

MÉMOIRE

présenté pour obtenir

L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-DIDEROT (PARIS 7)

par

Boris Tuchming

**Des muons aux bosons de Higgs supersymétriques dans
l'expérience DØ.**

Soutenue le 30 novembre 2010 devant le jury

P. Schwemling Président du jury
 Rapporteur

E. Kajfasz Rapporteur
Y. Sirois Rapporteur

U. Bassler Examineur
A. Lucotte Examineur

Remerciements

Je remercie Joël Feltesse de m'avoir fait confiance en m'embauchant au sein du Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée du CEA-Saclay ainsi que ses successeurs, Michel Spiro, Jean Zinn-Justin et Philippe Chomaz. J'exprime aussi ma gratitude aux différents chefs du Service de Physique des Particules qui m'ont accompagné pendant mes dix années de recherche : Pascal Debu, Bruno Mansoulié et Ursula Bassler qui a par ailleurs accepté de faire partie du jury de cette habilitation. Merci également à Didier Vilanova qui, en tant qu'adjoint aux chefs de service, a toujours fait preuve d'une grande disponibilité.

Tous mes remerciements vont également aux trois rapporteurs pour le temps et l'énergie qu'ils ont dû consacrer à ce mémoire : Eric Kajfasz, Yves Sirois et Philippe Schwemling. Merci également à Arnaud Lucotte d'avoir accepté d'être membre du jury de cette habilitation.

J'ai consacré ces dix dernières années à l'expérience DØ et je remercie naturellement tous ses membres qui ont de près ou de loin interagi avec moi ou enrichi mon travail. Plus particulièrement, je remercie mes collègues de Saclay membres de DØ qui constituent un groupe soudé de qualité, tant humainement que scientifiquement. Merci à Frédéric qui a en définitive rendu les figures qu'il m'avait empruntées pour sa thèse. Merci à Fabrice pour sa disponibilité et à Slava pour ses pelmini et son initiation à la manière ukrainienne d'aborder les problèmes. Ces années ont également vu défiler des étudiants en thèse dont le contact a été une source incessante d'enrichissement et je remercie en particulier Marine Michaut qui a été la première à me faire confiance pour encadrer une thèse. Merci enfin aux chefs de ce groupe : Armand Zylberstein qui m'a mis le pied à l'étrier, Emmanuelle Perez qui m'a témoigné sa confiance et Marc Besançon qui m'a soutenu et conseillé pendant la rédaction de ce mémoire.

Pour son soutien, ses encouragements sans faille, son amour et son dévouement, ma reconnaissance va tout naturellement à Marine J. grâce à qui j'ai fini par achever la rédaction de ce mémoire.

Enfin, je dédie ce mémoire à celui qui n'a pu assister à la soutenance de l'habilitation car son passage sur terre s'est vu écourté : mon père.

Table des matières

Introduction	1
1 Le modèle standard et au delà	3
1.1 modèle standard	3
1.1.1 Les ingrédients du modèle	3
Les groupes de jauge	3
Les constituants fondamentaux de la matière	4
Le champ de Higgs	4
Le lagrangien	5
1.1.2 Brisure de la symétrie électrofaible et mécanisme de Higgs	5
1.1.3 Le mécanisme de Higgs et la masse des fermions	6
1.2 Succès et faiblesses du modèle standard	8
1.3 La supersymétrie en bref	10
1.3.1 Conséquences d'un monde supersymétrique	11
Divergences quadratiques	11
Grande Unification	12
Gravitation	12
Matière noire	12
1.4 Secteur de Higgs supersymétrique	13
1.4.1 Le potentiel	13
1.4.2 Les bosons de Higgs	14
1.4.3 Couplages	15
1.4.4 Corrections radiatives au potentiel de Higgs	15
1.4.5 Définition des scénarios benchmark	16
1.4.6 Rapports d'embranchement	17
1.4.7 A propos de $\tan \beta$	18
1.4.8 Quelques conclusions phénoménologiques	18
1.4.9 Les corrections radiatives au vertex $\phi b\bar{b}$	19
2 Recherche du boson de Higgs au LEP	21
2.1 Le LEP	21
2.1.1 Phénoménologie à LEP2	21
2.2 Résultats de la recherche de Higgs au LEP	24
2.3 A propos des événements d'ALEPH	26
2.3.1 L'excès de candidats Higgs	26

2.3.2	Interprétation de l'excès dans un cadre supersymétrique	27
2.4	Conclusion	28
3	Le dispositif expérimental DØ au TeVatron	31
3.1	Le TeVatron	31
3.1.1	Du Run I au Run II	31
3.1.2	Création des faisceaux et accélération	33
	Les étapes d'accélération des protons	34
	Les étapes d'accélération des antiprotons	34
	Les faisceaux du TeVatron	34
	La mise en marche du recycleur	34
3.2	Le détecteur DØ	35
3.2.1	Axes, repères et quelques conventions	35
	Définitions des axes	35
	Rapidité et pseudo-rapidité	36
	Coordonnées détecteurs	37
	Trajectoire d'une particule chargée	37
3.2.2	Le trajectographe	38
	Le solénoïde	38
	SMT	39
	Le détecteur layer-0	40
	CFT	40
	Performances	41
3.2.3	La Calorimétrie	41
	Le calorimètre	41
	Le détecteur de pieds de gerbes	42
	Les détecteurs inter-cryostats	43
	Performances	43
3.2.4	Le spectromètre à muons	43
	Les aimants toroïdaux	44
	WAMUS	45
	FAMUS	46
	Performances	46
3.2.5	Le détecteur de protons à l'avant	46
3.2.6	Luminomètre et mesure de luminosité	46
3.2.7	Le système de déclenchement	48
	Niveau 1	48
	Niveau 2	49
	Niveau 3	50
3.3	Simulation du détecteur	50
3.3.1	Simulation	50
	Génération	50
	Simulation complète	50
	Simulation rapide	51
	Interactions spectatrices	51

	Simulation du système de déclenchement	51
	Corrections de la simulation	52
3.4	Reconstruction des objets physiques	52
3.4.1	Traces chargées et vertex primaire	52
3.4.2	Électrons et photons	53
3.4.3	Jets	53
	Reconstruction et identification	53
	Échelle d'énergie	54
	Résolution	54
3.4.4	Énergie transverse manquante	54
3.4.5	Jets de quarks beaux	55
	Principes de l'étiquetage	55
	Étiquetabilité	56
	Mesure des performances	56
4	Reconstruction des muons dans DØ	59
4.1	Géométrie du spectromètre	59
4.2	Reconstruction des Segments	60
4.3	Reconstruction des traces dans le spectromètre	61
4.3.1	Quelques éléments sur la diffusion multiple	63
4.3.2	Modélisation de la diffusion multiple	65
4.3.3	Reconstruction de la trace et ajustement de l'impulsion	66
4.3.4	Performances de la procédure d'ajustement	68
4.3.5	Reconstruction de l'impulsion	70
4.3.6	Filtrage des traces	71
4.3.7	Efficacité de reconstruction dans le spectromètre	71
4.4	Association avec le trajectographe central	73
4.4.1	Position du problème	73
4.4.2	Propagation d'une particule dans la matière	73
	Présence de champ magnétique	73
	Effet de la diffusion multiple	73
	Effet de la perte d'énergie	74
	Résumé des différentes contributions	75
4.4.3	Propagation de la matrice d'erreur	75
	Calcul préliminaire	75
	Propagation de E^{PP}	76
	Propagation de E^{XX}	77
	Propagation de E^{XP} :	78
4.4.4	Combinaison et filtrage	78
4.5	Les muons dans le calorimètre	81
4.6	Les muons dans les premières données du Run II	81
4.7	Résumé et commentaire	83

5	Certification des muons à grand p_T	87
5.1	Définition des types	88
5.1.1	Les critères muons	88
5.1.2	Les critères de qualité du trajectographe	90
5.1.3	Veto anti-cosmiques	90
5.1.4	Critères d'isolation	91
5.1.5	Objets certifiés, efficacité	91
5.2	Méthode de mesure des efficacités	92
5.2.1	Principe des mesures : tag and probe	92
5.2.2	Petit historique du calcul des efficacités dans DØ	93
	La notion d'efficacité	94
	Méthode avec des muons célibataires	94
	Méthode avec des di-muons	95
	La méthode <i>tag and probe</i>	97
	Conclusion	98
5.2.3	Coupures et sélections	99
	Sélection pour l'efficacité d'identification des muons	99
	Sélection pour l'efficacité de reconstruction des traces centrales	100
	Sélection pour l'efficacité des critères d'isolation	100
5.3	Mesure des efficacités du Run IIa	101
5.3.1	Lot d'événements	101
	Lot de données	101
	Événements simulés	102
	Luminosité et vertex reconstruits	102
5.3.2	Efficacité d'identification des muons	103
	Luminosité instantanée	104
	Corrections DATA/MC <i>muonId</i>	104
5.3.3	Incertitudes sur les corrections <i>muonId</i>	106
	Biais de la méthode <i>tag and probe</i>	106
	Contamination en événements de bruit	107
	Variation avec le temps et la luminosité	108
	Segmentation des cartes d'efficacité	108
	Statistique limitée	108
	Résumé	108
5.3.4	Résumé sur les efficacités <i>muonId</i>	108
5.3.5	Efficacité de reconstruction des traces centrales	109
	Acceptance du SMT	109
	Efficacité de reconstruction des traces	110
	Luminosité et temps	111
	Corrections DATA/MC de trajectographie	113
5.3.6	Incertitudes sur les corrections de trajectographie	114
	Biais de la méthode <i>tag and probe</i>	114
	Contamination en événements de bruit	115
	Variation avec le temps et la luminosité	116
	Segmentation des cartes d'efficacité	116

	Invariance suivant ϕ	117
	Simulation du vertex suivant z	117
	Statistique limitée	118
	Résumé	118
5.3.7	Résumé sur les efficacités de trajectographie	118
5.3.8	Efficacités d'isolation	119
5.4	Efficacités des déclenchements sur les muons au Run IIa	120
5.4.1	Déclenchement avec le spectromètre à muons	120
	Muon de niveau 1	120
	Muon de niveau 2	122
	Muon de niveau 3	122
5.4.2	Déclenchement sur des traces	124
	Traces de niveau 1	124
	Traces de niveau 3	126
5.4.3	Association muon-trajectographe au niveau 3	127
5.4.4	Déclenchement sur événements à deux muons	127
5.4.5	Efficacités de déclenchement implémentées dans le logiciel de DØ	127
5.4.6	Incertitudes systématiques pour les efficacités de déclenchement	128
	Choix des conditions	129
	Biais de la méthode <i>tag and probe</i>	130
	Contamination en fond et sensibilité aux coupures de sélection	130
	Corruption de l'information de niveau 3	131
	Variation avec le temps et la luminosité	131
	Segmentation des cartes d'efficacité	132
	Variables omises	132
	Distribution en z de la zone d'interaction	133
	fonctionnement du CTT	133
	Statistique limitée	134
	Résumé des incertitudes systématiques	134
5.5	Impulsion des muons	135
5.5.1	Correction de l'impulsion des muons sans coup SMT	135
5.5.2	Résolution en impulsion et dégradation de la simulation	136
	Dégradation de la résolution dans la simulation	136
	Mesure de la résolution	137
5.6	Résumé	138
6	Mesure de la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu)$	139
6.1	Introduction	139
6.1.1	La physique du W	139
6.1.2	Production et signature	140
6.2	Sélection des événements $W \rightarrow \mu\nu$	142
6.2.1	Lot de données	142
6.2.2	Critère de déclenchement et luminosité	142
6.2.3	Sélection des événements	143
6.3	Mesure des efficacités	144

6.3.1	Efficacité <i>muonId</i>	145
6.3.2	Efficacité de déclenchement	146
6.3.3	Efficacité de reconstruction de traces hors ligne et en ligne	146
	Reconstruction des traces centrales	146
	Reconstruction des traces au niveau 3 de déclenchement	149
6.3.4	Variation avec le temps	150
6.3.5	Efficacité d'isolation	150
	Choix du critère	151
	Dépendance en luminosité	151
	Biais de la méthode <i>tag and probe</i>	152
	Dépendance en p_T dans la simulation	152
	Paramétrisation de la dépendance en p_T	153
	Mesure de l'efficacité d'isolation dans les données	155
6.3.6	Efficacité du veto $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	156
	Choix des coupures	156
	Calcul de l'efficacité	157
6.4	La simulation rapide	158
6.4.1	Résolution en impulsion et en énergie manquante	159
	Trajectographie	159
	Énergie manquante	159
	Dépôts calorimétriques du muon	160
	Incertitudes	160
6.4.2	Paramétrisation de la distribution du vertex suivant z	161
6.5	Acceptance sur le signal	162
6.5.1	Incertitude sur l'acceptance due au choix de PDF	162
6.5.2	Résumé des incertitudes sur l'acceptance	163
6.6	Estimation du bruit de fond	164
6.6.1	Bruit de fond électrofaible	164
6.6.2	Bruit de fond QCD	165
	Taux de muons faussement isolés	165
	Estimation du fond QCD	167
6.6.3	Contribution des désintégrations en vols des muons cosmiques	168
	Modèle de la distribution du <i>dca</i> pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$	168
	Modèle de distribution du <i>dca</i> pour les désintégrations en vol	169
6.6.4	Récapitulation des contaminations en bruits de fond	170
6.7	Résultats	174
6.7.1	Mesure de la section efficace pour les deux périodes	174
6.7.2	Test de stabilité des résultats	174
	Tests sur critère de veto	174
	Test de stabilité avec différentes coupures cinématiques	174
6.7.3	Résultats et incertitudes finales sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu)$	178
6.7.4	Comparaison entre données et simulation	179
6.8	Épilogue	187
6.8.1	Après les conférences de printemps 2005	187
6.8.2	Révision de la mesure de $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu)$	187

7	Recherche de Higgs supersymétriques dans le canal multi-jets	189
7.1	Production de bosons de Higgs aux grandes valeurs de $\tan\beta$	189
7.2	Sélection et stratégie	191
7.2.1	Signal et bruit de fond	191
7.2.2	Lot de données et présélection	192
7.2.3	Sélection	193
7.2.4	Traitement statistique pour la recherche de signal	195
	Les niveaux de confiance de découverte et d'exclusion	195
	La question des incertitudes systématiques	196
	Modification pour une normalisation inconnue du bruit de fond	197
7.3	Simulation des événements	197
7.3.1	Simulation du signal hb et hbb	198
7.3.2	Simulation du bruit de fond	198
7.3.3	Lots simulés	202
7.3.4	Corrections de la simulation	202
7.3.5	Mesure et simulation des efficacités de déclenchement	203
	Niveau 1	203
	Niveau 2	204
	Condition cinématique au niveau 3	205
	Condition de niveau 3 sur le contenu en quarks b	206
	Efficacité globale de déclenchement	209
7.3.6	Taux de vrais et faux étiquetages	209
7.3.7	Efficacité pour le signal	210
7.3.8	Utilisation du quark top en tant que chandelle standard	215
7.4	Analyse des données	218
7.4.1	Étude de la composition du lot	218
	Méthode	218
	Facteur correctif additionnel	220
	Vérification des résultats obtenus	221
7.4.2	Comparaison entre données et simulations	222
7.4.3	Améliorer la sensibilité au signal	227
	Variable discriminante basée sur un rapport de vraisemblance	227
	Détermination du spectre de bruit de fond	230
	Optimisation du critère d'étiquetage des b	231
	Optimisation du nombre d'appariement	231
	Optimisation de la coupure sur la fonction de vraisemblance	231
7.4.4	Incertitudes systématiques sur la production de signal	233
7.4.5	Incertitudes systématiques sur le fond	236
	Composition du bruit de fond	236
	Bruit de fond bbj et taux de mauvaise identification	237
	Efficacité d'étiquetage des b	238
	Échelle d'énergie des b	238
	Cinématique de la simulation et choix du générateur	239
	Effet de l'étiquetage dans les conditions de déclenchement	239
	Résumé sur les incertitudes systématiques du bruit de fond	240

7.5	Résultats	243
7.5.1	Accord dans la région des basses valeurs de vraisemblance	243
7.5.2	Région des hautes vraisemblances	247
7.5.3	Limite d'exclusion	247
7.6	Interprétation de l'exclusion dans le cadre du MSSM	252
7.6.1	Effets des corrections quantiques SUSY	252
7.6.2	Impact de la largeur du boson de Higgs	253
	Largeur du boson de Higgs pour les grands $\tan\beta$	253
	Impact de la largeur au niveau de la production $gb \rightarrow \phi$	254
	Simulation des effets de la largeur	254
	Exemple de spectre utilisé pour le calcul des niveaux de confiance	254
7.6.3	Limite d'exclusion dans différents scénarios du MSSM	256
7.7	Conclusion	256
	Conclusions et perspectives	259
	Références bibliographiques	261
	Acronymes et abréviations diverses	273
	Annexes :	275
	Note de conférence : Mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$	275
	Article : recherche de Higgs supersymétriques dans le canal multi-jets	289

Introduction

La physique des particules a pour vocation d'essayer de comprendre la nature des constituants élémentaires de la matière et de leurs interactions. Poussée vers un niveau fondamental, c'est aux propriétés même de l'espace-temps qu'elle s'attaque. Le rêve de nombre de physiciens des particules est d'aboutir à une théorie du tout dont on est encore loin actuellement. Cependant, une construction théorique s'approche de ce but, de par sa capacité à expliquer nombre de phénomènes, son pouvoir prédictif et son adéquation aux résultats expérimentaux les plus précis. C'est le modèle standard dont l'élaboration remonte aux années 60 [1, 2, 3, 4].

Dans l'état actuel des connaissances, le modèle standard comprend trois familles de fermions qu'on peut assimiler à ce qu'on appelle la matière. Plus précisément la première famille constitue les briques de base des atomes et molécules de la matière ordinaire, les deux autres en sont des répliques, plus lourdes. Les interactions faibles, fortes et électromagnétiques résultent de symétries de jauge et sont véhiculées par des bosons vecteurs, respectivement les Z et W , les gluons et enfin le photon. La symétrie électrofaible est en fait brisée par le mécanisme de Higgs, si bien que les bosons Z et W peuvent avoir une masse non nulle. Ces masses mesurées expérimentalement définissent ce qu'on appelle l'échelle électrofaible, aux alentours de 100 GeV. Le mécanisme de Higgs permet également d'expliquer la masse des fermions. Il prédit aussi l'existence d'une particule scalaire, le boson de Higgs, jusqu'ici inobservée.

Le modèle standard constitue un cadre descriptif très puissant permettant de décrire beaucoup de phénomènes. Les deux dernières décennies du 20^e siècle en ont consacré le succès par de nombreux tests expérimentaux. Mais le modèle standard pêche aussi par de nombreux défauts. D'une part un certain nombre (sinon tous) de ses ingrédients semblent arbitraires et ne trouvent pas d'explication. On peut ainsi se demander pourquoi il y a trois familles de fermions, et d'où provient leur hiérarchie de masse. De même, pourquoi les symétries de jauge sont celles-ci et pas celles-là, pourquoi les intensités des interactions sont celles-ci et pas celles-là ?

D'autre part un certain nombre de phénomènes échappent à la description par le modèle standard. Notamment le mécanisme par lequel les neutrinos ont une masse est inconnu, l'asymétrie matière/antimatière de l'univers est inexpliquée. Le modèle standard ne connaît pas la nature de la matière noire, et encore moins de l'énergie noire. Plus généralement il ne décrit pas la gravitation.

Le dernier de ses défauts nourrit l'espoir de nombre de physiciens et justifie la construction du LHC du CERN. C'est le problème de naturalité qui se résume comme suit. Les corrections quantiques au mécanisme de bosons de Higgs décrit dans le modèle ne permettent pas de découpler différentes échelles d'énergies, avec d'une part l'échelle élec-

trofaible aux alentours de 100 GeV et d'autre part une physique encore inconnue à des énergies bien plus élevées.

Les solutions aux problèmes de naturalité font nécessairement apparaître de nouveaux phénomènes à l'échelle du TeV. Ils pourraient se révéler par des déviations par rapport au cas standard dans les mesures de précision des paramètres du modèle standard. Mais la manifestation la plus éclatante serait la découverte de nouvelles particules. Sonder le mécanisme de brisure électrofaible et chercher le boson de Higgs fait partie de cette exploration.

Si le potentiel du LHC pour explorer l'échelle du TeV est extraordinaire, la génération précédente d'accélérateurs, le LEP, Hera et le TeVatron, a permis de sonder une bonne partie de l'échelle électrofaible. La montée en puissance très progressive du LHC, à partir de 2008, laisse encore la part belle aux résultats expérimentaux de ces accélérateurs. Le TeVatron est d'ailleurs toujours en activité en 2010 et continuera de produire de nouveaux résultats, notamment sur la recherche de bosons de Higgs, pendant les prochaines années.

En tant que physicien je me suis inscrit dans cette recherche de nouvelle physique en participant aux expériences ALEPH et DØ. Dans ALEPH j'ai continué à travailler quelques mois après ma thèse en 2000 à l'analyse des données pour la recherche de bosons de Higgs standard et supersymétriques. Les résultats du LEP donnent toujours aujourd'hui la limite inférieure de 114.4 GeV sur la masse du boson de Higgs standard. J'ai ensuite rejoint l'expérience DØ en 2001 pour continuer la recherche de bosons de Higgs supersymétriques qui apparaissait comme très prometteuse. Le passage dans la collaboration DØ a aussi été l'occasion de participer au logiciel de reconstruction et d'identification des muons, ce qui a entre autre débouché sur la mesure de section efficace de production des bosons W dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$. Ce canal constitue en fait une des chandelles standard du TeVatron sur laquelle s'articule un grand nombre des analyses de données, si bien que cette mesure et la mise en place des outils afférents sont bien une étape dans cette exploration du modèle standard et la physique au-delà. La recherche de bosons de Higgs supersymétriques s'est étalée sur plusieurs années. Elle a été l'occasion d'encadrer une thèse de doctorat, et a abouti à une publication en 2009 sur l'ensemble des données du Run IIa, de 2002 à 2006.

Le plan de ce mémoire suit ce parcours. Après une introduction théorique, je résume brièvement les résultats du LEP en 2000. Puis j'aborde une description des moyens expérimentaux mis en œuvre sur le détecteur DØ, en particulier je m'attarde sur la reconstruction et l'identification des muons à laquelle j'ai participé. La procédure de certification des muons sur laquelle se basent de nombreuses analyses des données de DØ est ensuite décrite. Ces discussions autour des muons seraient incomplètes sans la description d'une analyse de physique reposant sur ces particules, en l'occurrence celle de la section efficace de production $W \rightarrow \mu\nu$. Finalement, mon passage depuis ALEPH vers DØ fut en grande partie motivée par la recherche de bosons de Higgs supersymétriques et je présente donc l'analyse publiée en 2008, dans un dernier chapitre.

Chapitre 1

Le modèle standard et au delà

1.1 modèle standard

Le modèle standard décrit les interactions entre les constituants élémentaires de la matière. En voici un bref résumé.

1.1.1 Les ingrédients du modèle

Les groupes de jauge

Les groupes de jauge sont $SU(2)_L \times U(1)_Y$ pour l'interaction électrofaible et $SU(3)_C$ pour l'interaction forte. Le L indique que le groupe $SU(2)$ n'agit que sur les fermions de chiralité gauche et le C du groupe $SU(3)$ que les charges de Noether associées à l'interaction forte sont appelées couleurs. Les nombres de générateurs de Lie des ces groupes étant respectivement 3, 1 et 8, il y a donc 3 champs de jauge W_μ^i pour $SU(2)_L$, 1 champ B_μ pour $U(1)_Y$ et il y a 8 gluons, pour $SU(3)_C$. Par souci de simplification, on omet les termes relatifs à l'interaction forte et la couleur dans la suite.

Les intensités des couplages étant respectivement g et g' , la dérivée covariante s'écrit ainsi

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i - i \frac{1}{2} g' Y B_\mu \text{ (fermions gauches et champ de Higgs)}, \quad (1.1)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i \frac{1}{2} g' Y B_\mu \text{ (fermions droits)}. \quad (1.2)$$

Les générateurs T_i de $SU(2)_L$ se déduisent des matrices de Pauli, τ_i :

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \text{ et } \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

par $T_i = \frac{\tau_i}{2}$. Ils vérifient les relations de structure

$$[T_i, T_j] = i \epsilon^{ijk} T_k. \quad (1.4)$$

Les constituants fondamentaux de la matière

Ce sont les particules obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. On sépare ces fermions en deux catégories :

1. Les quarks ressentent l'interaction forte car ils portent une des trois charges de couleur ; ils appartiennent donc à une représentation de dimension 3 de $SU(3)_C$.
2. Les leptons n'ont pas de couleur.

Quarks et leptons ressentent l'interaction électrofaible. Les fermions gauches sont associés en doublets de $SU(2)_L$, les fermions droits sont des singulets pour ce groupe. D'autre part, chaque fermion est caractérisé aussi par son hypercharge faible Y . On le verra par la suite, elle est liée à la charge électrique, Q , et la troisième charge de $SU(2)$, T_3 , par la relation $2Q = Y + 2T_3$. La mise en évidence récente des oscillations de neutrinos [7], nous incite à incorporer les neutrinos droits dans ce tableau, mais les détails du secteur des neutrinos sont encore inconnus.

	fermion			charges associées		
	1ère génération	2ème génération	3ème génération	T_3	Y	Q
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	-1 -1	0 -1
	e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1
	ν_{eR}	$\nu_{\mu R}$	$\nu_{\tau R}$	0	0	0
Quarks	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$ $+\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
	u_R	c_R	t_R	0	$+\frac{4}{3}$	$+\frac{2}{3}$
	d_R	s_R	b_R	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Le champ de Higgs

Le champ de Higgs du modèle standard minimal est un doublet sous $SU(2)_L$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

et a pour hypercharge $Y = 1$. Le potentiel associé est

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.6)$$

ou μ et λ sont positifs. Notons que le terme μ est le seul paramètre dimensionné du modèle standard. C'est lui qui définit l'échelle électrofaible.

Le lagrangien

Les ingrédients de la partie précédente sont combinés dans le lagrangien du modèle standard :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{\mathcal{J}} + \mathcal{L}_{\mathcal{F}} + \mathcal{L}_{\mathcal{H}} + \mathcal{L}_{\mathcal{HF}} \quad (1.7)$$

Le premier terme décrit la cinétique des champs de jauge, le deuxième celle des fermions. Les troisième et quatrième terme décrivent respectivement le secteur de Higgs et l'interaction Higgs-fermions.

1.1.2 Brisure de la symétrie électrofaible et mécanisme de Higgs

En se restreignant au secteur de Higgs

$$\mathcal{L}_{\mathcal{H}} = D_{\mu}(\phi)^{\dagger} D^{\mu}(\phi) - V(\phi) \quad (1.8)$$

on voit qu'il est d'abord nécessaire de minimiser le potentiel pour définir l'état de vide de la théorie. On trouve ainsi que le champ de Higgs acquiert une valeur moyenne dans le vide non nulle

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}. \quad (1.9)$$

Ce minimum brise la symétrie $SU(2)_L \times U_Y(1)$, mais il reste une symétrie résiduelle car pour le générateur $Q = Y/2 + T_3 = Y/2 + \tau_3/2$, on constate que $Q \langle \phi \rangle = 0$. Le vide demeure donc invariant sous les symétries générées par Q qui constituent le groupe de jauge $U(1)_{em}$ de l'électromagnétisme.

Il est possible de reparamétriser les 4 degrés de liberté réels du champ de Higgs à l'aide de trois champs ξ_i indépendants:

$$\phi = e^{-i\frac{\tau^j}{2}\xi^j} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

On peut faire disparaître les champs ξ en imposant une transformation de jauge qui brise l'invariance $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\phi \rightarrow e^{+i\frac{\tau^j}{2}\xi^j} \quad (1.11)$$

Maintenant, si on écrit le terme cinétique du champ de Higgs évalué en $\phi = \langle \phi \rangle$:

$$\begin{aligned} D_{\mu}(\phi)^{\dagger} D^{\mu}(\phi) \Big|_{\phi=\langle\phi\rangle} &= \langle \phi \rangle^{\dagger} \left(gW_i T_i + g' \frac{Y}{2} B_{\mu} \right)^2 \langle \phi \rangle \\ &= \frac{v^2}{8} g^2 (W_1^2 + W_2^2) + \frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) \left(\frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_3 - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B \right)^2, \quad (1.12) \end{aligned}$$

on constate que le champ chargé $W_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 \mp iW_2)$ a une masse

$$M_W = g \frac{v}{2}, \quad (1.13)$$

le champ réel Z , défini par

$$Z = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_3 - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B = \cos \theta_W W_3 - \sin \theta_W B, \quad (1.14)$$

a pour masse

$$M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} \quad (1.15)$$

tandis que la combinaison orthogonale

$$A = \sin \theta_W W_3 + \cos \theta_W B \quad (1.16)$$

est sans masse et s'identifie au photon.

Le doublet de Higgs originel possède quatre degrés de liberté réels. Trois de ces degrés sont absorbée par les trois champs de symétrie de jauge brisée. Pour chaque boson de jauge, ce nouveau degré de liberté est assimilable à une polarisation longitudinale, caractéristique d'un boson vecteur massif. Il reste donc un degré de liberté, le boson de Higgs, h dont la masse, $m = \sqrt{2}\mu$, est obtenue en développant le potentiel au voisinage du minimum:

$$V(\phi) = V(v/\sqrt{2}) + \frac{1}{2}2\mu^2 h^2 + \text{termes de degrés supérieurs.} \quad (1.17)$$

On peut maintenant remarquer que les équations 1.13 et 1.15 relient les masses des bosons et l'angle de Weinberg, θ_W :

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W M_Z^2} = 1. \quad (1.18)$$

On vient de décrire le mécanisme de Higgs dans le cas particulier de celui du groupe de jauge électrofaible avec un seul doublet de champ scalaire. Mais ses caractéristiques générales s'en dégagent facilement. Bien que le potentiel des scalaires soit invariant de jauge, il possède des minima qui ne sont plus invariants. Dans l'état fondamental de la théorie les champs acquièrent des valeurs moyennes dans le vide non nulles qui brisent spontanément la symétrie. A chaque générateur brisé correspond un degré de liberté scalaire qui va être réabsorbé dans la masse des champs de jauge. Les autres degrés de liberté scalaires vont donner les degrés de liberté physiques : le ou les bosons de Higgs.

1.1.3 Le mécanisme de Higgs et la masse des fermions

De la même façon qu'avec les bosons de jauge, un terme d'interaction (de Yukawa) avec le champ de Higgs du type

$$\mathcal{L}_{\dagger} = -y \overline{\begin{pmatrix} \psi_L^u \\ \psi_L^d \end{pmatrix}} \phi \psi_R^d + h.c. \quad (1.19)$$

donne une masse au fermion (de type down ici)

$$m_{\psi^d} = y \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.20)$$

lorsque le champ de Higgs prend une valeur non nulle dans le vide.

Deux remarques importantes peuvent être faites à ce niveau. D'une part la question de la hiérarchie mystérieuse des masses des fermions est en fait une hiérarchie des couplages de Yukawa. La découverte du boson de Higgs et l'étude du secteur de Yukawa pourrait être riche en enseignement quant à l'origine de cette hiérarchie. D'autre part le couplage du boson de Higgs aux fermions se reformule en $y/\sqrt{2}h\bar{\psi}\psi = g\frac{m_f}{2m_W}$, si bien que le boson de Higgs se désintègre préférentiellement en fermions lourds. La recherche de boson de Higgs sur collisionneur signifie souvent la recherche d'états finals avec des hadrons beaux ou des leptons taus.

En généralisant à trois familles de quarks (u, d) et de leptons (ℓ, ν), les couplages de Yukawa sont en fait des matrices:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mathcal{H}\mathcal{F}} = & -y_{ij}^d \begin{pmatrix} \psi_L^u \\ \psi_L^d \end{pmatrix}_i \phi \psi_{Rj}^d - y_{ij}^u \begin{pmatrix} \psi_L^u \\ \psi_L^d \end{pmatrix}_i i\tau_2 \phi^* \psi_{Rj}^u \\ & - y_{ij}^\ell \begin{pmatrix} \psi_L^\nu \\ \psi_L^\ell \end{pmatrix}_i \phi \psi_{Rj}^\ell - y_{ij}^\nu \begin{pmatrix} \psi_L^\nu \\ \psi_L^\ell \end{pmatrix}_i i\tau_2 \phi^* \psi_{Rj}^\nu + h.c. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Les matrices 3×3 du secteur des quarks, y^a , peuvent être reformulées en matrices diagonales, y'^a grâce à des transformations bi-unitaires $y^a \rightarrow \tilde{y}'^a = S^a y^a T^{a\dagger}$. Il suffit ensuite de redéfinir les champs

$$\psi_L^u \rightarrow S^u \psi_L^u, \quad \psi_R^u \rightarrow T^u \psi_R^u, \quad \psi_L^d \rightarrow S^d \psi_L^d, \quad \psi_R^d \rightarrow T^d \psi_R^d, \quad (1.22)$$

pour réécrire le lagrangien en termes d'états propres de masse, les éléments diagonaux des matrices y'^a . Mais ceci introduit un mélange entre les quarks dans les courants faibles chargés lorsqu'on réécrit le terme d'interaction avec les W :

$$g \overline{\psi_L^u} W_\mu^+ \gamma^\mu (S^u S^{d\dagger}) \psi_L^d + g \overline{\psi_L^d} (S^u S^{d\dagger})^\dagger W_\mu^- \gamma^\mu \psi_L^u, \quad (1.23)$$

La matrice unitaire $(S_u S_d^\dagger)$ est appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

Expérimentalement, les termes diagonaux sont voisins de 1 et les termes non diagonaux sont d'autant plus faibles qu'ils sont éloignés de la diagonale. L'existence d'une phase complexe non absorbable par une redéfinition des champs fermioniques est une source de violation de CP. Elle a été mesurée dans les usines à B [5, 6] mais elle est insuffisante pour expliquer la baryogénèse.

La hiérarchie dans la matrice CKM tout comme la hiérarchie de masse des particules connues provient de la structure des couplages de Yukawa. La cause de cette hiérarchie

est actuellement inconnue et on ne peut que constater sans l'expliquer, ce qui est une des lacunes du modèle standard.

En fait, le modèle standard a proprement parler n'inclut pas l'existence de neutrinos droits et les neutrinos gauches sont non massifs. Cependant la découverte d'oscillation de neutrinos à la fin des années 90 [7], démontre que leur masse n'est pas nulle. Le plus simple consisterait à introduire les spineurs droits des neutrinos singulets de jauge. De façon analogues aux quarks, la brisure électrofaible leur donne une masse via les couplages de Yukawa et induirait un mélange à la CKM pour le secteur des leptons. C'est ce qui est fait dans l'équation 1.21 avec la matrice y_{ij}^ν non nulle. Mais ce seul mécanisme n'a pas la faveur de la littérature pour deux raisons.

D'une part on se retrouverait avec une hiérarchie de couplage de Yukawa encore plus grande que celle du secteur des quarks car on sait expérimentalement que l'échelle de masse des neutrinos est de l'ordre de l'électronvolt.

D'autre part, il est assez naturel de rajouter au lagrangien du modèle standard un terme de masse de Majorana. Celui-ci respecte toutes les symétries de jauge car le champ ψ_R^ν en est singulet :

$$\frac{1}{2} M_{ij}^R \overline{(\psi_{Ri}^\nu)^c} \psi_{Rj}^\nu + h.c. \quad (1.25)$$

si on réécrit le terme de masse de Dirac provenant de la brisure électrofaible en fonction des spineurs et de leurs conjugués de charge,

$$M_{ij}^D \overline{(\psi_{Li}^\nu)} \psi_{Rj}^\nu + h.c. = M_{ij}^D \overline{(\psi_{Li}^\nu)^c} (\psi_{Rj}^\nu)^c + h.c. \quad (1.26)$$

on voit que le terme de masse sommant les contributions de Dirac et de Majorana fait apparaître une matrice mélangeant neutrino gauches et droits:

$$\left(\overline{(\psi_{Li}^\nu)^c}, \overline{\psi_{Ri}^\nu} \right) \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & M_{ij}^D \\ M_{ij}^D & M_{ij}^R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{Lj}^\nu \\ (\psi_{Rj}^\nu)^c \end{pmatrix} + h.c., \quad (1.27)$$

Les états physiques résultant de la diagonalisation de cette matrice sont un mélange des différentes saveurs et des différentes chiralités. On peut aisément imaginer que M^R soit l'échelle d'une nouvelle physique bien supérieure à l'échelle électrofaible, tandis que M^D doit être de l'ordre de la masse des fermions usuels : $M^D \ll M^R$. On obtient alors naturellement une masse très petite pour le neutrino le plus léger, de l'ordre de $\simeq M^D \times \frac{M^D}{M^R}$, tandis que l'autre neutrino a pour masse M^R . C'est le mécanisme see-saw¹.

1.2 Succès et faiblesses du modèle standard

Le modèle standard est un modèle prédictif très puissant dont le succès expérimental de trois dernières décades est incontestable.

Les succès spectaculaires furent d'abord la prédiction de nouvelles interactions et de nouvelles particules. Etabli dans les années 60, le modèle standard prédit par exemple

¹Une introduction pédagogique à la physique des neutrinos se trouve dans [8].

l'existence de courants neutres qui sont mis en évidence quelques années plus tard, en 1973 [9]. Les bosons intermédiaires associés à la force électrofaible, Z et W , sont observés au $S\bar{p}pS$ du CERN en 1982 [10, 11]. L'existence d'une troisième famille initiée par la découverte du τ à SLAC et du quark b en 1977 est confirmée par la découverte du top au TeVatron en 1995 [13, 14] et celle des neutrinos ν_τ par l'expérience *DONUT* [15] en 2001.

Son succès repose également sur l'accord remarquable entre les observables expérimentales et les prédictions théoriques qui teste la cohérence de la théorie (cf. figure 1.1). Les observables prédites aux ordres supérieurs du développement en perturbation, sont testées en étudiant notamment auprès du LEP et du SLC [16, 17] les propriétés du Z et du W , telles que masses, largeurs partielles, couplages ou couplages à trois bosons. Le collisionneur hadronique TeVatron a aussi son mot à dire puisqu'il contribue à la mesure de la masse du W et surtout mesure avec une précision de plus en plus grande la masse du quark top (moins de 0.7% en 2010).

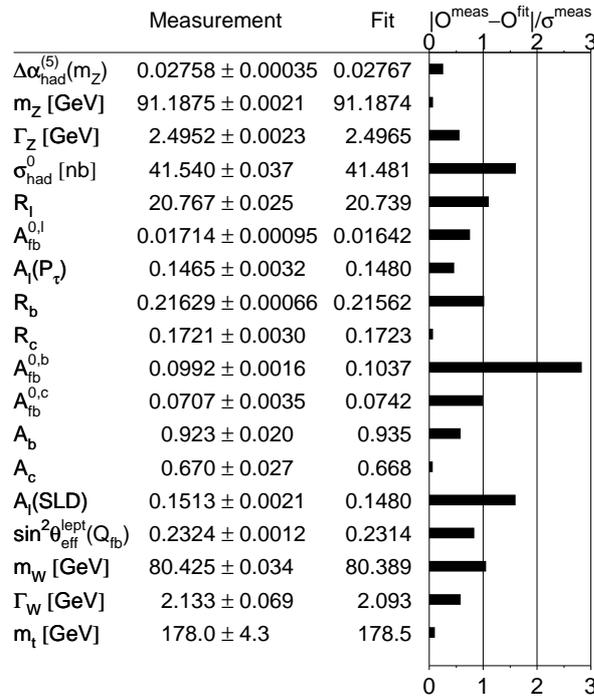


FIG. 1.1: Mesures des paramètres du modèle standard [16]. Pour les différents termes, la figure représente le nombre de déviations standard entre l'ajustement global et la mesure.

Cependant, comme on l'a vu dans la partie précédente un certain nombre de données du modèle standard restent inexplicées et constituent ces lacunes. De façon fondamentale,

on ne sait pas pourquoi il existe trois familles de fermions, ni d'où vient la valeur des couplages des trois interactions. La hiérarchie des masses, le mélange des saveurs de quarks, le mélange des neutrinos, la possibilité d'une masse de Majorana pour les neutrinos sont eux aussi inexpliqués. Un autre problème est que le modèle ne décrit pas tout les phénomènes observés. Notamment, il ne comprend pas la gravitation, ne décrit pas l'existence de matière noire et encore moins d'énergie noire.

Mais le problème de hiérarchie, ou encore de naturalité, demeure le plus important car il met en jeu la cohérence même du modèle. Il apparaît lorsqu'on calcule les corrections quantiques à la masse du boson de Higgs. A l'ordre le plus bas elles font intervenir le diagramme de la figure 1.2 dont le degré de divergence superficielle est 2. Si bien

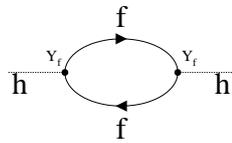


FIG. 1.2: Diagramme à une boucle de fermion intervenant dans le calcul de la fonction de Green à deux points du champ scalaire h .

qu'après régularisation par introduction d'une échelle Λ on obtient comme terme dominant contribuant à la masse du boson de Higgs:

$$\Pi_{hh}^f(p_h = 0) \sim -4y_f^2 \int^{\Lambda} \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m_f^2} \sim -4y_f^2 \Lambda^2. \quad (1.28)$$

Ce terme diverge quadratiquement en Λ . La théorie est renormalisable si bien qu'il est possible de rendre fini la masse du boson de Higgs grâce au contre-terme adéquat.

Une interprétation possible des divergences des théories renormalisables consiste à dire que la théorie n'est valide qu'à une certaine échelle Λ au delà de laquelle il faut ajouter les contributions d'une nouvelle physique pour rendre les paramètres finis. Dans le cas des divergences quadratiques, si on prend $\Lambda^2 = M_{Pl}^2 \sim 10^{32} \text{ TeV}^2$ échelle de Planck on s'aperçoit qu'il faudrait qu'un autre terme de l'ordre 10^{32} TeV^2 provenant de cette nouvelle physique compense exactement Λ pour donner une masse du boson de Higgs à l'échelle de 1 TeV. Une telle concomitance (ou ajustement fin) des grandeurs physiques sur 32 ordres de grandeur paraît impossible.

Ainsi si le boson de Higgs seul ne permet pas la possibilité d'une hiérarchie entre plusieurs échelles dans la théorie, on est amené à penser que le domaine de validité du modèle standard ne dépasse pas le TeV.

1.3 La supersymétrie en bref

On peut faire remonter la supersymétrie aux années 60-70 au cours desquels les physiciens ont essayé d'étendre² le groupe de Poincaré pour y intégrer les groupes de symétries

²De manière différente d'un produit directe qui est une extension triviale.

internes décrivant les classifications des particules. Cela a été démontré comme impossible³.

En fait, on peut contourner cette impossibilité en proposant une nouvelle symétrie dont les générateurs Q peuvent avoir des charges spinorielles, en d'autres termes obéir à des lois d'anti-commutation au lieu des lois de commutation des groupes de Lie usuels. C'est la Supersymétrie [19]. On a ⁴:

$$\{Q^r, \bar{Q}^s\} = -2\gamma_\mu^{rs} P^\mu. \quad (1.29)$$

On suppose ici qu'il n'y a qu'un générateur Q . Les autres relations de l'algèbre sont alors

$$[Q^r, P_\mu] = 0, \quad (1.30)$$

$$[Q^r, M_{\mu\nu}] = \frac{i}{4} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]^{rs} Q^s. \quad (1.31)$$

La Supersymétrie transforme les bosons en fermions et les fermions en bosons. Etant donnés leurs nombres quantiques, il n'est pas possible que les fermions et bosons du modèle standard soient les transformés supersymétriques les uns des autres. Si notre monde est supersymétrique, il faut au minimum⁵ doubler le spectre des particules connues et placer chaque particule du modèle standard dans un multiplet supersymétrique propre pour obtenir le modèle supersymétrique minimal [20], le MSSM. Le bestiaire des particules s'enrichit donc de particules scalaires : sleptons, squarks et de fermions de spin $\frac{1}{2}$ jauginos, Higgsinos.

La relation 1.30 implique que les particules d'un même multiplet supersymétrique sont dégénérées en masse. Il est donc nécessaire que la Supersymétrie soit brisée pour être compatible avec la non observation expérimentale jusqu'à présent de particules supersymétriques. 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 [21, 22] qui sont des termes de masse pour les champs scalaires (sfermions et Higgs), des termes de masse pour les jauginos et des couplages trilineaires pour les scalaires (sfermions). ⁶.

1.3.1 Conséquences d'un monde supersymétrique

Divergences quadratiques

Si un des problèmes du modèle standard vient des divergences quadratiques dans le secteur de Higgs il se trouve en partie résolu par l'ajout de particules supersymétriques. En effet les contributions d'une boucle fermionique et d'une boucle bosonique sont de signes

³On parle de "No-go" theorem, par exemple [18].

⁴ r et s sont les indices d'un bi-spineur de Dirac. Les matrices γ_μ sont les matrices γ de Dirac. Le moment cinétique, $M_{\mu\nu}$ et l'impulsion P_μ sont les générateurs du groupe de Poincaré.

⁵avec un seul générateur Q de transformations supersymétriques.

⁶La terminologie *brisure douce* signifie que malgré ces termes, le lagrangien conserve une des propriétés de la Supersymétrie exacte : l'annulation des divergences quadratiques du secteur de Higgs dont il est question en 1.3.1.

opposées et s'annulent dans le cas d'une réalisation supersymétrique exacte. Comme la supersymétrie est brisée, il subsiste en fait des termes dominants en $m_{fermion}^2 - m_{boson}^2$ qui est l'échelle de brisure douce m_{SUSY}^2 . Pour que le problème de hiérarchie ne soit pas réintroduit à cause de cette différence il faut que la masse des particules supersymétriques ne soit pas très différente de l'échelle électrofaible. Notons que l'absence de découverte de particules supersymétriques assez légère ($O(100 \text{ GeV})$), notamment auprès du LEP, a quelque peu mis à mal la théorie. On parle de nouveau du problème des ajustements fins dans le cadre du modèle supersymétrique minimal (MSSM) [23].

Grande Unification

Les équations du groupe de renormalisation permettent de faire évoluer la valeur des couplages de jauge connus expérimentalement à faible énergie, en fonction de l'échelle. Dans le cas du modèle standard, les couplages semblent converger mais pas exactement à une échelle de $\simeq 10^{16} \text{ GeV}$ qui est appelée par conséquent échelle GUT. Si on se place dans le cadre du MSSM, les équations du groupe de renormalisation sont différentes et l'égalité des couplages à l'échelle GUT est possible. Ceci semble donc favoriser la Supersymétrie comme cadre de la grand-unification.

Gravitation

Si on rend la Supersymétrie locale, les relations 1.29 et 1.31 introduisent des transformations du système de coordonnées dépendant de l'espace et du temps, ce qui correspond au groupe de symétrie de la relativité générale. La Supersymétrie locale [24, 25] appelée supergravité (SUGRA) s'avère ainsi être un cadre pour incorporer la gravitation aux autres interactions. Elle justifie le modèle mSUGRA (appelé aussi MSSM contraint) pour lequel les paramètres de brisure douce se trouvent unifiés à l'échelle GUT et ne sont alors plus que trois : A_0 terme de mélange trilineaire des sfermions, m_0 terme de masse des scalaires et $m_{\frac{1}{2}}$ terme de masse des jauginos. Le modèle SUGRA le plus simple ne dépend alors que de 5 paramètres ($A_0, m_0, m_{\frac{1}{2}}, \tan \beta, \text{signe}(\mu)$)⁷ et fournit un cadre précis pour effectuer les recherches de particules supersymétriques.

Matière noire

Une symétrie discrète multiplicative appelée R-parité [26] apparaît naturellement dans certaines conditions. Il lui est associé un nombre quantique : $R = (-1)^{2s+3B+L}$, où s , B et L désignent respectivement le spin, le nombre baryonique et le nombre leptonique. En supposant que la R-parité est conservée, les termes violant les nombres baryoniques et leptoniques sont interdits dans les lagrangiens supersymétriques et les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paires. La particule supersymétrique la plus légère (LSP) doit être stable. La supersymétrie peut ainsi fournir un bon candidat en général un neutralino⁸, pour expliquer l'existence de matière noire non baryonique, interagissant faiblement.

⁷ $\tan \beta$ et μ sont définis plus loin.

⁸Mélange de Zino, Photino et Higgsino.

1.4 Secteur de Higgs supersymétrique

1.4.1 Le potentiel

La supersymétrie contraint le secteur de Higgs très fortement. D'une part elle impose au minimum deux doublets de Higgs, H_1 et H_2 , d'hypercharges opposées. D'autre part elle impose que les coefficients d'auto-interaction des doublets soient donnés par les couplages de jauges au lieu d'être des paramètres arbitraires. Le potentiel s'écrit ainsi :

$$\begin{aligned}
 V(H) &= (|\mu|^2 + \tilde{m}_1^2)|H_1|^2 + (|\mu|^2 + \tilde{m}_2^2)|H_2|^2 - \mu B \epsilon_{ij}(H_1^i H_2^j + h.c.) \\
 &+ \frac{g^2 + g'^2}{8}(|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{1}{2}g^2|H_1^\dagger H_2|^2.
 \end{aligned} \tag{1.32}$$

Les termes \tilde{m}_i sont des termes de brisure douce. Le paramètre μ est homogène à une masse. Pour plus de commodité, on utilise dans la suite $m_1^2 = \tilde{m}_1^2 + |\mu|^2$, $m_2^2 = \tilde{m}_2^2 + |\mu|^2$ et $m_3^2 = \mu B$.

Les champs développent des valeurs dans le vide non nulles :

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \tag{1.33}$$

et donne leur masse aux de la même manière qu'en (1.12) :

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2), \tag{1.34}$$

$$M_W^2 = \frac{1}{2}g^2(v_1^2 + v_2^2). \tag{1.35}$$

Les valeurs dans le vide v_1 et v_2 sont donc reliées à la valeur dans le vide qu'aurait le champ de Higgs standard par

$$v_1^2 + v_2^2 = \frac{v^2}{2} \simeq (170 \text{ GeV})^2. \tag{1.36}$$

On définit ici un des paramètres fondamentaux du MSSM, qui est le rapport des deux valeurs moyennes dans le vide :

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \tag{1.37}$$

celui-ci se déduit de la minimisation du potentiel :

$$\sin 2\beta = \frac{-2m_3^2}{m_1^2 + m_2^2}, \tag{1.38}$$

Les conditions d'obtention d'un vide stable qui brise la symétrie électrofaible sont :

$$m_1^2 + m_2^2 - 2m_3^2 > 0 \tag{1.39}$$

$$m_1^2 m_2^2 - m_3^4 < 0 \tag{1.40}$$

ce qui a pour conséquences : $m_3 \neq 0$ et $\tilde{m}_1 \neq \tilde{m}_2$. Il est notable que dans le cas d'une supersymétrie exacte pour laquelle les termes de brisure douce sont nuls, il n'y a pas de possibilité de briser la symétrie électrofaibles.

1.4.2 Les bosons de Higgs

Partant de deux doublets de Higgs, c'est-à-dire huit degrés de liberté scalaire, la brisure électrofaible produit $8 - 3 = 5$ bosons de Higgs : deux bosons neutres scalaires, h et H , un boson neutre pseudoscalaire, A , et deux bosons chargés, H^+ et H^- .

Le secteur pseudo-scalaire neutre du potentiel se diagonalise suivant

$$\begin{pmatrix} \Im(H_1) \\ \Im(H_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_L^0 \\ A \end{pmatrix}. \quad (1.41)$$

Le champ Z_L^0 est le boson de Goldstone qui donne sa masse aux Z^0 . Le champ A est une particule neutre pseudo-scalaire ($CP=-1$) qui s'avère avoir une masse :

$$m_A^2 = m_1^2 + m_2^2. \quad (1.42)$$

Puisque les couplages quartiques de potentiel sont les couplages de jauge, g et g' , le potentiel peut se réexprimer en fonction des masses des bosons de jauge qui sont connues expérimentalement : $m_Z = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_2^2 + v_1^2)$. Il faut alors deux autres paramètres pour décrire le secteur de Higgs. On peut prendre $\tan \beta$ et une masse, par exemple celle du boson A . La matrice de masse du secteur des neutres scalaires ($CP = +1$) s'écrit ainsi :

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} m_A^2 \sin^2 \beta + m_Z^2 \cos^2 \beta & -\frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2) \sin 2\beta \\ -\frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2) \sin 2\beta & m_A^2 \cos^2 \beta + m_Z^2 \sin^2 \beta \end{pmatrix}. \quad (1.43)$$

Ses états propres H et h sont obtenus à partir d'une rotation

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \sqrt{2} \begin{pmatrix} \Re(H_1) - v_1 \\ \Re(H_2) - v_2 \end{pmatrix}, \quad (1.44)$$

dont l'angle α est défini par

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \left(\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \right) \quad \left(-\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq 0 \right). \quad (1.45)$$

Ses valeurs propres donnent la masse des bosons (h est par définition le plus léger) :

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta} \right). \quad (1.46)$$

Cette relation nous donne la contrainte :

$$m_h \leq m_h^{\max}(\tan \beta) = m_Z |\cos 2\beta| < m_H \quad (1.47)$$

qui nous indique que h a une masse inférieure à celle du Z (l'égalité est atteinte pour $m_A \rightarrow \infty$). Ceci laissait supposer, à la fin des années 80, que la Supersymétrie pourrait être découverte ou exclue complètement auprès du LEP. En fait, de fortes corrections radiatives, explicitées page 15, modifient cette inégalité.

Le secteur des chargés est diagonalisé par la matrice de rotation

$$\begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_L^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix}. \quad (1.48)$$

Le champ W_L est le boson de Goldstone qui donne une masse au W . Les bosons de Higgs chargés H^\pm ont pour masse :

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2. \quad (1.49)$$

1.4.3 Couplages

Les fermions du type up se couplent à H_2 et ceux de type down à H_1 ⁹. Comparés aux couplages du modèle standard, les couplages des Higgs neutres aux fermions diffèrent d'un facteur résultant du mélange entre H_1 et H_2 ($\cos \alpha$ ou $\sin \alpha$) et du fait que H_1 et H_2 prennent respectivement les valeurs dans le vide $v_1 = v/\sqrt{2} \cos \beta$ et $v_2 = v/\sqrt{2} \sin \beta$. Les couplages aux bosons de jauge provenant de la dérivée covariante, font également apparaître par exemple les angles α et β . Tous ces couplages dans le tableau 1.1. Des couplages n'existant pas dans le cas standard et liés à la nature pseudoscalaire de A sont reportés dans le tableau 1.2.

	h	H	A
u,c,t	$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \rightarrow 1$	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \rightarrow \cot \beta$	$\cot \beta$
d,s,b e, μ , τ	$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \rightarrow 1$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \rightarrow \tan \beta$	$\tan \beta$
Z W	$\sin(\beta - \alpha) \rightarrow 1$	$\cos(\beta - \alpha) \rightarrow -\cot \beta$	0

TAB. 1.1: Couplages aux fermions $\phi \bar{f} f$ et aux bosons vecteurs $\phi V V$ rapportés à ceux du modèle standard. Leur limite pour $m_A \rightarrow \infty$ (en fait $m_A \gg m_h^{\max}$) se déduit de (1.52) et est également donnée.

vertex	$A(p)h(p')Z^\mu$	$A(p)H(p')Z^\mu$
couplage	$g \frac{\cos(\beta - \alpha)}{2 \cos \theta_W} (p + p')^\mu$	$-g \frac{\sin(\beta - \alpha)}{2 \cos \theta_W} (p + p')^\mu$

TAB. 1.2: Couplages des bosons de Higgs neutres aux bosons de jauge impliquant le pseudoscalaire A .

1.4.4 Corrections radiatives au potentiel de Higgs

Au début des années 90 il a été réalisé [27] que les corrections radiatives aux relations de masses de la section précédente n'étaient pas négligeables. Notamment la relation $m_h < m_Z$ n'était plus vérifiée. C'est ce qui permet entre autre aux bosons de Higgs supersymétriques, s'ils existent, d'avoir échappé à la recherche du LEP [28]. Les calculs ont été effectués en utilisant dans les trois approches [29]: méthode diagrammatique, équations du groupe de renormalisation et méthode du potentiel effectif.

⁹ C'est-à-dire H_2 joue le rôle de ϕ et H_1 joue le rôle de $i\tau_2\phi^*$ de l'équation (1.21).

la matrice de masse de (1.43) est modifiée en $\mathcal{M}'^2 = \mathcal{M}^2 + \Delta$. Les masses et les angles de mélange (donc les couplages aux fermions et aux bosons) résultent de cette nouvelle matrice. La correction Δ dépend de tout le spectre SUSY, mais les termes dominants proviennent du secteur des tops et stops pour lesquels les couplages de Yukawa sont élevés. En première approximation, Δ est fonction de $(\mu, m_t, m_{\text{SUSY}}, X_t, \tan \beta)$. m_{SUSY} est mis ici pour la masse douce des stops et plus généralement représente un terme de masse commun aux superpartenaires des fermions. $X_t = A_t - \mu/\tan \beta$ est le terme de masse anti-diagonal (donc de mélange) apparaissant dans la matrice de masse des stops,

Le terme dominant est [30] :

$$\Delta_{22} \approx \frac{3g^2}{8\pi^2 \sin^2 \beta} \times \frac{m_t^4}{m_W^2} \times \left(\log \left(\frac{m_{\text{SUSY}}^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t^2}{m_{\text{SUSY}}^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12m_{\text{SUSY}}^2} \right) \right), \quad (1.50)$$

Les relations (1.46) et (1.45) sont transformées en

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} (m_A^2 + m_Z^2 + \Delta_{22} \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2 + \Delta_{22})^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta - 4\Delta_{22}(m_A^2 \sin^2 \beta + 4m_Z^2 \cos^2 \beta)}). \quad (1.51)$$

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \left(\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2 + \Delta_{22}/\cos 2\beta} \right) \quad (1.52)$$

Le terme correctif Δ_{22} est très grand à cause de la dépendance dans la puissance quatrième de la masse du top. Il est de l'ordre de $(100 \text{ GeV})^2$ pour des masses de stop de l'ordre du TeV/c^2 . On a donc toujours $m_h \leq m_h^{\text{max}} \leq m_H$, mais avec une borne sensiblement plus élevée que la masse du Z ,

$$m_h^{\text{max}} = \sqrt{m_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta_{22}} \quad (1.53)$$

qui vaut typiquement 120 à 140 GeV.

L'évolution des masses des scalaires en fonction de la masse du pseudo-scalaire est montrée sur la figure 1.3, pour différentes valeurs de $\tan \beta$ et différentes corrections radiatives. Cette figure est commentée en 1.4.8.

1.4.5 Définition des scénarios benchmark

Les corrections SUSY modifient en fait à la fois les couplages et les relations entre les masses des bosons de Higgs. L'effet de ces corrections dépend de l'ensemble des paramètres SUSY, si bien que pour les recherches de nouvelles particules sur collisionneur il est impossible de tester toutes les situations différentes. C'est pourquoi, un nombre réduit de scénarios typiques, dit benchmark, ont été définis [131] en termes de M_{SUSY} , l'échelle de masse des squarks, μ , le couplage bilinéaire du secteur de Higgs, M_2 , le terme de masse des jauginos, A_t (Ab), le couplage tri-linéaire du secteur des stops (sbottoms) et

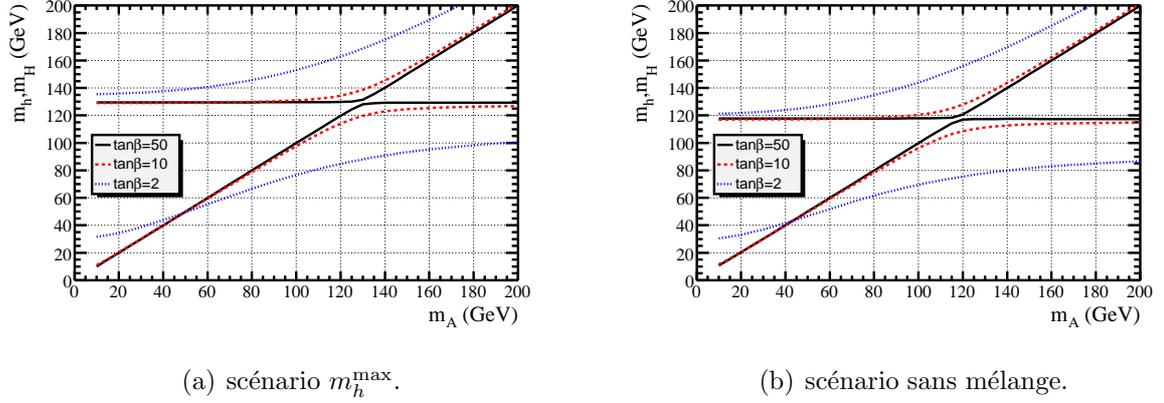


FIG. 1.3: Masse des bosons de Higgs scalaire en fonction de la masse du pseudo-scalaire, dans deux scénarios définis en 1.4.5. Les calculs sont réalisés par le programme FeynHiggs [32, 33]

$m_{\tilde{g}}$ le terme de masse des gluinos¹⁰. Les scénarios benchmark les plus fréquemment testés sont ainsi :

1. Le scénario m_h^{\max} , dénommé ainsi car il maximise la valeur de m_h possible pour chaque $\tan \beta$:

$$\begin{aligned}
 M_{\text{SUSY}} &= 1 \text{ TeV}, & \mu &= 200 \text{ GeV}, & M_2 &= 200 \text{ GeV}, \\
 X_t^{\text{OS}} &= 2 M_{\text{SUSY}} \text{ (calcul par DF)}, & X_t^{\text{MS}} &= \sqrt{6} M_{\text{SUSY}} \text{ (calcul par GR)} \\
 A_b &= A_t, & m_{\tilde{g}} &= 0.8 M_{\text{SUSY}}.
 \end{aligned} \tag{1.54}$$

2. Le scénario sans mélange (no-mixing) C'est à peu près le même scénario que le précédent, sauf que les couplages tri-linéaires sont négligeables. La masse des squarks est plus haute, pour échapper aux contraintes obtenues par le LEP sur la recherche du boson de Higgs :

$$\begin{aligned}
 M_{\text{SUSY}} &= 2 \text{ TeV}, & \mu &= 200 \text{ GeV}, & M_2 &= 200 \text{ GeV}, \\
 X_t &= 0 \text{ (calcul par DF/GR)}, & A_b &= A_t, & m_{\tilde{g}} &= 0.8 M_{\text{SUSY}}.
 \end{aligned} \tag{1.55}$$

1.4.6 Rapports d'embranchement

Les rapports d'embranchement des Higgs neutres dépendent des détails du spectre des particules supersymétriques : dans certains points de l'espace des paramètres, on peut par exemple avoir des désintégrations $H \rightarrow hh$, $H \rightarrow \chi^+ \chi$ ou $H \rightarrow \chi_0 \chi_0$. Dans les scénarios benchmark choisis, les particules supersymétriques sont trop massives pour être produits

¹⁰Certains des paramètres n'ont pas la même signification suivant le schéma de renormalisation appliqué, *On-Shell* (OS) ou *Minimal Subtraction* (MS), soit dans une méthode de calcul par diagramme de Feynman (DF) soit dans une méthode calcul reposant sur les équations du groupe de renormalisation (GR).

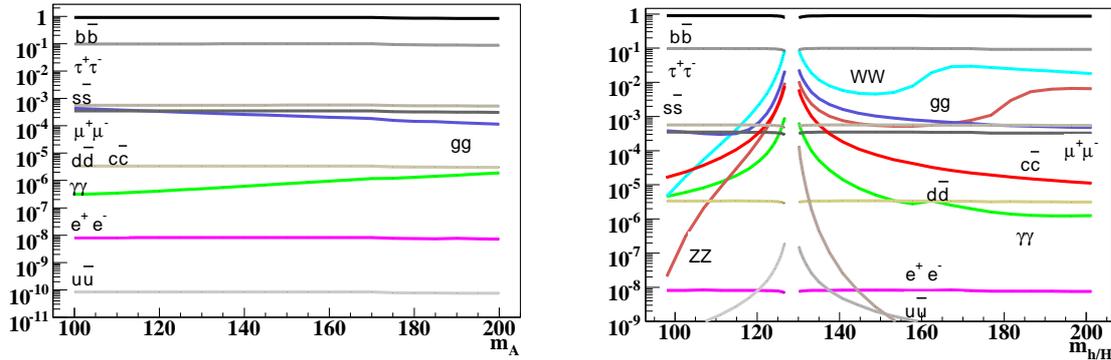


FIG. 1.4: Rapport d'embranchements des bosons neutres dans le scénario *maximal mixing* défini en 1.4.5, avec $\tan \beta = 10$.

par désintégrations de bosons de Higgs, et les modes dominants sont la désintégration en $b\bar{b}$ ($\simeq 90\%$) ou en $\tau^+\tau^-$ ($\simeq 10\%$) à la fois pour h , H et A . On peut le voir sur la figure 1.4 pour un cas particulier de grande valeur de $\tan \beta$, $\tan \beta = 10$.

1.4.7 A propos de $\tan \beta$

Dans le modèle standard, la hiérarchie des masses des quarks et leptons est constatée expérimentalement mais demeure inexpliquée. Elle se traduit en termes de hiérarchie des couplages de Yukawa, y . Dans le MSSM, le rapport entre la masse du top et du bottom est donné par

$$\frac{m_t}{m_b} = \frac{y_t v_2}{y_b v_1} = \tan \beta \frac{y_t}{y_b}. \quad (1.56)$$

A partir de cette équation, il semble naturel de considérer deux cas de figures. Soit on a encore une hiérarchie des couplages du Yukawa comme dans le modèle standard : $y_t \gg y_b$ et le paramètre $\tan \beta$ est de l'ordre de 1. Soit les deux couplages sont du même ordre de grandeur et le paramètre $\tan \beta$ est grand : $\tan \beta \simeq \frac{m_t}{m_b} \simeq 40$. Ce dernier argument justifie qu'on s'intéresse aux grandes valeurs du paramètre $\tan \beta$.

1.4.8 Quelques conclusions phénoménologiques

D'après la figure 1.3 et les tableaux 1.1 et 1.2, on voit se dégager quelques propriétés notables du secteur de Higgs.

- $m_A \gg m_h^{\max}$ le Higgs le plus léger a pour masse $m_h^{\max}(\tan \beta)$. Ses couplages aux fermions et aux bosons vecteurs sont ceux du modèle standard et il est impossible de le distinguer du boson du modèle standard. C'est la limite de découplage¹¹. L'ensemble des canaux de recherche du boson de Higgs standard peuvent donc se recycler dans le cadre MSSM.

¹¹ Dans la pratique, dès que $m_A > 500$ GeV.

- Les couplages AhZ et hZZ sont respectivement en cosinus et sinus de $\alpha - \beta$ donc ils sont complémentaires. C'est ce qui rendait complémentaire la recherche de bosons de Higgs dans les canaux $e^+e^- \rightarrow hA$ et $e^+e^- \rightarrow hZ$ au LEP [28].
- Pour les grands $\tan \beta$ (typiquement dès que $\tan \beta > 10$) on peut voir que :
 - La somme des trois couplages vérifie la règle $\sum_{\phi=h,H,A} g_{\phi b\bar{b}}^2 \simeq 2 \tan^2 \beta$
 - si $m_A < m_h^{\max}$ alors h et A sont dégénérés en masse, tandis que $m_H = m_h^{\max}$. Les couplages $hb\bar{b}$ et $Ab\bar{b}$ varient comme $\tan \beta$.
 - si $m_A > m_h^{\max}$ alors H et A sont dégénérés en masse, tandis que $m_h = m_h^{\max}$. Les couplages $Hb\bar{b}$ et $Ab\bar{b}$ varient comme $\tan \beta$.
 - pour $m_A \simeq m_h^{\max}$, les trois bosons de Higgs neutres sont dégénérés en masse, c'est le régime dit de couplage intense [31].

Par rapport au modèle standard, en collisionneur hadronique, la section efficace de production de bosons de Higgs via des boucles de quarks b ou en association avec des quarks b est augmentée d'un facteur $\simeq 2 \times \tan^2 \beta$, soit parce que deux bosons sont dégénérés en masse et ont un couplage en $\tan \beta$, soit parce que les trois bosons sont dégénérés et la somme des couplages carrés vaut $2 \tan^2 \beta$. Une telle augmentation peut rendre la production détectable. Ceci justifie la recherche du processus $p\bar{p} \rightarrow hb(b)$ décrite dans le chapitre 7. La section suivante décrit plus en détail les corrections quantiques au couplage $\phi b\bar{b}$ qui ont un impact notable pour ce processus.

1.4.9 Les corrections radiatives au vertex $\phi b\bar{b}$

Par rapport à la table 1.1, le vertex $\phi b\bar{b}$ se voit modifié par les boucles stop-higgsino et sbottom-gluino. Ces corrections sont contenues dans le terme Δ_b [130] qui permet de définir un $\tan \beta$ effectif.

$$\tan \beta_{eff} = \frac{\tan \beta}{(1 + \Delta_b)} \quad (1.57)$$

La règle de somme sur les couplages aux quarks bottom devient pour les grandes valeurs de $\tan \beta$:

$$g_{hb\bar{b}}^2 + g_{Hb\bar{b}}^2 + g_{Ab\bar{b}}^2 \approx 2 \times \tan^2 \beta_{eff}, \quad (1.58)$$

si bien que globalement, la production de bosons de Higgs en association à des quarks b sur collisionneur hadronique est maintenant une fonction de $\tan \beta_{eff}$.

Le couplage aux quarks b étant modifié, les rapports d'embranchement sont changés. Une bonne approximation numérique (au niveau de $O(2\%)$) revient à écrire que le rapport d'embranchement de $\phi \rightarrow b\bar{b}$ s'écrit [129] :

$$\mathcal{B}(\phi \rightarrow b\bar{b}) \simeq \frac{9}{(1 + \Delta_b)^2 + 9}, \quad (1.59)$$

ce qui redonne la valeur approximative habituelle d'environ 90% pour $\Delta_b = 0$.

Le terme Δ_b peut s'écrire en fonction de la masse des gluinos ($m_{\tilde{g}}$), des sbottoms ($m_{\tilde{b}_1}$), des stops ($m_{\tilde{t}_1}$), ainsi que du couple de Yukawa au top (α_t), du couplage fort (α_s) et du couplage tri-linéaire A_t :

$$\Delta_b = \frac{2\alpha_s}{3\pi} m_{\tilde{g}} \mu \tan\beta \times I(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}, m_{\tilde{g}}) + \frac{\alpha_t}{4\pi} A_t \mu \tan\beta \times I(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, \mu). \quad (1.60)$$

La fonction I vaut plus précisément :

$$I(a, b, c) = \frac{1}{(a^2 - b^2)(b^2 - c^2)(a^2 - c^2)} \left(a^2 b^2 \log \frac{a^2}{b^2} + b^2 c^2 \log \frac{b^2}{c^2} + c^2 a^2 \log \frac{c^2}{a^2} \right) \quad (1.61)$$

$$\sim \frac{1}{\max(a^2, b^2, c^2)}.$$

On voit que le couplage dépend donc très fortement de μ et de son signe. Les couplages les plus grands correspondent aux valeurs de μ négatives. L'effet d'augmentation du couplage est sensiblement plus fort dans le cas des scénarios de grand mélange, avec de grande valeur de A_t , par opposition au cas sans mélange avec $A_t = 0$. Notons que pour $\mu = 0$, le couplage $\phi b \bar{b}$ n'est plus modifié par les corrections radiatives. La figure 1.5 montre les valeurs de Δ_b et de $\tan\beta_{eff}$ obtenues grâce au programme FeynHiggs [32] (version 2.5.1). On voit que des valeurs aussi grandes que $\Delta_b = -0.5$ peuvent être atteintes dans le scénario m_h^{max} , ce qui correspond à une augmentation d'un facteur 3 sur les sections efficaces pour un $\tan\beta$ donné. Comme les résultats sont très dépendants de μ il est recommandé dans [129] de tester aux moins les deux valeurs possibles du signe dans les scénarios de benchmark.

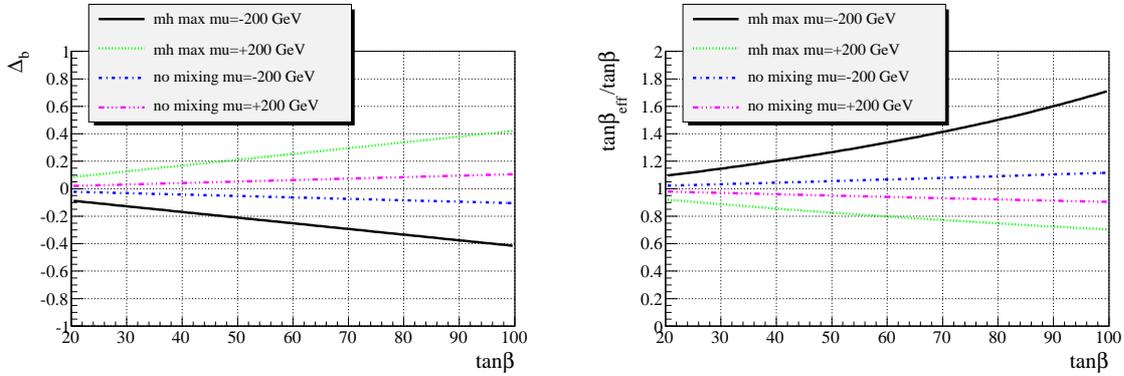


FIG. 1.5: A gauche, valeur du terme de correction Δ_b en fonction de $\tan\beta$ pour différents scénarios. A droite, répercussion de cette correction sur le couplage $\phi b \bar{b}$.

Chapitre 2

Recherche du boson de Higgs au LEP

La décennie passée a été le théâtre de la fin du LEP en 2000 et de la montée en puissance du TeVatron. Pour ce qui est de la recherche des bosons de Higgs standard et supersymétriques on peut parler d'un passage de témoin puisque le TeVatron peut explorer ces deux modèles de manière complémentaire à l'héritage du LEP. J'ai assisté à ce passage puisque mon travail de thèse de doctorat a porté sur les canaux 4-jets et $4b$ (cf. plus loin) dans l'expérience ALEPH. Peu après ma thèse, j'ai participé à l'analyse de la dernière campagne de prise de données du LEP de l'an 2000, avant de rentrer dans la collaboration DØ. On décrit donc dans ce chapitre brièvement la phénoménologie du LEP, pour ce qui est de la recherche de bosons de Higgs neutres, puis on évoque les résultats de l'année 2000.

2.1 Le LEP

Le LEP (Large Electron Positron storage ring) était le collisionneur circulaire électron-positon de 27 km de circonférence du CERN. Lors de la phase d'exploitation LEP1, l'énergie dans le centre de masse était voisine de la résonance $\sqrt{s} = M_Z \approx 91.2$ GeV, pour qu'il serve d'usine à bosons Z . Environ 4 millions de Z ont été collectés entre 1990 et 1995 dans chacune des quatre expériences : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

Le programme LEP2 a commencé en 1995 et a consisté en une montée en énergie pour notamment étudier la physique du W (produits par paires dès que $\sqrt{s} > 2M_W \approx 160$ GeV), et rechercher de nouvelles particules. Cette augmentation a été graduelle : 130 et 136 GeV en 1995, 161-172 GeV en 1996, 183 GeV en 1997, 189 GeV en 1998, jusqu'à 202 GeV en 1999 et jusqu'à 209 GeV en 2000. Au total, de l'ordre de 700 pb^{-1} soit environ 10 000 paires de W^+W^- , ont été collectés par chaque expérience au cours du LEP2.

2.1.1 Phénoménologie à LEP2

En ce qui concerne les bosons de Higgs le modèle standard peut être considéré comme un cas particulier du MSSM, celui de la limite de découplage. Nous pouvons donc nous

placer dans le cadre général du MSSM pour décrire la production de Higgs neutres à LEP2 dans ces deux modèles.

Deux processus complémentaires principaux permettent de produire les bosons de Higgs : d'une part le processus dit de Higgs-strahlung, $e^+e^- \rightarrow hZ$, et d'autre part la production associée de hA , $e^+e^- \rightarrow hA$.

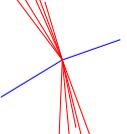
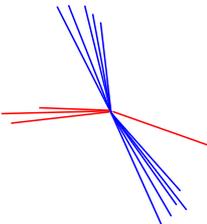
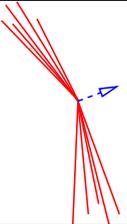
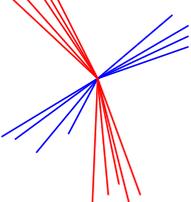
Les deux processus sont complémentaires car les sections efficaces de production sont respectivement en $\sin^2(\beta - \alpha)$ et $\cos^2(\beta - \alpha)$. Traduit en termes de $\tan\beta$, en général le premier processus est dominant pour les petites valeurs de $\tan\beta$ et dans la limite de découplage, tandis que le second est dominant pour les grandes valeurs de $\tan\beta$, $\tan\beta > 10$.

En revanche, la suppression de l'onde s dans le cas de la production de deux scalaires hA a pour conséquence une faible section efficace de production au voisinage du seuil cinématique. On recherche donc ce processus assez loin du seuil et ce canal nécessite surtout une accumulation statistique de données, plutôt qu'une montée en énergie. C'est exactement le contraire pour le canal hZ .

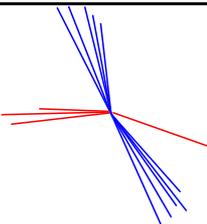
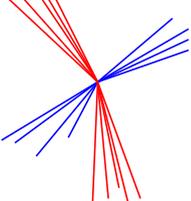
Dans les domaines de masses considérés (inférieures à 115 GeV), les bosons de Higgs se désintègrent surtout en b et en τ , et on considère les différentes désintégrations possibles du Z . On obtient ainsi les canaux de recherche reportés dans la table 2.1.

Les bruits de fond de cette recherche provient d'une part des processus à quatre fermions du modèle standard que sont la production de paire de W et de Z et d'autre part des processus de production multi-jets, par exemple $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$. Notons que la production de paire de Z constitue un bruit de fond irréductible pour tous les états finaux.

(a) Higgs-Strahlung, hZ

Canal	Proportion	Description	Topologie
$h\ell\ell$	$\simeq 6\%$	Higgs + deux leptons, muons ou électrons. Événements hadroniques avec deux jets de quarks b et deux traces isolées énergiques identifiées comme leptons.	
$qq\tau\tau$	$\simeq 8.5\%$	Deux quarks + deux taus venant soit du Higgs soit du Z . Événements à deux jets + deux jets de basse multiplicité, et de l'énergie manquante due aux neutrinos de désintégration des τ . L'étiquetage des quarks b peut être employé si on suppose que les τ proviennent du Z .	
$h\nu\nu$	$\simeq 20\%$	Deux jets + énergie manquante. 2 jets de quarks b acoplanaires et acolinéaires reculant contre de l'énergie manquante transverse. L'énergie manquante est due à la désintégration $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$: $E_{miss} \gtrsim 90$ GeV, $M_{miss} \simeq 91$ GeV	
4-jets	$\simeq 65\%$	Etat final à quatre jets. Événements hadroniques avec quatre jets bien distincts, pas d'énergie manquante. On utilise l'étiquetage des quarks b provenant de la désintégration du Higgs et/ou de celle du Z .	

 (b) Production associée hA

Canal	Proportion	Description	Topologie
$bb\tau\tau$	$\simeq 16\%$	Deux quarks + deux taus. Événements à deux jets + deux jets de basse multiplicité, et de l'énergie manquante due aux neutrinos de désintégration des τ . On utilise l'étiquetage des quarks b sur le système des deux jets à grande multiplicité.	
$4b$	$\simeq 83\%$	Quatre jets de quarks b . Événements hadroniques avec quatre jets bien distincts. La compatibilité avec l'hypothèse quatre b est testée grâce à l'étiquetage des jets.	

TAB. 2.1: Canaux de recherche des bosons de Higgs neutres standard et supersymétriques à LEP2.

2.2 Résultats de la recherche de Higgs au LEP

Chacune des quatre collaborations du LEP a analysé ses données suivant sa propre méthode pour sélectionner les candidats Higgs de chaque canal de recherche. En général, ces analyses font appel à des techniques multivariées, du type réseau de neurones, et reposent sur la reconstruction de la masse invariante des candidats sélectionnés. Cette dernière bénéficie d'une bonne résolution¹ grâce à la contrainte de la conservation de l'énergie-impulsion propre aux collisionneurs leptoniques (et contrairement aux collisionneurs hadroniques). Pour le cas du modèle standard, le spectre de masse obtenu en combinant tous les canaux [34] est représenté sur la figure 2.1.

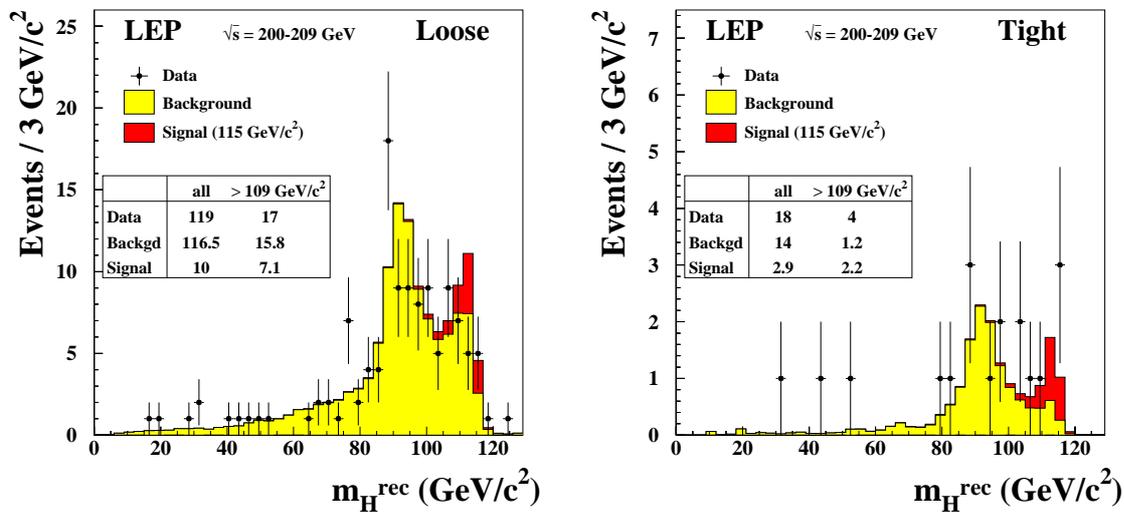
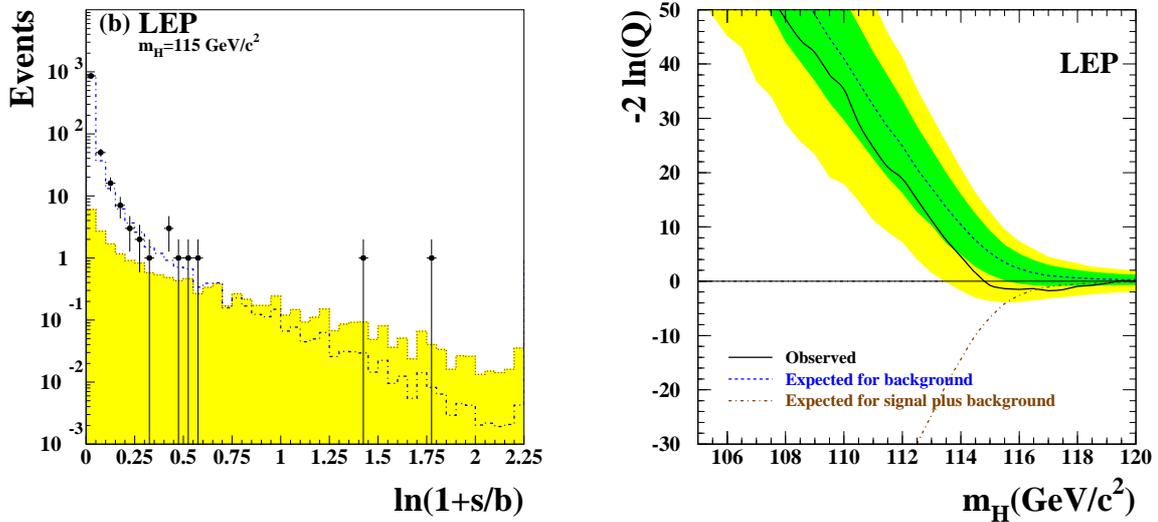


FIG. 2.1: Spectres de masse pour l'état final hZ , obtenus pour deux niveaux de pureté de sélection [34].

Il ne faut tirer aucune conclusion hâtive de ce spectre, car il ne contient qu'une partie de l'information disponible pour discriminer le signal du fond. En effet l'interprétation statistique des sélections repose sur la méthode décrite en 7.2.4 qui utilise comme variable discriminante non seulement la masse reconstruite mais aussi une deuxième variable, reflétant en général le contenu en quarks b des événements. Finalement, la quantité définie événement par événement pertinente est $\log(1 + S/B)$ où S et B sont les densités de probabilité des variables discriminantes utilisées pour le signal et le bruit de fond, respectivement. Si on se rapporte à la section 7.2.4, l'analyse des données n'est rien d'autre qu'un comptage pondéré des événements, et cette quantité représente le poids qu'on leur attribue. Le spectre de $\log(1 + S/B)$ est montré sur la figure 2.2(a).

Un excès d'événements à grandes valeurs de S/B est présent sur la figure 2.2(a) pour l'hypothèse $m_H = 115$ GeV, et se retrouve dans les valeurs de la fonction de vraisemblance $-2 \log Q(m_H)$ de la figure 2.2(b) Il suscita de fortes polémiques à l'automne 2000, car à

¹La résolution du cœur du spectre est typiquement 2 à 3%. Mais outre ce chiffre très bon, les mauvais appariements d'objets, et la présence éventuelle d'un 5ème objet (gluon ISR) créent une queue de distribution non négligeable.



(a) Distributions de la variable $\log(1 + S/B)$ des événements sélectionnés.

(b) Fonction de vraisemblance $-2 \log Q(m_H)$. Les bandes autour de cette courbe représentant les fluctuations du bruit de fond à un et deux écarts standard.

FIG. 2.2: candidats Higgs du modèle standard [34].

l'époque il était plus prononcé et semblait compatible avec la production d'un boson de Higgs standard d'environ 115 GeV, juste à la limite cinématique du LEP, ce qui pouvait justifier de prolonger son fonctionnement au-delà de 2000. Outre le coût de fonctionnement d'une année supplémentaire, le retard qu'aurait pris la construction du LHC dans le tunnel du LEP s'y opposait². L'excès en septembre 2000 correspondait à environ 2.5 déviations standard [35] et était imputé à trois candidats d'ALEPH. Une mise à jour des résultats en novembre confirma l'excès et le porte à 2.9 déviations standard [36], avec notamment l'enregistrement d'un candidat $h\nu\nu$ dans l'expérience L3. Mais ce fut insuffisant pour convaincre la direction du CERN de prolonger le fonctionnement du LEP.

Après ré-analyse des données de l'ensemble des quatre expériences, l'excès est faible comme on peut le voir sur la figure 2.2(b). Il correspond en définitive à 1.7 déviations standard ($1 - CL_b = 0.09$). Une limite inférieure à 95% de niveau de confiance de 114.4 GeV est mise sur la masse du boson de Higgs standard. Les données du LEP ont été également interprétées dans l'espace des paramètres supersymétriques et des contraintes ont également été mises sur ces paramètres. Une limite inférieure d'environ 93 GeV sur la masse des bosons h et A est obtenue pour la plupart des scénarios supersymétriques [28]. La figure 2.3 donnent deux exemples d'espace de paramètres exclus.

²Dans les faits la mise en fonctionnement du LHC a pris quelques années de retard par rapport au planning de l'époque.

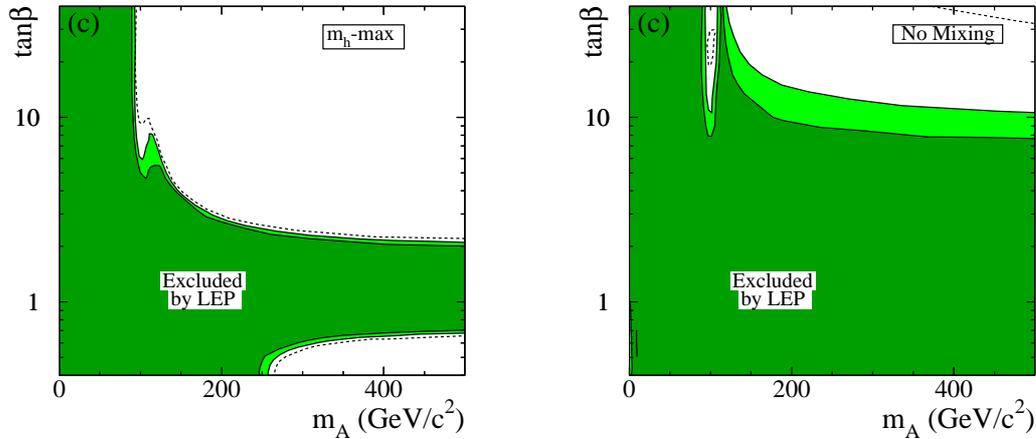


FIG. 2.3: Domaines $(m_A, \tan\beta)$ exclus par les recherches de Higgs au LEP dans les scénarios de mélange maximum (m_h^{\max}) et sans mélange [28] (cf .1.4.5 pour les définitions).

2.3 A propos des événements d’ALEPH

2.3.1 L’excès de candidats Higgs

Il faut noter que les trois événements de plus grands S/B de la figure 2.2(a) sont 3 candidats 4-jets ALEPH [37], reconstruits à des masses respectives de 110, 112.9 et 114.3 GeV³. Les deux premiers sont en fait compatibles avec la production de 4 quarks b . En se restreignant aux données d’ALEPH, l’excès de candidats était évalué à 3.9 déviations standard en septembre 2000 [35]. Après ré-analyse de l’ensemble des données il demeure à 3 déviations standard [38] ($1 - CL_b = 2.4 \times 10^{-3}$). Une vue du candidat à 114.3 GeV est montrée sur la figure 2.4.

J’ai participé à l’analyse de ces données ALEPH. A l’époque, en septembre 2000, j’ai suspecté que le bruit de fond attendu était peut-être sous-estimé, ce qui aurait diminué l’importance de l’excès de candidats. En effet, l’analyse 4-jets d’ALEPH reposait sur un réseau de neurones, combinant à la fois des variables cinématiques et des variables d’étiquetage des b . Pour le calcul du niveau de confiance, les deux variables discriminantes, masse reconstruite et sortie du réseau de neurones, étaient dans un premier temps considérées comme indépendantes. On peut voir sur la figure 2.5 que les spectres en masse reconstruite sont notablement déformés si on coupe sur le réseau de neurones, ce qui indique la présence de corrélations non négligeables. Elles sont présentes à la fois pour le signal hZ et le bruit de fond multi-jet, qui représente environ 60% du bruit de fond total pour les hautes valeurs de masse reconstruite ($m_{reco} > 109$ GeV). Cet effet était suspecté de causer une surévaluation d’environ 0.6σ sur les 3.9σ initialement observés. Mais comme le canal multi-jet était sous-divisé en canal $b\bar{b}b\bar{b}$ et $q\bar{q}b\bar{b}$ et parce que le sous-canal $b\bar{b}b\bar{b}$ plus pur était beaucoup moins sensible à ces corrélations, l’impact de celles-ci ne dépassait pas

³Notons que la masse reconstruite est en fait un estimateur biaisé de la masse du Higgs, tout simplement parce que le boson Z du processus hZ a tendance à être hors couche de masse, quand on est tout près du seuil.

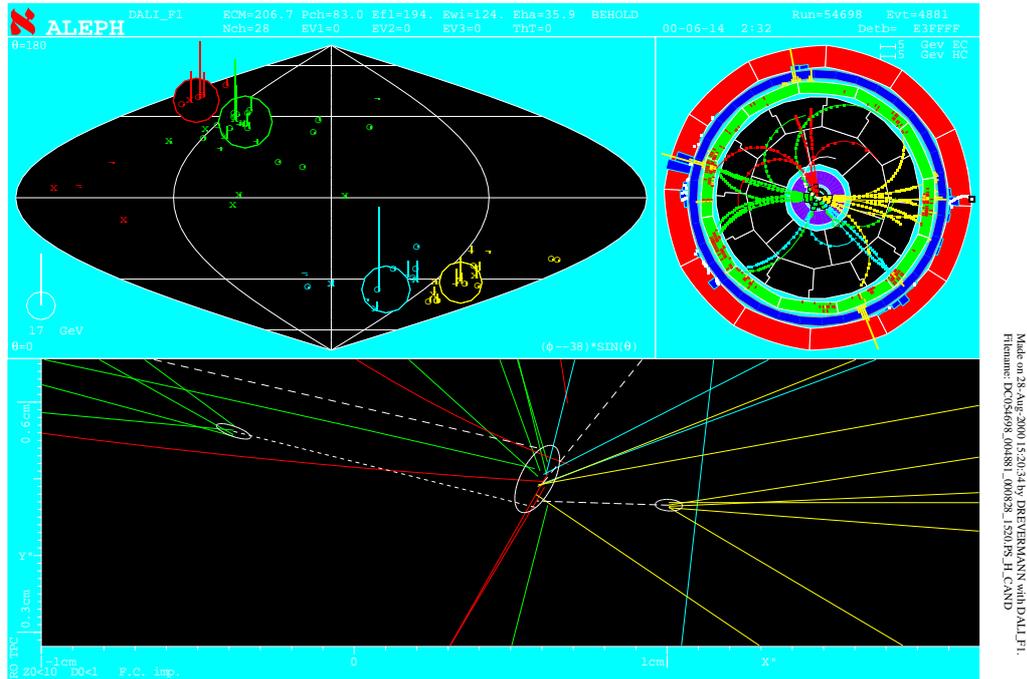


FIG. 2.4: Candidat Higgs 4-jets, observé dans ALEPH et compatible avec une masse reconstruite de 114.3 GeV. L’agrandissement du centre du détecteur montre très clairement qu’un certain nombre de trajectoires reconstruites sont issues de deux vertex secondaires distincts, ce qui signe la présence de deux quarks beaux.

au final les 0.3σ et elles ont été prises en compte dans [37].

2.3.2 Interprétation de l’excès dans un cadre supersymétrique

L’excès des 3 candidats d’ALEPH avait la particularité d’être en fait un peu trop dispersé en masse, pour être parfaitement compatible avec la production de hZ . En revanche, une telle dispersion pourrait intervenir si différents bosons de Higgs, avec différentes masses, étaient présents. Cela s’avère être possible dans le cadre supersymétrique.

On peut voir que pour un jeu de paramètres tout à fait raisonnable de type “no mixing” on peut obtenir une certaine dégénérescence en masse [39] :

- $\tan \beta = 40$
- $m_A = 100 \text{ GeV}$
- $m_h = 99.4 \text{ GeV}$
- $m_H = 114.0 \text{ GeV}$
- $\cos^2(\beta - \alpha) = 0.970$
- $Br(H \rightarrow b\bar{b}) = 0.923$.

Dans ce cas, la production de hZ est supprimé par le facteur $\sin^2(\beta - \alpha)$, mais on peut avoir simultanément production de hA et HZ . Expérimentalement, pour le canal 4-jets l’analyse d’ALEPH consiste à reconstruire la masse du candidat en sommant les masses invariantes des deux systèmes di-jets et en soustrayant 91.2 GeV. Si en fait un

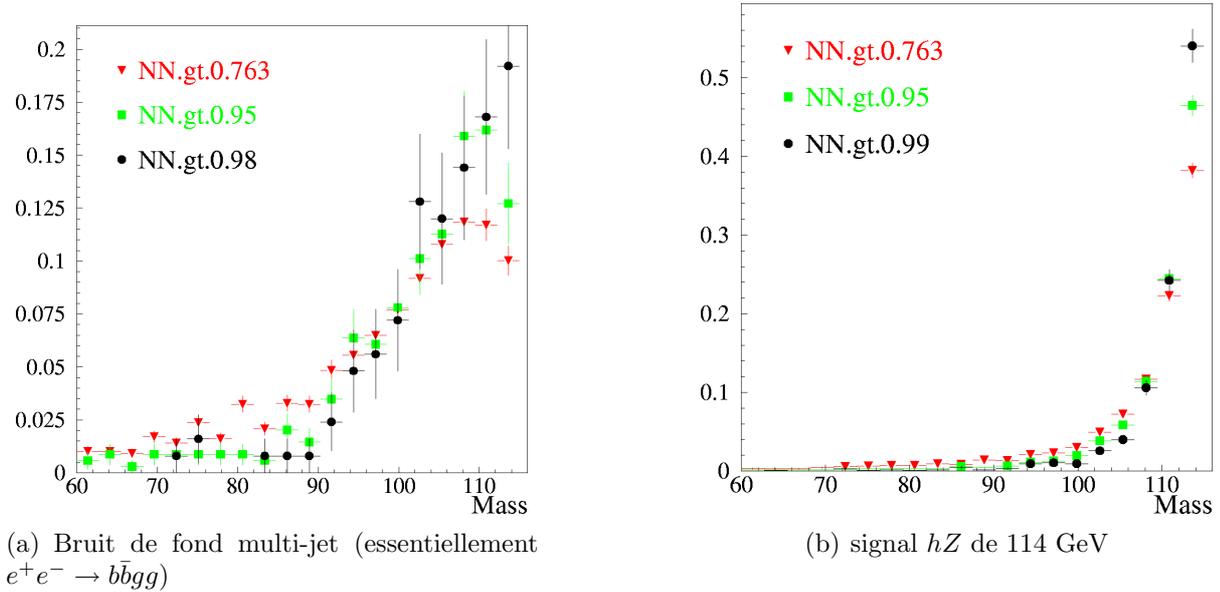


FIG. 2.5: Spectres en masse attendus pour différentes coupures sur la sortie du réseau de neurones de sélection des candidats 4-jets. La coupure la plus stricte correspond typiquement à l'excès de candidats d'ALEPH.

candidat hA a été produit, la masse reconstruite dans le cadre de l'analyse 4-jets sera de $\simeq m_A + m_h - 91.2 \simeq 108$ GeV. On peut voir les spectres en masse obtenus à différents niveaux de sélections en considérant la production simultanée de hA , hZ , et HZ sur la figure 2.6. La production simultanée de hA et HZ aboutit à un plus grand nombre de candidats Higgs que dans le cas du modèle standard, et permet d'expliquer une certaine dispersion dans le spectre en masse. Notons également que la suppression de certains modes de désintégration dans le cas supersymétriques ($H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow gg$) aboutit à un plus grand rapport d'embranchement $H \rightarrow b\bar{b}$ (typiquement +10%) que dans le cas standard.

Signalons pour conclure que la possibilité de produire simultanément plusieurs bosons de Higgs neutres, et notamment le plus lourd, a été analysée en détail lors de la combinaison des résultats des quatre expériences LEP [28]. Le jeu de paramètres proposé plus haut n'est pas exclu par cette combinaison.

2.4 Conclusion

L'année 2000 a été le point d'orgue de la recherche de Higgs au LEP. L'excès de candidats ALEPH dans les canaux du modèle standard et l'arrêt définitif du LEP ont suscité de nombreuses polémiques. Pour de nombreux physiciens la possibilité qu'on ait eu affaire aux premières signatures d'un boson de Higgs produit sur collisionneur n'est pas exclue. Restreint au point de vue d'ALEPH seul, l'excès demeure significatif et il est intéressant de noter qu'il peut s'interpréter comme la production de Higgs supersymétriques, H h et A , dans un régime de grandes valeurs de $\tan\beta$. Même si une telle interprétation est

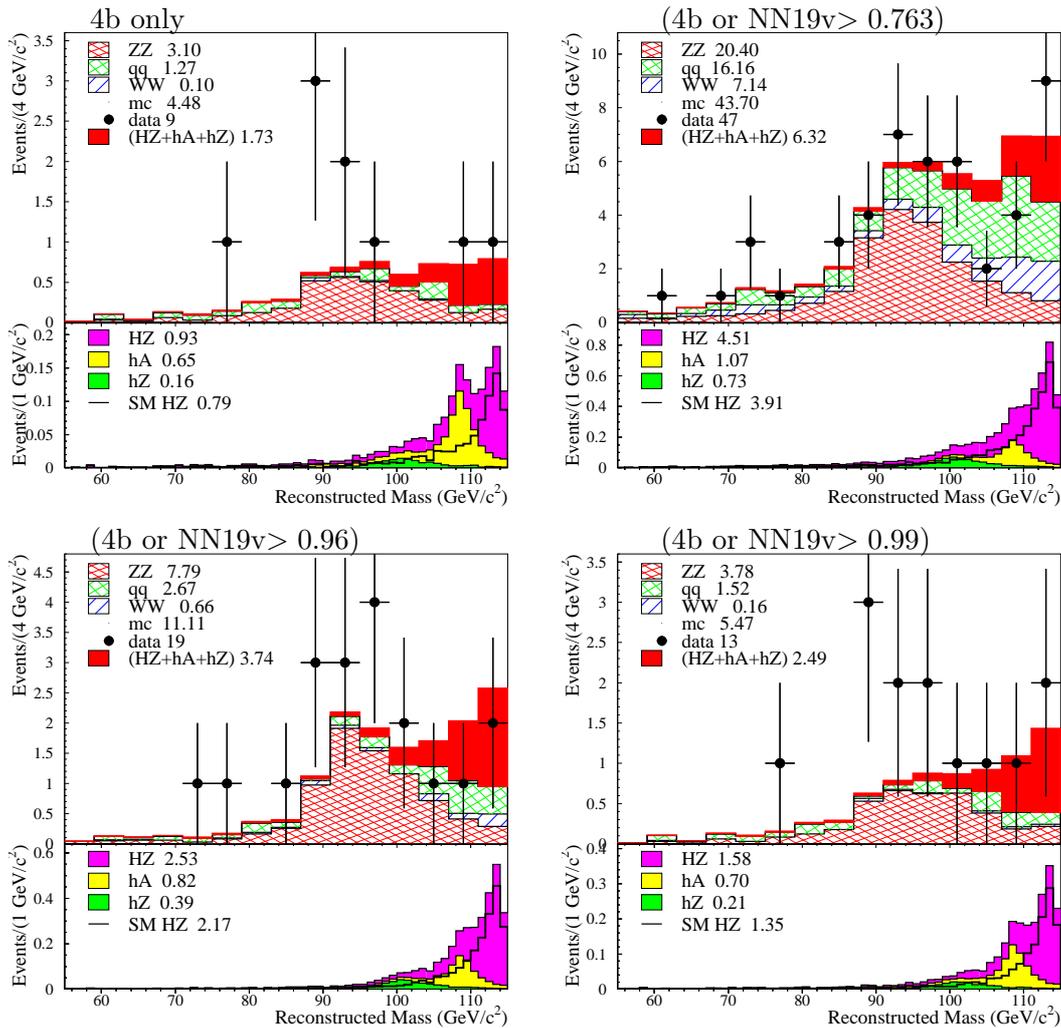


FIG. 2.6: Distribution de la masse reconstruite m_H et comparaison aux premiers 184 pb⁻¹ des données ALEPH de 2000 (216 pb⁻¹ ont été enregistrées au total). Les sélections correspondent à celle de l'analyse $hA \rightarrow 4b$ et $hZ \rightarrow 4j$ ets. Pour cette dernière on teste l'impact de différentes coupures sur le réseau de neurones de sélection (NN19v). Les contributions détaillées de chaque processus du signal sont également montrées pour le cas supersymétrique, et pour le cas du boson de Higgs standard de 114 GeV.

sans doute anecdotique, c'est tout naturellement que, le LEP arrêté, je me suis tourné vers le TeVatron en 2001, où la recherche de Higgs supersymétriques apparaissait comme prometteuse [40].

Chapitre 3

Le dispositif expérimental DØ au TeVatron



FIG. 3.1: Vue aérienne du TeVatron.

3.1 Le TeVatron

le TeVatron est un collisionneur de protons et d'antiprotons, mis en service en 1985 dans le laboratoire de Fermi à proximité de la ville de Chicago. Sur l'anneau de 6.3 km de circonférence, deux expériences, DØ et CDF, étudient les collisions.

3.1.1 Du Run I au Run II

Pendant la période de prise de données dite Run I, de 1992 à 1996, les expériences ont enregistré environ 125 pb^{-1} , à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. Les

résultats majeurs de cette prise de données sont d'une part la découverte du quark top en 1994-1995 [12, 13, 14] et une mesure de sa masse à environ 5 GeV près [41], d'autre part la mesure précise de la masse du W à 60 MeV près [42].

Après la fin du Run I, des améliorations visant à augmenter la luminosité ont été opérées, notamment au niveau de la production et du transfert d'antiprotons, principaux facteurs limitants. A ce titre deux nouveaux anneaux, l'injecteur principal et le recycleur ont été construits dans le même tunnel. L'énergie dans le centre de masse a également pu être augmentée de 10%, passant à 1960 GeV¹.

L'augmentation en luminosité visée était de plus de deux ordres de grandeurs et devait se faire graduellement en deux étapes : Run IIa et Run IIb. L'accumulation de statistiques qui en découlaient devait donner accès à un programme de physique ambitieux. Citons notamment l'objectif d'une amélioration d'un facteur 2 à 3 sur la mesure de la masse du top et du W . Citons également un large programme de physique de la saveur comprenant l'étude de la violation de CP, la mesure de $\sin 2\beta$ du triangle CKM et la mesure du mélange dans le système du B_s . La luminosité accrue ouvrait également la possibilité de rechercher du boson de Higgs du modèle standard. Les études réalisées en 1999 [40] et réactualisées en 2003 [46] prévoyaient qu'avec moins de 10 fb^{-1} , une découverte à 3σ était possible si la masse du boson de Higgs se trouvait dans l'intervalle [115, 125] GeV ou dans l'intervalle [150, 170] GeV.

Dans les faits, l'augmentation en luminosité a bel et bien eu lieu, mais a pris plus de temps que prévu, comme on peut le voir dans la table 3.1 et la figure 3.2. Au printemps 2010, le Run II du TeVatron a fourni environ 8.5 fb^{-1} aux deux expériences, et des luminosités de $300 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sont monnaie courante.

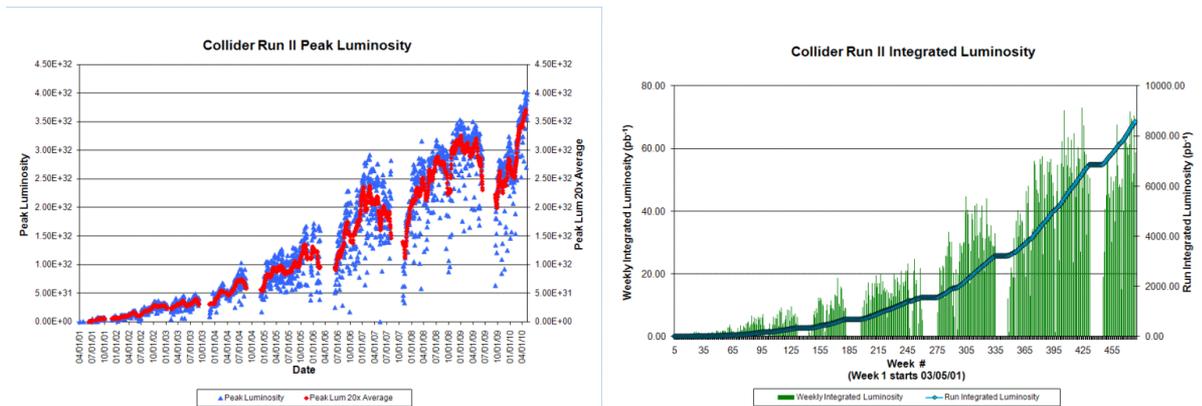


FIG. 3.2: Luminosité instantanée (gauche) et intégrée (droite) fournie par le TeVatron au cours du Run II.

¹Notons que cela se traduit par une augmentation notable de 40% du taux de production de paires de quarks top.

	Run Ib	Run II (prévision)		Run II réel	
		Run IIa	Run IIb	Run IIa	Run IIb
période de fonctionnement	93-96	01-03	04-08	01-06	06-1?
énergie/faisceau (GeV)	900	980	980	980	980
structure des paquets $p \times \bar{p}$	6×6	36×36	140×103	36×36	36×36
temps entre paquets (ns)	3500	396	132	396	396
longueur des paquets (cm)	60	37	37	37	37
angle de croisement	-	-	$136 \mu\text{rad}$	-	-
protons/paquet ($\times 10^{11}$)	2.3	2.7	2.7	2.7	2.7
production de \bar{p} ($10^{10}/\text{hr}$)	7	17	60	6 - 7	17
antiprotons/paquet ($\times 10^{10}$)	5.5	3.1	9.4	4.1 - 6.9	10.5
nbre total d'antiprotons($\times 10^{12}$)	0.33	1.1	9.6	1.5 - 2.5	3.8
luminosité (pic) typique ($\times 10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	16	86	520	40 - 100	300
interactions/croisement	2.5	2.3	4.8	1.0 - 2.6	7.9
intégrée par semaine (pb^{-1})	3.2	17.3	105	7 - 17	60
luminosité intégrée totale (fb^{-1})	0.14	2	13	1.5	5

TAB. 3.1: Paramètres du Tevatron pour le Run I, objectifs pour les Runs IIa et IIb, tels qu'ils étaient définis en 2001 [43] et paramètres réels de fonctionnement. Pour le Run IIa nous avons relevé deux séries de valeurs typiques en 2003 et en 2006 [44]. Pour le Run IIb les valeurs correspondent à l'année 2009.

3.1.2 Création des faisceaux et accélération

Les étapes de l'accélération des faisceaux de particules sont montrées sur la figure 3.3. En voici quelques détails.

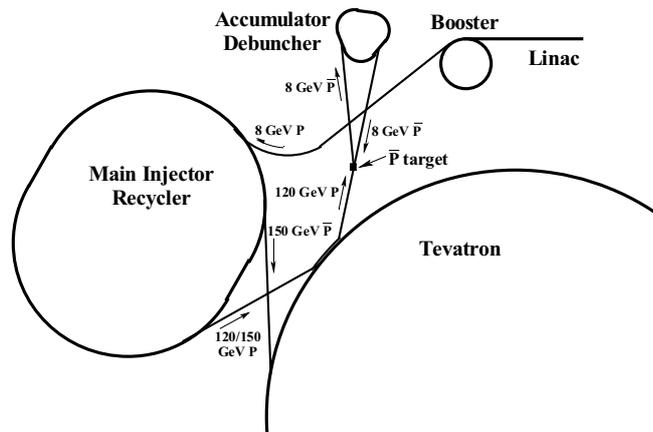


FIG. 3.3: Schéma du dispositif d'accélération du TeVatron.

Les étapes d'accélération des protons

A partir d'hydrogène, on forme et on accélère des ions H^- par un accélérateur de Cockroft-Walt, jusqu'à une énergie de 0.75 MeV. Puis un accélérateur linéaire, le *Linac* les portent à 400 MeV. Les H^- perdent leurs électrons au passage d'une feuille de carbone et sont injectés dans le *booster*, un synchrotron de 475 m de circonférence qui les portent à 8 GeV. Les protons sont ensuite envoyés dans l'injecteur principal, construit pour le Run II et remplaçant le *main ring* qui était situé dans le même tunnel que le TeVatron. L'injecteur principal porte les protons à 150 GeV et les envoie dans le TeVatron où ils acquièrent leur énergie finale de 980 GeV.

Les étapes d'accélération des antiprotons

Une partie des protons de l'injecteur principal est envoyée à une énergie de 120 GeV sur une cible de nickel pour produire les antiprotons. Les particules secondaires sont filtrées par des lentilles magnétiques en lithium. Le debuncher permet ensuite de réduire la dispersion en énergie avant de les envoyer dans l'accumulateur où ils acquièrent une structure en paquet. Ils sont ensuite transférés à l'injecteur principal (en passant par le recycleur depuis 2005) où ils sont accélérés à 150 GeV avant d'être envoyés dans le TeVatron.

Les faisceaux du TeVatron

Le TeVatron est un anneau de 1 km de rayon. Les protons et antiprotons y sont injectés à 150 GeV puis accélérés à 980 GeV par 8 cavités radiofréquences. Ce sont 772 dipôles supraconducteurs fonctionnant à 3.6 K et fournissant un champ d'environ 4.4 T qui courbent la trajectoire des faisceaux. Ces derniers sont structurés en 36 paquets répartis en 3 trains espacés de 2.6 μs . Les paquets d'un même train sont séparés de 396 ns, ce qui impose de fortes contraintes sur l'électronique des détecteurs. D'autres paramètres sont résumés dans la table 3.1.

La mise en marche du recycleur

Le recycleur joue un rôle majeur pour les buts d'augmentation de luminosité du Run II. On peut citer trois points fondamentaux dans le projet en 1996 [45] :

1. C'est un anneau de stockage pour les antiprotons. Comme il est constitué d'aimants permanents il est moins sujet aux pannes que le reste du système. Cette robustesse permet en moyenne d'augmenter le nombre d'antiprotons disponibles pour le TeVatron d'une dizaine de %.
2. Le taux de stockage dans l'accumulateur diminue avec le nombre d'antiprotons déjà présents. L'accumulateur est plus efficace s'il est vidé périodiquement de ses antiprotons vers le recycleur.
3. Le recycleur doit récupérer les antiprotons en fin de cycle accumulation-collision du TeVatron pour les refroidir et les réutiliser dans le cycle suivant. Ce dernier point doit faire gagner un facteur deux sur le nombre d'antiprotons effectifs utilisables

par le TeVatron. Le refroidissement se fait par la technique ² de refroidissement stochastique [47], complétée par une méthode innovante (et non démontrée pour des antiprotons de 8 GeV) de refroidissement par un faisceau d'électrons [48].

Dans les faits le recycleur n'a jamais recyclé un seul antiproton du TeVatron. En revanche, son rôle d'aide à l'accumulateur a été mis en place en 2004. Le premier faisceau combinant antiprotons du recycleur et de l'accumulateur a eu lieu en juin 2004. La technique de refroidissement par électrons a été démontrée en 2005 [49]. Fin 2005, tous les antiprotons passent par le recycleur avant d'être injectés dans le TeVatron.

3.2 Le détecteur DØ

La collaboration DØ est née en 1983. Le détecteur du Run I a été installé sur le TeVatron entre 1990 et 1992 [50] et la première collision avec le détecteur complet a lieu le 14 avril 1992.

Le détecteur DØ du Run I est optimisé pour les événements à grandes impulsions transverses. On distingue essentiellement trois sous-systèmes principaux organisés de manière coaxiale autour du faisceau : le trajectographe au cœur du détecteur, le calorimètre englobant le trajectographe et enfin le spectromètre à muons situé le plus à l'extérieur.

Après la fin du Run I en 1996, le détecteur subit une série d'amélioration pour la physique du Run II [51]. L'électronique de lecture est entièrement changée pour s'accommoder à l'espacement de 396 ns entre les paquets et un nouveau système de déclenchement est mis en place. Le trajectographe est complètement remplacé par un détecteur de vertex et un détecteur à fibres scintillantes, mais surtout, l'ajout d'un aimant supraconducteur dans la cavité du calorimètre et fonctionnant à 2 T rend possible la mesure des impulsions des traces chargées et donne notamment accès à la physique des quarks *b*. On améliore aussi les spectromètres à muons avant et arrière, notamment pour le programme de physique du *b*.

Le détecteur, que nous décrivons dans les sections suivantes, est représenté dans une vue en coupe sur la figure 3.4.

3.2.1 Axes, repères et quelques conventions

Définitions des axes

L'axe *z* est l'axe orienté du faisceau de proton. Dans le plan perpendiculaire, les axes *x* et *y* sont respectivement horizontaux et verticaux. Le point de coordonnées (0,0,0) est le centre du détecteur. L'impulsion d'une particule projetée dans le plan (*x*, *y*) est l'impulsion transverse *p_T*. En coordonnées polaires, *φ* est l'angle azimutal et l'angle *θ* est l'angle entre la trajectoire d'une particule et l'axe *z*.

² Rappelons qu'elle constitua le saut technologique permettant la découverte du *Z* et *W* au *SppS* en 1983.

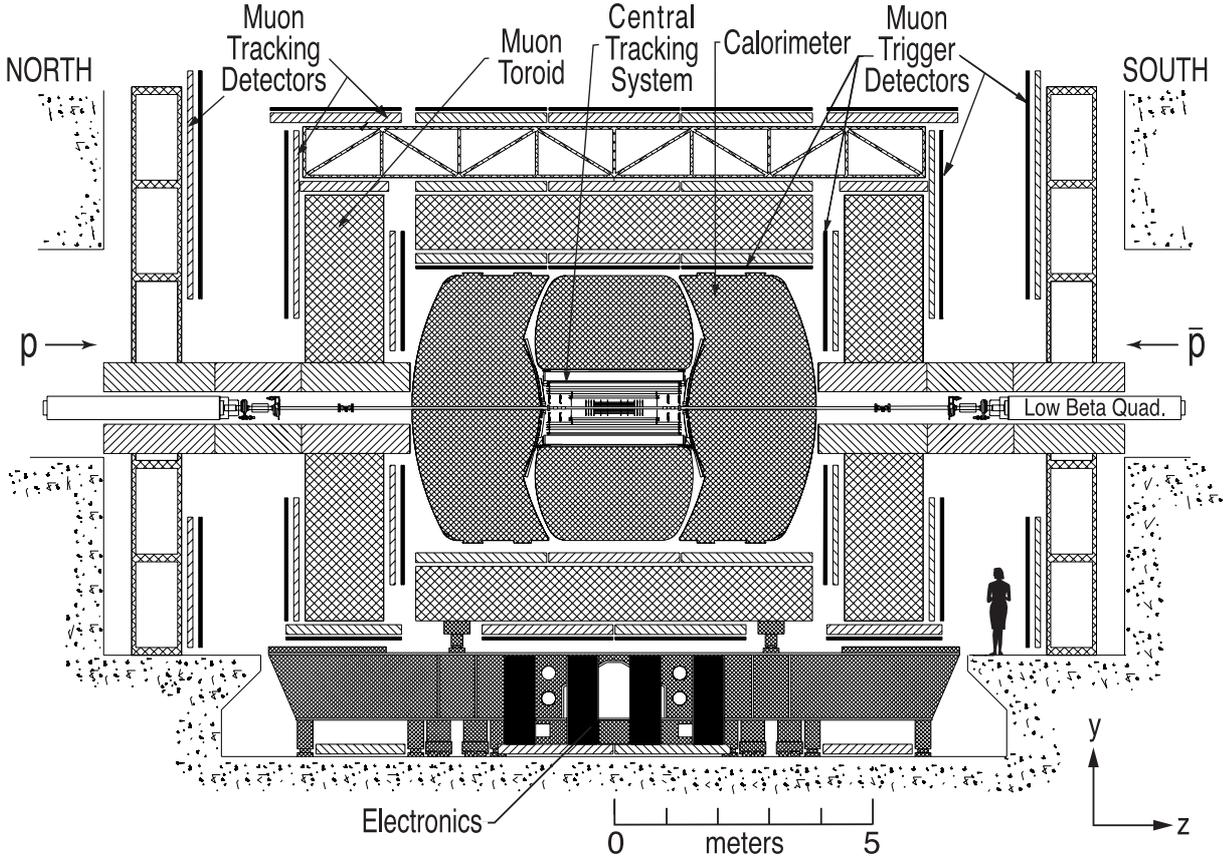


FIG. 3.4: Schéma du détecteur DØ

Rapidité et pseudo-rapidité

Sur collisionneur hadronique on préfère utiliser comme variable angulaire la rapidité y qui se transforme simplement par un boost de Lorentz de vitesse β le long de l'axe z :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \xrightarrow{\text{boost } \beta} y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (3.1)$$

Dans l'espace (p_T, y, ϕ) les boosts le long de z sont de simples translations ne modifiant pas les mesures différentielles dp_T , dy et $d\phi$.

Dans l'approximation ultra-relativiste, la rapidité se confond avec la pseudo-rapidité η définie par :

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.2)$$

On note les relations suivantes pour une particule d'impulsion (p_x, p_y, p_z) ou p_T, η, ϕ :

$$p_z = p_T \sinh(\eta) \quad p = p_T \cosh(\eta) \quad (3.3)$$

ce qui permet d'écrire que la masse invariante d'un système de deux particules de masse nulle $(p_T, \eta, \phi)_1$ et $(p_T, \eta, \phi)_2$ est

$$m_{12} = \sqrt{2p_{T1}p_{T2} (\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2))} \quad (3.4)$$

La séparation angulaire communément utilisée ΔR est définie par $\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$. Dans la limite $\Delta R \ll 1$ la masse invariante devient :

$$m_{12} \simeq \sqrt{p_{T1}p_{T2}}\Delta R \quad (3.5)$$

Coordonnées détecteurs

Les points du détecteur peuvent être repérés par les coordonnées $(r, \eta_{det}, \phi_{det})$ définies par rapport au centre $(0, 0, 0)$ du repère. Une particule issue de la collision et de direction (η, ϕ) atteint en général le détecteur en un point dont les coordonnées angulaires diffèrent : $(\eta_{det}, \phi_{det}) \neq (\eta, \phi)$. Au TeVatron ceci est surtout dû à la distribution du vertex d'interaction, en première approximation suivant une gaussienne de largeur typique 25 cm selon l'axe z autour du centre du détecteur. Pour une particule se propageant en ligne droite, on aura ainsi :

$$\eta_{det} = \ln \left(\frac{z}{r} + \sinh(\eta_{phys}) + \sqrt{1 + \left(\frac{z}{r} + \sinh(\eta_{phys}) \right)^2} \right), \quad (3.6)$$

où z est la coordonnées du vertex d'interaction. Il est nécessaire de tenir compte de cette différence, notamment lorsqu'on paramètre les cartes d'efficacité des sous-détecteurs. La différence entre coordonnée ϕ et ϕ_{det} est elle négligeable.

Trajectoire d'une particule chargée

Dans un champ solénoïdale uniforme, la trajectoire d'une particule chargée est une hélice déterminée par cinq paramètres : $(d_0, z_0, \phi_0, C, \tan \lambda)$ ³.

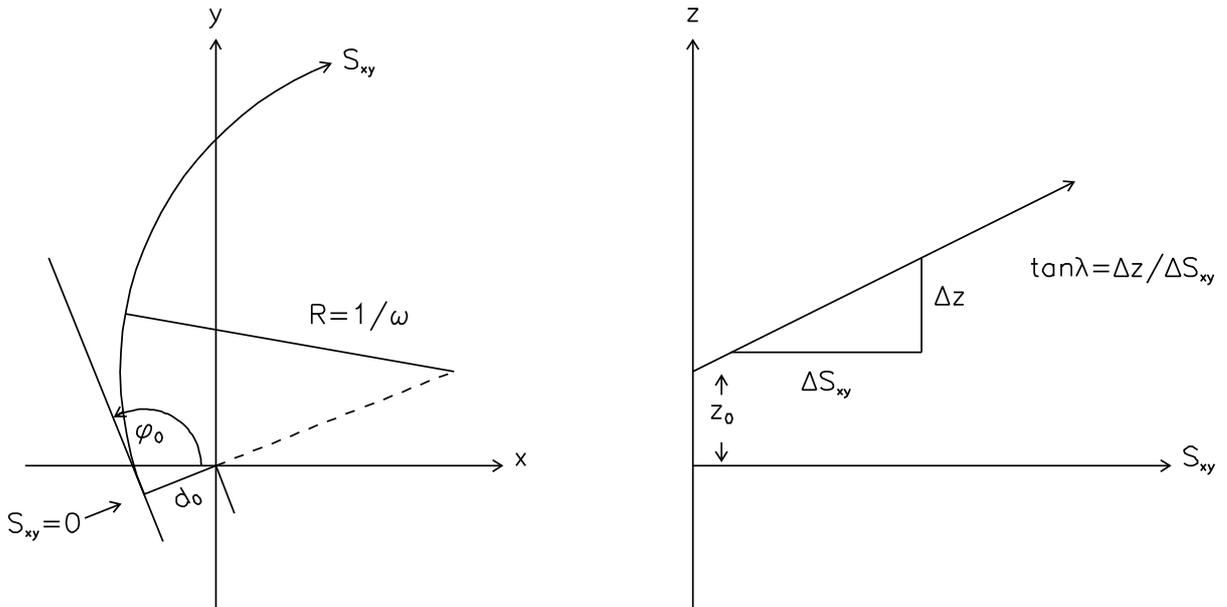


FIG. 3.5: Les paramètres de l'hélice

³On peut utiliser également la pseudo-rapidité qui vérifié $\sinh \eta = \tan \lambda$.

La trajectoire est donnée par

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \frac{1}{C} \begin{pmatrix} \sin(\phi_0 + \phi) \\ -\cos(\phi_0 + \phi) \\ 0 \end{pmatrix} + (d_0 - \frac{1}{C}) \begin{pmatrix} \sin(\phi_0) \\ -\cos(\phi_0) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ z_0 + \frac{\phi}{C} \tan \lambda \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

où $C = \frac{1}{R}$ est la courbure de la trajectoire qui est proportionnelle à l'inverse de l'impulsion transverse, q/p_T . Ici ϕ mesure la direction instantanée de la trace par rapport à sa direction initiale ϕ_0 , et est du même signe que la courbure. L'abscisse curviligne dans le plan transverse (x, y) est donnée ainsi par $s = \frac{\phi}{C}$. Le d_0 mesure la distance d'approche minimale (dca) de la trajectoire par rapport au point origine en projection dans le plan (xy) .

Son signe est celui du moment cinétique de la particule par rapport à l'axe z . Le z_0 est la coordonnée z au point d'approche minimale (pca). Pour tenir compte des déplacements possibles du faisceau et effectuer des coupures de qualité sur les traces grâce à cette quantité, on redéfinit le dca par rapport à la position (x_V, y_V, z_V) soit du centre de la zone lumineuse, soit du vertex primaire. Cela revient à effectuer l'opération :

$$d_0 \rightarrow d_0 - x_V \sin \phi_0 + y_V \cos \phi_0, \quad (3.8)$$

$$z_0 \rightarrow z_0 - z_V + (x_V \cos \phi_0 + y_V \sin \phi_0) \tan \lambda. \quad (3.9)$$

Notons qu'on appelle paramètre d'impact la quantité d_0 , mais en utilisant une convention de signe différente. En se référant à une direction de vol comme axe du temps (par exemple l'axe d'un jet), le signe sera négatif si la projection du pca sur cette direction semble indiquer que la trace a été produite avant le vertex de référence et positif si elle semble avoir été produite après.

3.2.2 Le trajectographe

Le trajectographe est constitué d'un détecteur de vertex à micro-pistes en silicium (SMT), d'un détecteur à fibres scintillantes (CFT) et d'un solénoïde supraconducteur. Cet ensemble est montré en coupe dans la figure 3.6.

Le solénoïde

Son rayon moyen est de 60 cm et sa longueur 2.7 m. La bobine est faite d'un alliage supraconducteur cuivre-niobium-titane fonctionnant à 10 K. Le courant électrique d'environ 5000 crée un champ magnétique de 2 T, parallèle à l'axe z et uniforme à 0.5% près. Le retour du champ se fait à travers le calorimètre et dans une moindre mesure par le toroïde en fer. C'est un élément clé du détecteur car il permet de courber les trajectoires des particules chargées et de mesurer leur impulsion, ce qui n'était pas possible au Run I. Mais sa présence apporte une épaisseur de 0.87 longueur de radiation⁴ devant le calorimètre. Le détecteur de pieds de gerbes du Run II a été conçu pour contrebalancer l'effet négatif de ce surcroît de matière.

⁴En moyenne ! car la matière n'est pas répartie uniformément dans le solénoïde, ce qui complique l'étalonnage fin du calorimètre.

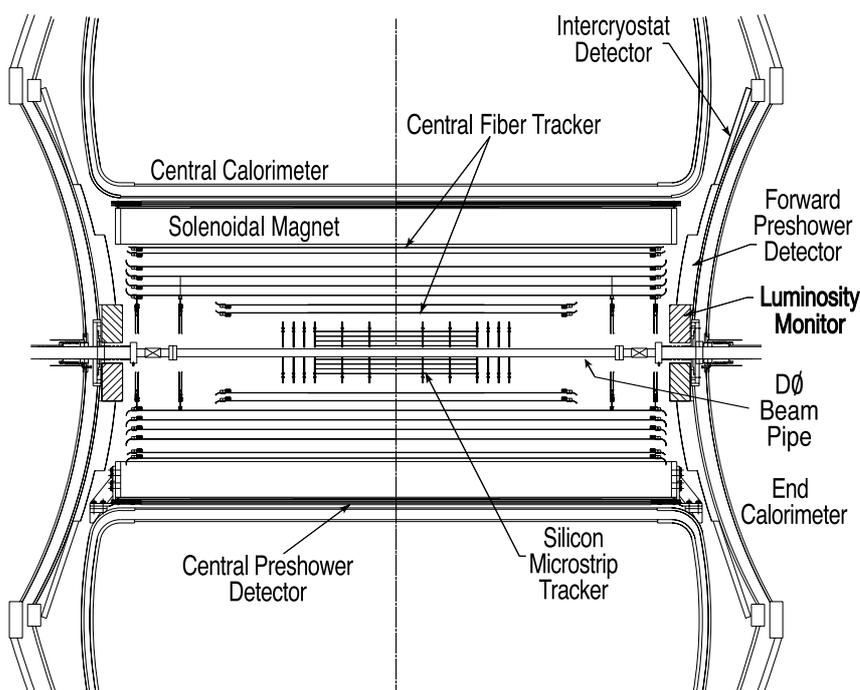


FIG. 3.6: Schéma du système de trajectographie de DØ.

SMT

Cet appareil permet non seulement de détecter les points d'impacts des particules chargées près du point d'interactions pour reconstruire les vertex secondaires de désintégrations, mais il contribue de manière notable à la résolution sur l'impulsion des traces.

Le SMT est constitué de 8 couches cylindriques⁵ découpées en 6 barillets de 12 cm le long de l'axe z . Les modules composants ces couches sont des micro-pistes en silicium double face avec les pistes d'une face parallèle à l'axe des faisceaux et l'autre tournée de 2° ou 90° de cet axe. Suivant l'angle une particule peut laisser au maximum de 8 à 16 coups, comme on peut le voir sur la figure 3.7. La couche la plus interne est à 2.5 cm de l'axe tandis que la plus externe est à 10 cm.

Les parties cylindriques dont l'acceptance est environ $|\eta_{det}| < 2$ sont complétées par des disques perpendiculaires à l'axe du faisceau faits de modules trapézoïdaux simple ou double face, afin de mesurer les traces à petit angle comme on peut le voir sur la figure 3.8. Les disques les plus éloignés sont à $|z| = 100.4$ et 121.0 cm. Ils étendent l'acceptance de l'ensemble du SMT à $|\eta_{det}| < 3$. L'ensemble des modules du SMT est lu par 793 000 voies électroniques. La résolution (résidu) observée sur le détecteur aligné pour un coup du SMT est de $16 \mu m$ [51].

⁵On parle aussi de 4 couches si on utilise la convention de les appairer, de sorte qu'une paire couvre l'espace angulaire de 2π en ϕ .

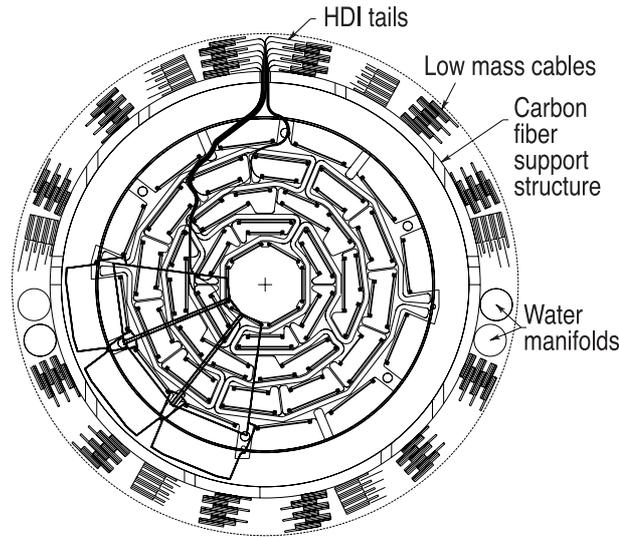


FIG. 3.7: Section dans le plan transverse des cylindres du *SMT*.

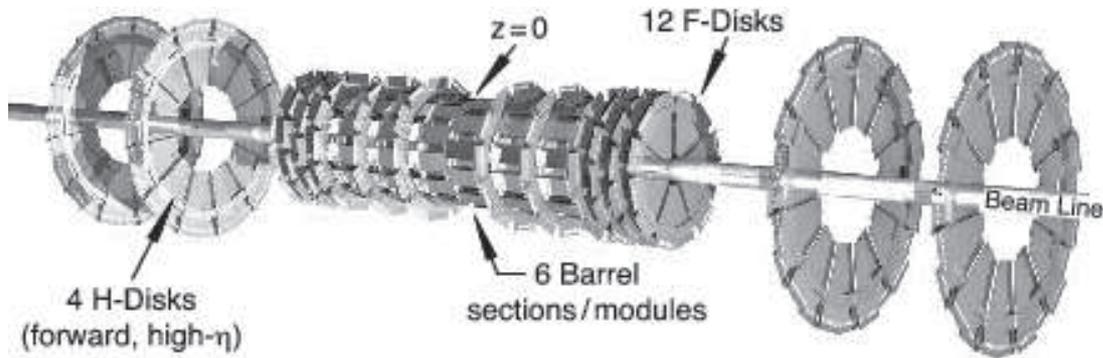


FIG. 3.8: Vue en trois dimensions du *SMT*.

Le détecteur layer-0

L'irradiation subie par le SMT, détecteur proche des faisceaux dégrade ses performances avec le temps. Au début du Run II, sa longévité attendue correspondait à environ $3\text{-}6 \text{ fb}^{-1}$ et il était prévu de le remplacer pour le Run IIb. Le projet de remplacement s'est mué en l'ajout d'une seule couche, dite couche 0 de détecteur, en juin 2006 [55]. La couche la plus interne est à 16 mm de l'axe du détecteur, ce qui permet une amélioration théorique de près d'un facteur deux sur la résolution sur le paramètre d'impact des traces.

CFT

Le CFT situé entre 20 et 52 cm de l'axe du détecteur est constitué de 8 cylindres concentriques. Les 6 cylindres les plus externes d'une longueur de 2.52 m limitent l'acceptance à $|\eta_{det}| < 1.7$.

Chacun de ces cylindres est constitué d'un doublet de fibres orientées suivant l'axe z et d'un autre lui faisant un angle $\pm 3^\circ$. L'existence de cet angle permet de reconstruire les coordonnées (z, η) d'une trajectoire. Le diamètre d'une fibre de $830 \mu\text{m}$ conditionne

la résolution des doublets à $100 \mu\text{m}$ à condition que les fibres soient alignées à mieux que $50 \mu\text{m}$.

Des fibres transparentes conduisent sur une dizaine de mètres la lumière de scintillation provenant du passage des particules chargées dans le CFT, jusqu'à des photo-détecteurs solides en silicium (Visible Light Photon Detector). Ces derniers fonctionnent à 9 K et sont sensibles à un photoélectron unique. Ils fournissent 76800 voies de lecture.

Performances

Les coups dans le CFT et le SMT servent à reconstruire les trajectoires des particules chargées. L'impulsion transverse est mesurée suivant une précision qui suit

$$\sigma\left(\frac{q}{p_T}\right) = A \oplus \frac{B\sqrt{\cosh\eta}}{p_T}, \quad (3.10)$$

où A est le terme de résolution et B le terme associé à la diffusion multiple. En section 5.5, on présente une étude sur la résolution dans le cas des muons. Dans le meilleur des cas (coups dans tous les détecteurs), Les paramètres sont typiquement $A = 2.5 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ et $B = 2.4 \times 10^{-2}$, ce qui donne 10% d'incertitude sur l'impulsion d'un muon de $p_T = 40 \text{ GeV}$.

Toujours dans le meilleur des cas, la résolution sur les paramètres d'impact des muons de haut p_T provenant du processus $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ est d'environ $22 \mu\text{m}$ pour le Run IIa. L'ajout de la couche 0, et un travail sur l'alignement du SMT ont permis de descendre la résolution pour le Run IIb à $16 \mu\text{m}$.

3.2.3 La Calorimétrie

La calorimétrie repose essentiellement sur le calorimètre uranium-argon liquide. Mais celui-ci est complété par d'autres instruments, détecteurs de pieds de gerbes et détecteurs inter-cryostats.

Le calorimètre

Le calorimètre à échantillonnage uranium-argon liquide est la pièce centrale du détecteur du Run I et n'a pas été modifié pour le Run II. Il se caractérise par sa compacité obtenue grâce à la densité du milieu absorbant, l'uranium. D'autre part, une relativement simple calibration, une bonne résistance aux radiations et une bonne stabilité temporelle, sont dûs au choix du milieu actif, l'argon liquide.

Pour le Run I, il a été conçu pour se comporter en calorimètre partiellement compensé : le rapport e/h des réponses aux électrons et hadrons de plus de 5 GeV valait ainsi environ 1.03, afin d'obtenir une bonne résolution sur l'énergie des jets. Mais l'ajout de matière (solénoïde) et un temps d'intégration du signal plus court ont dégradé cette propriété pour le Run II.

Il est composé de trois modules : un module central (CC) pour $|\eta_{det}| < 1$ et de deux bouchons $0.7 < |\eta_{det}| < 4.5$ (EC). Une vue en coupe est montrée sur la figure 3.9. Chacun des modules se divise en une section électromagnétique au plus proche du faisceau, une

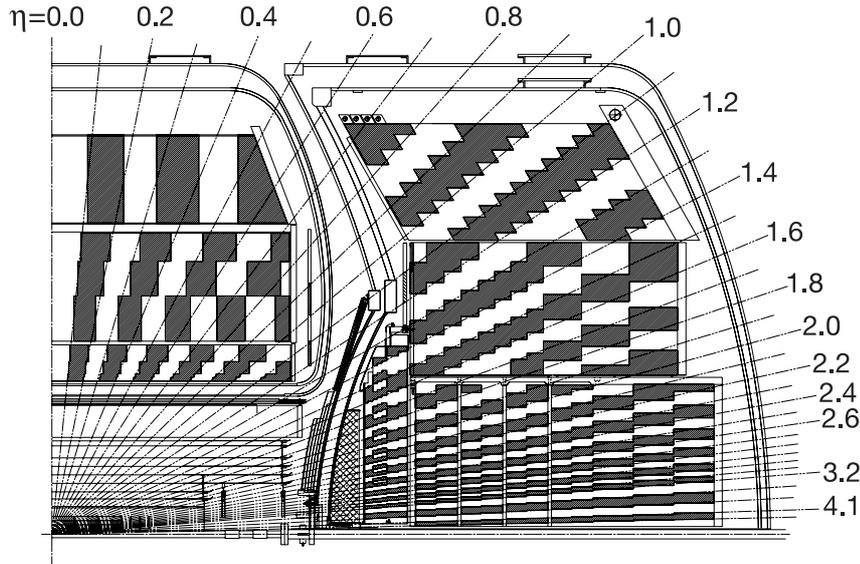


FIG. 3.9: Schéma d'une coupe d'un quart du calorimètre représentant la division en cellules, et les tours projectives, utilisées pour le déclenchement et la reconstruction.

section hadronique fine et une section hadronique grossière. Les couches qui composent ces sections sont divisées en cellules de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ sauf la troisième couche électromagnétique plus finement segmentée : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$. Pour les régions très à l'avant la granularité devient $\Delta\phi \simeq 2$ et $\Delta\eta \geq 2$.

Le calorimètre électromagnétique est fait de couches d'uranium relativement fine, de 3 à 4 mm d'épaisseur organisée en 4 couches représentant 20 longueurs de radiations (X_0) et 0.76 longueurs d'interaction (λ_I). Pour l'uranium $X_0 = 0.32$ cm et $\lambda_I = 10.5$ cm. Le développement d'une gerbe électromagnétique est maximal à environ $10X_0$, dans la 3^e couche. C'est la plus segmentée transversalement pour une meilleure résolution spatiale.

Le calorimètre hadronique central fin emploie des plaques d'uranium plus épaisses, (6 mm) divisée en 3 couches totalisant $3.2\lambda_I$. Le calorimètre hadronique central grossier utilise comme milieu absorbant une unique couche de Cuivre de 46 mm d'épaisseur, soit $3.2\lambda_I$. Dans les bouchons, le calorimètre hadronique est fait de trois parties: interne, centrale et externe. Les parties internes et centrales sont divisées en 4 couches totalisant $1.1\lambda_I$ et une couche grossière de $4.1\lambda_I$. La partie externe comprend trois couches grossières.

Le détecteur de pieds de gerbes

Ce détecteur a été installé pour compenser la perte d'énergie due à la présence du solénoïde et peut-être considéré comme une couche 0 du calorimètre. Il doit ainsi contribuer à une meilleure identification des gerbes électromagnétiques, une meilleure association spatiale entre le trajectographe et le calorimètre et une meilleure résolution en énergie

Il se compose d'un détecteur central CPS (Central Preshower Detector) couvrant la région $|\eta^{det}| < 3$ et de deux détecteurs avant/arrière: FPS (Forward Preshower Detector)

pour les régions $1.4 < |\eta^{det}| < 2.5$. Il est constitué de 3 (CPS) et 4 (FPS) couches de scintillateurs organisés en bandes axiales et stéréo ($\pm 24^\circ$) et d'une couche de plomb d'épaisseur environ $1X_0$ ($2 X_0$ pour le FPS). La lumière produite est lue par des VLPC tout comme pour le CFT. Pour le CPS chaque couche comprend 1280 bandes, ce qui donne une idée de la granularité fine de ce détecteur, qui peut être considéré comme un élément du trajectographe.

Les détecteurs inter-cryostats

Les trois modules du calorimètre sont placés dans 3 cryostats différents, si bien qu'une partie du volume de détection est peu instrumentée $0.8 < |\eta^{det}| < 1.4$. C'est la région inter-cryostats (ICR). Deux détecteurs y ont donc été ajoutés.

- Les détecteurs inter-cryostats (ICD) pour $1.1 < |\eta^{det}| < 1.4$.
Entre le cryostat central et les bouchons, les deux ICD sont composés de 384 tuiles de scintillateur de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.
- Les massless gaps. Placés dans les trois cryostats, ils sont semblables à une couche de lecture du calorimètre, utilisant la paroi des cryostats comme milieux absorbant.

Performances

La résolution en énergie peut s'écrire sous la forme

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}}, \quad (3.11)$$

où C , terme constant, correspond aux erreurs de calibration, dues par exemples aux incertitudes sur le gain des canaux ou aux inhomogénéités du détecteur, S est le terme stochastique attribué aux fluctuations de gerbe, et N est le terme de bruit provenant de l'électronique et de la radioactivité de l'uranium. Les performances dépendent des algorithmes de reconstruction et de l'étalonnage réalisé. Pour la première mesure de la masse du W réalisée au Run II avec des électrons dans le calorimètre central, on a [53] : $C \simeq 0.0204$, $S \simeq 0.21 \sqrt{\text{GeV}}$. Le terme N mesuré pour le Run I [54] vaut $N \simeq 0.29 \text{ GeV}$.

3.2.4 Le spectromètre à muons

En première approximation et si on fait abstraction des neutrinos indétectables, les muons sont les seules particules issues de la collision à pouvoir traverser le calorimètre. Le spectromètre à muons [56] permet de les identifier et d'en mesurer l'impulsion.

Il se compose d'une partie centrale, le système WAMUS (Wide Angle Muon Spectrometer) couvrant approximativement $|\eta^{det}| < 1$ et d'une partie avant-arrière, le système FAMUS (Forward Angle Muon Spectrometer) qui couvre la région $1 < |\eta^{det}| < 2$. Ces systèmes se divisent en trois couches de détections, A, B et C, faites de scintillateurs et de chambres à fils, qu'on peut voir sur les figures 3.10 et 3.11.

La couche est A est la plus proche du calorimètre. Elle est séparée de la couche B par un aimant toroïdal à noyau en fer qui courbent les trajectoires afin de mesurer l'impulsion

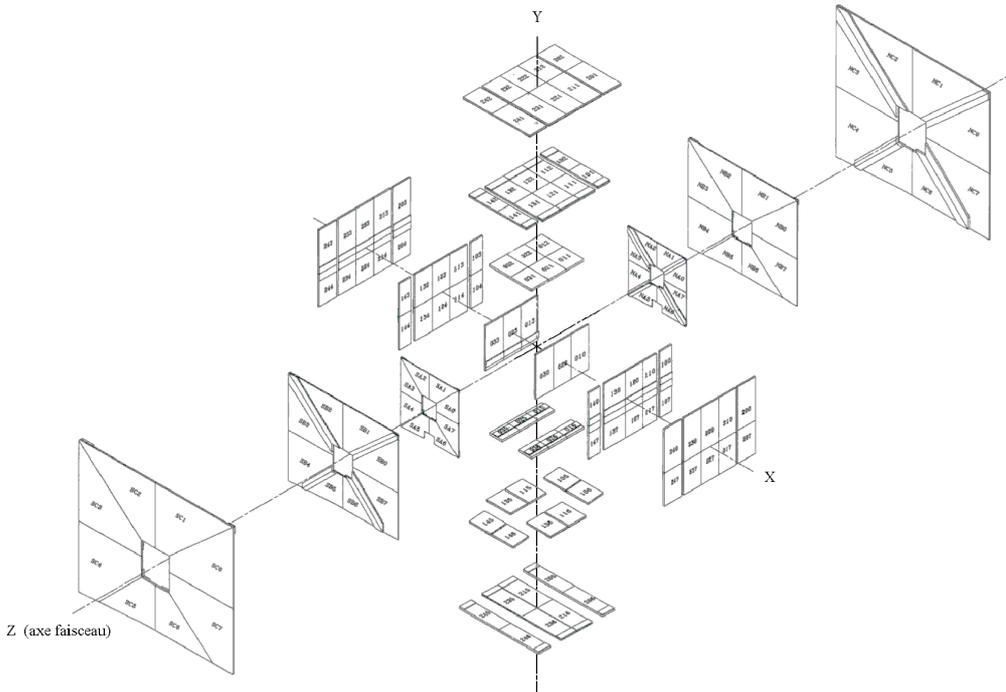


FIG. 3.10: Vue en trois dimensions des chambres à fils du spectromètre à muons.

des muons. La géométrie de l'ensemble est parallélépipédique contrairement au reste du détecteur qui est plutôt cylindrique autour de l'axe des faisceaux. Les pieds soutenant le calorimètre passent dans le spectromètre, et la zone angulaire définie par $|\eta^{det}| < 1.25$ et $4.25 < \phi < 5.15$ est très mal instrumentée (notamment absence de chambre à fils de la couche A). On appelle cette zone le *muon bottom hole*.

En fait la perte d'énergie dans le calorimètre pour un muon (à $\eta = 0$) est d'environ 2 GeV. Dans le toroïde en fer, les muons perdent 2 GeV supplémentaires. C'est pourquoi le spectromètre ne permet une bonne reconstruction dans WAMUS (avec mesure d'impulsion) que pour des muons issus de la collision avec un p_T d'au moins 4 GeV, environ. Pour les muons passant dans FAMUS, la coupure porte sur la projection le long de z et est environ $p_z > 4$ GeV.

Notons que l'épaisseur de fer des aimants borne la résolution en impulsion sur les trajectoires à $\simeq 18\%$ à cause des diffusions multiples.

Les aimants toroïdaux

Trois aimants parallélépipédiques sont associés au trois détecteurs FAMUS nord, FAMUS sud et WAMUS, on peut les voir sur la figure 3.4. L'aimant central est un toroïde de section rectangulaire d'épaisseur 109 cm. La surface interne est à 317 cm du faisceau. Les toroïdes avant arrière sont situés à $454 < |z| < 610$ cm. Leur épaisseur suivant z est de 156 cm. Le champ magnétique toroïdale de 1.8 T provient de la magnétisation du fer induite par des enroulements de conducteurs dans lesquels circulent un courant de

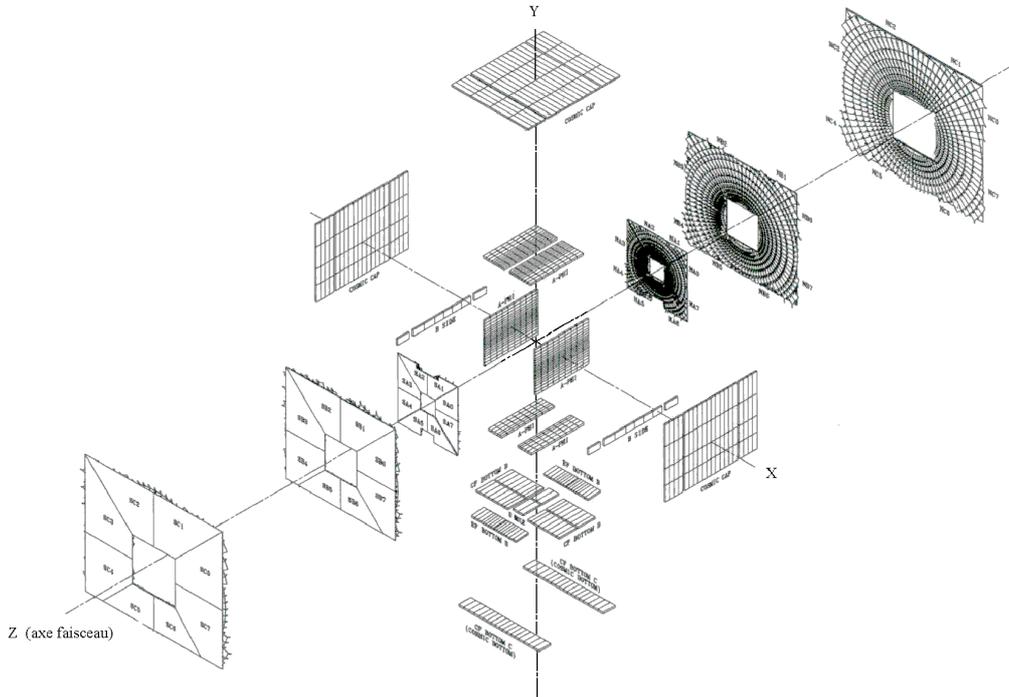


FIG. 3.11: Vue en trois dimensions des scintillateurs du spectromètre à muons.

1500 A⁶. Le champ est orienté suivant x pour les octants horizontaux et suivant y pour les octants verticaux.

WAMUS

Le spectromètre central est composé d'un total de 94 chambres à dérive qu'on appelle PDT (Proportional Drift Tubes) car ils sont constitués de tubes. Le mélange gazeux qui circule dans les chambres est composé de 84% d'argon, 8% de CF₄ et 8% de méthane. Chaque PDT a pour dimension typique $200 \times 100 \times 20$ cm³ et est constitué de 3 plans de tubes (4 pour la couche A) orientés le long des lignes de champ magnétique. Un tube à une section rectangulaire de 10×5 cm² au centre duquel est tendu un fil anodique en tungstène de $50\mu\text{m}$ de diamètre. La lecture du temps de dérive se fait au niveau de l'anode, mais aussi au niveau des cathodes appelées pads, placées en haut et en bas de chaque cellule. La différence de temps de lecture entre les extrémités d'un fil permet de connaître la position le long du fil (coordonnée ϕ d'une trajectoire) à 10-50 cm près. L'information des pads permet de connaître cette position à 5 mm près, mais seule la couche A est complètement pourvue d'électronique de lecture. Les électrons d'ionisation résultant du passage du muon dérivent en un temps typique de moins de 500 ns. Le temps de dérive est transformé en distance pour reconstruire le point de passage (dans le

⁶ Au Run I le courant était de 2500 A et le champ de 2 T, mais la possibilité de mesurer l'impulsion avec le trajectographe central au Run II diminue la nécessité d'une mesure optimale de l'impulsion grâce au toroïde et permet des économies en énergies.

plan perpendiculaire au fil (x, z) ou (y, z) de la particule incidente. A cause de la forme rectangulaire des tubes, les surfaces équipotielles électriques ne sont pas à symétrie cylindrique autour du fil et la relation temps-distance dépend de l'angle de la trajectoire. La résolution typique obtenue avec les PDT est de 1 mm.

Les chambres à dérive sont complétées de 630 scintillateurs dits compteurs $A - \phi$ au niveau de la couche A, dont la segmentation en ϕ est environ 4.5° . La couche C de chambres à dérive est elle aussi complétée par 240 scintillateurs, mais ils sont moins bien segmentés. D'autres scintillateurs (132) complètent la couche B pour le bas du détecteur.

FAMUS

Le système à l'avant a complètement été renouvelé pour le Run II. Des chambres à dérive appelées MDT (Mini Drift Tubes) ont remplacées les PDT du Run I. La répartition en plans de tubes est semblable à WAMUS avec 4, 3 et 3 plans pour respectivement les couches A, B et C. La longueur maximale d'un tube est de 583 cm dans la couche C. Le mélange gazeux qui circule est fait de 10% de méthane et 90% de CF_4 .

La caractéristique des tubes est d'être constitués de 8 cellules dont la section est de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ce qui permet un temps de dérive d'au plus 60 ns, réduisant ainsi le taux d'occupation. Les chambres sont en outre résistantes aux radiations.

Si la résolution en position MDT est typiquement de 0.350 mm, à cause du pas temporel de l'électronique de numérisation de 18.8 ns, la résolution effective une fois intégrée dans DØ est d'environ 0.7 mm.

Les 3 couches de MDT sont complétées de 3 couches de scintillateurs, 5000 pixels en tout. Ils ont une segmentation en ϕ de 4.5° et en η de 0.07 à 0.12. Leur résolution en temps est de 1 ns tandis que leur efficacité pour un muon est d'environ 99%.

Performances

Les chapitres 4 et 5 sont consacrés à la reconstruction des muons et à ses performances.

3.2.5 Le détecteur de protons à l'avant

Le détecteur de protons à l'avant (FPD pour Forward Proton Detector) est constitué d'une série de spectromètres (pots romains) répartis sur plusieurs dizaines de mètres le long du tube à vide du TeVatron. Il est destiné à mesurer les impulsions des protons déviés à très petits angles lorsque les conditions sont suffisamment stables pour permettre de positionner les détecteurs au plus près des faisceaux, à quelques millimètres. Il a pour but l'étude des collisions diffractives, au cours desquelles l'un au moins des protons ne s'est pas fragmenté.

3.2.6 Luminomètre et mesure de luminosité

La luminosité instantanée du TeVatron est le fruit de la structure en paquet des particules (N nombre de paquets, f fréquence de révolution dans l'anneau), de la densité

des paquets en protons et antiprotons (n_p et $n_{\bar{p}}$), de l'optique de focalisation (β^* fonction d'amplitude) et de l'espace des phases de particules dans les paquets (ε emittance transverse). Elle est ainsi donnée par la formule :

$$\mathcal{L}_I = \frac{Nfn_p n_{\bar{p}}}{2\pi\beta^*(\varepsilon_p^+ \varepsilon_{\bar{p}})}, \quad (3.12)$$

qui s'avère dans la pratique difficilement utilisable pour mesurer précisément la luminosité fournie par le TeVatron.

On a donc recours au taux de comptages des collisions inélastiques que détectent les moniteurs de luminosité : ce sont deux ensembles de scintillateurs plastiques formant deux disques situés à $z = \pm 140$ cm du centre du détecteur et couvrant la région angulaire $2.7 < |\eta| < 4.4$. Ils sont repérés sur la figure 3.6. Le taux de comptage est donné par la simple relation :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}_I \sigma_{eff}, \quad (3.13)$$

où σ_{eff} est la section efficace effective inélastique vue par les moniteurs en coïncidence. Si on s'intéresse à L la luminosité associée à un des 36 paquets de particules et moyennée sur le temps $1/f$ d'une révolution du TeVatron, alors le nombre de collisions inélastiques par croisement de paquet de particules obéit à une statistique de Poisson de moyenne $\frac{L}{f} \sigma_{eff}$. Pour évaluer cette quantité et parce que les moniteurs ne distinguent pas les interactions multiples, on comptabilise les croisements sans aucune interaction dont la probabilité est donnée par :

$$P(0) = e^{-\frac{L}{f} \sigma_{eff}} \quad (3.14)$$

Mais on doit aussi tenir compte des coïncidences fortuites résultant d'au moins deux collisions de section efficace effective σ_{SS} pour lesquels un seul des deux moniteurs est touché (SS pour single-sided). La probabilité d'avoir une telle coïncidence fortuite est donnée par

$$P = ((1 - e^{-\frac{L}{f} \frac{\sigma_{SS}}{2}}) \times (1 - e^{-\frac{L}{f} \frac{\sigma_{SS}}{2}})) \quad (3.15)$$

si bien que le nombre moyen de croisements sans interaction sera :

$$P(0) = e^{-\frac{L}{f} \sigma_{eff}} (2e^{-\frac{L}{f} \frac{\sigma_{SS}}{2}} - e^{-\frac{L}{f} \sigma_{SS}}) \quad (3.16)$$

La section efficace effective σ_{eff} résulte de l'efficacité des moniteurs d'environ 90%, et de l'acceptance aux trois types de processus y contribuant : processus inélastique dure, processus simplement diffractif et processus doublement diffractif. L'acceptance moyenne est d'environ 80%. La section efficace effective retenue au début du Run II est de $\sigma_{eff} = 46 \pm 3$ mb [108] tandis que l'autre terme est évaluée à $\sigma_{SS} = 6.3$ mb. L'incertitude de 6.5% sur σ_{eff} est l'incertitude sur la luminosité retenue au début du Run II.

Fin 2005 une nouvelle électronique est mise en place pour les luminomètres. Des études minutieuses sont entreprises pour réévaluer les efficacités et sections efficaces effectives. Elles aboutissent [109] à remettre en cause les constantes précédemment utilisées. La section efficace effective est ainsi diminuée d'environ 13% tandis que σ_{SS} est augmentée de 50%. Fin 2006, la luminosité intégrée associée aux différents lots de données du Run IIa

est en conséquence augmentée de 12 à 15%, ce qui impacte certains résultats de physique déjà publiés. La section 6.8.1 page 187 aborde cette question.

3.2.7 Le système de déclenchement

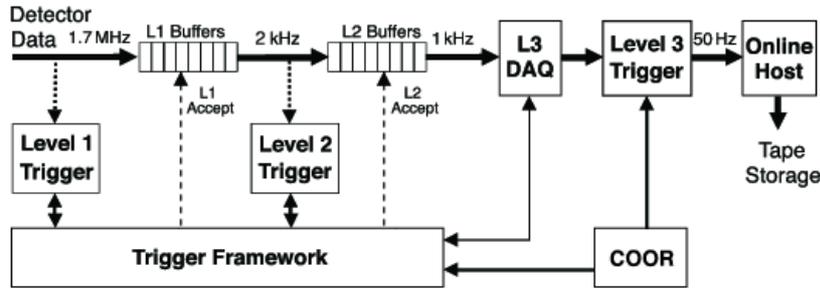


FIG. 3.12: Schéma du système de déclenchement de DØ.

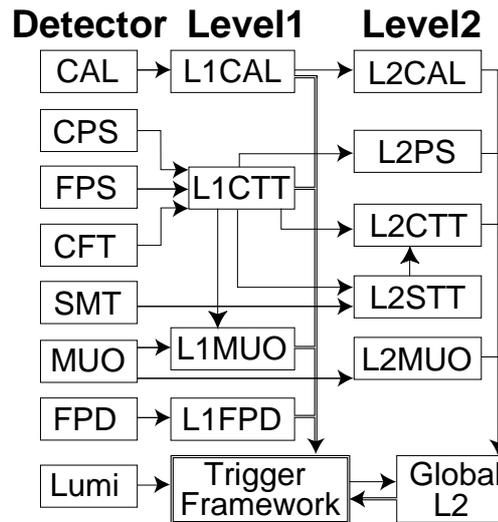


FIG. 3.13: Les combinaisons d'objets de déclenchement.

Au Run II, les particules se croisent toutes les 396 ns, et la probabilité d'une interaction inélastique par croisement est proche de 1. Un système de déclenchement est mis en place pour filtrer les collisions et n'enregistrer que celles ayant un intérêt physique avec un taux raisonnable de stockage sur bande d'environ 50 événement. s^{-1} . Le système de déclenchement comprend trois niveaux, comme il est présenté sur la figure 3.12.

Niveau 1

C'est une collection d'éléments électroniques et microprocesseurs, en sortie de chaque sous-détecteurs, associée à un processeur global, le *trigger framework*, qui construit une

décision de déclenchement. Il dispose de $3.5 \mu\text{s}$ pour prendre sa décision et inclut suffisamment de mémoire tampon pour stocker les informations de 32 collisions.

Les différents sous-détecteurs basent leur réponse sur l'existence d'objets de déclenchement de niveau 1 dont la description suit (voir figure 3.13).

Le calorimètre examine l'énergie des tours projectives de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Si une ou plusieurs tours ont par exemple une énergie supérieure à un certain seuil, la condition est satisfaite. Deux types de tours sont en fait considérés : d'une part des tours électromagnétiques qui ne somment les énergies que des couches électromagnétiques du calorimètre, et d'autre part les tours sommant toutes les couches sauf le calorimètre grossier. Le premier type a pour but de déclencher sur des électrons ou des photons, tandis que le second doit permettre le déclenchement sur des jets hadroniques. Des quantités globales comme l'énergie totale ou l'énergie transverse manquante peuvent être calculées également. A partir du Run IIb, un changement dans l'électronique permet de définir des tours glissantes⁷, ce qui affine la réponse du calorimètre.

Les coups dans les détecteurs CPS, FPS et CFT (fibres axiales) sont associés pour reconstruire des traces de niveau 1 (L1CTT) avec un algorithme simplifié, reposant sur des trajectoires préprogrammées. Seulement 4 seuils en p_T peuvent être définis (1.5, 3, 5 et 10 GeV). Le spectromètre à muons fournit des conditions de déclenchements, utilisant les coïncidences spatiales entre les scintillateurs seuls, ou entre les scintillateurs et les chambres à fils. Ces informations combinées aux informations L1CTT (sans critère d'association spatiale) permettent de définir des seuils en p_T pour des conditions de déclenchement muon à grande impulsion.

Le FPD fournit lui aussi des conditions de déclenchement pour la physique diffractive.

Le niveau 1 doit être suffisamment efficace pour ne laisser passer que $2000 \text{ événements.s}^{-1}$ jusqu'au niveau 2.

Niveau 2

Le niveau 2 dispose de $125 \mu\text{s}$ par événement pour prendre sa décision, en deux étapes. Dans première phase, des pré-processeurs associés à chaque sous-détecteur préparent les données du niveau 1 pour leur utilisation par un processeur global. Cette phase de calcul doit se réaliser en moins de $50 \mu\text{s}$. Les objets de déclenchement du niveau 1 sont ainsi affinés. Les tours de calorimètre sont par exemple regroupées en jets de 5×5 tours. Les informations du SMT sont combinées aux traces L1CTT pour créer des traces L2STT pour lesquelles l'information sur les paramètres d'impact peut permettre de réaliser un étiquetage des saveurs lourdes. Des routes préprogrammées appliquées aux informations des PDT et MDT permettent de définir des seuils en impulsion dans le spectromètre à muons, ce qui définit des objets L2muon.

Dans un deuxième temps, les informations des différents détecteurs sont combinées par un processeur global en $75 \mu\text{s}$ qui peut décider ou non du déclenchement au niveau 2. Le niveau 2 doit laisser passer moins de $1000 \text{ événements.s}^{-1}$.

⁷Une cellule du calorimètre peut ainsi potentiellement appartenir à quatre tours de trigger différentes, alors qu'elle ne fait partie que d'une seule tour de trigger pour le Run IIa

Niveau 3

Le dernier niveau de déclenchement est assuré par une ferme de PC qui utilisent les informations complètes des détecteurs, sous un format de données comparable à la reconstruction hors-ligne. Le temps de décision qui doit être de l'ordre de 50 ms limite la complexité des algorithmes mis en œuvre, qui sont en général des versions simplifiées de ce qui est fait hors-ligne. En ce qui concerne le spectromètre à muons, vu le faible taux d'occupation du détecteur, les algorithmes hors-ligne sont suffisamment rapides. C'est donc exactement le même programme de reconstruction qui est utilisé, mais avec des paramètres différents qui permettent de réduire suffisamment le temps de calcul au prix d'une précision et d'une efficacité légèrement moindre. Les objets physiques reconstruits au niveau 3 comprennent ainsi : les jets, les traces chargées, les muons, les jets étiquetés beaux, les électrons, l'énergie transverse manquante, des critères d'isolation sur les muons ou les électrons...

Le taux de sortie après le niveau 3 est d'environ 50-100 événements. s^{-1} , résultant d'un compromis entre taux de stockage ⁸ et capacité de calcul des fermes de PC consacrés à la reconstruction hors-ligne. Notons que sur la durée du Run II, de 2002 à 2010, la loi de Moore d'augmentation des capacités de traitement informatique est compensée par l'augmentation de luminosité instantanée du TeVatron. Il faut par exemple 6 fois plus de ressources pour traiter un événement enregistré à $\mathcal{L}_I = 200 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ que pour un événement pris à $\mathcal{L}_I = 50 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

3.3 Simulation du détecteur

3.3.1 Simulation

Génération

La simulation des collisions peut se décomposer en plusieurs d'étapes. Pour les processus d'intérêt physique, on utilise des générateurs bien connus basés sur des éléments de matrice au premier ordre (LO) comme PYTHIA [72, 73] ou ALPGEN [74]⁹. Dans les deux cas PYTHIA gère aussi la question de la radiation de l'état initial et final, l'hadronisation des partons, la désintégration des particules à long temps de vols (hadrons beaux, lepton τ , K_S^0 , Λ_0) et la modélisation de l'événement sous-jacent. En sortie, on obtient une liste de quadri-vecteurs, décrivant la multitude des particules stables ou à longue durée de vie produites.

Simulation complète

La description en termes de géométrie et de matériaux est implémentée grâce aux bibliothèques du logiciel GEANT [77] dans un programme appelé **dØgstar**. Il simule l'interaction des particules avec la matière du détecteur et permet de connaître comment celles-ci déposent leur énergie. Puis le logiciel **dØsim** se charge de transformer les dépôts d'énergie

⁸ environ 20 Mo/s, un événement enregistré pèse typiquement 300 ko.

⁹Le fait qu'ALPGEN génère les états finaux à N partons, par exemple $Z + N$ partons, fait de lui un générateur qui inclut les corrections dites logarithmiques dominantes (LL).

simulés par GEANT dans un format semblable à ce qui provient de l'électronique du vrai détecteur. A ce niveau le format des données simulées est semblable à celui des données réelles et le programme de reconstruction, **dØreco**, peut-être lancé. Son but est de reconstruire les objets physiques décrits dans la suite.

Simulation rapide

Parallèlement à la chaîne de simulation complète, on peut employer une simulation rapide [96] se basant sur une paramétrisation des résolutions et des efficacités de reconstruction. Partant de la sortie des générateurs, elle permet de simuler la réponse du détecteur avec un temps de calcul considérablement réduit. Dans les faits, différentes versions de ce logiciel ont été développées, privilégiant la simulation de tel ou tel aspect, spécifique à un état final particulier. Mais ces différents développements ne sont pas tous compatibles entre eux, si bien que l'emploi de la simulation rapide n'est pas simple à mettre en œuvre pour tous les cas de figure. Notons qu'elle a été employée pour la mesure de précision de la masse du W [53]. On l'a également utilisée dans l'analyse décrite dans le chapitre 6.

Interactions spectatrices

Comme on l'a signalé, au cours d'un croisement de faisceau, outre le processus dur, des interactions spectatrices plus molles peuvent avoir lieu. Leur nombre dépend de la luminosité instantanée (cf. table 3.1). Au début du Run II, PYTHIA se chargeait de la simulation de ces processus. A partir de 2005, des données réelles, dites de biais nul car elles sont enregistrées sans condition de déclenchement particulière, sont superposées à la simulation des événements durs. On s'affranchit ainsi de la question du modèle des collisions inélastiques molles. En outre, cette superposition qui se fait au niveau de **dØsim** permet en principe d'ajouter les bruits réels du détecteur à la simulation

Simulation du système de déclenchement

Un logiciel spécifique appelé, **trigsim**, est développé pour simuler les différentes conditions du système de déclenchement. Il permet d'évaluer les efficacités de déclenchement sur des événements simulés et aussi de tester de nouvelles conditions (et notamment les programmes du niveau 3) avant que ceux-ci ne soient mis en ligne. Cependant ces résultats ne reproduisent pas la réalité avec suffisamment de précision et il est difficile à mettre en œuvre, notamment à cause de l'évolution avec le temps des conditions de déclenchement et du logiciel du niveau 3. Son usage est limité aux études pour les modifications du déclenchement. Il n'est pas incorporé à la chaîne de simulation complète, si bien qu'il est nécessaire de mesurer les efficacités de déclenchement dans les données pour en tenir compte correctement dans les différentes analyses de physique. Quelques méthodes de mesure sont présentées dans la suite : déclenchement sur des muons (cf. 5.4) ou sur des jets (cf. 7.3.5).

Corrections de la simulation

Bien qu'elle prenne en compte de nombreux effets, la chaîne de simulation complète s'avère reproduire de manière approchée les résolutions (paramètres des traces, résolution en énergie) et les efficacités de reconstruction réellement obtenue. Pour la plupart des objets physiques, on a recours à des dégradations ad-hoc des résolutions. Un exemple est donné pour le cas des muons en section 5.5.2. De mêmes les simulations sont corrigés (soit à l'aide de poids, soit par des tirages aléatoires) des différences d'efficacité de reconstruction entre données et simulations. Il en est question par exemple en sections 5.3.2 et 5.3.5.

3.4 Reconstruction des objets physiques

Les données du détecteur sont reconstruites au sein du programme **dØreco** par des algorithmes visant à déterminer quels objets physiques élémentaires ont été produits par la collision. Ces objets sont : les traces chargées, les électrons, les muons, l'énergie manquante (neutrinos), les photons, les jets, les jets de quarks beaux. La reconstruction des muons est détaillée dans le chapitre 4.

3.4.1 Traces chargées et vertex primaire

Les traces sont reconstruites à partir des coups laissés dans le trajectographe. Dans un premier temps des algorithmes de reconnaissance de forme associent les impacts et à l'aide d'un ajustement de Kalman [57] déduisent les traces. Dans un deuxième temps, les paramètres des traces sont réajustés en tenant compte précisément de la diffusion multiple et de l'énergie perdue dans les matériaux traversés. Les nombres de coups, (16 au plus dans le SMT et 16 au plus dans le CFT), le χ^2 de l'ajustement ou la valeur du *dca* sont les critères de qualité typiques permettant de sélectionner les traces bien reconstruites.

Les traces servent à reconstruire les vertex secondaires provenant de désintégrations des particules à long temps de vie, comme les hadrons beaux, ainsi que le vertex primaire de la collision principale. La reconstruction du vertex primaire repose sur un algorithme adaptatif [58], dont le but est de ne pas être parasité par les désintégrations des particules à long temps de vie. Il consiste à pondérer la contribution à l'ajustement de vertex de chaque trace, y compris celle qui ne sont pas compatibles avec le vertex en question, par une même fonction continue, $(1 + e^{(\chi_i^2 - \chi_{cut}^2)/2T})^{-1}$. La température nulle $T = 0$ correspondrait au cas classique, où on supprime la contribution des traces qui dégradent trop le χ^2 du vertex. En fait, cet algorithme dresse une liste de candidats vertex primaires. Une dernière étape consiste à discriminer le vertex de l'interaction dure de ceux provenant des interactions spectatrices, fréquentes à haute luminosité. La discrimination repose sur la distribution des impulsions transverses des traces, plus molles pour les interactions spectatrices [59].

Notons que la reconstruction du vertex primaire joue un rôle important pour la plupart des états finals. En effet, sa position suivant z définit l'angle d'incidence $\eta \neq \eta^{det}$ de la particule à l'origine d'un dépôt d'énergie, E , dans le calorimètre, et ainsi l'énergie dans le plan transverse qui lui est associée, $E_T = E / \cosh \eta$. Si on se trompe de vertex, les énergies transverses sont biaisées. Cette question affecte tous les types d'objets calorimétriques, électrons, photons, jets et énergie transverse manquante.

3.4.2 Électrons et photons

Pour reconstruire les électrons ou les photons, les dépôts d'énergie du calorimètre sont regroupés en amas par un algorithme de cône de rayon $\Delta R = 0.4$. On demande également que ces amas soient contenus dans la partie électromagnétique du calorimètre et isolés des autres dépôts d'énergie. Des variables de forme décrivant le développement longitudinal et transverse de la gerbe électromagnétique permettent de la distinguer d'une gerbe hadronique. L'association avec une trace du trajectographe permet dans le cas des électrons d'améliorer la pureté de l'identification.

L'échelle d'énergie du calorimètre est étalonnée à haute énergie sur la résonance $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow ee$ et à basse énergie en utilisant l'isotropie en ϕ des collisions $p\bar{p}$ inélastiques.

3.4.3 Jets

Reconstruction et identification

Les quarks et gluons produits au cours des processus durs s'hadronisent en jets de particules que l'on reconstruit dans le calorimètre. Pour ce faire, les tours calorimétriques sont regroupés en amas par un algorithme de cône [60, 61] de rayon $\Delta R = 0.5$. Des critères de qualité sont appliqués [62] pour séparer les "bons" jets du bruit de fond instrumental. Ils reposent sur les fractions d'énergies déposées dans le calorimètre électromagnétique et hadronique grossier, ainsi que sur les possibles discordances entre électroniques de précision et de déclenchement. Nous les détaillons ici, car ils sont utilisés dans l'analyse du chapitre 7 :

1. Le bruit électronique du calorimètre hadronique peut être suffisamment fort pour créer des jets de bruit. Pour l'éliminer, on rejette les jets qui ont une faible fraction d'énergie électromagnétique EMF . Le critère satisfait par EMF varie suivant la zone géométrique : $EMF > 0.05$ si $|\eta^{det}| < 1.1$, $EMF > 0.03$ si $1.1 < |\eta^{det}| < 2.5$, $EMF > 0.04$ si $2.5 < |\eta^{det}|$. Il n'y a pas de coupure pour les jets tombant dans des zones faiblement pourvues en couches électromagnétiques qu'on paramètre par $|\eta^{det} - 1.25| + 0.4(\sigma_\eta - 0.1) < 1.3$, où σ_η est la largeur du jet selon η .
2. La partie hadronique grossière est la plus bruyante. On garde les jets dont la fraction d'énergie dans cette partie (CHF) est relativement petite : $CHF < 0.4$, ou $CHF < 0.44$ pour $|\eta^{det}| < 0.8$, ou $CHF < 0.46$ pour $1.5 < |\eta^{det}| < 2.5$, ou $CHF < 0.6$ pour $0.85 < |\eta^{det}| < 1.25$ et $n_{90} < 20$ (n_{90} est le nombre de tour contenant 90% de l'énergie du jet).
3. L'électronique de lecture de précision destinée à la reconstruction hors-ligne comporte un grand gain qui dans certaines circonstances est source de bruit électronique important. On utilise la redondance avec l'électronique de niveau 1 du système de déclenchement, grâce au rapport $L1Ratio$ entre la somme des énergies transverses des tours de déclenchement dans un cône de $\Delta R = 0.5$ et l'impulsion transverse p_T du jet hors-ligne. idéalement $L1Ratio$ devrait valoir 1. On applique en fait les coupures : $L1Ratio > 0.5$, ou $L1Ratio > 0.35$ si $p_T < 15$ GeV et $|\eta^{det}| > 1.4$, ou

$L1Ratio > 0.1$ si $p_T < 15$ GeV et $|\eta^{det}| > 3$, ou $L1Ratio > 0.2$ si $p_T > 15$ GeV et $|\eta^{det}| > 3$, pour rejeter les jets de bruit.

Échelle d'énergie

L'énergie brute (E_{mes}) des jets mesurée dans le calorimètre doit être corrigée d'un facteur dit JES (Jet Energy Scale) pour se ramener au mieux à l'énergie des partons initiaux [63, 64]:

$$E_{cor} = \frac{E_{mes} - E_{offset}(\eta, \mathcal{L})}{R(\eta, E_{mes})S(\eta, E_{mes})}, \quad (3.17)$$

qu'on note habituellement

$$E_{cor} \equiv E_{mes} \times JES. \quad (3.18)$$

Ici, R est le terme dit de réponse, pour tenir compte des inhomogénéités entre modules, des pertes d'énergie dans les zones peu instrumentées et de la différence de réponse aux composantes hadroniques et électromagnétiques (photons de π^0). Le terme E_{offset} désigne le décalage d'énergie mesurée, dû aux bruits du calorimètre, aux partons spectateurs de l'interaction dure et aux interactions spectatrices. Le terme S de correction de gerbe corrige de la fraction d'énergie du jet effectivement reconstruite. Il s'explique par des particules produites à grand angle par rapport à l'axe du jet, et aussi par l'étalement transverse des gerbes dans le détecteur qui laisse s'échapper de l'énergie en dehors du cône du jet. Typiquement le facteur d'échelle d'énergie des jets, JES , varie de 1.5 à 1.2 pour des jets de p_T de 10 à 100 GeV. Notons qu'à cause de ces facteurs, le système de déclenchement voit des énergies inférieures aux énergies réelles des jets et les seuils de déclenchement doivent être sensiblement inférieurs aux énergies de l'état final à sélectionner. L'incertitude sur l'échelle d'énergie est de l'ordre de 3% pour des jets de p_T de 100 GeV [64].

Résolution

La résolution sur l'énergie des jets peut être paramétrée par une fonction semblable à 3.11 page 43. On montre ce qui est mesurée à partir d'événements γ +jet [65] sur les figures 3.14. La résolution pour un jet de $p_T = 60$ GeV est typiquement de 18%. La différence de résolution entre la réalité et la simulation complète nécessite d'effectuer une dégradation ad-hoc de l'énergie des jets.

3.4.4 Énergie transverse manquante

Sur collisionneur hadronique l'énergie effective dans le centre de masse est inconnue car les partons entrant en collision emportent une fraction aléatoire de l'impulsion des protons. Cependant, dans le plan transverse, le mouvement des partons est très faible et la somme vectorielle des impulsions transverses des produits de l'état final est quasiment nulle. On s'attend donc à ce que cette somme vectorielle, pour ce qui est des produits détectés par l'appareillage, soit nulle, sauf si des objets échappant à la détection, tels que des neutrinos, ont été produits.

On définit donc l'énergie l'énergie transverse manquante en prenant l'opposé de la somme vectorielle de l'ensemble des dépôts d'énergie transverse dans le calorimètre. Pour

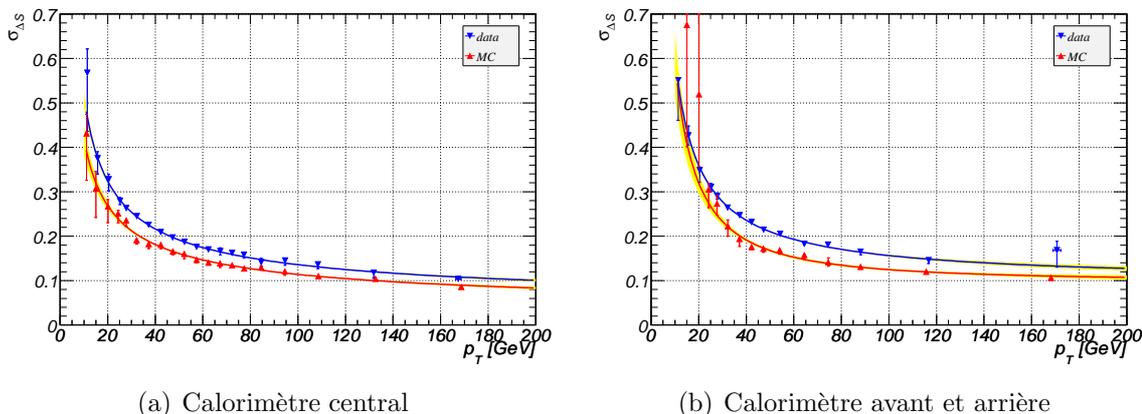


FIG. 3.14: Résolution sur l'énergie des jets (en fonction du p_T du photon) obtenue à partir d'événements γ +jet [65]

raffiner ce calcul, il convient de tenir compte de la nature des différents objets qui ont touché le calorimètre pour lesquels les réponses peuvent différer. Par exemple les dépôts des jets doivent être corrigés de l'échelle d'énergie des jets. De même, la réponse à un muon de grande impulsion sera $O(2)$ GeV, énergie déposée par le muon au minimum ionisant, et il faudra aussi tenir compte de l'impulsion du muon mesurée dans le trajectographe. La reconstruction de \cancel{E}_T est donc assujettie à la reconstruction et l'identification de tous les autres types d'objets physiques.

3.4.5 Jets de quarks beaux

Principes de l'étiquetage

Les jets issus de l'hadronisation de quarks b , ont des propriétés différentes qui permettent de les discriminer des jets provenant de partons légers u, d, s, g .

- À cause de la grande masse, $m_b \simeq 4.5$ GeV, les propriétés cinématiques du jet sont différentes. Par exemple le hadron contenant le quark primaire est plus énergétique que s'il s'agissait d'une autre saveur de quark primaire.
- Les hadrons beaux sont instables et se désintègrent en vol par interaction faible après un temps typique de $c\tau \simeq 480 \mu\text{m}$, c'est à dire après avoir parcouru une distance $\beta\gamma c\tau$ de quelques millimètres (cf. figure 3.15) Le dca des particules de désintégration, par rapport au vertex primaire, est de l'ordre de $c\tau$. Leurs impulsions transverses par rapport à l'axe du jet sont relativement élevées, de l'ordre de $m_b/3$.
- Une désintégration dite semi-leptonique $b \rightarrow c\ell\nu$ est possible (avec une fréquence d'environ 10% pour $\ell = \mu$), donnant lieu à un lepton dans le jet. Notons qu'un lepton peut provenir également du charme dans la cascade : $b \rightarrow cX$ suivi de $c \rightarrow s(d)\ell\nu$. En pratique seuls les muons peuvent être observés dans les jets à DØ.
- Parce que le hadron beau se désintègre, la multiplicité en particules est plus élevée que pour les autres saveurs de quark.

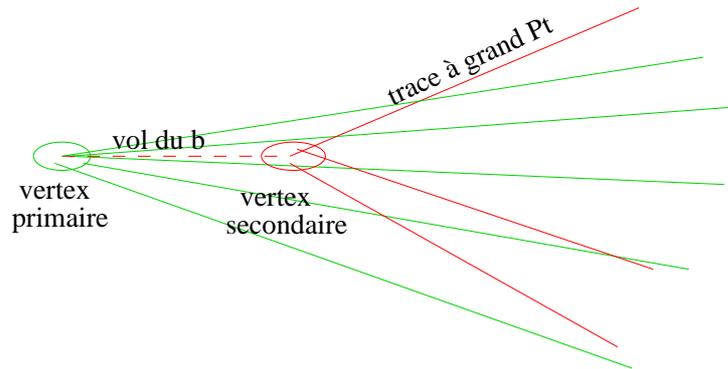


FIG. 3.15: Description schématique d'un jet de quark beau. Le hadron beau vole environ 2 mm avant de se désintégrer.

Plusieurs algorithmes d'étiquetage des b ont été mis au point au début du Run II. D'une part un algorithme de reconstruction des vertex secondaire identifie le vertex de désintégration du hadron beau. D'autre part un algorithme, dit de temps de vie, se base sur les distributions de paramètres d'impact des traces pour calculer la probabilité que le jet soit un jet de saveur légère. Enfin un dernier algorithme réalise un comptage pondéré du nombre de traces à grand paramètre d'impact. La combinaison des résultats (et des variables intermédiaires) de ces différents algorithmes dans un réseau de neurones [66] obtient des performances bien meilleures que chaque algorithme pris séparément. Elle devient la méthode officielle d'étiquetage des b dans DØ en 2005 [67].

Étiquetabilité

Avant d'appliquer l'algorithme d'étiquetage, on s'assure que les jets soient étiquetables. La notion d'étiquetabilité permet de déconvoluer grossièrement les effets d'acceptance géométrique des performances réelles des algorithmes d'étiquetage. Un jet est étiquetable si on peut lui associer spatialement un jet de traces chargées. Les jets de traces chargées sont reconstruits à l'aide d'un algorithme de cône ($\Delta R = 0.5$). Seules les traces de bonnes qualités ($\chi^2 < 4$, $dca < 0.2$ cm, $N_{SMT-hit} > 1$) et compatibles avec le vertex primaire (coupure sur z) sont utilisées. Un jet de traces doit posséder au moins deux traces de p_T plus grand que 0.5 GeV, au moins une de p_T plus grands que 1 GeV. Environ 75 à 85% des jets sont étiquetables dans les données, contre 85 à 95% dans les simulations. Cette différence est prise en compte en appliquant des poids aux jets simulés.

Mesure des performances

La mesure des performances d'étiquetage dans les données est difficile à réaliser parce qu'on ne dispose pas de lot pur d'événements avec des jets de b . La méthode utilisée [68, 69, 70] repose sur la décorrélation (en première approximation) entre temps de vol du hadron b et nature semi-leptonique ou non de la désintégration. Grâce à la présence de muons, on peut enrichir les données en jets de b ce qui permet d'étudier les efficacités d'étiquetage du réseau de neurones.

Pour les traces chargées, les paramètres d'impact négatifs sont essentiellement dus aux

effets de résolution de la reconstruction, tandis que les paramètres d'impact positifs mélangent effets de résolution et effets réels des désintégrations secondaires. Cette propriété permet de mesurer dans les données le taux de mauvaises identifications de l'algorithme d'étiquetage, en l'appliquant sur les traces de paramètres d'impacts négatifs [69, 70]. On parle d'étiquetage négatif.

Les performances de l'algorithme d'étiquetage, en termes d'efficacité et de taux de mauvaises identifications, sont calculées pour plusieurs points de fonctionnement, en fonction de η et p_T . Ces fonctions servent à pondérer les jets dans les simulations pour évaluer les acceptances des sélections utilisant l'étiquetage des b . Les performances sont représentées sur la figure 3.16. Pour le point dit "strict", utilisé pour la recherche $p\bar{p} \rightarrow bh$ dans le

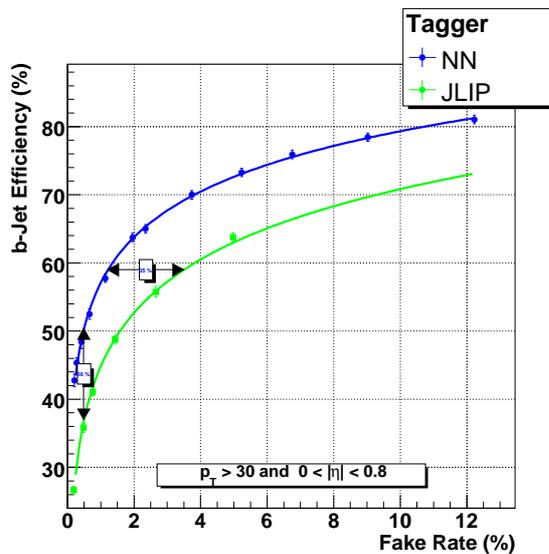


FIG. 3.16: Efficacité et taux de mauvaises identifications [69] obtenus avec l'étiquetage par un réseau de neurone. L'algorithme d'étiquetage JLIP [68], basé sur les distributions de paramètres d'impact des traces du jet, fournit une des entrées au réseau de neurone et sert de comparaison.

chapitre 7, on a en moyenne une efficacité $\varepsilon = 47.6\% \pm 2.1\%$ et un taux de mauvaises identifications $f = 0.55\% \pm 0.05\%$.

Il convient à ce point de noter qu'en théorie les performances de l'étiquetage des b par le réseau de neurones pourraient être améliorées, typiquement de $\simeq 5\%$, si on le combinait avec l'étiquetage par les muons. Mais la difficulté technique consiste alors à évaluer les performances de cette combinaison dans les données, ce qu'on saurait faire, si on disposait d'un moyen décorréolé d'étiqueter les b . Celle-ci n'a pu être surmontée jusqu'à présent.

Chapitre 4

Reconstruction des muons dans DØ

Entre 2001 et 2003, j'ai participé à la mise au point de l'algorithme de reconstruction des traces dans le spectromètre à muons, et pris la responsabilité de la mise au point de l'algorithme d'association avec le trajectographe central. Cette phase a été très intéressante car on est passé du travail sur les simulations pures, à la confrontation avec les premières données du Run II. La reconstruction des muons peut se décomposer en trois étapes. Les coups dans le spectromètre à muons sont associés pour former des segments, qui définissent un angle et un point de passage du muon dans les couches du détecteur. Dans une deuxième étape, les segments sont associés pour reconstruire une trajectoire. Dans une troisième étape enfin, les traces du trajectographe central sont associées avec les objets reconstruits par le spectromètre à muons. Les principes de la reconstruction sont détaillés dans ce chapitre ainsi que les performances obtenues au moment de la mise au point, en 2002.

4.1 Géométrie du spectromètre

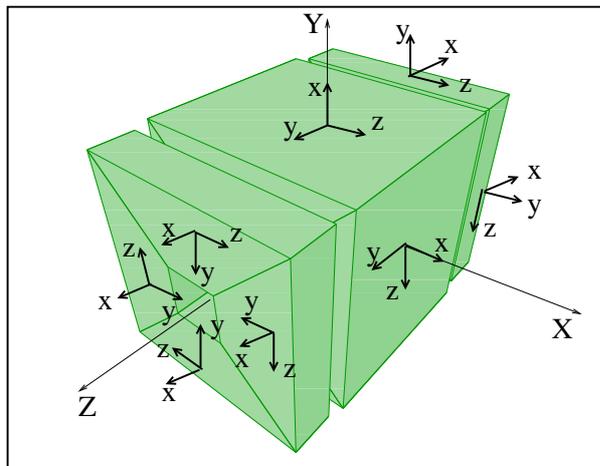


FIG. 4.1: Les systèmes de coordonnées locaux utilisés pour la reconstruction des muons.

La géométrie toroïdale du champ magnétique et des chambres à fils permet de définir un repère local associé à chaque octant de FAMUS ou WAMUS. Il est représenté sur la figure 4.1. La reconstruction d'une trajectoire décrite dans la suite s'effectue dans un des ces repères locaux.

Dans chaque repère local, le champ magnétique et les fils sont parallèles à l'axe z . Le champ magnétique courbe la trajectoire dans le plan (x, y) qui est appelé plan de déviation. La coordonnée x est la position des plans de fils, tandis que les coordonnées $y(x)$ sont les points de passage du muon à reconstruire précisément.

Notons que pour la reconstruction complète d'une trajectoire la coordonnée suivant le z local correspond à la coordonnée ϕ global qui est donnée essentiellement par les scintillateurs.

4.2 Reconstruction des Segments

La reconstruction se base sur les deux types de détecteurs. D'une part les scintillateurs indiquent avec une précision de quelques nanosecondes si un muon est passé en coïncidence avec le faisceau. D'autre part les chambres à fils, PDT et MDT, donnent un temps de dérive.

Dans un premier temps, les coups d'une même couche de chambre à fils sont associés pour former des segments de lignes droites correspondant au passage d'un muon (Le champ magnétique étant négligeable dans les chambres, la trajectoire est en effet une droite). L'algorithme dit Linked List Algorithm [78] consiste à connecter les points de passage possible (les points noirs sur la figure 4.2(a)) de la particule en une liste. A cause de la géométrie des lignes de champ électrique, la relation temps distance n'est pas linéaire et dépend de l'angle d'incidence de la particule. Dans un premier temps l'algorithme suppose cet angle normal aux chambres à fils.

L'algorithme commence par créer toutes les paires possibles de points puis itérativement fusionne les listes dont les points sont compatibles (par un ajustement) avec un unique segment de droite¹. Une illustration est donnée sur la figure 4.2(b).

De la procédure d'ajustement sort un χ^2 évaluant la qualité du segment. Notons que les segments de la couche B et de la couche C sont combinés en segments dits "BC" qui, bénéficiant d'un grand bras de levier, ont une grande précision angulaire comme on peut le voir sur la figure 4.3(f). Pour les MDT, Les segments résultants de l'algorithme sont prolongés jusqu'aux scintillateurs qui permettent grâce à leur information en temps très précise de corriger le temps T_0 du passage du muon dans les chambres et d'affiner ainsi la précision sur la distance de dérive.

A ce niveau pour un muon donné et une couche du détecteur, on obtient plusieurs segments associés à un groupe de coups proches spatialement. Plusieurs options de filtres sont possibles. On peut soit garder le meilleur segment qui est celui constitué du maximum de plans de fils et avec le plus faible χ^2 , Soit garder les n meilleurs. La première option est retenue pour l'algorithme tournant au niveau 3 de déclenchement, parce qu'il réduit la combinatoire (donc le temps de calcul) au moment de la reconstruction complète

¹un segment est défini dans un espace à deux dimensions par une position et un angle.

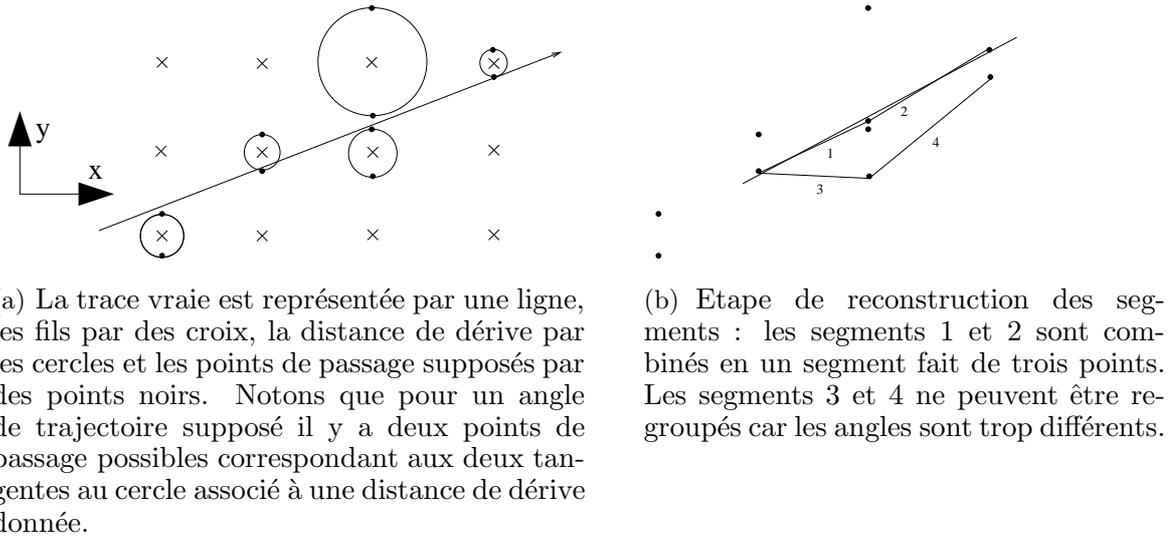


FIG. 4.2: Reconstruction des segments.

de trajectoire. La deuxième option est retenue pour l'algorithme hors-ligne, avec au maximum 3 segments pour la couche A et 2 segments pour la couche BC, et c'est l'algorithme de reconstruction des trajectoires qui décide quelle est la meilleure trajectoire et donc quel est le meilleur segment A et le meilleur segment BC (cf. 4.3.6).

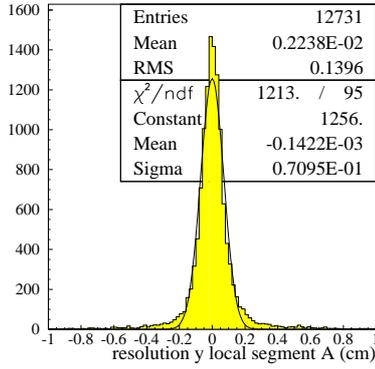
Les performances de reconstruction des segments obtenues dans les simulations sont présentées sur la figure 4.3. Les résolutions sur la position et l'angle mesurés sont typiquement :

$$\begin{aligned}
 \sigma(y) &\simeq 0.7 \text{ mm} \\
 \sigma(\theta) &\simeq 10 \text{ mrad pour la couche A} \\
 \sigma(\theta) &\simeq 0.5 \text{ mrad pour la couche BC}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

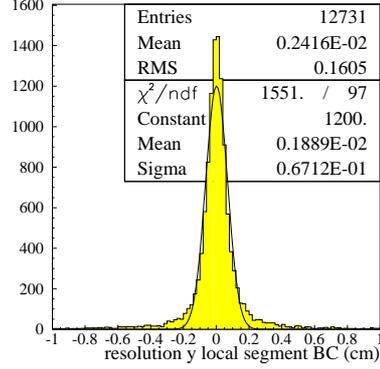
Sur la figure 4.4 sont montrés les résidus normalisés par l'erreur ("pull") des segments, qui sont des données importantes pour le calcul du χ^2 de l'ajustement dans la reconstruction des traces. La variance de ces distributions est de l'ordre de 1.2 et on note la présence de queues de distribution non gaussiennes.

4.3 Reconstruction des traces dans le spectromètre

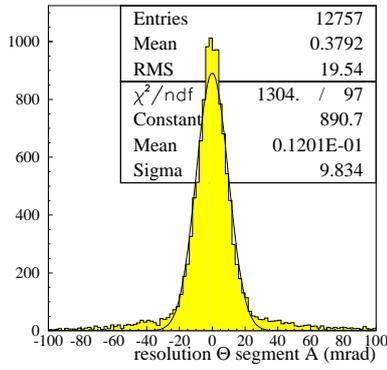
Les muons détectés dans les couches A et BC traversent une grande épaisseur de fer et subissent par conséquent une importante déviation due aux diffusions multiples. Nous donnons d'abord quelques éléments sur le phénomène de diffusion multiple afin de décrire dans un deuxième temps l'algorithme de reconstruction des trajectoires.



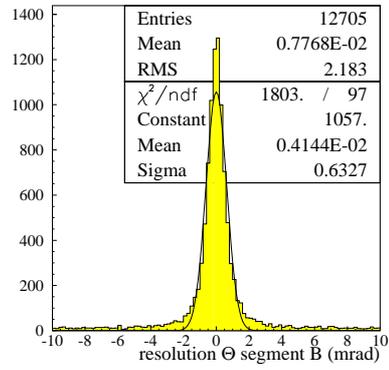
(a) Résolution sur la position des segments A.



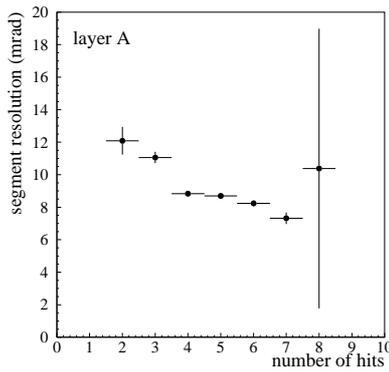
(b) Résolution sur la position des segments BC.



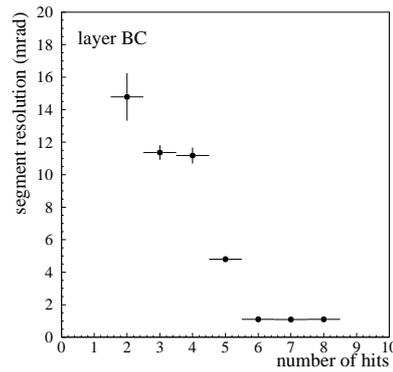
(c) Résolution sur l'angle des segments A.



(d) Résolution sur l'angle des segments BC.



(e) Résolution sur l'angle des segments A en fonction du nombre de coups.



(f) Résolution sur l'angle des segments BC en fonction du nombre de coups.

FIG. 4.3: Performance de la reconstruction des segments obtenus avec la simulation et la version de logiciel de reconstruction du printemps 2002.

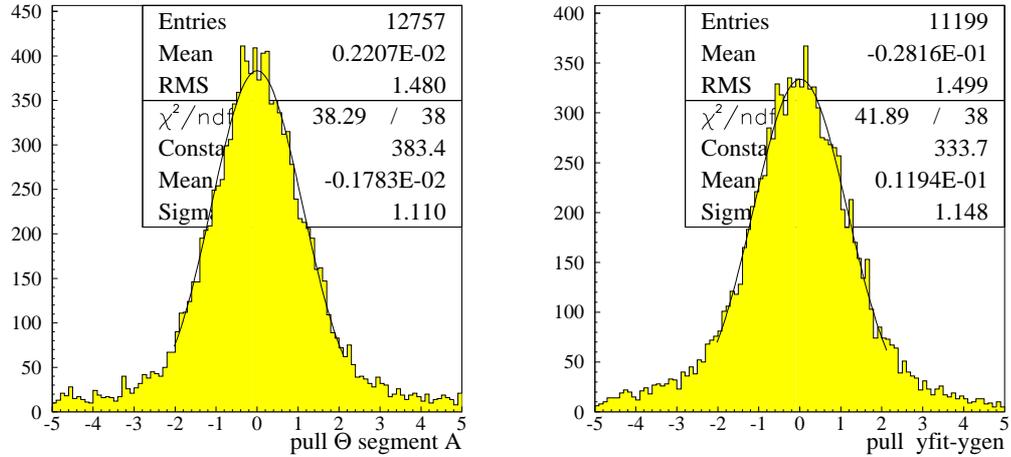


FIG. 4.4: Résidus en angle et en position normalisés par l'erreur dans le plan de déviation et pour les segments de la couche A.

4.3.1 Quelques éléments sur la diffusion multiple

Le phénomène de diffusion multiple résulte des chocs élastiques dus à la diffusion coulombienne que subit une particule chargée traversant de la matière. Pour modéliser ce phénomène, on peut utiliser une approximation Gaussienne, pour laquelle l'angle de diffusion (dans un plan) suit une loi normale de moyenne nulle et de variance [79] :

$$\sigma(\theta) = \theta_{MS} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{L}{X_0} \right) \right] \quad (4.2)$$

avec

$$\theta_{MS} = \frac{0.0136}{\beta p} z \quad (4.3)$$

où p est l'impulsion en GeV L est l'épaisseur de matière traversée, X_0 la longueur de radiation du matériau et z la charge de la particule. Si on néglige la correction logarithmique, et dans la limite des petits angles, cela revient à considérer des déviations aléatoires $\delta\theta(x)$ par épaisseur infinitésimale dx de matière traversée (voir figure 4.5).

La notation $\langle \rangle$ stipulant la moyenne probabiliste, ces déviations vérifient les relations :

$$\langle \delta\theta(x) \rangle = 0 \quad (4.4)$$

$$\langle \delta\theta(x_1) \delta\theta(x_2) \rangle = \frac{\theta_{MS}^2}{X_0} dx_1 dx_2 \delta(x_1 - x_2) \quad (4.5)$$

L'angle de déviation après la traversé d'une longueur L vaut

$$\theta(L) = \int_0^L \delta\theta(x) \quad (4.6)$$

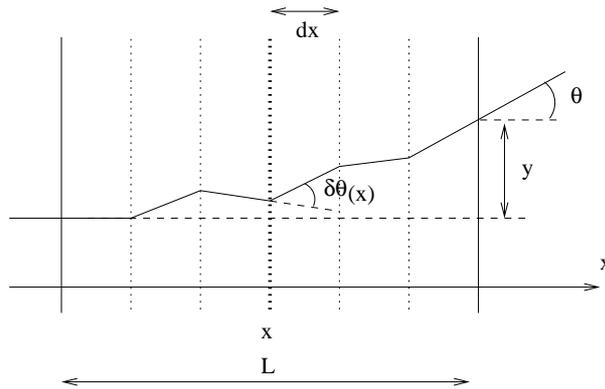


FIG. 4.5: Trajectoire subissant deux diffusions

et sa distribution statistique vérifie comme attendu :

$$\begin{aligned}
 \langle \theta \rangle &= \int_0^L \langle \delta\theta(x) \rangle \\
 &= 0
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

$$\begin{aligned}
 \langle \theta^2 \rangle &= \int_0^L \int_0^L \langle \delta\theta(x_1)\delta\theta(x_2) \rangle \\
 &= \int_0^L \int_0^L \theta_{MS}^2 dx_1 dx_2 \delta(x_1 - x_2) / X_0 \\
 &= L \frac{\theta_{MS}^2}{X_0}
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

La diffusion multiple implique un déplacement transverse aléatoire y qui vaut

$$y = \int_0^L dy = \int_{x_1=0}^L \theta(x_1) dx_1 = \int_{x_1=0}^L \int_{x_2=0}^{x_1} \delta\theta(x_2) dx_1 = \iint_{0 < x_2 < x_1 < L} \delta\theta(x_2) dx_1 \tag{4.9}$$

Grâce à $\langle \delta\theta \rangle = 0$, la moyenne de ce déplacement $\langle y \rangle$ est nulle et on peut calculer la

variance :

$$\begin{aligned}
 \langle y^2 \rangle &= \iiint\limits_{\substack{0 < x_2 < x_1 < L \\ 0 < x_4 < x_3 < L}} \langle \delta\theta(x_2)\delta\theta(x_4) \rangle dx_1 dx_3 \\
 &= \iiint\limits_{\substack{0 < x_2 < x_1 < L \\ 0 < x_4 < x_3 < L}} \frac{\theta_{MS}^2}{X_0} \delta(x_2 - x_4) dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 \\
 &= \iint\limits_{0 < x_2, x_4 < L} \frac{\theta_{MS}^2}{X_0} \delta(x_2 - x_4) (L - x_2)(L - x_4) dx_3 dx_4 \\
 &= \frac{1}{3} L^3 \frac{\theta_{MS}^2}{X_0}
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

La corrélation angle déplacement est donnée par

$$\begin{aligned}
 \langle y\theta \rangle &= \left\langle \iint\limits_{0 < x_2 < x_1 < L} \delta\theta(x_2) dx_1 \int_0^L \delta\theta(x_3) \right\rangle \\
 &= \iiint\limits_{\substack{0 < x_2 < x_1 < L \\ 0 < x_3 < L}} \frac{\theta_{MS}^2}{X_0} \delta(x_2 - x_3) dx_1 dx_2 dx_3 \\
 &= \int_0^L \int_0^L \frac{\theta_{MS}^2}{X_0} \delta(x_2 - x_3) (L - x_2) dx_2 dx_3 \\
 &= \frac{1}{2} L^2 \frac{\theta_{MS}^2}{X_0}
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Le coefficient de corrélation entre angle et déplacement vaut donc

$$\frac{\langle y\theta \rangle}{\sqrt{\langle y^2 \rangle \langle \theta^2 \rangle}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \tag{4.12}$$

4.3.2 Modélisation de la diffusion multiple

La diffusion multiple introduit une composante aléatoire non seulement dans la direction et la position (et leur corrélation). Pour en tenir compte on va utiliser l'astuce qui consiste à modéliser la diffusion multiple par deux changements de direction θ_1 et θ_2 indépendants, de variances :

$$\langle \theta_1^2 \rangle = \langle \theta_2^2 \rangle = \frac{1}{2} \theta_{MS}^2 \frac{L}{X_0}, \tag{4.13}$$

et se produisant à la traversée de deux plans bien définis, repérés par λ_1 et λ_2 sur la figure 4.6. On peut calculer les angles de diffusions et les déplacements:

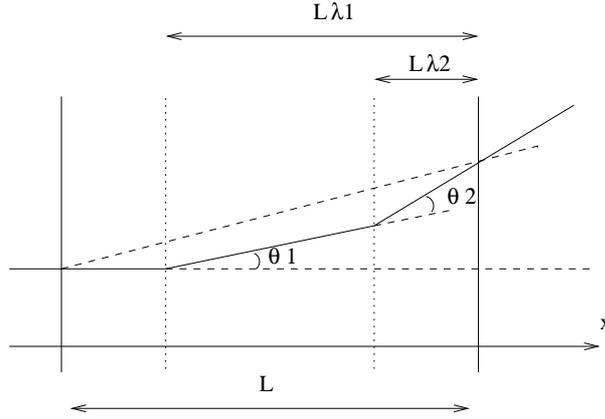


FIG. 4.6: Trajectoire subissant deux diffusions

$$\theta = \theta_1 + \theta_2 \quad (4.14)$$

$$\langle \theta^2 \rangle = \langle \theta_1^2 \rangle + \langle \theta_2^2 \rangle = \theta_{MS}^2 \frac{L}{X_0} \quad (4.15)$$

$$y = \lambda_1 \theta_1 + \lambda_2 \theta_2 \quad (4.16)$$

$$\langle y^2 \rangle = \lambda_1^2 \langle \theta_1^2 \rangle + \lambda_2^2 \langle \theta_2^2 \rangle = (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) \frac{1}{2} \theta_{MS}^2 \frac{L}{X_0} \quad (4.17)$$

$$\langle y\theta \rangle = \lambda_1 \langle \theta_1^2 \rangle + \lambda_2 \langle \theta_2^2 \rangle = (\lambda_1 + \lambda_2) \frac{1}{2} \theta_{MS}^2 \frac{L}{X_0} \quad (4.18)$$

Pour les distances bien choisies de $L\lambda_1 = L(\frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{12}})$ $L\lambda_2 = L(\frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{12}})$, On retrouve les expressions des variances et corrélations données en 4.11, 4.10 et 4.8.

Ainsi pour reconstruire une trajectoire à partir des coups dans les chambres, il suffit d'effectuer une procédure d'ajustement en considérant que les angles θ_1 et θ_2 sont des inconnus au même titre que le sont l'impulsion et l'angle d'incidence du muon traversant le détecteur.

4.3.3 Reconstruction de la trace et ajustement de l'impulsion

La reconstruction de l'impulsion se fait en plusieurs étapes.

La 1ère étape consiste à appairer les segments de la couche A à ceux de la couche BC. Les segments appartenant aux mêmes régions (avant arrière ou central) et octants sont appariés. Pour une meilleure acceptance on autorise aussi le cas d'octants adjacents. Des coupures angulaires testant la compatibilité en θ et ϕ des segments sont également appliquées pour réduire la combinatoire.

Notons que les segments A, et BC non appariés peuvent néanmoins être associés à une trace centrale grâce à l'algorithme d'association de la section 4.4. Pour le segment A, cela correspond à des muons trop peu énergétique pour traverser le toroïde. Pour les segments BC, cela est surtout attendu dans la région du *bottom hole* pour laquelle la couche A est très peu instrumentée.

Dans une 2ème étape, on estime l'impulsion dans le plan de déviation. Pour cela on

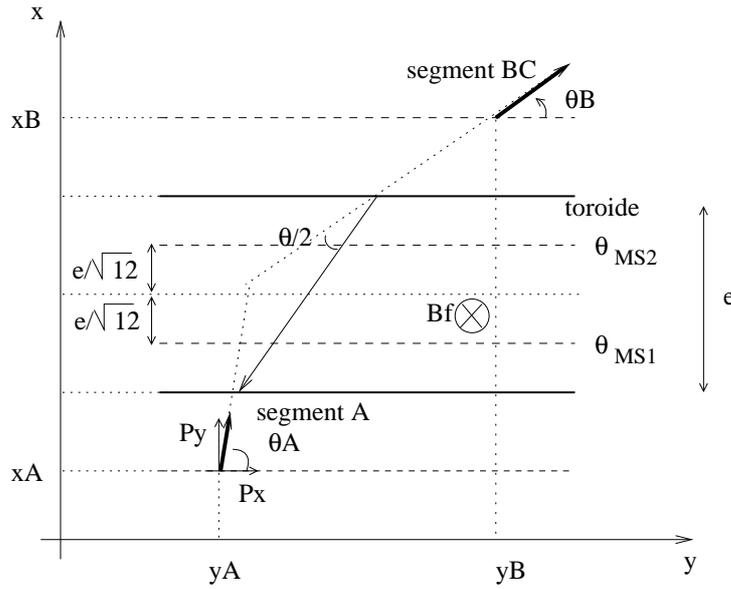


FIG. 4.7: Reconstruction de l'impulsion dans le spectromètre. L'angle θ servant à la première estimation de l'impulsion est également montré

prolonge les segments A et BC jusqu'à respectivement les faces intérieures et extérieures du toroïde. Les deux intersections obtenues définissent un vecteur dont la direction diffère de $\frac{1}{2}\theta$ de l'angle du segment BC, et la longueur ℓ fournit la longueur de toroïde traversée (cf. figure 4.7). L'impulsion dans le plan de déviation est estimée en prenant un champ magnétique constant $B_f = 1.8 \text{ T}$:

$$P_{dev}(\text{GeV}) = 0.3 \times B_f \times \frac{\ell \text{ (m)}}{\theta}. \quad (4.19)$$

On peut raffiner l'estimation en tenant compte de la perte moyenne d'énergie $\frac{dE}{dx}$ de $\simeq 0.016 \text{ GeV/cm}$ et obtenir l'impulsion aux couches A et BC :

$$\begin{aligned} P_{dev,A} &= P_{dev} - \frac{1}{2} \frac{dE}{dx} \ell \\ P_{dev,BC} &= P_{dev} + \frac{1}{2} \frac{dE}{dx} \ell \end{aligned} \quad (4.20)$$

A ce stade, on peut dire qu'une trace a été reconstruite. La troisième étape est un ajustement reposant sur une méthode des moindres carrés pour mesurer au mieux les paramètres de la trace. Les paramètres à ajuster sont (cf. figure 4.7) :

1. La position de la trace le long de l'axe y , au niveau de la couche A, à x_A fixé.
2. L'angle θ_A de la trace en ce point.
3. Le rapport charge sur impulsion (projetée dans le plan de déviation) du muon au niveau de la couche A : $C = q/P_{dev}$

4. les deux angles de diffusion θ_1 et θ_2 définis en 4.3.2.

Ces 5 paramètres permettent de calculer une trajectoire en propageant le muon par une succession de segments de droite. A chaque pas, on tient compte de la déviation due au champ magnétique dont la carte précise est calculée par le logiciel Tosca [80], de la perte d'énergie moyenne $\frac{dE}{dx}$ qui est de l'ordre de $\simeq 0.016$ GeV/cm pour une impulsion de 20 GeV et de la déviation à la traversée des plans de diffusions. La propagation se fait par pas de 5 cm pour la reconstruction hors ligne et 10 cm pour l'algorithme en ligne. Notons que la fluctuation de l'énergie perdue suit une courbe de Landau de largeur typique 0.6 GeV. Ces fluctuations se répercutent en principe sur la résolution sur l'impulsion, mais s'avère être négligeable devant l'effet des diffusions multiples.

Le χ^2 à minimiser est la somme de 6 termes correspondant, aux positions et angles des segments mesurés en A et BC, y_A , y_{BC} , θ_A , θ_{BC} et aux deux angles de diffusions θ_{MS1} et θ_{MS2} de moyennes statistiques attendues nulles. La minimisation se base sur une méthode de calcul du gradient et du hessien optimisé pour la forme spécifique de la fonctionnelle à minimiser. Le minimum est trouvé par itérations successives en se déplaçant le long de la plus grande pente.

4.3.4 Performances de la procédure d'ajustement

Les performances de la procédure d'ajustement sont montrées sur les figures 4.8 et 4.9. On peut comparer les résolutions obtenues pour l'angle θ_A et la position y_A avec les résolutions sur les segments montrées sur la figure 4.3. On voit que la résolution sur l'angle θ_A est améliorée d'un facteur $\simeq 5$ par l'ajustement tandis que la résolution sur la position n'est pas significativement modifiée. Si on note qu'il suffit d'un seul angle et de deux positions pour mesurer la trajectoire courbée dans le plan de déviation et qu'on se rappelle que l'angle θ_{BC} est mesuré précisément car il bénéficie d'un grand bras de levier, on comprend que l'angle θ_A est trop mal mesuré pour avoir de l'influence sur le résultat de la procédure d'ajustement. C'est pourquoi il est contraint par cette dernière.

Les "pulls" (résidus normalisés) sont également présents sur la figure 4.8. Les variances sont de largeurs typiques 1.2, tout comme pour les segments (cf. 4.4) ce qui est assez satisfaisant bien qu'imparfait. Cette imperfection se répercute dans la suite à l'algorithme d'association avec les traces du trajectographe.

Les résolutions en fonction de l'impulsion et de l'angle sont montrées sur la figure 4.9. Elles ont été ajustées par des fonctions :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = (27 \oplus 0.44 \times p_T)\% \text{ pour WAMUS (avec } p_T \text{ en GeV)} \quad (4.21)$$

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = (23 \oplus 0.42 \times p_T)\% \text{ pour FAMUS (avec } p_T \text{ en GeV)} \quad (4.22)$$

De cette forme, le premier terme, constant est attribué à la diffusion multiple, tandis que le second résulte de la résolution sur les segments.

La résolution en fonction de l'angle montre que dans la région $\eta \simeq 1$ la reconstruction est de mauvaise qualité. En effet dans cette région de transition entre les détecteurs avant et centraux, il y a peu voire pas de champ magnétique rencontré par les muons.

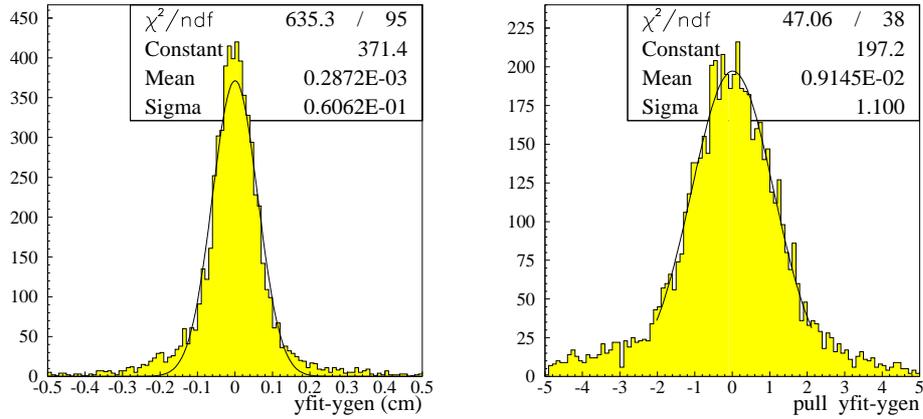
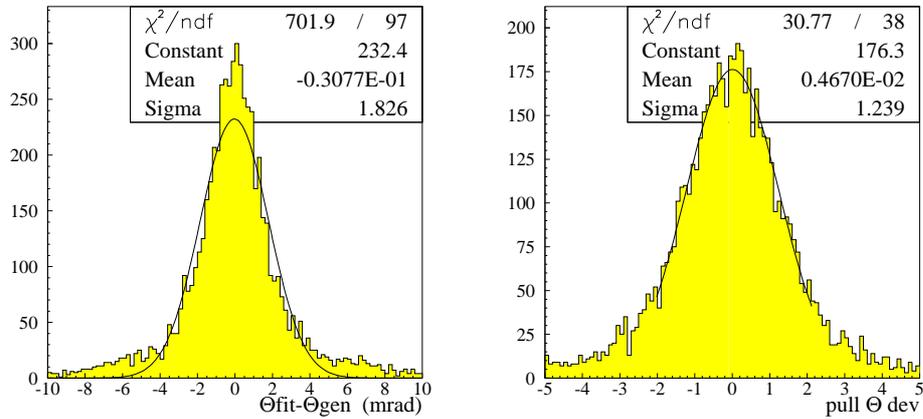
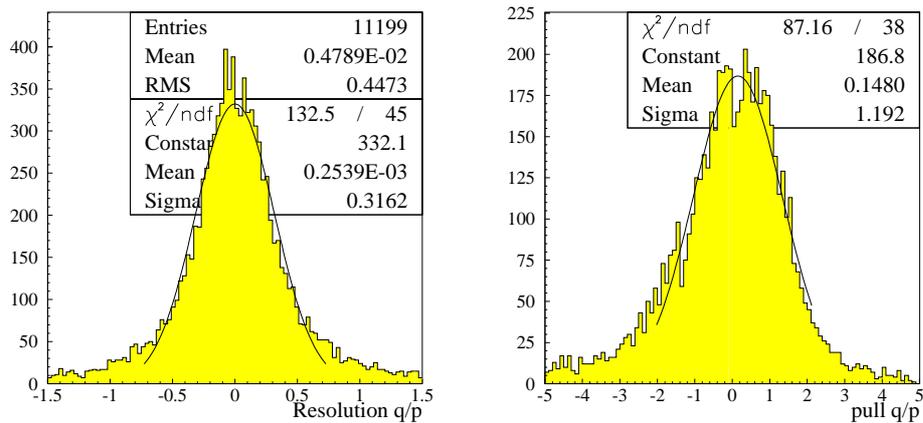
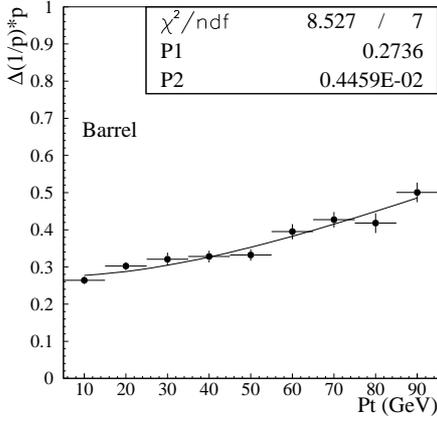
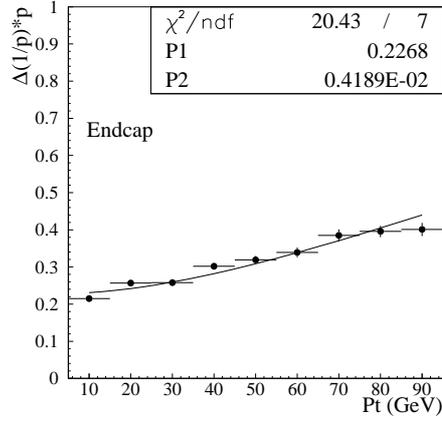

 (a) Résolution et “pull” pour la position y_A résultant de l’ajustement.

 (b) Résolution et “pull” pour l’angle θ_A résultat de l’ajustement .

 (c) Résolution et “pull” pour l’impulsion $q \times P_{dev}$ résultat de l’ajustement.

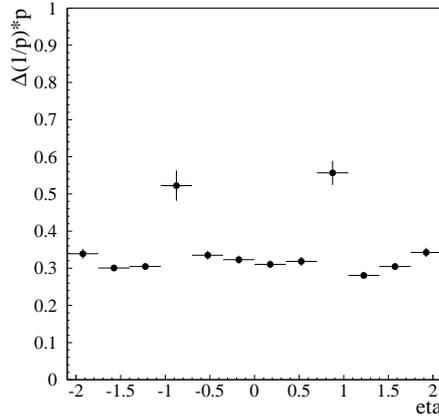
 FIG. 4.8: Performance de la procédure d’ajustement obtenue au printemps 2002 avec un lot de muons générés avec des distributions plates en η et en p_T de 5 à 100 GeV. Les résolutions et les “pulls” (résidus normalisés par l’incertitude).



(a) Résolution sur l'impulsion en fonction de p_T pour le système WAMUS.



(b) Résolution sur l'impulsion en fonction de p_T pour le système FAMUS.



(c) Résolution sur l'impulsion en fonction de la rapidité.

FIG. 4.9: Performance de la procédure d'ajustement obtenue au printemps 2002 avec un lot de muons générés avec des distributions plates en η et en p_T de 5 à 100 GeV.

4.3.5 Reconstruction de l'impulsion

La procédure d'ajustement précédente a pour sortie trois paramètres (en éliminant les deux angles de diffusion) qui sont l'angle θ_A , la position y_A et l'impulsion en projection dans le plan (x, y) local, $q \times P_{dev}$. Le χ^2 résultant de la procédure de minimisation est également un estimateur de la qualité de l'ajustement.

Deux autres coordonnées sont la position du plan de fil x_a et la coordonnée le long du fil z_a obtenues en général par les scintillateurs. La direction du muon suivant z , p_z , est obtenue en supposant qu'il vient du centre du détecteur, ce qui s'écrit $p_z = p_x \times \frac{z_A}{x_A}$ pour

WAMUS et $p_z = p_y \times \frac{z_A}{y_A}$ pour FAMUS². Au total on obtient 6 paramètres (x, y, z, p_x, p_y, p_z) caractérisant le passage du muon par la couche A.

L'impulsion au vertex primaire peut être finalement estimée en rajoutant la perte d'énergie la plus probable dans le calorimètre qui est paramétrée en fonction de l'angle η et de l'impulsion. Elle est d'environ 2 GeV. Mais cette valeur la plus probable ne tient pas compte des possibles pertes d'énergie catastrophiques.

4.3.6 Filtrage des traces

Après la phase de reconstruction, quatre types d'objets sont reconstruits. Les segments A non appariés, les segments BC non appariés, les traces reconstruites pour lesquels la procédure d'ajustement a convergé, et enfin celle pour laquelle la procédure n'a pas convergé. Comme on a vu en 4.2, il est possible d'avoir reconstruit plusieurs segments pour un groupe de coups donnés, proches spatialement. La procédure de filtrage adoptée en 2002 sélectionne les traces avec le plus faible $\chi^2/\text{d.o.f.}$. Mais elle s'est avérée sous-optimale car les segments A avec peu de coups étaient préférés, ce qui dégradait la résolution. L'interprétation faite à l'époque incriminait l'algorithme de reconstruction des segments et une mauvaise maîtrise de leurs incertitudes. A posteriori, un simple effet combinatoire peut l'expliquer. En effet si par exemple on note qu'il y a 4 segments possibles reconstruits à partir de 3 coups choisis parmi 4, il est assez naturel d'imaginer que l'un au moins d'entre eux a toutes les chances d'aboutir à un meilleur $\chi^2/\text{d.o.f.}$ de l'ajustement de la trajectoire que pour le segment à 4 coups.

Pour parer à ce problème, la procédure de filtrage mise en place au printemps 2005, combine à la fois valeur du χ^2 et nombre de coups dans les chambres à fils et les scintillateurs. Par exemple pour deux traces avec des coups dans les chambres à fils et les scintillateurs A et BC, si les χ^2 diffèrent de moins de 50 unités, on garde celle qui aura le plus grand nombre de coups dans la couche A. Si elles ont le même nombre de coups dans la couche A on se base sur les χ^2 à moins qu'ils ne diffèrent de moins de 1 unité. Dans ce cas c'est le nombre de coups dans la couche BC qui est déterminant. Si là encore les nombres de coups sont identiques, ce sont les χ^2 qui ont le dernier mot.

4.3.7 Efficacité de reconstruction dans le spectromètre

Il est intéressant de reprendre l'étude menée dans [81] en 2002 concernant les efficacités de reconstruction des muons dans la simulation. engendrés uniformément entre $-2 < \eta < 2$ et $5 < p_T < 100$ GeV. Pour mémoire, les résultats de l'étude de 2002 sont résumés dans le table 4.1. L'auteur a calculé l'acceptance, définie comme la fraction des muons donnant des coups à la fois dans la couche A et dans la couche BC, l'efficacité de reconstruction des segments, l'efficacité de reconstruction d'une trace (c'est-à-dire d'association des segments A et BC), la fraction des procédures d'ajustement qui convergent et pour lesquels l'impulsion est bien reconstruite. Au total environ 69% des muons sont reconstruits dans le spectromètre à muons.

En reprenant les mêmes définitions, l'étude est répétée sur un lot de muon simulé de $p_T = 10$ GeV, avec la version de reconstruction de l'été 2003, qui est pratiquement la

² en coordonnée globale cela donne $\frac{p_x}{p_y} = \frac{x_A}{y_A}$ soit encore $\phi = \phi_{det}$.

version finale utilisée pour toutes les données du Run II. Les résultats sont reportés dans la table 4.2. On voit une nette amélioration dans les efficacités par rapport aux résultats précédents. Le 69% devient notamment 80%. Deux changements majeurs expliquent cette amélioration. D'une part l'apparition d'une catégorie de segment mélangeant les PDT et les MDT, pour la région autour de $|\eta| \simeq 1$. D'autre part la possibilité de reconstruire plusieurs segments par groupe de coups et de laisser l'algorithme de reconstruction des traces faire le choix des meilleurs segments.

Les efficacités montrées ici ne sont qu'indicatives. D'une part parce qu'il s'agit de la simulation et elle ne reflète pas toutes les sources de bruits et de problèmes possibles rencontrés dans la réalité. D'autre part parce que la qualité de reconstruction des muons n'est pas prise en compte. Au final, ce sont les résultats présentés en 5.3.2, prenant en compte les différents niveaux de qualité des muons et mesurés dans les données, qui ont une signification pertinente.

	$-2 \leq \eta \leq 2$	<i>WAMUS</i> ($ \eta \leq 1$)	<i>FAMUS</i> ($1 < \eta \leq 2$)
nombre d'evts engendrés	16044	8073	7971
acceptance	84%	81 %	87%
deux segments reconstruits	97%	97%	97%
une trace reconstruite	92%	90%	94%
une trace avec convergence	92%	87%	97%
total	69%	61%	77%

TAB. 4.1: Performances de la reconstruction dans le spectromètre pour la simulation reprises de [81] (Version du logiciel de reconstruction de début 2002). Les fractions de chaque ligne sont relatives à la ligne précédente.

	$-2 \leq \eta \leq 2$	<i>WAMUS</i> ($ \eta \leq 1$)	<i>FAMUS</i> ($1 < \eta \leq 2$)
nombre d'evts engendrés	5300	2681	2619
acceptance	85%	82%	88%
deux segments reconstruits	99.3%	98.8%	99.7%
une trace reconstruite	83%	80%	86%
une trace avec convergence	97%	95%	99.3%
total	81%	76 %	85 %

TAB. 4.2: Performances de la reconstruction dans le spectromètre pour la simulation (Version du logiciel de reconstruction utilisée à partir de mi 2003). Les fractions de chaque ligne sont relatives à la ligne précédente.

4.4 Association avec le trajectographe central

4.4.1 Position du problème

Comme on l'a vu précédemment, si le spectromètre à muons permet de reconstruire une trajectoire, la résolution sur l'impulsion est supérieure à 30% ce qui est insatisfaisant pour la plupart des analyses de physique. En outre on ne reconstruit pas bien l'impulsion dans la zone de transition FAMUS-WAMUS, $\|\eta\| \simeq 1$. Il convient donc d'utiliser l'information provenant du trajectographe central en associant les traces reconstruites avec les muons reconstruits dans le spectromètre. Les paramètres de trajectoires reconstruits dans le spectromètre sont calculés au niveau de la couche A et n'ont un sens qu'en ce point, tandis que l'algorithme de reconstruction des traces centrales fournit les paramètres des traces au niveau du point de moindre approche (*pca*). Il faut donc propager un des deux objets (trace centrale ou muon) et sa matrice de covariance en un point de l'espace où l'autre objet est connu. Nous décrivons dans la suite les principes de cette propagation.

4.4.2 Propagation d'une particule dans la matière

On considère une particule de charge q et de masse m se propageant se déplaçant d'une longueur infinitésimale ds . La position impulsion initiale est $(\vec{x}^{in}, \vec{p}^{in})$ et le vecteur unité représentant la direction de la particule est $\vec{u} = \frac{\vec{p}^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|}$. Après avoir parcouru ds la position impulsion devient $(\vec{x}^{out}, \vec{p}^{out})$.

Présence de champ magnétique

L'équation de la dynamique relativiste en présence de champ magnétique \vec{B} est :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{\gamma m} \vec{p} \times \vec{B} \quad (4.23)$$

En rappelant que $dt = \frac{\gamma m}{p} ds$, on trouve :

$$d\vec{p} = \vec{\Omega}^B \times \vec{p} \quad (4.24)$$

où on a pris :

$$\vec{\Omega}^B = -\frac{q}{p} \vec{B} ds = -0.3 \frac{q}{\|\vec{p}^{in}\|} \vec{B} ds \quad (4.25)$$

avec ds en mètre, B en Tesla, p en GeV et $q = \pm 1$.

Au premier ordre on a donc :

$$\vec{p}^{out} = \vec{p}^{in} + \vec{\Omega}^B \times \vec{p}^{in} \quad (4.26)$$

Effet de la diffusion multiple

Considérons la traversée d'une épaisseur ds où se produit une diffusion de Coulomb. Si on choisit \vec{z} une direction quelconque mais non parallèle à la direction de l'impulsion \vec{u} (par exemple l'axe du faisceau), on peut définir $\vec{v} = \vec{z} \times \vec{u}$, $\vec{v}^o = \frac{\vec{z} \times \vec{u}}{\|\vec{z} \times \vec{u}\|}$ et $\vec{w}^o = \vec{v}^o \times \vec{u} = \frac{\vec{v} \times \vec{u}}{\|\vec{z} \times \vec{u}\|}$ de

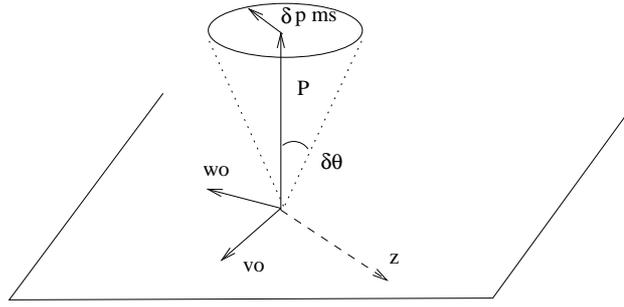


FIG. 4.10: Effet de la diffusion multiple sur la direction de l'impulsion.

sorte que le trièdre $(\vec{u}, \vec{v}^o, \vec{w}^o)$ est orthogonal. La déviation due à la diffusion de Coulomb peut être définie par deux angles aléatoires (voir figure 4.10) $\delta\theta$ et φ tels que :

$$\begin{aligned} \delta\vec{p}^{MS} &= \delta\theta \|\vec{p}^{in}\| (\cos \varphi \vec{v}^o + \sin \varphi \vec{w}^o) \\ &= \delta\theta \|\vec{p}^{in}\| \left(\frac{\cos \varphi}{\|\vec{z} \times \vec{u}\|} \vec{z} + \frac{\sin \varphi}{\|\vec{z} \times \vec{u}\|} \vec{v} \right) \times \vec{u} \end{aligned} \quad (4.27)$$

On obtient donc

$$\vec{p}^{in} = \vec{p}^{out} + \delta\vec{\Omega}^{MS} \times \vec{p}^{in} \quad (4.28)$$

avec

$$\delta\vec{\Omega}^{MS} = \frac{\delta\theta}{\|\vec{v}\|} (\cos \varphi \vec{z} + \sin \varphi \vec{v}). \quad (4.29)$$

Effet de la perte d'énergie

Si on caractérise la perte d'énergie dans une longueur L de matière par la valeur moyenne \bar{E}_{loss} et la variance $\sigma_{E_{loss}}$, alors on peut définir la perte aléatoire d'énergie e_{loss} dans l'épaisseur ds comme la quantité aléatoire de valeur moyenne $\bar{e}_{loss} = \frac{ds}{L} \bar{E}_{loss}$ et de variance $\sigma_{e_{loss}} = \sqrt{\frac{ds}{L}} \sigma_{E_{loss}}$. En principe \bar{e}_{loss} et $\sigma_{e_{loss}}$ dépendent de l'impulsion. L'ordre de grandeur dans la calorimètre de DØ avec $L = 200$ cm est $\bar{E}_{loss} = 3$ GeV et $\sigma_{E_{loss}} = 0.4$ GeV.

$$\vec{p}^{out} = \vec{p}^{in} \left(1 - \frac{e_{loss}}{\|\vec{p}^{in}\|} \right) \quad (4.30)$$

Résumé des différentes contributions

En rassemblant les résultats précédents on a :

$$\vec{p}^{out} = \vec{p}^{in} \left(1 - \frac{e_{loss}}{\|\vec{p}^{in}\|} \right) + \vec{\Omega}^B \times \vec{p}^{in} + \delta\vec{\Omega}^{MS} \times \vec{p}^{in}, \quad (4.31)$$

$$\vec{x}^{out} = \vec{x}^{in} + \frac{\vec{p}^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|} ds, \quad (4.32)$$

$$\vec{\Omega}^B = -0.3 \frac{q}{\|\vec{p}^{in}\|} \vec{B} ds, \quad (4.33)$$

$$\delta\vec{\Omega}^{MS} = \frac{\delta\theta}{\|\vec{v}\|} (\cos \varphi \vec{z} + \sin \varphi \vec{v}). \quad (4.34)$$

4.4.3 Propagation de la matrice d'erreur

Dans la suite les calculs sont faits en fonction de la quantité infinitésimale ds en utilisant des matrices à une colonne pour les vecteurs. Le signe δ est mis pour représenter la différence à la moyenne probabiliste $\langle \rangle$: $\delta A = A - \langle A \rangle$ (ce qui implique $\langle \delta A \rangle = 0$). Les quantités δ sont petites ($\|\delta A\| \ll \|A\|$), ce qui permet de faire des développements de Taylor au 1^{er} ordre tels que :

$$\delta \left(\frac{1}{\|\vec{p}\|} \right) = -\frac{{}^t p \delta p}{\|\vec{p}\|^3}. \quad (4.35)$$

Si l'observable impulsion p est mise sous la forme d'une matrice colonne, la matrice de covariance associée est définie par $E^{PP} = \langle \delta p {}^t(\delta p) \rangle$. La matrice de covariance associée à l'impulsion et la position est une matrice 6×6 symétrique :

$$E_{6 \times 6} = \begin{pmatrix} E_{3 \times 3}^{PP} & E_{3 \times 3}^{PX} \\ E_{3 \times 3}^{XP} & E_{3 \times 3}^{XX} \end{pmatrix} \text{ avec } E^{XP} = {}^t E^{PX}. \quad (4.36)$$

Dans la suite les quantités sans le symbole δ sont les valeurs moyennes, ce qui permet de se passer de la notation $\langle \rangle$. Une observable "A" donnée vaut donc par construction $A + \delta A$.

Calcul préliminaire

Dans les parties suivantes certains calculs apparaissent plusieurs fois. On les regroupe ici. D'une part on a :

$$u = \frac{p}{\|\vec{p}\|} \quad (4.37)$$

$$\delta u = \frac{\delta p}{\|\vec{p}\|} - \frac{{}^t p \delta p}{\|\vec{p}\|^3} p \quad (4.38)$$

$$\delta p {}^t \delta p = \frac{\delta p {}^t \delta p}{\|\vec{p}\|} - \frac{{}^t p \delta p p {}^t \delta p}{\|\vec{p}\|^3} = \frac{\delta p {}^t \delta p}{\|\vec{p}\|} - \frac{p {}^t p \delta p {}^t \delta p}{\|\vec{p}\|^3} \quad (4.39)$$

$$\langle \delta u^{in} \delta p^{in} \rangle = \left(1 - \frac{p^{in} {}^t(p^{in})}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) \frac{E^{PPin}}{\|\vec{p}^{in}\|}, \quad (4.40)$$

d'autre part on trouve :

$$\langle \delta x^{in} {}^t(\delta u^{in}) \rangle = \langle \delta x^{in} \frac{{}^t(\delta p^{in})}{\|\vec{p}^{in}\|} \rangle - \langle \delta x^{in} \frac{{}^t(\delta p^{in})p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^3} {}^t p^{in} \rangle \quad (4.41)$$

$$= \frac{E^{XPin}}{\|\vec{p}^{in}\|} \left(1 - \frac{p^{in} {}^t p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) \quad (4.42)$$

$$\langle \delta u^{in} {}^t(\delta x^{in}) \rangle = \left(1 - \frac{p^{in} {}^t p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) \frac{E^{PXin}}{\|\vec{p}^{in}\|}. \quad (4.43)$$

Dans la suite, les vecteurs \vec{z} , \vec{v} , $\vec{\Omega}^B$, \vec{B} et $\delta\vec{\Omega}^{MS}$ sont figurés par des matrices antisymétriques Z , V , Ω^B , $\delta\Omega^{MS}$ suivant la transformation :

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix} \longrightarrow A = \begin{pmatrix} 0 & -A_z & A_y \\ A_z & 0 & -A_x \\ -A_y & A_x & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.44)$$

ce qui permet d'écrire le produit vectoriel sous la forme du produit d'une matrice 3×3 par une matrice colonne :

$$\vec{x} = \vec{A} \times \vec{y} \longrightarrow x = Ay. \quad (4.45)$$

Propagation de E^{PP}

Comme Ω^B et $\delta\Omega^{MS}$ sont antisymétriques, ${}^t(\Omega^B) = -\Omega^B$ et ${}^t(\delta\Omega^{MS}) = -\delta\Omega^{MS}$.

L'équation 4.31 se réécrit :

$$p^{out} = p^{in} + \Omega^B p^{in} + \delta\Omega^{MS} p^{in} - e_{loss} u, \quad (4.46)$$

ce qui donne :

$$\delta p^{out} = \delta p^{in} + \Omega^B \delta p^{in} + \delta\Omega^B p^{in} + \delta\Omega^{MS} p^{in} - \delta e_{loss} u^{in} - e_{loss} \delta u^{in} \quad (4.47)$$

$$\begin{aligned} {}^t(\delta p^{out}) &= {}^t(\delta p^{in}) - {}^t(\delta p^{in})\Omega^B - {}^t(p^{in})\delta\Omega^B - {}^t(p^{in})\delta\Omega^{MS} \\ &\quad - \delta e_{loss} {}^t(u^{in}) - e_{loss} {}^t(\delta u^{in}). \end{aligned} \quad (4.48)$$

On peut calculer ce produit en se débarrassant de termes d'ordre supérieur à ds tels que $\Omega^B \delta\Omega^B$ ou e_{loss}^2 qui sont en ds^2 :

$$\begin{aligned} \delta p^{out} {}^t \delta p^{out} &= \delta p^{in} {}^t \delta p^{in} - \delta\Omega^{MS} p^{in} {}^t(p^{in})\delta\Omega^{MS} + \delta e_{loss}^2 u^{in} {}^t u^{in} \\ &\quad - \delta p^{in} {}^t \delta p^{in} \Omega^B + \Omega^B \delta p^{in} {}^t \delta p^{in} - \delta p^{in} {}^t p^{in} \delta\Omega^B + \delta\Omega^B p^{in} {}^t \delta p^{in} \\ &\quad - \delta p^{in} {}^t p^{in} \delta\Omega^{MS} + \delta\Omega^{MS} p^{in} {}^t \delta p^{in} \\ &\quad - e_l(\delta p^{in} {}^t \delta u^{in} + \delta u^{in} {}^t \delta p^{in}) \\ &\quad - \delta e_{loss}(\delta p^{in} {}^t u^{in} + u^{in} {}^t \delta p^{in}) \\ &\quad + \delta e_{loss}(u^{in} {}^t p^{in} \delta\Omega^{MS} - \delta\Omega^{MS} p^{in} {}^t u^{in}). \end{aligned} \quad (4.49)$$

Les quantités $\delta\Omega^{MS}$, δp^{in} et δe_{loss} sont statistiquement indépendantes si bien que beaucoup de termes disparaissent quand on passe aux valeurs moyennes. En reprenant la définition de Ω^B il vient $\delta\Omega^B = -\Omega^B \frac{{}^t p \delta p}{p^2}$, qui relie en fait l'incertitude sur courbure de la trajectoire avec celle sur l'impulsion. Il vient finalement:

$$\begin{aligned}
 E^{PPout} &= E^{PPin} - \langle \delta\Omega^{MS} p^{in\ t}(p^{in}) \delta\Omega^{MS} \rangle + \frac{ds}{L} \sigma_{E_{loss}}^2 \langle u^{in\ t} u^{in} \rangle \\
 &\quad - \frac{ds}{L} \bar{E}_{loss} \langle \delta p^{in\ t} \delta u^{in} + \delta u^{in\ t} \delta p^{in} \rangle \\
 &\quad - E^{PPin} \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) \Omega^B + \Omega^B \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) E^{PPin}. \quad (4.50)
 \end{aligned}$$

Si on définit $E^{MS} = \langle \delta\Omega^{MS} p^{in\ t}(p^{in}) \delta\Omega^{MS} \rangle$ on trouve

$$\begin{aligned}
 E^{MS} &= \frac{\langle \delta\theta^2 \rangle}{\|\vec{v}\|^2} (\langle \cos^2 \varphi \rangle Z \langle p^{in\ t}(p^{in}) \rangle Z + \langle \sin^2 \varphi \rangle V \langle p^{in\ t}(p^{in}) \rangle V) \\
 &= \frac{\sigma_\theta^2}{2\|\vec{v}\|^2} (Z \bar{p}^{in\ t}(\bar{p}^{in}) Z + V \bar{p}^{in\ t}(\bar{p}^{in}) V). \quad (4.51)
 \end{aligned}$$

avec σ_θ provenant des expressions 4.2 et 4.3³, $\sigma_\theta = \sqrt{2} \frac{0.0136}{p^{in}} \sqrt{\frac{ds}{X_o}}$. On obtient finalement :

$$\begin{aligned}
 E^{PPout} &= E^{PPin} - E^{PPin} \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) \Omega^B + \Omega^B \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) E^{PPin} \\
 &\quad + \frac{ds}{L} \frac{\sigma_{E_{loss}}^2}{\|\vec{p}^{in}\|^2} (\bar{p}^{in\ t}(\bar{p}^{in})) \\
 &\quad - \frac{ds}{L} \frac{\bar{E}_{loss}}{\|\vec{p}^{in}\|} \left(\left(1 - \frac{p^{in\ t}(p^{in})}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) E^{PPin} + E^{PPin} \left(1 - \frac{p^{in\ t}(p^{in})}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) \right) \\
 &\quad - \frac{\sigma_\theta^2}{2\|\vec{v}\|^2} (Z \bar{p}^{in\ t}(\bar{p}^{in}) Z + V \bar{p}^{in\ t}(\bar{p}^{in}) V). \quad (4.52)
 \end{aligned}$$

Propagation de E^{XX}

En partant de l'équation 4.31 il vient :

$$\delta x^{out} = \delta x^{in} + \delta u^{in} ds \quad (4.53)$$

$$\delta x^{out\ t} \delta x^{out} = \delta x^{in\ t} \delta x^{in} + \delta x^{in\ t} \delta u^{in} ds + \delta u^{in\ t} \delta x^{in} ds \quad (4.54)$$

$$E^{XXout} = E^{XXin} + \langle \delta x^{in\ t} \delta u^{in} \rangle ds + \langle \delta u^{in\ t} \delta x^{in} \rangle ds. \quad (4.55)$$

Les résultats de la section 4.4.3 permettent d'écrire :

$$E^{XXout} = E^{XXin} + \frac{ds}{\|\vec{p}^{in}\|} \left(E^{XPin} \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) + \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) E^{PXin} \right). \quad (4.56)$$

³Le terme $\sqrt{2}$ vient du fait qu'il s'agit d'un angle en 3 dimensions et non plus de l'angle dans un plan.

Propagation de E^{XP} :

En faisant le produit des équations 4.48 et 4.53 on obtient :

$$\begin{aligned}
 E^{XPout} &= \langle \delta x^{in\ t} \delta p^{in} \rangle - \langle \delta x^{in\ t} \delta p^{in} \rangle \Omega^B - \langle \delta x^{in\ t} p^{in} \delta \Omega^B \rangle \\
 &\quad - \langle \delta x^{in\ t} p^{in} \delta \Omega^{MS} \rangle - e_{loss} \langle \delta x^{in\ t} \delta u^{in} \rangle - \langle \delta x^{in} \delta e_{loss}^t u^{in} \rangle \\
 &\quad + ds \langle \delta u^{in\ t} \delta p^{in} \rangle .
 \end{aligned} \tag{4.57}$$

Grâce à $\langle \delta \Omega^{MS} \rangle = 0$, $\langle \delta e_{loss} \rangle = 0$, $\delta \Omega^B = -\Omega^B \frac{t p \delta p}{p^2}$ et aux calculs de la section 4.4.3 cela donne :

$$\begin{aligned}
 E^{XPout} &= E^{XPin} - E^{XPin} \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) \Omega^B + ds \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right) \frac{E^{PPin}}{\|\vec{p}^{in}\|} \\
 &\quad - \frac{ds}{L} \frac{\bar{E}_{loss}}{\|\vec{p}^{in}\|} E^{XPin} \left(1 - \frac{p^{in\ t} p^{in}}{\|\vec{p}^{in}\|^2} \right)
 \end{aligned} \tag{4.58}$$

4.4.4 Combinaison et filtrage

Les équations de propagation précédentes permettent de propager soit le muon soit la trace centrale et d'obtenir au même point les paramètres décrivant le muon reconstruit dans le spectromètre, P_m , la trace centrale, P_c , et les matrices de covariance respectives E_m et E_c . La qualité de l'association peut ensuite être évaluée par un test de χ^2 :

$$\chi^2 = {}^t (P_m - P_c) \cdot (E_m + E_c)^{-1} \cdot (P_m - P_c) \tag{4.59}$$

En fait, cette procédure est utilisée pour trois types de propagation, qui doivent tenir compte de la carte de champ magnétique et de la matière traversée : calorimètre, solénoïde, détecteur de pied de gerbe, toroïde en fer. Des coupures lâches sur les angles ($\Delta\theta, \Delta\phi < 1$) et sur l'impulsion des traces centrales ($p_T > 1$ GeV) sont appliquées au préalable, pour réduire la combinatoire et le temps de calcul.

1. Soit on rétro-propage les muons du spectromètre jusqu'au point d'approche minimale⁴, afin de combiner avec les traces centrales dont les paramètres sont définis en ce point. Arrêter la propagation en un point particulier revient à enlever un degré de liberté dans l'espace des (x, y, z, p_x, p_y, p_z) et on a donc 5 paramètres à combiner à une trace centrale définie par $(d, z, \phi, \tan \lambda, q/p_T)$. Comme le muon initial a été reconstruit en supposant qu'il venait du centre du détecteur (cf 4.3.5), le paramètre d'impact d n'apporte pas d'information et le χ^2 (cf. équation 4.59) testant l'association possède 4 degrés de liberté. Les distributions des résidus des paramètres $(z, \phi, \tan \lambda, q/p_T)$ résultant de la propagation du muon vers le centre du détecteur sont montrées sur la figure 4.11.

⁴Remonter le temps nécessite les transformations

$$p \rightarrow -p, \quad E^{XP} \rightarrow -E^{XP}, \quad \bar{E}_{loss} \rightarrow -\bar{E}_{loss}, \quad q \rightarrow -q$$

au début et à la fin de la propagation.

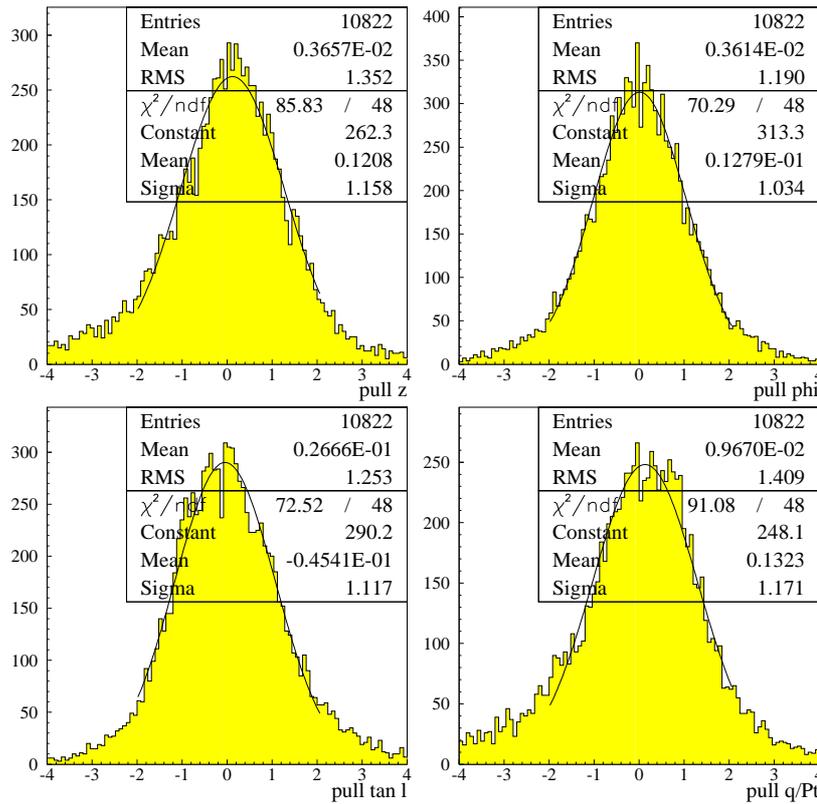


FIG. 4.11: Résidus des paramètres propagés ($z, \phi, \tan \lambda, q/p_T$) au *pca* et normalisés par leurs erreurs (“pull”). Ils sont obtenus avec la version de logiciel du printemps 2002 sur un lot de muons générés avec des distributions plates en η et en p_T de 5 à 100 GeV.

L’information du spectromètre à muons propagée au *pca* peut en théorie être combinée avec l’information du trajectographe suivant (en utilisant les notations de l’équation 4.59) :

$$P_{comb} = (E_m^{-1} + E_c^{-1})^{-1} \cdot (E_m^{-1} \cdot P_m + E_c^{-1} \cdot P_c) \quad (4.60)$$

Dans les faits, les résolutions obtenues avec le trajectographe central sont bien meilleures que ce qu’on peut tirer du spectromètre à muons si bien que cette combinaison est d’un intérêt limité. Pire, les queues non gaussiennes de la distribution en impulsion mesurée dans le spectromètre (voir figure 4.8) se révèle avoir en moyenne un effet dégradant la résolution de la combinaison. Au final, l’idée d’utiliser la combinaison spectromètre-trajectographe pour la mesure de l’impulsion a été vite abandonnée. Néanmoins dans les premières données, elle s’est révélée assez utile, car une grande partie des traces étaient reconstruites en 2 dimensions, dans le plan (x, y) , si bien que la combinaison permettait d’ajouter l’information $\tan \lambda$ manquante et de reconstruire par exemple le pic de J/ψ de la figure 4.15(b).

2. Soit on propage les traces centrales jusqu’à la couche A du détecteur. La propagation jusqu’à un point particulier là encore enlève une des coordonnées (position

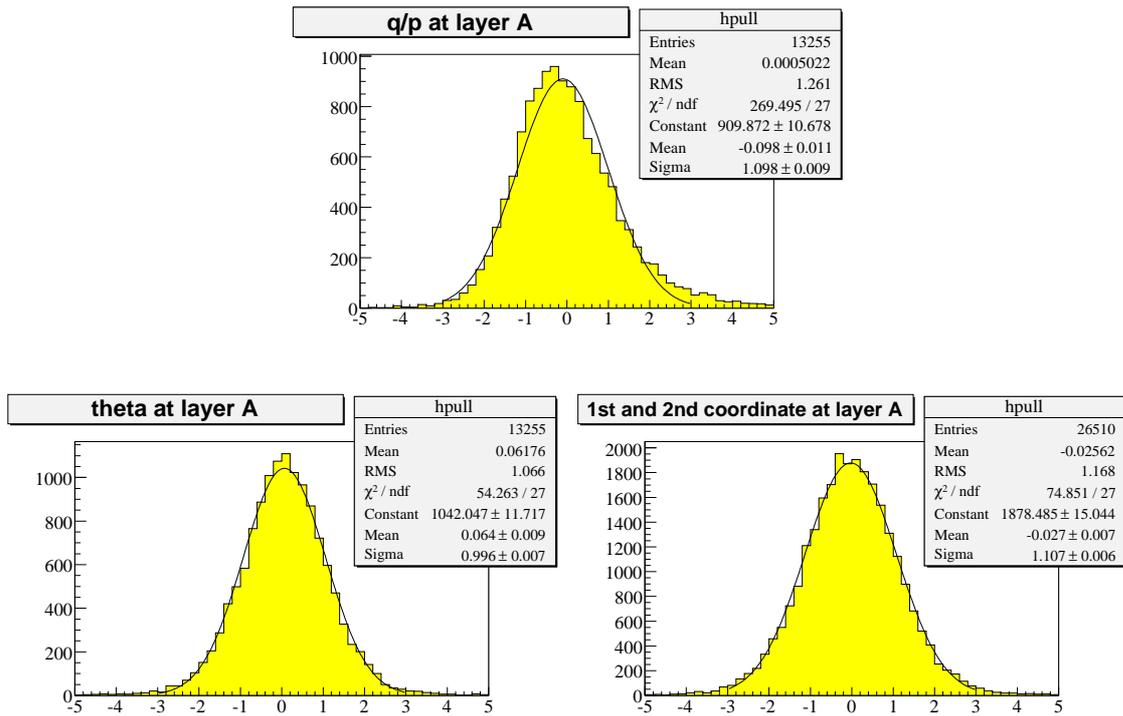
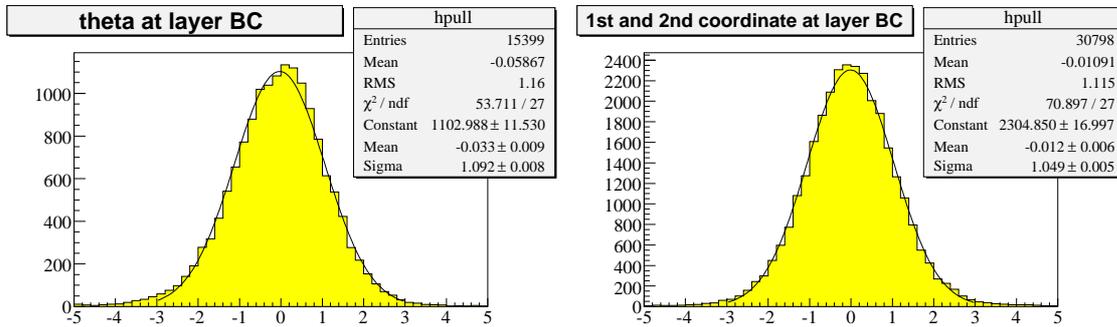

 (a) Paramètres propagés à la couche A : $(y_{loc}, z_{loc}, \theta, q/p)$

 (b) Paramètres propagés à la couche BC : $(y_{loc}, z_{loc}, \theta)$

 FIG. 4.12: Résidus des paramètres résultants de la propagation des traces centrales vers le spectrographe, normalisés à leurs erreurs ("pull") et obtenus avec la version de logiciel de l'automne 2003 sur un lot de muons générés avec des distributions plates en η et en p_T de 5 à 100 GeV.

du plan du détecteur considéré), on aboutit à 5 paramètres $(y_{loc}, z_{loc}, \theta, q/p, \phi)$. La coordonnée ϕ n'apporte pas d'information car le ϕ de la direction du muon n'est pas reconstruit dans le spectromètre. On aboutit donc à un χ^2 à 4 degrés de liberté quand on teste l'association avec un muon bien reconstruit dans le spectromètre. Les distributions des résidus des paramètres résultant de cette propagation sont montrées sur la figure 4.12(a).

Pour les muons pour lesquels la procédure d’ajustement décrite dans la section 4.3.5 a échoué, il n’y a pas de mesure d’impulsion suffisamment pertinente. On n’utilise donc que les trois premières coordonnées pour former χ^2 . Les segments A non associés à un segment BC, sont également caractérisés par trois coordonnées (y_{loc} , z_{loc} , θ) et on peut donc former un χ^2 à 3 degrés de liberté pour tester l’association avec une trace centrale.

3. On peut propager les traces centrales jusqu’à la couche BC du détecteur. Ceci permet de tester l’association avec un segment BC par un χ^2 à 3 degrés de liberté, de façon analogue au segment A. Propager à la couche BC s’avère utile surtout pour regagner l’acceptance angulaire correspondant à la zone peut instrumentée du “bottom hole”, c’est-à-dire les pieds des détecteurs. Les distributions des résidus des paramètres résultant de la propagation jusqu’à la couche BC sont montrées sur la figure 4.12(b).

On se base ensuite sur la valeur du χ^2 pour déterminer les meilleures associations (spectromètre, trajectographe). La figure 4.13 montre dans les simulations la distribution du χ^2 à 4 degrés de liberté obtenue pour le cas de la rétro-propagation spectromètre vers pca , dans différents cas. On voit la séparation entre les bonnes et mauvaises associations pouvant être obtenue par une coupure sur le χ^2 . Notons que le recours à une telle coupure n’est vraiment nécessaire que si la trace centrale n’a pas été reconstruite. Dans les faits, dans DØ, une coupure assez sévère est appliquée pour les analyses de physique à bas p_T de l’ordre de $\chi^2 < 10^2$ (physique du b , étiquetage des saveurs lourdes, reconstruction des muons dans les jets). Pour les cas des muons à grands p_T (physique du Higgs, top, W , Z , etc..) la coupure est relâchée à 10^3 .

4.5 Les muons dans le calorimètre

Les muons traversant le calorimètre y déposent typiquement 2 GeV si bien qu’il est en principe possible de signer leur passage par une série de dépôts alignés et de faibles énergies. Des algorithmes de recherche de ces dépôts ont commencé à être développés dès 2002 [83]. Mais les efficacités de reconstruction ne dépassaient pas les 50% (dans le cas de muons de grand p_T isolés des jets !). Une des causes est que les seuils de lecture du calorimètre sont proches de ce que dépose une particule au minimum ionisant, ce qui de toute évidence compromet la possibilité d’exploiter une telle signature. Un autre problème provient de la granularité du calorimètre qui ne permet pas de clairement distinguer les dépôts d’un muon émis dans un jet, de l’ensemble des dépôts calorimétriques de ce dernier. La trace des muons dans le calorimètre (MTC) n’est donc pas utilisée dans DØ, même si l’infrastructure logicielle est en place depuis 2003.

4.6 Les muons dans les premières données du Run II

A la mise en marche du TeVatron, l’un des premiers signaux de physique mis en évidence dans les collisions $p\bar{p}$ a été la production de J/ψ suivie de la désintégration

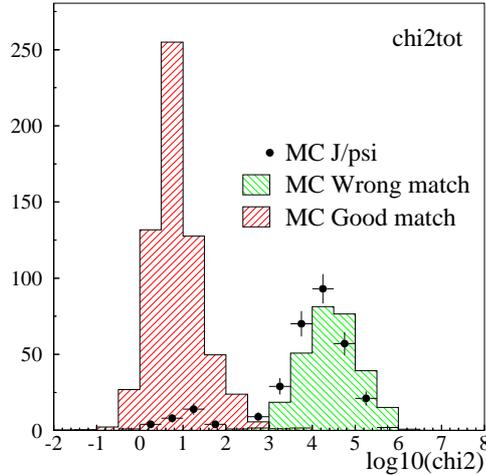


FIG. 4.13: Distribution du test de χ^2 (au *dca*) obtenue dans les simulations. Trois cas sont représentés : muons $5 < p_T < 100$ GeV du spectromètre associés aux traces centrales correspondantes (dénomé bonne association), muons associés à des trace sd'un événement de biais minimum (dénomé mauvaise association), ainsi que le test de χ^2 dans une simulation de production inclusive de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, à l'automne 2001, grâce au spectromètre à muons. Un des premiers pics observés extrait de [81] et correspondant à des données enregistrées essentiellement en septembre 2001 est reproduit sur la figure 4.14. Ces événements ont pu être étudiés pour évaluer les performances du spectromètre [81, 82]. La résolution en impulsion est détériorée de $\simeq 30\%$ dans les données $\frac{\sigma(p)}{p} \simeq 35\%$ par rapport à ce que prévoit une simulation $\frac{\sigma(p)}{p} \simeq 25\%$. L'efficacité de reconstruction des muons n'est par contre pas encore estimée dans les données par une méthode non biaisée⁵. Notons qu'à cause de la résolution en impulsion médiocre, le spectromètre seul ne permet pas de reconstruire le pic de la résonance $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ [81] présent dans ces premières données.

L'association avec le trajectographe a été mise en place un peu plus tardivement. Le lot de données di-muons (environ 1 pb^{-1}) servant à réaliser la figure 4.14 a permis de tester l'algorithme d'association début 2002. La distribution du χ^2 (de la meilleure association) pour chacun des deux muons est montrée sur la figure 4.15(a). On voit un plus faible pouvoir discriminant que dans la simulation (cf. figure 4.13). Ceci est dû notamment au fait qu'une grande fraction des traces ne sont reconstruite que dans le plan (x, y) , sans information sur z ni $\tan \lambda$. On voit aussi sur la figure 4.15(b) qu'il y a peu d'événements pour lesquels les deux muons sont associés à une trace centrale avec un χ^2 meilleur que 40. Ceci est due à la faible efficacité de reconstruction (typiquement 25%) dans le trajectographe atteinte dans ces premiers temps de mise en marche de DØ et de

⁵A cause d'une très faible efficacité de reconstruction du trajectographe central à cette époque, on ne pouvait pas utiliser la redondance d'information entre ce dernier et le spectromètre à muons pour évaluer les efficacités.

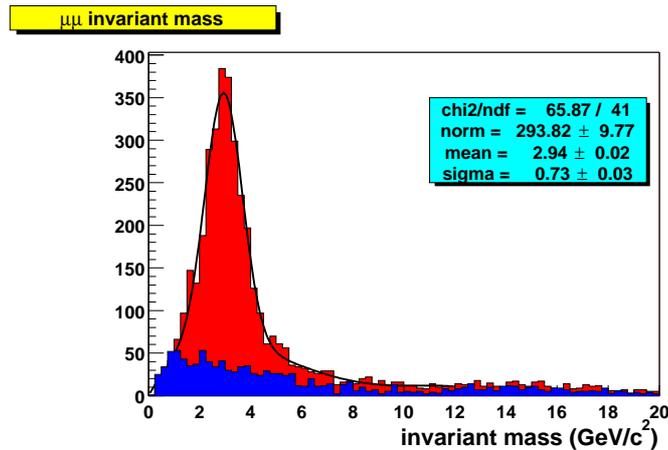


FIG. 4.14: Premiers $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ reconstruits grâce au spectromètre à muons. En foncé est représenté le fond estimé à partir des di-muons de même charge.

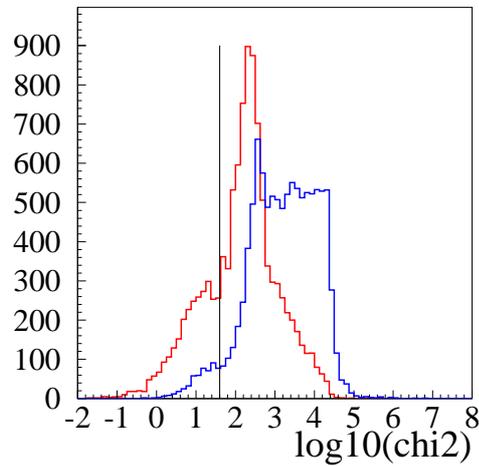
mise au point des algorithmes de reconstruction des traces. Les spectres en masse di-muons obtenus avec le spectromètre et avec le trajectographe sont montrés sur la figure 4.15(b). En bénéficiant de la reconstruction dans le trajectographe, on voit le gain notable d'un facteur $\simeq 3$ sur la résolution sur la masse invariante, même si le nombre d'événements finalement sélectionnés est faible.

Plus tard, en 2003, les programmes de reconstruction et d'identification auront été éprouvés et débogués grâce aux données. Après enregistrement d'environ 100 pb^{-1} de données, le spectre de masse invariante inclusif di-muons révélera d'autres résonances que le J/ψ , comme par exemple le boson intermédiaire Z . On peut voir ce spectre sur la figure 4.16.

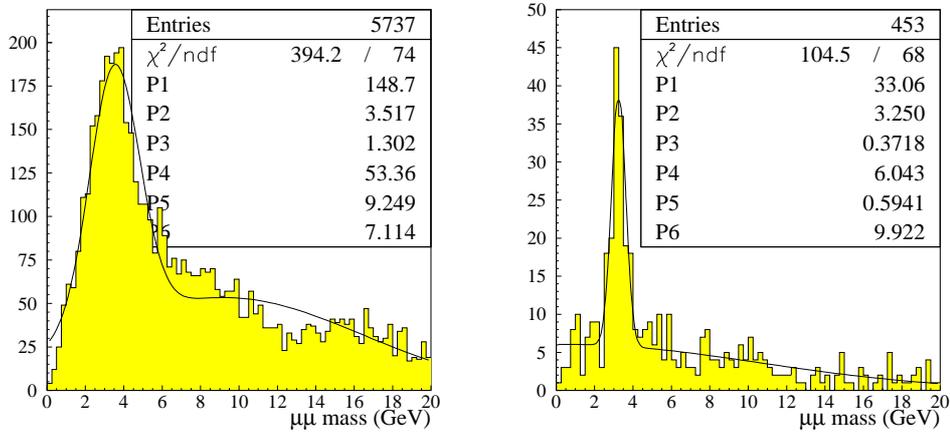
4.7 Résumé et commentaire

Nous avons décrit les algorithmes de reconstruction des muons mis en place pour le Run II de DØ. Les coups dans le détecteur sont à la base de la reconstruction de segments, qui permettent de reconstruire la trajectoire des muons dans le spectromètre. Mais la résolution est limitée à cause notamment de la diffusion multiple. La mise en place de l'association avec le trajectographe central pallie ce défaut, si bien que les effets de résolution du spectromètre ont finalement peu d'importance et ce dernier sert au final surtout à identifier les muons plutôt qu'à bien les reconstruire.

La mesure de l'impulsion fournie par le spectromètre est cependant loin d'être inutile. D'une part des coupures sur l'impulsion sont utilisées au niveau 3 pour déclencher sur les muons à grand p_T . D'autre part couper sur l'impulsion reconstruite dans le spectromètre pour un des deux muons s'avère indispensable pour sélectionner des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ servant à mesurer l'efficacité de reconstruction dans le trajectographe à l'aide de la méthode *tag and probe* (cf. 5.2.1).



(a) Distribution des χ^2 de l'association avec le trajectographe central pour chacun des deux muons des candidats J/ψ . La coupure $\chi^2 < 40$ est également figurée.



(b) Masse invariante dans le lot d'événements di-muons. A gauche masse reconstruite grâce au spectromètre, A droite après coupure $\chi^2 < 40$, masse résultant de l'association avec le trajectographe.

FIG. 4.15: Test (février 2002) de l'algorithme d'association avec le trajectographe central dans les premiers lots d'événements J/ψ enregistrés en septembre 2001.

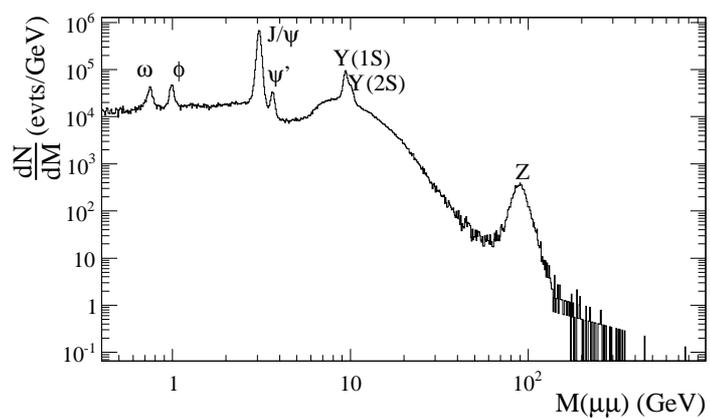


FIG. 4.16: Spectre en masse $\mu^+\mu^-$ obtenu après enregistrement d'environ 100 pb^{-1} . Différentes résonances sont visibles.

Chapitre 5

Certification des muons à grand p_T

Dans les chapitres précédents, nous avons évoqué la reconstruction des muons dans $D\bar{O}$ et nous avons vu qu'il en ressortait différents types de muons, suivant qu'ils sont plus ou moins bien reconstruits dans le spectromètre, ou qu'ils sont associés ou non aux traces centrales. Pour simplifier le travail des analyses de physique le groupe d'identification des muons de $D\bar{O}$ (groupe muonId) a pour but de définir et classifier les différentes qualités et types de muons reconstruits, que l'on appelle objets certifiés, et de fournir les outils logiciels pour y accéder. Si l'existence d'un certain nombre d'objets prédéfinis peut paraître rigide, elle a pour but de simplifier la vie des physiciens de $D\bar{O}$ qui n'ont pas à refaire chacun dans leur coin les mesures spécifiques des efficacités et des résolutions pour les appliquer dans leur analyse. Dans les faits, les définitions et les outils logiciels d'accès aux muons étaient assez bien stabilisés dès 2003-2004 mais les mesures d'efficacités et l'application des corrections n'étaient pas réalisées de façon centralisée [84].

J'ai été coresponsable du groupe muonId/muon-software de l'été 2005 à l'été 2008. Mis à part les tâches de maintenance des logiciels de reconstruction et d'identification, cette période a été l'occasion de nombreux développements :

- Définitions certifiées des critères de qualité des traces centrales et des critères d'isolation.
- Recours systématiques et automatisation de la méthode *tag and probe* pour mesurer les efficacités de reconstruction des muons, des traces centrales, des critères d'isolation, des termes de déclenchement.
- Mesure des corrections d'efficacité (et des incertitudes systématiques) à apporter à la simulation pour qu'elle reproduise les données.
- Mesure des efficacités de déclenchement.
- Mesure des corrections sur la résolution en impulsion.
- Surveillance en temps des performances de la reconstruction (notamment passage au Run IIb).
- Adaptation au nouveau format d'analyse basé sur ROOT [85] pour les outils de sélection, de correction des simulations, d'implémentation des efficacités de déclenchement, afin de simplifier au maximum la tâche des analystes.

Notons que le programme de mesure systématique des efficacités s'applique essentiellement aux muons à grand p_T ($p_T > 15$ GeV). Pour les énergies plus faibles et notamment

pour le physique du B , les analyses emploient d'autres des méthodes pour contrôler et mesurer les efficacités et les bruits de fond.

Nous décrivons dans ce chapitre les définitions et les méthodes utilisées pour la certification des données du Run IIa et du début du Run IIb [86].

5.1 Définition des types

5.1.1 Les critères muons

Les candidats muons reconstruits dans le spectromètre (les muons "locaux") sont classés en fonction du paramètre n_{seg} qui encode le nombre de segments et l'association ou non avec une trace centrale. Une valeur positive signifie qu'une trace centrale est associée à l'objet reconstruit dans le spectromètre. Les valeurs absolues $|n_{seg}| = 1, 2$, ou 3 indiquent respectivement que le muon local est fait d'un segment dans la couche A seul, d'un segment BC seul ou de segments A et BC. Cela donne l'ensemble des configurations résumées dans le tableau 5.1. On reporte également le cas des signatures calorimétriques (MTC), même si ces dernières ne sont pas exploitées.

On attribue ensuite une qualité aux muons : relâchée, medium, ou stricte, suivant les conditions suivantes :

- **stricte**
 - au moins 2 coups dans les chambres à fil de la couche A
 - au moins un coup dans les scintillateurs de la couche A
 - au moins 3 coups dans les chambres à fil de la couche BC
 - au moins un coup dans les scintillateurs de la couche BC
 - L'ajustement de la trace locale a convergé
- $|n_{seg}|=3$ **medium**
 - au moins 2 coups dans les chambres à fil de la couche A et au moins un coup dans les scintillateurs de la couche A
 - au moins 2 coups dans les chambres à fil de la couche BC
 - au moins un coup dans les scintillateurs de la couche BC (sauf pour les muons Wamus avec moins de 4 coups BC).
- $|n_{seg}| = 3$ **relâchée**

Un muon $|n_{seg}| = 3$ n'échouant qu'à un seul des trois critères medium ci-dessus et avec au moins un coup scintillateur est retenu comme muon relâché.
- $n_{seg} = +2$ **relâchée ou medium**

Les muons avec $|n_{seg}| < 3$ ne sont de qualité relâchée ou medium que s'ils sont associés à une trace centrale. Un muon $n_{seg} = 2$ doit avoir

 - au moins un coup dans les scintillateurs de la couche BC
 - au moins 2 coups dans les chambres à fil de la couche BC

pour obtenir la qualité relâchée. Si en outre il est émis dans la zone des pieds du détecteur (octant 5 et 6 avec $|\eta^{det}| < 1.6$) il est promu à la qualité medium (Ceci afin

nseg	type de muon	Algorithme d'association avec le trajectographe	association avec MTC
3	trace centrale + muon local (couches A et BC)	spectro vers central si l'ajustement local a convergé. centre vers spectro sinon.	$\Delta\eta, \Delta\phi$ entre MTC et trace centrale extrapolée au calorimètre
2	trace centrale + segment BC	centre vers spectro	comme au-dessus
1	trace centrale + segment A	centre vers spectro	comme au-dessus
0	trace centrale + coups dans le spectro ou trace centrale + MTC	centre vers spectro centre vers calorimètre	comme au-dessus
-1	segment A	pas d'association	$\Delta\eta, \Delta\phi$ entre MTC et segment A
-2	segment BC	pas d'association	$\Delta\eta, \Delta\phi$ entre MTC et segment BC
-3	muon local (A + BC)	pas d'association	$\Delta\eta, \Delta\phi$ entre MTC et le muon local à la couche A

TAB. 5.1: Résumé des différents types de muons.

que l'efficacité medium ne soit pas trop imputée par la zone non instrumentée des pieds du détecteur).

- **$nseg=+1$ relâchés ou medium**

Un muon $nseg=1$ doit avoir

- au moins un coup dans les scintillateurs de la couche A
- au moins 2 coups dans les chambres à fil de la couche A

pour obtenir la qualité relâchée. Si en outre il est associé à une trace de basse impulsion ayant moins de 70% de chance de traverser le toroïde, il est promu à la qualité medium. Pour cette dernière condition, une carte de probabilité en fonction de (p, η) a été établie [84] grâce à la simulation complète et est représentée sur la figure 5.1.

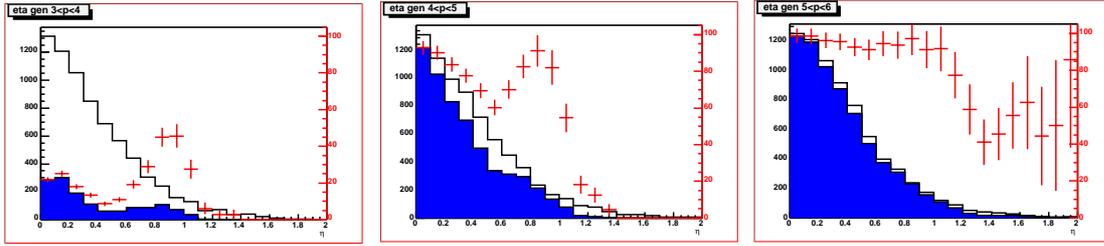


FIG. 5.1: Fraction des muons atteignant la couche BC du spectromètre en fonction de η (points), déterminée à partir de la simulation complète pour différentes classes de p : $3 < p < 4$ (gauche), $4 < p < 5$ (milieu) et $5 < p < 6$ GeV (droite). Les histogrammes sombres et clairs représentent les distributions des muons avant et après le passage du toroïde.

5.1.2 Les critères de qualité du trajectographe

Pour contrôler la pureté des traces centrales associées aux muons, plusieurs critères peuvent être exploités. Historiquement, on les a définis en s'inspirant des critères étudiés dans le cadre de l'analyse $W \rightarrow \mu\nu$ présentée au chapitre 6.

- nombre de coups dans le SMT ou le CFT.
- χ^2 par degré de liberté de l'ajustement de la trace centrale ($\chi^2/\text{d.o.f.}$).
- distance de moindre approche (dca)

Les critères retenus pour définir des traces de qualité relâchée, medium ou strictes sont les suivants :

- **relâchée**
 $|dca| < 0.2$ cm, mais si la trace a des coups SMT le critère plus sévère $|dca| < 0.02$ cm est appliquée pour bénéficier de la résolution du SMT. La résolution typique pour des muons venant d'un Z est d'environ $20 \mu\text{m}$ et 500μ suivant que la trace a des coups SMT ou non.
- **medium**
 Une trace est de qualité medium, si elle remplit le critère précédent et si $\chi^2/\text{d.o.f.} < 4$.
- **stricte**
 Une trace est de qualité stricte si elle remplit le critère précédent et si elle est constituée de coups dans le SMT.

5.1.3 Veto anti-cosmiques

L'information en temps très précise des scintillateurs est à la base du veto contre les muons cosmiques. Une fois étalonnées pour que les temps correspondent à ceux d'une particule issue des collisions au centre du détecteur et voyageant à la vitesse de la lumière, les coupures en temps pour les trois couches possibles de scintillateurs (dès que des scintillateurs sont associés au muon en question) : sont $|t_A|, |t_B|, |t_C| < 10$ ns L'efficacité de cette coupure est typiquement de 98%, et le critère est appliquée à tous les muons

certifiés. Il faut souligner que les critères de qualité sur les traces définis en 5.1.2 reposent sur une coupure sur le dca qui supprime elle aussi les muons cosmiques.

5.1.4 Critères d'isolation

Les variables d'isolation servent typiquement à séparer un signal $W \rightarrow \mu\nu$ du fond provenant des jets de saveurs lourdes avec désintégration semi-muonique ($B \rightarrow \mu$). Ces variables peuvent donc se définir en termes de présence de jets, présence d'énergie calorimétrique, ou présence de traces chargées près du muons :

- $\text{TrackHalo} = |\sum^{\text{tracks}} p_T|$ dans un cône $\Delta R(\text{track}, \mu) < 0.5$ pour des traces vérifiant $|z_{\text{track}}, z_{\text{muon}}| < 2$ cm.
- $\text{CalorimeterHalo} = |\sum^{\text{cells}} E_T|$ où la somme porte sur les cellules du calorimètre vérifiant $0.1 < \Delta R(\text{cel.}, \mu) < 0.4$.
- $\Delta R(\mu, \text{jet}) =$ Distance entre le muon et le jet le plus proche dans l'espace (η, φ) . Notons que ne sont comptabilisés que les jets de $p_T > 15$ GeV, pour lesquels la simulation est en accord raisonnable avec les données pour ce qui est de l'efficacité de reconstruction des jets.
- $\text{ScaledCalorimeterHalo} = \text{CalorimeterHalo}/p_T(\mu)$
- $\text{ScaledTrackHalo} = \text{TrackHalo}/p_T(\mu)$

Le niveau de pureté requis par une analyse diffère d'une topologie à l'autre ce qui nécessite l'étude de plusieurs points de fonctionnement. Les points étudiés pour la certification sont définis comme suit (dans les noms, le "Top" correspond historiquement à des points de fonctionnement utilisés par le groupe d'étude de la physique du top, tandis que "NP" correspond au groupe de recherche de nouvelle physique au delà du MS) :

- $\text{TopScaledUltraLoose} = \text{ScaledTrackHalo} < 1.0$ et $\text{ScaledCalorimeterHalo} < 1.0$.
- $\text{TopScaledVeryLoose} = \text{ScaledTrackHalo} < 0.5$ et $\text{ScaledCalorimeterHalo} < 0.5$.
- $\text{TopScaledLoose} = \text{ScaledTrackHalo} < 0.2$ et $\text{ScaledCalorimeterHalo} < 0.2$.
- $\text{TopScaledMedium} = \text{ScaledTrackHalo} < 0.15$ et $\text{ScaledCalorimeterHalo} < 0.15$.
- $\text{TopScaledTight} = \text{ScaledTrackHalo} < 0.1$ et $\text{ScaledCalorimeterHalo} < 0.1$.
- $\text{TopScaledVeryTight} = \text{ScaledTrackHalo} < 0.05$ et $\text{ScaledCalorimeterHalo} < 0.05$.
- $\text{TopP14} = \text{ScaledTrackHalo} < 0.06$, $\text{ScaledCalorimeterHalo} < 0.08$, et $\Delta R(\mu, \text{jet}) > 0.5$.
- $\Delta R(\mu, \text{jet}) > 0.5$.
- $\text{NP Loose} = \text{TrackHalo} < 4.0$ GeV et $\text{CalorimeterHalo} < 2.5$ GeV.
- $\text{NP Tight} = \text{TrackHalo} < 2.5$ GeV et $\text{CalorimeterHalo} < 2.5$ GeV.

5.1.5 Objets certifiés, efficacité

Le groupe muonId a étudié spécifiquement les objets suivants qui sont utilisés par la majorité des analyses reposant sur des muons à grand p_T . Ces objets qu'on dit "certifiés" correspondent à

- des muons de qualité relâchée, médium, medium nseg=3, ou stricte, qui satisfont au veto anti-cosmiques.

- associés à une trace de grand p_T ($p_T > 15$ GeV) de qualité relâchée, medium ou stricte.
- non isolés, ou bien isolés suivant les points de fonctionnement définis en 5.1.4.

Pour ces objets, des cartes d'efficacité (deux dimensions) ont été évaluées dans les données et dans les simulations afin de calculer les corrections DATA/MC à apporter à la simulation. Les efficacités de déclenchement de niveau 1, 2 et 3, relatives à ces objets, ont également été mesurées.

Notons qu'en principe il s'agit de calculer l'efficacité de passer tous les critères en même temps que l'on pourrait noter $\varepsilon(\text{muon}, \text{track}, \text{iso}, \text{trigger})$ peut par exemple s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(\text{muon}, \text{track}, \text{iso}, \text{trigger}) &= \varepsilon(\text{trigger}|\text{muon}, \text{track}, \text{iso}) \\
 &\times \varepsilon(\text{iso}|\text{muon}, \text{track}) \\
 &\times \varepsilon(\text{track}|\text{muon}) \\
 &\times \varepsilon(\text{muon})
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

où le signe | signifie "sachant que les critères suivant sont respectés". Dans la pratique il n'est pas possible de mesurer ces termes exactement. En particulier, la méthode *tag and probe* décrite dans la suite, nécessite une trace pour mesurer l'efficacité de reconstruction du muon, et nécessite un muon pour mesurer l'efficacité de reconstruction d'une trace. Autrement dit (et c'est en fait la seule vraie limitation) on ne sait que mesurer $\varepsilon(\text{track}|\text{muon})$ et $\varepsilon(\text{muon}|\text{track})$. L'autre problème technique provient de la combinatoire résultant de la mesure de 4 critères muon, 3 critères trace, n critères d'isolation. Dans la pratique on suppose de façon tout à fait raisonnable, que, hormis les questions d'acceptance géométrique, ce qui se passe dans le spectromètre, est indépendant du trajectographe. Le critère d'isolation est lui aussi supposé indépendant. Si bien que les efficacités certifiés sont supposées être :

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(\text{muon}, \text{track}, \text{iso}, \text{trigger}) &= \varepsilon(\text{trigger}|\text{muon}, \text{track}, \text{iso}) \\
 &\times \varepsilon(\text{iso}) \times \varepsilon(\text{track}) \times \varepsilon(\text{muon})
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Le cas des efficacités de déclenchement suit le même principe de séparation, muon, isolation, trace, mais à cause des différents termes de déclenchement il a fallu séparer les différents niveaux :

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(\text{trigger}|\text{muon}, \text{track}, \text{iso}) &= \\
 &\varepsilon(L3\text{muon}|L2\text{muon}, L1\text{muon}, \text{muon}) \\
 &\times \varepsilon(L2\text{muon}|L1\text{muon}, \text{muon}) \\
 &\times \varepsilon(L1\text{muon}|\text{muon}) \\
 &\times \varepsilon(L3\text{track}|L2\text{track}, L1\text{track}, \text{track}) \\
 &\times \varepsilon(L2\text{track}|L1\text{track}, \text{track}) \\
 &\times \varepsilon(L3\text{iso}|\text{iso})
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

5.2 Méthode de mesure des efficacités

5.2.1 Principe des mesures : tag and probe

La méthode *tag and probe* repose sur la possibilité d'obtenir un lot pur d'événements di-muons, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sans qu'il soit nécessaire d'exiger des critères très stricts sur chacun

des deux muons. Plus précisément, on exige la présence d'un muon bien reconstruit dit muon de contrôle (ou muon *tag*) qui remplit des critères aussi sévères que possible pour assurer la pureté du lot en ce qui concerne la qualité dans le spectromètre, la qualité de la trace centrale, et l'isolation. Un deuxième muon, dit muon de test est sélectionné en relâchant certains critères, ce qui va permettre d'effectuer la mesure d'efficacité de ces critères. Notons que pour un événement donné, le rôle de contrôle et de test peuvent être tour à tour être joué par l'un ou l'autre des deux muons. Une illustration de cette méthode est donné sur la figure 5.2 avec les critères de qualités typiques pour le muon de test et le muon de contrôle. Notons qu'il serait possible en théorie de se reposer sur d'autres

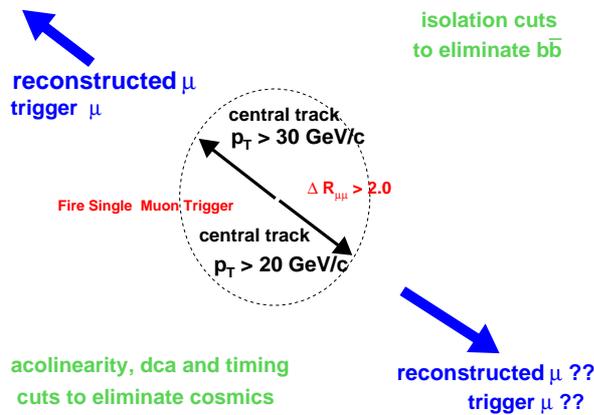


FIG. 5.2: Illustration de la méthode *tag and probe* pour la mesure des efficacités dans le spectromètre à muons.

résonances que le Z , tels que $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ (cf. figure 4.16, page 85). Dans la pratique ce n'a pas été le cas, dans le cadre du groupe *muonId*, pour plusieurs raisons. D'une part la priorité de ces études est de mesurer des efficacités pour les muons à grands p_T ($p_T > 15$ GeV), ce qui pose des problèmes si lesdites efficacités sont très dépendantes de p_T dans la région du J/ψ (typiquement $2 < p_T < 5$ GeV) ou du Υ (typiquement $5 < p_T < 10$ GeV). D'autre part, en ce qui concerne le J/ψ , l'ouverture angulaire entre les deux muons est faible, ce qui peut poser des problèmes pour des efficacités de déclenchement reposant sur une régionalisation grossière du détecteur. Enfin, le J/ψ et surtout le Υ souffre d'un bruit de fond notable qu'il faut en principe soustraire pour mesurer les efficacités.

5.2.2 Petit historique du calcul des efficacités dans $D\bar{O}$

En fait, la méthode *tag and probe* n'a pas été employée tout de suite dans $D\bar{O}$ Run II mais s'est imposée après plusieurs mois de prise de données. On peut retracer ici un bref historique et quelques réflexions sur les méthodes utilisées.

La notion d'efficacité

Si le concept d'efficacité de détection peut paraître clair a priori, on s'aperçoit en creusant un peu que c'est une notion tout à fait relative. Par exemple, on voudrait définir l'efficacité du spectromètre comme la probabilité qu'a un muon d'être reconstruit. Mais il vient immédiatement les questions suivantes : de quels muons parle-t-on, ceux produits au point de collision ? quid des muons d'origine cosmique ? Et pour les muons produits au cours des collisions doit-on considérer ceux qui sont produits à très petits angles, à basse impulsion ? Bref la notion absolue d'efficacité n'existe pas vraiment, ou plutôt on peut la voir de façon absolue comme une fonction dépendant de multiples paramètres, $\varepsilon(p_T, \eta, \phi, z, t, \dots)$, mais nous ne pouvons et avons besoin de mesurer qu'une moyenne $\langle \varepsilon \rangle$ sur un échantillon d'événements particuliers. Si on caractérise ces événements par une distribution $\rho(p_T, \eta, \phi, z, t, \dots)$ on aura

$$\langle \varepsilon \rangle = \int \varepsilon(p_T, \eta, \phi, z, t, \dots) \rho(p_T, \eta, \phi, z, t, \dots) . dp_T d\eta d\phi dz dt d\dots \quad (5.4)$$

Face à cet arbitraire, c'est en général le sens commun qui fait le choix implicite de l'échantillon en question, pour parler d'efficacité sans préciser d'avantage. Ce choix correspond en général à prendre au moins les distributions (p_T, η, ϕ, z) dans l'acceptance géométrique du détecteur, de considérer les instants t où le détecteur est en marche (oui mais que faire des moments où 90% du détecteur est en bonne marche ?)... Bref on essaie tant que faire se peut que la distribution s'approche des besoins d'un canal physique de référence (parce que c'est celui sur lequel on travaille, ou qu'il est étudié par une majorité de collaborateurs). Le cas échéant, on paramètre l'efficacité en fonction de variables, par exemple (p_T, η) (ce qui revient à une intégration partielle dans les formules ci-dessus) permettant de comparer les résultats pour un lot A et pour un lot B différents.

Avec un choix implicite, il subsiste toujours des ambiguïtés et mon expérience dans DØ a vu bon nombre de confusions et de problèmes survenant parce que les implicites ne sont pas les mêmes pour telle ou telle personne (pour les muons l'exemple simple est la question d'exclure ou de ne pas exclure le "bottom hole" de l'acceptance géométrique du détecteur). Au fur et à mesure de la prise de données, ces implicites ont été levés, à la fois parce que l'augmentation de la statistique le permettait techniquement, aussi parce que les analyses de physiques avaient besoin de diminuer l'impact de leurs incertitudes systématiques, et enfin parce que la compréhension des données du détecteur s'améliorait. Ainsi par exemple pour *muonId*, les efficacités sont des nombres en 2003, des distributions en fonction de η en 2004, des cartes à 2 dimensions (η, ϕ) en 2005, une dépendance en fonction du temps et de la luminosité instantanée est prise en compte en 2010.

En conclusion, l'efficacité absolue $\varepsilon(p_T, \eta, \phi, z, t, \dots) = \dots$ est impossible à connaître. Les techniques expérimentales ne permettent de mesurer que des moyennes sur des lots donnés $\langle \varepsilon \rangle$ et il faut se demander si on est ou non dans le champ d'application de ces moyennes pour produire un résultat de physique donné.

Méthode avec des muons célibataires

Une première méthode consiste à sélectionner des événements avec des muons en relâchant un des critères, puis à mesurer la probabilité qu'un autre critère donné soit

satisfait. Par exemple, on sélectionne des collisions avec des muons suivant des critères stricts, et on mesure la fraction des ces objets qui ont activé un déclenchement muon. Cet exemple révèle les deux difficultés de cette méthode.

D'une part il faut partir d'un lot non biaisé d'événements. Si on prend l'exemple de la mesure de l'efficacité d'une condition de déclenchement, il faut s'assurer que la mise sur bande de l'événement est indépendante de cette condition. Pour cet exemple, une solution consiste à demander qu'une condition de déclenchement liée à de l'activité calorimétrique (jets), en principe indépendante des performances du spectromètre à muons, soit responsable de l'enregistrement de l'événement. Mais ce pré-requis a en fait toutes les chances de sélectionner des événements bien particuliers : des événements avec des muons produits dans les jets hadroniques (en général des jets de saveur lourde, b ou c) ce qui peut donner des propriétés particulières biaisant la mesure (par exemple une reconstruction perturbée par un environnement plus bruyant que pour un muon isolé).

D'autre part la faille de cette méthode est qu'il est difficile d'être sûr qu'on travaille bien avec un lot de muon et non pas avec un autre type de particule simulant un muon (par exemple des jets dont la queue de gerbe atteint les couches instrumentées du spectromètre à muons). Les efficacités qu'on cherche à mesurer pourraient s'avérer fortement biaisées si on ne contrôle pas ce bruit de muons factices. Dans les faits, on peut réussir à démontrer que la probabilité d'avoir un muon factice est faible si on exige des critères strictes de reconstruction. Cela signifie pour notre exemple de condition de déclenchement, qu'on ne pourra pas en mesurer l'efficacité pour des muons de qualité relâchée.

En conclusion, cette méthode présente l'avantage de disposer facilement d'une forte statistique étant donnée la grande section efficace de production inclusive de muons sur collisionneur hadronique. Mais elle présente de forts inconvénients qui montrent qu'il serait préférable de se reposer sur un signal physique pour s'assurer qu'on a bel et bien affaire à des muons et contrôler les biais de mesure.

Méthode avec des di-muons

Le signal physique le plus aisé à utiliser provient des résonances di-muons comme $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Partant d'un nombre N_{tot} d'événements di-muons, on veut estimer la probabilité ε qu'a un muon de satisfaire à un critère Q . Si on écrit N_i = nombres d'événements pour lesquels exactement i muons satisfont au critère Q ($N_{tot} = N_0 + N_1 + N_2$), et si on suppose qu'il n'y a pas de corrélation entre les deux muons, ε vérifie en moyenne les relations :

$$\begin{aligned} N_0 &= (1 - \varepsilon)^2 N_{tot} \\ N_1 &= 2\varepsilon(1 - \varepsilon)N_{tot} \\ N_2 &= \varepsilon^2 N_{tot}, \end{aligned} \tag{5.5}$$

ce qui donne naturellement trois façons d'estimer l'efficacité :

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= 1 - \sqrt{N_0/N_{tot}} \\ \varepsilon_1 &= \frac{1}{2}(1 + \sqrt{1 - 2N_1/N_{tot}}) \\ \varepsilon_2 &= \sqrt{N_2/N_{tot}}. \end{aligned} \tag{5.6}$$

Une première difficulté survient, si on veut paramétrer les efficacités en fonction d'une variable pertinente de l'espace des phases, par exemple la pseudo-rapidité η . Ces formules ne permettent pas d'obtenir une telle paramétrisation.

Un deuxième problème provient des possibles corrélations entre un muon et l'autre. C'est-à-dire quand par exemple le deuxième muon a plus de chance d'être sélectionné si le premier l'a déjà été. La probabilité de sélectionner deux muons n'est plus $P_{1\&2} = \varepsilon^2$ mais plutôt $P_{1\&2} = \varepsilon(\varepsilon + (1 - \varepsilon)\rho)$, où ρ est le coefficient de corrélation¹. Les exemples de source de corrélation sont nombreux. En voici quelques uns :

- géométrique : Par exemple les deux muons sont produits dos à dos et le détecteur possède des zones non instrumentée dos à dos.
- espace des phases : Par exemple l'efficacité dépend du p_T et les deux muons ont des p_T similaires (cas d'un Z au repos qui se désintègre en $\mu^+\mu^-$)
- malfonctionnement du détecteur : cas de figure ou plusieurs zones du détecteur tombent en panne simultanément (ou l'électronique de lecture).
- environnement physique, commun aux deux muons. Par exemple l'efficacité peut dépendre du nombre d'interactions spectatrices, qui modifient le taux d'occupation du détecteur pour les deux muons.
- anti-corrélation due à l'environnement physique. Par exemple dans un événement $Z + jet$, si le jet est produit dans la même direction qu'un des muons, il gêne sa reconstruction, et l'efficacité est plus faible en général. Mais si ce jet est proche d'un muon dans l'espace angulaire c'est qu'il est éloigné de l'autre, ce qui favorise la reconstruction de ce dernier.

A cause de ces corrélations, les relations (5.5) sont modifiées en

$$\begin{aligned} N_0 &= ((1 - \varepsilon)^2 + \rho(1 - \varepsilon)\varepsilon)N_{tot} \\ N_1 &= 2\varepsilon(1 - \varepsilon - \rho(1 - \varepsilon))N_{tot} \\ N_2 &= (\varepsilon^2 + \rho(1 - \varepsilon)\varepsilon)N_{tot}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

si bien que les estimateurs ε_i définis en (5.6) sont biaisés. Ils valent en développant au premier ordre en ρ :

$$\varepsilon_0 = \varepsilon - \frac{1}{2}\rho\varepsilon \quad (5.8)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon - \frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)}{2\varepsilon - 1}\rho \quad (5.9)$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon + \frac{1}{2}\rho(1 - \varepsilon). \quad (5.10)$$

Dans ce cas de figure l'estimateur suivant s'affranchit des corrélations :

$$\varepsilon_4 = \frac{2N_2 + N_1}{2N_{tot}}. \quad (5.11)$$

¹ Si on définit comme variable aléatoire X , qui vaut 1 ou 0 suivant que le muon satisfait ou non le critère en question, alors l'espérance vaut $E(X) = \varepsilon$, la variance vaut $V(X) = \varepsilon(1 - \varepsilon)$ et la corrélation entre deux muons vaut $\rho = \frac{E(X_1X_2) - E(X_1)E(X_2)}{\sqrt{V(X_1)V(X_2)}} = \frac{P_{1\&2} - \varepsilon^2}{\varepsilon(1 - \varepsilon)}$.

Ce résultat n'est pas surprenant dans la mesure où le numérateur et dénominateur de cette formule comptabilisent les nombres totaux de muons du lot sans tenir compte du fait que deux muons donnés proviennent du même événement ou non. Notons que cette fois, il est possible de paramétrer l'efficacité en fonction de variables pertinentes.

Un troisième problème, sans doute le plus important, est commun aux propositions (5.6) et (5.11). C'est la présence possible d'événements de bruit de fond dans l'échantillon de départ N_{tot} pour lequel les critères Q sont relâchés en même temps pour les deux muons, et dans une moindre mesure, pour les autres échantillons. Il convient alors de soustraire le bruit de fond. Pour ce faire l'existence d'un pic de résonance dans le spectre de masse invariante di-muons peut être mise à profit et permet de comptabiliser le nombre de Z ou J/ψ en soustrayant la contribution du bruit de fond. Notons tout de même qu'utiliser le spectre de masse invariante peut poser un problème si le critère Q est corrélé avec la résolution en impulsion des muons. Dans un tel cas le spectre en masse des événements signal N_0 , N_1 et N_2 pourrait s'avérer différent, au point de compromettre la soustraction de bruit de fond. L'inconvénient majeur de la soustraction de bruit de fond, est l'incertitude systématique qui en découle, qui en général est liée à la forme supposée du spectre en masse du bruit de fond.

Mais il est possible de réduire les contributions du bruit de fond avec un autre estimateur. En effet la combinaison

$$\varepsilon_{t\&p} = \frac{2N_2}{2N_2 + N_1} \quad (5.12)$$

$$(5.13)$$

est un autre estimateur de l'efficacité, qui ne nécessite de sélectionner que les échantillons, N_1 et N_2 , certainement plus pure que N_0 . En fait cette formule correspond exactement à la méthode *tag and probe* lorsque le critère à tester sert aussi à sélectionner le muon de contrôle. Pour chaque événement on demande qu'un des muons respecte le critère Q , c'est le muon dit de contrôle (cela arrive une fois pour les événements N_1 et deux fois pour les événements N_2), puis on regarde si l'autre muon, dit muon de test, satisfait au critère Q . Comme on le voit, les rôles du contrôle et du test sont symétrisés pour donner les facteurs 2 de la formule. Avec cette méthode encore il est possible d'obtenir des efficacités paramétriques. Par contre les corrélations sont toujours présentes puisqu'on trouve :

$$\varepsilon_{t\&p} = \varepsilon + \rho(1 - \varepsilon) \quad (5.14)$$

La méthode *tag and probe*

Comme on vient de le voir, la méthode *tag and probe* permet de contrôler le niveau de biais dû à un possible bruit de fond. C'est d'autant plus vrai qu'on peut dissymétriser les coupures de sélection du contrôle et de la sonde. Ainsi, une sélection stricte sur le muon de contrôle permet des critères plus relâchés sur le muon de test, tout en conservant un lot pur.

Mais la méthode *tag and probe* ne s'affranchit pas des questions de corrélations. Dans le cas de critères dissymétriques on peut simplement écrire, si on sépare les critères de sélection du muon de contrôle, des critères de présélection de la sonde, et du critère à

tester :

$$\varepsilon_{tag\&probe} = \frac{\langle \varepsilon_{tag} \times \varepsilon_{probe-presel} \times \varepsilon_{test} \rangle}{\langle \varepsilon_{tag} \times \varepsilon_{probe-presel} \rangle} \stackrel{?}{=} \langle \varepsilon_{test} \rangle, \quad (5.15)$$

Cette quantité peut être différente de ce qu'on veut déterminer, $\langle \varepsilon_{test} \rangle$, soit à cause de corrélations entre le muon de contrôle et celui de test, ou à cause de corrélations entre la présélection de la sonde et le critère de test.

On peut étudier un exemple simple de telles corrélations, qui existe par exemple pour l'efficacité d'isolation et le taux d'occupation du détecteur dû à la luminosité instantanée, commun aux deux muons. On peut ainsi écrire que l'efficacité d'isolation dépend uniquement de la luminosité instantanée, L de moyenne $\langle L \rangle$, suivant un coefficient A :

$$\varepsilon^I(L) = \varepsilon^I(1 + A(\langle L \rangle - L)), \quad (5.16)$$

La moyenne $\langle \rangle$ porte ici sur la distribution en luminosité des événements ($\langle \varepsilon^I(L) \rangle = \varepsilon^I$). Si le critère d'isolation est utilisé pour sélectionner le muon de contrôle on va avoir (on oublie le critère de présélection de la sonde) :

$$\varepsilon_{tag\&probe}^I = \frac{\langle \varepsilon_{tag}^I(L) \times \varepsilon_{test}^I(L) \rangle}{\langle \varepsilon_{tag}^I(L) \rangle} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\langle \varepsilon^{I^2} + \varepsilon^{I^2} A^2 (\langle L \rangle - L)^2 + 2\varepsilon^{I^2} A (\langle L \rangle - L) \rangle}{\varepsilon^I} \\ &= \langle \varepsilon^I \rangle (1 + A^2 (\langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2)) \\ &= \langle \varepsilon^I \rangle (1 + (A\sigma_L)^2), \end{aligned} \quad (5.18)$$

où σ_L est la variance de la distribution en luminosité. Le terme $(A\sigma_L)$ est la variation relative d'efficacité sur un intervalle en luminosité typique de la distribution en luminosité. Le biais de la méthode *tag and probe* sera en fait du second ordre en $(A\sigma_L)$, ce qui dans la pratique s'avère souvent négligeable. Pour le voir on se rapporte par exemple à une variation du type celle observée sur la figure 5.16 (page 113), pour la reconstruction des traces, on voit une variation d'environ 10% sur un intervalle $\Delta L = 150 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, mais vu que la RMS de la distribution en luminosité est plutôt de l'ordre de $30 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, le biais dû à la corrélation sera de l'ordre de $(10\% \times 30/150)^2 = 0.04\%$. Notons cependant qu'il suffit d'une pente A deux fois plus grande, conjuguée à une RMS deux fois plus fortes pour que l'impact de la corrélation soit multiplié par 16 et soit donc d'environ 0.6%. Cela demeure faible mais peut en fait s'avérer problématique lorsqu'on réalise que tout les effets de corrélations vont s'additionner pour la mesure d'une efficacité : par exemple pour mesurer l'efficacité d'isolation on aura des effets de corrélations dus à la luminosité, ($isolation_{tag}, isolation_{probe}$) mais aussi du type ($tracking_{tag}, isolation_{probe}$).

Conclusion

On a donc vu les deux différentes contraintes auxquelles on fait face pour mesurer les efficacités. D'une part la contamination en bruit de fond contraint à utiliser une méthode *tag and probe*, mais celle-ci peut être biaisée à cause des corrélations. La plupart du temps celles-ci sont suffisamment faibles pour être ignorées. Il faut cependant se

méfier et remettre en permanence en question cette conclusion car un biais est susceptible d'apparaître si les conditions expérimentales changent. Finalement le meilleur moyen de s'affranchir des corrélations est de paramétrer l'efficacité en fonction de la variable qui crée la corrélation ², ce qui est possible car la méthode permet de choisir les variables en fonction desquelles on mesure les efficacités. Notons que la technique employée à DØ est de corriger les simulations par le rapport des efficacités *tag and probe* DATA/MC. Si des biais et des corrélations demeurent, notamment des effets géométriques, ils se compensent dans le rapport.

5.2.3 Coupures et sélections

Nous décrivons ici précisément les coupures de sélection employées pour appliquer la méthode *tag and probe* et mesurer les efficacités dans le cadre de la certification des données du Run IIa.

Sélection pour l'efficacité d'identification des muons

Pour mesurer les efficacités *muonId*, on demande au niveau du muon de contrôle :

- muon de qualité *medium*
- coupure en temps sur les scintillateurs de la couche A, $|t| < 7$ ns (ou temps de la couche B quand l'information A n'est pas disponible)
- muon associé à une trace centrale de qualité *track_medium*
- $p_T > 30$ GeV/c
- muon isolé suivant les coupures $TrackHalo < 3.5$ GeV $CalorimeterHalo < 2.5$ GeV) comme défini en 5.1.4;
- le muon doit être associé à une condition de déclenchement sur muon célibataire (niveau 1, 2 et 3)

au niveau du muon de test il faut :

- une trace de qualité *track_medium*
- $p_T > 20$ GeV/c
- isolée ($TrackHalo < 3.5$ GeV $CalorimeterHalo < 2.5$ GeV)
- acolinéarité ($\pi - |\varphi_1 - \varphi_2| + |\pi - \theta_1 - \theta_2|$) plus petite que 0.05;
- contraintes sur les traces chargées du contrôle et du test: $|\Delta z| < 2$ cm, séparation angulaire $\Delta R > 2$, charges opposées.

Ce muon est associé, suivant $\Delta R < 0.5$, à des objets du spectromètre à muons pour déterminer les efficacités *muonId*.

Notons une des limitations géométriques de la méthode *tag and probe*. A cause des critères assez stricts de sélection du muon de contrôle, ce dernier ne peut se trouver dans la région angulaire correspondant au "bottom hole" peu instrumentée. Comme les muons provenant de la désintégration $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sont dans une bonne approximation dos à dos, cela signifie qu'il y a une fraction plus faible de muon de test émis vers le haut que vers le

² Ce qui par exemple reviendrait à enlever les $\langle \rangle$ dans l'équation (5.17).

bas du détecteur. La distribution en ϕ du lot de test est biaisée, il est donc indispensable de mesurer les efficacités au moins en fonction de la variable ϕ .

Sélection pour l'efficacité de reconstruction des traces centrales

Pour s'affranchir d'un biais de déclenchement, on demande tout d'abord qu'une condition di-muons (qui n'utilise pas le système de trajectographie) soit responsable de la mise sur bande de l'événement. Pour le muon de contrôle on requiert :

- muon de qualité relâchée
- muon associé à une trace centrale avec $p_T > 30$ GeV/c
- $dca < 200$ μm (dca est relatif à la position de la zone lumineuse) ; étant donnée la résolution sur le dca ($\simeq 500$ μm) cette coupure tend à couper les traces sans coup dans le SMT;
- isolé ($TrackHalo < 3.5$ GeV $CalorimeterHalo < 2.5$ GeV)

Au niveau du muon de test il faut :

- muon de qualité relâchée
- $p_{Tloc} > 15$ GeV, où p_{Tloc} est la mesure du spectromètre à muons
- acolinéarité ($\pi - |\varphi_1 - \varphi_2| + |\pi - \theta_1 - \theta_2|$) plus petite que 0.05;
- contraintes sur les muons de contrôle et de test : séparation angulaire $\Delta R > 2$, séparation en temps $\Delta t < 6$ ns, où Δt est la différence de temps donné pas les scintillateurs (soit à la couche A soit à la couche B).

Soulignons que la mesure des efficacités de trajectographie souffre d'un problème lié à l'acceptance angulaire du système à muon à cause de la zone peu instrumentée du "bottom hole" Outre le problème de sélection du muon de contrôle, identique à ce qui est décrit en 5.2.3, cette zone n'est pas couverte pour le muon de test et les efficacités ne peuvent donc pas être mesurées. Vue la géométrie cylindrique du trajectographe, l'hypothèse d'une isotropie en ϕ des efficacités de reconstruction des traces permet de contourner le problème, mais c'est en fait une forte approximation quand on pense à l'existence de zone morte dans le SMT, ou de fibres scintillantes mortes pour le CFT.

Pour minimiser l'impact de ce problème l'idéal serait de mesurer une efficacité de reconstruction de trace de qualité la plus relâchée possible, puis de mesurer l'efficacité des critères plus strictes, relativement à ce critère relâché, en utilisant la sélection *tag and probe* de la section 5.2.3. Cette dernière en effet ne demande pas que le muon de test soit reconstruit dans le spectromètre ce qui permet de couvrir la zone du "bottom hole".

Sélection pour l'efficacité des critères d'isolation

Le muon de test et de contrôle passent les mêmes critères de sélection : muon de qualité relâchée, associé à une trace de qualité relâchée, $p_T > 15$ GeV. Ils vérifient en outre les contraintes : $|\Delta z| < 2\text{cm}$, séparation angulaire $\Delta R > 2$ et sont de charges opposées.

Le muon de contrôle doit passer les critères d'isolation $TrackHalo < 3.5$ GeV et $CalorimeterHalo < 2.5$ GeV. Comme à partir de 2005, des critères d'isolation sont mis en place au niveau 3 de certains termes du déclenchement, on s'assure également que

le muon de contrôle est associé à une condition de déclenchement sur muon célibataire (niveau 1, 2 et 3).

5.3 Mesure des efficacités du Run IIa

5.3.1 Lot d'événements

Lot de données

Le lot complet de données du Run IIa a été analysé. La figure 5.3 montre quelques distributions caractérisant les événements sélectionnés : masse invariante du système di-muons, distribution angulaire des muons, distribution en temps (numéro de run) et en luminosité instantanée. La luminosité instantanée est en moyenne d'environ $38 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, mais a crû au cours du temps. Ainsi les données précédant l'été 2004, représentent environ 40% du lot total et ont une luminosité moyenne de $27 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, tandis que les données postérieures à l'été 2004, ont une luminosité moyenne de $45 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

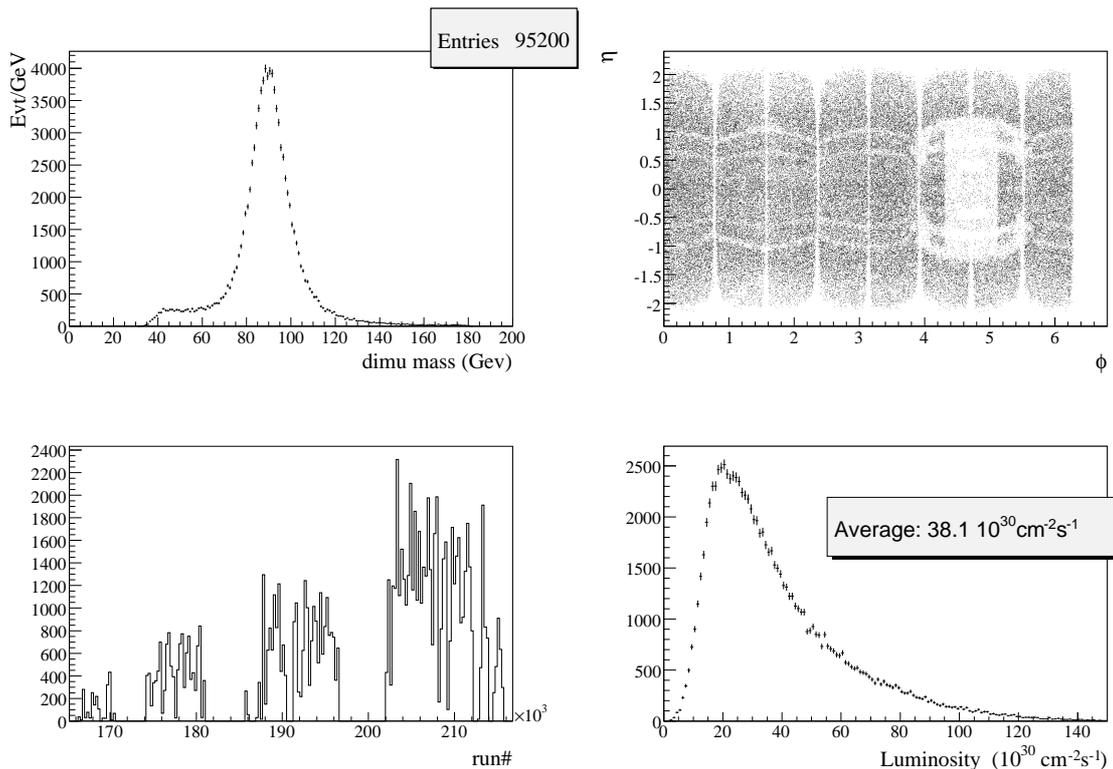


FIG. 5.3: Distribution de la masse invariante, (η, ϕ) , du numéro de run et de la luminosité instantanée des événements di-muons de la certification du Run IIa.

Événements simulés

Le calcul des efficacités dans les simulations se fait à l'aide d'un lot $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ simulé grâce à PYTHIA. La figure 5.3 montre quelques distributions caractérisant les événements sélectionnés : masse invariante du système di-muons, distribution angulaire des muons, distribution en temps (numéro de run) et en luminosité instantanée des événements de biais nul superposés à la simulation. En fait c'est un lot de données antérieur à l'été 2004 qui est utilisé pour la superposition, ce qui explique la valeur moyenne de la luminosité instantanée de $27 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

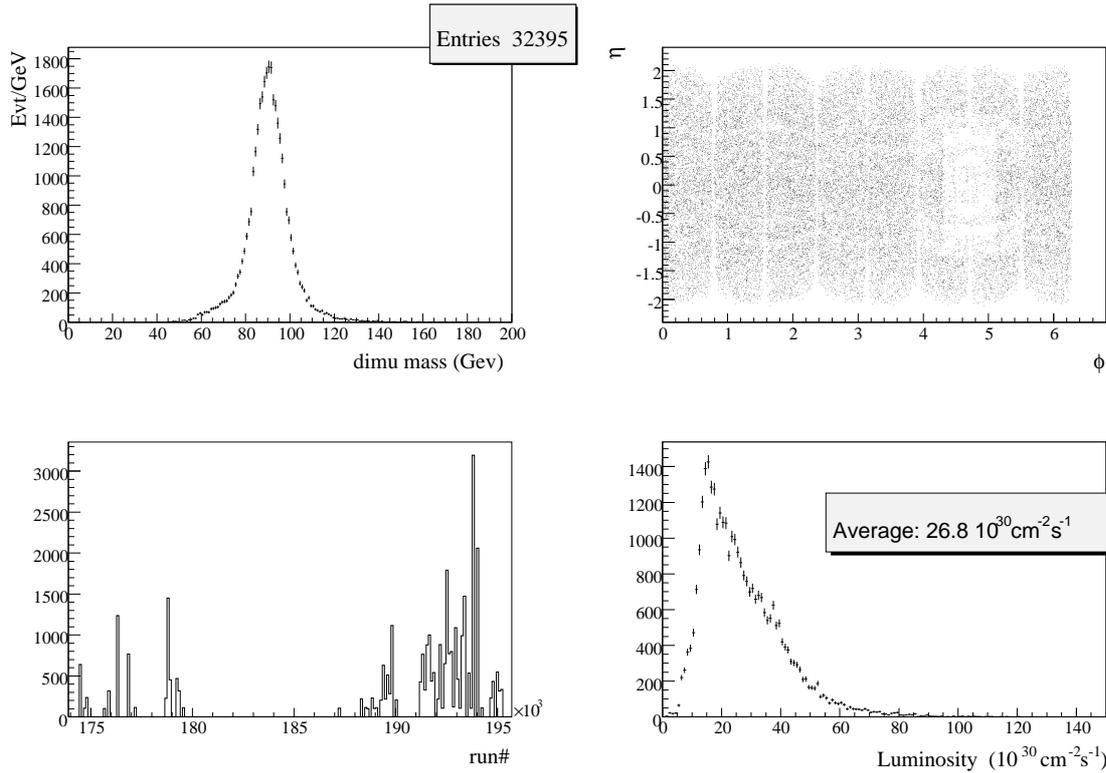


FIG. 5.4: Distribution de la masse invariante, (η, ϕ) , du numéro de run et de la luminosité instantanée des événements di-muons simulés pour la certification.

Luminosité et vertex reconstruits

Dans la suite, on étudie la dépendance des efficacités en fonction de la luminosité instantanée. Le nombre de vertex reconstruit est directement relié à cette luminosité instantanée et c'est en fait un meilleur indicateur du taux d'occupation du détecteur pour un événement donné³. En première approximation sa distribution suit une loi de Poisson de paramètre proportionnel à la luminosité. Les fluctuations hautes du nombre de vertex

³ Notons que si le nombre de vertex donne l'occupation du détecteur pour un événement donné, la luminosité instantanée permet de prendre en compte les effets de superposition des croisements de faisceau précédents, dus par exemple au temps d'intégration du signal électronique.

sont utiles pour extrapoler les études sur les efficacités aux hautes luminosités pas encore atteintes par l'accélérateur.

La figure 5.5 montre la relation entre la luminosité et le nombre moyen de vertex⁴. La relation est bien linéaire et il n'y a donc pas d'effet de saturation qu'on s'attendrait à voir si l'efficacité de reconstruction des vertex secondaires saturait à grand taux d'occupation. En moyenne, le lot de données étudié présente $\simeq 1$ vertex spectateur ($\langle L \rangle \simeq 40 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

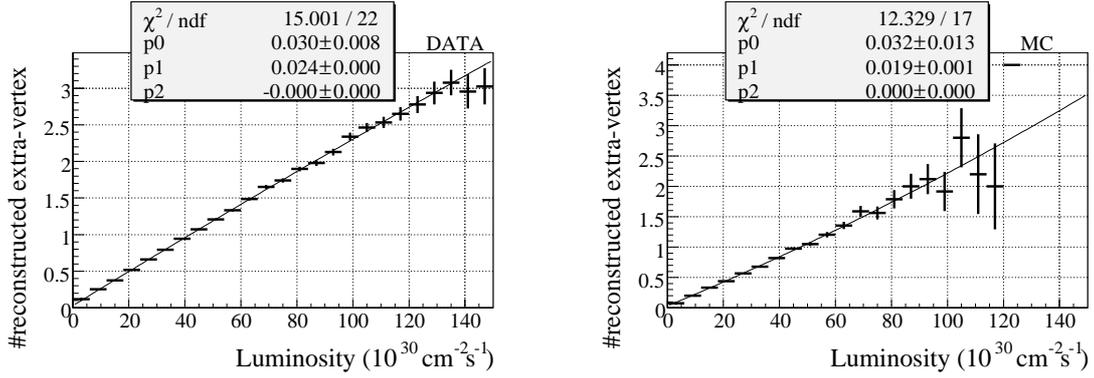


FIG. 5.5: Nombre de vertex en fonction de la luminosité instantanée pour les données et les simulations. Les résultats sont ajustés par une fonction affine.

5.3.2 Efficacité d'identification des muons

Les efficacités de reconstruction des muons dans le spectromètre pour les critères certifiés sont représentées sur les figures 5.6, dans le plan (η, ϕ) . Ces cartes d'efficacité (η, ϕ) sont celles utilisées pour les corrections DATA/MC. On note les faibles efficacités proche des limites entre octant et aussi dans la région de transition entre les systèmes FAMUS et WAMUS. La présence du “bottom hole” où passent les supports du détecteur est aussi bien visible.

La stabilité des efficacités en fonction du temps est présentée sur la figure 5.7. On distingue deux périodes séparées par le numéro de run 200000 qui correspond à l'été 2004. Les efficacités augmentent de 0.5% pour la qualité relâchée et de 1.5% pour les autres qualités. Ceci est expliqué par l'adjonction de nouveaux scintillateurs pendant l'été 2004, notamment dans la zone du “bottom hole”. C'est donc en fait un effet d'acceptance qui est plus important pour les critères les plus stricts nécessitant des coups dans les scintillateurs. En moyenne, les efficacités pour le lot complet de données étudiées sont respectivement de 94.8%, 83.4%, 80.2% and 75.9% pour les qualités relâchée, medium, medium nseg=3 et stricte.

⁴On soustrait 1 pour tenir compte du vertex de l'interaction dure $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

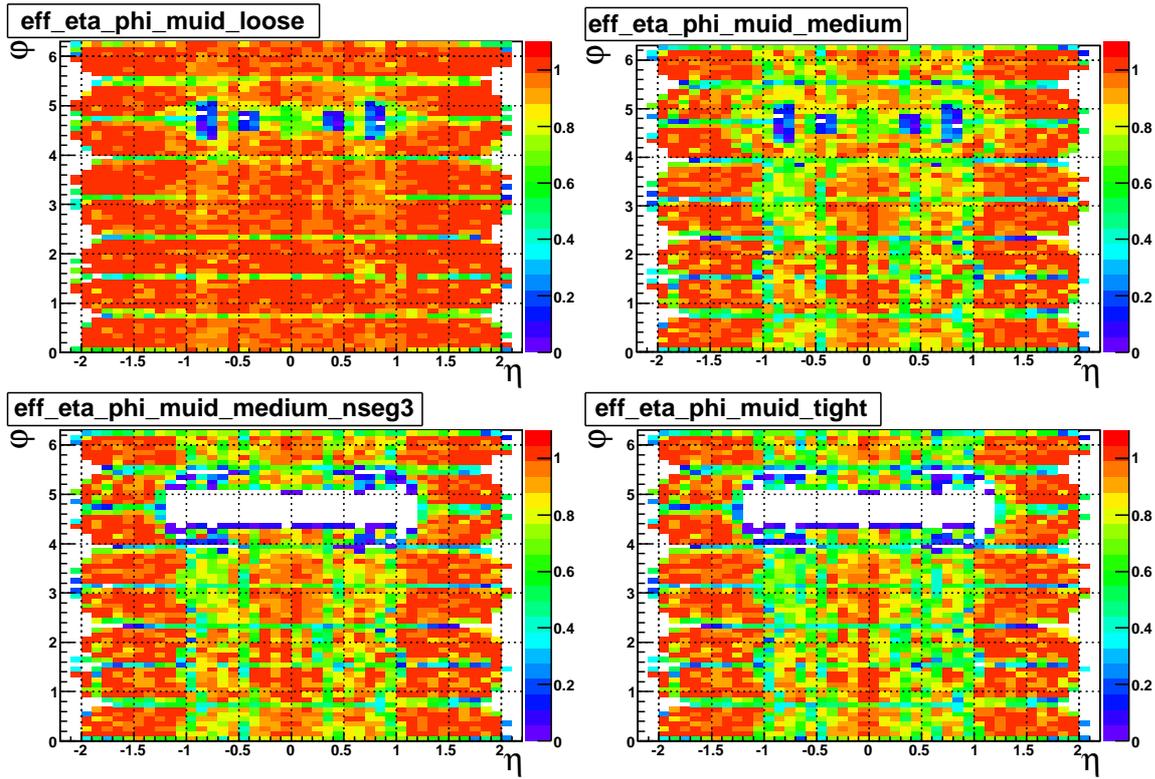


FIG. 5.6: Efficacité de reconstruction des différents niveaux de qualité des muons, dans le plan (η_{det}, ϕ) .

Luminosité instantanée

Sur la figure 5.8 on représente en fonction de la luminosité instantanée la stabilité des critères relâché, medium par rapport à relâché, et strict par rapport à medium. On a aussi représenté la variation en fonction du nombre de vertex d'interactions spectatrices. On observe une faible augmentation en fonction de la luminosité qu'on peut attribuer à l'adjonction de nouveaux scintillateurs. La corrélation avec la luminosité provient d'une augmentation de cette dernière avec le temps. La figure représentant la dépendance par rapport au nombre de vertex est plus sensible et montre une faible décroissance de l'efficacité (-1% pour un nombre de 7 vertex, ce qui correspondrait à une luminosité instantanée moyenne de $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.) Notons que ces chiffres ont été confirmés au cours du Run IIb pour lequel ces hautes luminosités étaient régulièrement atteintes. Au final ces figures montrent que la reconstruction et l'identification des muons sont peu sensibles à la luminosité du TeVatron.

Corrections DATA/MC *muonId*

Les efficacités de reconstruction sont différentes dans la simulation et on montre le rapport DATA/MC sur la figure 5.9 en fonction du la pseudo-rapidité.

Dans la chaîne de reconstruction, par souci de simplification on incorpore à la fois

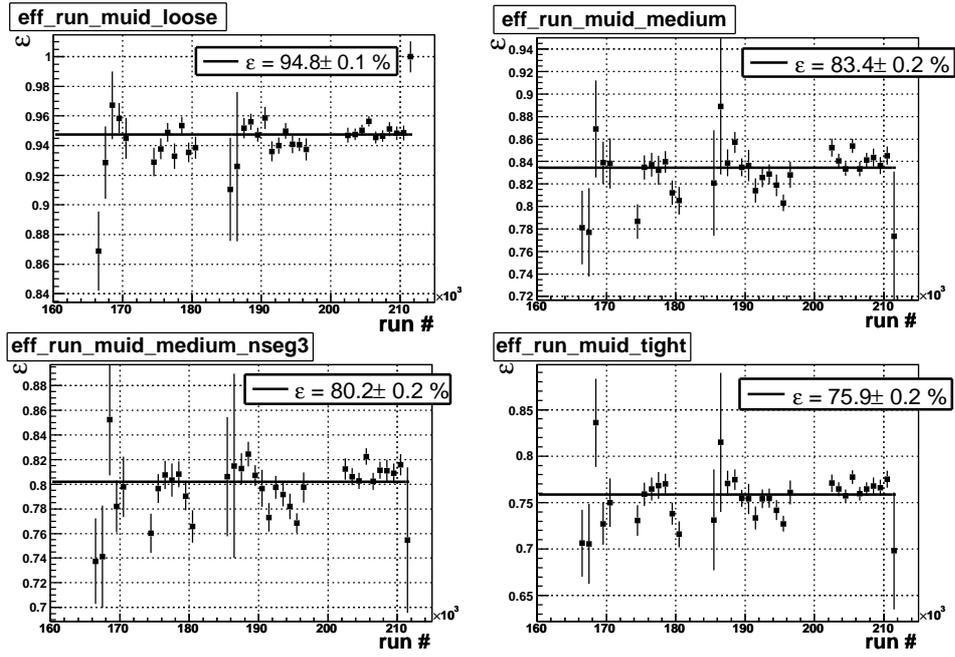


FIG. 5.7: Stabilité en fonction du temps (en fait le numéro de run) des différentes qualités de muon.

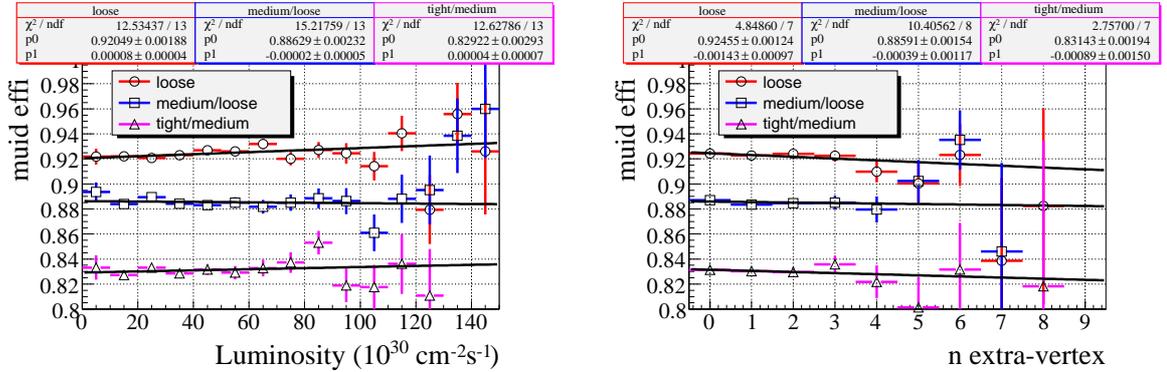


FIG. 5.8: Variations des efficacités $muonId$ en fonction de la luminosité instantanée et du nombre de vertex. Les efficacités sont calculées pour les critères relâché, medium relativement à relâché et strict relativement à medium, afin de souligner les comportements spécifiques à chaque critère.

la correction associée au critère $muonId$ mais aussi celle associée au veto anti-cosmiques, et celle associée à l'efficacité d'association avec une trace centrale. L'efficacité pour ces deux derniers termes est typiquement de 98%, et le facteur correctif est proche de 1. Ces corrections sont réalisées dans le plan (η_{det}, ϕ) . Typiquement les facteurs correctifs sont en moyenne 0.995, 0.98, 0.97 et 0.97 pour respectivement les critères relâché, medium, medium nseg3 et strict. À ces facteurs doivent s'ajouter les corrections d'efficacité de

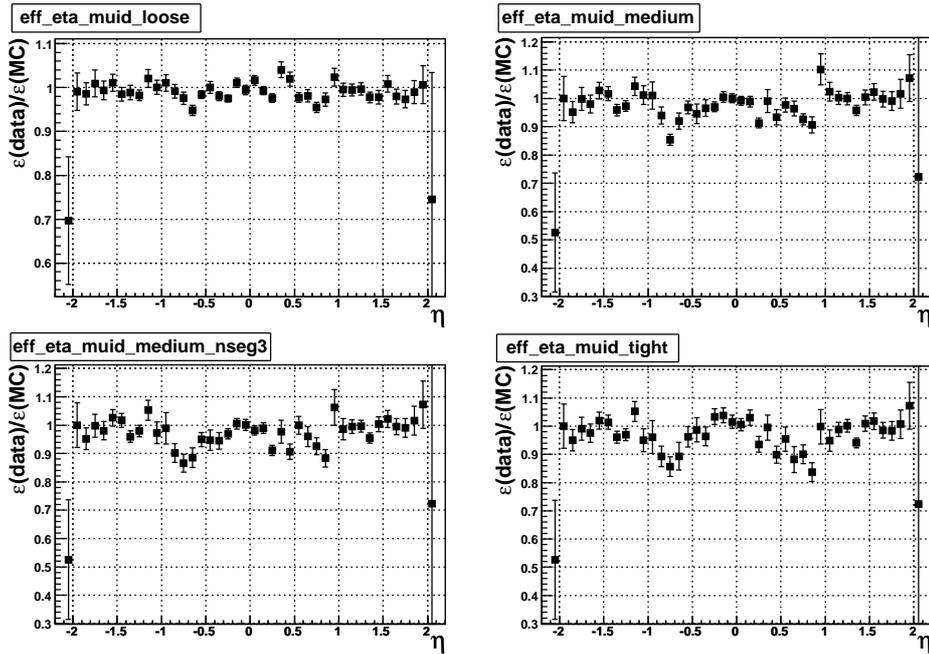


FIG. 5.9: Rapports DATA/MC des efficacités d'identification des muons.

reconstruction des traces centrales, décrites dans la section 5.3.5.

5.3.3 Incertitudes sur les corrections *muonId*

Les corrections apportées aux simulations par les rapports DATA/MC mesurés dans la partie précédente souffrent d'incertitudes. Nous dressons la liste, on l'espère exhaustive, des sources possibles et évaluons leurs effets.

Biais de la méthode *tag and probe*

La méthode *tag and probe* peut souffrir de biais quant à l'évaluation de la "vraie" efficacité. Pour évaluer un tel biais, une méthode consiste à comparer dans les simulations l'efficacité "vraie" et ce qui est obtenu par cette méthode. Une telle étude a été réalisée en 2005 pour la mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$ (voir section 6.3.1). Cette étude qui donnait un biais de 0.2% pour l'efficacité medium, n'a pas été refaite à l'occasion de la certification du Run IIa.

A priori, un tel biais devrait être le même dans les données et les simulations et se compenser dans le rapport DATA/MC. Ce n'est pas tout à fait exact car des conditions de déclenchement sur le muon de contrôle apporte une différence entre ce qui est fait dans les simulations et dans les données réelles. Pour cette raison, la valeur de 0.2% d'incertitude sur le rapport des efficacités.

Contamination en événements de bruit

La présence de bruit de fond dans les données pourrait affecter la mesure des efficacités (vers le bas). Les bruits de fond possible sont a priori des événements QCD (muon de contrôle = muon dans un jet, trace de test = hadron chargé d'un jet), des événements $W \rightarrow \mu\nu$ (muon de contrôle = muon de grand p_T , trace de test = hadron chargé d'un jet), des événements $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ (muon de contrôle = muon de grand p_T , trace de test = un pion chargé) ou des muons cosmiques (muon de contrôle = muon cosmique synchronisé avec les scintillateurs, trace de test = ce même muon mais hors fenêtre en temps des scintillateurs).

Pour évaluer les effets possibles dus à l'éventuelle présence de ces bruits de fond, on fait varier les coupures de sélection, ce qui doit changer les différentes contaminations. Notons que les variations pourraient aussi être dues à l'introduction de biais dans la méthode *tag and probe*. Pour cette raison on examine également l'effet des variations des coupures dans la simulation.

1. On restreint la mesure aux événements vérifiant $|m_{\mu\mu} - 91.2| < 15$ GeV. Cela produit des variations négligeables de -0.005% (0.02%) pour l'efficacité de la qualité relâchée (medium).
2. On contraint les deux objets à être dos à dos ($\Delta\phi > 2.9$). La variation relative obtenue est de 0.4% (0.6%) pour le critère relâché (medium). On obtient une variation plus faible dans la simulation, 0.2% pour les critères relâché et medium, de sorte qu'on retient $0.4\% - 0.2\% = 0.2\%$ ($0.6\% - 0.2\% = 0.4\%$) en tant qu'effet dû à une possible contamination par du bruit de fond ⁵
3. On requiert qu'il n'y ait aucun jet reconstruit dans l'événement. Cela augmente de 0.3% (0.4%) l'efficacité des critères relâché (medium) alors que dans la simulation on observe une augmentation de 0.1% (0.01%). On retient la différence, c'est-à-dire 0.2% et (0.4%) comme possible effet dû à une contamination en bruit de fond ⁶.
4. En resserant la coupure sur le *dca* à 0.1 cm on n'observe pas de variation notable dans les efficacités (ce qui aurait pû être le signe de la présence de muons cosmiques).

Pour le cas des qualités medium nseg=3 et stricte, on a observé des variations similaires au cas medium.

Cette série de résultats démontre que la contamination en bruit de fond est petite. Le fait que la variation pour le cas medium soit deux fois plus grande est en contradiction avec l'hypothèse d'une contamination par du bruit de fond ⁷, mais nous retenons ces variations comme incertitudes systématiques. En sommant quadratiquement les résultats on obtient finalement des incertitudes sur le rapport DATA/MC de 0.3% pour la qualité relâchée et de 0.6% pour les qualités medium, medium nseg=3 et stricte.

⁵ Cette coupure doit en principe réduire la présence d'un éventuel fond $W \rightarrow \mu\nu$.

⁶ Cette coupure doit à première vue permettre de jouer sur la contamination en fond QCD.

⁷ En effet si on a une fraction $x\%$ des événements sont sans second muon, cela devrait affecter la mesure d'efficacité de $-x\%$ de la même façon pour les différentes qualités.

Variation avec le temps et la luminosité

Comme observé dans la section 5.3.2, les variations en fonction du temps et de la luminosité ne dépassent pas les 1.5%. Un biais possible pourrait se produire si on applique les corrections sur un lot de données différent de celui de la certification. Par exemple pour un lot constitué de 50% des données prises avant le run 200000 et 100% des données prises après ce run, l'efficacité diffère de $\simeq 0.3\%$ de celle du lot total. Cet exemple qui est un cas extrême montre que pour des variations légères d'échantillon, les variations seront négligeable ($< 0.1\%$), et nous ne retenons pas d'incertitude liée à cette question.

Segmentation des cartes d'efficacité

Les corrections d'efficacité sont implémentées dans des histogrammes à 2 dimensions. Plus précisément 32 classes de 0 à 2π et 44 classes de $\eta = -4.2$ à $+4.2$. Pour évaluer l'incertitude liée à ce choix (essentiellement contraint par la taille statistique du lot de données.), on double et on divise par deux les segmentations sur chacune des deux dimensions et on évalue la correction moyenne obtenue en convoluant avec une distribution en (η, ϕ) (correspondant à des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$). On observe des variations du facteur correctif de 0.15%, 0.1% pour les critères stricts et medium. Pour le cas relâché, la variation est négligeable.

Statistique limitée

La taille limitée des lots de données et de la simulation entraîne une incertitude de 0.1%, 0.2% et 0.3% pour les critères relâché, medium et sévère, respectivement.

Résumé

La table 5.2 rapporte les différentes incertitudes retenues pour les corrections d'efficacité *muonId*.

qualité de muon	relâchée	medium	medium nseg=3	stricte
biais <i>tag and probe</i>	0.2%	0.2%	0.2%	0.2%
présence de fond	0.3%	0.6%	0.6%	0.6%
luminosité et temps	-	-	-	-
segmentation des cartes	0.1 %	0.15%	0.15%	0.15 %
statistique limitée	0.1 %	0.2%	0.3%	0.3%
Total (sans l'erreur stat)	0.4%	0.7 %	0.7 %	0.7%

TAB. 5.2: Incertitudes sur les corrections DATA/MC pour les critères *muonId*.

5.3.4 Résumé sur les efficacités *muonId*

Dans la table 5.3, on reporte les efficacités typiques et les corrections obtenues. Soulignons que ces chiffres sont indicatifs et ne s'appliquent pas à toutes les sélections d'événements demandant des muons à grand p_T . En effet on s'attend à des variations si par exemple

les distributions (η , ϕ) sont différentes de celle du lot d'événements de la sélection *tag and probe*.

qualité de muon	relâchée	medium	medium nseg=3	stricte
Efficacité dans les donnés	94.8%	83.4%	80.2%	75.9%
correction DATA/MC	0.995 ± 0.004	0.98 ± 0.007	0.97 ± 0.007	0.97 ± 0.007

TAB. 5.3: Efficacités et corrections pour l'identification des muons.

5.3.5 Efficacité de reconstruction des traces centrales

Acceptance du SMT

Avant de parler de la reconstruction des traces dans leur ensemble, on s'attarde sur le SMT, élément essentiel pour cette reconstruction. On définit l'efficacité comme la fraction des traces chargées reconstruites qui sont associées à des coups dans ce détecteur⁸. Parce que le détecteur est très proche du faisceau, l'acceptance SMT dépend fortement de la position z d'émission de la trace comme le montre les cartes d'efficacité de la figure 5.10. Dans la pratique on retient que la zone fiducielle est environ $|z| < 35$ cm.

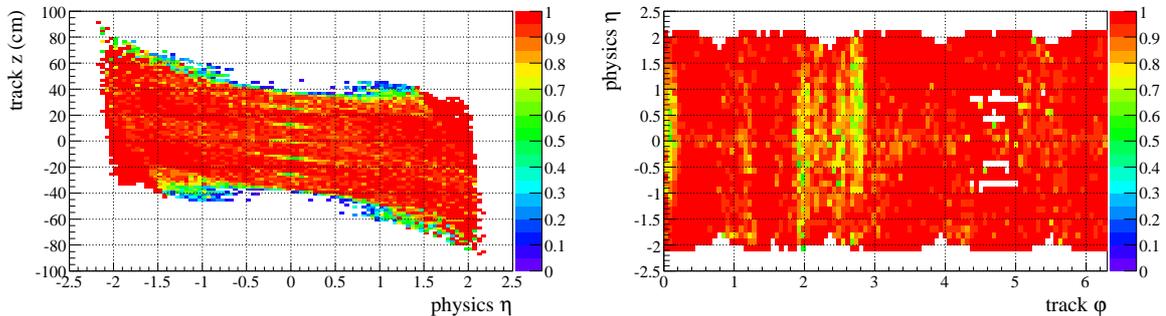


FIG. 5.10: Efficacité du SMT représentée en fonction de η , ϕ et de z . La carte (ϕ, η) est réalisée après la coupure $|z| < 20$ cm pour s'affranchir de la dépendance en z et des corrélations (z, η) .

D'autre part, ce détecteur très précis est assez fragile et possède des zones mortes dues à des puces défectueuses qu'on peut voir également sur la figure 5.10. Ces zones sont difficiles à modéliser dans la simulation car leurs localisations et leurs nombres varient avec le temps. Ceci se reflète sur la figure 5.11 qui montre la variation d'efficacité globale en fonction du temps de ce détecteur. On y voit des variations d'amplitudes allant jusqu'à 10 % ainsi qu'une augmentation de la moyenne de 5% après l'été 2004 ($run > 200000$).

⁸Notons que cette définition est un peu biaisée car elle dépend des détails de l'algorithme de reconstruction des traces chargées. Par construction une trace reconstruite possède en effet un minimum de coups dans les détecteurs.

En fait, des réparations sur l'électronique de lecture ou des modifications des micrologiciels du système permettent de récupérer l'efficacité perdue à cause de l'irradiation, du vieillissement ou des erreurs de manipulation. Le saut en efficacité associé à l'été 2004 correspond à une longue période d'arrêt machine ayant permis un important travail de maintenance. La moitié de l'amélioration de l'efficacité est attribuée à ce travail. L'autre cause est une modification de la forme du faisceau suivant z résultant d'une amélioration de l'optique du TeVatron, en vue d'augmenter la luminosité instantanée. On peut sur la figure 5.11 que la dispersion en z des particules a diminué comparativement à ce qu'elle était avant l'été 2004. Notons qu'au cours d'un même store, cette dispersion augmente avec le temps tandis que la luminosité instantanée baisse, ce qui crée une anti-corrélation entre l'acceptance du SMT et la luminosité.

La forte dépendance de l'acceptance du SMT, en fonction de z , a des répercussions sur la reconstruction des traces et nécessite de paramétrer les efficacités de certification en fonction de z . Il convient aussi de bien modéliser la forme du faisceau du TeVatron dans les simulations.

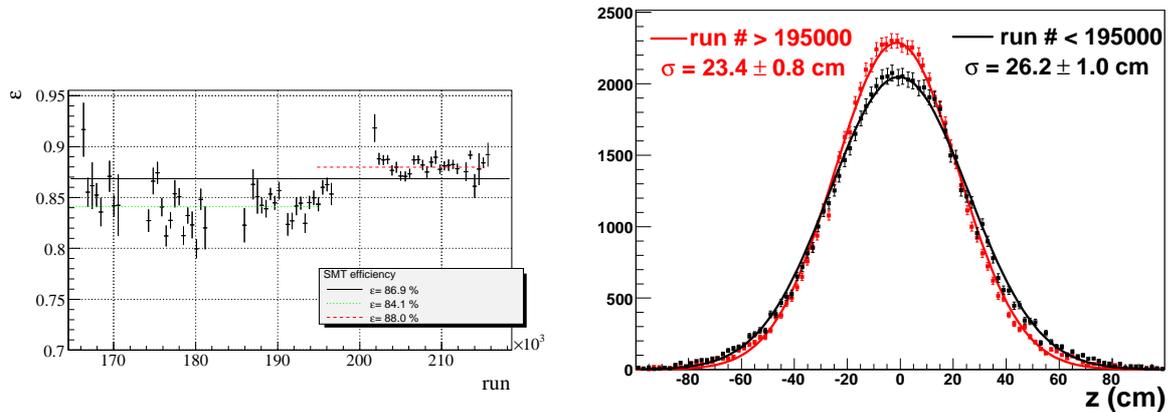


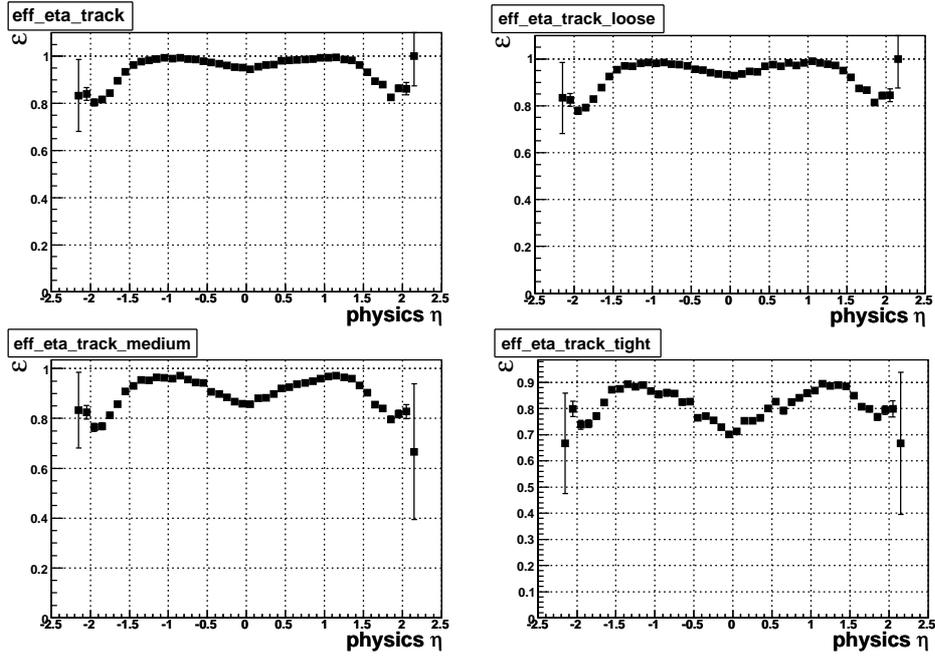
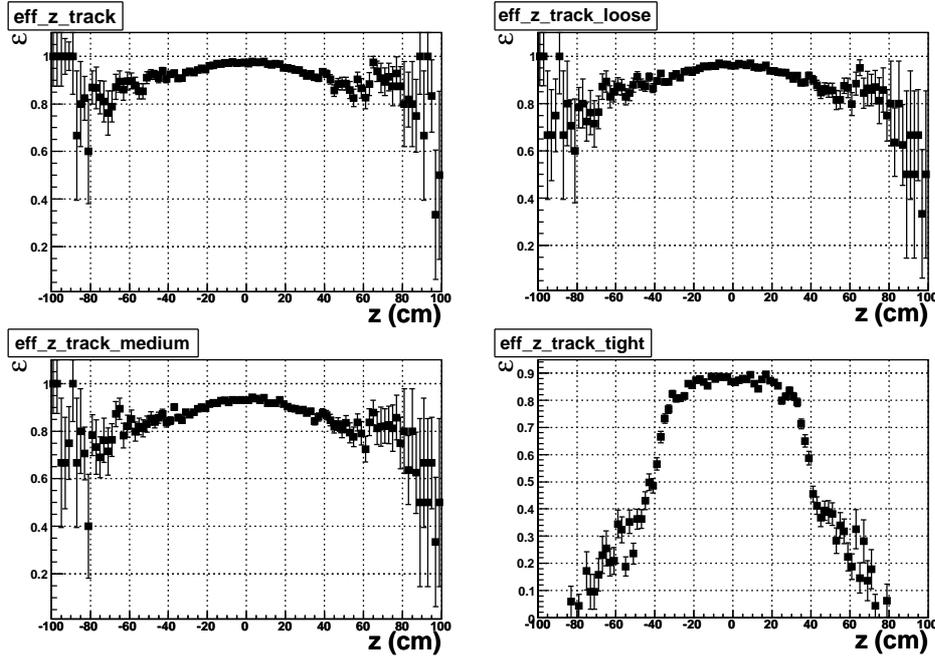
FIG. 5.11: À gauche, efficacité en fonction du temps (symbolisé par le numéro de run). À droite, distribution en z des muons du lot $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour les données précédant l'été 2004 (noir) et postérieures à l'été 2004 (rouge). Un ajustement gaussien de ces formes révèle une diminution d'environ 10% en moyenne, de la dispersion suivant z .

Efficacité de reconstruction des traces

L'efficacité de reconstruction des traces en fonction de la pseudo-rapacité et de z est présentée sur les figures 5.12 et 5.13. En moyenne les efficacités sont respectivement 94.2%, 91.0%, 81.5% pour les critères relâché, medium et strict. Notons que la forte dépendance en z est très marquée pour le critère sévère qui repose sur la présence de coup dans le SMT.

A cause de la dépendance à la fois en η et z l'efficacité est mesurée en fonction de η selon cinq classes de z . Les résultats sont présentés pour le critère medium sur la figure 5.14 ⁹.

⁹ La figure 6.6 page 148 s'apparente à l'efficacité du critère sévère (même si les coupures ne sont pas

FIG. 5.12: Efficacité de reconstruction des traces en fonction de η pour différentes qualités.FIG. 5.13: Efficacité de reconstruction des traces en fonction de z pour différentes qualités.

Luminosité et temps

La figure 5.15 montre la variation d'efficacité en fonction du temps (figurée par le numéro de run). On observe des variations d'ordre $\pm 2\%$. Pour désintriquer les effets (tout à fait les mêmes) mesurée dans les premiers 100 pb^{-1} .

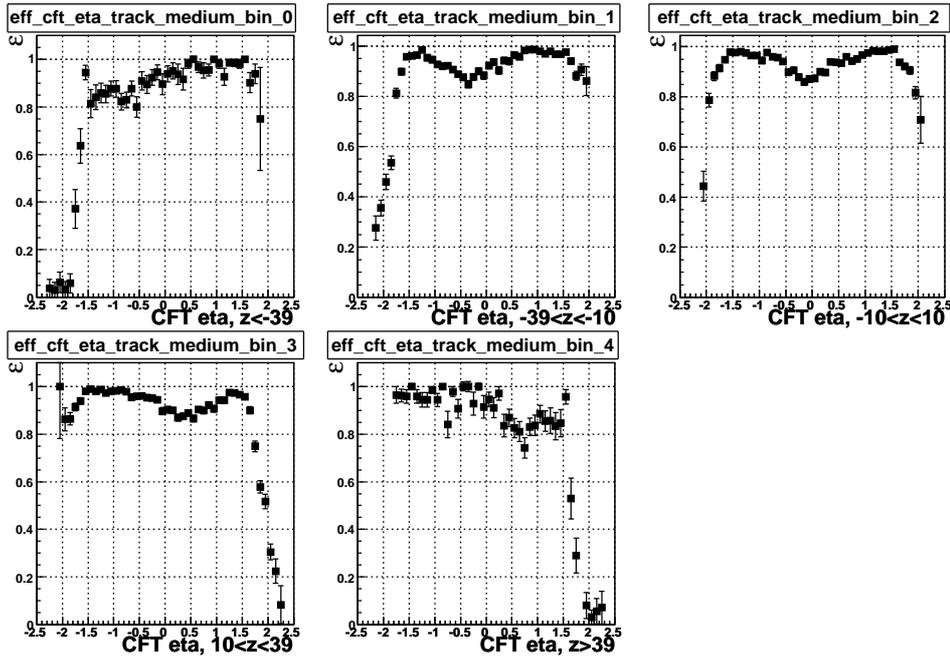


FIG. 5.14: Efficacité de reconstruction des traces en fonction de z et η pour la qualité medium.

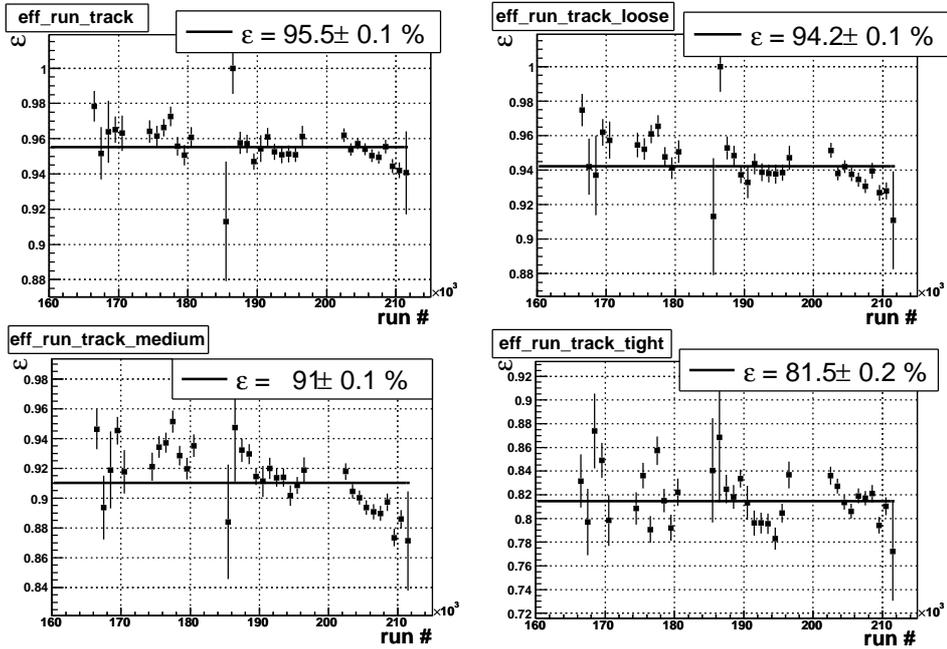


FIG. 5.15: Efficacité de reconstruction des traces en fonction du numéro de run.

combinés du temps et de la luminosité, on a représenté sur la figure 5.16 les efficacités pour les critères relâché, medium relativement à relâché, et strict relativement à medium, pour les données avant et après l'arrêt machine de l'été 2004. Pour supprimer les effets dus

à la déformation de la forme du faisceau selon z le muon de contrôle vérifie $|z| < 30$ cm sur ces figures.

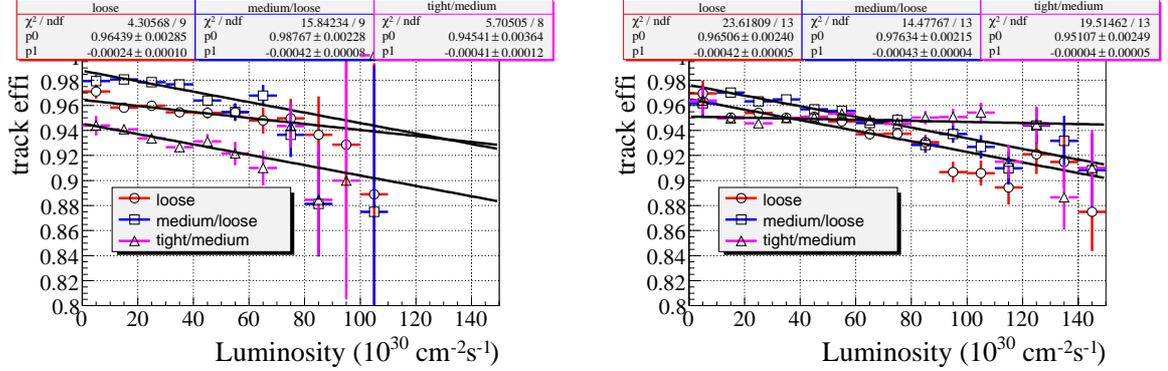


FIG. 5.16: i Efficacité de reconstruction des traces en fonction de la luminosité instantanée. A gauche sont présentées les données d’avant l’arrêt machine de l’été 2004, et à droite les données suivant cet arrêt. Les efficacités sont calculées pour les critères relâché, medium relativement à relâché, et strict relativement à medium, après une sélection sur le muon de contrôle $|z| < 30$ cm.

On observe que l’efficacité à luminosité nulle (ordonnée à l’origine) est plus mauvaise pour la qualité medium relative à relâchée, tandis que la pente est plus grande pour l’efficacité de la qualité relâchée.

Ainsi, ce qui est observé en fonction du temps sur la figure 5.15 est à la fois une dégradation “absolue” de l’efficacité pour l’efficacité medium, une plus grande sensibilité en fonction de la luminosité pour les différentes qualités, et enfin la conséquence d’une luminosité en moyenne plus élevée.

On serait tenté d’expliquer le premier effet par un problème de désalignement du détecteur résultant des opérations de maintenance de l’été 2004, qui tendrait à réduire la qualité de reconstruction des traces. Cette hypothèse provient de la dégradation de la résolution en impulsion évoquée en 5.5.2, mais elle n’est pas démontrée. Le deuxième effet pourrait s’interpréter par des problèmes de saturation de l’électronique du CFT à haute luminosité, ou par le plus grand taux d’occupation du détecteur qui conduit à mélanger l’origine des coups venant de traces différentes et réduit la possibilité de les reconstruire. Cette dernière interprétation reste hypothétique, d’autant que l’étude des événements simulés (cf. figure 5.17) ne montre pas de si grandes dépendances en fonction de la luminosité, et ce malgré la superposition d’événements de biais nul provenant des données. Soulignons enfin que la dégradation en fonction de la luminosité est plus prononcée à $\eta \simeq 0$ qu’ailleurs, comme on le voit sur la figure 5.18.

Corrections DATA/MC de trajectographie

Les efficacités de reconstruction diffèrent entre la simulation et les données comme il est montré sur la figure 5.19 qui représente le rapport DATA/MC en fonction de η_{CFT} pour les différentes qualités de trace. En fait c’est le rapport d’efficacité dans le plan

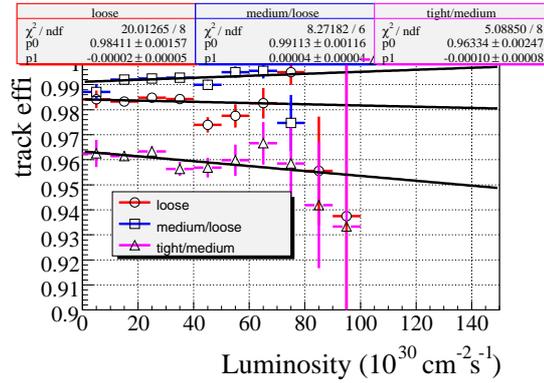


FIG. 5.17: Efficacités de reconstruction des traces en fonction de la luminosité instantanée dans les simulations, analogues à ce qui est représenté sur la figure 5.16.

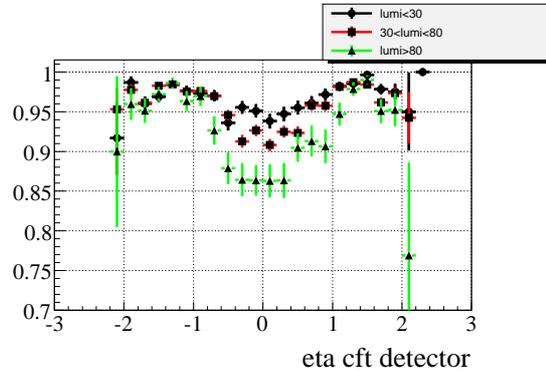


FIG. 5.18: Efficacité de reconstruction des traces de qualité medium relativement à la qualité relâchée pour les données suivant l'été 2004 et différentes valeurs de la luminosité instantanée.

(z, η_{CFT}) qui est mesuré pour la certification et sert à corriger les simulations. Typiquement les facteurs correctifs moyens sont de 0.96, 0.93 et à 0.91 pour respectivement les critères relâché, medium et strict.

5.3.6 Incertitudes sur les corrections de trajectographie

Plusieurs sources d'incertitudes sont susceptibles d'affecter la mesure du rapport DATA/MC de la section précédente et nous tentons d'en dresser la liste en procédant de façon similaire à ce qui est fait en 5.3.3.

Biais de la méthode *tag and probe*

Un biais possible de la méthode *tag and probe* a été évalué à l'aide des simulations dans le cadre de la mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$ (voir section 6.3.1). L'étude réalisée pour la cas d'un critère s'apparentant à la qualité stricte donne un biais d'environ

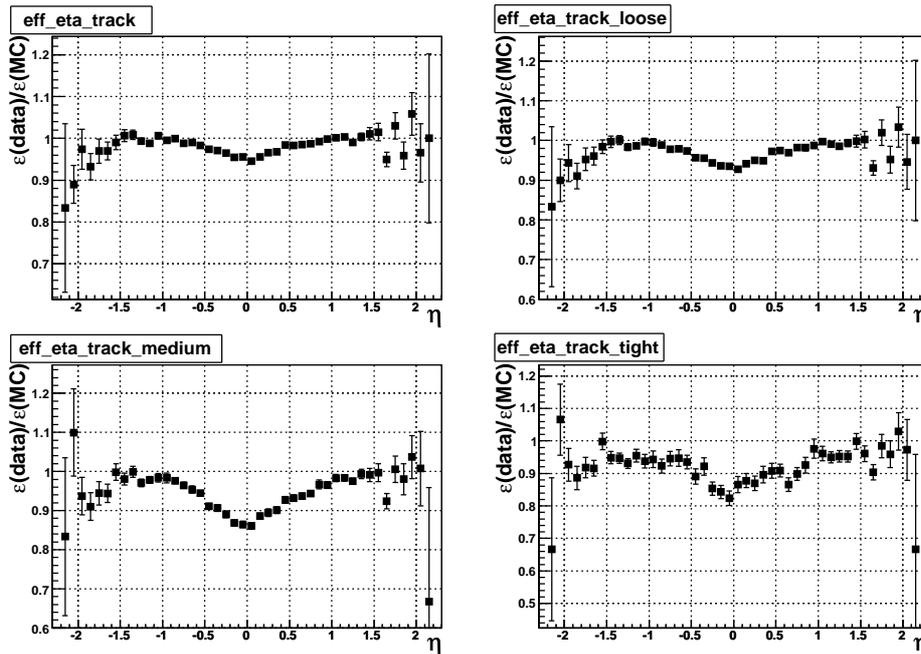


FIG. 5.19: Rapports DATA/MC des efficacités de reconstruction des traces.

0.2%. Idéalement une telle étude aurait dû être répétée pour la certification des muons du Run IIa, mais ce n'a pas été le cas. Pour les mêmes raisons que celles invoquées en 5.3.3, le chiffre de 0.2% est retenu de façon conservatrice pour le calcul du rapport des efficacités pour les différentes qualités de reconstruction.

Contamination en événements de bruit

La présence de bruit de fond dans les données pourrait affecter négativement les mesures des efficacités. En jouant sur les coupures de sélection, on peut supposer faire varier cette contamination et donc en mesurer les effets. Pour rester s'affranchir des variations dues à des biais éventuels introduits dans la méthode *tag and probe* par des nouvelles coupures, on mesure également les variations dans les simulations.

1. On contraint les deux objets à être dos à dos ($\Delta\phi > 2.9$). La variation relative obtenue est de 0.3%, 0.3% et 0.4% pour les critères respectifs relâché, medium et strict. Dans la simulation ces variations sont un peu plus faibles : 0.2%, 0.3% et 0.2% respectivement. On retient la différence entre données et simulation en tant qu'incertitude, ce qui donne respectivement pour les critères relâché, medium et strict : 0.1%, 0% et 0.2%.
2. Si on contraint les événements à ne pas avoir de jet reconstruit, les efficacités augmentent de 0.2%, 0.4% et 0.4% pour les critères respectifs relâché, medium et strict. Dans les simulations, on n'observe pas ces variations et on retient le chiffre de 0.4% d'incertitude systématique.

3. En resserrant la coupure sur le dca du muon de contrôle à 0.1 cm, on n'observe pas de variation d'efficacité.

Ces résultats tendent à démontrer que la contamination en bruit de fond est petite. La somme quadratique des contributions donnent une incertitude de 0.4% pour les différentes qualités de trace.

Variation avec le temps et la luminosité

Biais de mesure : Dans la section 5.3.5 on a constaté des variations conséquentes de l'efficacité en fonction de la luminosité. De telles variations ont toutes les chances d'entraîner une corrélation entre les muons de contrôle et de test. En d'autres termes, l'efficacité mesurée sur le muon de test peut être biaisée, si la sélection du muon de contrôle distord le spectre en luminosité du lot d'événements.

On essaie d'évaluer cet effet en convoluant l'efficacité mesurée en fonction de la luminosité avec différents spectres en luminosité, provenant de sélections différentes d'événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$: on utilise respectivement les 3 sélections permettant de mesurer les efficacités *muonId*, de trajectographie, et d'isolation. La plus grande variation résultant de ces convolutions s'élève à $\simeq 0.2\%$, et on retient ce chiffre en tant qu'incertitude systématique. La même procédure a été effectuée en utilisant non pas les distributions de luminosité, mais celle de numéro de run. Le résultat obtenu est le même.

Efficacité moyennée suivant le temps : Les efficacités que nous mesurons et qui permettent de corriger les simulations sont moyennées sur la variable temps, et ne sont peut-être pas appropriées pour n'importe quelle analyse de physique. Par exemple, si une analyse repose sur des déclenchements sur muon célibataire dont les efficacités ont varié avec le temps, la moyenne temporelle à appliquer peut être inappropriée. Pour estimer l'effet d'un tel biais, on prend l'exemple extrême suivant : On augmente artificiellement de 20% les données précédant l'été 2004 (période précédent un changement notable dans la liste des conditions de déclenchement), afin de simuler une différence de 20% d'efficacité de déclenchement. Pour s'affranchir de la question de la forme du faisceau, on demande aussi $|z_{tag}| < 30$ cm. Les efficacités moyennées suivant la nouvelle distribution en temps obtenue sont plus faibles de 0.1% pour les trois qualités étudiées.

Segmentation des cartes d'efficacité

Les corrections d'efficacité sont implémentées dans des histogrammes à 2 dimensions, suivant les variables (η_{CFT}, z) . Plus précisément, on a utilisé 44 classes de -4.2 à 4.2 pour η_{CFT} , et les intervalles $[-100, -39]$, $[-39, -10]$, $[-10, -10]$, $[10, -39]$ et $[39, 100]$ cm pour la variable z . En doublant ou en divisant par deux la taille des classes dans les deux directions, ou en utilisant des intervalles de 5 cm de large suivant z , on n'observe pas plus de 0.15% de variation dans les corrections moyennes obtenues, pour les trois qualités de trace considérées.

Invariance suivant ϕ

En calculant les efficacités dans le plan (z, η) , on moyenne des variations possibles suivant ϕ , ce qui est une approximation si les canaux morts du SMT ou du CFT ne sont pas uniformément répartis suivant ϕ . On s'aperçoit en effet sur la figure 5.10, qu'au moins pour le SMT la localisation des canaux morts est loin d'être uniforme.

Pour évaluer l'incertitude due à cette moyenne, on calcule des cartes d'efficacité et des cartes de corrections DATA/MC dans le plan (η, ϕ) après une coupure $|z| < 30$ cm qui supprime en majeure partie la dépendance suivant z . Puis on convolue ces cartes avec les distributions d'événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ de la simulation. En comparant ce qu'on obtient avec 30 classes suivant ϕ et 1 seule classe, on voit des différences de 0.2% pour les trois qualités de traces étudiées.

Mais cette étude n'est qu'une première approche car comme on l'a dit dans la section 5.2.3, la carte (η, φ) mesurée ne couvre pas la région du "bottom hole". On répète donc la même étude, en se basant sur une sélection qui couvre tout le détecteur. Pour cela on a recours à la même sélection qu'en 5.2.3, mais après avoir demandé une trace de qualité relâchée pour le muon de test. Ce faisant on ne peut plus calculer que des efficacités relatives à la qualité relâchée. Les différences observées après convolution des cartes (η, φ) sont 0.2% et 0.5% pour respectivement les qualités medium, et stricte relativement à la qualité relâchée. Ces derniers chiffres, différents du 0.2% obtenus précédemment indiquent clairement que la présence du "bottom hole" empêche de voir toutes les variations d'efficacités suivant ϕ .

Pour conclure, le chiffre de 0.2% vu pour le critère relâché est conservativement doublé pour prendre en compte un effet éventuel du "bottom hole". Ce 0.4% est ajouté (linéairement et non pas en quadrature) aux variations medium/relâché, et strict/relâché. On obtient donc finalement 0.4%, 0.6% et 0.9% pour respectivement les qualités relâchée, medium et stricte.

Simulation du vertex suivant z

L'efficacité dépend fortement de la position du vertex d'interaction. Dans $D\emptyset$ les simulations sont générées en suivant une distribution gaussienne de 25 cm de large suivant z . En fait des études plus détaillées ont démontré que c'était une forte approximation [87]. La largeur de la région lumineuse dépend en fait à la fois de la période de prise de données et de la luminosité instantanée, ce qui peut être résumé dans une fonction $beam(z|lumi, run)$ avec $\int beam(z|lumi, run) dz = 1$. Les simulations doivent donc être repondérées pour reproduire la distribution vraie du z du vertex primaire. En moyenne la dispersion vraie de la zone lumineuse est plus grande que dans la simulation, ce qui a pour conséquence une plus grande fraction d'événements en dehors de l'acceptance du trajectographe.

La repondération et les outils logiciels adéquats sont devenus standard dans $D\emptyset$ à partir de 2008, mais au moment de la certification des données du Run IIa, il n'en est rien, c'est pourquoi on a estimé l'effet d'une mauvaise simulation du vertex primaire. Pour ce faire on calcule la forme moyenne de la zone lumineuse, obtenue en convoluant la fonction $beam(z|lumi, run)$ [87] avec la distribution en $(lumi, run)$ des événements de la sélection *tag and probe*. Le résultat est montré sur la figure 5.20 où il est comparé avec le défaut utilisé dans la simulation.

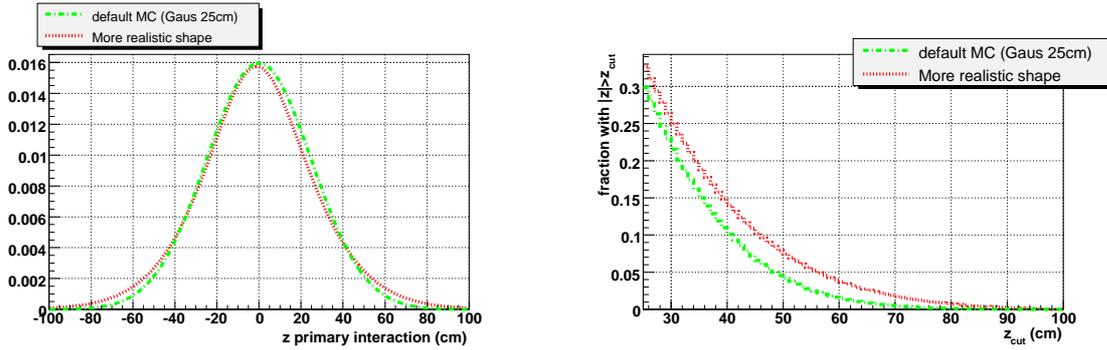


FIG. 5.20: A gauche, comparaison entre la forme moyenne de la zone lumineuse et le défaut utilisé dans les simulations. A droite, ces fonctions sont intégrées ce qui permet de connaître la fraction d'événements vérifiant $|z| > z_{cut}$.

Nous utilisons ensuite cette forme pour repondérer la distribution en $(\eta, z)_{MC}$ de muons de la simulation $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ passant respectivement les sélections de trace relâchée, medium et stricte. Les résultats sont ensuite convolués avec les cartes d'efficacité en (η, z) pour calculer l'acceptance dans les simulations. En comparant l'acceptance obtenue avec et sans repondération, on observe que dans la simulation standard, l'acceptance est surestimée de 2.1%, 2.2% et 3.9% pour respectivement les critères relâché, medium et strict.

En toute rigueur il faudrait corriger la forme de la zone lumineuse dans la simulation et estimer une incertitude liée à la précision sur la forme de la correction. Mais au moment de la certification il n'existe pas d'incertitude sur la forme de la zone lumineuse. De façon conservative on peut borner l'incertitude par l'ampleur de la correction et reporter ce chiffre en tant qu'incertitude systématique.

Statistique limitée

La taille limitée des lots de données et de la simulation entraine des incertitudes de 0.1%, 0.2% et 0.2% pour les critères relâché, medium et sévère, respectivement.

Résumé

La table 5.4 rapporte les différentes incertitudes retenues pour les corrections d'efficacité de la trajectographie. On a reporté les résultats avec et sans effet de la forme de la zone lumineuse.

5.3.7 Résumé sur les efficacités de trajectographie

Dans la table 5.5, on reporte les efficacités typiques et les corrections obtenues. Soulignons que ces chiffres dépendent de la distribution en η , ϕ et z des muons et ne sont donc qu'indicatifs.

qualité de trace	relâchée	medium	stricte
biais <i>tag and probe</i>	0.2%	0.2%	0.2%
bruit et variation avec les coupures	0.3%	0.4%	0.4%
luminosité et temps	0.2%	0.2%	0.2%
moyenne temporelle	0.1%	0.1%	0.1 %
segmentation des cartes	0.15 %	0.15 %	0.15 %
moyenne suivant ϕ	0.4 %	0.6 %	0.9 %
z de la zone lumineuse	2.1%	2.2%	3.9%
statistique limitée	0.1%	0.2%	0.2%
Total (sans l'erreur stat)	2.2%	2.3 %	4 %
Total (sans stat ni zone lumineuse)	0.6 %	0.8 %	1.0 %

TAB. 5.4: Incertitudes sur les corrections DATA/MC pour les qualités de reconstruction dans le trajectographe.

qualité de trace	relâchée	medium	stricte
Efficacité dans les donnés	94.2%	91%	81.5%
correction DATA/MC	0.96 ± 0.021	0.93 ± 0.021	0.91 ± 0.036
correction DATA/MC sans effet de zone lumineuse	0.96 ± 0.005	0.93 ± 0.007	0.91 ± 0.009

TAB. 5.5: Efficacités et corrections pour la reconstruction dans le trajectographe.

5.3.8 Efficacités d'isolation

Plutôt que d'étudier tous les points de fonctionnement, nous nous attardons sur quatre points précis (cf. 5.1.4) : TopScaledVeryTight, TopScaledTight, $\Delta R(\mu, \text{jet}) > 0.5$ et NPTight. Les efficacités dans les données sont typiquement de 87.1%, 95.8%, 97% et 92.5% respectivement. Sur la figure 5.21 sont représentées les efficacités en fonction de différentes variables, ainsi que le rapport DATA/MC. Les efficacités dans les données sont typiquement de 87.1%, 95.8%, 97% et 92.5% respectivement. D'une manière générale, on constate que la simulation reproduit bien les données puisqu'on trouve des rapports valant respectivement, 1 ± 0.002 , 1 ± 0.001 , 1 ± 0.001 et 0.997 ± 0.001 .

Il n'y a pas eu d'étude sur les incertitudes systématiques réalisées pour la certification des données du Run IIa. Le fait que les rapports des efficacités soient proches de 1, et les études réalisées en 2005 pour la mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$ (cf. 6.3.5) laissent supposer que l'isolation est maîtrisée à mieux que 0.5% près.

Les variables choisies pour paramétrer les efficacités et les corrections (proche de 1) à apporter aux simulations sont (p_T, N_{jets}). Le choix du p_T , se justifie surtout parce que le p_T du muon entre dans la définition de certaines des variables ce qui induit une forte dépendance. Le choix de N_{jets} a pour origine la volonté d'interpréter la mesure effectuée au pic du Z en termes d'efficacité pour tout type de topologie¹⁰. En raison notamment du manque de statistique au pic du Z , dans les classes de grande multiplicité en jets (3 et 4 jets), on préférera lui substituer la variable $\Delta R(\mu, \text{jet})$. Ce changement intervient dans

¹⁰par exemple la production de paire $t\bar{t}$, suivie des désintégrations $t \rightarrow \mu\nu b$ et $t \rightarrow qq'b$, produit 4 jets dans l'état final si bien que le muon a beaucoup moins de chance d'être isolé.

les analyses de $D\bar{O}$ réalisées à partir de 2008.

5.4 Efficacités des déclenchements sur les muons au Run IIa

La méthode *tag and probe* permet de mesurer les efficacités non seulement des différents critères de reconstruction hors-ligne, mais aussi des conditions de déclenchement sur des muons de grand p_T pour les niveaux 1 à 3. La certification des muons du Run IIa a ainsi été l'occasion d'étudier les conditions de déclenchement, afin de définir des cartes d'efficacité utilisables pour simuler les effets de déclenchement dans les analyses de physique.

Les conditions étudiées comprennent des déclenchements par le spectromètre (que nous appelons déclenchements "muon"), et des conditions de déclenchement sur les traces centrales (que nous appelons déclenchements "trace"). Pour mesurer les efficacités des ces conditions, on utilise exactement les mêmes critères de sélection des muons de contrôle et de test que pour la mesure des efficacités *muonId* en 5.2.3, hormis qu'on relâche le critère *track_medium* qui devient *track_loose*.

L'ensemble des conditions de déclenchement utilisées dans $D\bar{O}$ à un instant donné constituent une *triggerlist*. Les modifications logicielles et matérielles de la *triggerlist* sont indexées par un numéro de version. Pour les données du Run II, les versions vont de 8 à 14.93. Environ un 35% des données a été collectées avec les versions 8 à 12 (2002-mai 2004), tandis que le reste est partagé entre les versions 13 (2004-2005) et 14 (2005-2006). Les modifications importantes nécessitent de séparer les mesures d'efficacité en différentes périodes comme on va le voir.

5.4.1 Déclenchement avec le spectromètre à muons

Muon de niveau 1

Au niveau 1 de déclenchement, deux types de conditions peuvent être requises. Celles reposant sur les scintillateurs du spectromètre et celles reposant sur les chambres à fils. Les différentes zones d'acceptance du détecteur sont intitulées zone 'wide' pour $|\eta| < 1.5$ ¹¹r forward $1 < |\eta| < 2$ et 'all' $|\eta| < 2$. A partir de v13 (été 2004), la définition de la zone wide s'étend à $|\eta| < 1.6$, ce qui nécessite de séparer les efficacités en 2 périodes.

Les cartes d'efficacité collectées pour l'ensemble du Run II sont sensiblement les mêmes que celles présentées en 6.3.2 sur les figures 6.4 dans le cadre de la mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$. Par rapport à des muons de qualité relâchée, l'efficacité est typiquement de 78% pour le critère scintillateur (de 84% en excluant le "bottom hole"). Typiquement l'efficacité de la condition sur les fils après déclenchement des scintillateurs est de 95%. On n'observe pas de dépendance en luminosité instantanée pour ces conditions.

¹¹Le choix de cette coupure correspond à l'acceptance du CFT, dont les termes de déclenchement peuvent être utilisés en coïncidence avec les muons.

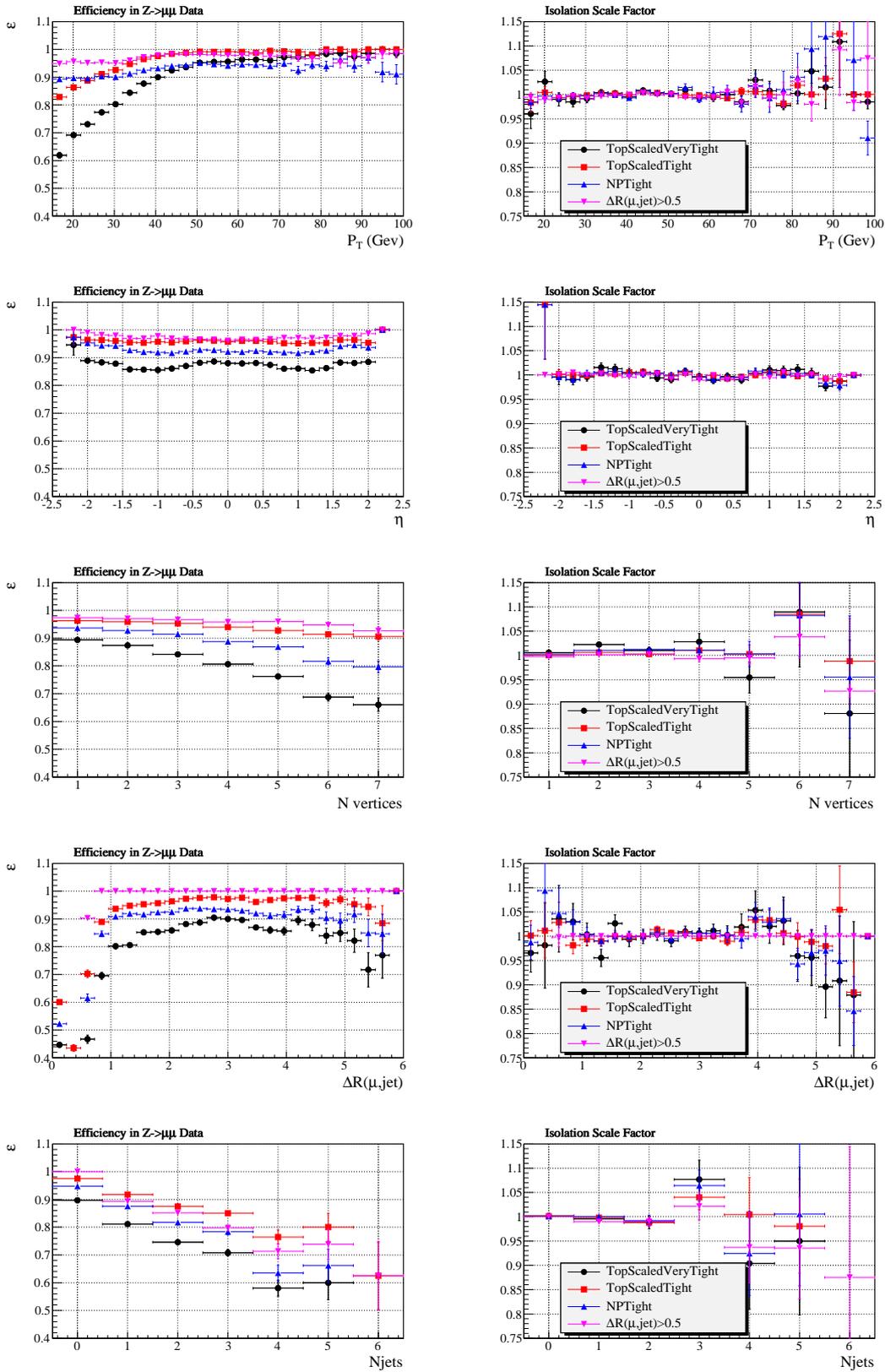


FIG. 5.21: A gauche, efficacités d'isolation en fonction de p_T , η , nombre de vertex, $\Delta R(\mu, jet)$ et nombre de jets. A droite le rapport DATA/MC correspondant.

Muon de niveau 2

Au niveau 2 de déclenchement, les muons reconstruits sont classifiés en trois catégories [88](relâchée, medium ou stricte). Une estimation de l'impulsion est aussi calculée ce qui permet de définir des seuils en p_T . Les seuils définis sont 0, 3 ou 5 GeV. La figure 6.4 page 147 montre la carte d'efficacité typique obtenue pour des muons L2medium et $p_T > 3$ GeV dans les 100 premiers pb^{-1} , (une fois les critères de niveau 1 des scintillateurs et fils satisfaits). Sur l'ensemble du Run IIa l'efficacité est typiquement de 96%. La dépendance en fonction de la version de *triggerlist* (et l'implémentation de modifications logicielles ou matérielles) est montrée sur la figure 5.22.

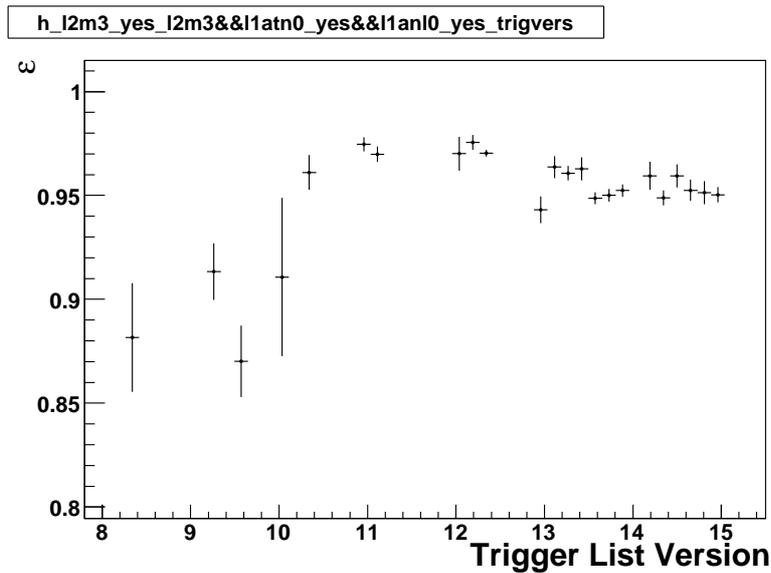


FIG. 5.22: Variation de l'efficacité du déclenchement de niveau 2 pour la condition muon medium de $p_T > 3$ GeV, relative à la reconstruction hors-ligne de muon de qualité relâchée et au déclenchement de niveau 1, scintillateur et fil.

Muon de niveau 3

Le déclenchement de niveau 3 repose sur la même base logicielle que celle développée hors-ligne, mais avec des paramètres différents pour diminuer la combinatoire et le temps de calcul. Les critères de qualité sont également différents [89]. Il devient effectif dans DØ à partir des versions 13 des triggerlists (été 2004). Des seuils en p_T sur l'impulsion reconstruite dans le spectromètre peuvent être appliqués. La figure 5.23 montre la dépendance des efficacités de muons L3 de qualité relâchée, pour respectivement $p_T^{L3} > 15$ GeV et $p_T^{L3} > 0$ en fonction de η^{det} et ϕ . Ces efficacités sont relatives à la reconstruction hors ligne d'un muon de qualité relâchée et à la condition scintillateur de niveau 1. Une coupure au niveau 3 sur l'impulsion a un impact important ($\simeq 20\%$) sur l'efficacité. Ce n'est pas surprenant lorsque le p_T vraie est au voisinage du seuil. Ce qui est plus étonnant, c'est que loin du seuil (typiquement $p_T > 20$ GeV), la valeur l'efficacité atteint un plateau, dont la hauteur n'est pas constante, mais dépend du seuil. Tout ce passe comme si,

pour $p_T > 20$ GeV, une certaine fraction des muons était reconstruite avec une impulsion aléatoire, décorrélée de la valeur vraie.

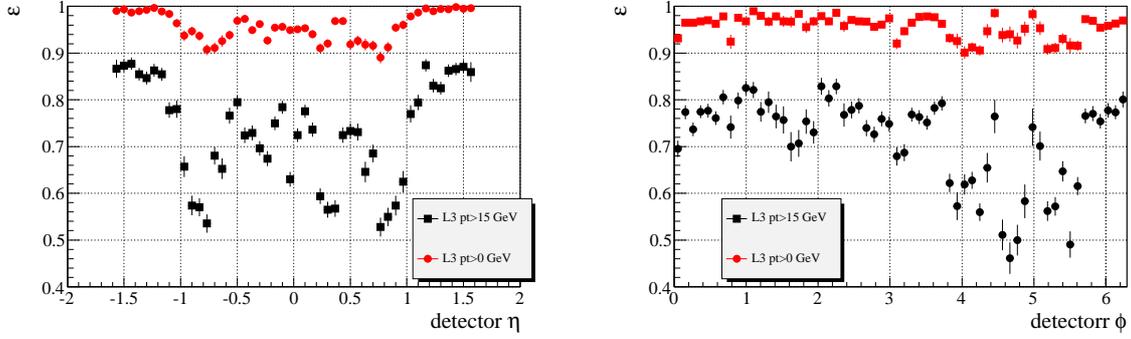


FIG. 5.23: Variation en fonction de η et ϕ de l'efficacité des muons de niveau 3 par rapport aux muons de qualité relâchée qui ont déclenché les scintillateurs au niveau 1.

Pour étudier les effets de seuil de niveau 3, $p_T > 15$ GeV, à basse impulsion, on modifie d'abord les coupures génériques de la méthode *tag and probe*. La coupure sur le p_T du muon de contrôle passe ainsi de 30 à 20 GeV, celle sur le muon test de 20 à 15 GeV. Baisser ces seuils en p_T pourrait influencer sur la contamination en fond du lot *tag and probe*. En fait ces coupures ont été définies surtout pour mesurer l'efficacité d'identification des muons et sont nécessaires pour supprimer le bruit de fond dans ce cas. La mesure de l'efficacité de niveau 3 est quant à elle effectuée relativement à la reconstruction hors-ligne d'un muon de qualité relâchée. Demander que le muon de test soit reconstruit hors-ligne assure la pureté du lot ce qui permet la modification sur les coupures en p_T .

La variation de l'efficacité de niveau 3 en fonction du p_T est montrée sur la figure 5.24(a). La forme fonctionnelle suivante a été choisie pour ajuster cette variation :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 * \tanh(a * p_T - b) \quad (5.19)$$

En fait pour utiliser cette dépendance en p_T qui vient s'ajouter à la variation en fonction de η et ϕ on doit supposer qu'elle peut se factoriser. Cette supposition est vérifiée sur les figures 5.24(b) et 5.24(c) qui montrent la variation avec p_T pour deux intervalles de valeurs de η : d'une part $|\eta^{det}| < 1.0$ et d'autre part $|\eta^{det}| > 1.0$. Sur ces figures, on reporte la fonction de la figure 5.24(a) mais en modifiant la hauteur du plateau pour qu'elle s'ajuste aux données. La modélisation est raisonnablement bonne, même si on peut noter quelques imperfections qu'on pourrait aisément attribuer à des différences de résolution sur l'impulsion du spectromètre en fonction de η .

Cette paramétrisation d'efficacité en fonction de p_T est nécessaire pour les analyses reposant sur des muons de p_T modérés. Elle a été utilisée par exemple pour la recherche de Higgs supersymétriques dans le canal $h \rightarrow \tau\tau$ où l'un des τ se désintègre en muon.

Tout comme l'identification hors-ligne des muons, l'efficacité des conditions de niveau 3 de déclenchement s'avère très stable vis à vis de la luminosité et du temps.

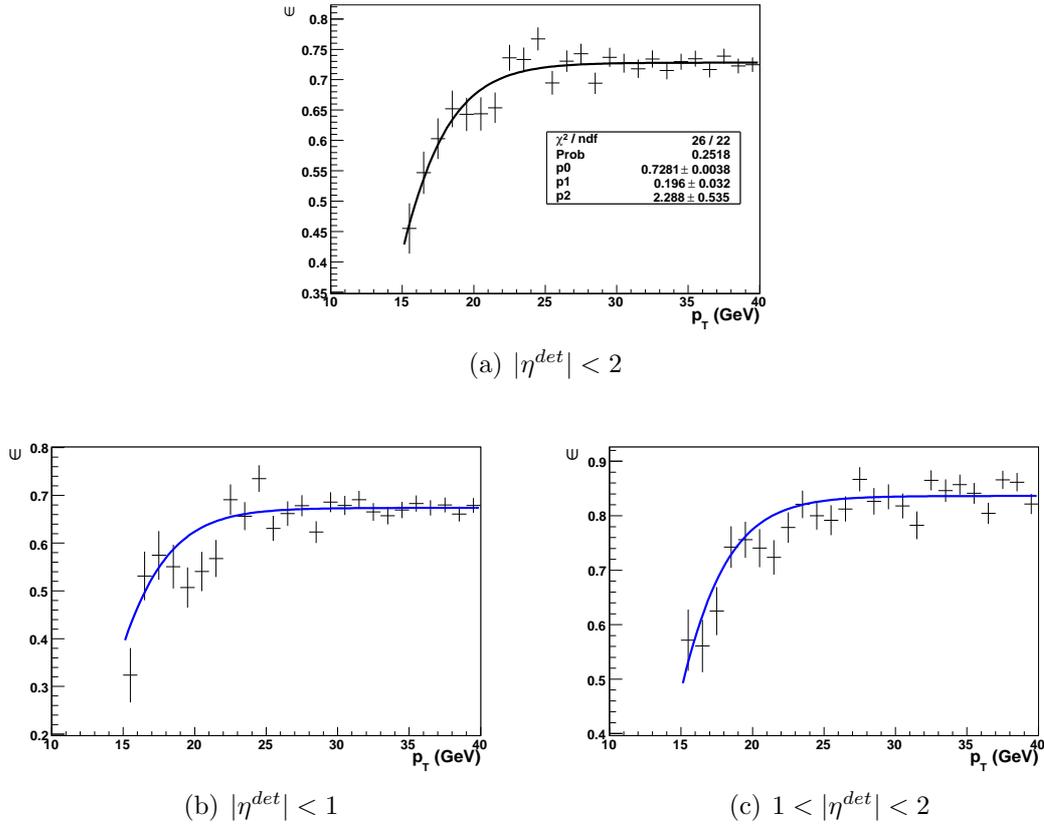


FIG. 5.24: Variation avec p_T de l'efficacité de niveau 3 (qualité relâchée, $p_T > 15$ GeV) relativement à la reconstruction hors ligne de muon de qualité relâchée et au déclenchement des scintillateurs au niveau 1.

5.4.2 Déclenchement sur des traces

Traces de niveau 1

Au niveau 1, l'information des fibres axiales du CFT permet de reconstruire les traces chargées, dites traces CTT. La mise en place des traces CTT commence à partir de la version 13 des *triggerlists*. Quatre seuils en p_T sont définis, de 1.5 à 10 GeV, mais pour les muons de haut p_T ($p_T > 15$ GeV) les efficacités sont les mêmes à une fraction de pourcent près. On montre l'efficacité de la condition reposant sur le seuil $p_T > 10$ GeV en fonction de ϕ , η et z sur les figures 5.25.

Une forte dépendance vis à vis de ϕ est constatée. Elle est attribuée à une très grande sensibilité à l'alignement des fibres, ainsi qu'à l'existence de fibres mortes. Des améliorations significatives pour pallier ces problèmes sont implémentées à la fin 2005, ce qui crée un saut dans l'efficacité en fonction du temps, montré sur la figure 5.26 aux environs de v14.8. Les débuts chaotiques de ces termes de déclenchement (v13.2-v14.2) qu'on peut également voir sur cette figure, sont attribués à des problèmes de l'électronique de lecture du CTT. Bien que le CTT fonctionne parfaitement, la voie d'électronique enregistrant les informations CTT sur bande subit des pannes intermittentes. L'information L1CTT est

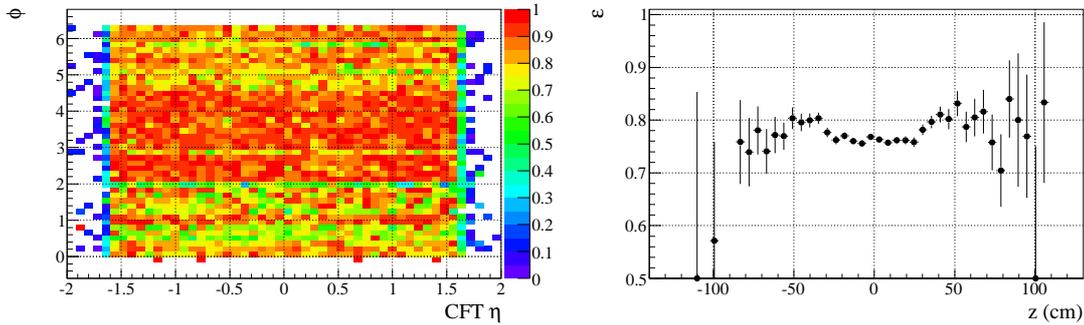


FIG. 5.25: Efficacité de déclenchement des traces de niveau 1 de $p_T > 10$ GeV, relativement aux traces de qualité relâchée, en fonction de ϕ , η , z

absente pour certaines périodes et c'est à partir de ces informations que sont mesurées les efficacités. Ainsi la méthode *tag and probe* ne mesure pas vraiment l'efficacité du déclenchement, mais l'efficacité du déclenchement fois la probabilité que les objets L1CTT soient correctement enregistrés sur bandes. Pour une analyse de physique donnée, si on veut que les efficacités mesurées par la méthode *tag and probe* puissent être utilisées pour simuler le déclenchement, il faut que dans la sélection des données, outre la condition de déclenchement, s'assurer impérativement de la présence d'objets L1CTT au voisinage du muon.

Le problème que des informations dupliquées suivent des chemins différents et peuvent finir par différer est commun à toutes les conditions de déclenchement (notamment niveau 1 et 2 des déclenchements muon). Pour s'en affranchir, la règle est de s'assurer systématiquement de la présence des objets du déclenchement dans les analyses hors-ligne, ce qui a première vue pourrait paraître inutile si on requiert par ailleurs que l'événement à activer le déclenchement en question.

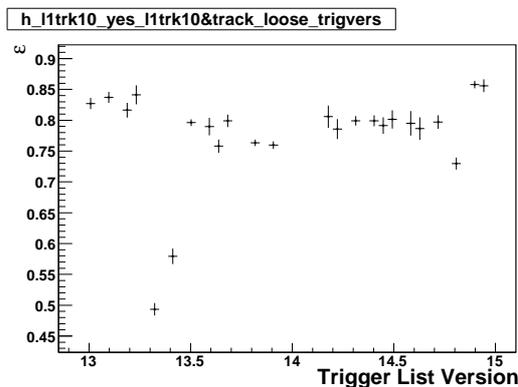


FIG. 5.26: Variation avec le temps (version de “triggerlist”) pour l'efficacité de déclenchement des traces de niveau 1 de $p_T > 10$ GeV, relativement aux traces de qualité relâchée.

Traces de niveau 3

Les traces de niveau 3 sont utilisées depuis le début du Run IIa, mais des modifications dans les algorithmes et les coupures de reconstruction ont eu lieu au cours du temps. On note surtout qu'à partir de la version 14 les traces de niveau 3 doivent être constituées d'au moins 10 coups contre 8 précédemment. Comme seules les couches axiales du CFT sont lues à ce niveau, ce changement a notamment pour conséquence d'exiger la présence de coups SMT, ce qui impacte l'acceptance géométrique du niveau 3.

On montre les efficacités de niveau 3 pour le seuil $p_T > 12$ GeV pour des traces de qualité relâchée et passant le déclenchement L1CTT ($p_T > 10$ GeV) sur la figure 5.27. Les différences entre les versions 13 et 14, notamment dues aux deux coups supplémentaires requis, sont visibles. Si on montre en fonction du temps l'efficacité des traces de niveau 3 possédant 10 coups, cette fois c'est une augmentation à partir de la liste v14 que l'on observe sur la figure 5.28. Des améliorations algorithmiques ont en effet été mis en place pour que la perte d'efficacité due la contrainte de 10 coups ne soit pas trop préjudiciable.

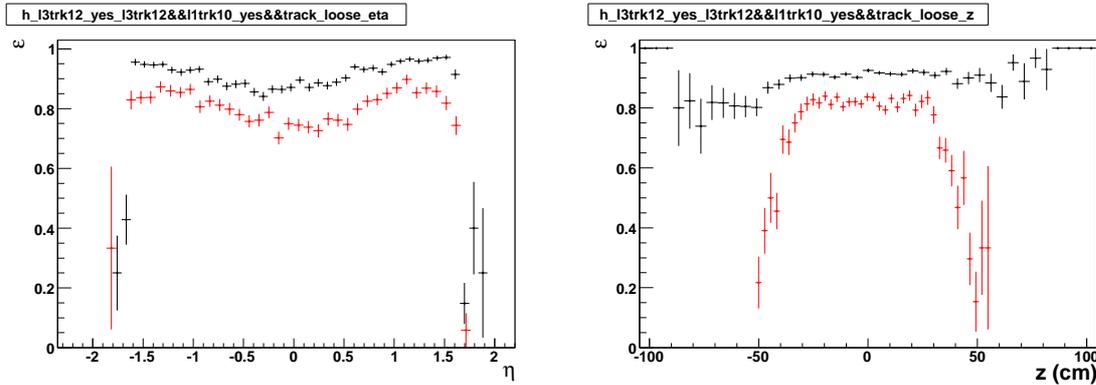


FIG. 5.27: En fonction de η et z , efficacité de reconstruction au niveau 3 des traces avec un seuil en p_T à 12 GeV. En noir les données v13 en rouge les données v14.

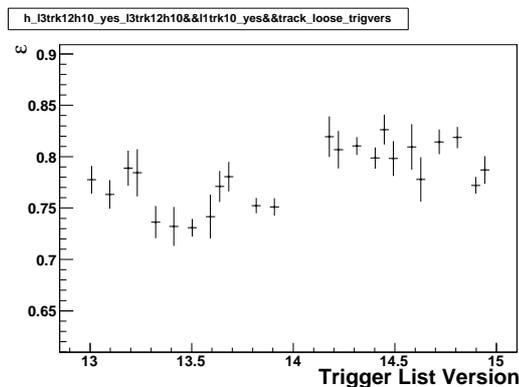


FIG. 5.28: Variation en fonction du temps de l'efficacité L3 pour un seuil $p_T > 12$ GeV et au moins 10 coups.

5.4.3 Association muon-trajectographe au niveau 3

Le logiciel d'association des muons et des traces de niveau 3 a été développé dès 2001 [90]. Sa mise en place effective ne se fait qu'en 2004 ¹². Il exige notamment que les traces de niveau 3 possèdent au moins 10 coups.

La figure 5.29 montre son efficacité pour un muon de test de qualité relâchée, associé à une trace de qualité relâchée, un déclenchement scintillateur de niveau 1, un muon de niveau 3 de qualité relâchée, et une trace de niveau 3 de $p_T > 12$ GeV avec 10 coups.

Son efficacité dépend légèrement de la qualité hors-ligne du muon ($O(1\%)$), des conditions de niveau 1 et 2 ($O(0.5\%)$) mais très peu de la qualité hors-ligne de la trace reconstruite ($< 0.1\%$).

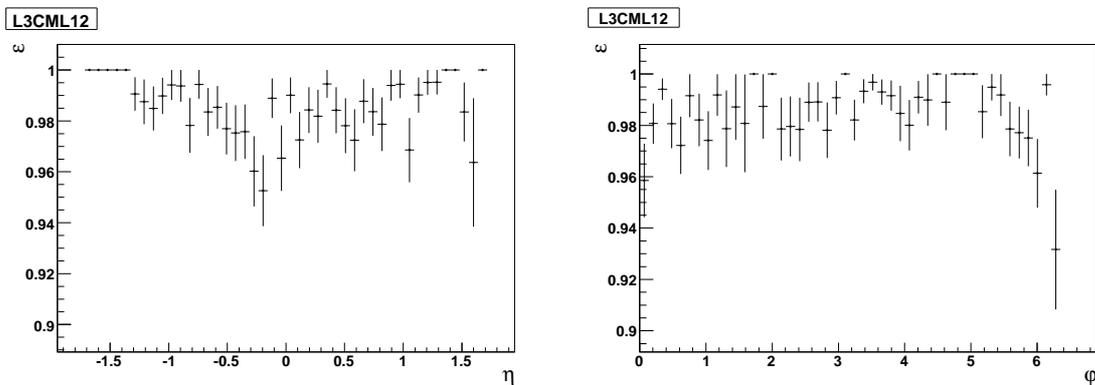


FIG. 5.29: Variation avec η et ϕ de l'association de niveau 3 entre un muon une trace de trajectographe.

5.4.4 Déclenchement sur événements à deux muons

Les différents déclenchements sur des événements à deux muons sont obtenus par combinaison des conditions sur muon célibataire. Par conséquent, il est raisonnable que les efficacités puissent être obtenues en multipliant les efficacités des déclenchements sur muon célibataire, c'est-à-dire de supposer que les objets de déclenchement ne sont pas corrélés. Cette supposition n'est évidemment pas valide si les muons ne sont pas assez séparés spatialement ¹³ Une corrélation pourrait provenir des effets de bords des chambres du spectromètre, pour des muons dos à dos. Cet effet est supposé pris en compte parce que les efficacités de déclenchement sont mesurées en fonction de ϕ .

5.4.5 Efficacités de déclenchement implémentées dans le logiciel de DØ

Les différentes efficacités sont reportées dans des cartes à 2 dimensions ((η, ϕ) ou (η, z)). Ces cartes sont mesurées pour les différents critères *muonId* et de traces des

¹²Il est différent de l'algorithme hors-ligne décrit en section 4.4

¹³Il n'y a pas eu d'étude spécifique à ce sujet mais un seuil en ΔR de 0.5 semble être conservatif et suffisant pour les applications.

sections 5.1.1 et 5.1.2. Les efficacités de niveau 3 sont relatives à celles de niveau 2 elles-mêmes relatives au niveau 1. Pour tenir compte des variations avec le temps, les efficacités sont calculées pour différentes *triggerlist*. Les différentes efficacités sont reportées dans le tableau 5.6.

nom	condition	versions de triggerlists	variables
l1atxx	niveau 1 scintillateur $ \eta < 2$	[8,13[, [13,15[(η_{det}, φ)
l1atlx	niveau 1 scintillateur et fil $ \eta < 2$	[8,13[, [13,15[(η_{det}, φ)
l1wtxx	niveau 1 scintillateur dans la région $ \eta < 1.5, 1.6$	[8,13[, [13,15[(η_{det}, φ)
l1wtlx	niveau 1 scintillateur et fil région $ \eta < 1.5, 1.6$	[8,13[, [13,15[(η_{det}, φ)
l2m0, l2m3, l2m5	niveau 2 muon medium avec $p_T > 0, 2, 5$ GeV	[8,13[, [13,15[(η_{det}, φ)
l3l0, l3l6, l3l10, l3l15	niveau 3 muon relâché avec $p_T > 0, 6, 10, 15$ GeV	[13,15[(η_{det}, φ)
l1trk5, l1trk10	trace de niveau 1 avec $p_T > 5$ et 10 GeV	[13,14[, [14.9,14.93] [14,14.9[(η_{CFT}, φ)
l3trk10, l3trk12	trace de niveau 3 avec $p_T > 10$ et 12 GeV	[8,13[,	(η_{CFT}, z)
l3trk5h10, l3trk8h10, l3trk12h10	trace de niveau 3 avec 10 coups zt $p_T > 5, 8$ et 12 GeV	[13,14[, [14.9,14.93] [14,14.9[,	(η_{CFT}, z)
l3cml5, l3cml8, l3cml12	association traces-muons par rapport à un muon relâché de niveau 3 et une trace à 10 coups de $p_T > 5, 8$ et 12 GeV		(η_{det}, φ)

TAB. 5.6: Ensemble des conditions de déclenchement dont l'efficacité a été mesurée et implémentée dans le logiciel d'analyse de $D\bar{O}$.

Le découpage en temps pour les niveaux 1, 2 et 3 des muons est motivé par le changement de définition de la région 'wide' de juin 2004, tandis que pour les traces, on reporte les modifications des algorithmes de reconstruction en ligne.

5.4.6 Incertitudes systématiques pour les efficacités de déclenchement

Vu le grand nombre de déclenchements sur muons implémentés dans les différentes *triggerlists*, pour étudier les incertitudes systématiques, on s'est restreint à 3 d'entre eux. Ils sont choisis car ce sont les déclenchements sur muon célibataire typiquement utilisés dans une sélection de type $W \rightarrow \mu\nu$ ou $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Vu que les efficacités relatives aux critères hors-ligne relâchés sont plus faibles, leurs incertitudes relatives sont plus élevées.

Ainsi le choix est de calculer des incertitudes relativement aux critères les plus relâchés de sorte que les valeurs obtenues soient conservativement applicables à tous les cas de figure.

Choix des conditions

Les trois déclenchements choisis sont

- MUW_W_L2M3_TRK10 (triggerlists v10.30-v12.xx)
 - niveau 1: conditions scintillateurs et fils, région 'wide'
 - niveau 2: muon medium de $p_T > 3$ GeV
 - niveau 3: trace centrale de $p_T > 10$ GeV (8 coups requis)
- MUH1_TK12_TLM12 (trigger list >v13)
 - niveau 1 : conditions scintillateurs dans la région 'wide' et trace centrale de $p_T > 10$ GeV
 - niveau 3 : trace de $p_T > 12$ GeV (10 coups requis), un muon de qualité relâchée, association entre le muon et la trace
- MUH1_LM15 (trigger list >v13)
 - niveau 1 : scintillateur dans la région 'wide'. Trace de $p_T > 10$ GeV
 - niveau 3 : muon de $p_T > 15$ GeV.

Ces déclenchements nécessitent d'étudier les efficacités des conditions suivantes :

1. scintillateurs au niveau 1 (L1scint)
2. chambre à fils relativement à L1scint (L1wire)
3. muon de niveau 2 $p_T > 3$ GeV relativement à l1scint et l1wire (L2M3)
4. muon de niveau 3 relativement à L1scint (L3L0)
5. muon de niveau 3 vérifiant $p_T > 15$, relativement au déclenchement L1scint (L3L15)
6. trace de niveau 1 $p_T > 10$ GeV(L1tk10)
7. trace de niveau 3 $p_T > 10$ GeV, avant v13, 8 coups requis (L3tk10)
8. trace de niveau 3 $p_T > 12$ GeV, à partir de v13, 10 coups requis , relative à L1tk10 (L3tk12)
9. association muon-trace au niveau 3 relativement à L1scint, L3L0, L3tk10 (L3CM)

Comme il a été déjà mentionné, ces efficacités sont calculées relativement aux critères relâchés tant pour les traces chargées que les muons du spectromètre.

Biais de la méthode *tag and probe*

Idéalement, il faudrait dériver une incertitude en comparant dans une simulation du système de déclenchement les efficacités vraies et les résultats de la méthode *tag and probe*. Une telle simulation n'existe pas pour les muons dans $D\bar{O}$. Il est cependant raisonnable de penser que s'il y a un biais il est au même niveau que ceux reportés pour les efficacités de reconstruction hors-ligne, 0.2% dans la section 5.3.3 et 0.2% dans la section 5.3.6. De ce fait on reporte une incertitude de 0.2% pour l'ensemble des termes muon d'un déclenchement donné (par exemples $L_1 \otimes L_2 \otimes L_3$) ainsi que pour l'ensemble des conditions trace d'un déclenchement donné (par exemple $L_1 \otimes L_3$).

Contamination en fond et sensibilité aux coupures de sélection

La contamination en bruit de fond de la méthode *tag and probe* est négligeable pour la mesure des efficacités de déclenchement, d'après ce qui a été démontré en sections 5.3.3 et 5.3.6. Mais on se prête au jeu de varier les coupures de sélection, comme dans ces sections. Les variations d'efficacité supérieures à 0.1% sont reportées dans la table 5.7.

	$ M_{\mu\mu} - 91 < 15$ GeV	$\Delta\varphi > 2.9$	$N_{jet} = 0$	$ dca < 0.1$ cm
L1 scint	-	-	-0.15%	-
L1 wire	-0.11%	0.11%	-	-
L2M3	-	0.15%	-	-
L3 mu	-	-	-	-
L3 mu $p_T > 15$ GeV	-	-0.33%	-0.65%	0.11 %
L1 trace $p_T > 10$ GeV	1.0 %	-	-0.33%	0.12 %
L3 trace $p_T > 10$ GeV	1.2 %	-	-	0.12 %
L3 trace $p_T > 12$ GeV, 10 coups	1.8 %	-0.4%	-	0.5 %
L3 association	-	0.1%	0.2%	-

TAB. 5.7: Variations relatives d'efficacité de déclenchement obtenues par des coupures additionnelles.

Les chiffres les plus élevés de cette table proviennent du déclenchement sur traces chargées. Par exemple la coupure sur la masse di-muons produit une variation d'ordre 1 à 2%. On l'explique de la façon suivante. En demandant des événements dont la masse est proche de la masse vraie du Z on tend à favoriser les traces bien mesurées, par exemple avec beaucoup de coups dans le détecteur. Ces traces de meilleure qualité activent par conséquent plus facilement le système de déclenchement. Ces variations sont donc la conséquence d'une corrélation entre coupure de sélection d'un muon ou d'un événement et critère à mesurer. De la même façon la coupure sur le dca améliore la qualité des traces et fait monter l'efficacité du lot de 0.1%.

Dans le cas d'une analyse de physique, la sélection d'un état final donné pourrait reposer elle aussi sur des coupures biaisant la qualité des traces. Par conséquent il est raisonnable de reporter les chiffres obtenus en tant qu'incertitudes systématiques. Notons que si les critères de sélection d'une analyse biaisaient encore plus la qualité des traces (par exemple $|M_{\mu\mu} - 91| < 7$ GeV), ce chiffre devrait être réévalué.

La variation des termes muon au niveau 1 et 2 après la coupure $\Delta\varphi > 2.9$ est due à l'effet des bords des octants. En effet la coupure $\Delta\varphi > 2.9$ force une forte corrélation géométrique entre le muon de contrôle et de test. A cause des critères de qualité sur les muons de contrôle, ceux passant par les bords des octants sont rejetés. Quand on demande que les deux muons soient dos à dos, on réduit donc le nombre de muon de test passant près des bords des octants et l'efficacité est par conséquent plus grande que pour un lot non biaisé. Les variations observées ne sont pas dues à un changement de l'efficacité, mais plutôt à un changement de la distribution en ϕ des muons de test. Comme les efficacités sont fournies en tant que carte (η, ϕ) , ces corrélations géométriques sont en fait prises en compte et il n'y a pas besoin de reporter les variations observées en tant qu'incertitude systématique.

Les autres variations reportés dans la table n'ont pas d'explication et sont donc reportées en tant qu'incertitudes systématiques. Finalement, les nombres retenus sont sommés quadratiquement ce qui donne les incertitudes reportés dans la table 5.8.

	L1scint	L1wire	L2M3	L3L0	L3L15	L1tk10	L3tk10	L3tk12	L3 CM
incertitude (%)	0.2	0.1	-	-	0.7	1.1	1.2	1.9	0.2

TAB. 5.8: Incertitudes résultants de la variation des efficacités avec les modifications des coupures de sélection.

Corruption de l'information de niveau 3

A cause de problèmes logiciels les données précédant la *triggerlist* v14.5 ne contiennent pas l'information sur l'association muon-central de niveau 3. La carte d'efficacité associée à cette condition de déclenchement est donc mesurée sur le lot le plus récent puis extrapolée sur l'ensemble. La validité de cette extrapolation a été vérifiée tardivement par une ré-analyse (reconstruction) des données brutes anciennes. Ce faisant, on a constaté que l'efficacité était plus faible de 0.8% dans les données v13. Par conséquent, l'efficacité moyenne sur le lot v13 v14 est 0.4% plus faible que l'efficacité reportée dans les cartes d'efficacité. Une incertitude de 0.8% est finalement retenue.

Un problème similaire affecte les premières données enregistrées avant février 2003, ce qui correspond à environ 3% du lot de données du Run IIa. Plus précisément, le résultat des calculs du logiciel de niveau 3 n'était pas du tout enregistré à cette époque au cours de laquelle seule la reconstruction des traces centrales de niveau 3 jouait un rôle dans le déclenchement sur muon célibataire. Il est donc impossible de calculer les efficacités, à moins de réussir à faire tourner les différentes versions du logiciel employées durant cette période. Pour cette raison l'efficacité de niveau 3 mesurée dans les données postérieures est extrapolée à cette période. Comme la période en question ne représente que $\simeq 3\%$ du Run IIa, même si l'extrapolation était fautive de 10%, cela correspondrait à un biais de $10\% \times 3\% = 0.3\%$, ce que nous considérons comme négligeable.

Variation avec le temps et la luminosité

Comme dans la section 5.3.6, pour tester l'effet d'une dépendance en fonction de la luminosité et du temps, on convolue les efficacités avec différents profils en luminosité et

en numéro de run. Les variations obtenues sont au plus de 0.05% en ce qui concerne la luminosité. Des variations plus fortes sont obtenues en jouant sur les profils en temps. Mais la plupart de ces variations sont imputables aux modifications de *triggerlist* dont il est tenu compte en divisant en différentes périodes les cartes d'efficacité. En revanche certaines variations ne sont pas expliquées et on les retient en tant qu'incertitudes systématiques. Les résultats, ainsi que celui de la section précédente concernant la corruption des informations de niveau 3, sont reportés dans la table 5.9.

	L1scint	L1wire	L2M3	L3L0	L3L15	L1tk10	L3tk10	L3tk12	L3 CM
incertitude (%)	0.1	-	-	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.8

TAB. 5.9: Incertitudes liées aux variations en fonction du temps des différentes conditions de déclenchement. .

Segmentation des cartes d'efficacité

Les efficacités de déclenchement sont reportées dans des histogrammes à deux dimensions, décrits en 5.4.5. Pour estimer un possible biais, les segmentations de ces histogrammes ont été variées d'un facteur 1/3 à 3. Le résultat des variations obtenues sont reportés dans la table 5.10.

	L1scint	L1wire	L2M3	L3L0	L3L15	L1tk10	L3tk10	L3tk12	L3 CM
incertitude (%)	0.1	0.2	0.2	0.1	0.1	0.2	0.2	0.3	0.2

TAB. 5.10: Incertitudes relatives associées au choix des classes d'histogramme pour la paramétrisation à 2 dimensions des efficacités. .

Variations omises

Les cartes d'efficacité à deux dimensions ne permettent de tenir compte que de deux variables, reportées dans la table 5.6. On peut se demander quelle est la conséquence d'avoir moyenné sur deux autres variables parmi: η , ϕ , z , p_T .

L'efficacité des traces de niveau 3 est paramétrée en fonction de (η, z) , si bien qu'on se doit d'examiner la conséquence de la moyenne suivant ϕ . Pour ce faire on compare, après convolution, les résultats obtenus à partir d'une carte (η, ϕ) , et à partir d'une fonction dépendant de η uniquement. La variation s'élève à 1.4% pour le terme L3tk12 (10 coups) et 0.4% pour le terme L3tk10 (8 coups). Notons que cet effet est corrélé à 100% à celui reporté en 5.3.6 pour la trajectographie.

Les efficacités de reconstruction des traces de niveau 1 sont paramétrées en fonction de η, ϕ , ce qui oublie la dépendance suivant z . De la même façon on compare, le résultat obtenu à partir d'une carte (η, z) avec celui obtenu à partir d'une fonction de la variable unique η . Les variations s'avèrent négligeables ($< 0.01\%$).

Etant données les résolutions respectives de reconstruction des traces au niveau 1 et 3, on vérifie que les seuils de niveau 1 et 3 de 5, 8, 10 et 12 GeV sont suffisamment éloignés de la coupure hors ligne $p_T > 20$ GeV pour ne pas induire de dépendance en p_T des efficacités.

En revanche, en ce qui concerne les muons de niveau 3, le seuil de 15 GeV et la résolution du spectromètre induisent une dépendance en p_T . L'efficacité moyenne dépend donc de la forme du spectre en p_T des muons étudiés. On évalue la conséquence de n'avoir pas tenu compte de la fonction de seuil 5.19 de la section 5.4.1 en comparant l'efficacité convoluée obtenue à partir du spectre d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ (coupure de sélection $p_T > 15$ GeV) et la valeur du plateau. La différence qui s'élève à 0.6% est reportée en tant qu'incertitude systématique. Notons qu'un effet plus faible est attendu pour une sélection de muons plus durs (par exemple provenant de la production de quarks top ($t \rightarrow bW \rightarrow bW\mu\nu$)). De la même façon un effet plus important est attendu si le spectre en p_T des muons est plus mou (par exemple désintégration d'un tau provenant d'un Z), et l'effet de seuil doit être plus précisément pris en compte.

Distribution en z de la zone d'interaction

L'efficacité des traces de niveau 3 est paramétrée en fonction de z . En effet sa variation suivant z , montrée sur la figure 5.27, est importante, surtout dans le cas des 10 coups requis (donc au moins 2 coups SMT) qui réduisent l'acceptance géométrique du niveau 3 à celle du détecteur SMT ¹⁴.

Comme il est décrit dans la section 5.3.6, la queue suivant z de la distribution de la zone d'interaction est plus importante dans les données que dans les simulations. Tout comme pour la reconstruction hors-ligne, cette différence produit un biais qu'on estime comme la différence entre variations des acceptances hors ligne des qualités relâchée et stricte, calculées en 5.3.6, ce qui donne 1.8%. Ce biais est reporté en tant qu'incertitude systématique.

fonctionnement du CTT

La qualité des données du CTT et notamment les problèmes de l'électronique de lecture impacte la mesure des efficacités reportées sur la figure 5.26. Ces grandes variations posent un problème de corrélations entre le muon de test et de contrôle car le CTT est un des déclenchements servant à sélectionner le muon de contrôle. Pour le comprendre il suffit d'imaginer que la sélection du muon de contrôle ne repose que sur le CTT. Dans ce cas, si l'électronique de lecture est défaillante pour un événement donné, celui-ci n'est pas sélectionné au niveau du muon de contrôle par la méthode *tag and probe* si bien que l'efficacité de 0% n'est pas mesurée non plus.

Pour évaluer l'impact de cet effet on utilise la liste des runs où le CTT ne fonctionne pas correctement ¹⁵. On observe respectivement des variations relatives de +3.5%, +1.2% and -0.4%, pour les efficacités de reconstruction des traces de niveau 1, de niveau 3 (8 coups) et de niveau 3 (10 coups). Ces chiffres sont reportés en tant qu'incertitudes liées à la qualité du CTT.

¹⁴Notons qu'ainsi la dépendance de l'efficacité de niveau 3 en fonction de z serait plus faible, si elle était relative, non pas au critère de trace relâché, mais au critère strict, qui demande déjà des coups SMT.

¹⁵Cette liste n'était pas complètement achevée au moment de la certification.

Statistique limitée

Les incertitudes dues à la statistique limitée du lot $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont reportées dans la table 5.11.

	L1scint	L1wire	L2M3	L3L0	L3L15	L1tk10	L3tk10	L3tk12	L3 CM
incertitude (%)	0.2	0.1	0.1	0.1	0.3	0.2	0.2	0.3	0.1

TAB. 5.11: Incertitudes relatives dues à la statistique limitée.

Résumé des incertitudes systématiques

Les différentes contributions aux incertitudes de déclenchement sont reportées dans la table 5.12.

source	L1scint	L1wire	L2M3	L3L0	L3L15	L1tk10	L3tk10	L3tk12	L3cm
coupures de sélection	0.2	0.1	-	-	0.7	1.1	1.2	1.9	0.2
dépendance en temps	0.1	-	-	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.8
segmentation 2d	0.1	0.2	0.2	0.1	0.1	0.2	0.2	0.3	0.2
variables omises	-	-	-	-	0.6	-	0.4	1.4	-
z du vertex	-	-	-	-	-	-	-	1.8	-
qualité du CTT	-	-	-	-	-	3.5	1.2 ¹⁶	0.4	-
sous-total	0.3	0.2	0.2	0.2	0.9	3.7	1.3 ¹⁷	3.0	0.8
biais <i>tag and probe</i> ¹⁸	0.2								
statistique limitée	0.2	0.1	0.1	0.1	0.3	0.2	0.2	0.3	0.1
corrélation φ ¹⁹	-	-	-	-	-	-	0.56	1.6	-
corrélation z ²⁰	-	-	-	-	-	-	-	2.7	-

TAB. 5.12: Incertitudes relatives (%) dues aux différentes sources et total.

En sommant quadratiquement les termes appropriés de la table 5.12, on obtient les incertitudes suivantes pour les trois conditions de déclenchement typiques choisies.

- MUW_W_L2M3_TRK10 (triggerlist v10.30-v12.xx): $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 1.4\%$.
En ajoutant le terme de corrélation avec la reconstruction de traces hors-ligne, ce nombre devient 1.5%
- MUH1_TK12_TLM12 (triggerlist >v13): $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 4.8\%$.
En ajoutant le terme de corrélation avec la reconstruction de traces hors-ligne, ce nombre devient 5.5%

¹⁶La variation ne concerne que les données v13 mais pas v12.

¹⁷La somme ne tient pas compte de la question de qualité de CTT car on s'intéresse surtout aux données v12 sans CTT.

¹⁸Ce terme doit être ajouté en quadrature aux autres incertitudes une seule fois.

¹⁹ Le terme de variables omises pour le niveau 3 de trajectographie est 100% corrélé avec celui déterminé pour l'efficacité hors-ligne. Pour en tenir compte, on met ici le terme de corrélation à ajouter en quadrature aux autres : $\sqrt{2} \times \frac{\Delta\varepsilon_{offline}}{\varepsilon_{offline}} \times \frac{\Delta\varepsilon_{online}}{\varepsilon_{online}}$.

²⁰ La simulation du vertex suivant z corréle la reconstruction hors-ligne et le déclenchement. Le terme corrélation est donc à ajouter et il est reporté ici.

- MUH1_LM15 (triggerlist >v13): $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 3.8\%$.

5.5 Impulsion des muons

Etant donné la mauvaise résolution du spectromètre, on n'utilise que l'information provenant du trajectographe central pour reconstruire l'impulsion des muons. Cette résolution dépend du nombre de coups le long de la trace. En particulier, elle dépend du nombre d'impacts dans le SMT car la résolution sur la position des coups de ce dernier est de l'ordre d'une vingtaine de microns, contre 5 fois plus dans le CFT. Typiquement pour un muon provenant de la désintégration $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, la résolution sur l'impulsion est de 10%. Elle monte à 25% si la trace associée n'a pas de coup dans le SMT.

5.5.1 Correction de l'impulsion des muons sans coup SMT

Pour remédier à la résolution médiocre des traces sans coup SMT, une correction ad-hoc est appliquée. Elle consiste, dans le plan transverse, à contraindre la trace à venir du vertex d'interaction, ou du centre de la zone lumineuse. Dans le cadre de la certification, on préfère cette dernière contrainte, qui permet de s'affranchir de la question de l'efficacité de reconstruction du vertex primaire liée à la topologie de l'état final (nombre total de traces de l'événement, par exemple).

Contraindre la trajectoire dans le plan (x, y) à venir d'un point particulier (x_b, y_b) , c'est lui donner un nouveau paramètre d'impact $d'_0 = x_b \sin \phi_0 - y_b \cos \phi_0$. Pour propager l'impact du changement du paramètre d_0 de la trajectoire, on se rappelle que les cinq paramètres $(d_0, z_0, \phi_0, \tan_0 \lambda, C_0)$ proviennent de la minimisation d'un χ^2 . Si on développe ce χ^2 au voisinage du minimum, en fonction de d et de la courbure C en négligeant les corrélations avec les autres paramètres $(\phi, \tan \lambda, z)$, on peut écrire :

$$\chi^2 = \chi_{min}^2 + \frac{1}{2}(d - d_0, C - C_0)H \begin{pmatrix} d - d_0 \\ C - C_0 \end{pmatrix} + \dots \quad (5.20)$$

ou $H = \begin{pmatrix} H_{dd} & H_{dC} \\ H_{dC} & H_{CC} \end{pmatrix}$ est l'inverse de la matrice de covariance (2×2) , E , associée aux paramètres (d_0, C_0) . Si on contraint la valeur de d à d' , le χ^2 n'est plus extrémal en C_0 mais en une nouvelle valeur C_{new} , qui s'obtient en annulant la dérivée :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial C} = 0 \Rightarrow H_{CC}(C - C_0) + H_{Cd}(d - d_0) = 0 \quad (5.21)$$

$$C = C_0 - (d - d_0) \frac{H_{Cd}}{H_{CC}} \quad (5.22)$$

Les éléments de matrices de $H = E^{-1}$ se relient facilement à ceux de la matrice d'erreur E : $\frac{H_{Cd}}{H_{CC}} = -\frac{E_{Cd}}{E_{dd}}$, si bien qu'on obtient au final la formule de correction de la courbure :

$$C_{new} = C_0 + (x_b \sin \phi_0 - y_b \cos \phi_0 - d_0) \frac{E_{Cd}}{E_{dd}} \quad (5.23)$$

qui se propage de façon aisée à l'impulsion transverse car $\frac{q}{p_T}$ est proportionnel à C .

Notons que cette formule n'est valable que parce que la dispersion de la zone lumineuse est de l'ordre de $25 \mu\text{m}$ négligeable devant la résolution sur le paramètre d'impact d'une trace sans coup dans le SMT, typiquement $\sqrt{E_{dd}} \simeq 500 \mu\text{m}$. Cette correction améliore sensiblement la résolution en impulsion pour des traces sans coup dans le SMT. On passe typiquement de 25% à 15% pour un muon de $p_T=45 \text{ GeV}$.

5.5.2 Résolution en impulsion et dégradation de la simulation

Dégradation de la résolution dans la simulation

Une comparaison de la résolution observée dans les données et de celle de la simulation complète peut se faire en mesurant la largeur du pic de spectre de masse d'une sélection $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. On observe une grande différence, notamment au pic du Z , puisque les largeurs sont typiquement $6.84 \pm 0.12 \text{ GeV}$ dans les données et $4.84 \pm 0.03 \text{ GeV}$ dans la simulation. Cette différence révèle des problèmes de modélisation qu'on peut penser provenir de plusieurs sources a priori. On peut penser par exemple à des problèmes au niveau de l'efficacité des coups dans le trajectographe, de la résolution sur ces coups, de la modélisation du champ magnétique, de l'alignement des éléments du détecteur ou des effets de matières.

L'origine de ce problème n'est pas bien comprise et de manière pragmatique, les analyses reposant sur des muons doivent appliquer une correction à la simulation, consistant à dégrader la résolution en impulsion en modifiant le p_T selon :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow \frac{q}{p_T} + G_1 \left(A \oplus \frac{B\sqrt{\cosh \eta}}{p_T} \right), \quad (5.24)$$

où le terme G est un nombre aléatoire tiré selon une loi normale. Dans cette équation le terme A représente un terme associé à la résolution spatiale, tandis que B est un terme lié à la diffusion multiple.

Ces paramètres sont déterminées par une méthode des moindres carrés, dans laquelle on compare les spectres (histogrammes) en masse données et simulations dégradées [91, 92]. Comme le terme B devient négligeable à haute impulsion, il est nécessaire pour le déterminer d'utiliser des événements à basse impulsion de type $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Après optimisation, la dégradation de la résolution permet un bon accord entre données et simulations, comme on peut le voir sur la figure 5.30.

Pour parfaire la simulation, il convient de diviser les événements, en plusieurs catégories. D'une part, on divise les données en deux lots dépendants du temps, car une dégradation de la résolution d'environ 10% a été observée, à la suite des opérations de maintenance de l'été 2004. La moitié de cette dégradation est explicable par le champ magnétique du solénoïde supraconducteur, réduit de 5% à partir de cette date. L'autre moitié est imputable à des problèmes d'alignement. D'autre part, comme on l'a déjà évoqué, les traces sans coup dans le SMT ont une résolution plus médiocre qu'il faut étudier séparément. Enfin, les traces en dehors de l'acceptance nominale du CFT, définie par $|\eta_{\text{CFT}}| < 1.6$ laissent moins de coup dans ce détecteur et définissent une autre catégorie.

Les paramètres de dégradation, obtenus pour les différentes catégories, sont reportés dans la table 5.13 [91]. Les incertitudes systématiques proviennent essentiellement de la

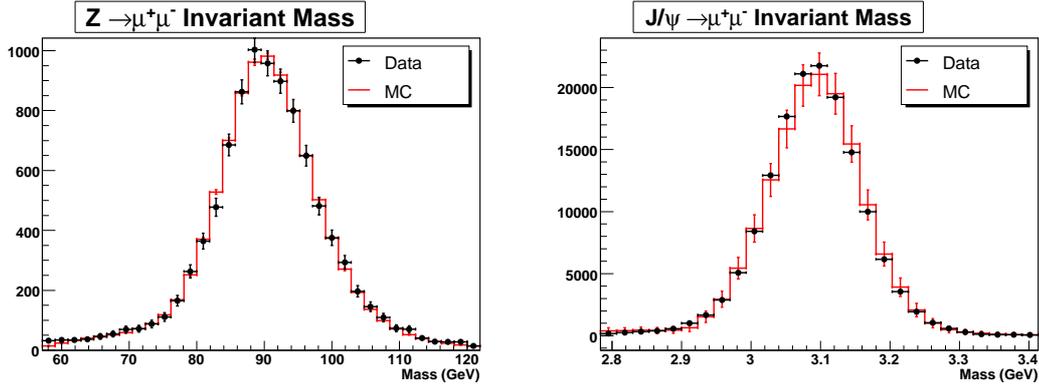


FIG. 5.30: Comparaison entre données et simulations pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ après optimisation des paramètres de dégradation de la résolution en impulsion.

variabilité des résultats en fonction des coupures de sélection, notamment la qualité des muons et des traces.

type de muon		$A \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$	$B \times 10^{-2}$
μ avec coups SMT et $ \eta_{\text{CFT}} < 1.6$	avant été 2004	$1.7 \pm 0.1(\text{stat}) \pm 0.1(\text{sys})$	$0.9 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 0.4(\text{sys})$
	après été 2004	$2.1 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 0.4(\text{sys})$	$1.2 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 0.3(\text{sys})$
μ avec coups SMT et $ \eta_{\text{CFT}} > 1.6$	avant été 2004	$2.3 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.5(\text{sys})$	$1.5 \pm 0.7(\text{stat}) \pm 0.7(\text{sys})$
	après été 2004	$3.1 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.6(\text{sys})$	$1.7 \pm 0.5(\text{stat}) \pm 0.5(\text{sys})$
μ sans coup SMT	avant été 2004	$2.7 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 0.3(\text{sys})$	$2.1 \pm 0.7(\text{stat}) \pm 1.1(\text{sys})$
	après été 2004	$2.8 \pm 0.6(\text{stat}) \pm 1.0(\text{sys})$	$2.5 \pm 0.9(\text{stat}) \pm 1.1(\text{sys})$

TAB. 5.13: Paramètres déterminés pour la dégradation de la résolution en impulsion.

Mesure de la résolution

L'étude de la section précédente, peut être réemployée, mais au lieu d'utiliser les impulsions simulées reconstruites, on peut utiliser les impulsions simulées vraies. Ce faisant, la méthode des moindres carrés détermine non pas les paramètres de dégradations de l'impulsion de la simulation complète, mais elle permet d'obtenir les valeurs de A et B qui paramètrent la résolution :

$$\sigma\left(\frac{q}{p_T}\right) = A \oplus \frac{B\sqrt{\cosh\eta}}{p_T}, \quad (5.25)$$

Les résultats sont reportés dans la table 5.14 et représentés graphiquement sur la figure 5.31.

type de muon		$A \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$	$B \times 10^{-2}$
μ avec coups SMT et $ \eta_{\text{CFT}} < 1.6$	avant été 2004	2.3	2.3
	après été 2004	2.6	2.4
μ avec coups SMT et $ \eta_{\text{CFT}} > 1.6$	avant été 2004	4.3	3.4
	après été 2004	4.8	3.5
μ sans coup SMT	avant été 2004	3.7	3.5
	après été 2004	4.1	3.5

TAB. 5.14: Paramètres décrivant la résolution en impulsion pour les différentes catégories de traces.

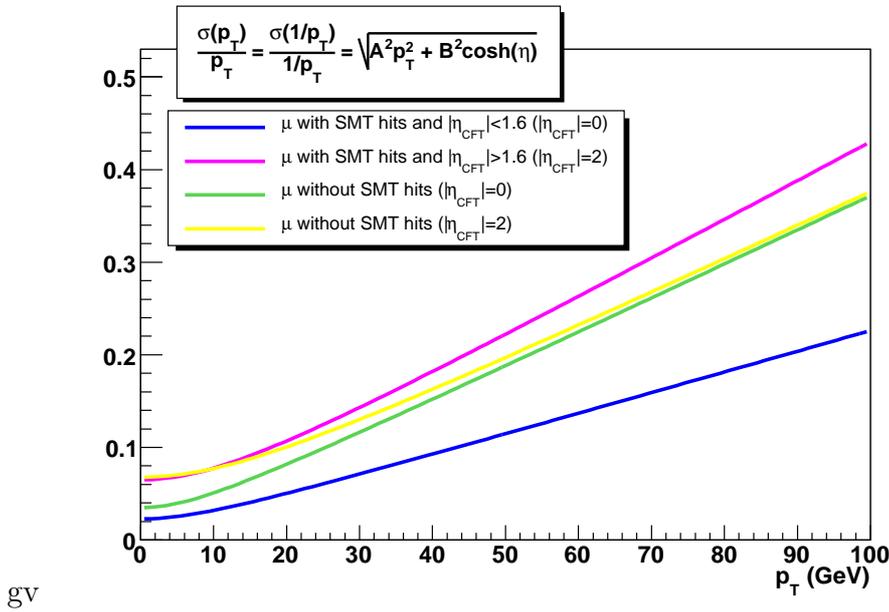


FIG. 5.31: Résolution en impulsion pour les traces dans les données du Run IIa.

5.6 Résumé

Nous venons de présenter les différentes étapes de ce qui est appelé la certification des objets dans $D\mathcal{O}$, en l'occurrence pour les muons. Il s'agit d'abord de définir les critères de qualité à appliquer aux objets reconstruits pour une bonne identification, puis d'étudier de manière rationnelle et centralisée les performances de cette identification. L'étude aboutit à une bonne modélisation des efficacités de reconstruction et de déclenchement, et aussi à une bonne modélisation de la résolution, en l'occurrence sur l'impulsion des muons, des objets reconstruits.

La mise en place de telles procédures centralisées permet au niveau de la collaboration de libérer du temps et de la main d'œuvre pour les analyses de physique. On peut dater cette mise en place aux environs de 2005-2007 dans $D\mathcal{O}$. Elle n'est certainement pas étrangère au succès du Run II.

Chapitre 6

Mesure de la section efficace

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu)$$

Nous présentons dans la suite une mesure de la section efficace de production $W \rightarrow \mu\nu$ dont les résultats ont été présentés en conférence en mars 2005 [93]. La note de conférence est présentée en annexe. La description de l’analyse est reportée conforme à ce qui a été fait à l’époque [94]. Dans les mois qui suivirent, une meilleure compréhension des données et la correction de quelques bugs modifièrent de quelques pourcents le résultat présenté. Mais c’est surtout une nouvelle mesure de la luminosité de DØ qui a des conséquences notables ($\simeq +15\%$) sur la valeur centrale mesurée. C’est pourquoi on se permet de revisiter la mesure en 6.8.

Notons finalement que la sélection, les outils et les études réalisées pour cette analyse ont servi de support à la publication de la mesure de l’asymétrie de charge des muons [111, 112].

6.1 Introduction

6.1.1 La physique du W

Le W , boson vecteur de l’interaction faible a été mis en évidence directement au collisionneur $Spp\bar{S}$ [10, 11] au CERN en 1982. La mise en marche du TeVatron au début des années 90 représente une montée en énergie ¹ et en luminosité importantes ² qui permettent de produire des W en masse. Au Run II du TeVatron, la section efficace de production est ainsi d’environ 25 nb. Dans le mode leptonique $W \rightarrow \mu\nu$, avec une acceptation typique de 20% on s’attend à 600000 événements identifiés pour 1 fb^{-1} .

Le production de boson W constitue ainsi une “chandelle standard” au TeVatron, tout comme elle le sera au LHC. Le mettre en évidence a été une des premières priorités de la collaboration DØ après le démarrage du Run II. La mesure de la section efficace, décrite dans la suite et réalisée avec les premières données, s’inscrit dans un processus de compréhension des données et de maîtrise du détecteur. Soulignons également que les

¹ De $\sqrt{s}=630 \text{ GeV}$ à $\sqrt{s}=1.8 \text{ TeV}$

² Typiquement de $\mathcal{L}_I = 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $\mathcal{L}_I = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

processus W +jets constitue le bruit de fond principal pour la physique du top la recherche de Higgs du modèle standard. Comprendre les événements W inclusifs est donc une étape préalable au travail dans ces canaux de physique.

En dehors de cet aspect de chandelle standard, la physique du boson W est riche :

- La mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$ est un test du modèle standard. Rapportée à celle de $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ on obtient le rapport R ,

$$R = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \mu\nu)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (6.1)$$

qui permet une mesure indirecte de la largeur totale du W suivant la relation :

$$\Gamma_W = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W)} \times \frac{BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\Gamma(W \rightarrow \mu\nu)} \times R, \quad (6.2)$$

pour laquelle le premier rapport s'obtient par des calculs aux ordres supérieurs NNLO.

- Le rapport des sections efficaces dans les canaux respectifs muoniques et électroniques, $\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \mu\nu)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu)}$, est un test de l'universalité des couplages faibles.
- La mesure de l'asymétrie angulaire de charge des leptons,

$$\mathcal{A}(\eta) = \frac{\frac{d\sigma(W \rightarrow \ell^+\nu)}{d\eta_\ell} - \frac{d\sigma(W \rightarrow \ell^-\nu)}{d\eta_\ell}}{\frac{d\sigma(W \rightarrow \ell^+\nu)}{d\eta_\ell} + \frac{d\sigma(W \rightarrow \ell^-\nu)}{d\eta_\ell}}, \quad (6.3)$$

permet de contraindre les fonctions de distribution de parton du proton (PDF) et surtout le rapport, $\frac{f_u(x)}{f_d(x)}$, des fonctions de distribution des quarks up et down.

- Enfin l'étude des événements $W \rightarrow \ell\nu$ permet la mesure directe de sa largeur, Γ_W , et surtout de sa masse M_W , ce qui permet de contraindre fortement le modèle standard. La mesure de la masse est un des enjeux majeurs de la physique du Run II. En 2007 et 2009, les expériences CDF et DØ ont publié respectivement [52, 53] :

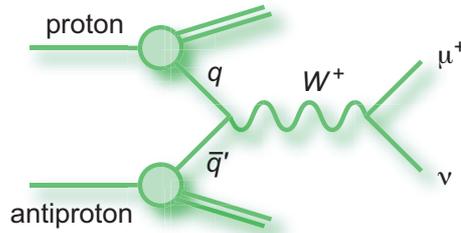
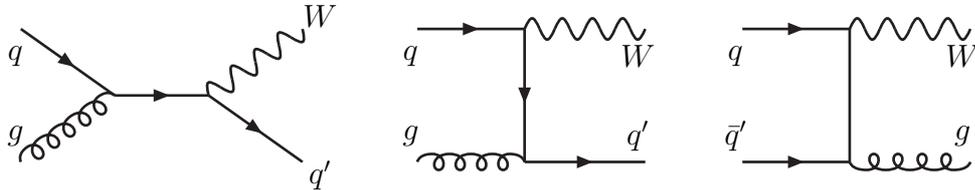
$$M_W = 80413 \pm 48 \text{ MeV} \quad \text{à CDF (200 pb}^{-1}\text{)} \quad (6.4)$$

$$M_W = 80401 \pm 4 \text{ 3MeV} \quad \text{à DØ (1 fb}^{-1}\text{)} \quad (6.5)$$

6.1.2 Production et signature

La production de bosons W au TeVatron est dominée par le processus de fusion de quarks montré sur la figure 6.1. L'émission de gluon (ISR) ainsi que les collisions gluon-quark sont à l'origine de jets dans l'état final, comme le montrent les diagrammes 6.2. Environ 20% des événements sont susceptibles de contenir des jets d'énergies suffisamment élevées pour être reconstruits dans le détecteur.

Un événement $W \rightarrow \mu\nu$ est caractérisé par un muon de haute impulsion transverse et de l'énergie manquante transverse (\cancel{E}_T), due à l'émission du neutrino. Si de l'activité calorimétrique est présente, le muon a toutes les chances d'en être isolé.


 FIG. 6.1: Diagramme dominant pour la production de W au TeVatron.

 FIG. 6.2: Diagramme pour la production de W associé à un jet.

Les bruits de fond principaux proviennent du mode de désintégration en τ des W suivi de la désintégration $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ et aussi de la production de Z/γ^* qui peut donner 1 (via la désintégration en paire de τ) ou 2 muons. Ces fonds associés au W , Z et γ peuvent être appelés “fonds électrofaibles”. On peut les évaluer avec les mêmes simulations et les mêmes techniques de mesure de l’acceptance que dans le cas du signal.

Les désintégrations semi-leptoniques de saveurs lourdes, les muons d’origine cosmique et les muons de désintégrations en vol de pions ou kaons sont d’autres formes de bruits de fond qui nécessitent d’être évaluées avec les données. Le premier de ces bruits de fond qu’on appelle aussi “fond QCD” se réduit à grâce au critère d’isolation et à ces caractéristiques cinématiques (faible \cancel{E}_T , faible p_T du muon). Les muons cosmiques on peut de chance de coïncider avec l’interaction des faisceaux, tant dans l’espace (grand paramètre d’impact des traces par rapport à l’axe du faisceau) que dans le temps (fenêtre en temps pour le déclenchement du détecteur et la reconstruction des objets). Lorsque c’est quand même le cas ils seront souvent reconstruits en tant que deux muons dos à dos, et de basse impulsion transverse, ce qui permettra de les éliminer. Enfin les désintégrations en vol, ont d’une part lieu parmi le tout-venant des processus QCD, c’est-à-dire au beau milieu de jet de particules. Par conséquent elles peuvent être réduites grâce à l’isolation et aux caractéristiques cinématiques. D’autre part les traces reconstruites sont de mauvaise qualité (χ^2 mesurant la compatibilité avec une hélice simple) à cause de la brisure au point de désintégration de la trajectoire reconstruite.

6.2 Sélection des événements $W \rightarrow \mu\nu$

La sélection d'événements exige les signatures d'un muon et d'un neutrino à grands p_T . On identifie le muon par la présence d'une trace chargée isolée, associée à un muon de qualité *medium* 5.1.1. Ce muon doit répondre aux critères fiduciels excluant les régions non instrumentées autour du faisceau ($|\eta| \gtrsim 2$) et au pied du détecteur. Le neutrino est identifié par la présence d'une grande quantité d'énergie manquante transverse, \cancel{E}_T . Pour calculer \cancel{E}_T , on somme vectoriellement les énergies des dépôts calorimétriques et on soustrait l'impulsion du muon. Les événements W ayant une faible multiplicité en trace chargée, la probabilité de reconstruire le vertex d'interaction est seulement de 90-95%, et il est donc nécessaire de recalculer les énergies transverses en utilisant le z de la trajectoire du muon au point d'approche minimale de l'axe du faisceau.

Le critère d'isolation sur le muon sert à supprimer le bruit de fond $b\bar{b}$.

Une source de bruit de fond provient des mésons se désintégrant en vol dans le trajectographe. La reconstruction en une seule trajectoire fait apparaître une discontinuité de la direction apparente de vol au point de désintégration. Des critères de qualité sur la trace reconstruite, en particulier une coupure sur le dca et sur le $\chi^2/d.o.f.$ permettent de réduire ce bruit de fond.

Pour supprimer les muons cosmiques et le bruit de fond $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ on supprime les événements possédant un deuxième muon reconstruit, ou ayant une deuxième trace chargée de grande impulsion.

6.2.1 Lot de données

Le lot de données pour cette analyse a été enregistré entre février et septembre 2003 et correspond à une luminosité intégrée de $\simeq 117 \text{ pb}^{-1}$. Des données du Run II plus ancienne étaient disponibles ($\simeq 20 \text{ pb}^{-1}$) mais n'ont pas été retenus dans le lot, principalement parce que l'information du niveau 3 de déclenchement n'était pas enregistrée sur bande, ce qui compliquait fortement la mesure des efficacités.

Ce lot se réduit à $\simeq 96.4 \text{ pb}^{-1}$ lorsqu'on retire les données déclarées mauvaises pour les détecteurs SMT, CFT CAL et muons, ainsi que pour la reconstruction des jets, de la luminosité et de l'énergie manquante.

6.2.2 Critère de déclenchement et luminosité

Deux conditions de déclenchement ont été utilisées dans cette analyse : MUW_A_L2M3_TRK10 and MUW_W_L2M3_TRK10.

Pour MUW_W_L2M3_TRK10, les conditions de chaque niveau sont :

- Au niveau 1: un muon dans la région "wide" ($|\eta| < 1.5$) avec une condition de scintillateur sévère et une condition relâchée sur les fils.
- Au niveau 2 : un muon de qualité médium et $p_T > 3 \text{ GeV}$.
- Au niveau 3 : une trace centrale avec $p_T > 10 \text{ GeV}$.

Le déclenchement MUW_A_L2M3_TRK10 est identique à MUW_W_L2M3_TRK10 sauf pour le niveau 1 qui étend l'acceptance à toute la couverture angulaire du spectromètre à muons ("all region", $|\eta| < 2$).

Pour chaque run, on choisit une des deux conditions de déclenchement en fonction du prescale : Si les deux conditions ont le même prescale (en général 1), on choisit MUW_A_L2M3_TRK10 qui bénéficie d'une plus grande acceptance, sinon on utilise MUW_W_L2M3_TRK10 qui a en fait un prescale de 1 dans $\simeq 98\%$ des cas. Les données sont ainsi divisées en deux lots, qui s'avèrent avoir des luminosités intégrées (en tenant compte des prescales) du même ordre de grandeur :

- pour MUW_W_L2M3_TRK10 $\mathcal{L} = 53.7 \text{ pb}^{-1}$
- pour MUW_A_L2M3_TRK10 $\mathcal{L} = 41.9 \text{ pb}^{-1}$

ce qui correspond à un total de 95.6 pb^{-1} . L'incertitude communément utilisée à DØ sur la luminosité est estimée (en 2005) à 6.5% [108].

6.2.3 Sélection des événements

Pour sélectionner les candidats $W \rightarrow \mu\nu$, les coupures suivantes sont appliquées au lot de données

1. On demande une des deux conditions de triggers MUW_W_L2M3_TRK10 ou MUW_A_L2M3_TRK10.
2. On demande la présence d'un muon de qualité *medium*, associée à une trace de trajectographe central, avec $p_T > 20 \text{ GeV}$.
3. Des coupures fiducielles sont appliquées :
 - (a) $|x|$ ou $|y| > 110 \text{ cm}$ pour exclure la région non instrumentée autour du faisceau.
 - (b) $|\eta| > 1.25$ quand $4.25 < \phi < 5.15$ pour exclure la région non instrumentée des pieds du détecteur.
4. Le muon doit être isolé en utilisant des critères calorimétriques et l'information du trajectographe:
 - (a) $\Sigma_{halo}(E_T) < 1.65 + 0.75 \times \mathcal{L}_{\mathcal{I}} \text{ GeV}$, où $\mathcal{L}_{\mathcal{I}}$ est la luminosité instantanée ³ par croisement de paquets (en $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), et $\Sigma_{halo}(E_T) = \Sigma_{cone0.4}(E_T) - \Sigma_{cone0.1}(E_T)$, $\Sigma_{cone0.1}(E_T)$ et $\Sigma_{cone0.4}(E_T)$ étant les énergies transverses des cellules du calorimètre dans des cônes d'ouverture $\Delta R = 0.1$ et $\Delta R = 0.4$ autour de la direction du muon.
 - (b) $\Sigma_{cone0.5}(p_T) < 1.1 + 0.5 \times \mathcal{L}_{\mathcal{I}} \text{ GeV}$, où $\Sigma_{cone0.5}(p_T)$ est la somme des p_T des traces dans un cône d'ouverture $\Delta R < 0.5$ autour de la direction du muon. Dans cette somme on exclut les traces dont le paramètre z est éloigné de plus de 2 cm de celui du muon.

³Pour les données considérées, la valeur est typiquement $\mathcal{L}_{\mathcal{I}} = 0.6 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

5. L'énergie transverse manquante répond à $E_T > 20$ GeV. Elle est calculée en prenant pour origine de l'axe des z , le z du muon.
6. La masse transverse répond à $M_T > 40$ GeV. Cette quantité est calculée suivant :

$$M_T = \sqrt{(E_T + p_T)^2 - (E_x + p_x)^2 - (E_y + p_y)^2} \quad (6.6)$$

où p_T , p_x and p_y sont les composantes de l'impulsion du muon.

7. La trace centrale associée au muon doit avoir au moins un coup dans le SMT.
8. $|dca| < 110 \mu\text{m}$, où dca est la distance de moindre approche de la trace au faisceau dans le plan (x, y) . La position du faisceau est mesurée run par run. Cette coupure supprime à la fois les désintégrations en vol de méson et le bruit de fond d'origine cosmique.
9. $\chi^2/\text{d.o.f.} < 3.3$, où $\chi^2/\text{d.o.f.}$ correspond au résultat de l'ajustement de la trace centrale.
10. Un veto contre les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et les cosmiques est appliqué, si un autre muon de qualité medium et $|nseg| = 3$, séparé en ϕ par $\Delta\phi(\mu, \mu_{veto}) > 0.1$. est présent dans l'événement, ou si il y a une trace de grande impulsion transverse $p_T > 20$ GeV répondant aux mêmes critères de qualité que le muon et dos à dos en ϕ , $\Delta\phi > 2.1$.
11. Le muon doit être associé aux objets de déclenchement de niveau 1, 2 et 3 de l'événement par des coupures angulaires, pour s'assurer qu'il est bien responsable du déclenchement du détecteur et être cohérent avec la mesure des efficacités de déclenchement.

Ces critères sélectionnent 33126 (MUW_W_L2M3_TRK10) et 29159 (MUW_A_L2M3_TRK10) événements.

6.3 Mesure des efficacités

La mesure des efficacités repose sur la méthode *tag and probe* décrite dans la section 5.2.3. Les valeurs d'efficacité données ci-après sont des moyennes mesurées sur le lot $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sur lequel est employée la méthode. Elles ne peuvent pas directement s'appliquer aux événements W pour lesquels notamment les distributions de p_T , η , ϕ sont différentes.

Ces pourquoi, on effectue les mesures en fonction de variables pertinentes et on obtient des cartes d'efficacité. La convolution des distributions géométriques avec ces cartes est réalisée au sein du programme de simulation rapide de DØ, PMCS [96].

6.3.1 Efficacité *muonId*

Le produit de l'efficacité de reconstruction d'un muon *medium* dans le spectromètre et de celle d'association avec sa trace dans le trajectographe centrale est mesuré dans un seul terme que l'on appelle efficacité *muonId medium*.

Les sélections employées sont globalement décrites dans la section 5.2.3, mais il s'y ajoute quelques nuances dues à l'antériorité de l'analyse $W \rightarrow \mu\nu$. En plus des critères de 5.2.3, on demande que la trace de contrôle ait au moins 8 coups CFT et se trouve dans l'acceptance géométrique du détecteur décrite en 6.2.3.

Le résultat de la mesure dans le lot étudié donne

$$\varepsilon_{medium} = 0.828 \pm 0.004(stat).$$

Cette efficacité est utilisée sous forme d'une carte (η, ϕ) montrée figure 6.3.

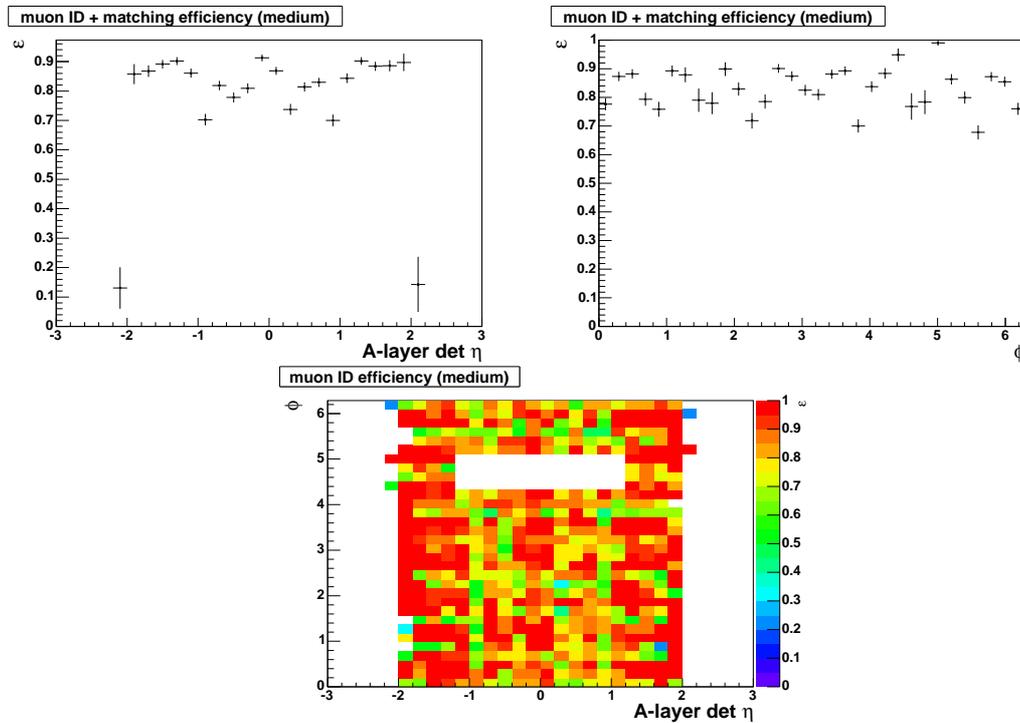


FIG. 6.3: Efficacité *muonId medium* mesurée dans le lot de données, en fonction de η et ϕ .

Pour s'assurer qu'il n'y a pas de biais dans la méthode (notamment dus à d'éventuelles corrélations), on utilise la simulation complète d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et on compare ce qu'on peut appeler la vraie efficacité, à l'efficacité *tag and probe*. La vraie efficacité est calculée en cherchant si un muon reconstruit dans le détecteur, se trouve proche d'un muon engendré par la désintégration d'un Z (suivant une coupure $\Delta R < 0.5$). L'efficacité vraie ainsi obtenue diffère de 0.2% de l'efficacité *tag and probe*, et ce chiffre est pris comme erreur systématique.

6.3.2 Efficacité de déclenchement

Les conditions de déclenchement de cette analyse se basent sur :

- au niveau 1 des critères sévère sur les coups dans les scintillateurs (L1scint) et des conditions relâchées sur les chambres à fils (PDT, MDT) (L1wire).
- au niveau 2 un muon reconstruit de qualité *medium* d'impulsion supérieure à 3 GeV (condition L2M3).
- au niveau 3, la reconstruction d'une trace de p_T supérieur à 10 GeV. (L3TK).

Les efficacités de L1scint, L1wire et L2M3 sont calculés de la même manière qu'en 6.3.1, sauf que le muon de test doit avoir la qualité *medium*. Les efficacités ont été évaluées séparément pour les deux types de déclenchement, MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10, car les conditions de niveau 1 en sont différentes. Les mesures sont notées dans la table 6.1. L'efficacité du niveau 3 est décrite dans la section 6.3.3.

Efficacité	mesurée relativement à	MUW_A_L2M3_TRK10	MUW_W_L2M3_TRK10
'L1 scint'(L1S)	muon medium (M)	0.917 ± 0.003	0.761 ± 0.005
'L1 wires' L1W	M/LS	0.974 ± 0.002	0.807 ± 0.005
'L2M3'	M / L1S / L1W	0.984 ± 0.002	0.984 ± 0.002
'L3TK'	track	0.792 ± 0.005	0.792 ± 0.005

TAB. 6.1: Efficacités des conditions de déclenchement de niveau 1 et 2.

La figure 6.4 montre ces différentes cartes d'efficacité pour le lot MUW_A_L2M3_TRK10. La carte produit de toutes les efficacités liées au spectromètre à muons (reconstruction et déclenchement) y est également montrée, car c'est cette dernière qui est implémentée dans le logiciel de simulation rapide, PMCS.

6.3.3 Efficacité de reconstruction de traces hors ligne et en ligne

Reconstruction des traces centrales

La méthode *tag and probe* décrite en 5.3.5 est employée pour mesurer l'efficacité de reconstruction d'une trace dont la qualité est décrite section 6.2.3. Par rapport à 5.3.5 on s'assure en outre que le muon de test est bien dans l'acceptance géométrique définie en 6.2.3.

Une première approche naïve consiste à supposer l'isotropie en φ du trajectographe cylindrique et à ne considérer ainsi que les variations en η de l'efficacité.

Pour s'assurer de la validité de cette approche, on effectue, comme dans la section 6.3.1, une comparaison entre efficacité vraie et efficacité *tag and probe* à partir d'un lot de simulation complète $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Le résultat de 3% est loin d'être négligeable comme on peut le voir sur la figure 6.5, ce qui montre que l'approche était trop naïve

Pour comprendre l'origine du biais, il faut se rappeler des coupures utilisées pour sélectionner le muon de contrôle. L'une de ces coupures est $|dca| < 200 \mu\text{m}$. Étant donnée la résolution des traces sans coup dans le détecteur de vertex, cette coupure sélectionne de

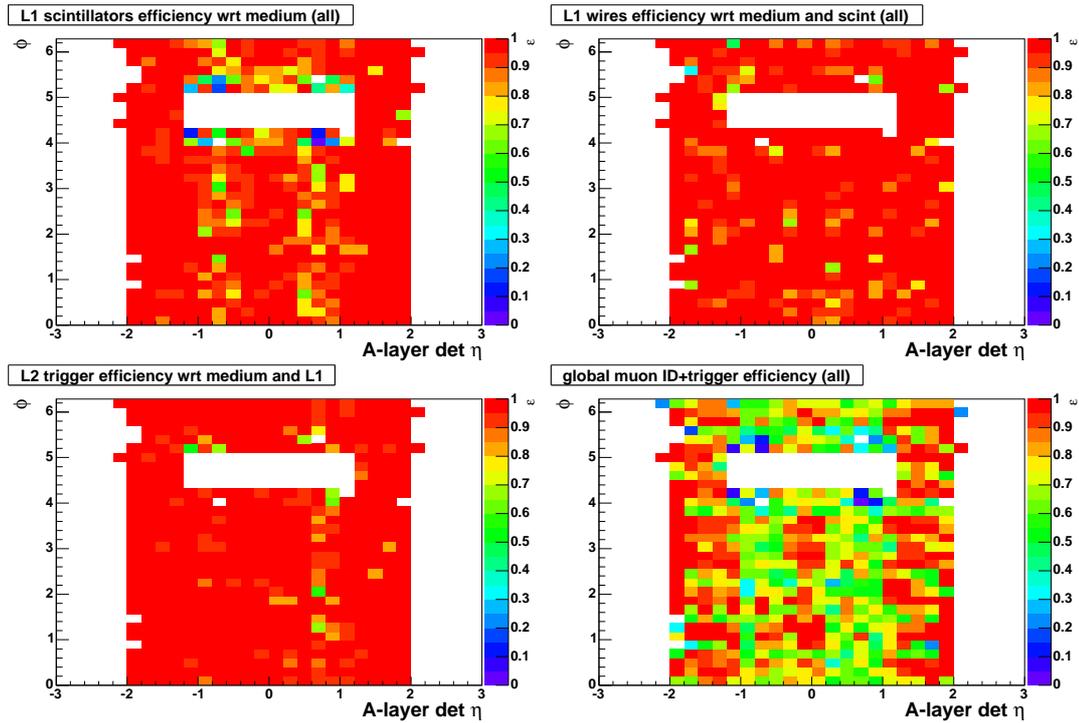


FIG. 6.4: Efficacité de niveau 1 (scintillateur et fil), et de niveau 2 pour le lot MUW_A_L2M3_TRK10. Le produit de toutes les efficacités liées au spectromètre à muons (reconstruction et déclenchement) est également montré.

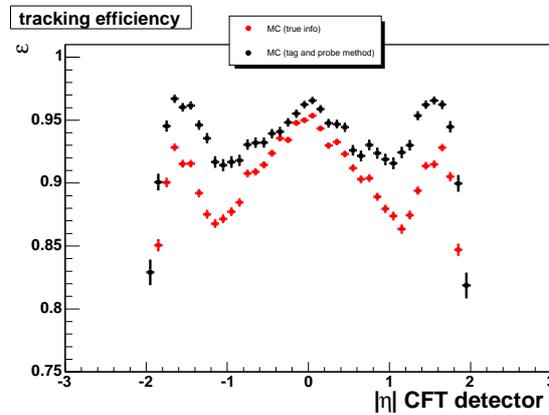


FIG. 6.5: Comparaison de l'efficacité de reconstruction des traces centrales (rouge) et du résultat de la méthode *tag and probe* (noir), basée sur une simulation complète $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

fait des traces émises dans son acceptation. L'extension spatiale suivant z de ce détecteur n'est que de ± 40 cm, si bien que la coupure biaise la distribution du vertex d'interaction commun aux deux muons. La probabilité que le muon de test soit dans l'acceptation (suivant z) du SMT augmente si le muon de contrôle passe la coupure $|dca| < 200 \mu\text{m}$, ce qui augmente au final l'efficacité de reconstruction de la trace.

En comprenant la source du biais on voit que la solution pour s'en débarrasser consiste à évaluer l'efficacité en fonction de z . On peut voir sur la figure 6.6 qu'en effet le biais a pratiquement disparu si on utilise cinq tranches suivant z . Lorsqu'on moyenne la différence entre efficacité vraie et efficacité *tag and probe* de la figure 6.6, on trouve un biais résiduel de 0.2%. Cette valeur est l'incertitude systématique que l'on va associer à la mesure dans les données, ci-après.

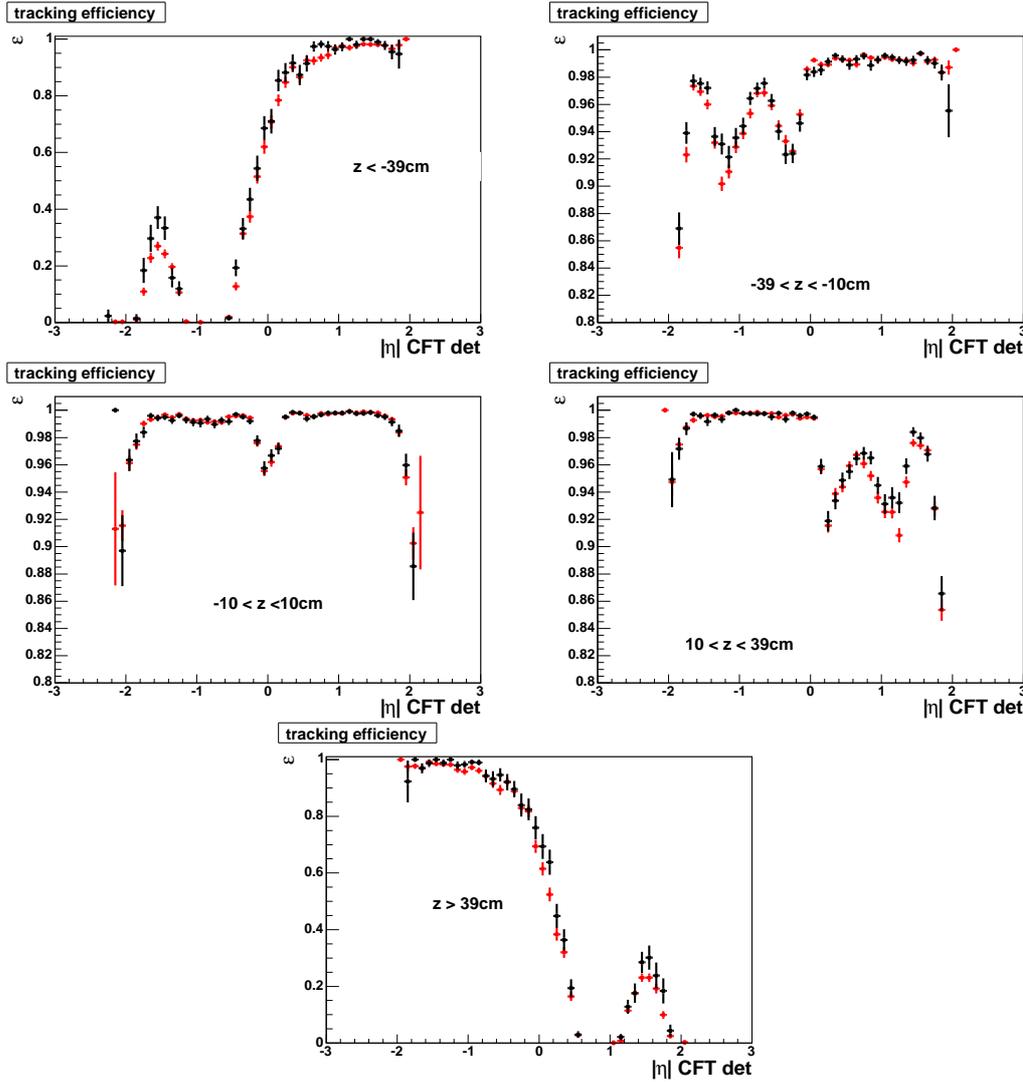


FIG. 6.6: Comparaison de l'efficacité de reconstruction des traces centrales (rouge) et du résultat de la méthode *tag and probe*(noir), basée sur une simulation complète $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Cette fois l'efficacité est étudiée suivant des tranches en z .

Les efficacités mesurées dans les données sont montrées sur la figure 6.7 et sont entrées dans le logiciel de simulation rapide. On trouve ainsi que l'efficacité vaut:

$$\varepsilon_{\text{tracking}} = 0.834 \pm 0.004(\text{stat}) \pm 0.002(\text{sys})$$

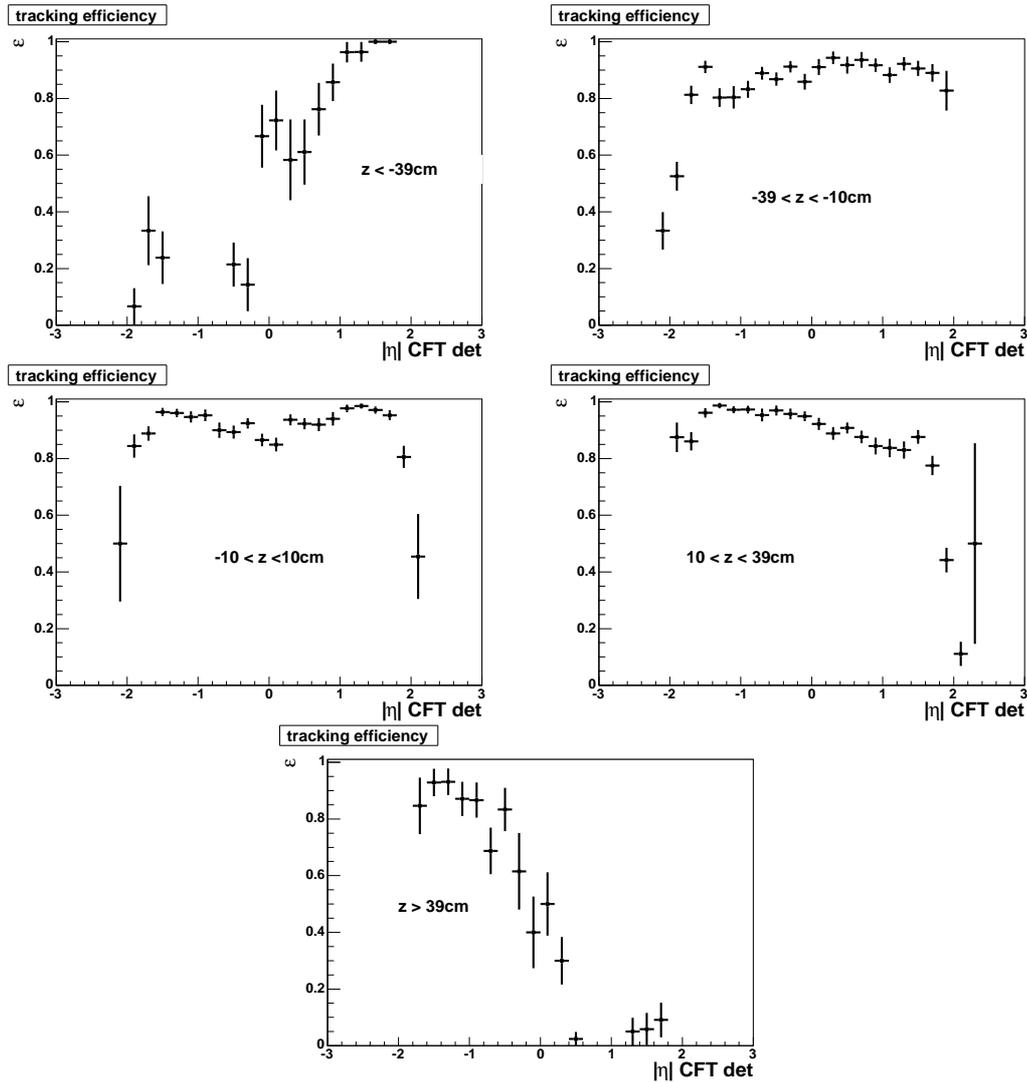


FIG. 6.7: Efficacité de reconstruction des traces centrales dans les données.

Reconstruction des traces au niveau 3 de déclenchement

Les conditions de déclenchement MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10 demande une trace avec $p_T > 10$ GeV au niveau 3. L'efficacité de reconstruction de cette trace est calculée de la même manière que l'efficacité de reconstruction hors ligne, si ce n'est qu'on demande d'abord que la particule de test soit associée à une trace de qualité décrite section 6.2.3. On calcule ainsi, l'efficacité relative à l'efficacité hors-ligne. Pour considérer que le muon de test a déclenché la condition de niveau 3, il faut trouver à proximité ($\Delta\phi < 0.5$) une trace de niveau 3 vérifiant $p_T > 10$ GeV. L'efficacité de niveau 3 n'a pas besoin d'être mesurée en fonction de z car on considère que la dépendance en z est déjà prise en compte dans le calcul de l'efficacité hors-ligne. On ne la mesure donc qu'en fonction de la pseudo-rapidité. Le résultat de cette mesure est montré sur la figure 6.8 et

vaut :

$$\varepsilon_{L3TK} = 0.792 \pm 0.005$$

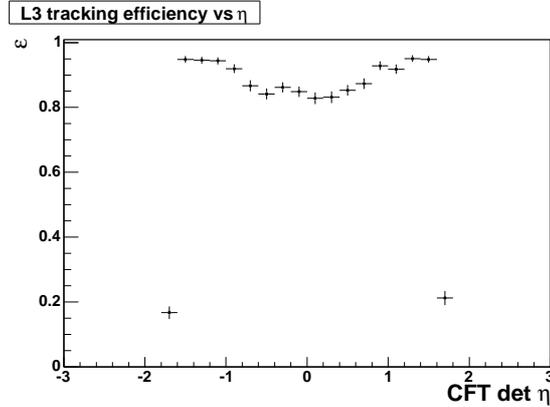


FIG. 6.8: Efficacité de reconstruction des traces au niveau 3, par rapport l'efficacité hors ligne d'avoir des coups SMT $\chi^2/\text{d.o.f.} < 3.3$ et $|dca| < 110 \mu\text{m}$.

6.3.4 Variation avec le temps

Les efficacités étudiées dans la section précédente s'avère varier en fonction du temps (notamment à cause de mal fonctionnement de telle ou telle partie des sous-détecteurs). Ainsi ce qui a été mesuré correspond à une moyenne sur la variable temps, ce qui pourrait conduire à des biais sur la mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$.

Pour évaluer l'effet de ces variations, les efficacités sont de nouveau évaluées par la méthode *tag and probe* mais en fonction du temps. Plus précisément, on utilise des tranches d'environ 5 pb^{-1} de données. Pour ce faire et par souci de simplification, la condition MUW_W_L2M3_TRK10 seule est considérée mais appliquée sur le lot total d'événements. Le produit des efficacités en fonction du temps (ici le numéro de run) est montré sur la figure 6.9. Ces efficacités permettent de calculer une section efficace en fonction du temps qui est montré également sur la figure. On peut moyennner le résultat obtenue tranche par tranche en pondérant par la luminosité de chaque tranche. Ce résultat est comparée à celui obtenue, si on n'avait considéré qu'une tranche de luminosité $\mathcal{L} = 95.6 \text{ pb}^{-1}$. La différence s'élève à 0.6% et est considérée en tant qu'erreur systématique sur l'acceptance finale.

6.3.5 Efficacité d'isolation

Les critères d'isolation de cette analyse sont $\Sigma_{\text{cone}0.5}(p_T) - 0.5 \times \mathcal{L}_I < 1.1 \text{ GeV}$ et $\Sigma_{\text{halo}}(E_T) - 0.75 \times \mathcal{L}_I < 1.65 \text{ GeV}$.

L'efficacité d'isolation est déterminée dans le lot de données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ grâce à la méthode *tag and probe*. Ce lot d'événements est sélectionné avec les mêmes critères de

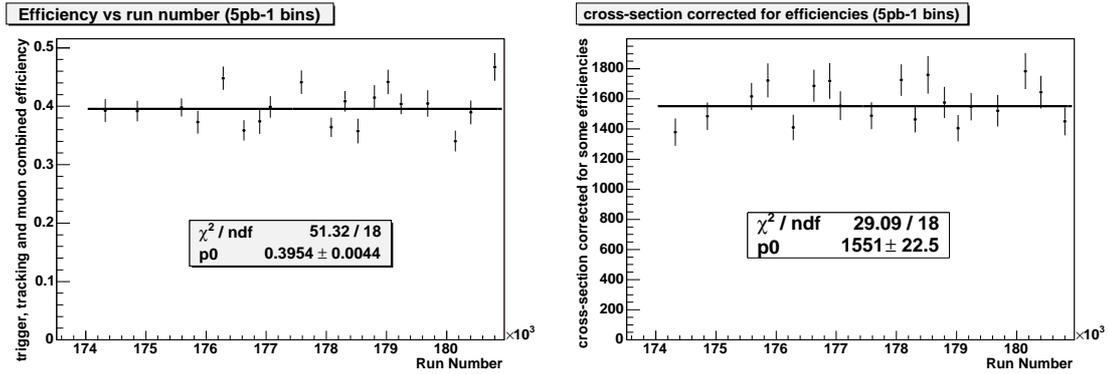


FIG. 6.9: Stabilité de la combinaison des efficacités (traces, déclenchement et muon) en fonction du temps. Stabilité de la mesure de la section efficace qui en résulte (unité arbitraire).

qualité de traces centrales qu'en 6.2.3. Pour limiter la possible contamination en événements $b\bar{b}$, le muon de contrôle doit en outre être isolé. Le muon de test sert ensuite à évaluer la probabilité de remplir les critères d'isolation. Comme dans les sections précédentes, la simulation complète va servir à évaluer un biais possible de la mesure par cette méthode.

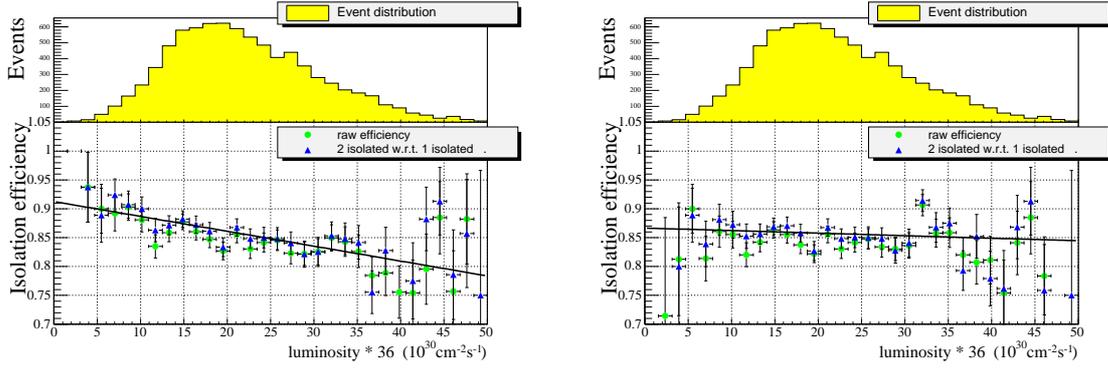
Choix du critère

Le choix de la coupure résulte d'un compromis entre une efficacité assez grande de l'ordre de 85% et une faible systématique sur le bruit de fond QCD dont il est question section en 6.6.2. En effet si par exemple les coupures sur l'isolation sont relâchées pour gagner environ 8% d'acceptance, alors le taux d'événements QCD passant le critère d'isolation double, ce qui double également l'incertitude sur ce bruit de fond. Avec cette coupure relâchée, on aurait une systématique d'environ 1.5% sur la section efficace due à la détermination du fond QCD, ce qui en ferait une des sources d'incertitudes principales.

Dépendance en luminosité

Nous avons choisi des variables d'isolation combinée à la luminosité instantanée de sorte que l'efficacité ne dépende pas de la luminosité. Ceci est montré sur la figure 6.10(b)(b) pour laquelle on mesure une variation de l'efficacité de $-2.7 \pm 2.6\%$ lorsque la luminosité par croisement passe de 0 à $50/36 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Un critère d'isolation d'efficacité analogue et n'incluant pas la luminosité serait $\Sigma_{cone0.5}(p_T) < 1.4 \text{ GeV}$ et $\Sigma_{halo}(E_T) < 2.1 \text{ GeV}$. La variation associée à ce critère est montrée sur la figure 6.10(b)(a). Elle s'élève à $-12.4 \pm 2.6\%$ lorsque la luminosité passe de 0 à $50/36 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Il a en fait été vérifié que les résultats de la mesure de la section efficace était stable vis à vis du choix de l'un ou l'autre des deux critères mentionnés (à 0.2% près). On préfère cependant travailler avec un critère d'efficacité constante. Cela permet par exemple de mesurer la section efficace en fonction du temps sans avoir à corriger d'une évolution de la luminosité avec le temps.



(a) Critère $\Sigma_{cone0.5}(p_T) < 1.4 \text{ GeV}$ et $\Sigma_{halo}(E_T) < 2.1 \text{ GeV}$.
 (b) Critère $\Sigma_{cone0.5}(p_T) - 0.5 \times \mathcal{L}_I < 1.1 \text{ GeV}$ et $\Sigma_{halo}(E_T) - 0.75 \times \mathcal{L}_I < 1.65 \text{ GeV}$.

FIG. 6.10: Efficacité d'isolation en fonction de la luminosité instantanée par croisement de faisceau. La luminosité est multipliée par 36 afin de refléter la luminosité totale des 36 paquets de particules du TeVatron.

Notons que dans les simulations utilisées dans cette analyse, il n'y a pas de simulation du profil de luminosité instantanée. Pour répondre à ce problème, on choisit d'utiliser une valeur fixe dans les formules $\Sigma_{halo}(E_T) < 1.65 + 0.75 \times \mathcal{L}_I$ et $\Sigma_{cone0.5}(p_T) < 1.1 + 0.5 \times \mathcal{L}_I$, lorsqu'on travaille avec des événements simulés. La valeur choisie est la valeur moyenne de la luminosité instantanée par paquet, mesurée dans les données : $\mathcal{L}_I = 0.6 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

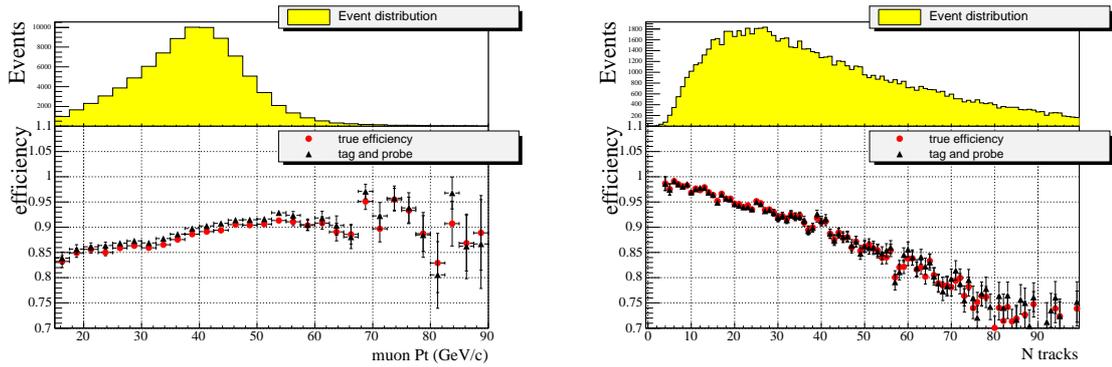
Biais de la méthode *tag and probe*

En mesurant l'efficacité d'isolation dans la simulation complète, on trouve un biais positif de 1%, c'est ce qui est montré sur la figure 6.11(a). On peut éliminer ce biais, en se débarrassant du critère d'isolation requis pour le muon de contrôle, ce qui laisse à penser qu'il serait dû à une corrélation entre les deux muons.

Pour comprendre l'origine du biais, la figure 6.11(b) montre l'efficacité d'isolation en fonction du nombre de traces chargées reconstruites dans la simulation $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. On voit que l'isolation dépend fortement du nombre de traces reconstruites provenant de l'événement sous-jacent et aussi des interactions secondaires $p\bar{p}$. Ce nombre qu'on pourrait qualifier de taux d'occupation du détecteur est communs aux deux muons et crée donc une corrélation. On voit aussi qu'à nombre de traces fixé, l'efficacité vraie et l'efficacité *tag and probe* sont en bon accord, ce qui semble indiquer que ce taux d'occupation est l'unique source de biais.

Dépendance en p_T dans la simulation

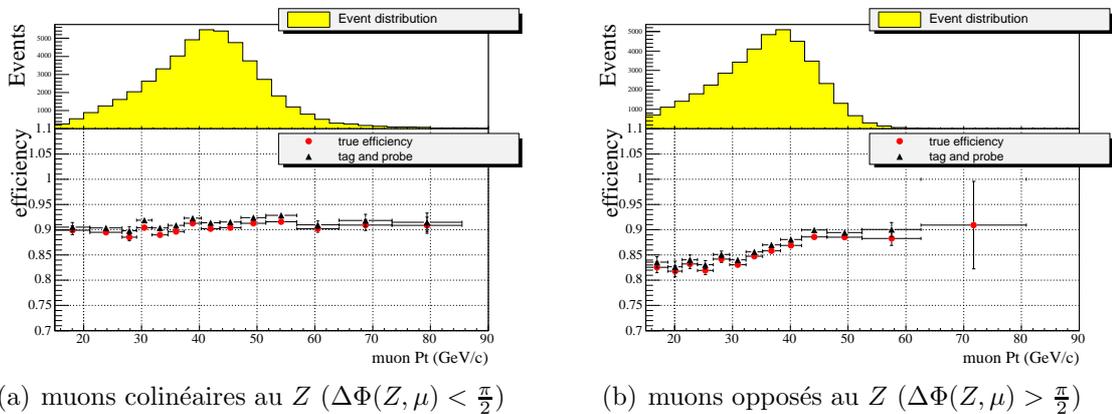
La figure 6.11(a) montre les variations d'efficacité d'isolation en fonction du p_T du muon, tandis que la figure 6.12 montre ces mêmes efficacités quand le muon est produit dans la même direction que le boson Z ($\Delta\Phi(Z, \mu) < \frac{\pi}{2}$) et quand il est produit dans une direction opposé au Z ($\Delta\Phi(Z, \mu) > \frac{\pi}{2}$). La dépendance en p_T disparaît pour les muons émis dans la même direction que le Z .



(a) Efficacité d'isolation en fonction du p_T du muon. (b) Efficacité d'isolation en fonction du p_T du nombre de traces chargées.

FIG. 6.11: Comparaison dans la simulation $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ entre l'efficacité d'isolation vraie et celle obtenue par la méthode *tag and probe*.

Ce résultat est interprété de la façon suivante. Lorsque le Z a une direction de vol précise c'est qu'il recule contre un système hadronique (en général c'est un événement $Z + jet$). Les muons de désintégration émis dans le même hémisphère que le Z bénéficient d'un boost de Lorentz ce qui augmente leur p_T . Les muons émis dans l'autre hémisphère ont au contraire un p_T amoindri par le boost de Lorentz et ont une grande chance d'être émis à proximité du système hadronique contre lequel le Z recule.



(a) muons colinéaires au Z ($\Delta\Phi(Z, \mu) < \frac{\pi}{2}$) (b) muons opposés au Z ($\Delta\Phi(Z, \mu) > \frac{\pi}{2}$)

FIG. 6.12: efficacité d'isolation en fonction du p_T du muon dans les simulations $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Paramétrisation de la dépendance en p_T .

Pour modéliser la variation de l'efficacité en fonction de p_T , on ajuste une fonction de la forme $A + B * \text{Erf}(\frac{p_T - C}{D})$. Les paramètres sont déterminés dans les données $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Mais deux problèmes subsistent. D'une part les échelles d'énergies liées à la physique du Z et celle du W ont une grande chance d'être différente à cause de la différence de

masse de ces bosons. D'autre part, les coupures d'analyses (notamment sur E_T et sur M_T , cf. 6.2.3) peuvent également changer l'efficacité d'isolation des événements W .

Pour solutionner le premier problème, on se propose de rééchelonner suivant le facteur $M_Z/M_W = 91.2/80.4$ l'argument de la fonction paramétrant la dépendance en p_T obtenu avec le Z . On vérifie que cette approximation est raisonnablement correcte sur la figure 6.13 qui compare l'efficacité vraie dans des événements simulés $W \rightarrow \mu\nu$ et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Le deuxième problème peut être étudié dans la simulation $W \rightarrow \mu\nu$ en comparant ce qui se passe avant et après coupure en M_T . Selon la figure 6.13 l'efficacité d'isolation est plus petite pour les événements W à petit p_T ($20 \text{ GeV} > p_T > 15 \text{ GeV}$) si on ajoute en outre la condition $M_T > 40 \text{ GeV}$. Si on se rappelle de la formule approchée $m_T = 2p_T + u_{\parallel}$ (ou u_{\parallel} est la projection du recul du Z le long de la direction de vol du muon) on comprend qu'un muon de p_T de 15 GeV et de grande masse transverse a toutes les chances d'avoir été produit dans la direction d'un grand recul hadronique. Cet effet est somme toute assez faible puisque en considérant la globalité des événements W , une différence de 0.2% est observée avant et après la coupure $M_T > 40 \text{ GeV}$.

Finalement pour déterminer une incertitude systématique, dus au cumul des deux effets, on calcule l'efficacité globale dans la simulation, obtenue en ajustant une fonction $A + B * \text{Erf}(\frac{p_T - C}{D})$ sur la simulation $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, puis en échelonnant l'argument suivant M_Z/M_W puis en convoluant le résultat avec le spectre en p_T des événements W vérifiant $p_T > 20 \text{ GeV}$ et $M_T > 40 \text{ GeV}$. Ce résultat diffère de 0.1% de l'efficacité vraie des événements $W \rightarrow \mu\nu$ simulés. Ce nombre négligeable n'est pas ajouté dans la liste finale des incertitudes systématiques.

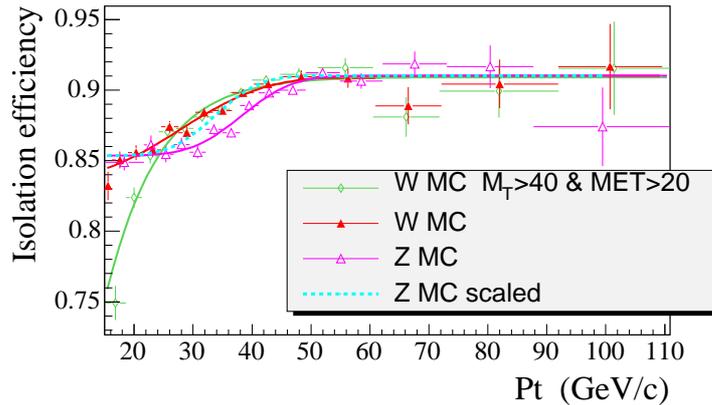


FIG. 6.13: Efficacité d'isolation en fonction du p_T du muon dans la simulation Z et W . Les fonctions ajustées sont montrées ainsi que ce que l'on obtient au pic du Z pour lequel on échelonne l'impulsion suivant le rapport M_Z/M_W .

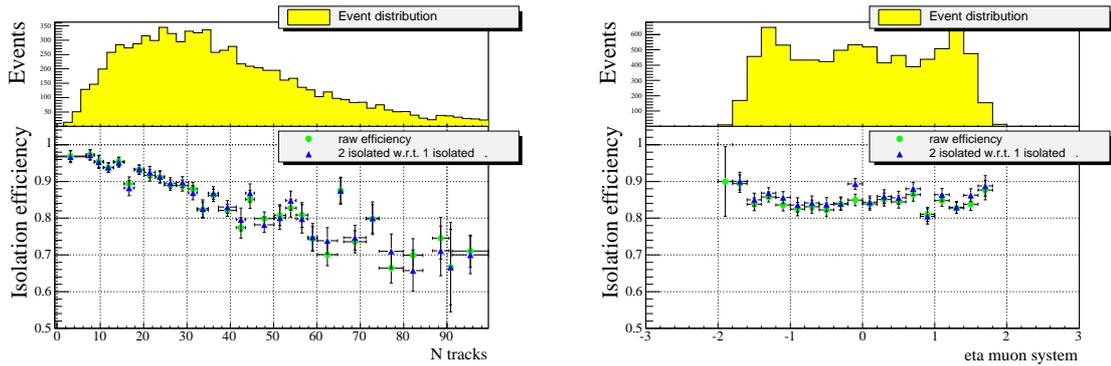
period	ε_{iso} (no iso)	ε_{iso} (iso)	Final
MUW_W_L2M3_TRK10	$85.3\% \pm 0.5\%$	$86.1\% \pm 0.5\%$	$85.7\% \pm 0.6\%$ (stat) $\pm 0.5\%$ (syst)
MUW_A_L2M3_TRK10	$83.7\% \pm 0.6\%$	$85.6\% \pm 0.6\%$	$84.6\% \pm 0.6\%$ (stat) $\pm 0.5\%$ (syst)

 TAB. 6.2: Efficacité d'isolation obtenue au pic $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données.

Mesure de l'efficacité d'isolation dans les données

L'efficacité d'isolation servant à calculer l'acceptance des W est mesurée à partir des données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ suivant la méthode *tag and probe*. La figure. 6.14(a) montre l'efficacité dans les données en fonction du nombre de traces reconstruites, ce qui peut être comparés à la simulation sur la figure 6.11(b). Un comportement similaire est observé, indiquant qu'un biais positif de 1% est attendu pour la mesure dans les données, dû à la méthode *tag and probe*.

La figure 6.14(b) montre la dépendance en η . A cause de cette dépendance, les efficacités moyennées sur la région "all" et sur la région "wide" sont différentes. C'est pourquoi on réalise la mesure sur les deux lots de données, MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10, séparément.



(a) Efficacité d'isolation en fonction du nombre de traces chargées.

 (b) Efficacité d'isolation en fonction du η .

 FIG. 6.14: Efficacité d'isolation mesurée dans les données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ suivant la méthode *tag and probe*. Il n'y a pas de critère d'isolation spécifique demandé sur le muon de contrôle pour ces mesures-ci.

Les efficacités d'isolation des lots MUW_A_L2M3_TRK10 and MUW_W_L2M3_TRK10 sont récapitulées dans la table 6.2. La première colonne reporte le cas où le muon de contrôle ne pas spécifiquement isolé. On s'attend à ce que ce chiffre corresponde à une borne inférieure de la véritable efficacité d'isolation, à cause d'une possible contamination en événements $b\bar{b}$. La seconde colonne reporte le cas où le muon de contrôle est isolé. Cette fois, à cause du biais observé dans la simulation, on s'attend à ce que ce chiffre soit une borne supérieure de l'efficacité vraie.

Pour MUW_A_L2M3_TRK10, la différence entre la borne supérieure et inférieure est de 1.9%. En supposant un biais de 1%, on peut inférer un effet de 0.9% due à la contamination $b\bar{b}$. Suivant le même raisonnement, on trouve une différence de 0.8% dans le cas

MUW_W_L2M3_TRK10, si bien que la contamination en $b\bar{b}$ semble être négligeable

Comme l'effet exact du biais n'est pas connu et qu'il n'est pas possible de le séparer de l'effet dû au bruit de fond $b\bar{b}$, on décide de prendre la valeur moyenne des bornes inférieures et supérieures comme efficacité, et de retenir la moitié du biais attendu comme incertitude systématique. Ceci couvre à la fois la possible contamination en $b\bar{b}$ et la possible déviation des 1% vue dans les simulations. Au final on retient donc:

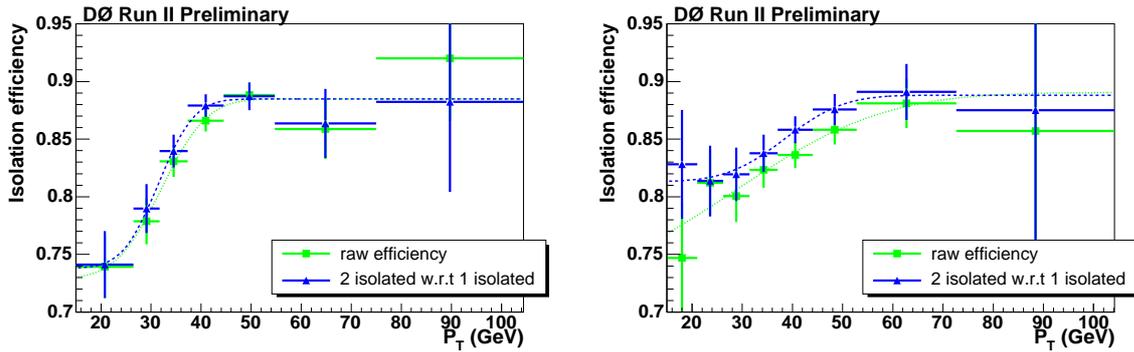
$$\text{pour MUW_W_L2M3_TRK10 } \varepsilon = 85.7\% \pm 0.6\%(\text{stat}) \pm 0.5\%(\text{syst})$$

$$\text{pour MUW_A_L2M3_TRK10 } \varepsilon = 84.6\% \pm 0.6\%(\text{stat}) \pm 0.5\%(\text{syst}).$$

pour appliquer ces résultats à la mesure de section efficace $W \rightarrow \mu\nu$, une étape supplémentaire est nécessaire. Les efficacités d'isolation sont ajustées à la forme fonctionnelle décrite en 6.3.5. Le résultat est montré sur les figures 6.15(a) et 6.15(b). Quand ces efficacités sont appliquées sur les événements W de la simulation rapide (i.e. en convoluant avec les spectres en p_T), on trouve

$$\varepsilon = 84.7\% \pm 0.6\%(\text{stat}) \pm 0.5\%(\text{syst}) \text{ pour MUW_W_L2M3_TRK10}$$

$$\varepsilon = 84.3\% \pm 0.6\%(\text{stat}) \pm 0.5\%(\text{syst}) \text{ pour MUW_A_L2M3_TRK10.}$$



(a) Efficacité d'isolation pour le lot MUW_W_L2M3_TRK10. (b) Efficacité d'isolation pour le lot MUW_A_L2M3_TRK10.

FIG. 6.15: Efficacité d'isolation avec ou sans critère d'isolation sur le muon de contrôle.

6.3.6 Efficacité du veto $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$

Pour se débarrasser des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ contaminant le lot de candidats $W \rightarrow \mu\nu$, on retire les événements pour lesquels on deuxième muon *medium* est présent, ou pour lesquels une autre trace de grand p_T est présente.

Choix des coupures

La contamination en $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ est évaluée avec la simulation rapide décrite en 6.6.1.

La plupart des événements passant la sélection ont en fait un des muons en dehors de l'acceptance du détecteur et sont donc indistinguables d'un vrai événement $W \rightarrow$

$\mu\nu$. D'autres événements passent la sélection parce que l'un des deux muons n'est pas bien reconstruit à cause des inefficacités de trajectographie ou de reconstruction dans le spectromètre à muons. Il est donc essentiel que les efficacités et la multiplicité en objet soient bien reproduites par la simulation. La simulation rapide n'implémente qu'un type d'efficacité pour chaque objet (muons, traces). Cette contrainte technique impose que les critères de veto correspondent à des objets reconstruits de qualité similaire aux critères de sélection $W \rightarrow \mu\nu$.

Le premier veto, basé sur la trajectographie, permet de se débarrasser des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et des muons cosmiques pour lesquels on des muons n'est pas reconstruit dans le spectromètre, mais est vu dans le trajectographe. Comme les deux muons sont produits presque dos à dos dans le cas $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, on demande que cette trace supplémentaire soit opposée au muon bien reconstruit pour retirer l'événement : $\Delta(\phi_W, \phi_{track\ veto}) > 2.1$. Pour éviter une contamination venant de traces centrales mal reconstruites, la trace en question doit respecter les mêmes critères de qualité que le muon bien reconstruit :

1. $p_T > 20$ GeV.
2. $\chi^2/\text{d.o.f.} < 3.3$.
3. Au moins un coup dans le SMT.
4. $|dca| < 110$ μm
5. $\eta < 2$

Le deuxième veto se repose sur le spectromètre. On demande qu'il n'y ait pas d'autre *medium* avec $|nseg| = 3$ dans l'événement. Pour éviter des problèmes dus aux muons factices que l'on rencontre parfois proche d'un vrai muon, on n'applique ce critère que pour des objets suffisamment éloignés dans l'espace du muon principal: $\Delta(\phi_W, \phi_{muon\ veto}) > 0.1$.

Calcul de l'efficacité

L'efficacité du veto est calculée dans le cadre de la simulation rapide. Mais on peut effectuer une vérification du résultat en comparant la simulation complète et les données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Pour cette comparaison, on sélectionne un événement $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. L'un des muons satisfait aux exigences décrites en 6.2.3, tandis que l'autre, une fois reconstruit est artificiellement retiré de l'événement pour imiter le cas d'un $W \rightarrow \mu\nu$.

On peut alors comptabiliser le nombre de fois où l'on voit un troisième bon objet (trace ou muon) qui sera source d'une inefficacité car il déclenchera le veto.

Pour éviter un biais provenant d'activité dans le spectromètre autour du muon que l'on vient de retirer, on exclut une zone $\Delta R < 0.5$ autour de ce muon. L'efficacité des vetos sur les traces centrales et les muons combinés est montrée sur la figure 6.16 en fonction de la coupure $\Delta\phi$ entre le muon $W \rightarrow \mu\nu$ et la trace du veto. On trouve une efficacité de $\varepsilon_{veto} = 99.51 \pm 0.09(\text{stat})\%$ for $\Delta(\phi_W, \phi_{track\ veto}) > 2.1$.

Pour valider que ce qu'on obtient avec les données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ peut s'appliquer aux vrais $W \rightarrow \mu\nu$, on compare dans la simulation complète l'efficacité du veto sur une

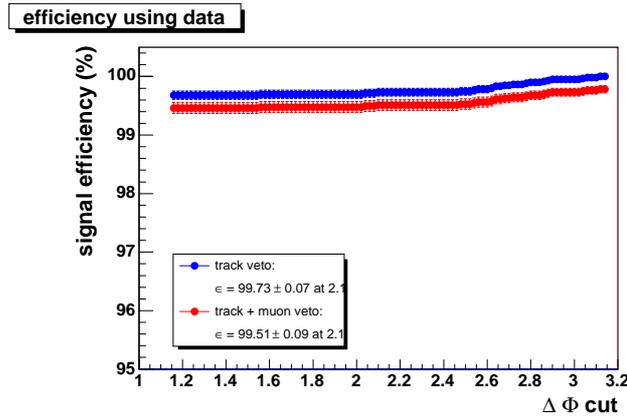


FIG. 6.16: Efficacité combinée des vetos traces et muons en fonction de $\Delta\phi$ obtenue en sur des données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. La coupure finale est choisie à $\Delta(\phi_W, \phi_{track\ veto}) > 2.1$.

simulation $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $W \rightarrow \mu\nu$. Les résultats sont respectivement $\varepsilon_{MC\ Z} = 99.09 \pm 0.05(\text{stat})\%$ et $\varepsilon_{MC\ W} = 99.03 \pm 0.06(\text{stat})\%$. L'accord est très bon et montre la validité de la méthode. Notons que ces efficacités sont plus petites que dans les données, ce qui se comprend par une plus grande efficacité de reconstruction de la simulation du spectromètre et du trajectographe par rapport à la réalité.

Cette même méthode est appliquée dans la simulation rapide de $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $W \rightarrow \mu\nu$. Là encore les résultats sont en bon accord entre eux : $\varepsilon_{PMCS\ Z} = 99.54 \pm 0.05(\text{stat})\%$ et $\varepsilon_{PMCS\ W} = 99.48 \pm 0.05(\text{stat})\%$, et sont en accord avec ce qui est observé dans les données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Finalement, on retient comme efficacité, ce qui est mesuré dans les données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

$$\varepsilon_{veto} = 99.51 \pm 0.1 (\text{stat}) \pm 0.1 (\text{syst})\%.$$

L'erreur systématique retenue provient de la différence entre la simulation rapide et l'estimation avec les données.

6.4 La simulation rapide

L'acceptance pour le signal ainsi que la contamination en bruit de fond *électrofaible* sont évaluées grâce à la simulation rapide, PMCS.

Dans une première étape, on génère les événements avec PYTHIA [72] et les PDF CTEQ6.1 [98, 99]. Le modèle de l'événement sous-jacent et du p_T du boson provient de [100].

Puis la simulation rapide modélise de façon paramétrique différents effets qui sont : la résolution en impulsion transverse, la simulation de l'énergie manquante, les efficacités et acceptances géométriques des muons, des traces et du déclenchement. Grâce à sa souplesse et sa rapidité, la simulation rapide permet également d'étudier le modèle de la région lumineuse ou l'impact du choix des PDF.

La section 6.3 décrit la méthode de mesure des différentes efficacités de reconstruction des objets, implémentées sous formes de cartes d'efficacité dans la simulation rapide. La suite détaille les autres effets implémentés dans cette simulation.

6.4.1 Résolution en impulsion et en énergie manquante

Trajectographie

La résolution du trajectographe est simulée en dégradant les impulsions transverses simulées suivant une gaussienne dont la largeur est donnée par l'équation :

$$\frac{\sigma_{1/p_T}}{1/p_T} = \sqrt{A^2 \frac{p_T^2}{L^4} + \frac{B^2}{L \sin(\theta)}} \quad (6.7)$$

, où A représente l'effet de résolution dû à l'incertitude sur la position des coups dans le détecteur, tandis que B est dû à la diffusion multiple. Le bras de levier L est sans dimension et représente la fraction du nombre de couches CFT touchées suivant un modèle simplifié cylindrique du CFT.

L'impulsion dégradée est ensuite multipliée pour tenir compte d'un effet d'échelle d'énergie, par exemple dû à une mauvaise description du champ magnétique ou à de l'énergie perdue lors du passage à travers la matière du détecteur :

$$p_T(\text{final}) = C \cdot p_T(\text{smear}) \quad (6.8)$$

Les paramètres A et C sont ajustés sur le pic en masse du Z dans les données, sélectionnées avec des traces respectant les critères de qualités de 6.2.3. Le paramètre B a été déterminé sur un lot d'événements $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ mais il joue un rôle totalement négligeable pour les muons de grand p_T de l'état final $W \rightarrow \mu\nu$.

$$A = (2.32 \pm 0.10) \times 10^{-3}, \quad B = (2.58 \pm 0.08) \times 10^{-2}, \quad C = 0.995 \pm 0.003. \quad (6.9)$$

Énergie manquante

Les contributions à l'énergie manquante proviennent de l'énergie des neutrinos, des fluctuations dans la mesure des énergies des jets provenant du recul du W , des effets de l'événement sous-jacent, et des effets de résolutions de l'impulsion du lepton. La simulation des différents termes a été ajustée dans le cadre de l'analyse $W \rightarrow e\nu$ [104]. Pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$ il faut en outre ajouter un terme qui provient de l'énergie déposée par le muon dans le calorimètre.

Pour simuler les effets de résolution, on dégrade l'énergie de recul suivant la paramétrisation :

$$E_{T\text{recoil}}' = E_{T\text{recoil}} \times \alpha \quad (6.10)$$

$$\frac{\sigma_{E_{T\text{recoil}}'}}{E_{T\text{recoil}}'} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{\sqrt{E_{T\text{recoil}}'}}} \quad (6.11)$$

Paramètre	Valeur et incertitude
α	0.60 ± 0.02
S	$0.80 \pm 0.20 \text{ GeV}^{\frac{1}{4}}$
C	0.05 ± 0.01
U	$3.02 \pm 0.04 \text{ GeV}$

TAB. 6.3: Paramètres servant à dégrader \cancel{E}_T .

$$E_{T\text{recoil}}(\text{smear}) = E_{T\text{recoil}}' + x * \sigma_{E_{T\text{recoil}}'} \quad (6.12)$$

où α représente un terme d'échelle d'énergie hadronique tandis que C et S représentent les termes d'échantillonnage et constant pour la résolution du calorimètre, x est un nombre aléatoire tiré selon une loi normale. L'événement sous-jacent est simulé à l'aide d'un vecteur à direction aléatoire et dont la norme est distribuée suivant une gaussienne de moyenne 0 et de largeur U .

Ces paramètres sont reportés dans la table 6.3.

Dépôts calorimétriques du muon

La dernière contribution provient de l'énergie déposée par le muon (MIP). On se base sur une paramétrisation de ce qu'on attend comme perte moyenne d'énergie, en fonction de la matière traversée. En moyenne le muon perd 2 GeV dans le calorimètre. Cette perte d'énergie est multipliée par un facteur de réponse du calorimètre, k , qu'on peut appeler "échelle d'énergie du MIP". Il est mesuré dans les données en ajustant la distribution de u_{\parallel} aux données pour les candidats $W \rightarrow \mu\nu$, où $-u_{\parallel}$ est la projection de l'énergie calorimétrique sur la direction du muon. La variable u_{\parallel} est par construction la plus sensible à une variation de l'échelle d'énergie du MIP. On trouve que l'échelle vaut 0.78 ± 0.02 . Cette valeur est retenue par la suite dans l'analyse. Une valeur de 0.53 ± 0.03 est obtenue en ajustant la simulation sur les données à partir de la distribution de \cancel{E}_T . La différence entre ces deux valeurs, soit 0.25 est considérée comme incertitude systématique. Propagé à l'acceptance $W \rightarrow \mu\nu$, l'effet relatif de cette incertitude s'élève à 0.5%. Les distributions des variables \cancel{E}_T et u_{\parallel} sont montrées pages 182 et 186.

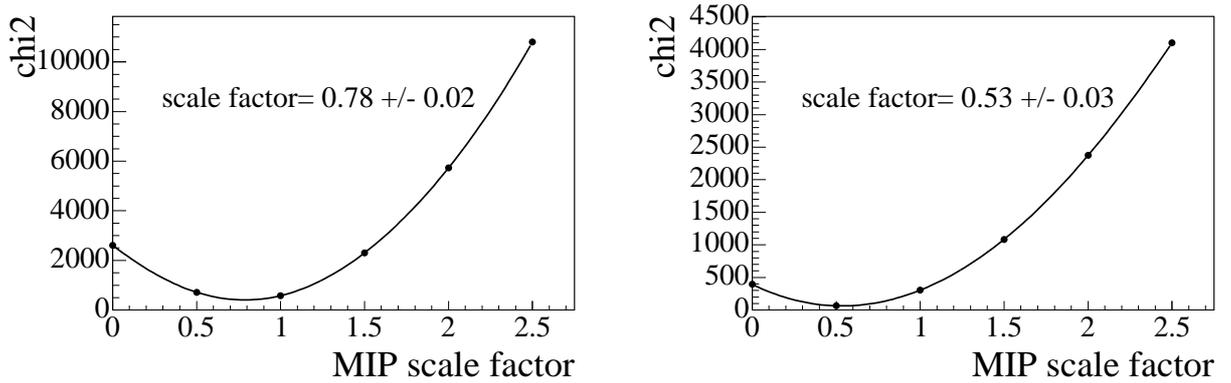
Au final, l'énergie transverse manquante, \cancel{E}_T , est calculée en faisant la somme :

$$\vec{\cancel{E}}_T = -\vec{p}_{T\mu} - \vec{E}_{T\text{recoil}}(\text{smear}) - \vec{E}_{T\text{U.E.}} - \vec{E}_{T\text{M.I.P.}} \quad (6.13)$$

où $\vec{p}_{T\mu}$ est l'impulsion dégradée du muon, $\vec{E}_{T\text{recoil}}(\text{smear})$ est l'énergie transverse dégradée du recul, $\vec{E}_{T\text{U.E.}}$ est l'énergie transverse dégradée de l'événement sous-jacent et $\vec{E}_{T\text{M.I.P.}}$ est la contribution moyenne estimée du muon à l'énergie transverse calorimétrique.

Incertitudes

Les incertitudes sur les paramètres caractérisant les résolutions et les échelles d'énergies peuvent être propagées à l'acceptance finale de la sélection $W \rightarrow \mu\nu$. La contribution la plus importante (0.5%) provient du modèle pour le dépôt d'énergie du muon dans le calorimètre. On trouve que les autres contributions non négligeables sont celles dues à la


 (a) χ^2 obtenu à partir de la distribution de u_{\parallel} .

 (b) χ^2 obtenu à partir de la distribution de E_T .

 FIG. 6.17: χ^2 de l'accord données-simulation rapide en fonction du paramètre k d'échelle de dépôt d'énergie du muon.

méconnaissance de l'échelle de l'impulsion du lepton (0.2%), à l'échelle hadronique (0.2%) et au terme d'échantillonnage (0.2%).

6.4.2 Paramétrisation de la distribution du vertex suivant z

En première approximation, la région lumineuse d'interaction a une forme gaussienne suivant l'axe z . À cause de l'efficacité de trajectographie qui dépend du paramètre z , l'acceptance $W \rightarrow \mu\nu$ est très sensible à la forme de cette distribution. Par exemple, on s'attend à une variation d'acceptance de 4% si la largeur de cette gaussienne est 25 cm au lieu de 28 cm. Translater la région lumineuse de 2 cm du centre du détecteur produit également une réduction de 0.2% de l'acceptance.

Les deux paramètres caractérisant la gaussienne, largeur et valeur moyenne, σ et z_{off} ont été déterminés en ajustant la distribution finale du z des muons de la simulation sur les données $W \rightarrow \mu\nu$ (voir figure 6.30 page 185). Pour ce faire on repondère les événements engendrés selon le défaut $z_{MC} = 0$ et $\sigma_{MC} = 25$ cm par :

$$\frac{\sigma_{MC}}{\sigma_{test}} \times \frac{\exp\left(-\frac{(z-z_{test})^2}{2\sigma_{test}^2}\right)}{\exp\left(-\frac{(z-z_{MC})^2}{2\sigma_{MC}^2}\right)} \quad (6.14)$$

et on minimise le χ^2 de la différence simulation-données. La minimisation est effectuée dans quatre cas. D'une part en séparant les échantillons MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10. D'autre part en restreignant le calcul du χ^2 au cœur de la distribution, c'est-à-dire dans l'intervalle $-39 < z < 39$ cm. Les résultats de ces calculs sont reportés dans la table 6.4.

Les ajustements dans le cœur des distributions sont en bon accord entre les deux périodes MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10. L'ajustement sans restriction en z donne des largeurs un peu plus grande et on peut supposer que c'est une surestimation due au manque de finesse de la subdivision utilisée selon z pour paramétrer les efficacités (par

Lot	région 'wide'		région 'all'	
	tout	cœur	tout	cœur
intervalle pour le calcul du χ^2				
largeur (cm)	26.7 ± 0.2	26.4 ± 0.3	27.2 ± 0.2	26.5 ± 0.4
translation(cm)	1.8 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.6 ± 0.2	1.5 ± 0.3

TAB. 6.4: Résultats des ajustements pour la détermination des paramètres de la zone lumineuse. Les erreurs reportées ici sont d'origine statistique.

exemple tous les événements $z > 39$ cm appartiennent à la même classe). La variabilité des résultats de la table 6.4 sert à estimer l'erreur systématique et on retient finalement

$$\sigma = 26.5 \pm 0.4 \text{ (sys)} \pm 0.4 \text{ (stat)} \text{ cm} \quad (6.15)$$

$$z_{off} = 1.5 \pm 0.2 \text{ (sys)} \pm 0.2 \text{ (stat)} \text{ cm.} \quad (6.16)$$

Quand ces valeurs sont propagées à l'acceptance $W \rightarrow \mu\nu$, l'incertitude sur le paramètre de translation a un impact négligeable tandis que l'incertitude sur la largeur se traduit par des incertitudes respectives de 0.8% et 0.6% pour les événements MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10.

6.5 Acceptance sur le signal

L'acceptance finale, définie comme le produit des effets géométriques, cinématiques, des efficacités de trajectographie, de reconstruction dans le spectromètre à muons et de déclenchement est calculée grâce à la simulation rapide.

L'acceptance pour les deux périodes, est évaluée avec 500k événements $W \rightarrow \mu\nu$:

$$\varepsilon = 22.37 \% \quad \text{pour les événements MUW_W_L2M3_TRK10} \quad (6.17)$$

$$\varepsilon = 25.59 \% \quad \text{pour les événements MUW_A_L2M3_TRK10} \quad (6.18)$$

Les erreurs statistiques d'ordre $\simeq 0.05\%$ sont négligeables. Les incertitudes systématiques sur ces acceptances sont reportées dans les sections suivantes.

6.5.1 Incertitude sur l'acceptance due au choix de PDF

Les PDF CTEQ6.1 sont associées à 40 PDF [99], correspondant à la variation positive et négative de 20 paramètres indépendants [98]. Il suffit donc d'évaluer l'acceptance à partir de simulations engendrées avec chacune de ces 40 PDF, puis de sommer en quadrature les effets pour estimer l'incertitude due à la méconnaissance des PDF.

On peut aussi obtenir des erreurs asymétriques en se conformant à la somme :

$$\Delta X_{\pm} = \left(\sum_{i=1}^{20} (X^{\pm} - X_0)^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6.19)$$

dans laquelle pour chacun des 20 paramètres, la différence positive est ajoutée au terme final d'incertitude positif, tandis que la différence négative est ajoutée au terme final

Source d'incertitude	région 'all'	région 'wide'	$\sqrt{(covariance)}$
PDF	1.4%	1.2%	1.2%
Modèle du W p_T du W	0.2%	0.2%	0.2%
Incertitude statistique (échantillon $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$)	0.9%	0.9%	0.9%
Isolation	0.9%	0.9%	0
Variation avec le temps des efficacités	0.6%	0.6%	0.6%
Modèle pour le z du vertex	0.6%	0.8%	0.7%
échelle d'énergie du 'MIP'	0.5%	0.5%	0.5%
résolution de E_T	0.3%	0.3%	0.3%
Échelle de p_T	0.2%	0.2%	0.2%
Biais des efficacités $muonId$	0.2%	0.2%	0.2%
Biais des efficacités de trajectographie	0.2%	0.2%	0.2%
Total (sans les PDF)	1.4%	1.5%	1.3%
Total	2.0%	1.9%	1.8%

 TAB. 6.5: Résumé des incertitudes systématiques sur l'acceptance $W \rightarrow \mu\nu$.

négatif. En fait Il arrive que pour un paramètre, les deux variations soient positives (respectivement négatives). Dans ce cas, on peut les moyenner et les ajouter au terme final positif (respectivement négatif). C'est la prescription de Tevatron ElectroWeak Working Group. La prescription utilisée dans DØ consiste à ne considérer que la plus grande des deux variations. En pratique, pour la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$, les deux prescriptions donnent des résultats similaires à 0.1% près

L'incertitude due aux PDF obtenue de cette façon s'élève à +1.3%-1.5% et à +1.3%-1.1% pour les périodes respectives MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10. Comme on considère par la suite des incertitudes symétriques, on retient $\pm 1.4\%$ et $\pm 1.2\%$ pour les périodes respectives MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10.

6.5.2 Résumé des incertitudes sur l'acceptance

On reporte la liste des incertitudes sur l'acceptance $W \rightarrow \mu\nu$ dans la table (6.5). Voici comment elles ont été obtenues:

- L'incertitude sur les PDF provient de la réévaluation de l'acceptance avec 40 ensembles de PDF comme il est décrit dans la section 6.5
- L'incertitude sur la modélisation du p_T du W provient de la comparaison avec l'acceptance obtenue à partir d'un autre jeu de paramètre pour PYTHIA [101].
- L'incertitude statistique provient de la taille limitée de l'échantillon de données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sur lequel sont calculées les différentes efficacités.
- L'incertitude sur l'isolation est décrite dans la section 6.3.5 et est due au biais de la méthode *tag and probe* et à la contamination en $b\bar{b}$ de l'échantillon de mesure.
- L'incertitude due à l'instabilité dans le temps des efficacités est évaluée en 6.3.4

- L'incertitude sur la distribution en z de la région lumineuse est évaluée en 6.4.2.
- Les incertitudes liées aux effets de résolution et d'échelles d'énergie sont évaluées en 6.4.1.
- Les biais de la méthode *tag and probe* pour les efficacités d'identification des muons et de reconstructions des traces ont été évalués dans en 6.3.1 et 6.3.3.

6.6 Estimation du bruit de fond

On identifie quatre sources de bruit de fond potentiel dans l'échantillon de candidat $W \rightarrow \mu\nu$ sélectionnés :

1. La source principale provient des processus électrofaibles produisant de vrais muons isolés à grand p_T . Il y a ainsi la production d'événements $Z, \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, pour lesquels un seul des deux muons est identifié, les événements $W \rightarrow \tau\nu$ suivi de la désintégration $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ et les $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ où un des taus se désintègre en muons. La contamination due à ces bruits de fond peut être estimée grâce à la simulation rapide.
2. Le bruit de fond QCD principalement les désintégrations semi-leptoniques de saveurs lourdes.
3. Une autre source provient de la désintégration en vols, dans le volume du trajectographe de mésons chargés tels que des pions ou Kaons.
4. La dernière source possible provient des muons d'origine cosmique.

La contamination dans les trois derniers bruits de fond doit être évaluée à partir des données.

6.6.1 Bruit de fond électrofaible

Les trois processus qui peuvent imiter un événement $W \rightarrow \mu\nu$ sont rapportés dans la table 6.6 ainsi que leur section efficace reportée à la section efficace attendue $W \rightarrow \mu\nu$, R_σ , et l'acceptance, ε , évaluée par la simulation rapide. La fraction f d'événements candidats qu'on peut attribuer à un bruit de fond x est ainsi

$$f_x = \frac{\sigma(x)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \mu\nu)} \times \frac{\varepsilon(x)}{\varepsilon(W \rightarrow \mu\nu)} \quad (6.20)$$

$$f_x = R_\sigma \times \frac{\varepsilon(x)}{\varepsilon(W \rightarrow \mu\nu)}. \quad (6.21)$$

Un événement $Z, \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ peut simuler un $W \rightarrow \mu\nu$ si un des muons est émis hors de l'acceptance du détecteur, s'il n'est pas reconstruit dans le spectromètre ou s'il n'est pas reconstruit dans le trajectographe.

Les événements provenant de la désintégration du tau ont une probabilité faible de passer les critères de sélection à cause du spectre plus mou des leptons taus.

Une source d'incertitude provient du fait que l'échelle de p_T à utiliser pour l'efficacité d'isolation n'est pas la même dans le cas d'un Z (p_T plus dur) ou dans le cas d'un tau (p_T plus mou). Une incertitude 100% corrélée de 5% est attribuée à chaque bruit de fond. Les incertitudes liées à l'acceptance et aux efficacités de reconstruction sont supposées s'annuler dans le rapport f .

source	R_σ	$\varepsilon(\text{all})$	$\varepsilon(\text{wide})$	$f(\text{all})$	$f(\text{wide})$
$W \rightarrow \tau\nu$	1.00	0.055	0.047	0.025 ± 0.001	0.025 ± 0.001
$Z, \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.118	0.077	0.065	0.043 ± 0.002	0.041 ± 0.002
$Z\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.118	0.0032	0.0027	0.0018 ± 0.0001	0.0017 ± 0.0001

TAB. 6.6: Résumé des contributions des bruits de fond électrofaibles.

6.6.2 Bruit de fond QCD

La méthode dite de la matrice sert à évaluer le bruit de fond QCD à partir des données. On considère le lot de données N sélectionnées par toutes les coupures de sélection, sauf la coupure d'isolation. On suppose qu'il est constitué d'événements QCD (B) et $W \rightarrow \mu\nu$ (S). Lorsqu'on applique le critère d'isolation au muon, on obtient un lot d'événement isolé N_2 . Si on connaît l'efficacité d'isolation pour le signal (ε) et pour le bruit de fond (f), on peut écrire

$$N = B + S \quad (6.22)$$

$$N_2 = fB + \varepsilon S \quad (6.23)$$

et résoudre le système, ce qui donne le nombre de bruit de fond initial :

$$B = \frac{\varepsilon N - N_2}{\varepsilon - f}. \quad (6.24)$$

Pour utiliser cette méthode, il convient donc de mesurer le taux de bruit de fond passant le critère d'isolation, qu'on appelle taux de muons faussement isolés f . L'efficacité ε a été mesurée sur des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ section 6.3.5.

Taux de muons faussement isolés

La figure 6.18 montre la probabilité de passer le critère d'isolation en fonction de p_T , pour un lot d'événements à un muon. Ce lot d'événements a été obtenu en appliquant toutes les coupures de sélection de 6.2.3 hormis celle sur p_T E_T M_T et l'isolation. Les différentes bandes de la figure 6.18 correspondent à différentes coupures sur E_T et M_T .

On tire le taux de muons faussement isolés des événements vérifiant $E_T > 20$ GeV and $M_T > 40$ GeV mais dans la zone de bas p_T . On obtient ainsi un taux de 6%. Sur la figure on assiste à une remontée de taux à grand p_T , qu'on interprète par une contamination en événements $W \rightarrow \mu\nu$.

Pour extrapoler ce qui se passe dans la région d'intérêt à grand p_T là ou on attend du signal, on se base sur le comportement du taux de muons isolés mesuré dans un lot

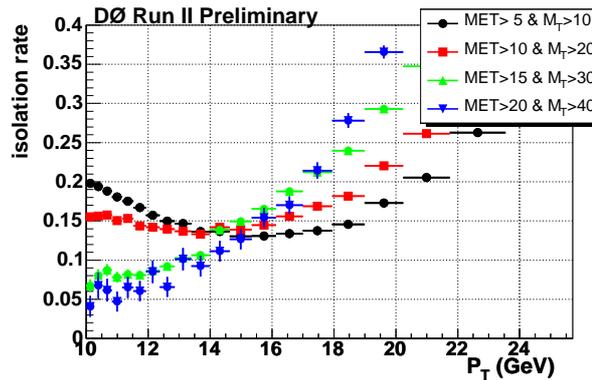
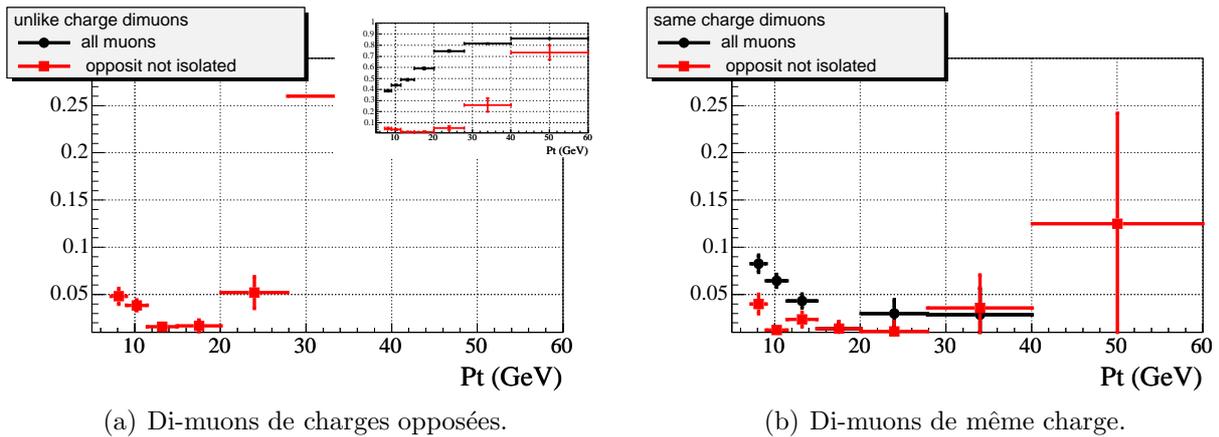


FIG. 6.18: Fraction de muons isolés en fonction de leur impulsion pour différent critère sur \cancel{E}_T et sur M_T .

d'événements di-muons. Pour de tels événements, la cinématique a toutes les chances d'être différente, mais le comportement général, c'est-à-dire la dépendance en p_T est supposée être la même que pour des événements à un seul muon.

La figure 6.19(a) présente cette probabilité pour le deuxième muon d'être isolé dans le cas où les deux muons sont mesurés avec des charges électriques opposées, tandis que le premier muon satisfait un critère de non isolation. La probabilité diminue avec p_T jusqu'aux environs de 20 GeV à partir d'où elle commence à remonter, ce qui est attribué à une contamination de plus en plus forte d'événements $Z, \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$. À partir de cette figure, on tire la conclusion que les événements à un seul muon, où à deux muons se comportent de la même façon.



(a) Di-muons de charges opposées.

(b) Di-muons de même charge.

FIG. 6.19: Fraction de muons isolés dans un échantillon di-muon en fonction du p_T .

La figure 6.19(b) montre cette même fraction, mais mesurée lorsque les deux muons sont de mêmes charges. Ces événements qui ne sont plus contaminés par $Z, \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ proviennent essentiellement de vrais processus $b\bar{b}$. Notons qu'à cause de la corrélation de charge, de tels événements proviennent soit d'oscillations $B_0\bar{B}_0$, soit de désintégrations en

	MUW_AL2M3_TRK10	MUW_W_L2M3_TRK10
N	41579	46777
N_2	29159	33126
$f \times B$	228	238
ε	0.843 ± 0.008	0.847 ± 0.008
f	0.03 ± 0.03	0.03 ± 0.03
f_{QCD}	0.008 ± 0.008	0.007 ± 0.007

TAB. 6.7: Evaluation du fond QCD .

cascade $b \rightarrow cX \rightarrow X'\mu\nu$. Dans le cas des cascades, les muons ont tendance à avoir moins d'impulsion transverse par rapport à la direction de vol du b initial, et sont donc moins isolés en moyenne. Cette explication est conforme à ce qu'on observe en comparant les points rouges des figures 6.19(a) et 6.19(b) : les valeurs de la figure 6.19(b) sont en effet plus faibles.

Les trois différentes fonctions du taux d'isolation en fonction du p_T ont le même comportement : elles décroissent, et elles laissent à penser que ce taux décroît avec p_T pour des événements à un seul muon. En revanche rien n'indique clairement la nature du comportement exact à grand p_T . On ne sait pas si le taux tend vers 0, s'il tend vers une constante non nuls, si la décroissance est linéaire ou exponentielle.

Les trois fonctions ont des valeurs différentes pour un p_T donné, ce qui montre que ce taux est sensible à la cinématique général de l'événement d'une manière non triviale. Ceci signifie qu'il n'est pas possible d'extrapoler les taux trouvés dans les événements di-muons aux événements à un muon. Mais il est quand même possible de conclure, à partir de la nature décroissante du taux, que la valeur à bas p_T de la figure 6.18 de 6% est une borne supérieure à ce taux, la borne inférieure étant 0. On retient donc la valeur médiane de 3% et une incertitude qui permet de couvrir tout l'intervalle de valeur permise entre 0 et 6% :

$$f = 0.03 \pm 0.03. \quad (6.25)$$

Estimation du fond QCD

Pour estimer le fond QCD, on applique toutes les coupures de sélection $W \rightarrow \mu\nu$, sauf la coupure d'isolation, ce qui donne N événements. La coupure d'isolation appliquée, il reste N_2 événements. On peut alors appliquer la méthode décrite dans l'équation (6.23). La table 6.7 reporte les nombres obtenus et l'estimation du fond QCD. L'efficacité du signal reportée dans cette table est la valeur moyenne. En fait ce sont les valeurs en fonction de p_T à intervalle de 1GeV qui sont utilisées (cf. figures 6.15(a) et 6.15(b)).

On retient donc comme contribution fractionnaire aux nombres de candidats $W \rightarrow \mu\nu$.

$$f_{QCD} = (0.7 \pm 0.7)\% \text{ pour MUW_W_L2M3_TRK10} \quad (6.26)$$

$$f_{QCD} = (0.8 \pm 0.8)\% \text{ pour MUW_AL2M3_TRK10.} \quad (6.27)$$

L'incertitude d'origine systématique est entièrement dominée par l'incertitude sur l'évaluation du taux d'événements QCD isolés. Les spectres des événements QCD obtenus

par cette méthode sont représentés sur les figures 6.24, 6.25 et 6.26. L'allure décroissante des spectres est en accord avec ce qu'on attendrait, ce qui renforce la confiance dans la méthode.

6.6.3 Contribution des désintégrations en vols des muons cosmiques

Les mésons chargés tels que les kaons et les pions se désintègrent en muons neutrinos (63.4% pour les kaons et 99.99% pour les pions). Les longueurs de vols sont supérieures à la dimension du trajectographe ($c\tau = 3.7$ m pour les kaons et $c\tau = 7.8$ m pour les pions) si bien que compte tenu aussi des effets de boost relativiste, une très faible fraction de ces mésons, se désintègre à proximité du point d'interaction. Cette fraction peut passer pour des événements avec un muon isolé.

Comme l'algorithme de trajectographie essaie de combiner deux trajectoires en une seule, le χ^2 caractérisant la qualité de l'ajustement de la trajectoire est mauvais, ainsi que la résolution en impulsion. La mauvaise résolution en impulsion s'ajoute au fait que le muon de désintégration a moins d'énergie que le méson original, si bien qu'une grande différence est attendue entre ce que mesure le spectromètre et ce que mesure le trajectographe. Finalement la désintégration en vol a toutes les chances de donner lieu à une mesure du paramètre d'impact reflétant la distance de vol du méson, plus grande que pour une trajectoire standard.

Les muons cosmiques quant à eux, peuvent donner lieu à des candidats $W \rightarrow \mu\nu$, s'ils donnent lieu à une seule trace reconstruite dans le spectromètre et le trajectographe. Comme ils ne sont pas produits au point d'interaction, le paramètre d'impact est plus élevé que pour une collision pp . Le dca peut donc être utilisé pour distinguer le signal de ce bruit de fond.

Pour évaluer les contributions de bruits de fond, on cherche à établir un modèle de la distribution de dca de chaque population. Ces modèles, permettent par un ajustement d'évaluer les contributions des différents types d'événements dans le lot final.

Modèle de la distribution du dca pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$

On obtient un modèle pour le signal à partir des données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, en supposant que les distributions du dca sont les mêmes. Un lot pur d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ est obtenu par le jeu de coupures :

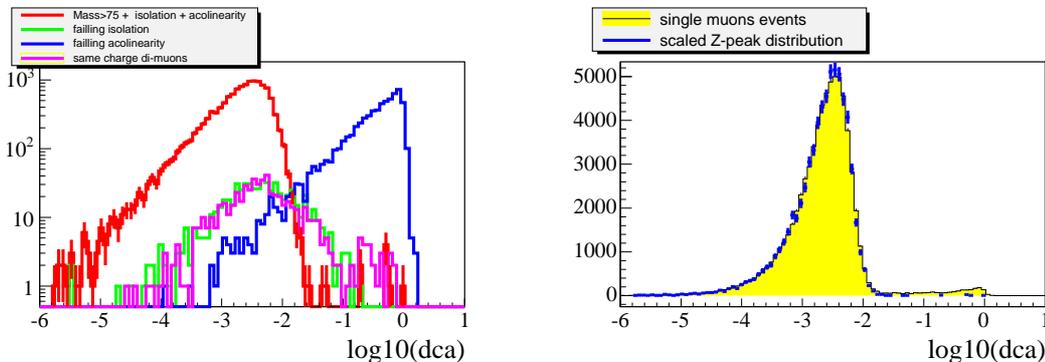
1. deux muons avec $p_T > 20$ GeV.
2. deux muons isolés de charges opposées.
3. La masse de la paire de muon est plus élevée que 75 GeV.
4. L'acolinéarité, A , défini par $A = \pi - |\phi_1 - \phi_2| + |\theta_1 + \theta_2 - \pi|$, doit être plus grande que 0.025

On peut obtenir un lot de di-muons cosmiques avec cette même sélection, mais en renversant la coupure sur l'acolinéarité, c'est-à-dire en demandant que les deux traces

soient complètement dos à dos, ce qui signe la reconstruction de deux traces à partir d'une seule particule traversant le détecteur. On peut obtenir également un lot de bruit de fond $b\bar{b}$ en renversant le critère d'isolation ou le critère de charges opposées.

La figure 6.20(a) montre les distributions du logarithme du dca obtenus pour les différents échantillons. On voit que le bruit de fond cosmique et les $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ont une signature bien distincte, tandis que le dca a un très faible pouvoir discriminant contre les événements $b\bar{b}$.

La distribution du lot $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ est retenue pour modéliser ce qu'on attend du signal $W \rightarrow \mu\nu$. En superposant cette distribution à celle du lot final de $W \rightarrow \mu\nu$, sur la figure 6.20(b), on observe un bon accord dans la région dominée par le signal, ce qui montre que le modèle est tout à fait raisonnable. De la même manière, la distribution du lot de cosmique figure 6.20(a) sert de modèle au fond cosmique pour la suite.



(a) $\log_{10}(|dca|)$ dans les événements di-muons. (b) $\log_{10}(|dca|)$ pour les candidats $W \rightarrow \mu\nu$ et les événements Z .

FIG. 6.20: distribution de $\log_{10}(|dca|)$ pour des événements di-muons et uni-muon.

Modèle de distribution du dca pour les désintégrations en vol

Pour obtenir un modèle de distribution du dca des désintégrations en vols, il faut d'abord réussir à sélectionner un lot enrichi en ces événements. La figure 6.21(a) montre ce qu'on attend à pour la distribution du p_T pour un $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. La figure 6.21(b) montre le cas des événements $W \rightarrow \mu\nu$. Les figures 6.21(c), 6.21(e) et 6.21(d) montrent ce qu'on observe dans le lot $W \rightarrow \mu\nu$ en jouant sur les différents critères de qualité. On peut voir que la fraction des événements à bas p_T est renforcée, au delà de ce qu'on observe pour un $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, si on relâche les coupures de qualités. L'effet maximal est obtenu si on relâche à la fois la coupure en dca et celle sur $\chi^2/d.o.f.$ de la trace centrale.

Ces figures nous montrent qu'on peut obtenir un lot enrichi en bruit de fond modélisant la distribution en dca de trois manières :

- i. En appliquant les critères de sélection $W \rightarrow \mu\nu$ hormis la coupure sur $\chi^2/d.o.f.$.
- ii. En appliquant les critères de sélection $W \rightarrow \mu\nu$ et en demandant que le p_T local soit plus petit que 10 GeV

Sélection	f_{IFD}	f_{cos}
i	0.0010	< 0.0004
ii	0.0013	< 0.0004
iii	0.0022	< 0.0004
i (+ QCD)	0.0012	< 0.0004
ii (+ QCD)	0.0016	< 0.0004
iii (+ QCD)	0.0026	< 0.0004
valeur retenue	0.0022 ± 0.0012	négligeable

TAB. 6.8: Estimation du fond IFD et cosmique.

- iii. En appliquant les critères de sélection $W \rightarrow \mu\nu$ et en demandant que le p_T local soit plus petit que 10 GeV et en relâchant la coupure sur $\chi^2/\text{d.o.f.}$.

Cette recette est mise en application sur les figures 6.22(a), (c) et (e). Ces lots enrichis en événements provenant de désintégrations en vols permettent d'obtenir des modèles de distribution du dca en soustrayant les contributions observés des $W \rightarrow \mu\nu$ et des muons cosmiques. C'est ce qui est représenté sur les figures. Plus précisément on ajuste la contribution $W \rightarrow \mu\nu$ sur l'intervalle $[-4, -2.5]$ et la contribution cosmique sur $[-0.1, 0.2]$ avant de soustraire ces contributions de l'histogramme complet.

Grâce aux trois modèles de bruit de fond obtenus ainsi, on peut ajuster de trois manières la contribution finale du bruit de fond après application de tous les critères de sélection $W \rightarrow \mu\nu$. C'est ce qui est montré sur les figures 6.22(b), (d) et (f).

La fraction d'événements IFD pour les trois échantillons est reportée dans la table 6.8. Dans cette table on a aussi reporté ce qui est obtenu si on soustrait ou non l'estimation du fond QCD des événements sélectionnés. Dans tous les cas, le fond cosmique après coupure $|dca| < 110 \mu\text{m}$, est négligeable.

La valeur retenue finalement pour la contamination en IFD est 0.0022 ± 0.0012 . Elle provient provenant du lot 3 dans la table 6.8. En fait on a préféré utiliser le résultat obtenu sans jouer sur la coupure en $\chi^2/\text{d.o.f.}$, car celle-ci est supposée modifier un peu la distribution en dca des IFD. L'incertitude systématique de 0.0012 couvre l'étalement des différentes estimations obtenues.

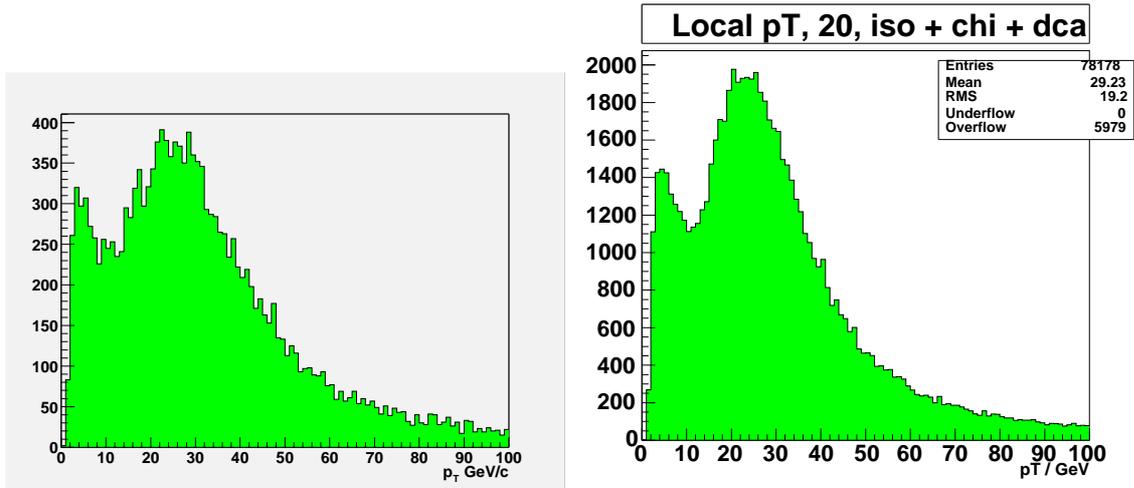
6.6.4 Récapitulation des contaminations en bruits de fond

On résume dans la table 6.9 les contributions attendues des différents bruits de fond. Notons qu'en toute rigueur les résultats sont des fractions relatives aux nombres de candidats $W \rightarrow \mu\nu$ attendus sauf pour les fonds QCD et IFD pour lesquels ces fractions sont relatives aux nombres d'événements sélectionnés⁴.

⁴Bien distinguer des termes du type $N_{cand} \times (1 - f)$ des termes du type $N_{cand}/(1 + f)$ n'est pas superflu. La différence est d'ordre f^2 ce qui n'est pas négligeable quand f est de l'ordre de 10% et que les incertitudes qu'on cherche à obtenir de l'ordre du 1%.

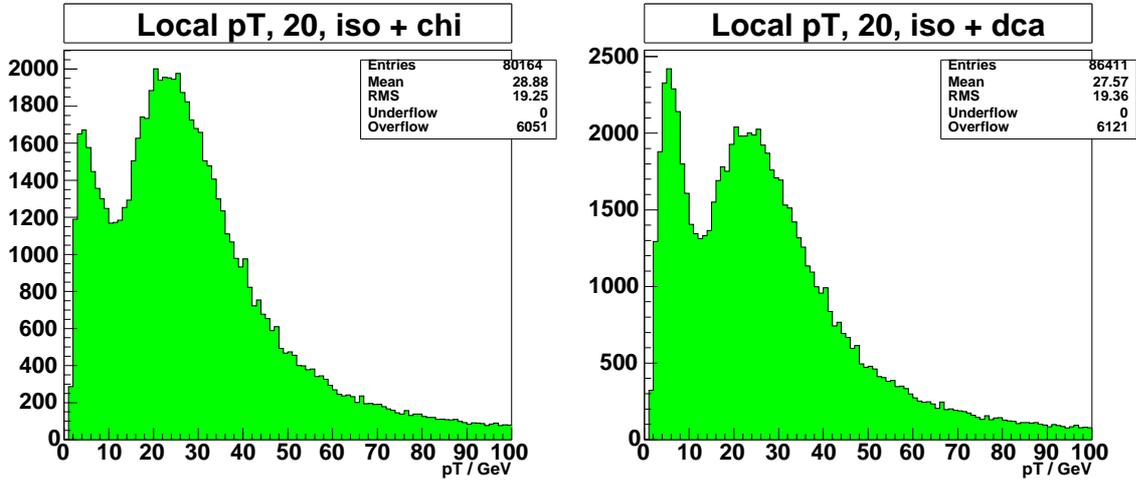
Source	région 'all'	la région 'wide'
QCD	0.8 ± 0.8	0.7 ± 0.7
IFD	0.22 ± 0.12	0.22 ± 0.12
$W \rightarrow \tau\nu$	2.5 ± 0.1	2.5 ± 0.1
$Z, \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	4.3 ± 0.2	4.1 ± 0.2
$Z\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.18 ± 0.01	0.17 ± 0.01

TAB. 6.9: Contamination (en %) des différentes sources de bruits de fond aux candidats $W \rightarrow \mu\nu$ sélectionnés.



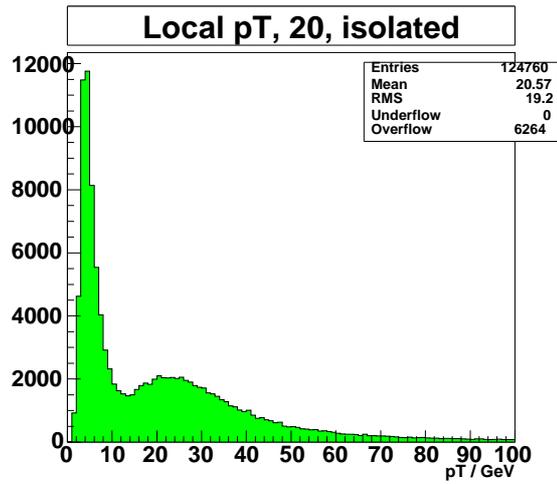
(a) événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

(b) événements $W \rightarrow \mu\nu$.



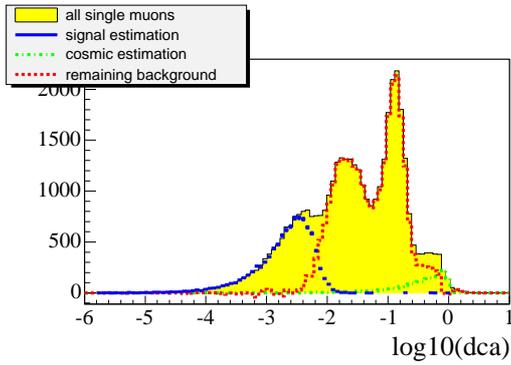
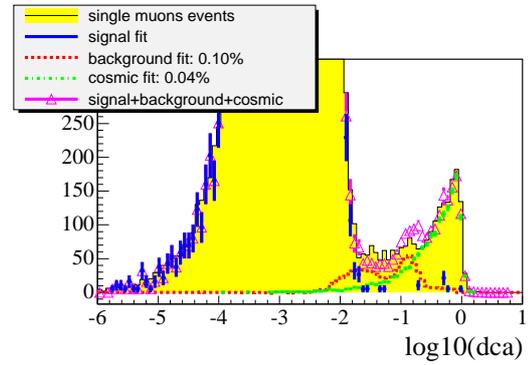
(c) $W \rightarrow \mu\nu$ en relâchant la coupure sur le *dca*.

(d) $W \rightarrow \mu\nu$ en relâchant le coupure sur $\chi^2/\text{d.o.f.}$.

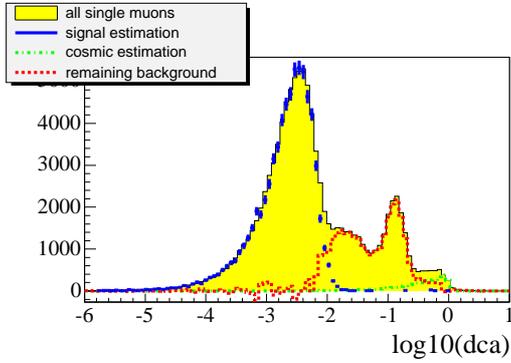
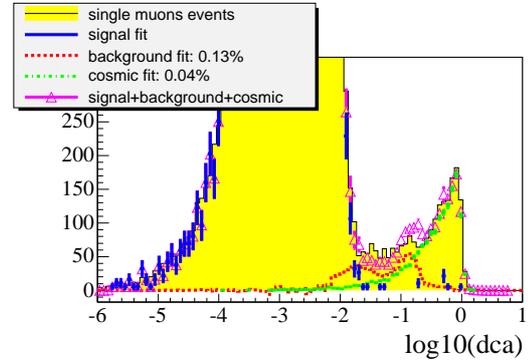


(e) $W \rightarrow \mu\nu$ en relâchant le coupure sur $\chi^2/\text{d.o.f.}$ et *dca*

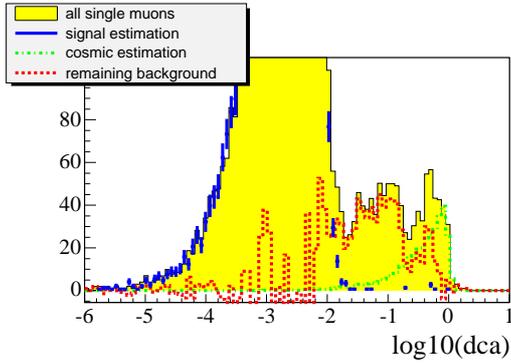
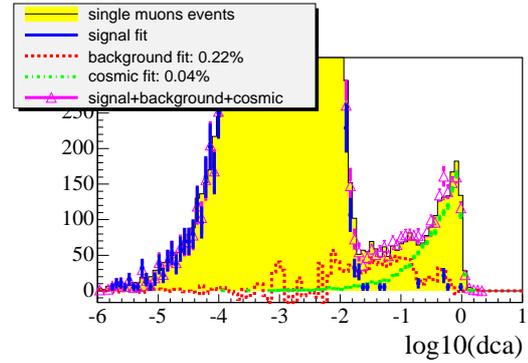
FIG. 6.21: Distribution du p_T local pour les données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ (a) et pour les candidats $W \rightarrow \mu\nu$ en jouant sur les coupures de sélection.


 (a) Pas de coupure en χ^2 , $p_T^{\text{local}} < 10$ GeV


(b) Détermination de la contribution IFD et cosmique à partir du modèle IFD de (a)


 (c) Pas de coupure en χ^2


(d) Détermination de la contribution IFD et cosmique à partir du modèle IFD de (c)


 (e) $\chi^2 < 3.3$, $p_T^{\text{local}} < 10$ GeV


(f) Détermination de la contribution IFD et cosmique à partir du modèle IFD de (e)

FIG. 6.22: distributions de $\log_{10}(|dca|)$. Dans (a), (c) et (e), on joue avec les coupures pour augmenter la fraction d'événements IFD. Pour chacun de ces cas, on détermine un modèle IFD (en rouge) après soustraction de la contribution $W \rightarrow \mu\nu$ et cosmique. Ce modèle est utilisé respectivement dans ((b), (d) and (f)) pour obtenir la fraction d'événements IFD dans le lot final de candidats $W \rightarrow \mu\nu$.

6.7 Résultats

6.7.1 Mesure de la section efficace pour les deux périodes

La section efficace se calcule à partir de la formule suivante :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu) = \frac{N_{\text{data}}}{\epsilon \times \mathcal{L}} \times \frac{(1 - f_{QCD} - f_{IFD})}{(1 + f_{EW})}, \quad (6.28)$$

pour laquelle N_{data} est le nombre d'événements sélectionnés, f_{EW} est la fraction de bruit de fond électrofaible relative au nombre d'événements $W \rightarrow \mu\nu$, f_{QCD} et f_{IFD} sont les fractions de fond QCD et IFD, calculées par rapport au nombre de candidats sélectionnés, ϵ représente l'acceptance globale et \mathcal{L} la luminosité intégrée. Les valeurs des différentes quantités sont reportées dans la table 6.10.

Lot	Région 'Wide'	Région 'All'
Nombre de candidats	33126	29159
Acceptance	22.37 %	25.59%
Efficacité d'isolation	84.7%	84.3 %
Bruit de fond électrofaible	6.7%	7.0%
Bruit de fond IFD et cosmique	0.25 %	0.25%
Bruit de fond QCD	0.7 %	0.8 %
Luminosité	53.7 pb ⁻¹	41.9 pb ⁻¹
Section efficace	3020 pb	2984 pb

TAB. 6.10: Résumé des résultats

6.7.2 Test de stabilité des résultats

Tests sur critère de veto

Pour tester si la simulation rapide modélise bien les deux critères (muons et traces) de veto sur le second muon des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, on teste respectivement ce qui se passe quand on supprime l'un ou l'autre de ces deux critères. Les résultats reportés dans la table 6.11 font apparaître une variation de 1.4% si le veto ne repose plus que sur les critères du spectromètre à muons. Cette variation inexplicée au moment de rendre public le résultat nécessite d'ajouter une incertitude de 1.5% aux incertitudes systématiques finales sur la mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$.

Test de stabilité avec différentes coupures cinématiques

Pour tester la stabilité de l'analyse au choix des coupures cinématiques, on compare les résultats obtenus avec trois jeux de coupure différents dans la table 6.12. Ces nouvelles sections efficaces sont évaluées en recalculant l'acceptance $W \rightarrow \mu\nu$ et la contributions des fonds électrofaibles et QCD. Les trois jeux de coupures sont :

- i. $p_T > 20$ GeV, $\cancel{E}_T > 20$ GeV et $M_T > 40$ GeV (coupures nominales définies section 6.2).

Lot	Référence		veto trace seul		veto muon seul	
	Wide	All	Wide	All	Wide	All
Nombre de candidats	33126	29159	34050	29892	34491	30185
Contribution $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	4.1%	4.3%	7.1%	7.2%	8.5%	8.9%
section efficace	3020 pb	2984 pb	-0.5%	-0.5%	-0.5%	-1.4%

TAB. 6.11: Section efficace calculée en modulant les critères de veto sur le deuxième muon des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les sections efficaces de la dernière ligne sont reportées en valeur relative par rapport à la section efficace de référence des deux premières colonnes.

ii. $p_T > 25$ GeV, $\cancel{E}_T > 25$ GeV et $M_T > 50$ GeV.

iii. $p_T > 30$ GeV, $\cancel{E}_T > 30$ GeV et $M_T > 60$ GeV.

Lot	$p_T, \cancel{E}_T > 20$ GeV $M_T > 40$ GeV		$p_T, \cancel{E}_T > 25$ GeV $M_T > 50$ GeV		$p_T, \cancel{E}_T > 30$ GeV $M_T > 60$ GeV	
	Wide	All	Wide	All	Wide	All
	Nombre de candidats	33126	29159	28108	24561	21055
Acceptance	22.37 %	25.59%	18.81%	21.53%	14.21%	16.31%
Efficacité d'isolation	84.7 %	84.3 %	85.8%	84.9%	86.9%	85.3%
Bruit de fond électrofaible	6.7%	7.0%	5.2 %	5.4%	4.1%	4.4%
Bruit de fond QCD	0.7 %	0.8 %	0.4%	0.4%	0.3%	0.3%
Section efficace	3020 pb	2984 pb	-1.4%	-0.6%	-2.5%	-0.7%

TAB. 6.12: Section efficace obtenue à partir de différentes coupures cinématiques. Les résultats de la dernière ligne sont reportées en valeur relative par rapport aux sections efficaces de référence des deux premières colonnes.

On constate que le jeu de coupures (*iii*) induit une variation de -2.5% de la section efficace obtenue dans le lot MUW_W_L2M3_TRK10, tandis que la variation de la section efficace de lot MUW_A_L2M3_TRK10 n'est seulement que -0.7%. Ces chiffres sont à comparer à ce qu'on peut attendre en termes de fluctuation et de biais d'un tel test. Voici les différentes contributions attendues :

- Le jeu de coupures plus strict (*iii*) supprime environ $\frac{1}{3}$ des candidats. Cela induit une fluctuation statistique de 0.4% par rapport au résultat nominal des coupures (*i*).
- Les bruits de fond IFD et cosmique n'ont pas été réévalués après le changement de coupure. En fait ces bruits de fond ont un spectre en p_T fortement décroissant si bien que les coupures (*iii*) suppriment totalement ces bruits de fond. On s'attend donc à une réduction de $0.25 \pm 0.15\%$ de la section efficace à cause de cet effet. Autrement dit les comparaisons de (*i*) et (*iii*) sont biaisées de 0.25%.
- Le bruit de fond QCD est lui aussi réduit d'un facteur $\simeq 2$ avec les coupures (*iii*). Etant donnée l'incertitude de 100% sur ce fond qui tient compte de variations possibles avec l'impulsion transverse, une fluctuation de 0.4% due à la contribution de ce fond peut-être envisagée.

- Le paramètre d'échelle d'énergie hadronique de la simulation rapide souffre d'une incertitude réévalué en utilisant les coupures(*iii*). On trouve que l'incertitude sur ce paramètre se propage à la section efficace et contribue à la hauteur de 1% pour le jeu (*iii*) (la contribution est de 0.2% avec le jeu de coupures (*i*)).
- L'efficacité d'isolation a été déterminée avec un lot réduit d'événements Z . Comme le résultat de cette détermination est une fonction en forme de S (cf. 6.3.5), il est difficile de propager analytiquement les fluctuations statistiques de cette détermination à la mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$ pour différentes valeurs de p_T . On a donc recours à des pseudo-expériences aléatoires. On génère 100 pseudo-expériences et pour chacune d'entre elles :
 - Un profil de l'efficacité d'isolation en fonction de p_T est généré, à partir des valeurs et des barres d'erreurs des données (voir figure 6.15(a) page 156) et selon des lois normales.
 - Grâce à un ajustement au profil généré , on détermine une fonction en forme de S, comme dans la section 6.3.5);
 - Cette fonction est convoluée avec la distribution en p_T des événements $W \rightarrow \mu\nu$ de la simulation complète, ce qui permet d'évaluée une efficacité d'isolation pour les coupures 1 et les coupures 3.
 - On applique les jeux de coupure (*i*) et (*iii*) à la simulation complète, et on calcule une section efficace pour les deux cas notamment grâce aux efficacités d'isolation évaluées dans l'étape précédente.
 - On calcule finalement la différence entre le résultat des coupures (*i*) et le résultat des coupures (*iii*).

La distribution des 100 différences (*iii*)-(*i*) obtenues avec ces pseudo-expériences est centrée sur 0 et présente une RMS de 15 pb, c'est-à-dire 0.5%.

On résume la liste des différentes fluctuations et biais attendus dans la table 6.13. Au total, comparer les résultats des jeux de coupures (*i*) et(*iii*) nécessite de prendre en compte un biais de $\simeq -0.25\%$ et une variance de 1.35%. Ce qu'on observe n'est que marginalement compatible avec ce nombre et on préfère retenir de manière conservative une erreur de 2.5% pour le lot MUW_W_L2M3_TRK10.

Source de variance	variation relative de la section efficace
Nombre de candidats (stat)	0.4%
Efficacité d'isolation (stat)	0.5%
bruit de fond QCD	0.4%
dégradation de \cancel{E}_T	1%
Variance totale (somme quadratique)	1.35 %
Source de biais	variation relative de la section efficace
IFD et cosmique	$-0.25 \pm 0.15\%$

TAB. 6.13: Liste des sources de variance et biais lorsqu'on compare la section efficace nominale et celle obtenue avec des coupures cinématiques (*iii*), $p_T > 30$ GeV, $\cancel{E}_T > 30$ GeV et $M_T > 60$ GeV.

6.7.3 Résultats et incertitudes finales sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu)$

La table 6.14 rappelle les différentes sources d'incertitude qui contribue à la matrice de covariance pour la mesure de la section efficace dans les lots, MUW_W_L2M3_TRK10 et MUW_A_L2M3_TRK10. La matrice de covariance permet de calculer la moyenne pondérée optimale pour combiner les deux mesures. Les poids respectifs sont 15% pour la mesure MUW_W_L2M3_TRK10 et 85% pour MUW_A_L2M3_TRK10⁵.

Source d'incertitude	lot 'Wide'	lot 'All'	$\sqrt{\text{covariance}}$
Statistique	0.55 %	0.58 %	0
Efficacité d'isolation	0.9 %	0.9 %	0
Bruit de fond QCD	0.7 %	0.8 %	0.75×10^{-2}
Bruit de fond électrofaible	0.36 %	0.37 %	0.37×10^{-2}
incertitude sur les PDF	1.4 %	1.2 %	1.3×10^{-2}
Acceptance (stat. des données Z)	0.9 %	0.9 %	0.9×10^{-2}
Bais de l'efficacité de trajectographie	0.2 %	0.2 %	0.2×10^{-2}
Bais de l'efficacité <i>muonId</i>	0.3 %	0.3 %	0.3×10^{-2}
Échelle de p_T	0.2 %	0.2 %	0.2×10^{-2}
Simulation du MIP	0.5 %	0.5 %	0.5×10^{-2}
Simulation de E_T	0.3 %	0.3 %	0.3×10^{-2}
Modèle du z du vertex d'interaction	0.8 %	0.6 %	0.69×10^{-2}
Modèle du p_T du W	0.2 %	0.2 %	0.2×10^{-2}
Variation avec le temps des efficacités	0.6 %	0.6 %	0.6×10^{-2}
Simulation du veto anti Z	1.5 %	1.5 %	1.5×10^{-2}
Variation avec les coupures	2.5 %	0	0
Incertitude relative totale	3.8 %	2.8 %	2.7×10^{-2}

TAB. 6.14: Contributions des différentes sources d'incertitudes à l'incertitude finale, en omettant les 6.5% provenant de la détermination de la luminosité. Pour chaque terme, on suppose soit 0% soit 100% de corrélation entre les deux lots, de sorte que le terme de covariance associé est soit 0 soit la moyenne géométrique des deux incertitudes. Les éléments de la matrice de covariance finale sont donnés par la dernière ligne.

On obtient ainsi pour le lot MUW_W_L2M3_TRK10 :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu) = 3020 \pm 16(\text{stat}) \pm 114(\text{syst}) \pm 196(\text{lumi}) \text{ pb.} \quad (6.29)$$

et pour le lot MUW_A_L2M3_TRK10 :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu) = 2984 \pm 17(\text{stat}) \pm 81(\text{syst}) \pm 194(\text{lumi}) \text{ pb.} \quad (6.30)$$

Un test de χ^2 permet d'évaluer la compatibilité de ces deux résultats. On obtient $\chi_{meas}^2 = 0.15$ et $P(\chi^2 > \chi_{meas}^2) = 70\%$. La combinaison de ces deux mesures donne le résultat

⁵La matrice de covariance est V_{ij} ($i, j = 1, 2$). Le poids donné à la mesure i est $\frac{V_{jj} - V_{ij}}{V_{jj} + V_{ii} - 2V_{ij}}$. Cette formule revient au cas plus commun $\frac{V_{ii}^{-1}}{V_{ii}^{-1} + V_{jj}^{-1}}$ lorsqu'il n'y a pas de corrélation, i.e. $V_{ij} = 0$.

final :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu) = 2989 \pm 15(\text{stat}) \pm 80(\text{syst}) \pm 194(\text{lumi}) \text{ pb.} \quad (6.31)$$

L'incertitude relative est donc de 7% (2.7% sans la contribution de la luminosité). Ces valeurs peuvent être comparées avec ce qu'on obtient à l'aide du code de calcul correspondant à la référence [106] : $\sigma = 2710$ pb avec le jeu de PDF CTEQ4 [97] et $\sigma = 2590 \pm 107$ pb avec le jeu CTEQ6.1 [99], plus récent. L'incertitude théorique est dominée par la détermination des PDF et on l'a évaluée de manière analogue à ce qui est décrit en section 6.5.1. On note un écart de 15% entre la mesure et la valeur théorique prédite avec CTEQ6.1, ce qui correspond à environ 1.8σ en tenant compte de toutes les incertitudes. La figure 6.23 et les tables 6.15 et 6.16 résument les mesures effectuées au TeVatron.

Processus	Luminosité	résultat CDF
$W \rightarrow e\nu$	72 pb^{-1}	2780 ± 14 (stat) ± 60 (syst) ± 166 (lumi) pb [102]
$W \rightarrow \mu\nu$	72 pb^{-1}	2768 ± 16 (stat) ± 64 (syst) ± 166 (lumi) pb [102]
$W \rightarrow \tau\nu$	72 pb^{-1}	2620 ± 70 (stat) ± 210 (syst) ± 160 (lumi) pb [103]

TAB. 6.15: Mesures de sections efficaces de production de W effectuées à CDF au Run II.

Processus	Luminosité	résultat DØ
$W \rightarrow e\nu$	177.3 pb^{-1}	2865 ± 8.3 (stat) ± 62.8 (syst) ± 40.4 (pdf) ± 186.2 (lumi) pb [104]
$W \rightarrow \mu\nu$	96 pb^{-1}	2989 ± 15 (stat) ± 81 (syst) ± 194 (lumi) pb

TAB. 6.16: Mesures de sections efficaces de production de W effectuées à DØ au Run II.

6.7.4 Comparaison entre données et simulation

Les distributions de différentes variables pertinentes sont montrées sur les figures, pour les données et les simulations. 6.24, 6.25, 6.26, 6.27, 6.31, 6.30, 6.28 et 6.29. Les distributions pour le bruit de fond QCD de ces figures sont tirées des données grâce à la méthode décrite section 6.6.2. Les bruits de fond électrofaibles proviennent de la simulation rapide PMCS et leur normalisation est relative à la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$ mesurée dans les données.

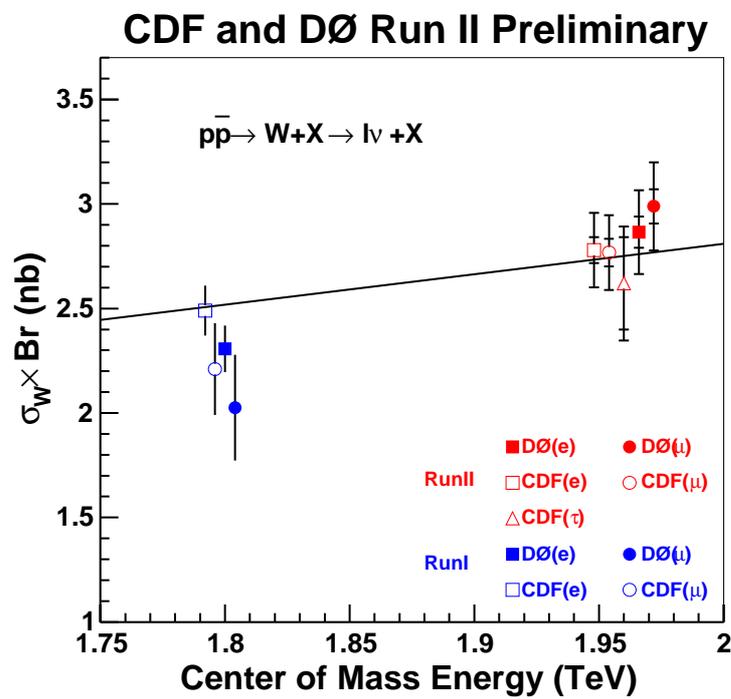
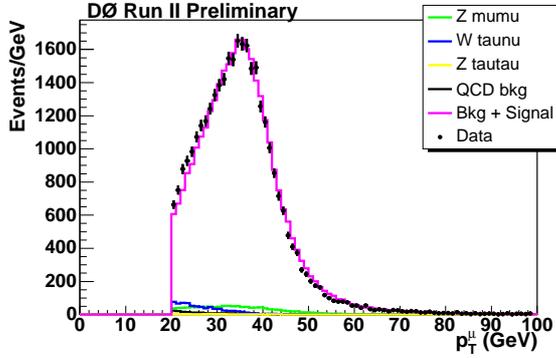
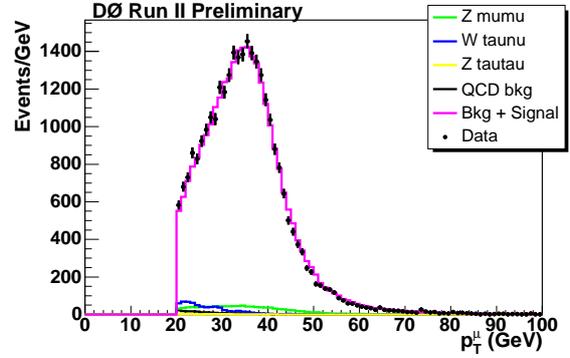


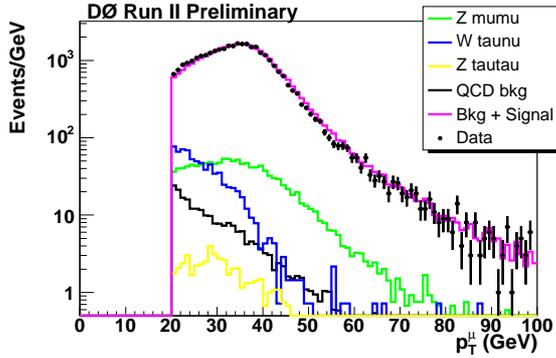
FIG. 6.23: Mesures de sections efficaces de production de W et Z effectuées au TeVatron et comparaison avec la valeur théorique [106] (et le jeu de PDF CTEQ4).



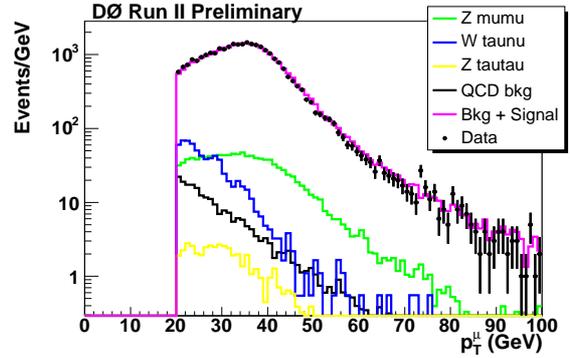
(a) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



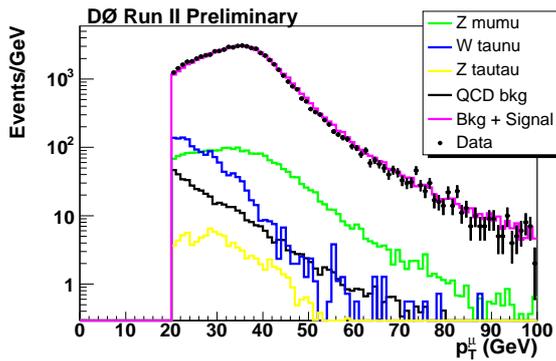
(b) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



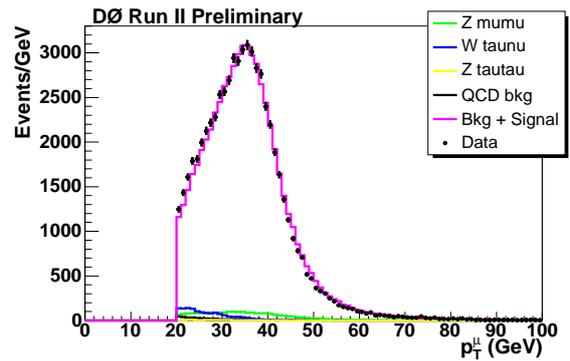
(c) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.



(d) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.

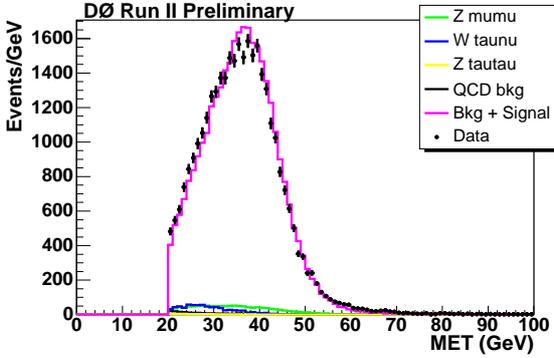


(e) Lot total, échelle logarithmique.

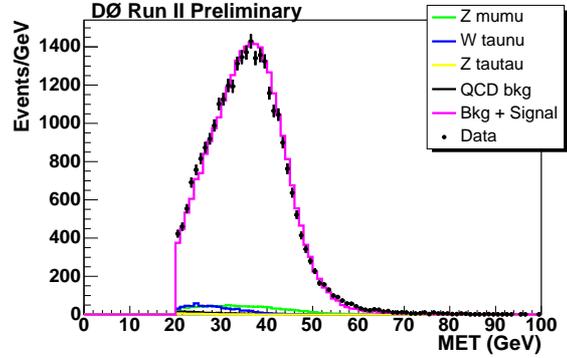


(f) [Lot total, échelle linéaire.

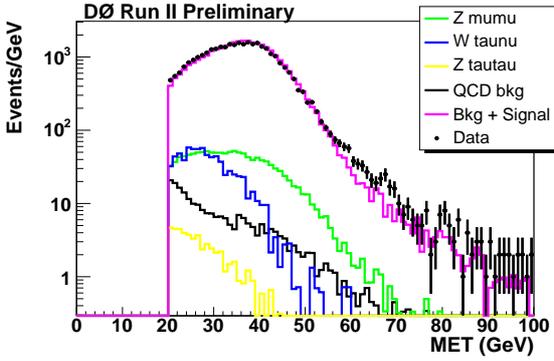
FIG. 6.24: Distribution du p_T du muon.



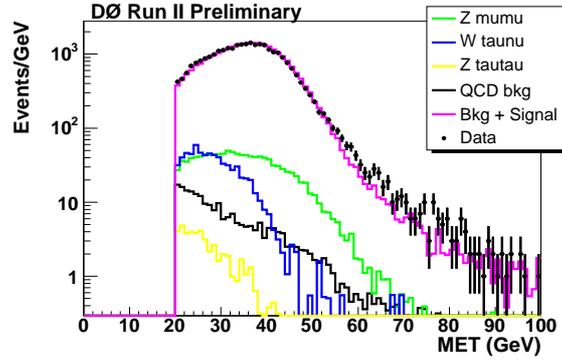
(a) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



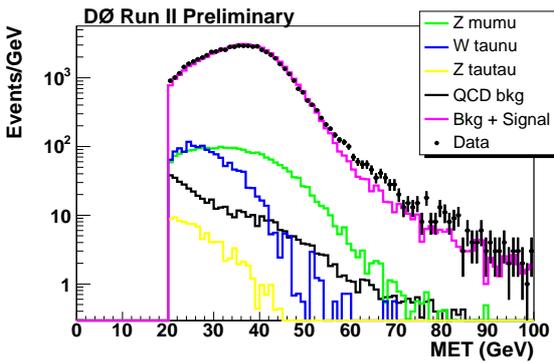
(b) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



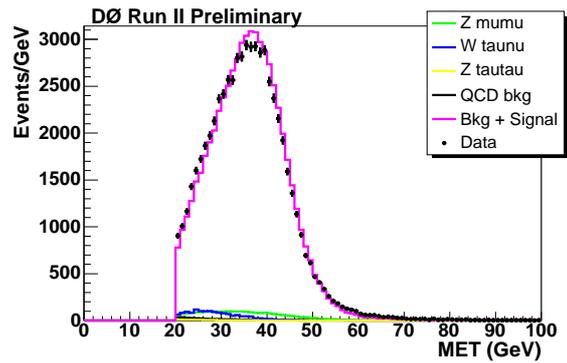
(c) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.



(d) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.

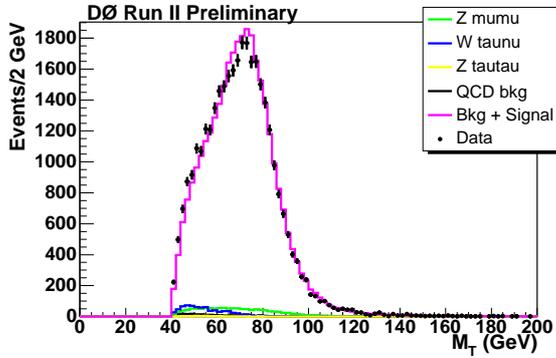


(e) Lot total, échelle logarithmique.

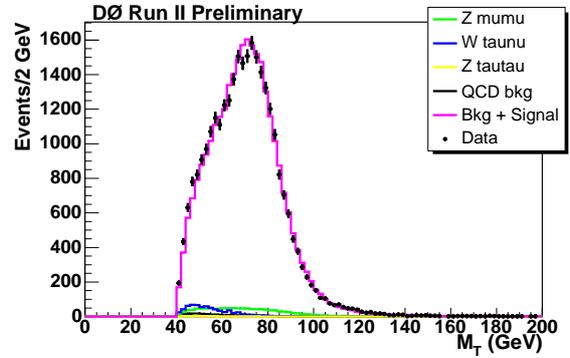


(f) Lot total, échelle linéaire.

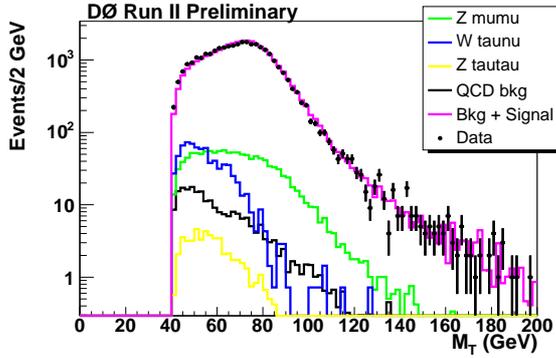
FIG. 6.25: Distribution de l'énergie transverse manquante, E_T .



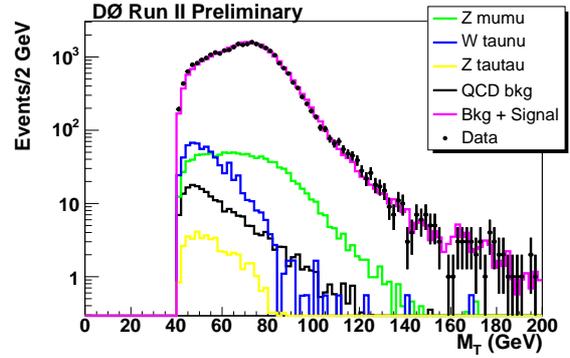
(a) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



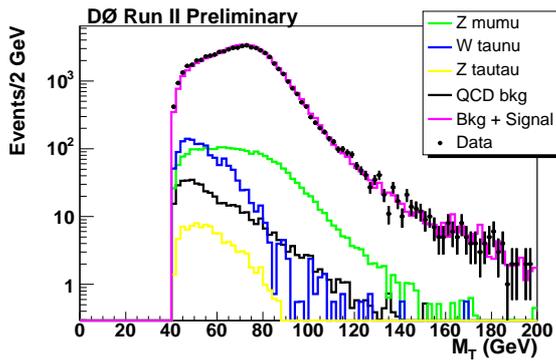
(b) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



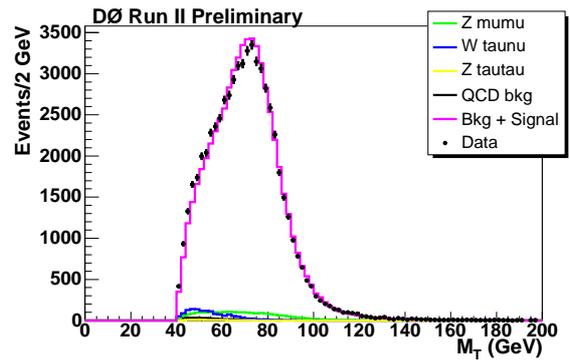
(c) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.



(d) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.



(e) Lot total, échelle logarithmique.



(f) Lot total, échelle linéaire.

FIG. 6.26: Distribution de la masse transverse, M_T .

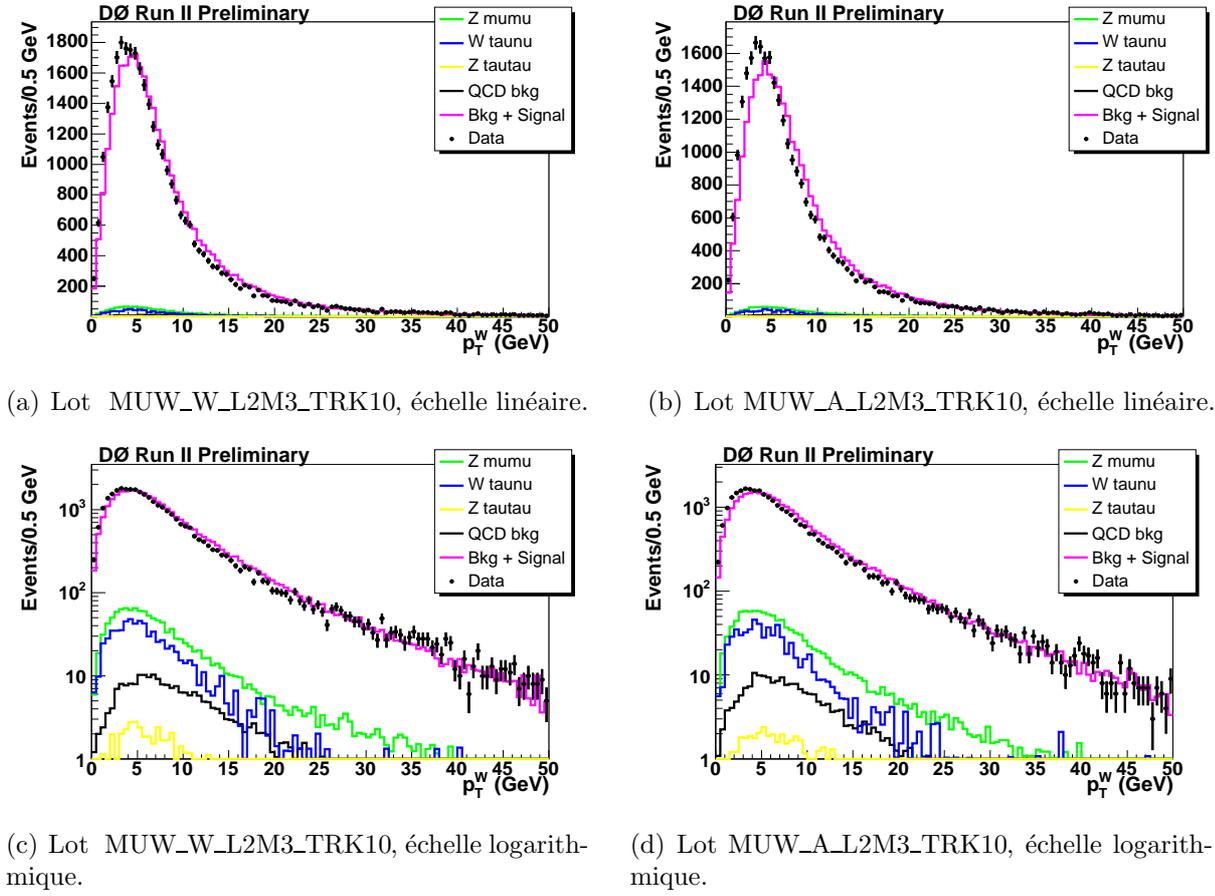


FIG. 6.27: Distribution du p_T du W reconstruit.

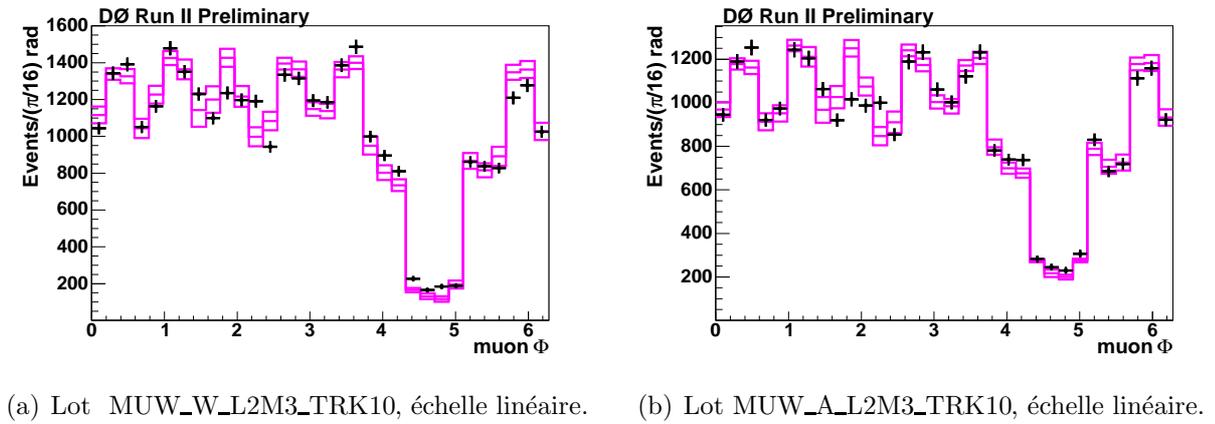
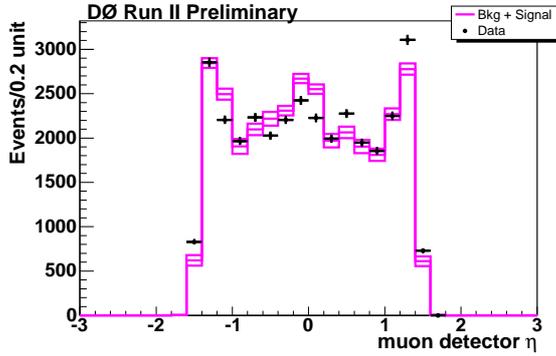
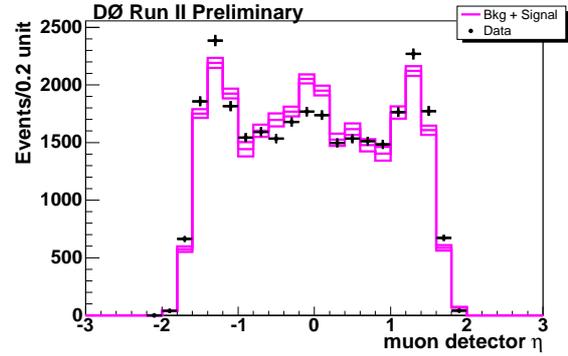


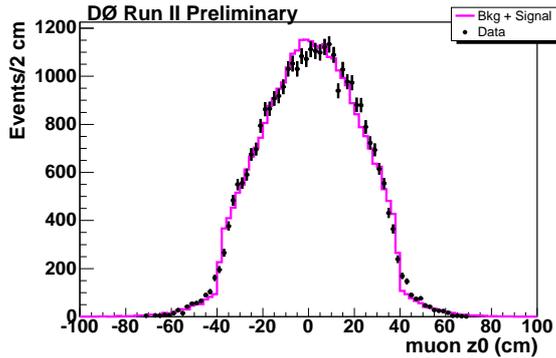
FIG. 6.28: Distribution de l'angle azimutal. Les différentes lignes correspondent aux variations de $\pm 1\sigma$ due à l'incertitude statistique des données $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ servant à mesurer les efficacités.



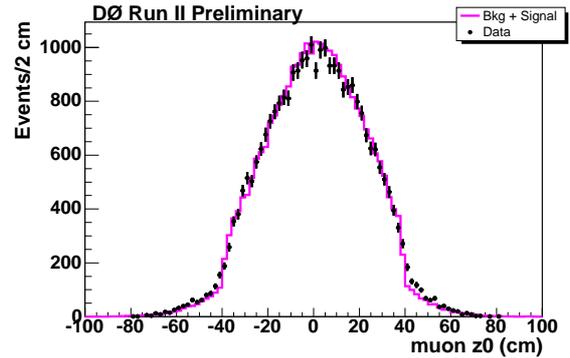
(a) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



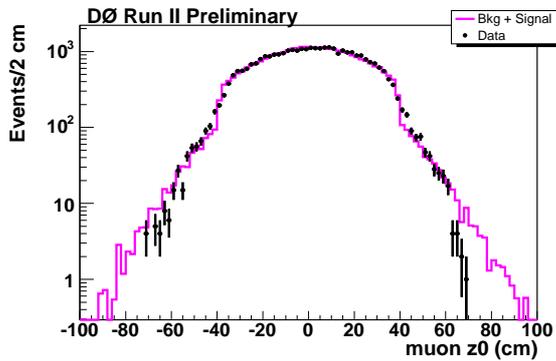
(b) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle linéaire.

 FIG. 6.29: Distribution de la rapidité détecteur du muon. Les différentes lignes correspondent aux variations de $\pm 1\sigma$ due à l'incertitude statistique des données $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ servant à mesurer les efficacités.


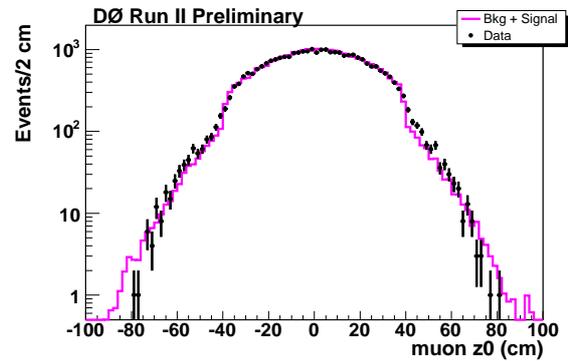
(a) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



(b) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle linéaire.

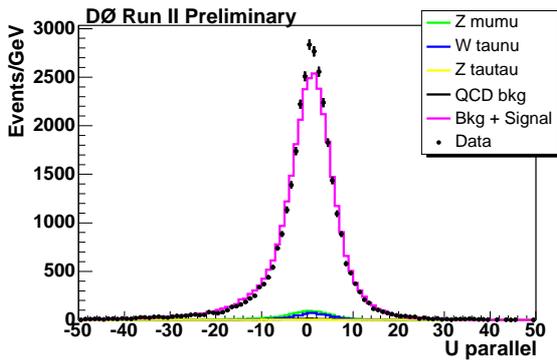


(c) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.

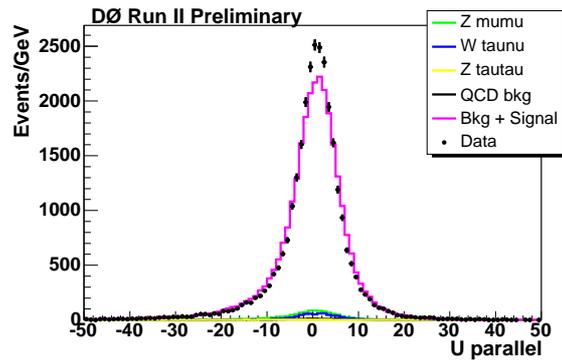


(d) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.

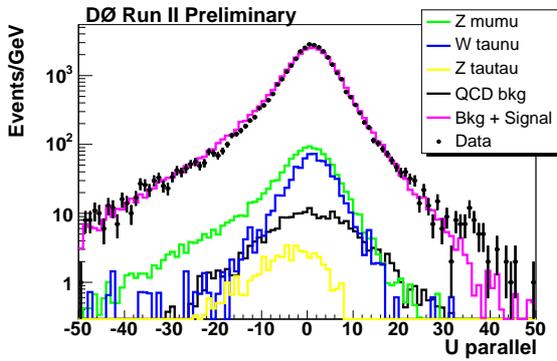
 FIG. 6.30: Distribution du z du vertex.



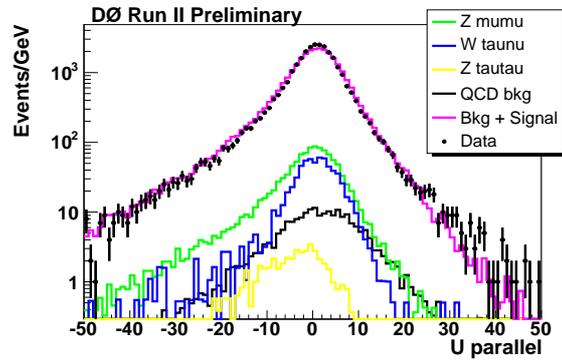
(a) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



(b) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle linéaire.



(c) Lot MUW_W_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.



(d) Lot MUW_A_L2M3_TRK10, échelle logarithmique.

FIG. 6.31: Distribution du recul transverse du W projeté sur la direction du muon (u_{\parallel}).

6.8 Épilogue

6.8.1 Après les conférences de printemps 2005

Au cours des mois suivant la présentation en conférence [93] de l'analyse décrite dans les sections précédentes, un certain nombre de développements ont eu lieu. Le but était de comprendre les variations de section efficace observées dans les tests de stabilité, sources d'incertitudes systématiques. Il s'agissait aussi de combiner de manière cohérente ces résultats à la mesure de la section efficace $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ [107] pour établir une mesure du rapport $R = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \mu\nu)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ et aboutir à une mesure indirecte de la largeur intrinsèque Γ_W .

Pour des raisons qu'on peut qualifier d'accidentelle, l'équipe travaillant sur le Z cessa ses activités à l'été 2005. La décision de soumettre à publication l'analyse $W \rightarrow \mu\nu$ seule fut prise fin 2005. Mais elle coïncida avec le moment où la collaboration DØ mettait sérieusement en doute les valeurs de luminosité que fournissait le luminomètre. La collaboration décida fin 2005 de procéder à un ré-étalonnage précis du système de luminosité et de remesurer avec 1 fb^{-1} les productions de W et Z en leptons pour vérifier les nouvelles constantes d'étalonnage. Ce faisant les chandelles W et Z prenaient le rôle d'étalon de luminosité. Dans un tel contexte, la publication de la mesure de section efficace présentée dans ce manuscrit n'avait plus grand sens. Cette mesure a donc gardé le statut de résultat préliminaire.

L'étalonnage des luminomètres a abouti à un rééchelonnement de la luminosité intégrée d'environ 12-15% (dépendant du lot de données) [109] tandis que les mesures des productions $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ (mais pas $W \rightarrow \mu\nu$ ou $W \rightarrow e\nu$ faute de temps) mesurées dans 1 fb^{-1} confirmaient ces valeurs à la fin 2006 [105].

La correction des constantes de luminosité a donné lieu à quelques errata sur les publications mesurant des sections efficaces [110]. La politique de DØ ne permettant pas de corriger un résultat préliminaire, le résultat de la section 6.7.3 demeure le résultat officiel de DØ au Run II.

6.8.2 Révision de la mesure de $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu)$

Bien que ce résultat n'ait pas été rendu public, nous nous permettons de dresser la liste des différentes modifications apportées à l'analyse décrite dans les sections précédentes. Ces améliorations et corrections ont été réalisées entre mars et septembre 2005. L'effet du nouvel étalonnage de la luminosité, adopté par la collaboration à l'automne 2006 est également propagé.

1. La carte d'efficacité (η, z) utilisée pour simuler les coupures de qualité des traces ne tenait en fait pas compte de la coupure $\chi^2/\text{d.o.f.} < 3.3$. L'effet net a été une diminution de l'acceptance, et donc une augmentation de la section efficace de +3.3%
2. propagée au reste de l'analyse la correction de ce problème a pour effet de changer les constantes obtenues lors de l'ajustement de la distribution en z du vertex d'interaction. L'effet sur la section efficace est de +0.7%.
3. Les PDF utilisées pour le calcul de l'acceptance étaient CTEQ6.1M, c'est-à-dire des PDF NLO. Pour être cohérent avec le générateur PYTHIA, qui est un générateur

LO, il vaut mieux utiliser les PDF LO CTEQ6L, ce qui entraîne une augmentation de +3% de la section efficace.

4. Un bug dans l'implémentation des désintégrations des taus dans PYTHIA (tauola) a été découvert. La polarisation des taus n'était pas correctement propagée aux produits de désintégrations, ce qui rendait plus mou le spectre en impulsion des muons résultant de la désintégration $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$. La correction du bug entraîne une augmentation du bruit de fond $W \rightarrow \tau\nu$. La section efficace est diminuée de 0.6%.
5. L'effet de variation de la section efficace observée en relâchant les coupures du veto sur un second muon a été compris. Le logiciel de simulation rapide comptabilisait comme passant la sélection des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour lesquels un des muons passait les conditions de déclenchement de niveau 1 et 2, tandis que l'autre était responsable du déclenchement de niveau 3 (trace). Dans les données, les critères d'association entre objets stipulaient que le même muon devait déclencher à la fois les niveaux 1, 2 et 3. Cette différence de traitement données/simulation n'apparaissait que dans la cas où on abandonnait le critère de veto sur une trace de grande impulsion. En corrigeant le problème dans la simulation, la section efficace mesurée est stable face aux variations des critères de veto, si bien que l'incertitude systématique reportée en section 6.7.2 peut être supprimée.
6. Variation avec les coupures cinématiques : les effets cumulés des différentes corrections mentionnées ci-dessus modifient les résultats du tableau 6.12 page 175. Les variations de -0.7% et -2.5% sont maintenant -0.1% et -1.8%. C'est pourquoi on peut remplacer l'incertitude de 2.5% par 1.8% dans l'avant dernière ligne du tableau 6.14.
7. L'effet le plus important provient de la réévaluation de la luminosité. Pour la période considérée, les nouvelles constantes donnent une luminosité [109] augmentée de 15.7%. L'incertitude sur la nouvelle évaluation de luminosité est de 6.1%.

En tenant compte de toutes ces modifications, les incertitudes relatives à comparer avec le tableau 6.14 page 178 sont finalement de 3.0% pour le lot 'Wide', 2.3% pour le lot 'All' et le terme $\sqrt{covariance}$ vaut 1.9%. A ces chiffres s'ajoutent les 6.1% associés à la détermination de la luminosité. On trouve alors

pour le lot MUW_W_L2M3_TRK10 :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu) = 2762 \pm 15(\text{stat}) \pm 82(\text{syst}) \pm 169(\text{lumi}) \text{ pb.} \quad (6.32)$$

et pour le lot MUW_A_L2M3_TRK10 :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu) = 2735 \pm 16(\text{stat}) \pm 61(\text{syst}) \pm 167(\text{lumi}) \text{ pb.} \quad (6.33)$$

La combinaison, avec les poids de 21% pour la mesure MUW_W_L2M3_TRK10 et 79% pour MUW_A_L2M3_TRK10, donne

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu) = 2741 \pm 13(\text{stat}) \pm 60(\text{syst}) \pm 167(\text{lumi}) \text{ pb.} \quad (6.34)$$

Ce nombre est inférieur de 8.3% au résultat de la section 6.7.3. L'incertitude systématique (hors luminosité) passe aussi de 2.7% à 2.2%. Ce résultat est bien plus compatible avec la valeur théorique $\sigma = 2590 \pm 107$ pb calculée avec le jeu CTEQ6.1 [99] et le code [106]. La différence mesure-théorie s'élève à 6%, environ 0.8σ .

Chapitre 7

Recherche de Higgs supersymétriques dans le canal multi-jets

Ma venue dans l'expérience DØ était motivée par la recherche de bosons Higgs supersymétriques. J'ai donc commencé à travailler sur ce sujet en 2003, en encadrant la thèse de Marine Michaut. Nous avons contribué à une première publication [132] en 2005 sur les premiers 260 pb^{-1} de DØ, en étudiant notamment les effets de la largeur des bosons de Higgs aux grandes valeurs de $\tan\beta$. Il s'est aussi agi d'optimiser les critères de déclenchement pour faire face à la montée graduelle de la luminosité du TeVatron. Une grande partie du travail de la thèse s'est ensuite porté sur la mesure des efficacités de déclenchement leur propagation à la simulation puis sur l'analyse des données du Run IIa (1 fb^{-1}). L'analyse s'est poursuivie au delà de la durée de la thèse pour aboutir à une publication [133] en 2008, qui est présentée en annexe. On décrit dans ce chapitre cette analyse.

7.1 Production de bosons de Higgs aux grandes valeurs de $\tan\beta$

Dans le cas de la supersymétrie, les couplages des bosons de Higgs aux quarks beaux peuvent être nettement supérieurs à leur analogue du modèle standard, ce qui permet d'exploiter des modes de productions particuliers. Comme on l'a évoqué en 1.4.8 dans le cas des grands $\tan\beta$, la production via des boucles b , comme présenté sur la figure 7.1, est augmentée d'un facteur $\simeq 2 \tan^2\beta$ par rapport au même processus du modèle standard. Cette augmentation rend possible la recherche de bosons de Higgs dans le canal $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ ¹, alors que le rapport signal sur bruit serait trop défavorable dans le cas standard. Ce canal fait l'objet d'analyses au TeVatron, par exemple [113] dont on a extrait le domaine d'exclusion présenté sur la figure 7.2.

D'autres processus permettent de produire les bosons de bosons de Higgs en association

¹On utilise la notation ϕ pour désigner h, H, A ou le boson de Higgs standard.

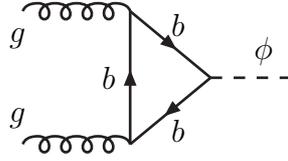


FIG. 7.1: Diagramme de Feynman pour la production de bosons de Higgs via une boucle de quarks b .

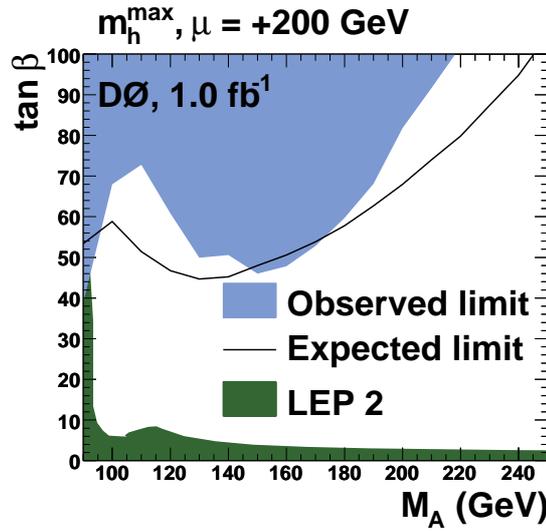


FIG. 7.2: Domaine d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ obtenu à partir de la recherche $p\bar{p} \rightarrow \phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ à $D\mathcal{O}$ avec les données du Run 2a [113].

avec des quarks b . Là encore la production est augmentée d'un facteur $2 \tan^2 \beta$ par rapport au modèle standard. On peut voir ces processus de plusieurs manières. Il y a d'une part l'annihilation de quarks ou de gluons, qu'on peut noter $2 \rightarrow 3$: $gg \rightarrow b\bar{b}\phi$ ou $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}\phi$, comme il est montré sur la figure 7.3. C'est le schéma dit à quatre saveurs, car seuls les quarks u, d, c, s sont considérés comme constituant du proton [120]. Si on intègre sur les impulsions des b , dans la limite $m_\phi \gg m_b$ des contributions en $\log(m_\phi/m_b)$ apparaissent, qui signifient en fait que la masse du quark b sert de cut-off pour les singularités colinéaires de la fission $g \rightarrow b\bar{b}$. Ces contributions peuvent être resumées à tous les ordres, dans la limite des faibles impulsions transverses, dans une PDF des quarks b [115]. La production de bosons de Higgs s'écrit alors un processus d'excitation de saveur, comme il est montré sur la figure 7.4, et s'écrit cette fois dans un schéma dit à cinq saveurs $gb \rightarrow b\phi$, $2 \rightarrow 2$. Poussé à un cran supérieur, ce schéma décrit aussi la production inclusive $b\bar{b} \rightarrow \phi$, $2 \rightarrow 1$.

Les deux schémas correspondent en fait à deux façons de développer en série perturbative un même processus physique et devraient donner les mêmes résultats (une fois qu'on intègre les impulsions des quarks b des branches externes) si tous les ordres étaient

sommés.

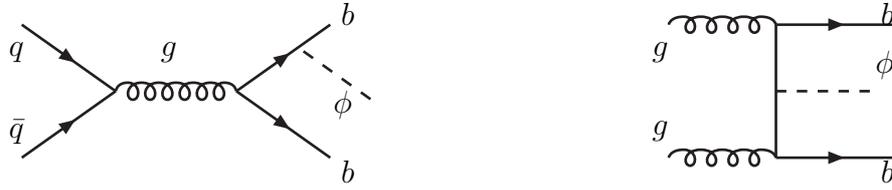


FIG. 7.3: Production de bosons de Higgs associés à des quarks b dans le schéma à 4 saveurs

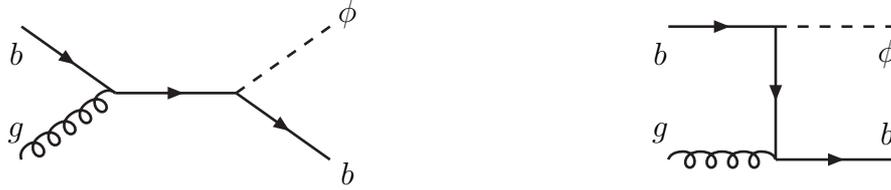


FIG. 7.4: Production de bosons de Higgs associés à des quarks b dans le schéma à 5 saveurs

Initialement le schéma à quatre ($gg \rightarrow \phi b\bar{b}$) et cinq saveurs ($b\bar{b} \rightarrow \phi$) donnaient des sections efficaces différant d'un ordre de grandeur à l'ordre le plus bas (LO) [114], ce qui s'expliquait en partie par une forte dépendance au choix μ_F et μ_R des échelles de factorisation et de renormalisation pour le processus $2 \rightarrow 3$. Des arguments physiques [114] incitent en fait à prendre $\mu_F = \frac{1}{4}(m_\phi + 2m_b)$ et $\mu_R = m_\phi$. Dans ce cas les calculs LO ne diffèrent plus que d'un facteur $\simeq 2$. Ce choix des échelles est confirmé par le calcul NNLO de $b\bar{b} \rightarrow \phi$ [116].

Finalement les processus $gb \rightarrow b\phi$ [117] et $gg \rightarrow b\bar{b}\phi$ [120] sont en bon accord au NLO [118, 119], comme on peut le voir sur la figure 7.5. Le consensus veut qu'on utilise le calcul correspondant aux nombres de quarks b à étiqueter dans l'état final, donc le schéma à cinq saveurs pour un état final hb en étiquetant un b .

7.2 Sélection et stratégie

7.2.1 Signal et bruit de fond

Le signal recherché est la production de bosons de Higgs se désintégrant en quarks b , associés à la présence d'un ou deux autres quarks b . La signature est donc la présence d'au moins 3 jets de grand p_T et étiquetés b .

Le bruit provient de la production QCD d'événements multi-jets : soit les jets proviennent de saveurs lourdes (b ou c) et sont étiquetés en tant que tel, soit ce sont des saveurs "légère" (quarks u , d , s ou gluon g) et les jets sont faussement étiquetés. La conservation de la saveur tend à faire penser que l'état final possède un nombre pair de quarks b ou de

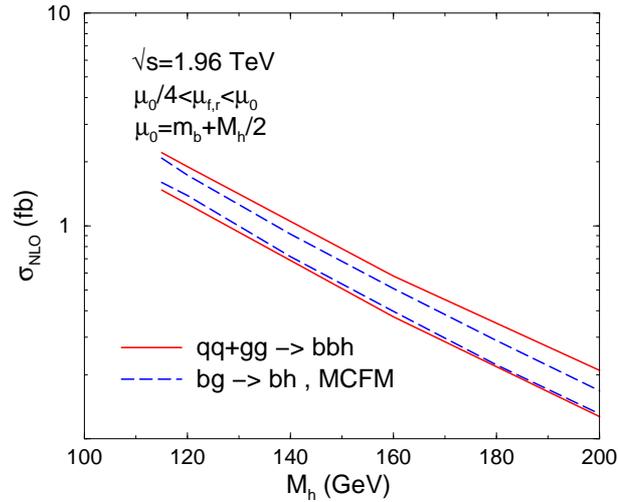


FIG. 7.5: Section efficace de production $p\bar{b} \rightarrow hb(\bar{b})$ dans les schémas à 4 et 5 saveurs extrait de [119].

quarks c . En fait tout comme le signal, ce nombre peut être impair dans une majorité de cas, où un des quarks a été émis à basse impulsion ou le long du faisceau. Ainsi le bruit de l'état final bbb sera constitué de $bbb(b)$, $bbc(c)$, $ccb(b)$, $ccc(c)$, bbj , ccj , $bjj(b)$, La “()” signifie que le jet associé peut en fait être inobservé.

7.2.2 Lot de données et présélection

Les données considérées ont été enregistrées de novembre 2002 à avril 2006 au moyen des déclenchements multi-jets, décrits dans la table 7.2. N'ont été retenues que les données de bonne qualité en termes de fonctionnement des différents sous-systèmes, muons, calorimètre, SMT, CFT. La luminosité du lot s'élève à 1016 pb^{-1} . La répartition de la luminosité dans les différentes versions des listes de déclenchement est également donnée dans la table 7.1. On peut y constater, l'augmentation graduelle de luminosité instantanée qui a nécessité des modifications des conditions de déclenchement au cours du temps. Les critères cinématiques sont devenus de plus en plus strictes et il a même fallu introduire des conditions basées sur les principes d'étiquetage des quarks b au niveau 3 à partir de v13. On peut trouver un exemple d'étude visant à modifier les critères de niveau 2 dans [121, 122].

Pour des raisons pratiques, on applique une présélection, dite écrémage, visant à réduire le lot de données total enregistré par $D\bar{O}$ en sous-lots manipulables. Cette présélection, appelée 3-jets, exige un jet reconstruit de $p_T > 20 \text{ GeV}$ et deux autres de $p_T > 15 \text{ GeV}$. Notons que ces coupures sont appliquées sur des énergies non corrigées de l'échelle d'énergie des jets, c'est-à-dire typiquement 1.4 fois plus faibles. Autrement dit, elles affectent les spectres des événements jusqu'à typiquement des impulsions transverses de 30 GeV . Dans la suite, lorsque nous faisons référence à l'énergie des jets, il s'agit de l'énergie corrigée de l'échelle d'énergie.

version de <i>triggerlist</i>	période		luminosité intégrée (pb ⁻¹)	luminosité instantanée (10 ³⁰ cm ⁻² s ⁻¹)		
	début	fin		moyenne	régulièrement	record
v8	juil. 02	oct. 02	10.8	20	40	44
v9	oct. 02	jan. 03	23.9	19	33	41
v10	jan. 03	mar. 03	9.6	23	40	51
v11	mar. 03	juil. 03	64.7	24	46	59
v12	juil. 03	juin. 04	200.9	31	68	90
v13	juin. 04	juil. 05	373.9	45	107	145
v14	juil. 05	fév. 06	333.4	53	124	170
total	juil. 02	fév. 06	1016	40	124	170

TAB. 7.1: Luminosité intégrée du lot d'événement $hb(b)$ et répartition suivant les versions de *triggerlist*. On a indiqué aussi les luminosités instantanées typiques correspondant aux périodes de prise de données.

Après cet écrémage, le lot de données s'élève à environ 80 millions ² d'événements, 30 millions si on exige les déclenchements multi-jets.

7.2.3 Sélection

Les coupures de sélection des événements candidats pour la production de bosons de Higgs sont très simples :

- Pour s'assurer de la cohérence avec les conditions de déclenchement qui effectue une coupure similaire au niveau 3, on demande que le z du vertex primaire soit contraint : $|z_{PV}| < 35$ cm. Cette condition correspond à l'acceptance du détecteur de vertex.
- Au moins 3 et au plus 5 jets de bonne qualité (cf. 3.4.3 page 53), étiquetables (cf. 3.4.5 page 56), dans l'acceptance $|\eta| < 2.5$ et avec $p_T > 20$ GeV.
- Au moins 3 jets étiquetés b par le point de fonctionnement strict du réseau de neurones d'étiquetage (cf. 3.4.5 page 57).
- Les p_T des deux jets étiquetés de plus grandes impulsions doivent être supérieurs à 25 GeV.

La table 7.3 rapporte les nombres d'événements passant chaque niveau de sélection. On obtient ainsi 6431 candidats à la production de boson de Higgs répartis dans les sélections 3,4 et 5 jets suivant les proportions respectives d'environ 50%,40% et 10%. Il convient maintenant d'analyser de comparer ces candidats à ce qu'on attend du bruit de fond multi-jets et de la production de bosons de Higgs. La simulation des acceptances et l'analyse du bruit de fond sont détaillés dans la suite.

² Avec une taille typique de 40 ko par événement, dans le format réduit de données reconstruites, cela représente environs 3 To.

(a) v8 à v12				
Level	v8	v9	v10	v11 & v12
	CJT(3,7)	CJT(4,5, $\eta < 3.2$)	CJT(3,5, $\eta < 3.2$)	comme v10
L2	rien	JT(3,8, $\eta < 3$) HT(50,5)	comme v9	comme v9
L3	JT(3,15, $\eta < 3$)	comme v8	comme v8	JT(3,15, $\eta < 3$) JT(2,25, $\eta < 3$) $ z_{PV} < 35 \text{ cm}$
Nom	3JT15	3JT15	3JT15	3JT15_PV 3J15_2J25_PVZ (v12)

(b) v13 et v14			
Level	v13	v14.0-v14.7	v14.8-v14.97
L1	comme v10	CJT(3,4, $\eta < 2.6$) CJT(3,5, $\eta < 3.2$)	CJT(3,4, $\eta < 2.6$) CJT(3,5, $\eta < 3.2$) CJT(1,7, $\eta < 1.8$)
L2	JT(3,6, $\eta < 3$) HT(70,8)	comme v13	comme v13
L3	JT(3,15, $\eta < 3$) JT(2,25, $\eta < 3$) $ z_{PV} < 35 \text{ cm}$ $Prob_b(0.05)$	comme v13	comme v13
Nom	JT2_3JT15L_IP_VX	comme v13	comme v13

TAB. 7.2: Conditions de déclenchement de la sélection $hb(b)$, pour les différentes versions de *triggerlist*. Le terme CJT($x,y,\eta < z$) signifie x tours calorimétriques au-dessus de y GeV (énergie transverse) et dans la région $|\eta| < z$. Les termes JT($x,y,\eta < z$) correspondent aux jets de niveau 2 ou 3 reconstruits avec $p_T > y$ GeV et $|\eta| < z$. $HT(x,y)$ signifie la somme des énergies transverses des impulsions des jets satisfaisant $p_T > y$ GeV est supérieure à x GeV. Le terme $Prob_b(0.05)$ correspond à une coupure de 0.05 au niveau 3 sur l'estimation de la probabilité que l'événement ne contienne pas de quark b .

Coupure	Nombre d'événements	Fraction relative à la ligne précédente
écrémage 3-jets	79,631,226	-
déclenchement	30,652,360	0.385
coupure sur z du vertex	29,102,184	0.949
3/4/5 bon jets étiquetables	16,127,951/4,051,517/578,707	0.554/0.139/0.020
2 jets étiquetés b	184,230/73,904/14,296	0.011/0.018/0.025
3 jets étiquetés b	3,226/2,536/742	0.018/0.034/0.052
2 jets étiquetés avec $p_T > 25\text{GeV}$	3,224/2,503/704	0.999/0.987/0.949

TAB. 7.3: Nombre et fraction relative d'événements passant chaque coupure de sélection. Comme on réalise dans la suite une subdivision en canaux à 3, 4 et 5 jets, les nombres respectifs sont également reportés.

7.2.4 Traitement statistique pour la recherche de signal

A ce stade il convient d'établir la méthode statistique utilisée pour rechercher le signal dans le lot sélectionné.

Les niveaux de confiance de découverte et d'exclusion

La méthode semi-fréquentiste éprouvée au LEP [123, 124] et employée dans diverses analyses à $D\bar{O}$ consiste à définir dans un premier temps un estimateur statistique, le rapport de vraisemblance, testant la compatibilité entre l'hypothèse signal+bruit de fond et l'hypothèse bruit de fond seul. Ce rapport s'écrit dans le cas de plusieurs canaux (sélections) de recherche pour lesquels des variables discriminantes X_i permettent d'affiner la séparation entre signal et fond :

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{P}_{s+b}(X)}{\mathcal{P}_b(X)} = \frac{\prod_i \text{canaux} e^{-(s_i+b_i)} \frac{(s_i+b_i)^{n_i}}{n_i!} \prod_{j=1}^{n_i} \frac{s_i S_i(X_{j_i}) + b_i B_i(X_{j_i})}{s_i + b_i}}{\prod_i \text{canaux} e^{-b_i} \frac{b_i^{n_i}}{n_i!} \prod_{j=1}^{n_i} B_i(X_{j_i})}, \quad (7.1)$$

où s_i (b_i) désigne le nombre de candidats signal (bruit de fond) attendus dans le canal de recherche i , n_i est le nombre de candidats observés dans ce canal, $S_i(X_{j_i})$ ($B_i(X_{j_i})$) est la densité de probabilité de la i -ème variable discriminante pour le signal (bruit de fond) évaluée en X_{j_i} qui est la valeur observée pour le j -ème candidat du canal i . On manipule plus volontiers logarithme de cet estimateur qui se réduit en :

$$\log \mathcal{L} = - \sum_i s_i + \sum_i \sum_{j=1}^{n_i} \log \left(1 + \frac{s_i S_i(X_{j_i})}{b_i B_i(X_{j_i})} \right). \quad (7.2)$$

On voit ainsi que cet estimateur réalise un comptage du nombre de candidats, en pondérant les contributions de chacun d'entre eux par $\log \left(1 + \frac{s_i S_i(X_{j_i})}{b_i B_i(X_{j_i})} \right)$. A partir de cet estimateur

on peut définir le niveau de confiance $CL_{\mathcal{H}}$ qui est la probabilité, sous une hypothèse \mathcal{H} , que l'estimateur soit plus petit que la valeur observée, \mathcal{L}_{obs} :

$$CL_{\mathcal{H}} = \mathcal{P}_{\mathcal{H}}(\mathcal{L} \leq \mathcal{L}_{obs}). \quad (7.3)$$

Pour l'hypothèse $\mathcal{H} = b$ on teste le degré de compatibilité des données avec ce qu'on attend du bruit de fond seul. Une valeur proche de 1 correspond à un excès d'événements observés. Par exemple si

$$CL_b \geq 1 - 5.6 \times 10^{-7} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-5}^{+5} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) du, \quad (7.4)$$

on parlera de découverte à 5σ .

L'hypothèse $\mathcal{H} = s + b$ définit CL_{s+b} qui teste l'exclusion. En principe $CL_{s+b} \leq 5\%$ devrait correspondre une exclusion à 95% de niveau de confiance. Mais dans le cas où, à cause d'une fluctuation, l'estimateur \mathcal{L}_{obs} serait très faible (par exemple si on observe moins de candidats que ne le prédit le bruit de fond) CL_{s+B} pourrait conduire à exclure un signal pour lequel on n'a en fait aucune sensibilité. Par convention, pour éviter les résultats non physiques on définit donc [124]

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}. \quad (7.5)$$

L'inégalité $CL_s \leq 5\%$ sert à exclure la production de signal à 95% de niveau de confiance.

La question des incertitudes systématiques

La méthode que nous venons de décrire ne semble pas tenir compte des incertitudes sur le niveau de bruit de fond, ni sur l'acceptance pour le signal. Pour les incorporer, le raisonnement est simple [123, 125]. Il suffit de se rappeler que le niveau de confiance $CL_{\mathcal{H}}$ est une probabilité, ce qui du point de vue fréquentiste correspond à la fraction des expériences (en fait des pseudo-expériences réalisées par un programme informatique) ayant obtenu tel ou tel résultat. Si on entend par *résultat* non seulement le nombre d'événements observés, mais aussi les niveaux de bruit de fond et de signal attendu, alors on inclut naturellement les incertitudes systématiques.

Dans la pratique, au cours du calcul de la distribution de $\log \mathcal{L}$, on tire aléatoirement les nombres de signal et de bruit de fond attendus, (s_i, b_i) , selon des distributions (le plus souvent gaussiennes) tenant compte des incertitudes (et de leurs corrélations) sur les nombres d'événements attendus.

A niveau de signal et de fond fixé, il peut aussi demeurer des incertitudes sur la forme des distributions discriminantes S_i et B_i . De la même façon que pour les niveaux de signal et de bruit de fond, on en tient compte en procédant à un tirage aléatoire des formes possibles au cours du calcul de la distribution de $\log \mathcal{L}$. La méthode la plus courante consiste d'abord à définir des formes alternatives correspondant à une déviation standard, par exemple B'_i pour le fond, puis au cours de chaque pseudo-expérience, on tire un nombre aléatoire α suivant une loi normale, ce qui définit la forme alternative $B_i^\alpha = B_i(1 - \alpha) + \alpha B'_i$ testée dans la pseudo-expérience en question.

Modification pour une normalisation inconnue du bruit de fond

La méthodologie de calcul du niveau de confiance que nous venons de décrire s'applique au cas où les b_i , c'est-à-dire les niveaux de bruit de fond de chaque canal, sont bien connus. Pour l'analyse $hb(b)$, il s'avère que les niveaux de bruits de fond sont connus théoriquement avec une très grande imprécision. En outre, le bruit de fond dominant est la production QCD multi-jets d'événements $bbb(b)$, c'est-à-dire un bruit de fond irréductible. Il est par conséquent impossible de définir un moyen de normaliser ce bruit de fond dans les données, en échappant à la contamination par un éventuel signal. Il convient donc de modifier la méthode.

Dans le cas d'une normalisation du fond inconnu, on peut en fait de nouveau écrire un rapport de vraisemblance pour les deux tests d'hypothèse $\mathcal{H} = s + b$ et $\mathcal{H} = b$. Si la normalisation des b_i est inconnue, on doit utiliser les meilleurs estimateurs pour contraindre ces nombres qui sont les nombres d'événements observés n_i dans chaque canal [126]. On force donc $s_i + b_i = n_i$ dans le numérateur et $b_i = n_i$ au numérateur de l'équation 7.1, et on obtient

$$\log \mathcal{L} = \sum_i \sum_{j_i=1}^{n_i} \log \left(\frac{(n_i - s_i)B_i(X_{j_i}) + s_i S_i(X_{j_i})}{n_i B_i(X_{j_i})} \right). \quad (7.6)$$

Les niveaux de confiance peuvent ensuite être calculés à partir de cet estimateur, de la même façon que dans l'équation 7.3.

On remarque que dans l'équation 7.6, si les distributions B_i et S_i sont identiques, alors l'estimateur \mathcal{L} est identiquement nulle, quelque soit le nombre d'événements observés et leurs distributions. En effet, lorsque la normalisation est inconnue on comprend que seul le pouvoir discriminant de X_i , c'est-à-dire la différence entre les distributions B_i et S_i , permet de déterminer ou non la présence d'un éventuel signal. La variable discriminante retenue pour l'analyse $hb(b)$ est la masse reconstruite de la paire de jets provenant de la désintégration du boson de Higgs, et il est crucial de déterminer correctement la forme attendue pour le spectre des événements bruit de fond.

7.3 Simulation des événements

La simulation d'événements signal permet de calculer l'acceptance et les propriétés des événements résultant de la production de bosons Higgs éventuellement présents dans les données.

Le bruit de fond principal multi-jets est produit par l'interaction forte. Les générateurs d'événements employés par la collaboration DØ les simulent avec trop peu de précision pour qu'on puisse se reposer entièrement dessus. Ceci est dû d'une part aux limitations des développements perturbatifs, et aussi aux effets non perturbatifs intervenant lors de l'hadronisation des partons. On utilise donc la simulation des bruits de fond avant tout pour interpréter et comprendre les données, analyser quels sont les différents processus QCD entrant en jeu et prédire leurs contributions dans le lot final de candidats.

7.3.1 Simulation du signal hb et hbb

Le processus $gb \rightarrow hb$ est généré à l'ordre des arbres par PYTHIA [73]. L'idée est de se baser sur le processus du modèle standard, qu'on corrigera par la suite d'un facteur multiplicatif reflétant l'augmentation de l'interaction hbb due aux grands $\tan\beta$ dans le cadre supersymétrique. Pour bénéficier des résultats NLO plus précis³, un certain nombre de corrections sont apportées à cette simulation.

On se base sur les calculs NLO de [117, 118] disponible dans le logiciel MCFM. qui fournit des sections efficaces différentielles en fonction de (p_T, η) du b associé à la production du boson de Higgs. Notons que MCFM calcule en tant que correction NLO , la contribution de l'état final hbb pour lequel les deux quarks b associés sont observables. Dans la suite on appellera hbb ce cas, par opposition aux 3 jets de b observables pour hb . Le rapport PYTHIA/MCFM définit des poids en fonction de (p_i, η) corrigeant la simulation PYTHIA pour les cas hb et hbb . Ainsi, non seulement la section efficace totale, mais aussi l'acceptance est corrigée des effets NLO . La figure 7.6 montre une comparaison des spectres p_T et η de PYTHIA et MCFM. Les poids servant à la correction de la simulation PYTHIA sont représentées sur les figure 7.7, pour le cas des basses masses.

Les différentes sections efficaces obtenues pour les cas LO, NLO , et en séparant les processus avec 1 ou 2 quarks b observables, sont reportées dans la table 7.4. Le choix de l'échelle de renormalisation μ_R et de factorisation est discuté en 7.1. On prend $\mu \equiv \mu_R = \mu_F = (2m_b + M_\phi)/4$. Une incertitude systématique associée à ce choix est obtenue en faisant varier l'échelle de $\mu/2$ à 2μ . Cette incertitude est reportée dans la table.

L'incertitude liée aux choix de PDF est évaluée en utilisant les 40 jeux de PDF CTEQ6.1 [99] et en suivant la prescription déjà employée en 6.5.1. On obtient pour $m_h = 100$ GeV une incertitude de ± 12 %, ce qui est la source dominante d'incertitude théorique.

7.3.2 Simulation du bruit de fond

Le bruit de fond principal pour un état final à trois jets étiquetés b provient de la production QCD multi-jets par les processus suivant (j signifie parton léger par opposition aux saveurs lourdes b et c , et la $()$ signifie que la parton en question peut rester inobservé) :

1. $p\bar{p} \rightarrow jjj(j)$
2. $p\bar{p} \rightarrow bjj(b)(j)$
3. $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}b(b)$
4. $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}c(c)$
5. $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}j(j)$
6. $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}b(b)$

Le premier de ces processus est difficilement simulable précisément, à cause de la multitude de diagrammes possibles entrant en jeu. Les processus avec des quarks lourds $Q\bar{Q} + Nj$, ont été simulés par ALPGEN [74], dont les calculs reposent sur des éléments de matrice LO.

³c'est-à-dire incluant les effets QCD des ordres supérieurs. Il ne s'agit pas là des ordres supérieurs associés à la supersymétrie.

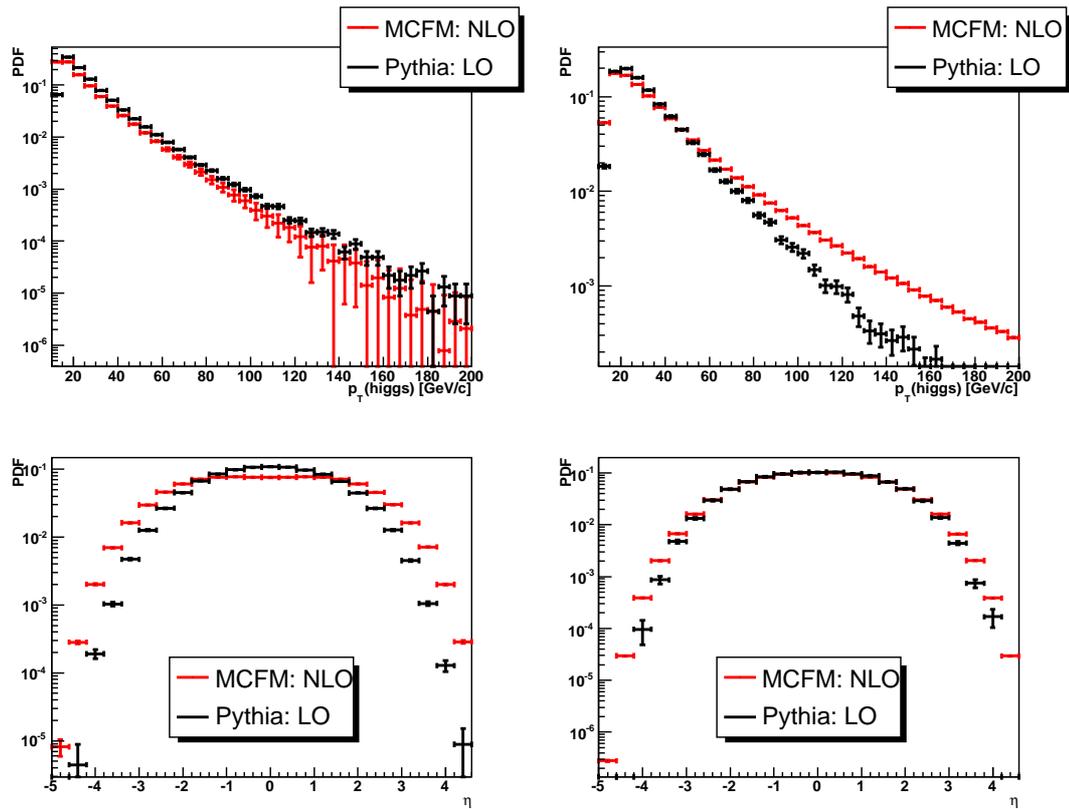


FIG. 7.6: Propriété du jet de b le plus dur du processus $hb(b)$. On compare les spectres en p_T et η de PYTHIA et MCFM pour le cas hb à gauche et hbb à droite.

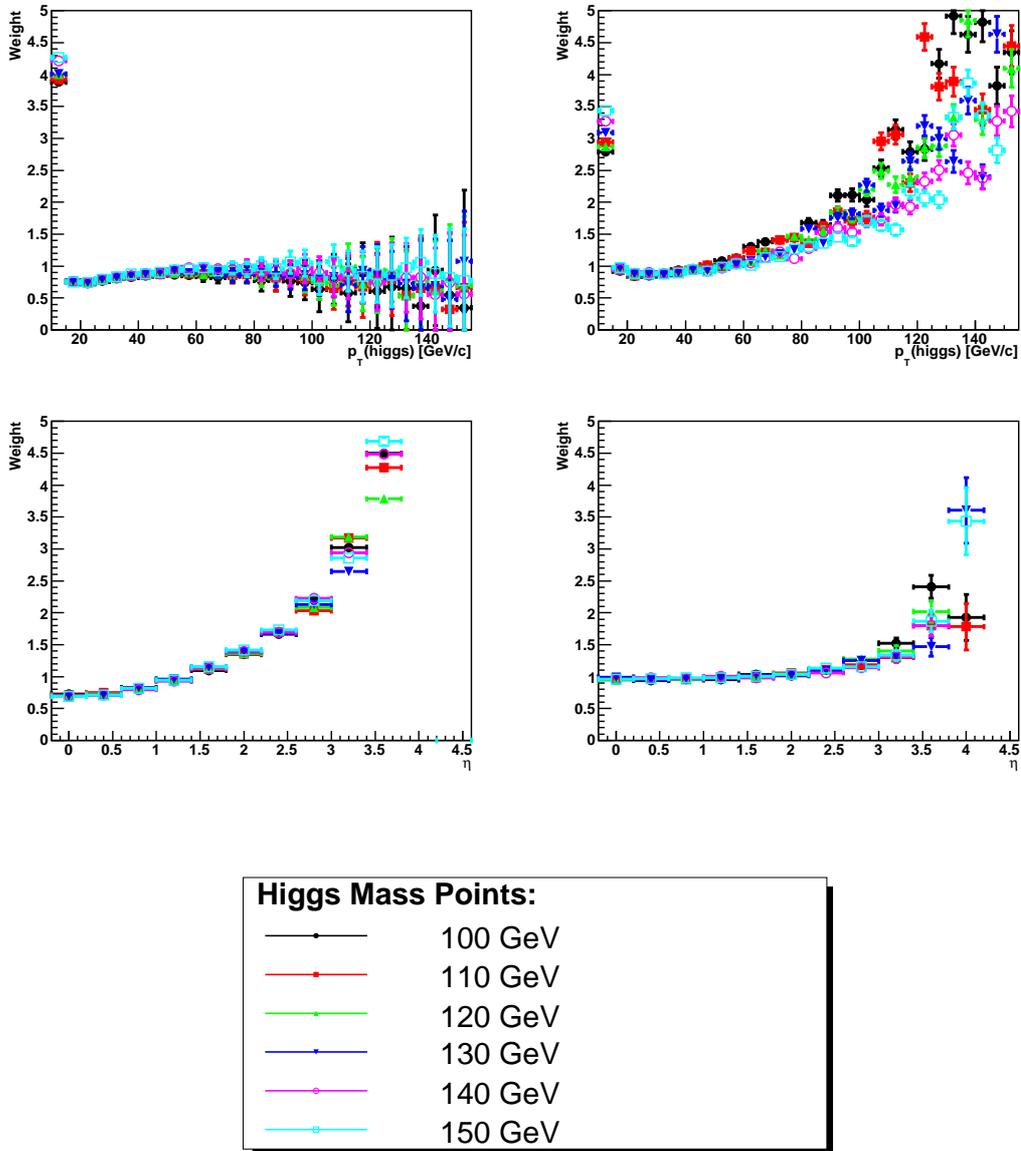


FIG. 7.7: Poids servant à corriger la simulation PYTHIA en fonction du p_T et η du jet de b le plus dur pour différentes masses de bosons de Higgs. A gauche pour le processus hb et à droite pour le processus hbb .

M_h	σ LO + CTEQ6L	σ NLO + CTEQ6.1M	σ NLO hb	σ NLO hbb
90	12.47	$16.21 \pm 0.05 \pm 0.22$	14.03	2.21
100	8.17	$10.68 \pm 0.03 \pm 0.18$	9.28	1.40
110	5.45	$7.18 \pm 0.02 \pm 0.08$	6.23	0.95
120	3.72	$5.00 \pm 0.01 \pm 0.09$	4.32	0.68
130	2.59	$3.51 \pm 0.01 \pm 0.09$	3.02	0.49
140	1.82	$2.50 \pm 0.01 \pm 0.07$	2.15	0.35
150	1.29	$1.81 \pm 0.01 \pm 0.05$	1.56	0.25
160	0.96	$1.33 \pm 0.01 \pm 0.05$	1.14	0.19
170	0.68	$0.98 \pm 0.01 \pm 0.03$	0.84	0.14
180	0.50	$0.74 \pm 0.01 \pm 0.03$	0.63	0.11
190	0.37	$0.56 \pm 0.01 \pm 0.03$	0.48	0.08
200	0.28	$0.43 \pm 0.01 \pm 0.03$	0.37	0.06
210	0.21	$0.33 \pm 0.01 \pm 0.03$	0.28	0.05
220	0.16	$0.26 \pm 0.01 \pm 0.03$	0.22	0.04
260	0.06	$0.10 \pm 0.01 \pm 0.01$	0.09	0.01

TAB. 7.4: Sections efficaces de production $p\bar{p} \rightarrow gh$ et contributions des canaux hb et hbb . Les incertitudes reportées pour la section efficace NLO sont respectivement due à la statistique d'intégration, puis à la dépendance dans l'échelle de renormalisation et de factorisation.

La sortie de ALPGEN sert d'entrée à PYTHIA qui simule de manière phénoménologique la radiation dans l'état initial et final (ISR et FSR), et l'hadronisation. La simulation $Q\bar{Q} + Nj$ peut se décomposer en plusieurs sous-processus qu'on écrit par exemple symboliquement comme : $(Q\bar{Q}) + (Q\bar{Q} + j) + (Q\bar{Q} + 2j) + (Q\bar{Q} + \geq 3j)$. Mais dans cette écriture la simulation d'un état final à multiplicité fixée est un problème non triviale. Par exemple processus $Q\bar{Q} + 0j$ peut produire un jet léger supplémentaire à cause de la radiation FSR si bien qu'il y a un certain recouvrement dans l'espace de phase avec le processus $Q\bar{Q} + j$. Pour éviter les doubles comptages on a recours à l'algorithme d'association *MLM* [75, 76] entre jets de hadrons de l'état final et partons ALPGEN.

Un résumé des sections efficaces calculées par ALPGEN est donnée dans la table 7.5. Notons que celles-ci souffrent d'une très grande incertitude. Typiquement, changer les échelles de renormalisation et factorisation de $Q^2 = \sum p_T^2$ (valeur employée) à $Q^2 = \frac{1}{N_{partons}} \sum p_T^2$ multiplie la section efficace par 2. Les incertitudes sont donc de l'ordre de 100%. Pour cette raison il sera nécessaire de normaliser les différents bruits de fond avec l'aide des données.

D'autres sources éventuelles de bruit de fond pourrait avoir un impact, notamment la production de tops célibataires, la production de paires de tops, la production $Z + b$. La contribution de ces processus a été évalué à l'aide de PYTHIA et s'avère négligeable.

Processus	Section efficace (pb)	coupures générateur (p_T en GeV)
$c\bar{c}jj$ inclusif	5499	$p_T(j) > 15, p_T(c) > 20, \eta < 3, \Delta R > 0.4$
$c\bar{c}j$ exclusif	8187	$p_T(j) > 15, p_T(c) > 20, \eta < 3, \Delta R > 0.4$
$b\bar{b}jj$ inclusif	4710	$p_T(j) > 15, p_T(b) > 20, \eta < 3, \Delta R > 0.4$
$b\bar{b}j$ exclusif	7855	$p_T(j) > 15, p_T(b) > 20, \eta < 3, \Delta R > 0.4$
$b\bar{b}b\bar{b}$ inclusif	213	2 b avec $p_T(b) > 20$, 3b avec $p_T(b) > 15$
$b\bar{b}c\bar{c}$ inclusif	339	2 b avec $p_T(b) > 25$, 3b/c avec $p_T(b/c) > 15$

TAB. 7.5: Sections efficaces pour les événements générés par ALPGEN. “x exclusif” signifie exactement “x” dans l’état final. “x inclusif” signifie x + un nombre arbitraire de jets de partons légers supplémentaires.

7.3.3 Lots simulés

La table 7.6 dresse la liste des processus simulés pour les bruits de fond. Pour le signal on a généré 17 lots d’environ 250 000 événements, correspondant aux points de masses de $M_h = 90$ à $M_h = 260$ GeV, espacés de 10 GeV.

Bruit de fond	Nombre d’événements
bbj exclusif	900008
$b\bar{b}jj$ inclusif	948322
$b\bar{b}b\bar{b}$ inclusif	2210329
$c\bar{c}j$ exclusif	182745
$c\bar{c}jj$ inclusif	179893
$b\bar{b}c\bar{c}$ inclusif	453239
$t\bar{t}$	120107
$Zb\bar{b}$	89930

TAB. 7.6: Lots d’événements générés pour les bruits de fond.

7.3.4 Corrections de la simulation

Comme indiqué dans la section 3.4, la chaîne de simulation complète ne reproduit pas suffisamment précisément les données, si bien qu’on doit lui apporter un certain nombre de corrections.

On réalise ainsi une dégradation ad-hoc de la résolution en énergie des jets (cf. page 54), pour qu’elle corresponde aux données.

Comme l’écrémage des données est réalisé sur les énergies brutes, on doit le simuler en coupant sur les énergies brutes des jets simulés corrigées du facteur $JES(MC)/JES(DATA)$, typiquement $\simeq 0.95$, qui les ramène à l’échelle d’énergie des données.

Une mesure spécifique des efficacités de déclenchement a été réalisée [122], ce qui permet de simuler la probabilité d’avoir déclenché l’enregistrement sur bande. Cette question est détaillée en 7.3.5. Notons que pour des raisons de combinatoires, il s’agit d’une simulation par tirage aléatoire et non d’une repondération des événements.

Les efficacités des critères d'étiquetabilité, sont corrigées du rapport DATA/MC, mesuré en fonction de p_T et η . Les efficacités d'étiquetage des quarks beaux sont simulées en pondérant les événements selon les efficacités d'étiquetage par jet mesurées dans les données. Nous détaillons cette question en 7.3.6.

7.3.5 Mesure et simulation des efficacités de déclenchement

Les conditions de déclenchement reposent essentiellement sur des critères cinématiques. Elles ont par conséquent un effet notable non seulement sur les acceptances sur le signal et le bruit de fond, mais aussi sur la forme des distributions telles que la masse invariante di-jets. Il faut donc modéliser ces conditions dans les simulations. Pour ce faire il est plus pratique de calculer les efficacités de déclenchement à chaque niveau, N1, N2 et N3, et de combiner l'ensemble :

$$P(N1, N2, N3) = P(N1) \times P(N2 | N1) \times P(N3 | N1, N2) \quad (7.7)$$

où $P(Ni | Nj)$ représente la probabilité conditionnelle de satisfaire la condition Ni sachant que Nj est satisfaite.

Puisque les conditions de déclenchement ont été modifiées au cours de la prise de donnée (cf. table 7.1 page 193), il convient d'évaluer l'acceptance pour les différentes périodes, et de moyenner l'efficacité de déclenchement en fonction de la luminosité intégrée des différents lots :

$$P(N1, N2, N3)_{finale} = \sum_{i=v8,v14} P(N1, N2, N3)_i \times \frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_{tot}} \quad (7.8)$$

Comme DØ ne dispose pas d'une simulation parfaitement fiable du système de déclenchement, les différentes efficacités doivent être déterminées à partir de mesures effectuées sur les données. Pour cela on utilise un lot d'événements ayant déclenché sur un critère muon, qui est a priori non biaisée quant à la mesure des efficacités relatives aux jets.

Le calcul de ces efficacités est détaillé dans la thèse [122]. Nous en donnons ici un bref résumé.

Niveau 1

Les conditions décrites dans la table 7.2 reposent sur l'existence de tours ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$) au-dessus d'un seuil en énergie. Comme on le voit dans cette table, différents seuils sont appliqués pour différentes zones de l'espace, et différentes périodes. On commence donc par mesurer pour un jet hors-ligne la probabilité qu'il lui soit associé (on utilise la simple critère $\Delta R < 0.5$) un nombre n de tours de déclenchement au-dessus d'un seuil x et pour une région géométrique donnée. A partir de v14, le déclenchement repose sur des conditions de niveau 1, combinant différents seuils, comme par exemple demander 3 jets d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV, sachant qu'un jet d'impulsion transverse supérieure à 7 GeV est présent. Cela oblige à calculer des termes un peu plus compliqués, tels que par exemple : *nombre de tours de trigger avec $5 < p_T < 7$ GeV, sachant que le jet*

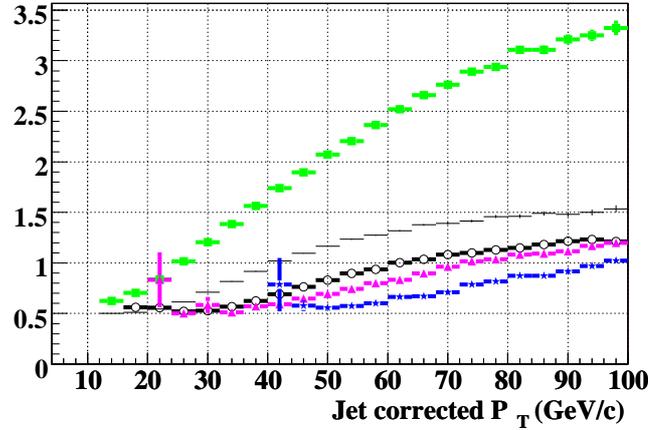


FIG. 7.8: Nombres moyens de tours comprises entre 5 et 7 GeV avec $|\eta^{tour}| < 1.8$ ou $p_T^{tour} \geq 5$ GeV avec $1.8 \leq |\eta^{tour}| < 2.6$ en fonction de p_T sachant que le jet a déclenché 0 (carré vert), 1 (ligne noire fine), 2 (cercle noir), 3 (triangle rose) ou plus de 4 tours (étoile bleue) avec $p_T^{tour} \geq 7$ GeV et $|\eta^{tour}| < 1.8$.

a déclenchée 0, 1, 2, 3 ou plus de tours de $p_T > 7$ GeV. La figure 7.8 montre un exemple de nombres de tours de déclenchement associées à un jet dans différentes conditions. Pour simuler les conditions de déclenchement, ces mesures de probabilités, servent à réaliser le tirage aléatoire, du nombre de tours de déclenchement au-dessus des différents seuils associés à chaque jet de (p_T, η) donné. Il suffit ensuite de combiner les contributions de ces différents jets pour obtenir le nombre total de tours de déclenchement et voir s'il satisfait aux conditions de la *triggerlist* étudiée.

Pour vérifier que les mesures sont correctes et que la méthode fonctionne, on compare les efficacités ainsi prédites et les efficacités réelles dans un lot pour lequel on demande au moins 3 jets reconstruits. Le résultat est tout à fait satisfaisant comme le montre un exemple de ces comparaisons représenté sur la figure 7.9.

Niveau 2

Le niveau 2 du déclenchement $hb(b)$ consiste en une condition sur le nombre de jets de niveau 2 au-dessus d'un p_T minimum et une condition sur la somme scalaire des p_T des jets de niveau 2, $HT(x, y)$.

Comme les jets de niveau 2 sont de taille 5×5 tour, c'est-à-dire $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1 \times 1$, la probabilité qu'un jet hors-ligne déclenche plusieurs tours est quasiment nulle et on peut la négliger, ce qui simplifie le problème comparé au niveau 1. Il ne reste plus qu'à calculer en fonction de p_T la probabilité qu'un jet hors-ligne soit associé à un jet de niveau 2 (selon le critère $\Delta R < 0.5$). Par la formule combinatoire appropriée, on peut ainsi estimer la probabilité qu'un événement multi-jets déclenche la reconstruction de 3 jets de niveau 2.

Pour la condition sur HT on mesure tout simplement la probabilité de passer le seuil x en fonction de la variable $H_T^{hors\ ligne} = \sum_{jet} p_T$.

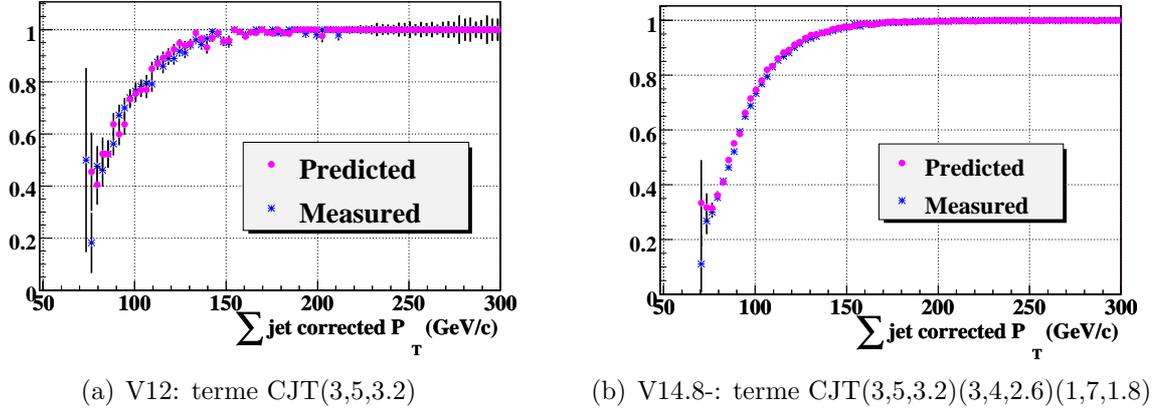


FIG. 7.9: Comparaison de la probabilité de déclencher le terme du niveau 1 obtenue par la méthode décrite dans le texte (carré rose) et mesurée directement dans les données (étoile bleue) en fonction de $H_T^{hors\ ligne} = \sum_{jet} p_T$.

Les deux conditions de niveau 2 sont dont représentées par deux probabilités mesurées grâce aux données et que l'on peut appliquer aux jets de nos simulations. Pour vérifier qu'une telle modélisation fonctionne de façon satisfaisante, on compare la mesure et la prédiction, tout comme on l'a fait sur la figure 7.9. L'accord est raisonnable comme le montre la figure 7.10.

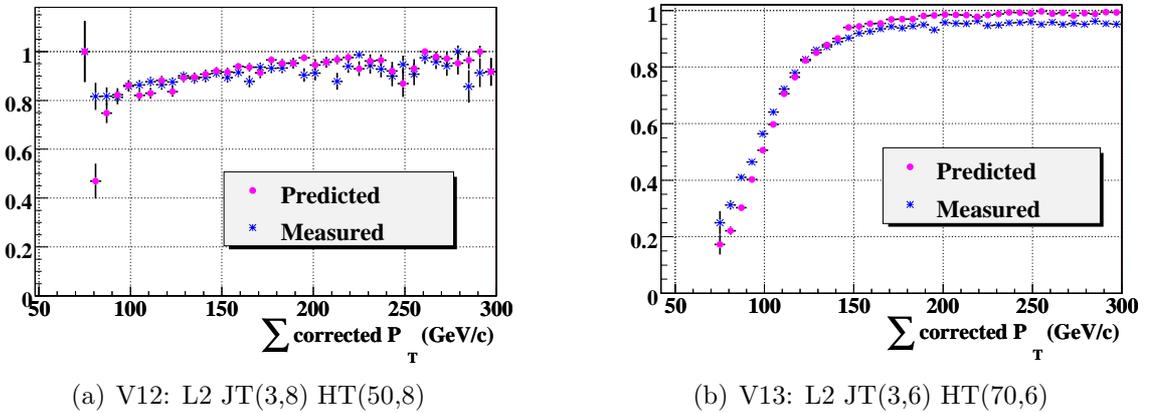


FIG. 7.10: Comparaison de la probabilité de déclencher le terme du niveau 2 obtenue par la méthode décrite dans le texte (carré rose) et mesurée directement dans les données (étoile bleue).

Condition cinématique au niveau 3

Le niveau 3 du déclenchement $hb(b)$ consiste en une condition sur le nombre de jets au-dessus d'un seuil donné, ce qui est analogue à la condition sur les jets de niveau 2. On applique en fait une méthode identique pour calculer l'efficacité : on calcule la probabilité

par jet d'être associé à un jet de niveau 3 et on combine ces probabilités pour obtenir une efficacité, événement par événement. Le bon accord entre mesures et prédictions présent sur la figure 7.11 montre que la méthode fonctionne bien.

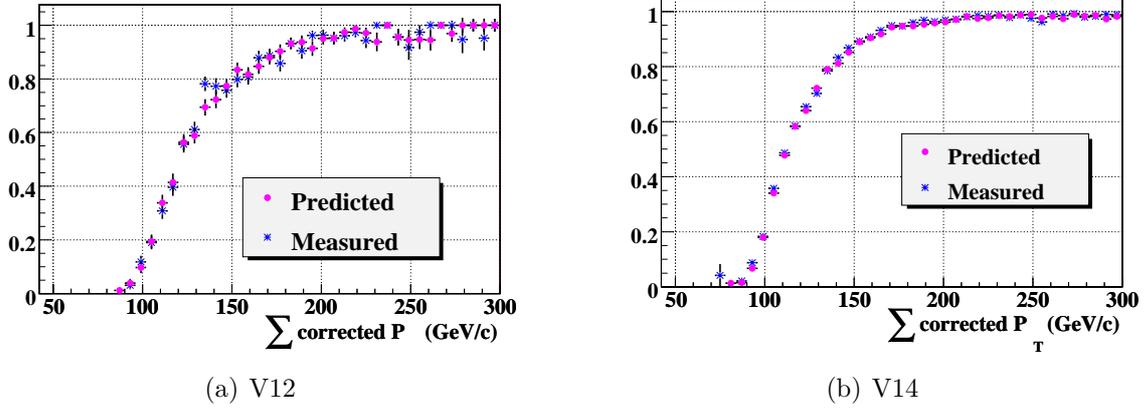


FIG. 7.11: Comparaison de la probabilité de déclencher le terme du niveau 3 demandant la présence de 3 jets, obtenue par la méthode décrite dans le texte (carré rose) et mesurée directement dans les données (étoile bleue).

Condition de niveau 3 sur le contenu en quarks b

Cette condition est présente sur 2/3 du lot considéré. Elle consiste à demander que la variable $L3_{prob}^{event,tracks}$, mesurant la probabilité que l'événement ne soit constitué que de jets de saveurs légères, soit inférieure à 0.05. Cette probabilité est construite à partir des probabilités individuelles de chaque trace de la reconstruction de niveau 3, basées sur leurs paramètres d'impact.

Pour simuler une efficacité de déclenchement, on préfère se ramener à des variables définies jets par jets. On utilise le fait que le logiciel de niveau 3 calcule aussi une variable pour chaque jet, $L3_{prob}^{jets,tracks}$, à partir des probabilités de chaque trace associée au jet. La combinaison de ces informations provenant des jets permet de définir une autre variable d'événement :

$$L3_{prob}^{event,jets} = \Pi \times \sum_{i=0}^{N_{jet}-1} \frac{(-\log \Pi)^i}{i!} \text{ avec } \Pi = \prod_i L3_{prob}^{jet}. \quad (7.9)$$

Par construction, si la distribution de $L3_{prob}^{jet}$ est uniforme entre 0 et 1 pour un jet léger, alors celle de $L3_{prob}^{event,jets}$ faite à partir de jets légers est également uniforme entre 0 et 1. La courbe d'efficacité de la condition d'étiquetage de niveau 3 en fonction de $L3_{prob}^{event,jets}$ est mesurée sur les données et est montrée sur la figure 7.12.

Il ne reste plus qu'à simuler les distributions de $L3_{prob}^{jet}$ pour chaque jet d'un événement, on obtient la distribution de $L3_{prob}^{event,jets}$ et ainsi l'efficacité. La méthode retenue pour connaître ces distributions s'inspire d'une méthode *tag and probe* de calcul des efficacités d'étiquetage des b [68, 69, 70] employées dans $D\bar{O}$. On va l'employer pour mesurer les

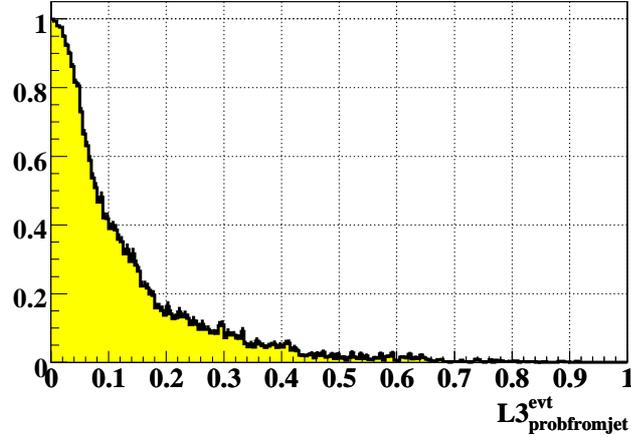


FIG. 7.12: Probabilité de satisfaire la condition d'étiquetage des b de niveau 3, $L3_{prob}^{event,tracks} < 0.05$ en fonction de $L3_{prob}^{event,jets}$.

distributions de $L3_{prob}^{jet}$ dans quatre cas : pour un jet léger et un jet de “ b ”, qu’il soit étiquetés b ou qu’il ne le soit pas.

Pour ces mesures, on se base sur un lot d'événements à deux jets, avec un muon medium de $p_T > 4$ GeV. Chaque événement doit avoir déclenché au moins une condition ne reposant pas sur l'étiquetage des b de niveau 3. Sur ce lot, l'un des jets est le jet de contrôle et l'autre est le jet de test. Afin d'obtenir un lot quasiment pur de di-jet $b\bar{b}$, on demande que le jet de test soit associé à un muon de $p_T^{rel} > 0.7$ GeV, que le jet de contrôle soit étiqueté b . Le lot de jet de *test* est quasiment purement constitué de jets de b et on peut directement obtenir la distribution de $L3_{prob}^{jet}$ qu'il soit étiqueté ou non. La figure 7.13 montre ces distributions.

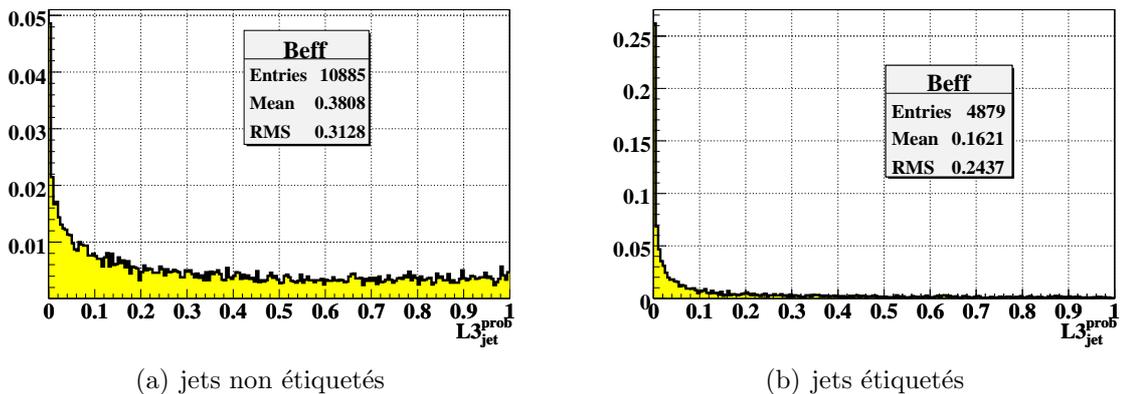


FIG. 7.13: Distribution $L3_{prob}^{jet}$ pour des jets provenant de quarks b .

Pour obtenir la distribution dans le cas des jets légers, on se base sur les étiquetages négatifs. On demande que le jets de contrôle soient étiquetés négativement. Si on suppose qu'on obtient ainsi un lot pur de jets de test légers, alors on a accès à la distribution de

la variable pour de tels jets. Soulignons que cette supposition est quelque peu osée et discutable. On montre les distributions obtenues sur la figure 7.14. En fait, dans

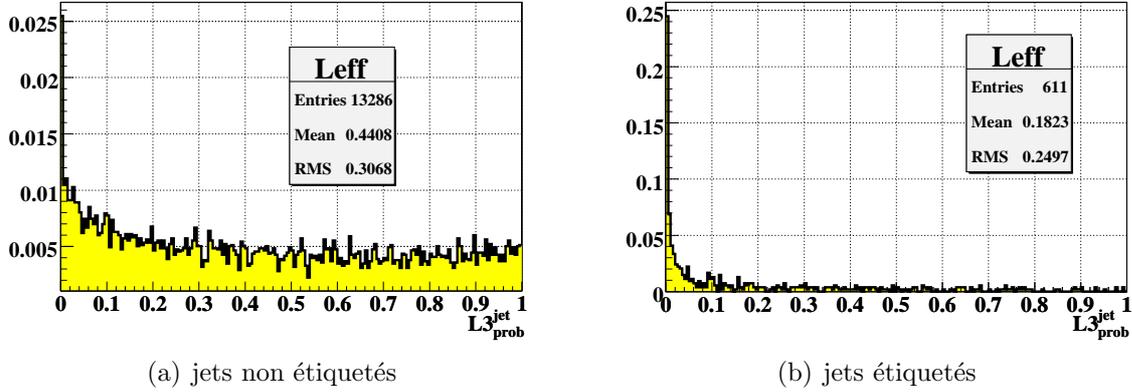


FIG. 7.14: Distribution $L3_{prob}^{jet}$ pour des jets provenant de quarks légers.

la mesure où les événements signal sont composés presque exclusivement de jets de b , même si ces distributions diffèrent de ce qu'on aurait pour de vrais jets légers, cela a peu d'importance quant à l'efficacité de sélection du signal. Pour évaluer l'impact de ce problème, on teste ce que donnerait une distribution plate uniforme de $L3_{prob}^{jet}$ pour les jets légers. Propagé aux simulations d'événements $hb(b)$, qui n'ont en première approximation que des jets de saveur lourde, cela induit un changement d'environ 2% sur l'acceptance globale. Pour de tels événements avec 3 jets étiquetés, le terme d'étiquetage de niveau 3 a une efficacité d'environ 88%.

D'autres sources d'incertitudes sont évaluées pour ce terme d'étiquetage. Dans un premier temps, on a fait varier les conditions d'étiquetage des jets dans la mesure de la courbe d'efficacité en fonction de $L3_{prob}^{event,jets}$. On compare le cas nominal pour lequel on n'a pas spécifié le nombre de jets étiquetés, au cas avec un jet, puis deux jets étiquetés. Lorsque cette différence est propagée à l'acceptance sur le signal, on observe une variation d'acceptance de 2%.

Dans un deuxième temps on change les critères de sélection des jets de contrôle et de test de la méthode : la coupure sur l'impulsion du muon est portée à $p_T^{rel} > 1.5$ GeV pour le jet de contrôle tandis que le critère dit *mégastrict* est employé pour le jet de test. Lorsque toute la chaîne de calcul d'acceptance est employée, on observe une différence de 2% sur l'acceptance du signal $hb(b)$.

Enfin, on teste la dépendance cinématique en répétant l'analyse en tenant compte des distributions (p_T, η) des jets. Avec 3 classes en η et des classes de largeur 10 GeV en p_T , on obtient une acceptance différente de 2%.

Finalement la somme quadratique de toutes ces sources donnent une incertitude de 4% pour l'acceptance sur le signal.

version	Masse du boon de Higgs (GeV)													
	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200	210	220
v8-10	78.0	80.6	83.4	86.0	88.0	90.1	91.3	92.6	93.5	94.3	94.9	95.4	95.9	96.2
v11-12	53.6	57.7	62.1	67.3	71.2	75.3	78.0	80.9	83.1	84.9	86.4	87.6	89.3	90.0
v13	50.8	54.7	58.8	63.4	67.0	70.6	73.0	75.5	77.4	78.8	80.0	81.0	82.3	82.7
v14.0-7	52.1	56.0	60.1	64.5	67.9	71.3	73.6	76.0	77.7	79.1	80.2	81.2	82.4	82.8
v14.8-9	51.4	55.2	59.3	63.8	67.3	70.8	73.1	75.5	77.3	78.8	79.9	80.9	82.2	82.6
Moyenne	52.8	56.7	60.9	65.5	69.1	72.7	75.1	77.6	79.5	81.0	82.2	83.3	84.6	85.1

TAB. 7.7: Efficacité globale de déclenchement (en %) pour le signal après les sélections décrites en 7.2.3 et sans tenir compte du terme d'étiquetage de niveau 3 qui a une efficacité typique de 88%.

Efficacité globale de déclenchement

L'efficacité globale de déclenchement pour les événements signal, en fonction de la masse, est reportée dans la table 7.7.

7.3.6 Taux de vrais et faux étiquetages

L'analyse des données que nous décrivons dans ce chapitre, a conduit à réviser [71] la méthodologie jusque là employée par la collaboration pour mesurer les performances de l'étiquetage des quarks b (voir Section 3.4.5 et la référence [70]).

La mesure du taux de faux étiquetages a été améliorée par :

- Une extension de l'intervalle en énergie transverse des jets : $15 \leq p_T \leq 255$ GeV.
- Une repondération du lot QCD des simulations utilisées pour mesurer les facteurs correctifs aux taux d'étiquetages négatifs. La repondération vise à obtenir le même spectre en impulsion que le lot de données dans lequel on mesure le taux d'étiquetages négatifs.
- La paramétrisation par une fonction affine des facteurs correctifs aux taux d'étiquetages négatifs en fonction de p_T en lieu et place d'une constante.

Les modifications du taux de faux étiquetages sont représentées sur la figure 7.15. Les améliorations de la méthode conduisent à un taux de faux étiquetages plus élevés sur tout l'intervalle en p_T étudié. La différence avec l'ancienne méthode s'accroît en fonction du p_T .

La mesure des taux d'étiquetages des quarks b et c a aussi été améliorée pour cette analyse:

- Les taux d'étiquetages sont paramétrés en fonction de p_T dans les trois régions calorimétriques (CC, EC, ICR), au lieu d'une seule paramétrisation.
- L'intervalle en impulsion transverse de $15 \leq p_T \leq 105$ GeV est étendue aux grands p_T , $15 \leq p_T \leq 315$ GeV pour CC et ICR et à $15 \leq p_T \leq 200$ GeV pour EC.

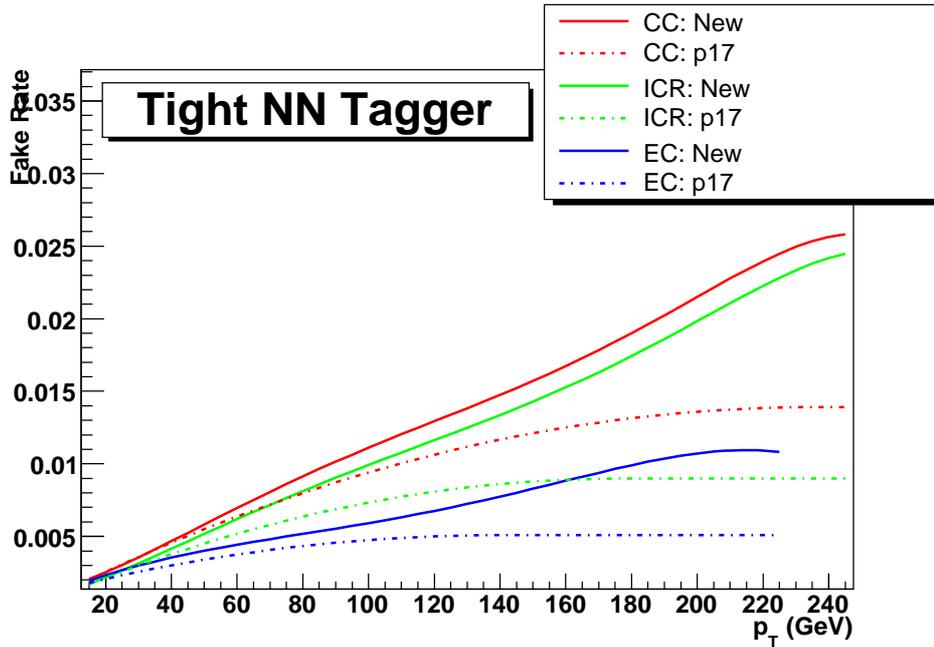


FIG. 7.15: Comparaison entre l'ancienne et la mesure améliorée du taux de faux étiquetages dans les différentes régions calorimétriques.

L'impact de ces améliorations est montré sur la figure 7.16. Le changement notable provient de la mesure à grande impulsion des taux d'étiquetages alors que la méthode précédente réalisait une extrapolation quelque peu hasardeuse.

7.3.7 Efficacité pour le signal

On applique les coupures de sélection de la section 7.2.3 sur la simulation du signal, en tenant compte des corrections data/MC listées en 7.3.4. La figure 7.17 montre les acceptances obtenues en fonction de la masse du boson de Higgs. Elles sont détaillées pour les masses de 100, 150 et 190 GeV en séparant les contributions 3, 4 et 5 jets dans les tables 7.8, 7.9 et 7.10. Les chiffres de ces tables correspondent à la section efficace du modèle standard, normalisé à la luminosité et supposant 100% de branchement en $b\bar{b}$.

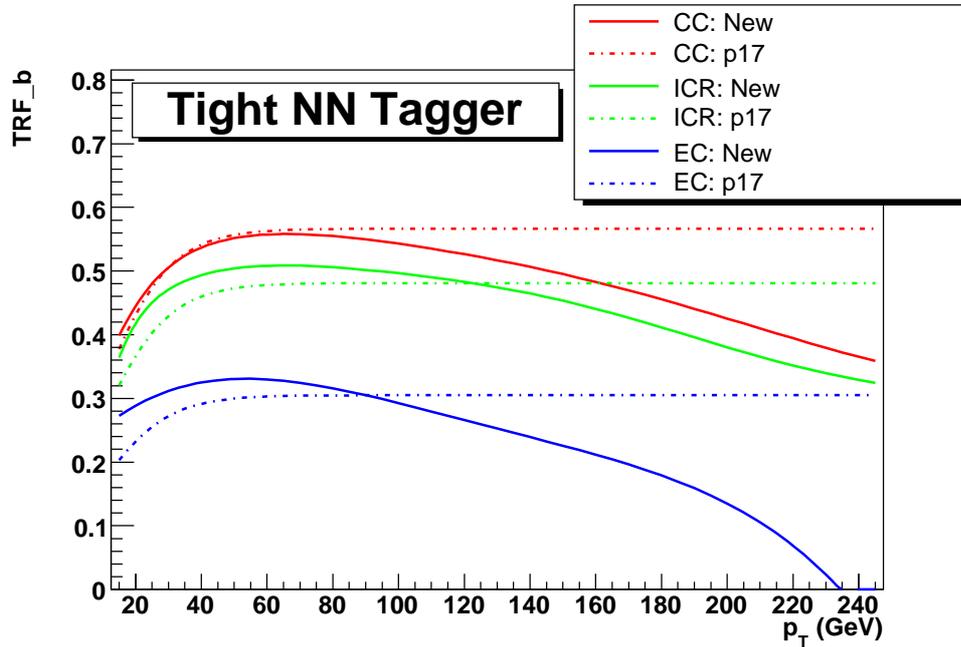


FIG. 7.16: Comparaison entre l'ancienne et la nouvelle mesure des taux d'étiquetages pour le point de fonctionnement strict du réseau de neurones d'étiquetage des b .

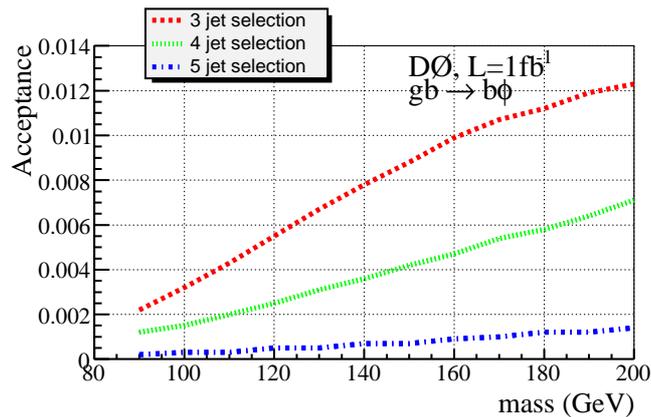


FIG. 7.17: Acceptance du signal en fonction de la masse du boson de Higgs généré pour les sélections 3 jets, 4 jets et 5 jets.

(a) Sélection 3 jets.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	10.923		
coupure sur le z du vertex	9.1632	0.8389	0.839
3 jets étiquetables	1.5008	0.1374	0.164
coupure d'écrémage	0.6663	0.0610	0.444
simulation du déclenchement	0.3222	0.0295	0.484
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.1484	0.0136	0.460
Trois jets étiquetés b	0.0353	0.0032	0.238

(b) Sélection 4 jets.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	10.923		
coupure sur le z du vertex	9.1632	0.8389	0.839
4 jets étiquetables	0.1993	0.0182	0.022
coupure d'écrémage	0.1472	0.0135	0.738
simulation du déclenchement	0.0927	0.0085	0.630
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.0461	0.0042	0.498
Trois jets étiquetés b	0.0167	0.0015	0.363

(c) Sélection 5 jets.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	10.923		
coupure sur le z du vertex	9.1632	0.8389	0.839
5 jets étiquetables	0.0198	0.0018	0.002
coupure d'écrémage	0.0178	0.0016	0.897
simulation du déclenchement	0.0135	0.0012	0.761
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.0071	0.0007	0.527
Trois jets étiquetés b	0.0030	0.0003	0.414

 TAB. 7.8: Pour $m_A = 100$ GeV, nombre d'événements signal, fraction et fraction relative passant chaque niveau de coupure.

(a) Sélection 3 jets.			
	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	1.852		
coupure sur le z du vertex	1.5501	0.8372	0.837
3 jets étiquetables	0.4031	0.2177	0.260
coupure d'écrémage	0.2352	0.1270	0.583
simulation du déclenchement	0.1586	0.0856	0.674
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.0716	0.0387	0.452
Trois jets étiquetés b	0.0163	0.0088	0.228

(b) Sélection 4 jets.			
	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	1.852		
coupure sur le z du vertex	1.5501	0.8372	0.837
4 jets étiquetables	0.0765	0.0413	0.049
coupure d'écrémage	0.0632	0.0341	0.826
simulation du déclenchement	0.0465	0.0251	0.736
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.0228	0.0123	0.491
Trois jets étiquetés b	0.0077	0.0042	0.338

(c) Sélection 5 jets.			
	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	1.852		
coupure sur le z du vertex	1.5501	0.8372	0.837
5 jets étiquetables	0.0090	0.0049	0.006
coupure d'écrémage	0.0084	0.0045	0.926
simulation du déclenchement	0.0067	0.0036	0.794
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.0034	0.0019	0.518
Trois jets étiquetés b	0.0013	0.0007	0.390

TAB. 7.9: Pour $m_A = 150$ GeV, nombre d'événements signal, fraction et fraction relative passant chaque niveau de coupure.

(a) Sélection 3 jets.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	0.570		
coupure sur le z du vertex	0.4796	0.8413	0.841
3 jets étiquetables	0.1453	0.2549	0.303
coupure d'écrémage	0.0956	0.1677	0.658
simulation du déclenchement	0.0731	0.1282	0.765
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.0316	0.0554	0.432
Trois jets étiquetés b	0.0068	0.0119	0.214

(b) Sélection 4 jets.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	0.570		
coupure sur le z du vertex	0.4796	0.8413	0.841
4 jets étiquetables	0.0340	0.0597	0.071
coupure d'écrémage	0.0298	0.0522	0.875
simulation du déclenchement	0.0242	0.0424	0.811
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.0115	0.0201	0.475
Trois jets étiquetés b	0.0036	0.0064	0.318

(c) Sélection 5 jets.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	0.570		
coupure sur le z du vertex	0.4796	0.8413	0.841
5 jets étiquetables	0.0044	0.0078	0.009
coupure d'écrémage	0.0043	0.0075	0.966
simulation du déclenchement	0.0036	0.0063	0.835
Deux jets ($p_T > 25$ GeV) étiquetés b	0.0018	0.0032	0.507
Trois jets étiquetés b	0.0007	0.0012	0.371

TAB. 7.10: Pour $m_A = 190$ GeV, nombre d'événements signal, fraction et fraction relative passant chaque niveau de coupure.

7.3.8 Utilisation du quark top en tant que chandelle standard

On se propose ici d'utiliser la production de paires de top $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ de section efficace environ 7 pb, [128] en tant que chandelle standard pour tester si la modélisation des différentes efficacités est correcte. Le top se désintègre en Wb dans pratiquement 100% des cas et on peut étudier le canal lepton+jets ($\simeq 30\%$) pour lequel un W se désintègre en deux jets et l'autre en électron ou muon. L'état final comprends donc 4 jets, dont deux jets de b , ce qui le rend dans une certaine mesure assez analogue au signal $hb\bar{b}$. On utilise des coupures assez proche de celle de notre sélection (cf. 7.2.3) pour caractériser ces événements tout en mettant à l'épreuve notre modèle d'acceptance :

1. Sélection par l'écrémage 3 jets.
2. $|z_{PV}| < 35$ cm.
3. Conditions de déclenchement de la sélection $hb(b)$ (cf. table 7.2).
4. Au moins 3 et au plus 5 bons jets étiquetables avec $|\eta| < 2.5$ and $p_T > 20$ GeV.
5. Au moins 3 de ces jets avec $p_T > 25$ GeV.
6. Au moins deux jets étiquetés b suivant le critère strict.
7. L'énergie transverse manquante supérieure à 20 GeV.
8. Présence d'un lepton de grand p_T suivant les critères d'identification d'une sélection lepton+jets standard [127].
 - Pour un électron : critère d'identification dit *TopTight*, $p_T > 15$ GeV. En outre l'électron doit être suffisamment éloigné d'un des bons jets de la sélection ($\Delta R > 0.5$).
 - Pour un muon : $p_T > 15$ GeV, critère d'identification medium nseg3 associé à une trace de qualité medium et isolé suivant le critère "TopP14" (cf. 5.1).

Les résultats de la sélection sont rapportés dans les tables 7.11, 7.12, 7.13 et 7.14. On note que vue la sélection employée la contamination en bruit de fond $Wb\bar{b}$ est a priori plus faible que $\simeq 5\%$. L'erreur statistique de la simulation est négligeable comparée à l'incertitude systématique qu'on estime grossièrement à $\simeq 15\%$ (on peut se rapporter à la section sur les incertitudes systématiques pour le signal $hb(b)$ 7.4.4). Les résultats après 2 jets étiquetés b sont :

- pour le canal muon+jets, 43 événements observés contre 36.7 ± 5.5 attendus.
- pour le canal électron+jets, 50 événements observés contre 52.9 ± 8.0 attendus.

Il y a donc un bon accord entre ce que prédisent les simulations et les nombres d'événements observés dans les données. Cet accord démontre que la simulation des acceptances fonctionne comme on l'attend. Notons que la limite de sensibilité de cette vérification s'élève à une vingtaine de pourcents.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Ecrémage 3 jets	79631226		
Déclenchement $hb(b)$	30652360	0.3849	0.385
Coupure sur le z du vertex	29102184	0.3655	0.949
$3 \leq N_{goodjets} \leq 5$	20758175	0.2607	0.713
3 jets avec $p_T > 25$ GeV	19122401	0.2401	0.921
$\cancel{E}_T > 20$ GeV	3909482	0.0491	0.204
Deux jets étiquetés b	56781	0.0007	0.015
muon medium nseg3; $p_T > 5$ GeV	3001	0	0.053
muon avec $p_T > 15$ GeV	808	0	0.269
muon isolé	43	0	0.053
Trois jets étiquetés b	2	0	0.047

TAB. 7.11: Nombre d'événements dans les données, fraction et fraction relative passant chaque niveau de coupure pour la sélection muon+jets.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	7069.243		
Ecrémage 3 jets	5660.6045	0.8007	0.801
Déclenchement $hb(b)$	4695.3078	0.6642	0.829
Coupure sur le z du vertex	3772.7339	0.5337	0.804
$3 \leq N_{goodjets} \leq 5$	3192.2348	0.4516	0.846
3 jets avec $p_T > 25$ GeV	3109.2201	0.4398	0.974
$\cancel{E}_T > 20$ GeV	2278.5313	0.3223	0.733
Deux jets étiquetés b	488.6725	0.0691	0.214
muon medium nseg3, $p_T > 5$ GeV	124.7616	0.0176	0.255
muon avec $p_T > 15$ GeV	86.0609	0.0122	0.690
muon isolé	41.1365	0.0058	0.478
correction DATA/MC muonId	36.7102	0.0052	0.892
Trois jets étiquetés b	1.6692	0.0002	0.045

TAB. 7.12: Nombre d'événements dans la simulation inclusive $t\bar{t}$, fraction et fraction relative passant chaque niveau de coupure pour la sélection muon+jets. Le nombre initial est normalisé suivant la section efficace de 7 pb et la luminosité totale du lot de données.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Ecrémage 3 jets	79631226		
Déclenchement $hb(b)$	30652360	0.3849	0.385
Coupure sur le z du vertex	29102184	0.3655	0.949
$3 \leq N_{goodjets} \leq 5$	20758175	0.2607	0.713
3 jets avec $p_T > 25$ GeV	19122401	0.2401	0.921
$E_T > 20$ GeV	3909482	0.0491	0.204
Deux jets étiquetés b	56781	0.0007	0.015
électron de qualité relâchée	744	0	0.013
électron de qualité stricte	114	0	0.153
électron de $p_T > 15$ GeV	54	0	0.474
électron non associé à un jet	50	0	0.926
Trois jets étiquetés b	2	0	0.040

TAB. 7.13: Nombre d'événements dans les données, fraction et fraction relative passant chaque niveau de coupure pour la sélection électron+jets.

	Nombre d'événements	Fraction relative au total	Fraction relative à la ligne précédente
Nombre initial	7069.243		
Ecrémage 3 jets	5660.6045	0.8007	0.801
Déclenchement $hb(b)$	4695.3078	0.6642	0.829
Coupure sur le z du vertex	3772.7339	0.5337	0.804
$3 \leq N_{goodjets} \leq 5$	3192.2348	0.4516	0.846
3 jets avec $p_T > 25$ GeV	3109.2201	0.4398	0.974
$E_T > 20$ GeV	2278.5313	0.3223	0.733
Deux jets étiquetés b	488.6725	0.0691	0.214
électron de qualité relâchée	86.3507	0.0122	0.177
électron de qualité stricte	71.0142	0.0100	0.822
électron de $p_T > 15$ GeV	64.4610	0.0091	0.908
électron non associé à un jet	59.9762	0.0085	0.930
correction électron id DATA/MC	52.9863	0.0075	0.883
Trois jets étiquetés b	2.3823	0.0003	0.045

TAB. 7.14: Nombre d'événements dans la simulation inclusive $t\bar{t}$, fraction et fraction relative passant chaque niveau de coupure pour la sélection électron+jets. Le nombre initial est normalisé suivant la section efficace de 7 pb et la luminosité totale du lot de données.

7.4 Analyse des données

7.4.1 Étude de la composition du lot

La plus grande partie des événements sélectionnés dans les données provient de la production QCD de processus multi-jets. Dans cette section, on détermine la composition du lot de données et on la compare aux prédictions des simulations. Cette étude n'est effectuée que sur le sous-lot dominant d'événements à 3 jets, ce qui simplifie la procédure et les questions de combinatoire. Il n'y a alors que neuf processus différents à l'œuvre : jjj , cjj , bjj , ccj , bbj , ccc , bcc , bbc et bbb .

La fraction d'événements par rapport au lot total, x_{bkg} , est mesurée en fonction de $H_T \equiv \sum_{jets} p_T[jets]$ en comparant la simulation et les données. On écrit pour cela les équations qui relient les différentes fractions x_{bkg} , les efficacités d'étiquetage de b et les nombres d'événements observés après étiquetage d'un seul, de deux ou de trois jets. Le nombre de contraintes obtenues s'accroît si on emploie différents points de fonctionnement d'étiquetage de b , et on peut résoudre le système pour les différents x_{bkg} .

Méthode

Afin de limiter le nombre d'inconnues du système d'équation, on fait les suppositions suivantes :

- $x_{bjj} = x_{cjj}$ et $x_{bbj} = x_{ccj}$. Les processus cjj (ccj) et bjj (bbj) sont semblables et diffèrent seulement à cause de la masse trois fois plus élevée du quark b . Cette différence a été étudiée dans Alpgen et à l'aide des sections efficaces $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ et $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}$ de MCFM. On a constaté des différences importantes à bas H_T mais négligeable pour $H_T > 50$ GeV, ce qui correspond à la coupure cinématique de notre étude.
- $x_{bcc} = x_{bbc} = x_{bbb}$. Alpgen prédit une section efficace de production $bbcc$ deux fois plus grande que celle de $bbbb$. Pour les événements à trois jets, le processus $bbcc$ se divise en deux lots d'importances similaires bbc et bcc .
- x_{ccc} est négligeable. En fait la contribution des quarks lourds (b ou c) est petite dans le lot 3 jets simplement étiqueté, et doublement étiqueté. Pour ce qui est du lot triplement étiquetés, on aura $(\epsilon_{ccc} \times x_{ccc}) / (\epsilon_{bbb} \times x_{bbb}) \approx (\epsilon_c / \epsilon_b)^3 < 0.03$ car le rapport ϵ_c / ϵ_b varie de 0.1 à 0.3 suivant le critère d'étiquetage.

On considère ainsi, seulement trois inconnues relatives à la composition du bruit de fond. x_{bjj} , x_{bbj} et x_{bbb} . En outre, il s'est avéré plus judicieux de laisser flottant un facteur corrigeant le taux de faux étiquetages. On paramètre en effet une augmentation de ce taux par $\epsilon_j \rightarrow \epsilon_j \times (1 + \alpha)$ où ϵ_j est le taux fourni en standard dans DØ dans le cadre du groupe de travail sur l'identification des b . On peut justifier ce taux de mauvaises identifications différent du cas standard, ce dernier étant dérivé essentiellement dans des lots d'événements di-jets. Tout d'abord, la proportion de jets de quarks et de jets de gluons peut être différente. Les jets de gluons sont en général plus facilement étiquetés b

que les jets de quarks légers. Ensuite, on peut invoquer le biais de déclenchement multi-jets. En effet, une grande partie des événements multi-jets ont été enregistrés par des critères de déclenchement qui incluent une condition d'étiquetage relâchée au niveau 3.

Le système d'équation peut donc s'écrire:

$$\begin{cases} \sum bkg x_{bkg} & = & 1 \\ \sum bkg x_{bkg} \times \epsilon_{nTags}^{bOP}[bkg] & = & N_{nTags}^{bOP}/N_{tot} \end{cases} \quad (7.10)$$

où $\epsilon_{nTags}^{bOP}[bkg]$ est l'efficacité d'étiqueter, selon le critère d'étiquetage bOP , $nTags$ jets dans le lot d'événements de type bkg . On utilise 9 points de fonctionnement bOP et $nTags = 1, 2, 3$, ce qui donne $1 + 9 \times 3 = 28$ équations. Le système est donc sur-contraint.

Pour calculer ϵ_{nTags}^{bOP} en fonction de H_T on utilise les fonctions d'étiquetage des quarks $\epsilon_{flavour}^{bOP}(p_T, \eta)$ qu'on convolue avec les simulations bjj , bbj or bbb qui fournissent le spectre en (p_T, η) des jets. On voit sur la figure 7.18 que les efficacités globales en fonction de H_T sont très peu sensibles au type d'événements générés. Ce résultat permet donc d'utiliser indifféremment nos simulations bjj , bbj ou bbb pour calculer $\epsilon_{nTags}^{bOP}[bkg]$ dans les cas ccj où bbc pour lesquels nous n'avons pas de lot simulé.

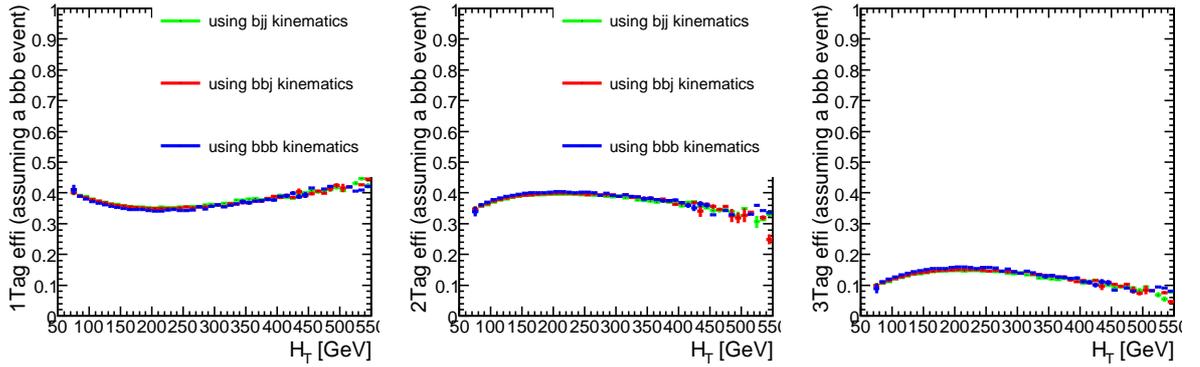


FIG. 7.18: Efficacité globale d'étiqueter $nTags = 1, 2, 3$ jets en fonction de H_T en utilisant la fonction d'efficacité d'étiquetage des b $\epsilon_{b-jet}^{bOP}(p_T, \eta)$ qu'on convolue avec trois simulations différentes (bjj , bbj and bbb)

Le système 7.10 est sur-contraint et on le résout par une méthode de minimisation de χ^2 . Les corrélations entre points de fonctionnement d'étiquetage sont prises en compte dans cette minimisation. La figure 7.19 montre les résultats obtenus pour les quatre inconnues. Le paramètre α vaut ≈ 0.25 . La figure 7.20 montre la composition du lot obtenue à quatre niveaux d'étiquetage (point de fonctionnement strict) : pas d'étiquetage, exactement 1, 2 et 3 jets étiquetés. On trouve ainsi que demander 3 jets étiquetés b produit un lot dominé par le bruit de fond irréductible bbb .

La connaissance de la composition en bbb et bbj permet finalement de calculer des facteurs de normalisations pour ces processus. On obtient ainsi des K-facteurs relatifs aux sections efficaces prédites par ALPGEN (cf. table 7.5) :

$$K_{bbj} = 3.7 \quad (7.11)$$

$$K_{bbb} = 5.2 \quad (7.12)$$

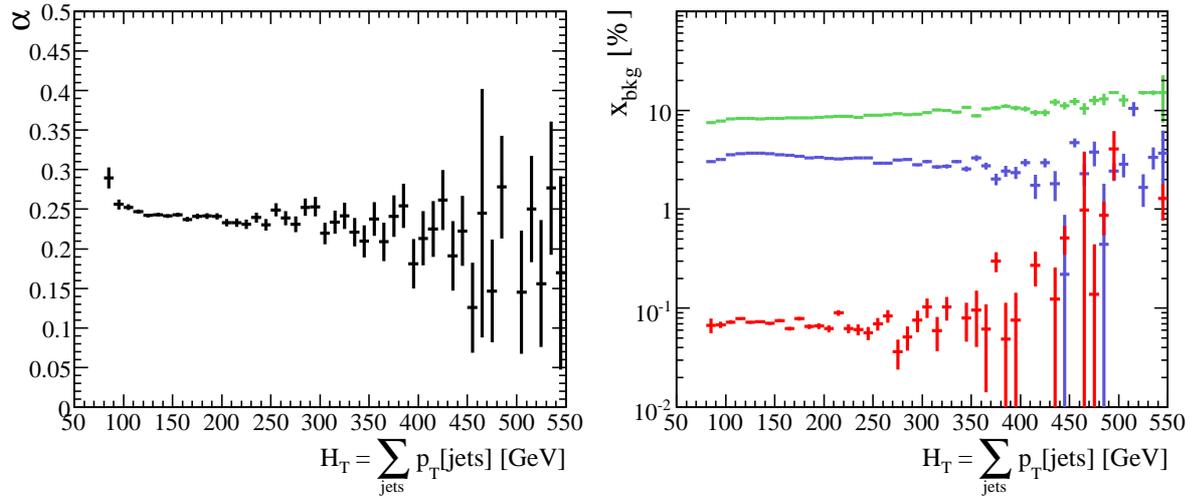


FIG. 7.19: Résolution du système d'équations 7.10 en fonction de H_T . A gauche, le paramètre α . A droite : $x_{bjj} > x_{bbj} > x_{bbb}$.

Facteur correctif additionnel

A titre de vérification la méthode d'analyse du bruit de fond décrite dans les sections précédentes est appliquée aux sélections 4-jets et 5-jets, Pour des questions combinatoires,

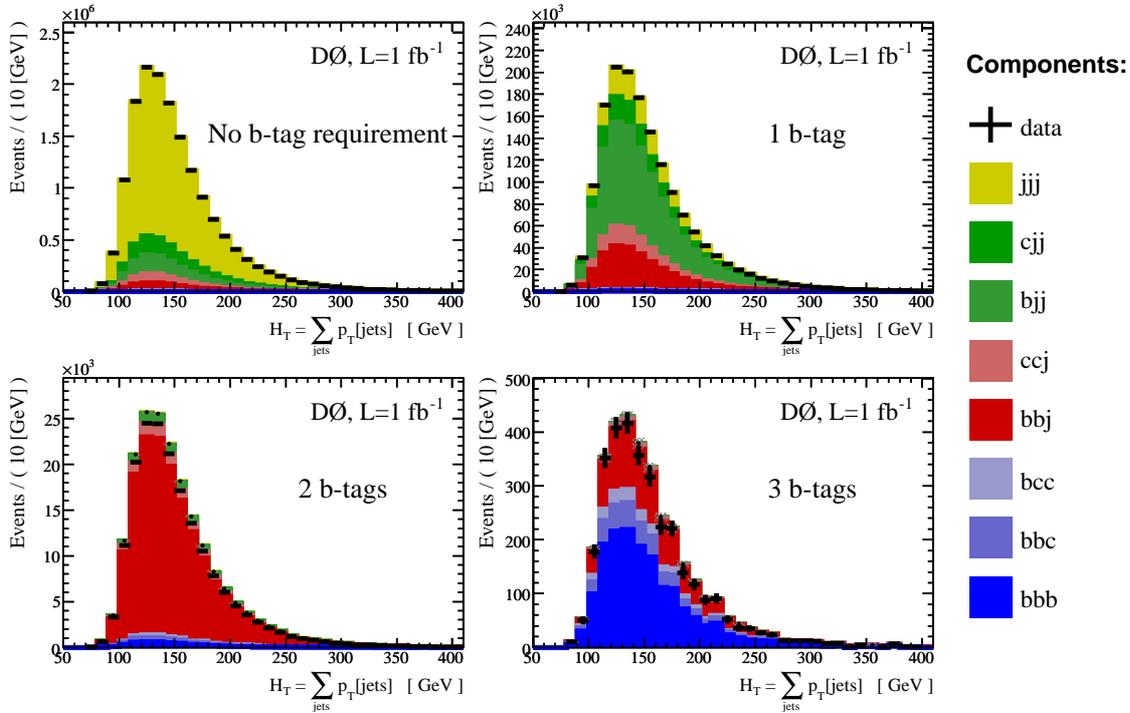


FIG. 7.20: Composition des lots d'événements à 3 jets pour différents nombres de jets étiquetés b , en fonction de H_T .

ce sont les trois jets de plus grands p_T dont on teste l'étiquetage. Des valeurs légèrement différentes de K-facteurs sont obtenues dans les canaux 4-jets et 5-jets :

$$K_{bbj}[4jets]/K_{bbj}[3jets] = 1.14 \pm 0.07 \quad (7.13)$$

$$K_{bbj}[5jets]/K_{bbj}[3jets] = 1.53 \pm 0.25 \quad (7.14)$$

$$K_{bbb}[4jets]/K_{bbb}[3jets] = 0.85 \pm 0.03 \quad (7.15)$$

$$K_{bbb}[5jets]/K_{bbb}[3jets] = 1.10 \pm 0.12. \quad (7.16)$$

Les erreurs reportées ici sont d'origine statistique. Ces facteurs correctifs sont en fait appliqués pour prédire les bruits de fonds aux sélections 4-jets et 5-jets de signal. Notons que ces corrections sont inférieures aux incertitudes systématiques qu'on calcule en 7.4.5.

Vérification des résultats obtenus

La génération d'un lot additionnel d'événements $bbcc$ et ccj permet d'étudier plus précisément la cinématique des événements bruit de fond. La figure 7.21 montre la distribution de H_T pour $bbbb$, $bbcc$, $bbj(j)$ et $ccj(j)$. En fait il n'est pas possible de discriminer les formes de $ccj(j)$ par rapport $bbj(j)$ à ou $bbcc$ par rapport à $bbbb$. En revanche la variable H_T permet d'ajuster les contributions de $ccj(j) + bbj(j)$ de celles de $bbcc + bbbb$. Les résultats de cet ajustement sont montrés sur la figure 7.21. On peut comparer dans la table 7.15 la composition obtenue ainsi avec celle de méthode reposant sur les efficacités d'étiquetage seules. Les deux méthodes sont en bon accord en tenant compte de l'incertitude statistique d'environ 25%. Cette incertitude qui limite la possibilité d'effectuer une vérification précise est retenue comme incertitude systématique sur la composition du bruit de fond.

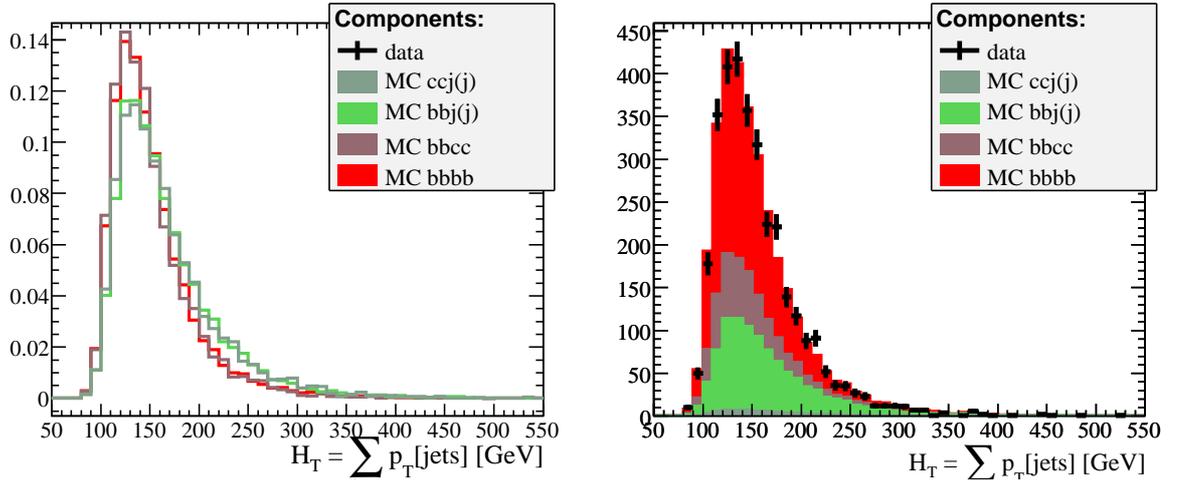


FIG. 7.21: A gauche, distribution de la variable H_T pour différents lots simulés. A droite, ces distributions servent à séparer la composition en bruits de fond du lot de données 3-jets étiquetés b .

⁴Par construction.

7.4.2 Comparaison entre données et simulations

Les facteurs de normalisation calculés en 7.4.1 permettent d'effectuer des comparaisons entre les données et les simulations. On a représenté à titre illustratif sur les figures 7.22 à 7.27 le cas de la sélection 3-jets pour deux conditions différentes d'étiquetage des b . Les spectres attendus pour un signal de masse ($m_H = 120$ GeV) sont également montrés.

bruit de fond	Méthode reposant sur l'étiquetage	Méthode reposant sur la cinématique
jjj + cjj + bjj	1 %	0 % ⁴
ccj	2 %	2 %
bbj	30.6 %	28.5 %
bbc+bcc	16.9 %	16.5 %
bbb	49.5 %	53.1 %

TAB. 7.15: Résultats de l'ajustement de la composition en bruits de fond du lot 3-jets en utilisant deux méthodes différentes.

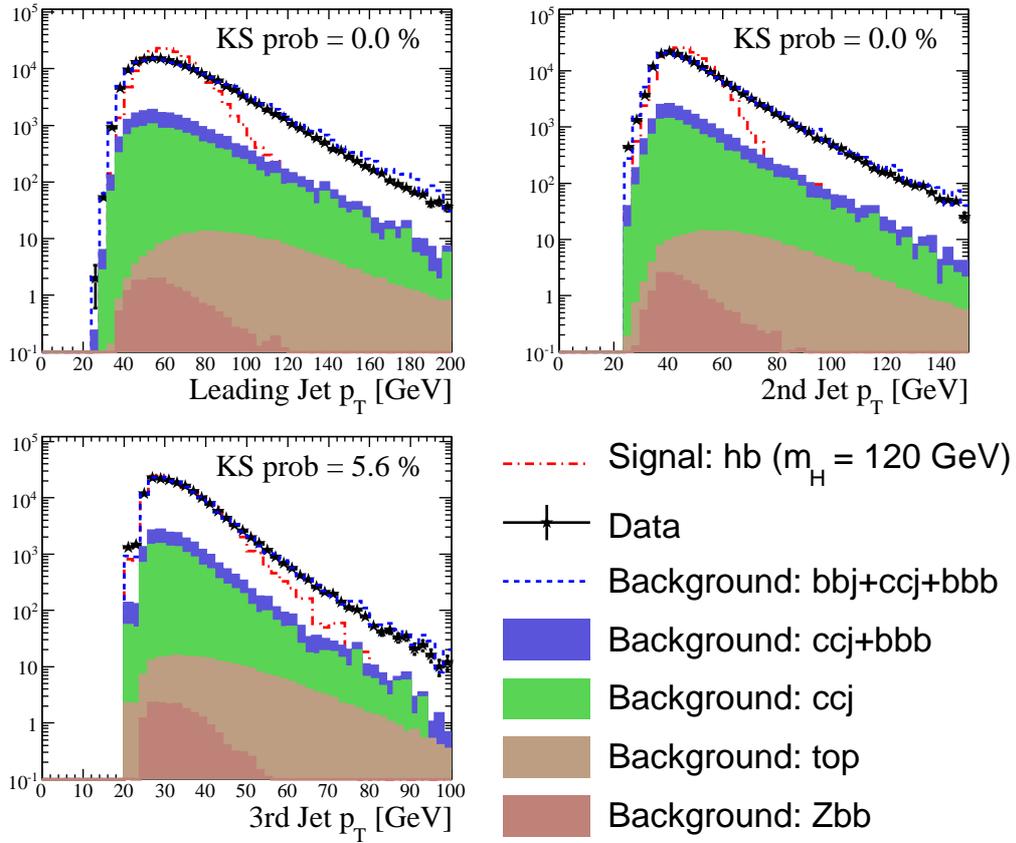


FIG. 7.22: Distributions des p_T des jets classés du plus dur au plus mou, pour la sélection 3-jets dont 2 sont étiquetés b . Les distributions attendues de la production d'un boson de Higgs de 120 GeV sont également montrées.

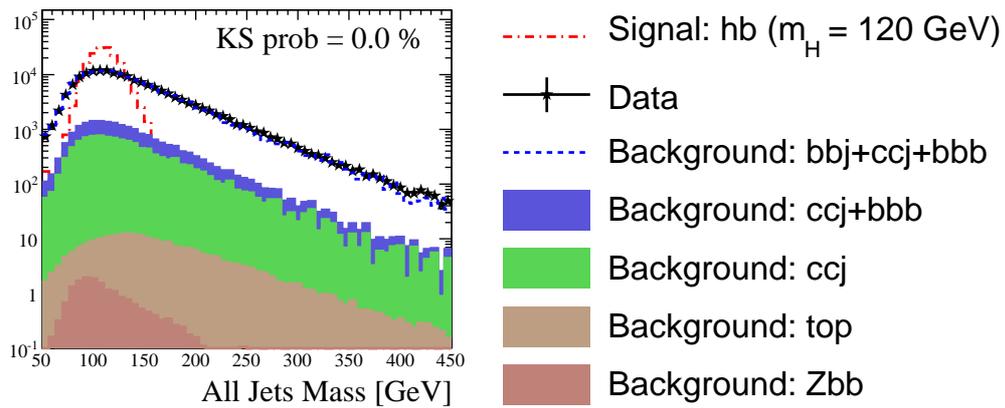


FIG. 7.23: Distribution de la masse du système des 3 jets pour la sélection 3-jets dont 2 sont étiquetés b . La distribution attendue de la production d'un boson de Higgs de 120 GeV est également montrée.

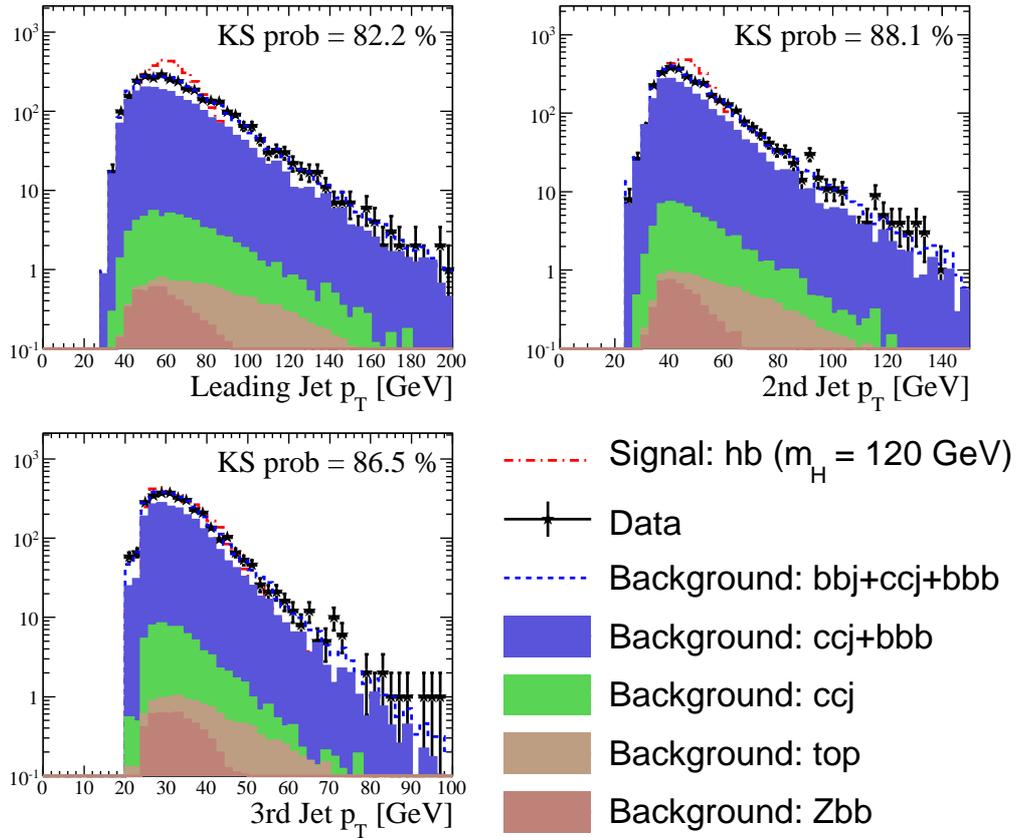


FIG. 7.24: Distributions des p_T des jets classés du plus dur au plus mou, pour la sélection 3-jets tous étiquetés b . Les distributions attendues de la production d'un boson de Higgs de 120 GeV sont également montrées.

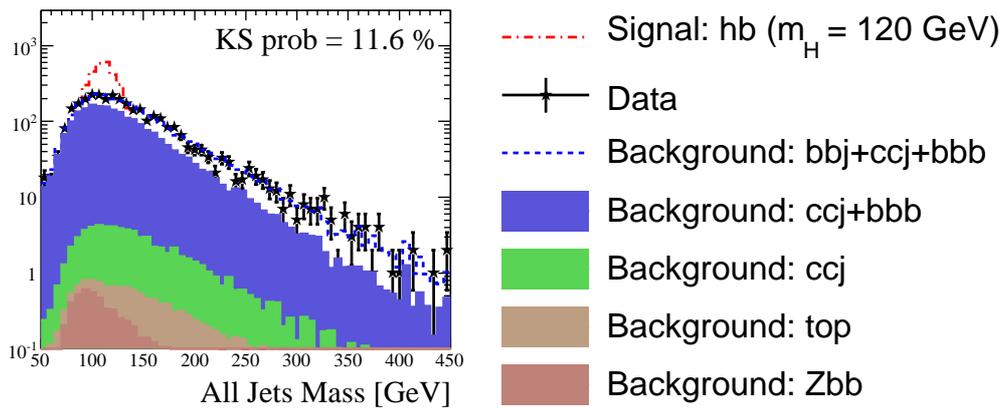


FIG. 7.25: Masse du système des 3 jets pour la sélection 3-jets tous étiquetés b . La distribution attendue de la production d'un boson de Higgs de 120 GeV est également montrées.

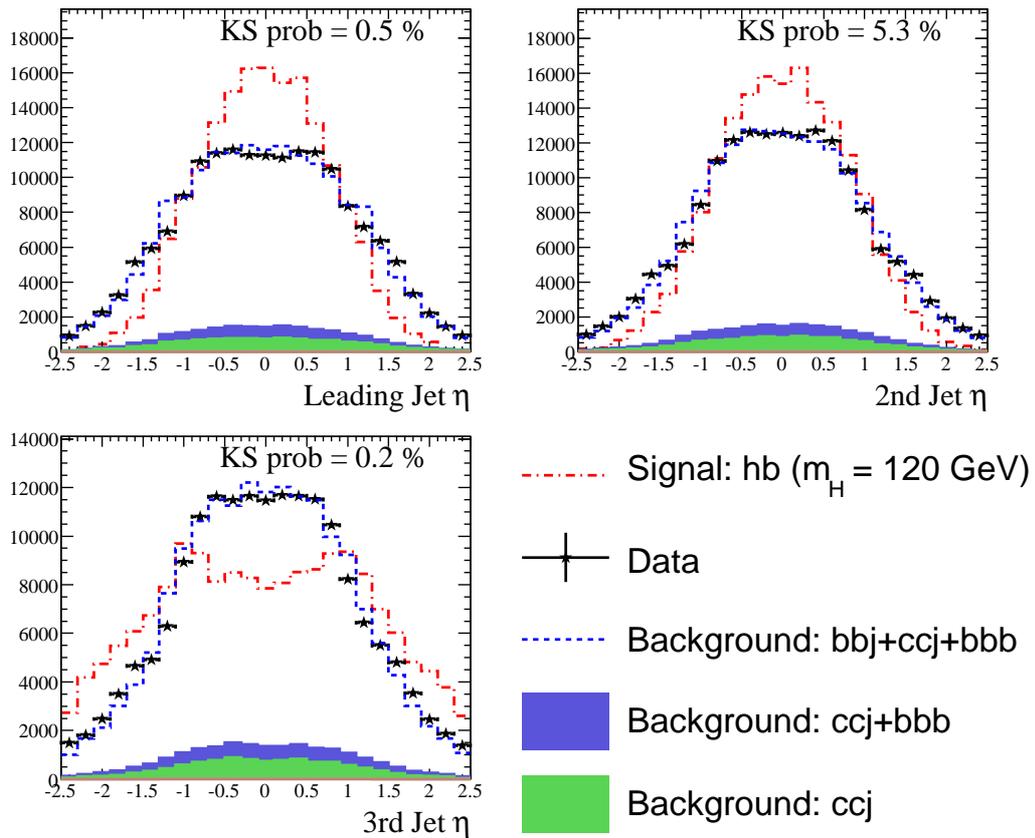


FIG. 7.26: Distribution des pseudo-rapidités des jets classés du plus dur au plus mou, pour la sélection 3-jets dont 2 sont étiquetés b . Les distributions attendues de la production d'un boson de Higgs de 120 GeV sont également montrées.

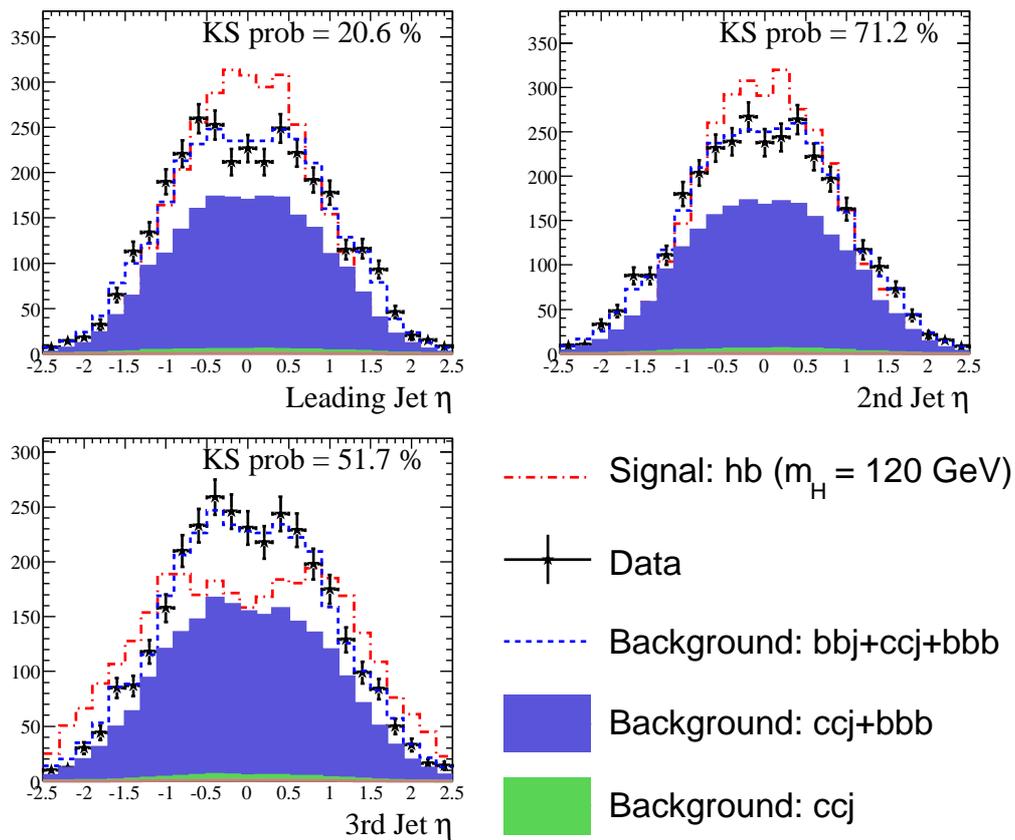


FIG. 7.27: Distribution des pseudo-rapidités des jets classés du plus dur au plus mou, pour la sélection 3-jets tous étiquetés b . Les distributions attendues de la production d'un boson de Higgs de 120 GeV sont également montrées.

7.4.3 Améliorer la sensibilité au signal

Pour une meilleure sensibilité à la production de boson de Higgs, on affine l'analyse de la manière suivante :

- Les événements sont divisés en trois catégories suivant la multiplicité en jets reconstruits, de 3 à 5 jets. Chacune des catégories a son propre rapport signal sur bruit, ce qui améliore la sensibilité globale.
- Pour chaque événement, on considère différentes façons d'apparier deux jets et définir ainsi les produits de désintégration du boson de Higgs. Considérer plusieurs paires au lieu d'une seule augmente les chances d'avoir reconstruit le bon système di-jet provenant du boson de Higgs. Une coupure cinématique sur la distance angulaire des deux jets de la paire, $\Delta R > 1$, est appliquée pour éviter les paires vraisemblablement provenant de fissions de gluons. Cette coupure est 100% efficace vis à vis du signal. En fait on garde au plus 3 appariements par événements (classés suivant l'ordre des impulsions).
- Une méthode multivariée de rapport de vraisemblance, basée sur les quantités cinématiques des événements, sert finalement à augmenter le rapport signal sur bruit pour chaque paire considérée. La construction de la variable discriminante appelée Y_{LH} détaillée dans la suite.
- Les coupures d'analyses sont optimisées pour obtenir la meilleure sensibilité au boson de Higgs. Le facteur de qualité choisi est la valeur moyenne, dans l'hypothèse de présence de signal $\mathcal{H} = s+b$, de l'estimateur de découverte : $1 - \langle CL_b \rangle_{s(\tan\beta)+b}$ (cf.7.2.4). C'est en fait la probabilité moyenne en cas de présence de signal que les données paraissent compatible avec l'hypothèse bruit de fond seul. Notons que cet estimateur optimise aussi la découverte car par construction on a l'égalité $\langle CL_b \rangle_{s+b} = 1 - \langle CL_{s+b} \rangle_b$. Les critères optimisés sont ainsi, le point de fonctionnement d'étiquetage des b , le nombre d'appariements à considérer par événement, et la coupure de sélection sur la variable discriminante Y_{LH} .

Variable discriminante basée sur un rapport de vraisemblance

Les variables cinématiques employées sont :

1. $\Delta\eta_{b_1 b_2}$: La différence entre les rapidités des deux jets de la paire.
2. $\Delta\phi_{b_1 b_2}$: La différence des angles azimutaux des jets de la paire.
3. $\text{acos}(\vec{b}_1 \cdot \vec{h})$: L'angle entre le jet le plus dur de la paire et l'impulsion de la paire.
4. $|p_{b_1} - p_{b_2}| / |p_{b_1} + p_{b_2}|$: l'asymétrie des impulsions de la paire.
5. $Y_{b_1 b_2}$: La rapidité de la paire de jets.
6. La sphéricité de l'événement.

A titre d'illustration, on montre les distributions de ces variables dans le canal 3-jets sur les figures 7.28 et 7.29 pour les données, les simulations du fond (normalisées aux données) et un boson de Higgs de masse 120 GeV et 180 GeV. Pour le bruit et les données les

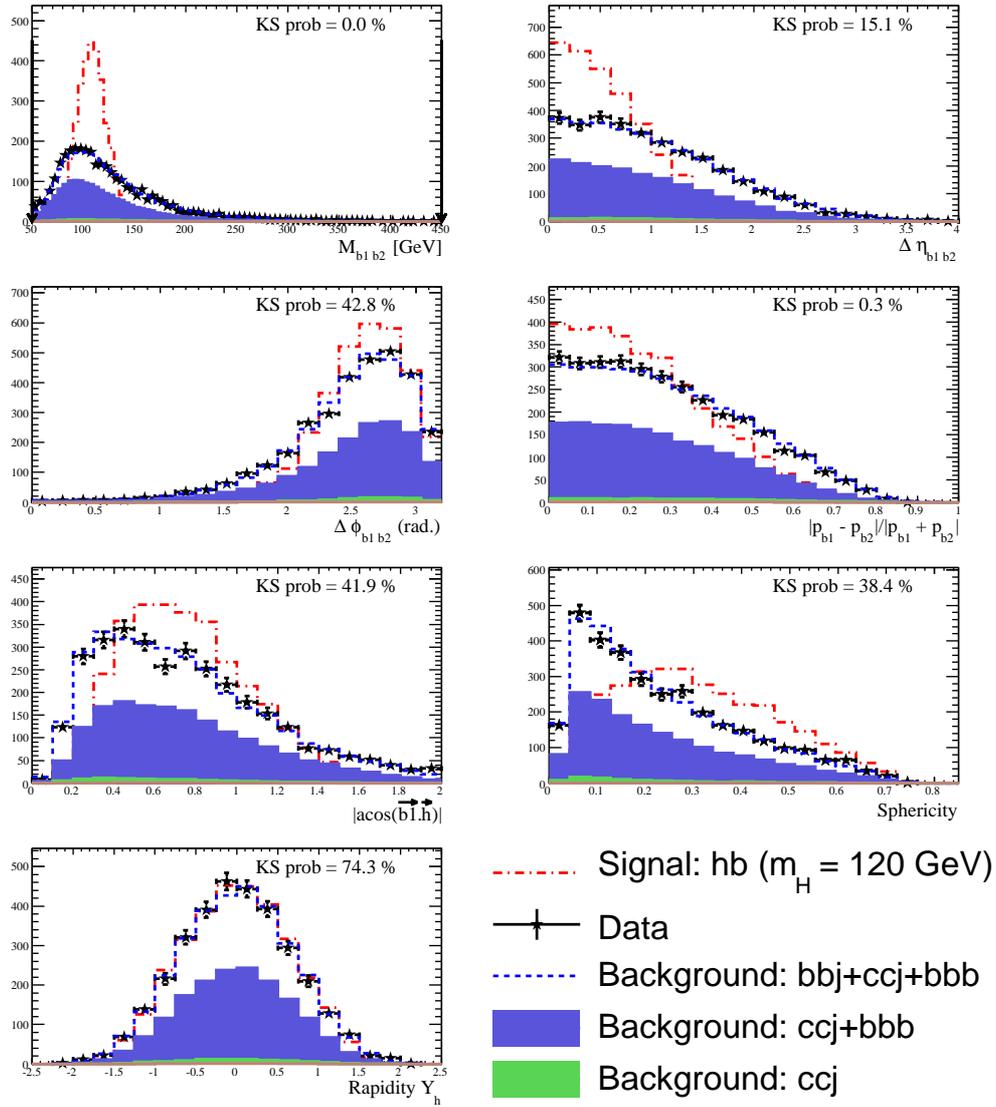


FIG. 7.28: Distributions des variables discriminantes, après sélection d'exactly 3-jets étiquetés b , et d'un boson de Higgs de masse 120 GeV.

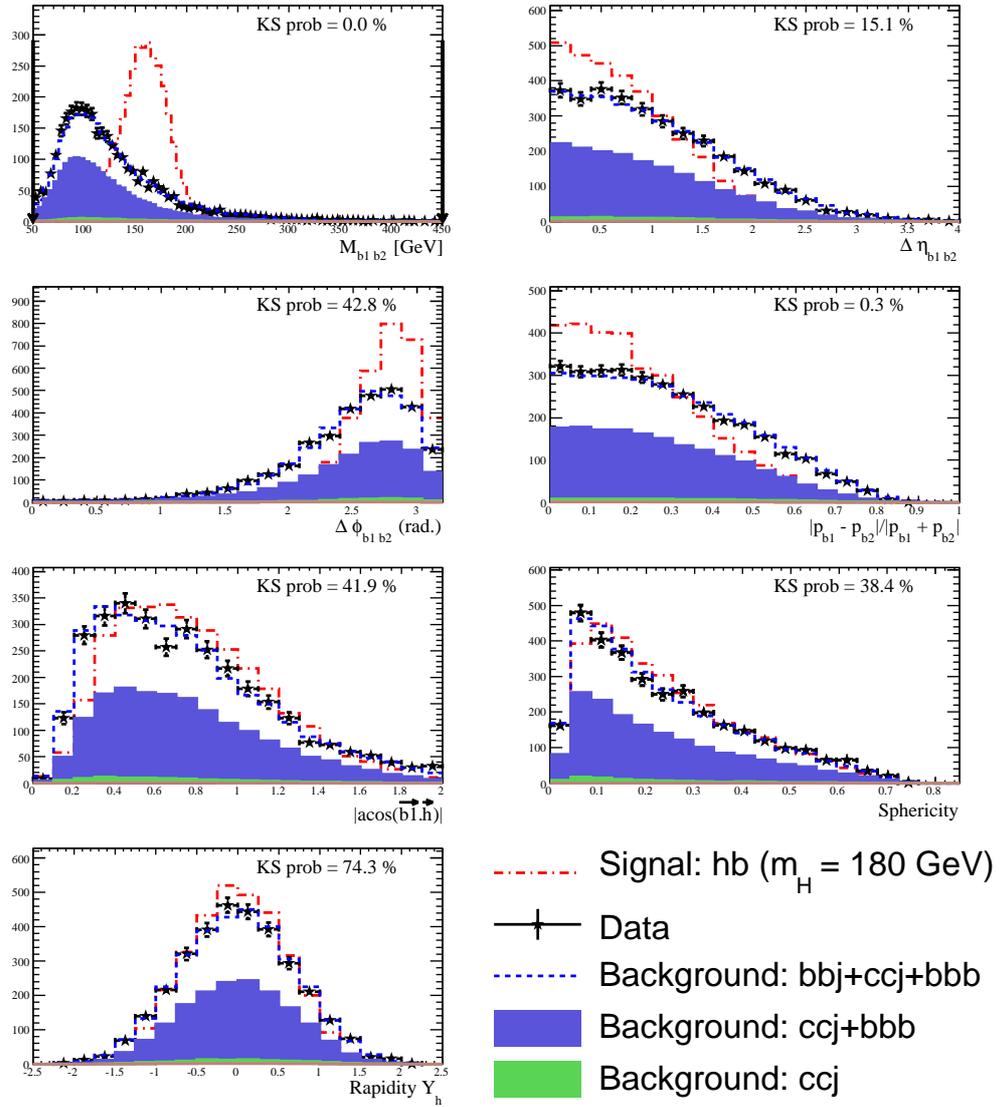


FIG. 7.29: Distributions des variables discriminantes, après sélection d'exactly 3-jets étiquetés b , et d'un boson de Higgs de masse 180 GeV.

deux premiers appariements (m_{01} et m_{02}) ont été gardés tandis que pour le signal on n'a retenu que la bonne paire provenant du boson de Higgs simulé. Ces figures démontrent un accord raisonnable entre données et simulations ainsi que le pouvoir discriminant des variables cinématiques.

Les six variables cinématiques sont combinées dans un rapport de vraisemblance. Dans une première étape les distributions des variables sont lissées par des fonctions spline. Les fonctions résultantes sont combinées suivant :

$$R_{LH}(x_1, \dots, x_{nVar}) = \prod_i^{nVar} \frac{pdf_i^{sig}(x_i)}{pdf_i^{bkg}(x_i)}, \quad (7.17)$$

où pdf_i^{sig} (pdf_i^{bkg} font référence aux distributions pour le signal et le bruit de fond de la i ème variable cinématique x_i . Les distributions employées ici résultent en fait de la sélection de trois jets étiquetés b , afin d'optimiser la discrimination entre signal et bruit de fond. Le rapport de vraisemblance R_{LH} subit la transformation

$$Y_{LH} = \frac{R_{LH}}{1 + R_{LH}}, \quad (7.18)$$

pour que la variable discriminante Y_{LH} soit bornée entre 0, valeur d'un événement purement bruit de fond, et 1, valeur d'un événement purement signal. Si les distributions $pdf_i(x_i)$ étaient indépendantes, cette variable serait la probabilité a posteriori au sens de Bayes que la paire considérée soit du signal étant donnés les (x_i) .

En suivant l'équation 7.17 on définit en fait trois fonctions de vraisemblance, suivant la multiplicité en nombre de jets, 3, 4 et 5, des événements considérés. Dans la suite cette subtilité est implicite. A priori, la fonction de vraisemblance devrait aussi être redéfinie pour chaque hypothèse de masse de boson de Higgs testée. Dans les faits, pour être optimal, il s'avère qu'il suffit de deux fonctions, une dite *basse masse*, et une dite *haute masse*. La première fonction est obtenue à partir d'un mélange équiréparti des simulations du signal aux masses de 90, 100, 110, 120 et 130 GeV. La fonction pour les hautes masses est déterminée à partir des simulations de 140 à 220 GeV. Pour ces deux cas et les intervalles de masse correspondant, on va déterminer deux coupures différentes dans la section 7.4.3.

Détermination du spectre de bruit de fond

Comme on l'a vu section 7.2.4, la normalisation du bruit de fond est inconnue et la sensibilité à la production de boson de Higgs dépend uniquement du spectre de la variable discriminante retenue, à savoir la masse invariante, M , de la paire candidate boson de Higgs. Il est donc crucial de bien modéliser la cinématique des événements bruit de fond. Pour obtenir la forme attendue, on procède à une repondération des événements à 3 jets étiquetés des simulations, en utilisant les événements à 2 jets étiquetés des données et des simulations. Cette repondération se fait dans l'espace à deux dimensions (M, Y_{LH}) selon :

$$Shape_{3Tag}^{exp}(M, Y_{LH}) = \frac{Shape_{3Tag}^{MC}(M, Y_{LH})}{Shape_{2Tag}^{MC}(M, Y_{LH})} \times Shape_{2Tag}^{data}(M, Y_{LH}) \quad (7.19)$$

En intégrant suivant l'une ou l'autre des dimensions, on obtient les distributions de masse invariante ou de Y_{LH} du bruit de fond attendu. L'emploi de Y_{LH} dans la repondération permet de tenir compte globalement de l'ensemble des quantités cinématiques des événements, ce qui améliore l'accord entre données et modèle. On peut voir cette amélioration que l'on suppose ou non la présence de signal, sur la figure 7.30.

Optimisation du critère d'étiquetage des b

La figure 7.31 montre un exemple de courbes de $1 - \langle CL_b \rangle_{s(\tan\beta)+b}$ en fonction de $\tan\beta$, réalisée pour un boson de Higgs de 180 GeV, en testant successivement les points de fonctionnement relâché, medium et stricte. On voit que les points de fonctionnement medium et strict montrent des performances similaires, nettement meilleures que le point relâché. Notons qu'on a vérifié que les conclusion étaient identiques pour d'autres valeurs de la masse. On préfère choisir le point strict, car cette étude a été réalisée sans inclure les effets systématiques et on sait que les incertitudes systématiques sur le bruit de fond ont un impact d'autant plus négatif que le bruit de fond est important.

Optimisation du nombre d'appariement

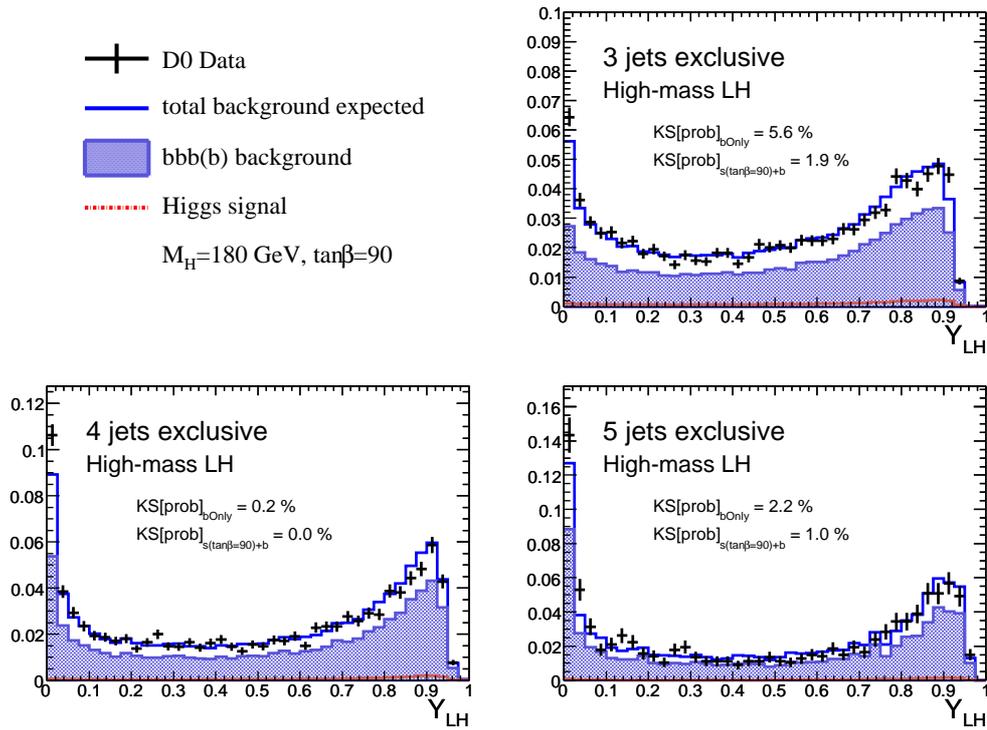
On procède comme dans 7.4.3, pour tester combien on peut garder de paire de jets par événement en calculant les courbes de $1 - \langle CL_b \rangle_{s(\tan\beta)+b}$ en fonction de $\tan\beta$. Cette étude, réalisée sans coupure sur la vraisemblance, démontre qu'il vaut mieux garder aux moins 2 paires par événements.

Optimisation de la coupure sur la fonction de vraisemblance

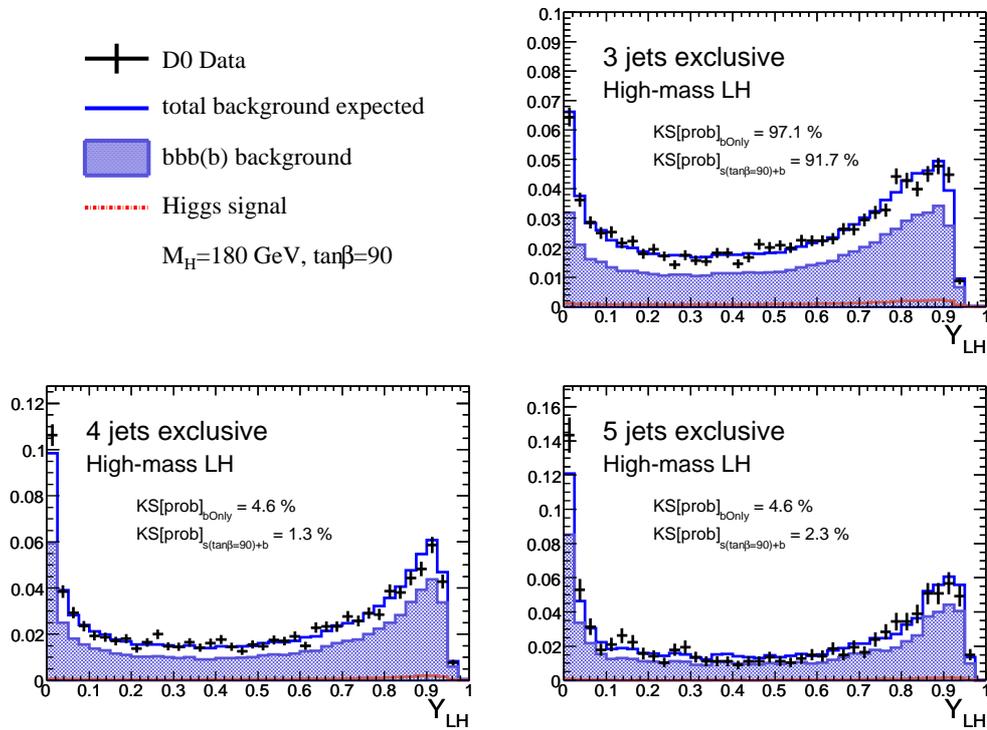
Dans une dernière étape, on inclut l'effet des incertitudes systématiques décrites en 7.4.5 et on teste les configurations de 2 et 3 appariements, ainsi que la possibilité d'utiliser un discriminant différent pour chaque point de masse testé, $(Y_{LH}^{90}, \dots, Y_{LH}^{220})$, ou plus simplement deux discriminants Y_{LH}^{low} et Y_{LH}^{high} pour respectivement l'intervalle [90,130] GeV et [140,220] GeV (cf. 7.4.3). Un exemple de courbes étudiées pour cette optimisation est montré sur la figure 7.33.

Les conclusions sont les suivantes :

- Inclure les systématiques conduit à des coupures plus strictes sur le discriminant Y_{LH} .
- Utiliser 3 appariements au lieu de 2 n'améliore plus la sensibilité, une fois les systématiques prises en compte.
- Le fait d'utiliser un discriminant consacré à chaque point de masse n'apporte pas d'amélioration significative. En revanche il vaut mieux distinguer les basses masses et les hautes masses :
- A basse masse ($90 \leq M_H \leq 130$ GeV), on retient les coupures $Y_{LH}^{low} > 0.5$, $^{low}Y_{LH} > 0.5$ et $Y_{LH}^{low} > 0.25$ pour respectivement les canaux 3, 4 et 5 jets.



(a) Sans repondération.



(b) Avec repondération

FIG. 7.30: Comparaison entre données et spectre attendu pour la variable Y_{LH} . Un test de Kolmogorov-Smirnov avec et sans présence de signal ($M_H = 180 \text{ GeV}, \tan\beta = 90$) est effectué pour démontrer l'amélioration obtenue par la repondération 7.19.

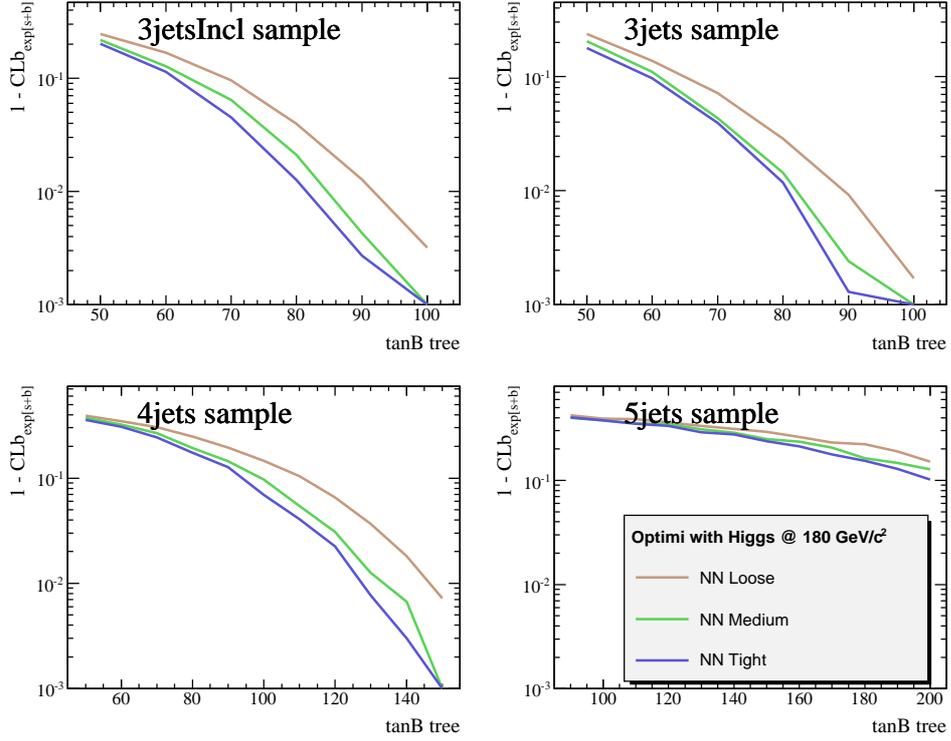


FIG. 7.31: Niveau de confiance attendu $1 - \langle CL_b \rangle_{s(\tan\beta)+b}$ en fonction de $\tan\beta$ pour différents critères d'étiquetage des b et une masse de boson de Higgs de 180 GeV.

- A haute masse ($140 \leq M_H \leq 220$ GeV), on retient les coupures $Y_{LH}^{high} > 0.5$, $Y_{LH}^{high} > 0.6$ et $Y_{LH}^{high} > 0.5$ pour respectivement les canaux 3, 4 et 5 jets. En fait pour le canal 5 jets, le nombre d'événements signal attendus est si faible qu'on préfère éviter une coupure trop stricte.

7.4.4 Incertitudes systématiques sur la production de signal

On résume ici les différentes sources d'incertitudes et leur impact sur l'acceptance et la production du signal. Les différentes contributions sont additionnées en quadrature et leur somme varie entre 17 et 18% suivant la masse testée.

- L'incertitude sur la luminosité intégrée du lot d'événements s'élève à 6.5% [109].
- Les sections efficaces de production ne sont connues qu'à un ordre limité (NLO) dans le développement en perturbation et sont aussi soumises aux incertitudes sur les PDF. Les incertitudes théoriques calculées en 7.3.1 sont de l'ordre de 12 à 14% selon la masse. Une incertitude liée à la procédure de repondération cinématique de la section 7.3.1 est évaluée à 5%.
- L'incertitude sur les critères cinématiques du déclenchement pour le signal est évaluée en comparant l'efficacité globale effective et l'efficacité prédite par les mesures,

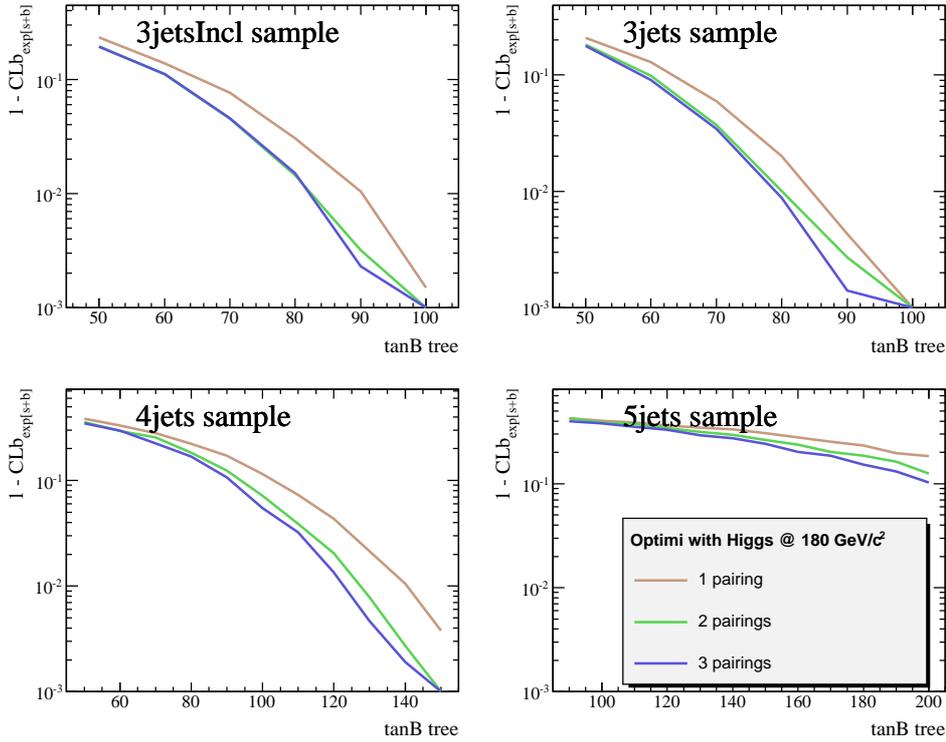


FIG. 7.32: Niveau de confiance attendu $1 - \langle CL_b \rangle_{s(\tan\beta)+b}$ en fonction de $\tan\beta$ pour différents nombres d'appariements par événement et une masse de boson de Higgs de 180 GeV.

sur le même lot que le lot de mesure des efficacités de la section 7.3.5. Lorsque cette différence, qu'on calcule en fonction de $H_T^{hors\ ligne} = \sum_{jet} p_T$, est propagée à la production de signal on obtient une variation de 3% de l'acceptance, ce qui est retenu comme incertitude.

- Plusieurs sources sont examinées pour évaluer l'incertitude sur le terme d'étiquetage des b du déclenchement de niveau 3. Elles sont décrites page 208 et sont estimées à 4%.
- On fait varier de $\pm 1\sigma$ les efficacités d'étiquetage (en fonction de (p_T, η)) et on trouve une incertitude globale d'environ 9%,
- Les incertitudes sur la résolution, l'identification des jets et l'échelle d'énergie sont propagées à l'acceptance. On obtient typiquement respectivement des incertitudes de 0.6%, 0.3% et 4.8% pour un boson de Higgs de masse 100 GeV, ce qui donne un total de 5%. A haute masse ($m_A = 180$ GeV) ces incertitudes se réduisent à 3%.

Au total, les incertitudes systématiques sur la production du signal varient entre 17 et 18% sur l'intervalle de masse $[90, 220]$ GeV. Elles sont loin d'être faibles. Cependant, il s'avère qu'une fois prise en compte dans le calcul des niveaux de confiance, leur rôle

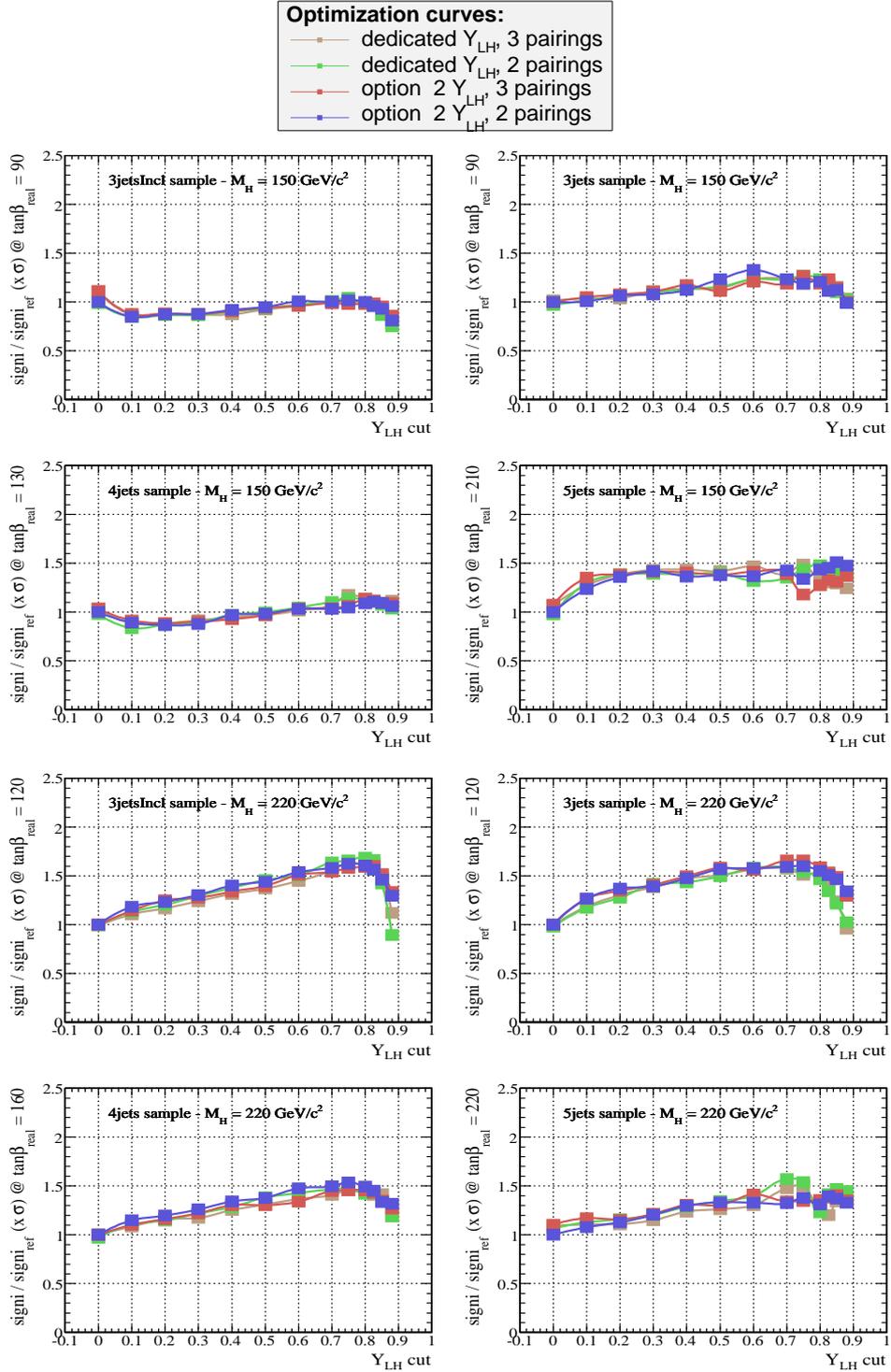


FIG. 7.33: Significativité en découverte $signi(\tan\beta) = \text{erfc}^{-1}(1 - \langle CL_b \rangle_{s(\tan\beta)+b}) \times \sqrt{2}$, pour une masse de 150 (quatre figures supérieures) et de 220 GeV (quatre figures inférieures) en fonction de la coupure sur Y_{LH} . On teste aussi les deux options d'appariement ainsi que la possibilité d'avoir une variable Y_{LH} pour chaque point de masse (dedicated) ou deux variables pour respectivement les hautes et basses masses (option 2 Y_{LH}). Pour chaque figure le significativité est normalisée à une référence pour une meilleure lisibilité.

devient négligeable. En effet, les incertitudes sur le bruit de fond jouent un rôle bien plus important à cause du niveau élevé du bruit de fond.

7.4.5 Incertitudes systématiques sur le fond

La normalisation sur le bruit de fond étant inconnue, on doit en fait considérer les incertitudes qui affectent la forme du spectre de masse invariante qui permet l'extraction statistique des résultats et le calcul du niveau de confiance. Cette forme est obtenue à partir des données à 2 jets étiquetés, déformées par une correction obtenue à partir des simulations (cf. 7.4.3). La correction utilise les deux dimensions (M, Y_{LH}) et est obtenue par le rapport $\frac{Shape_{3Tag}^{MC}(M, Y_{LH})}{Shape_{2Tag}^{MC}(M, Y_{LH})}$. Comme il s'agit d'un rapport, les effets qui affectent de façon similaire les événements à 3 jets étiquetés et ceux à 2 jets étiquetés vont s'annuler. On peut citer par exemple des effets cinématiques d'efficacité de déclenchement. En revanche, il existe des sources d'incertitudes dont les effets ne s'annuleront pas. En voici la liste a priori :

- La composition en saveur du bruit de fond final. On a vu en effet que les spectres (par exemple celui de H_T) variaient suivant le contenu en quarks de saveur lourde.
- L'influence de l'étiquetage. La fonction de probabilité d'étiqueter un jet en fonction de p_T a une forme différente suivant qu'il s'agit d'un jet léger (mauvaise identification) ou lourd (efficacité).
- L'échelle d'énergie des jets peut être différente suivant que le jet provient d'une saveur légère ou lourde.
- Les distributions cinématiques bbb et bbj sont extraites à partir du générateur ALPGEN, qui simule les processus avec une précision limitée.
- La condition de déclenchement de niveau 3 basée sur une variable évaluant le contenu en b des événements. Elle peut biaiser cinématiquement de manière différente les lots à 3 jets étiquetés et les lots à 2 jets étiquetés.

Ces différentes sources sont étudiées dans ce qui suit. Pour chaque cas on fait varier un paramètre ou on définit une nouvelle façon d'estimer un (ou l'ensemble) des fonds composant le lot final à 3-jets étiqueté. Cela permet d'obtenir un spectre de masse alternatif au spectre de masse nominal employé. Les rapports entre spectres alternatifs et le nominal sont le point de départ de la propagation des erreurs systématiques aux niveaux de confiances CL_b et CL_{s+b} .

Composition du bruit de fond

Pour évaluer l'impact de l'incertitude liée à la composition du fond, on fait varier la fraction de bbj dans la simulation. On se base sur le paramètre α qui correspond à un taux de mauvaise identification des b plus élevés d'environ 25%, par rapport à la mesure communément utilisée dans $D\emptyset$. Ces 25% se traduisent par une augmentation de 25% dans le lot 3-jets. Par effet combinatoire l'augmentation est de $2 \times 25\%$ et $3 \times 25\%$ dans les lots respectifs 4-jets et 5-jets.

Bruit de fond bbj et taux de mauvaise identification

Le bruit de fond de type bbj du lot final provient de l'utilisation des fonctions de taux de fausse identification calculée par le groupe d'identification des b de DØ [69, 70]. On peut estimer une incertitude sur ce bruit de fond en employant une méthode alternative pour l'évaluer.

Pour ce faire, on construit un pseudo-lot d'événement 3 jets étiquetés, dans lequel en fait deux jets sont bien étiquetés tandis que le 3^{ème} est étiqueté négativement, c'est-à-dire en appliquant l'algorithme d'étiquetage aux traces de paramètre d'impact négatif. L'efficacité d'étiqueté négativement un jet léger est la même que celle d'une mauvaise identification pondérée d'un facteur 0.8, facteur déterminé dans les simulations par le groupe d'identification des b , ce facteur prend en compte l'existence de particules à long temps de vie (comme les K_s^0 ou les Λ) dans les jets de saveurs légères. Cette procédure crée un lot dominé par les événements bbj en bon accord avec ce qu'on prédit à partir des simulations, comme le montre la figure 7.34. Il subsiste néanmoins une petite différence qui définit une incertitude systématique sur la forme du bruit de fond bbj .

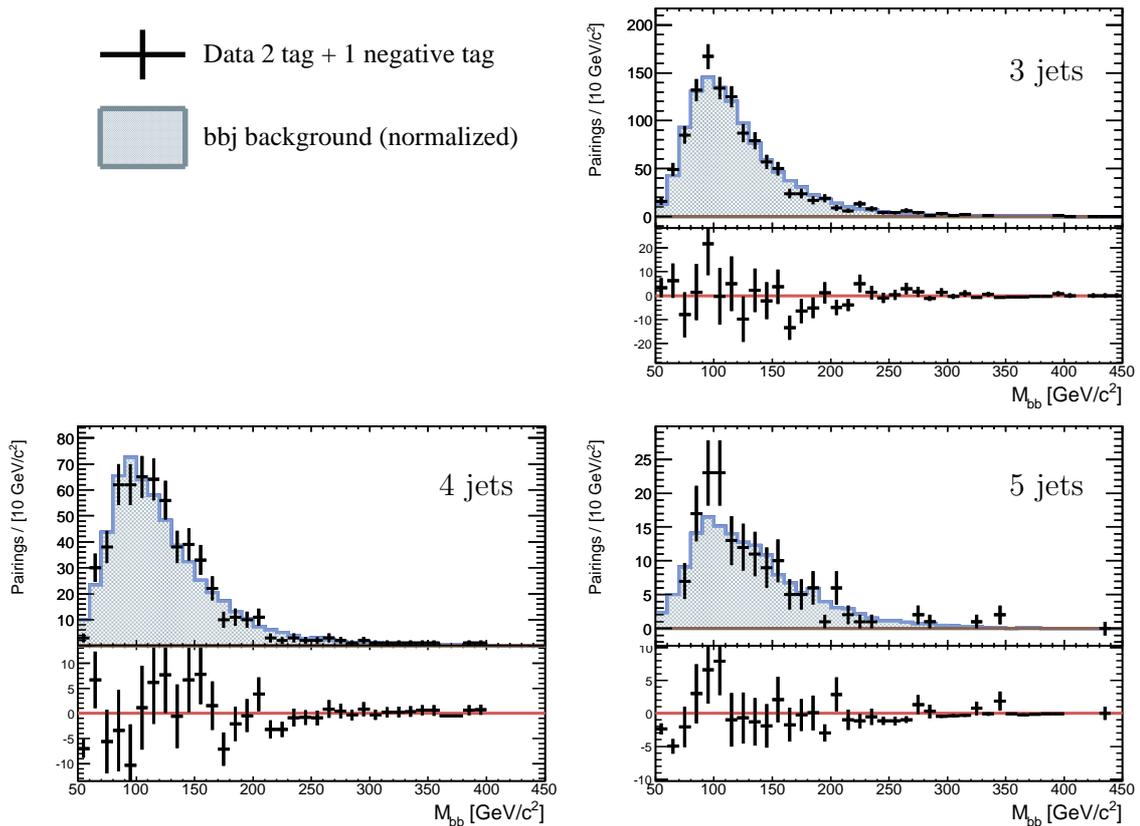


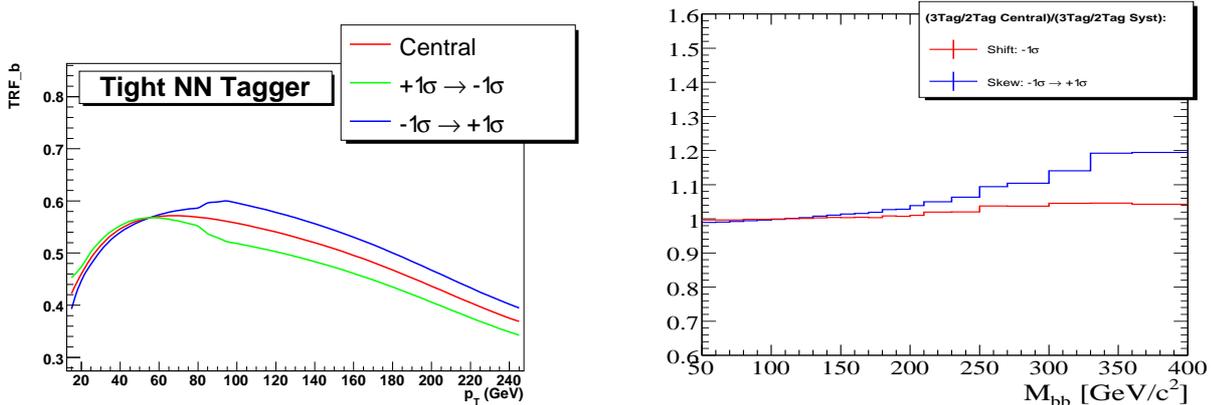
FIG. 7.34: Comparaison entre données et simulation pour un lot à 2 jets étiquetés + un jets étiqueté négativement. Les cadres inférieurs correspondent à la différence entre prédictions et données.

Efficacité d'étiquetage des b

Les incertitudes liées à l'étiquetage des b et c sont de deux natures. D'une part on peut penser à une incertitude sur l'échelle absolue de l'efficacité d'étiquetage, qui vaut typiquement entre 5 et 10% suivant le p_T . Celle-ci affecte directement la composition du lot final, en particulier les rapports entre les nombres d'événements bbj et bbb . D'autre part les efficacités d'étiquetage sont paramétrées en fonction de p_T et cette paramétrisation souffre d'incertitude, qui cette fois affectera directement le spectre en masse des événements.

Pour estimer l'impact des incertitudes dans le premier cas on modifie les fonctions d'étiquetage employées par leur incertitude $\pm 1\sigma$. Pour estimer l'impact d'une déformation, on modifie les fonctions d'étiquetage en faisant graduellement varier de $\pm 1\sigma \rightarrow \mp 1\sigma$ sur l'intervalle en p_T de [15, 95] GeV. L'enveloppe d'incertitude obtenue est montrée sur la figure 7.35(a).

Ces deux sources d'incertitudes sont propagées à la prédiction du bruit de fond. Les effets sont montrés sur la figure 7.35(b). En fait comme l'analyse est surtout sensible à la forme du spectre en masse du bruit de fond plutôt qu'à sa normalisation, c'est naturellement le deuxième effet qui a le plus fort impact.



(a) Efficacité d'étiquetage pour la région CC du calorimètre, en fonction de p_T et enveloppe d'incertitude retenue.

(b) Déformation du spectre en masse des événements à 3-jets étiquetés, résultant des deux incertitudes liées à l'efficacité d'étiquetage des b .

FIG. 7.35: Incertitudes liées à l'étiquetage des b .

Échelle d'énergie des b

On étudie un effet d'échelle d'énergie des b en dégradant la résolution suivant une gaussienne de largeur la moitié de résolution attendue pour les jets (typiquement 15%). Cette procédure est en fait conservative, si on la compare à d'autres études réalisées dans $D\bar{O}$ dans le cadre de la mesure de la masse du quark top [127]. Elle couvre ainsi les effets des incertitudes sur la fragmentation des b et sur la réponse du détecteur aux jets de b .

Cinématique de la simulation et choix du générateur

Pour tester les effets du choix du générateur de nos simulations, l'idéal aurait été de disposer d'un générateur alternatif. Cela n'a pas été possible, mais si on revient à l'équation 7.19 de la page 230 qu'on écrit plus simplement

$$Shape_{3Tag}^{exp} = \frac{Shape_{3Tag}^{MC}}{Shape_{2Tag}^{MC}} \times Shape_{2Tag}^{data} \quad (7.20)$$

on voit que changer de générateur revient à changer le rapport $\frac{Shape_{3Tag}^{MC}}{Shape_{2Tag}^{MC}}$.

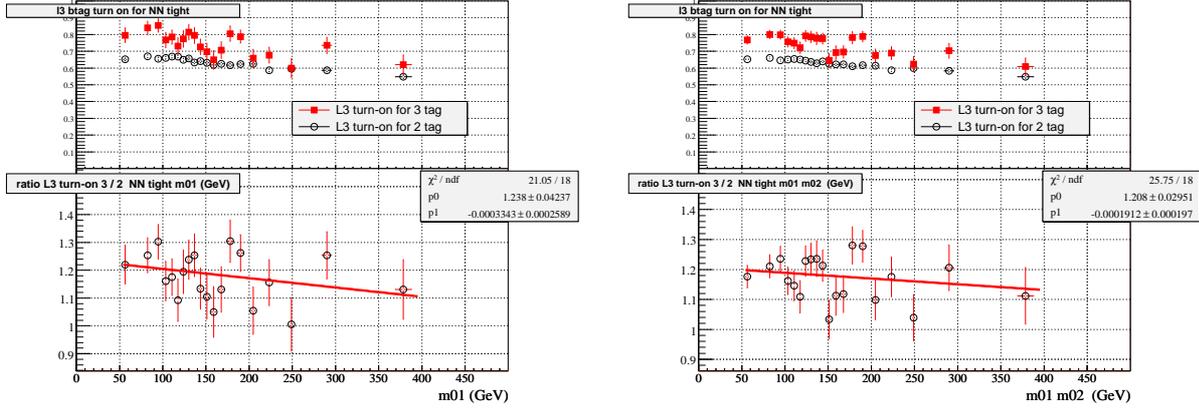
Une façon de changer le rapport, consiste à y introduire la seule alternative possible qu'on connaisse : les données à 2 jets étiquetés. En transformant $\frac{Shape_{3Tag}^{MC}}{Shape_{2Tag}^{MC}}$ en $\frac{Shape_{3Tag}^{MC}}{Shape_{2Tag}^{data}}$ on étudie donc un effet de mauvaise modélisation du fond que l'on peut propager aux incertitudes finales. En fait, l'équation 7.20 montre que cela revient à prendre $Shape_{3Tag}^{exp} = Shape_{3Tag}^{MC}$, c'est-à-dire à prendre la simulation à 3-jets étiquetés telle quelle, sans correction. Finalement, de toute évidence, prendre la simulation non corrigée est une surestimation si bien que la moitié de la différence est prise en compte en tant qu'incertitude systématique.

Effet de l'étiquetage dans les conditions de déclenchement

Les conditions d'étiquetage des quarks b au niveau 3 de déclenchement ont pour but d'avoir une efficacité différente suivant le contenu en b des événements. Si en outre, cette efficacité dépend de la cinématique, par exemple de l'impulsion des jets, alors la condition de déclenchement pourrait déformer de manière différente le spectre en masse des événements à 2 jets étiquetés et des événements à 3 jets étiquetés. Cet effet n'est pas pris en compte dans le modèle du bruit de fond.

Pour évaluer l'impact de ce problème, on étudie un lot d'événement multi-jets non biaisés par une condition d'étiquetage au niveau du déclenchement. Une alternative possible est d'utiliser la condition dite JT2_4JT12L_HT. Cette condition demande les mêmes choses au niveau 1 et 2 que le déclenchement JT2_3JT15L_IP_VX de la table 7.2, mais exige en outre 4 jets de niveau 3 avec $E_T > 12, 15, 25, 25$ GeV et $H_T > 125$ GeV. Pour sélectionner les événements on demande ensuite 4 bons jets étiquetables d'impulsions $p_T > 20, 25, 25$ GeV et on coupe sur la position du vertex reconstruit $|z_{PV}| < 35$ cm. On mesure ensuite la fraction des événements passant le critère d'étiquetage de déclenchement de niveau 3, dans le cas de 2 jets étiquetés b ou 3 jets étiquetés b . Les résultats sont montrés sur la figure 7.36 en fonction soit de la masse de la paire la plus dure, soit des deux paires les plus dures. Le rapport des efficacités de déclenchement obtenues est compatible dans les barres d'erreur avec une constante en fonction de la masse. L'erreur systématique retenue provient de l'ajustement de ce rapport par une fonction affine. La pente relative de (-0.000192/ 1.20) de la figure 7.36(b), augmentée de son erreur statistique (0.000197/1.20) définit une fonction de déformation des spectres en masse.

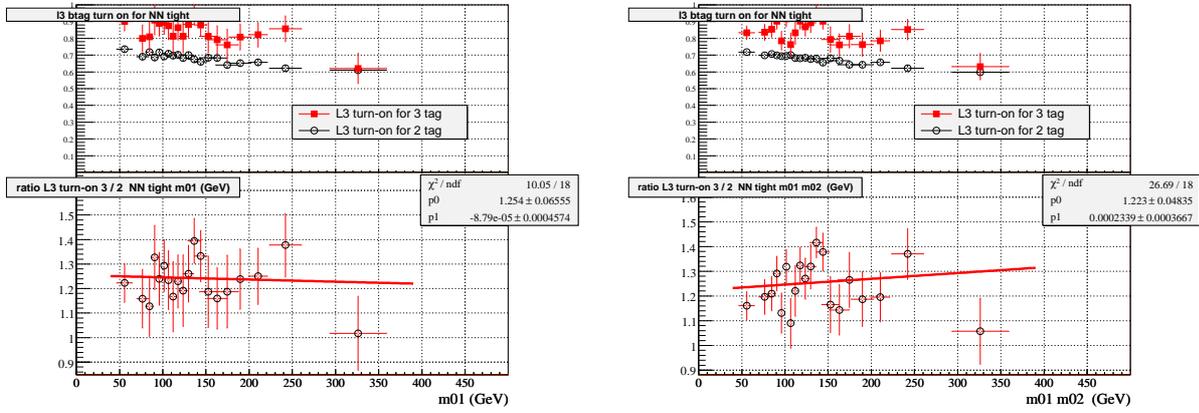
Pour vérifier plus avant ces résultats, on utilise une autre condition, dite JT3_3JT12L_MM3_V, semblable à JT2_3JT15L_IP_VX, mais qui demande au niveau 2 et 3 un muon et $H_T >$



(a) Efficacité en fonction de la masse de la paire de jets la plus dure. (b) Efficacité en fonction de la masse de la paire de jets la plus dure et de la seconde paire la plus dure

FIG. 7.36: Efficacités de l’étiquetage de la condition de niveau 3 pour le lot *JT2_4JT12L_HT*. Les efficacités sont calculées pour 2 et 3 jets étiquetés *b*. Le rapport des efficacités est ajusté par une fonction affine.

30 GeV tandis qu’au niveau 3 elle exige un muon et 3 jets d’énergies transverses $E_T > 12, 12, 25$ GeV. De façon analogue à ce qui précède, on calcule les efficacités d’étiquetage de la condition de niveau 3. Les résultats sont également compatibles avec une constante en fonction de la masse, ils sont présentés sur la figure 7.37.



(a) Efficacité en fonction de la masse de la paire de jets la plus dure. (b) Efficacité en fonction de la masse de la paire de jets la plus dure et de la seconde paire la plus dure

FIG. 7.37: Efficacités de l’étiquetage de la condition de niveau 3 pour le lot *JT3_3JT12L_MM3* muon+jets. Les efficacités sont calculées pour 2 et 3 jets étiquetés *b*. Le rapport des efficacités est ajusté par une fonction affine.

Résumé sur les incertitudes systématiques du bruit de fond

La figure 7.38 montre l’impact des différentes sources d’incertitudes sur la forme du spectre en masse du bruit de fond final. Pour chaque source on a représentés le rapport

entre la forme alternative et la forme nominale. L'impact de ces incertitudes sur l'exclusion dans le plan $(M_A, \tan \beta)$ est montré sur la figure 7.39 afin de montrer leur importance pour cette recherche

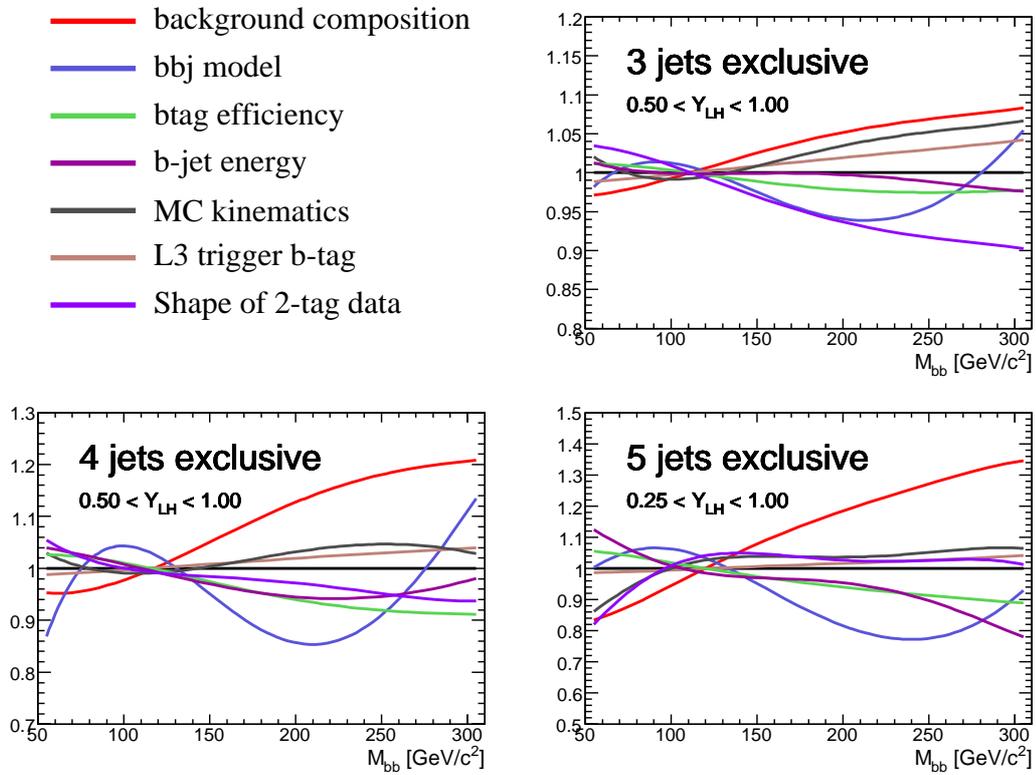


FIG. 7.38: Rapports entre les formes alternatives et la forme nominale du spectre en masse, utilisés comme incertitudes systématiques.

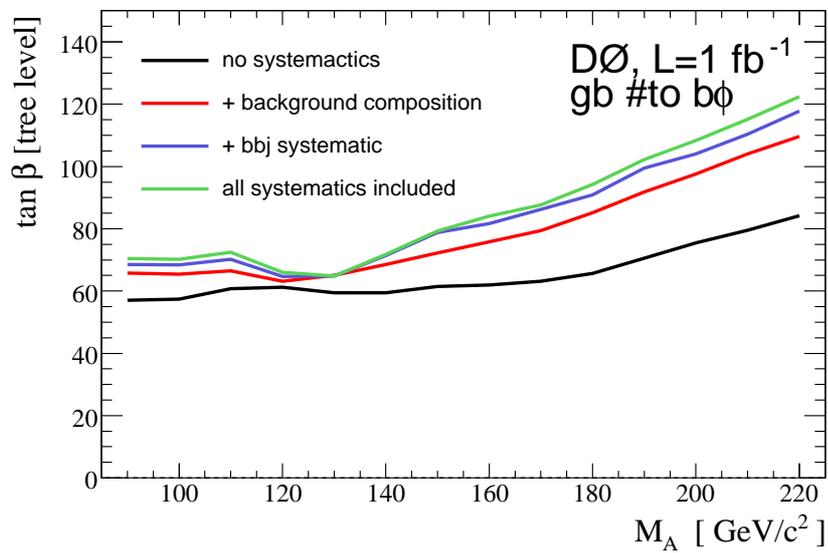


FIG. 7.39: Effet cumulé des incertitudes systématiques sur l'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan $(M_A, \tan \beta)$. Ici la section efficace est simplement $2 \times \sigma_{SM} \times 0.9 \times \tan^2 \beta$.

7.5 Résultats

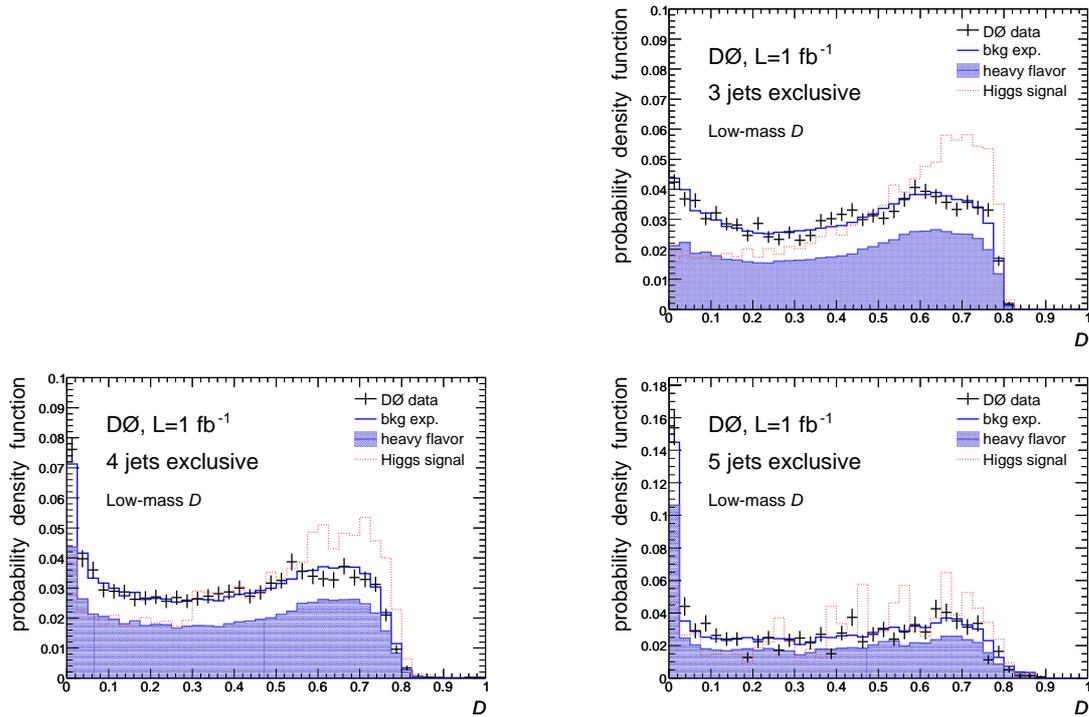
A ce niveau, il convient de résumer les critères de sélection (cf. 7.2.3) et la méthodologie employée pour analyser les données et extraire les résultats quant à la possible production du signal $hb(b)$.

- Les événements pris en compte ont déclenché les conditions multi-jets décrites dans la table 7.2.
- On demande entre 3 et 5 bons jets étiquetables satisfaisant $|\eta| < 2.5$ et $p_T > 20$ GeV.
- On demande au moins 3 jets étiquetés b selon le point de fonctionnement strict du réseau de neurones d'étiquetage.
- On demande que 2 des jets étiquetés satisfassent $p_T > 25$ GeV.
- On considère au plus 2 appariements par événements ($\Delta R_{jj} > 1$)
- Chaque classe de multiplicité en nombre de jets constitue un sous-canal d'analyse.
- Des fonctions de vraisemblance, Y_{LH} , basée sur 6 variables cinématiques ont été définies pour chaque sous-canal en 7.4.3.
- Dans chaque canal et afin de tenir compte d'une cinématique différente des candidats boson de Higgs suivant leur masse, on utilise deux fonctions de vraisemblances Y_{LH}^{low} et Y_{LH}^{high} .
- La forme des spectres attendus des bruits de fond se déduisent des événements à 2 étiquetages et des simulations à 2 et 3 jets étiquetés (cf. page 230). La normalisation du fond est inconnue.
- La distribution des variables discriminantes et la comparaison aux données sont présentées sur la figure 7.40. Une coupure finale est appliquée sur ces variables :
 - Pour $90 \leq M_H \leq 130$ GeV, les coupures sont $Y_{LH}^{low} > 0.5$, $Y_{LH}^{low} > 0.5$ et $Y_{LH}^{low} > 0.25$ pour respectivement les canaux 3, 4 et 5 jets.
 - Pour $140 \leq M_H \leq 220$ GeV, les coupures sont $Y_{LH}^{high} > 0.5$, $YY_{LH}^{high} > 0.6$ et $YY_{LH}^{high} > 0.5$ pour respectivement les canaux 3, 4 et 5 jets.
- Le spectre en masse des candidats comparé aux données sert à évaluer les niveaux de confiance de présence de signal ou de compatibilité avec le fond seul.

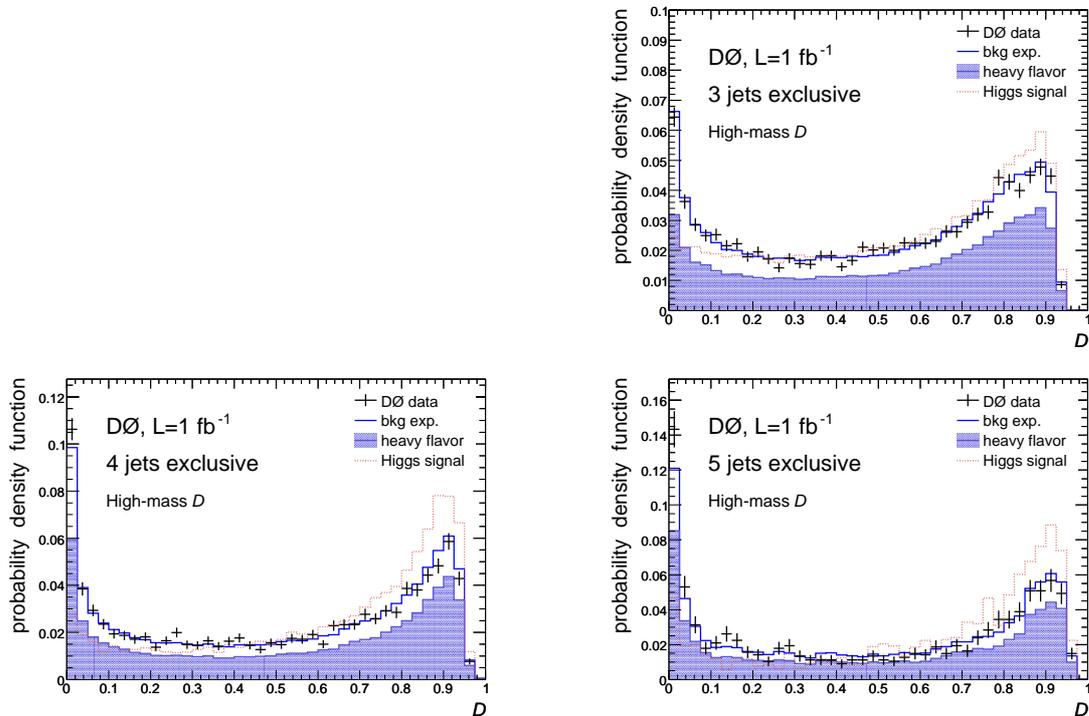
7.5.1 Accord dans la région des basses valeurs de vraisemblance

La région de basse valeur de vraisemblance $Y_{LH} < 0.25$ constitue un lot de contrôle sur lequel on peut effectuer quelques tests. En effet, par construction, elle n'est que très peu affectée par la présence éventuelle du boson de Higgs. Un excès d'événements dans cette région signerait surtout un problème dans la méthode d'analyse, en particulier la méthode d'extraction de la forme du fond.

La figure 7.41 montre la masse invariante des candidats sélectionnés ainsi que ce qu'on attend comme bruit de fond, à la fois pour le cas basse masse et le cas haute masse. L'accord entre données et fond est très bon. On peut retrouver ce résultat sur la figure 7.42 qui montre le niveau de confiance CL_b mesurant quantitativement l'accord entre les données et le fond attendu en fonction de l'hypothèse de masse testée.



(a) Analyse basse masse (variable Y_{LH}^{low}). Exemple d'un boson de Higgs de masse 100 GeV.



(b) Analyse haute masse (variable Y_{LH}^{high}). Exemple d'un boson de Higgs de masse 180 GeV.

FIG. 7.40: Spectre des variables discriminantes Y_{LH} , pour les données, le fond attendu normalisé aux données, et un signal de normalisation arbitraire.

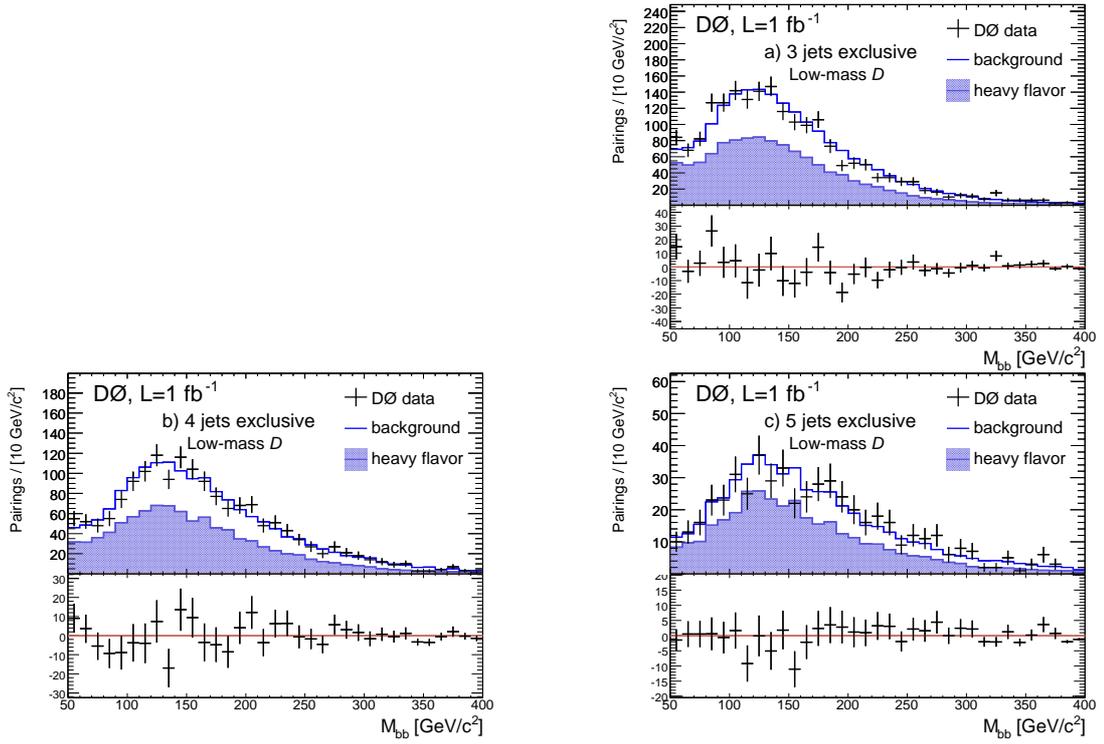
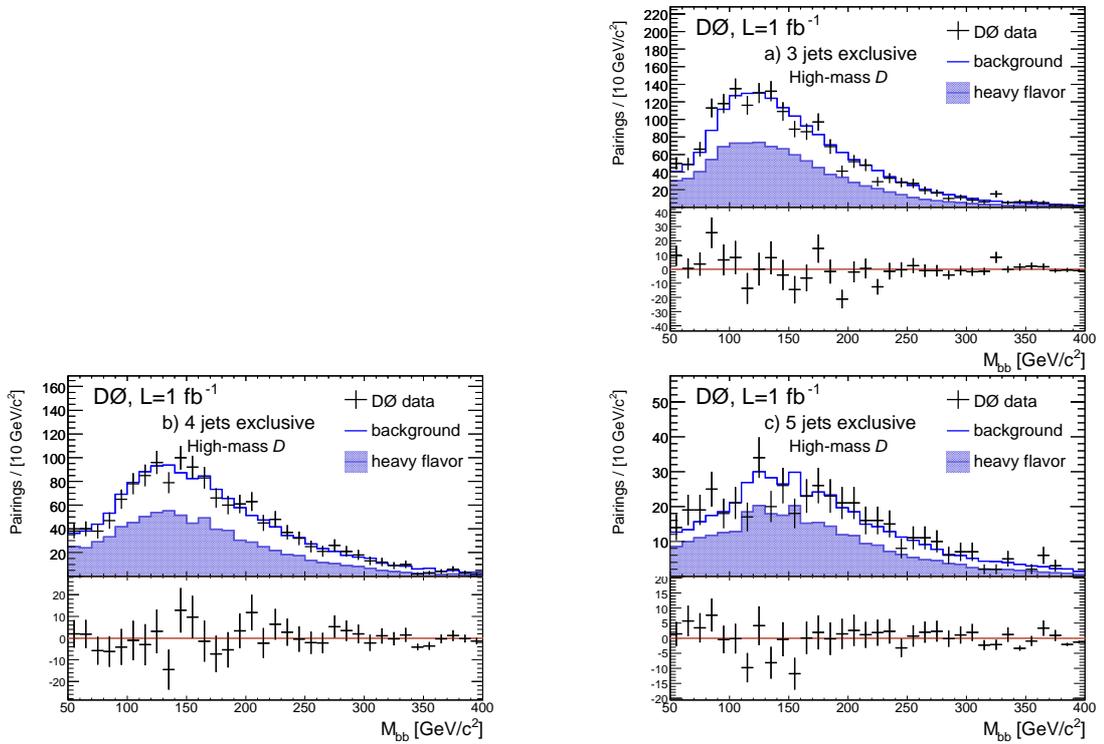

 (a) Analyse basse masse (coupure sur Y_{LH}^{low}).

 (b) Analyse haute masse (coupure sur Y_{LH}^{high}).

 FIG. 7.41: Spectre de masse di-jets pour les données et le bruit de fond attendu, obtenus pour la région des basses vraisemblances $Y_{LH} < 0.25$.

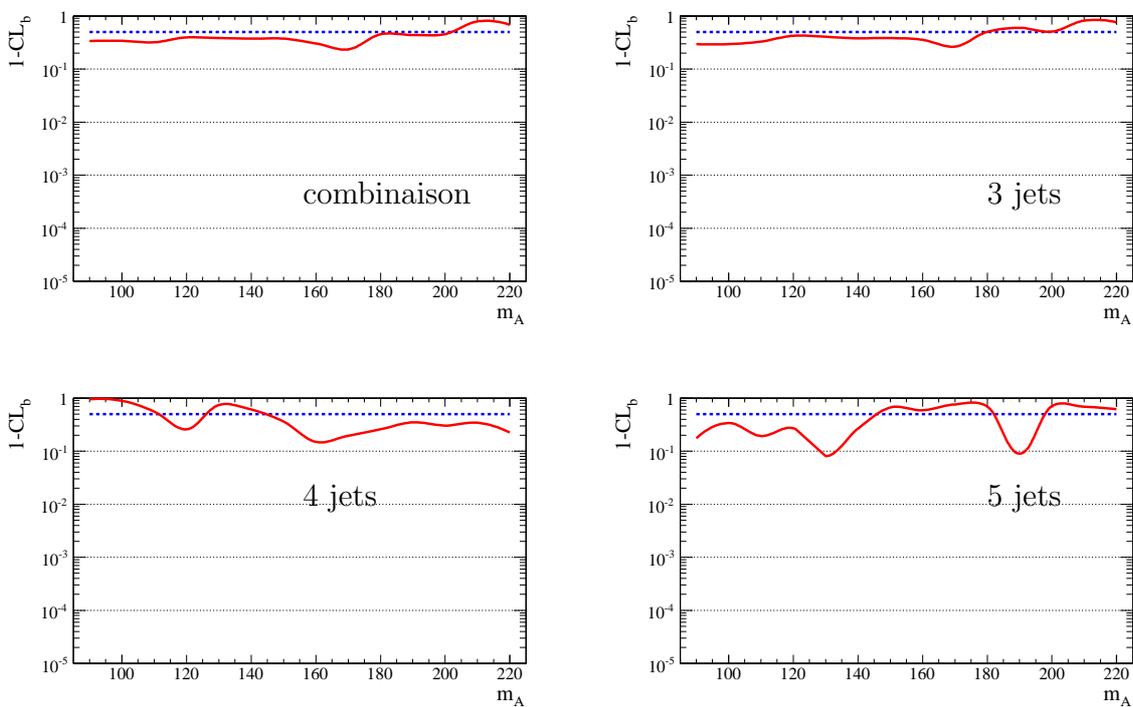


FIG. 7.42: Pour la région de contrôle $Y_{LH} < 0.25$: niveau de confiance de l'hypothèse bruit de fond seul en fonction de la masse testée, pour les trois sous-canaux et leur combinaisons. La moyenne attendue de 50% est la ligne pointillée.

7.5.2 Région des hautes vraisemblances

La région des hautes valeurs de la vraisemblance sert à déterminer les résultats finaux de la recherche de bosons de Higgs. La figure 7.43 montre la masse invariante des candidats sélectionnés ainsi que ce qu'on attend comme bruit de fond après les coupures sur Y_{LH} . Dans cette région, on ne voit pas d'effet significatif qu'on pourrait imputer à des bosons de Higgs. La figure 7.44 montre que les niveaux de confiance CL_b sont tout à fait compatible avec l'hypothèse bruit de fond seul. On note un léger excès pour l'hypothèse $m_A = 180$ GeV. Sa significativité est cependant faible : 1.7 déviation standard ⁵. Les données sont compatibles avec l'absence de signal, on est donc amené à calculer des limites d'exclusion dans les sections suivantes.

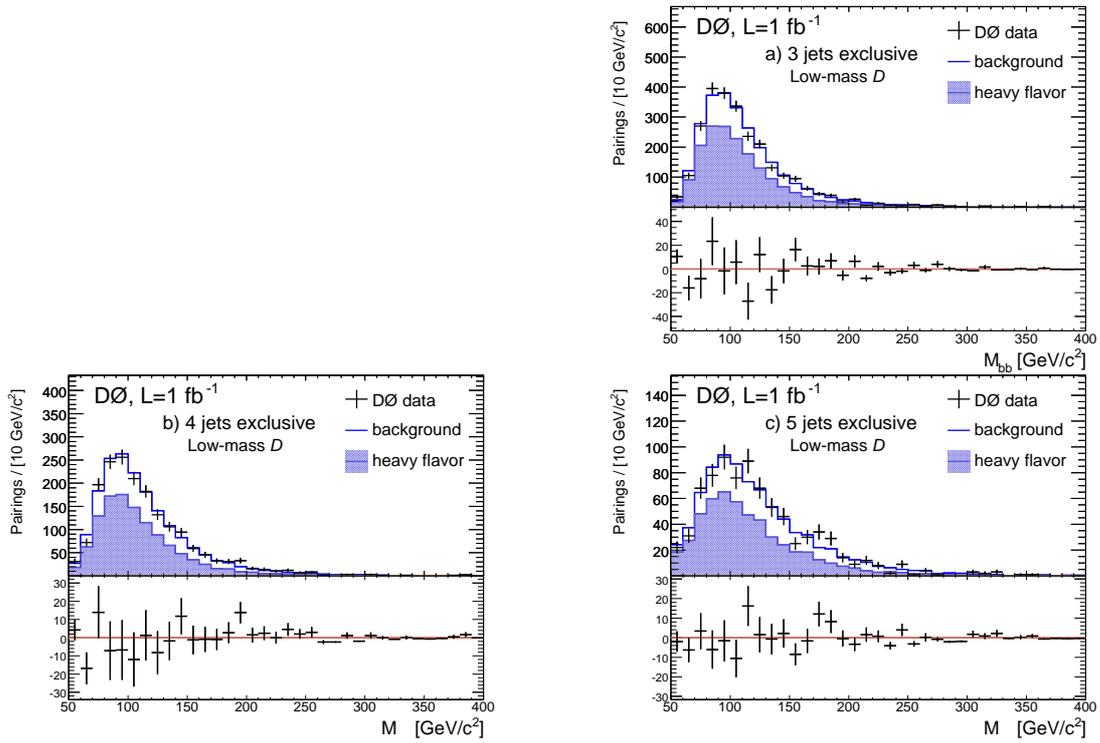
7.5.3 Limite d'exclusion

Comme stipulé en 7.2.4, on calcule les limites à 95% de niveau de confiance suivant la méthode CL_s pour la section efficace de production de bosons de Higgs, $\sigma(\phi b) \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow \bar{b})$. On peut traduire ses limites en valeur de $\tan \beta$ dans le cadre du MSSM, pour lequel à l'ordre des arbres la section efficace varie comme $2 \times \tan^2 \beta \times \mathcal{B}(h \rightarrow \bar{b})$. Notons que si les résultats sont à l'ordre des arbres en ce qui concerne le couplage ϕbb , la section efficace σ_{SM} est calculée à l'ordre NLO (cf. 7.3.1).

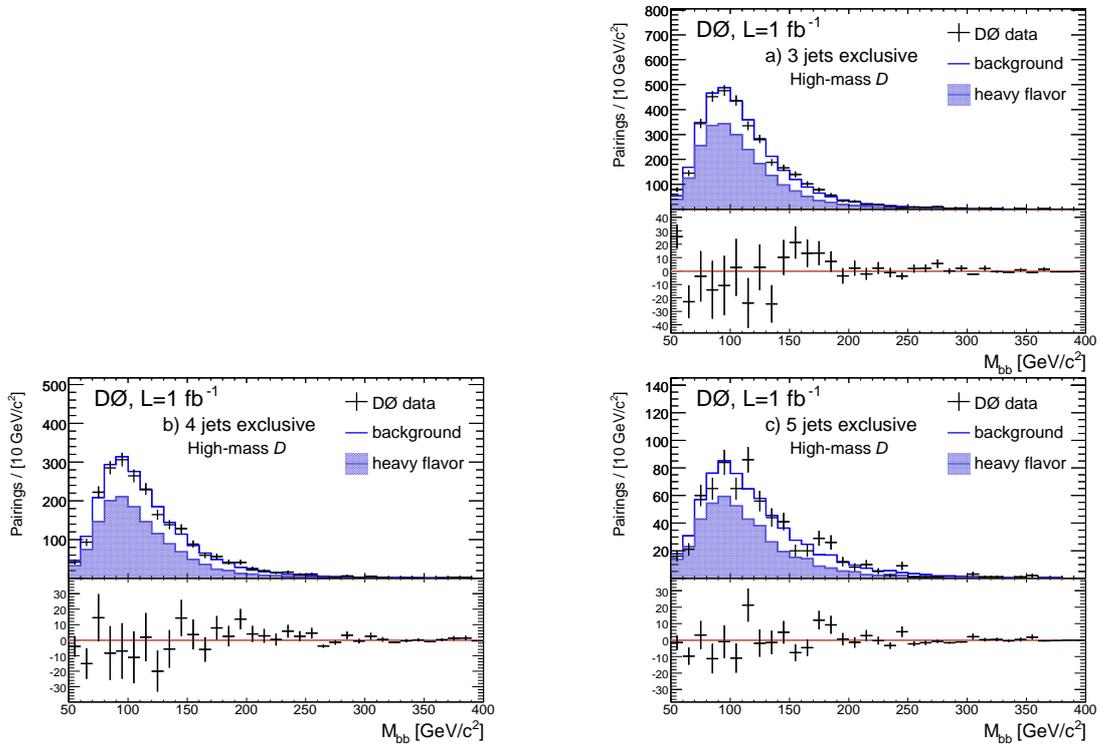
Ces limites sont rapportées dans la table 7.16 en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs, et représentées graphiquement sur les figures 7.45(a) et 7.45(b).

Pour montrer l'effet que la présence d'un signal auraient sur nos données la figure 7.46(a) représente le spectre de masse attendu pour un boson de Higgs de 110 GeV et une valeur de $\tan \beta$ correspondant à la limite de la table 7.16. On procède de même pour produire la figure 7.46(b) avec un boson de Higgs de 180 GeV. Notons que cette masse correspond à l'excès le plus significatif, $1 - CL_b = 4.4\%$ de tout l'intervalle de recherche [90, 220] GeV.

⁵c'est-à-dire : $\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{1.7}^{\infty} e^{-\frac{u^2}{2}} du = 1 - CL_b$.



(a) Analyse basse masse (coupure sur Y_{LH}^{low}).



(b) Analyse haute masse (coupure sur Y_{LH}^{high}).

FIG. 7.43: Spectre de masse di-jets pour les données et le bruit de fond attendu, obtenus pour la région des hautes vraisemblances.

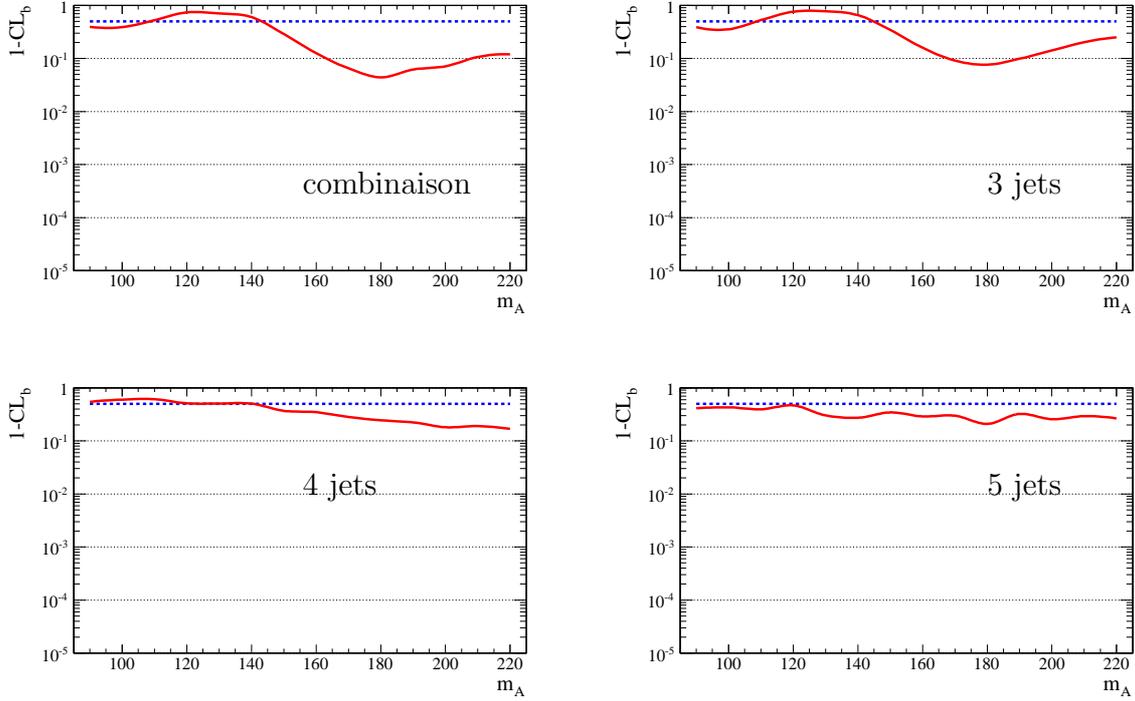
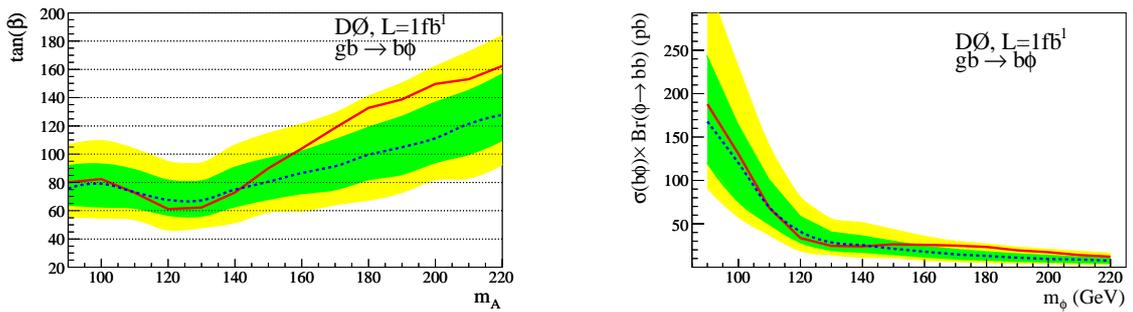


FIG. 7.44: Après les sélection, niveau de confiance de l'hypothèse bruit de fond seul en fonction de la masse testée, pour les trois sous-canaux et leur combinaisons. La moyenne attendue de 50% est la ligne pointillée.



(a) Exclusion dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ basée sur l'augmentation $2 \times \tan^2 \beta \times \mathcal{B}(h \rightarrow \bar{b})$ par rapport à la section efficace du modèle standard

(b) Exclusion dans le plan $(m_\phi, \sigma(b\phi) \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow b\bar{b}))$.

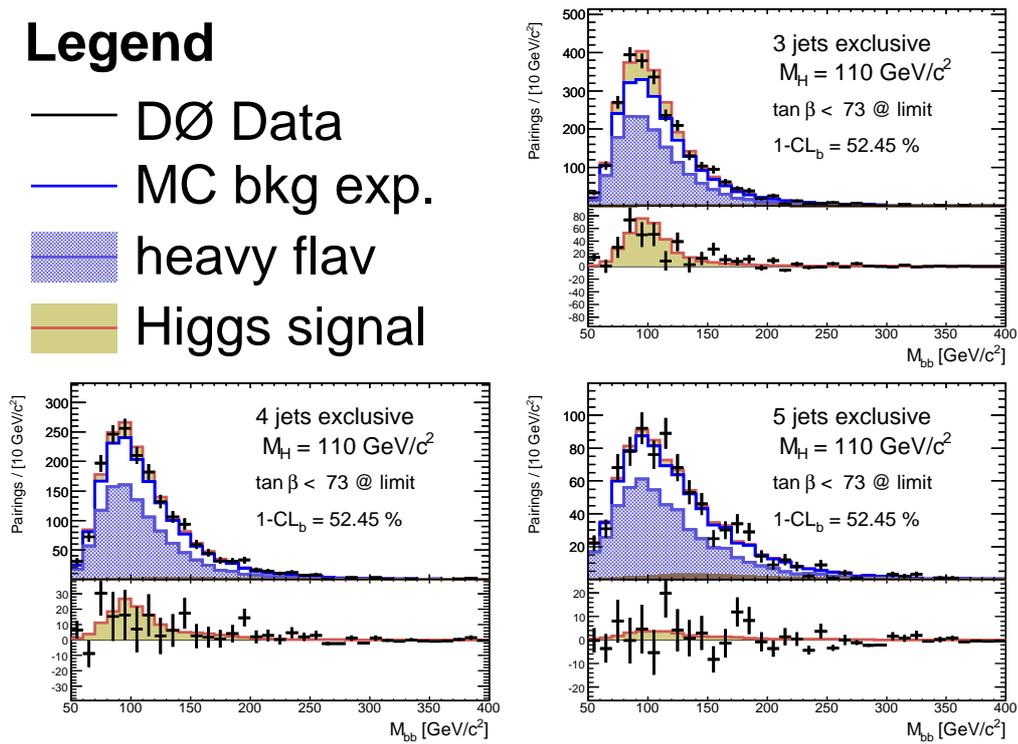
FIG. 7.45: Exclusion à 95% de niveau de confiance. La courbe rouge est la limite observée, la courbe pointillée est la limite médiane, dans l'hypothèse bruit de fond seul, et les bandes correspondent aux domaines $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ dans cette hypothèse.

Higgs boson Mass	$\tan \beta$ Exp.	$\tan \beta$ Obs.	$\sigma \times BR$ (pb) Exp.	$\sigma \times BR$ (pb) Obs.	$1 - CL_b$	signif.
90 GeV/c ²	76 ⁺¹⁴ ₋₁₂	79	170 ⁺⁷² ₋₅₂	184	39 %	0.3 σ
100 GeV/c ²	78 ⁺¹⁴ ₋₁₂	81	117 ⁺⁴⁸ ₋₃₅	128	38 %	0.3 σ
110 GeV/c ²	74 ⁺¹³ ₋₁₁	73	71 ⁺²⁹ ₋₂₀	69	52 %	-0.1 σ
120 GeV/c ²	68 ⁺¹³ ₋₈	62	41 ⁺¹⁸ ₋₉	34	73 %	-0.6 σ
130 GeV/c ²	66 ⁺¹³ ₋₉	62	28 ⁺¹² ₋₇	24	70 %	-0.5 σ
140 GeV/c ²	74 ⁺¹⁴ ₋₁₀	71	25 ⁺¹¹ ₋₆	22	60 %	-0.3 σ
150 GeV/c ²	80 ⁺¹⁶ ₋₁₂	89	21 ⁺⁹ ₋₆	26	28 %	0.6 σ
160 GeV/c ²	84 ⁺¹⁸ ₋₁₃	104	17 ⁺⁸ ₋₄	26	12 %	1.1 σ
170 GeV/c ²	90 ⁺¹⁹ ₋₁₃	118	14 ⁺⁶ ₋₃	24	6.4 %	1.5 σ
180 GeV/c ²	99 ⁺¹⁹ ₋₁₇	133	13 ⁺⁵ ₋₄	23	4.4 %	1.7 σ
190 GeV/c ²	105 ⁺²⁰ ₋₁₉	138	11 ⁺⁴ ₋₃	19	6.1 %	1.5 σ
200 GeV/c ²	112 ⁺²⁴ ₋₂₁	149	9 ⁺⁴ ₋₃	17	7 %	1.5 σ
210 GeV/c ²	120 ⁺²⁵ ₋₂₀	152	8 ⁺³ ₋₂	13	10 %	1.2 σ
220 GeV/c ²	127 ⁺²⁷ ₋₂₁	162	7 ⁺³ ₋₂	12	12 %	1.2 σ

TAB. 7.16: Table des résultats. Les colonnes rapportent respectivement l'hypothèse de masse du boson de Higgs, la limite médiane attendue $\tan \beta$, la limite observée, la limite médiane attendue sur la section efficace de production, la limite observée, la valeur du niveau de confiance dans l'hypothèse fond seul et sa significativité.

Legend

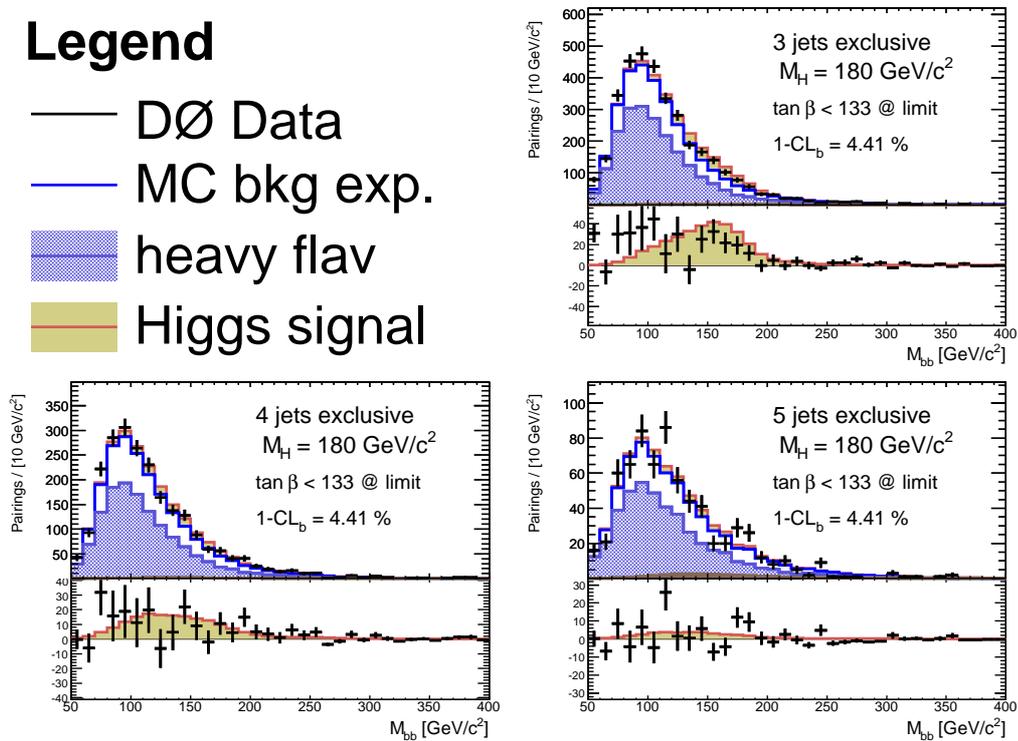
- DØ Data
- MC bkg exp.
- heavy flav
- Higgs signal



(a) Cas d'un boson de Higgs de 110 GeV.

Legend

- DØ Data
- MC bkg exp.
- heavy flav
- Higgs signal



(b) Cas d'un boson de Higgs de 180 GeV.

FIG. 7.46: Spectres en masse observés comparés à ce qu'on attendrait de la production d'un boson de Higgs. Les valeurs de taux de production du signal correspondent à la limite à 95% de niveau de confiance de la table 7.16.

7.6 Interprétation de l'exclusion dans le cadre du MSSM

7.6.1 Effets des corrections quantiques SUSY

Les résultats de la section précédente peuvent être dénommés “à l'ordre des arbres” pour deux raisons. D'une part on a supposé le simple facteur d'augmentation de la production $2 \times \tan^2 \beta \times \mathcal{B}(h \rightarrow \bar{b})$, d'autre part on a négligé la largeur totale du boson de Higgs qui en principe peut modifier le spectre en masse des événements reconstruits.

La valeur de m_h^{max} de l'équation 1.53 page 16 dépend des détails du scénario MSSM considéré. Cependant la règle qui stipule que deux sur les trois bosons de Higgs sont dégénérés est assez robuste et peu sensible aux détails des paramètres SUSY, comme le montre la figure 1.3 page 17.

Les corrections quantiques modifient le couplage $\phi b\bar{b}$ et il faut tenir compte du terme Δ_b qui dépend du scénario MSSM considéré et dont il est question en 1.4.9, à la fois au niveau de la production et au niveau de la désintégration $\phi \rightarrow b\bar{b}$. Une bonne approximation numérique (au niveau de $O(2\%)$), de la section efficace de production de notre canal de recherche s'écrit [129] :

$$\sigma(b\phi \rightarrow b\bar{b}) = 2 \times \sigma(b\phi)_{SM} \times \frac{\tan^2 \beta}{(1 + \Delta_b)^2} \times \frac{9}{(1 + \Delta_b)^2 + 9} \quad (7.21)$$

pour laquelle la contribution de $\tan \beta$ effectif apparait. ($\tan \beta_{eff} = \frac{\tan \beta}{(1 + \Delta_b)}$).

Il est intéressant de noter ici que pour le cas des désintégrations du boson de Higgs en paires de taus, la section efficace du canal de recherche s'écrira :

$$\sigma(b\phi \rightarrow b\tau^+\tau^-) = 2 \times \sigma(b\phi)_{SM} \times \frac{\tan^2 \beta}{(1 + \Delta_b)^2} \times \frac{(1 + \Delta_b)^2}{(1 + \Delta_b)^2 + 9}, \quad (7.22)$$

soit encore

$$\sigma(b\phi \rightarrow b\tau^+\tau^-) = 2 \times \sigma(b\phi)_{SM} \times \tan^2 \beta \times \frac{1}{(1 + \Delta_b)^2 + 9}, \quad (7.23)$$

ce qui montre que les canaux avec des taus sont beaucoup moins sensibles aux détails du scénario MSSM que les canaux avec des b .

Nous nous limitons à quatre scénarios benchmark (cf .1.4.5) du MSSM dans la suite :

- scénario de mélange maximum (ou m_h^{max})

$$\begin{aligned} M_{SUSY} &= 1 \text{ TeV}, \quad \mu = \pm 200 \text{ GeV}, \quad M_2 = 200 \text{ GeV}, \\ X_t^{OS} &= 2 M_{SUSY} \text{ (FD calculation)}, \quad X_t^{\overline{MS}} = \sqrt{6} M_{SUSY} \text{ (RG calculation)} \\ A_b &= A_t, \quad m_{\tilde{g}} = 0.8 M_{SUSY}. \end{aligned} \quad (7.24)$$

- scénario sans mélange (no-mixing)

$$\begin{aligned} M_{SUSY} &= 2 \text{ TeV}, \quad \mu = \pm 200 \text{ GeV}, \quad M_2 = 200 \text{ GeV}, \\ X_t &= 0 \text{ (FD/RG calculation)}, \quad A_b = A_t, \quad m_{\tilde{g}} = 0.8 M_{SUSY}. \end{aligned} \quad (7.25)$$

7.6.2 Impact de la largeur du boson de Higgs

Largeur du boson de Higgs pour les grands $\tan\beta$

Dans la section 1.4.9, on a vu que le couplage $\phi b\bar{b}$ est augmenté d'un facteur $\simeq \tan\beta_{eff}$. Comme le mode de désintégration principal est $\phi \rightarrow b\bar{b}$, la largeur totale du boson de Higgs augmente elle aussi typiquement comme $\simeq \tan^2\beta_{eff}$, ce qui peut poser des problèmes si elle est comparable à la résolution expérimentale sur la masse invariante di-jets. La variation de la largeur partielle en fonction de la masse et du couplage est donnée par :

$$\Gamma_{A \rightarrow b\bar{b}}(m, \tan\beta) = \frac{\Gamma_0}{m_0} \times m \times \left(1 - 4\frac{m_b^2}{m^2}\right)^{\frac{1}{2}} \times \tan^2\beta_{eff}, \quad (7.26)$$

où $\frac{\Gamma_0}{m_0}$ est une constante numérique sans dimension. En utilisant FeynHiggs [32] cette constante vaut $\frac{\Gamma_0}{m_0} = 2.08 \times 10^{-5}$, ce qui implique par exemple que la largeur partielle sera de 31 GeV pour $\tan\beta_{eff} = 100$ et $m = 150$ GeV.

Si on néglige le terme de seuil, $(1 - 4\frac{m_b^2}{m^2})$, qui joue un rôle seulement pour les basses valeur de la masse, et si on tient compte de la largeur partielle de la désintégration $\phi \rightarrow \tau\tau$ pour laquelle le couplage varie comme $\tan\beta$ et non pas comme $\tan\beta_{eff}$, alors la largeur partielle peut être approximée (à $O(2\%)$ près) en :

$$\Gamma_A(m, \tan\beta) = \frac{\Gamma_0}{m_0} \times m \times \tan^2\beta_{eff} \times \frac{(1 + \Delta_b)^2 + 9}{9} \quad (7.27)$$

La figure 7.47(a) montre cette largeur en fonction de $\tan\beta$ pour différents scénarios. On peut voir que des largeurs comparables à la masse du boson de Higgs peuvent être facilement atteintes.

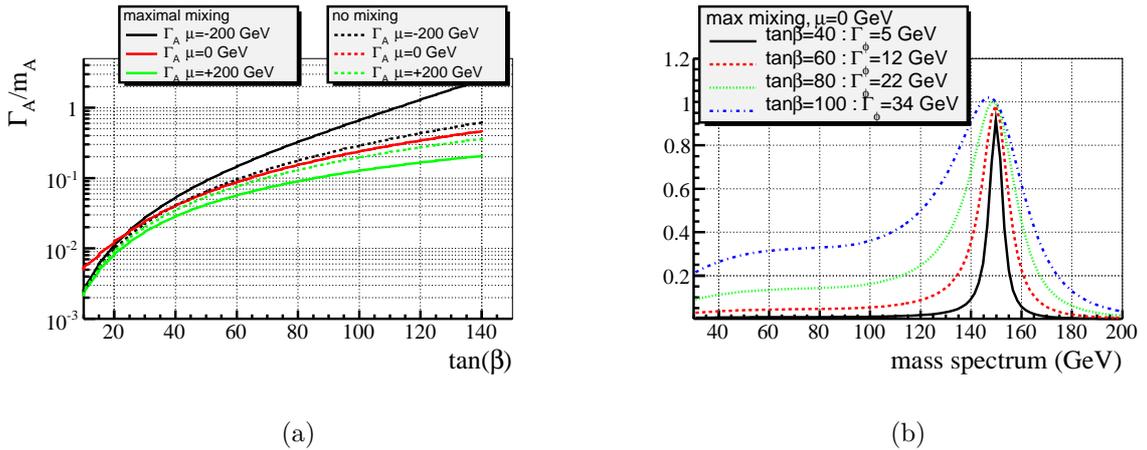


FIG. 7.47: A gauche, Largeur totale divisée par la masse du boson de Higgs en fonction de $\tan\beta$ dans différents scénarios (cf. 1.4.5). A droite, Spectre en masse invariante résultant de la production associée à un b d'un boson de Higgs de masse 150 GeV pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Les unités de l'axe des ordonnées sont arbitraires.

Impact de la largeur au niveau de la production $gb \rightarrow \phi$

Pour tenir compte de la largeur non nulle Γ du boson de Higgs ϕ de masse m_ϕ on peut utiliser une fonction de Breit-Wigner relativiste :

$$BW(m, m_\phi, \tan \beta) = K \frac{m\Gamma(m, \tan \beta)}{(m^2 - m_\phi^2)^2 + m_\phi^2\Gamma(m_\phi, \tan \beta)^2}, \quad (7.28)$$

où K est un terme de normalisation, tel que

$$\int BW(m, m_\phi, \tan \beta).dm = 1. \quad (7.29)$$

Comme la production $\sigma(m, \tan \beta)$ varie en fonction de la masse de la particule produite, le spectre en masse résultant de la production $gb \rightarrow b\phi$ sera donné par :

$$\frac{d\sigma}{dm} = \sigma(m, \tan \beta, \Gamma = 0) \times BW(m, m_\phi, \tan \beta), \quad (7.30)$$

où $\sigma(m, \tan \beta, \Gamma = 0)$ est la section efficace NLO de MCFM (cf. 7.3.1). La figure 7.47(b) montre un tel exemple de spectre. La section efficace total sera alors :

$$\sigma(m_\phi, \tan \beta) = \int \sigma(m, \tan \beta, \Gamma = 0) \times BW(m, m_\phi, \tan \beta).dm \quad (7.31)$$

Simulation des effets de la largeur

Pour simuler le spectre en masse continue décrit dans l'équation 7.31 on mélange des lots d'événements générés par pas de 10 GeV, en pondérant les contributions de chaque lot selon la Breit-Wigner. Par exemple, pour simuler un boson de Higgs de masse 120 GeV et de largeur 20 GeV, on fera :

$$MC(m = 120, \Gamma = 20) = \alpha.MC(90) + \beta.MC(100) + \gamma.MC(110) + \dots \quad (7.32)$$

où $\alpha = \int_{85}^{95} \sigma(m).BW(m, 20).dm$, $\beta = \int_{95}^{105} \sigma(m).BW(m, 20).dm$, ..

Pour vérifier si la taille finie des pas de 10 GeV n'est pas un problème on compare les cas des pas 1 et 10 GeV sur la figure 7.48. Ces comparaisons est réalisée deux fois, avant et après une dégradation du spectre se basant sur la résolution typique d'un système di-jet dans $D\phi$ de 15%. On peut constater qu'une fois la résolution expérimentale prise en compte, la taille du pas importe peu.

Exemple de spectre utilisé pour le calcul des niveaux de confiance

La largeur totale est évaluée pour chaque valeur de $\tan \beta$ testée lors du calcul des niveaux de confiances. La prescription précédente est propagée à toute la chaîne d'analyse pour élaborer les acceptances et les spectres en masses finaux obtenus. A titre d'exemple on montre sur la figure 7.49 quelques spectres en masse obtenus dans le scénario m_h^{\max} .

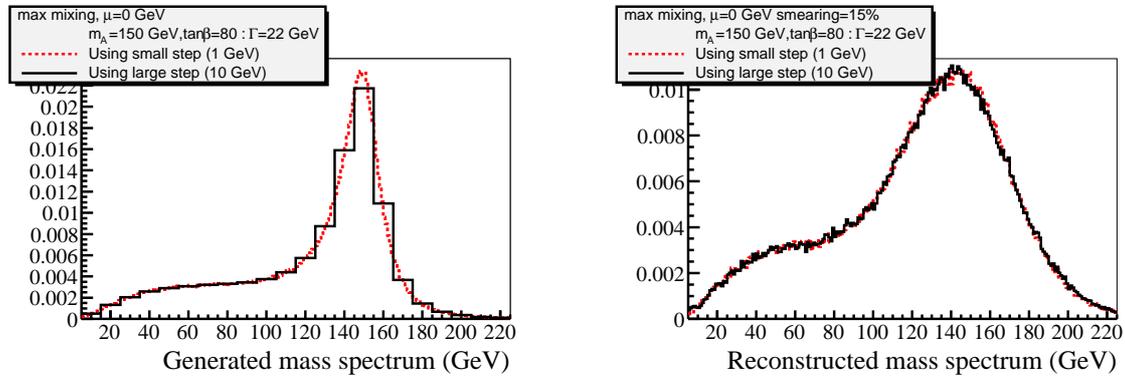


FIG. 7.48: Spectre de masse invariante pour $m_A = 150$ GeV et $\tan\beta = 80$. A gauche, spectre obtenu en utilisant des pas de 1 et 10 GeV. A droite, même spectre mais en dégradant la distribution suivant la valeur de la résolution expérimentale.

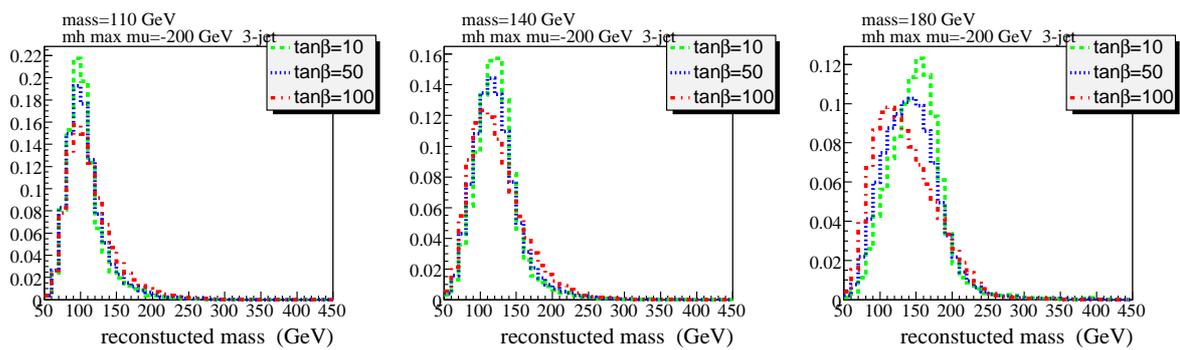
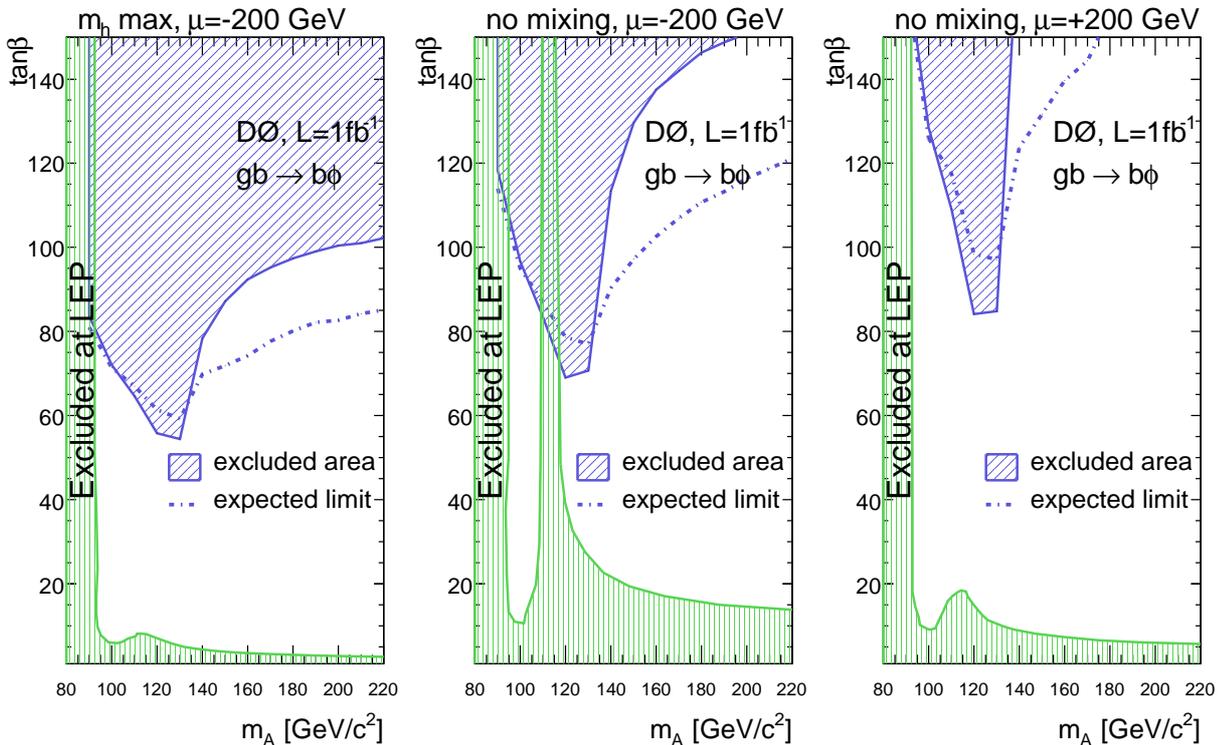


FIG. 7.49: Spectre en masse reconstruite après l'ensemble des coupures dans le cas 3 jets pour $m_A = 110, 140, 180$ GeV et différentes valeurs de $\tan\beta$.

7.6.3 Limite d'exclusion dans différents scénarios du MSSM

Une fois pris en compte les effets de couplages et de largeur des bosons de Higgs, on peut déterminer les domaines d'exclusions obtenus par l'analyse des données dans différents scénarios benchmark. Ces domaines d'exclusion sont représentés sur la figure 7.50(a) pour le mélange maximum et $\mu < 0$, sur la figure 7.50(b) pour le scénario sans mélange et $\mu < 0$ et sur la figure 7.50(c) pour le scénario sans mélange avec $\mu > 0$. Pour le cas de mélange maximum et $\mu > 0$, qui est le plus défavorable, on n'a pu obtenir de limite d'exclusion (dans la région $\tan \beta < 200$).



(a) Scénario de mélange maximum (m_h^{\max}) avec $\mu < 0$. (b) Scénario sans mélange avec $\mu < 0$. (c) Scénario sans mélange avec $\mu > 0$.

FIG. 7.50: Domaines d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ obtenus pour différents scénarios MSSM. On a aussi superposé les limites du LEP.

7.7 Conclusion

Nous venons de détailler dans ce chapitre la recherche de bosons de Higgs supersymétriques dans le canal $bbb(b)$ du premier fb^{-1} de $D\emptyset$, enregistré entre 2002 et 2006. A cause d'un bruit de fond multi-jets élevé dont on ne connaît le taux de production qu'avec une forte imprécision, et dont une grande partie est irréductible, la recherche dans ce canal

s'avère moins sensible qu'initialement prévue ⁶ une décennie plus tôt [40]. En particulier, la zone d'intérêt aux alentours de $\tan\beta < 40 - 50$ n'est pas explorée sur les figures 7.50.

Cette analyse a fait l'objet d'une publication [133] en 2008 qui est présentée en annexe. Puis elle a été réitérée, avec quelques adaptations, notamment à cause de nouvelles conditions de déclenchement, sur les données du Run IIb [134], commencé en 2006. Les résultats préliminaires, totalisant une luminosité intégrée de 2.6 fb^{-1} , ont été présentés en conférences [135] en 2008. Ces résultats sont reportés sur la figure 7.51. On peut les comparer avec ce qu'a présenté la collaboration CDF début 2010 pour une luminosité intégrée similaire sur la figure 7.52.

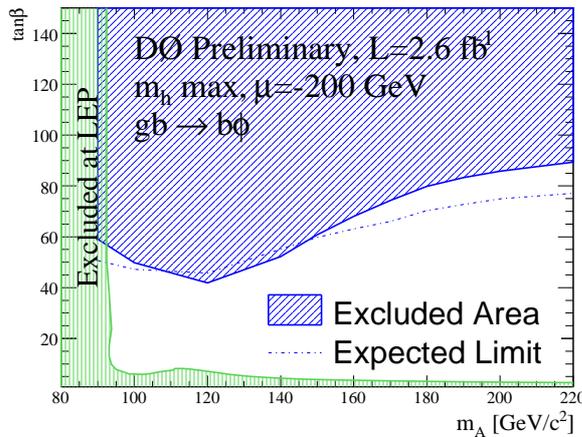


FIG. 7.51: Domaine d'exclusion préliminaire obtenu sur DØ par la recherche de $p\bar{p} \rightarrow hb(b) \rightarrow bbb(b)$ avec une luminosité $\mathcal{L} = 2.6 \text{ fb}^{-1}$ dans le scénario de mélange maximum (m_h^{max}) avec $\mu < 0$.

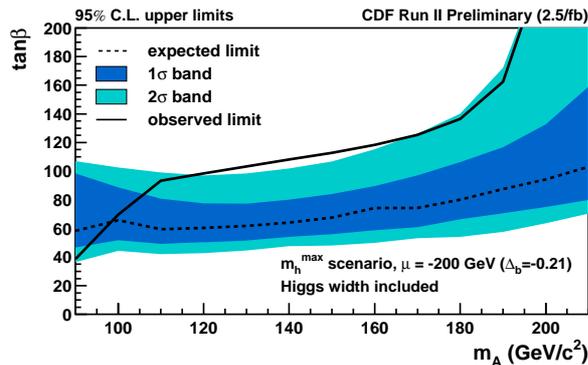
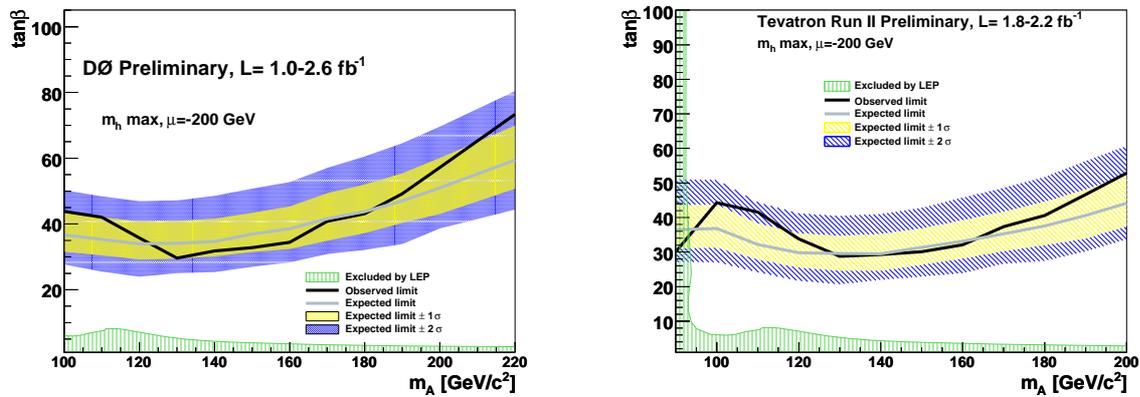


FIG. 7.52: Domaine d'exclusion préliminaire obtenu par la recherche de $p\bar{p} \rightarrow hb(b) \rightarrow bbb(b)$ avec une luminosité $\mathcal{L} = 2.5 \text{ fb}^{-1}$ dans l'expérience CDF [136] pour le scénario de mélange maximum (m_h^{max}) avec $\mu < 0$.

Pour étendre les domaines de paramètres supersymétriques explorés, il convient de combiner les différentes recherches de bosons de Higgs supersymétriques réalisées au TeVatron. Outre le canal $bbb(b)$, les bosons de Higgs sont recherchés dans les canaux $h \rightarrow \tau\tau$

⁶typiquement un facteur 2 sur $\tan\beta$.

et $hb(b) \rightarrow \tau\tau b(b)$. Rappelons que les canaux avec des taus présentent l'avantage d'être beaucoup moins sensibles aux détails du scénario MSSM que les canaux avec des b . D'une part DØ a combiné les canaux basés sur les taus et ceux basés sur les quarks b . Cette combinaison a été présentée en conférence [137] en 2009. Un exemple de diagramme d'exclusion est montré sur la figure 7.53(a). D'autre part les canaux basés sur les taus ont été combinés entre DØ et CDF [138] et un exemple de domaine d'exclusion est également montré sur la figure 7.53(b). Par rapport aux analyses $bbb(b)$ seuls, ces combinaisons étendent le domaine exploré et permettent d'atteindre des zones intéressantes de l'espace des paramètres, notamment $\tan\beta \simeq 35 - 40 \simeq \frac{M_{top}}{M_b}$.



(a) Combinaison DØ des canaux $bbb(b)$, $\tau\tau$, $\tau\tau b$ avec $\mathcal{L} = 1 - 2.6 \text{ fb}^{-1}$. (b) [Combinaison DØ-CDF, uniquement des canaux avec des taus, $\tau\tau$ et $\tau\tau b$.

FIG. 7.53: Domaine d'exclusion préliminaire obtenu par les recherches $p\bar{p} \rightarrow hb(b) \rightarrow bbb(b)$, $p\bar{p} \rightarrow hb(b) \rightarrow \tau\tau b(b)$ et $p\bar{p} \rightarrow h \rightarrow \tau\tau$ au TeVatron, dans le scénario de mélange maximum (m_h^{max}) avec $\mu < 0$.

Conclusions et perspectives

La décennie passée a vu la fin du LEP et la montée en puissance du TeVatron. Ces deux accélérateurs ont permis de tester le modèle standard, mais aussi de chercher les bosons de Higgs et de nouveaux phénomènes au-delà de ce modèle.

J'ai participé à ce mouvement en recherchant les bosons de Higgs standard et supersymétriques dans la collaboration ALEPH, au cours de ma thèse et peu après. Puis, en 2001, j'ai intégré la collaboration DØ pour rechercher les bosons de Higgs supersymétriques dans le canal multi-jets.

Mon passage dans DØ a été l'occasion de m'intéresser à la phase amont des analyses de physique, celle de la reconstruction et de l'identification des particules, en l'occurrence les muons. Fort de cette expérience, j'ai pu analyser les premières données de DØ en ce qui concerne la production $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \mu\nu$, avant de vraiment m'engager dans la recherche des bosons de Higgs supersymétriques. Cette dernière se poursuit toujours et permet d'explorer les domaines de paramètres intéressants des grandes valeurs de $\tan\beta$ des modèles supersymétriques minimaux, autour de $\tan\beta \simeq \frac{M_{top}}{M_b}$.

Le Run II du TeVatron devrait totaliser 12 fb^{-1} de luminosité fournie à chaque expérience, d'ici la fin 2011. Une telle quantité de données doit permettre de sonder d'avantage l'espace des paramètres supersymétriques. En particulier la combinaison des expériences CDF et DØ pour les canaux $bbb(b)$, $\tau\tau b(b)$ et $\tau\tau$ devrait permettre de couvrir la zone $\tan\beta = 20 - 25$.

Pour ce qui est de la recherche du boson de Higgs standard, en 2010, avec environ 5 fb^{-1} analysés, le domaine de masse aux alentours de de 162 à 164 GeV a été exclu à 95% de niveau de confiance [139, 140], comme on peut le voir sur la figure 7.54. Le domaine exploré doit s'étendre avec les nouvelles données du TeVatron et il est prévu d'être en mesure de couvrir tout le domaine de 115 à 180 GeV pour la fin du Run II, comme le montre la figure 7.55. J'ai d'ailleurs commencé à travailler sur le canal standard $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\mu\nu\nu$ à partir de 2009, en pensant tirer parti à la fois de mon expérience sur le boson de Higgs et sur les muons.

Rappelons que rechercher le boson de Higgs standard permet aussi de sonder les paramètres supersymétriques, de façon complémentaire aux analyses à grand $\tan\beta$. Ainsi les auteurs de [142] prévoient que le TeVatron sera en mesure de couvrir très largement le plan $(m_A, \tan\beta)$ dans différents scénarios benchmark du MSSM.

La poursuite des bosons de Higgs au TeVatron est donc loin d'être terminée, même si la montée en puissance du LHC au CERN à partir de 2010 est la prémisse d'une nouvelle ère de découvertes.

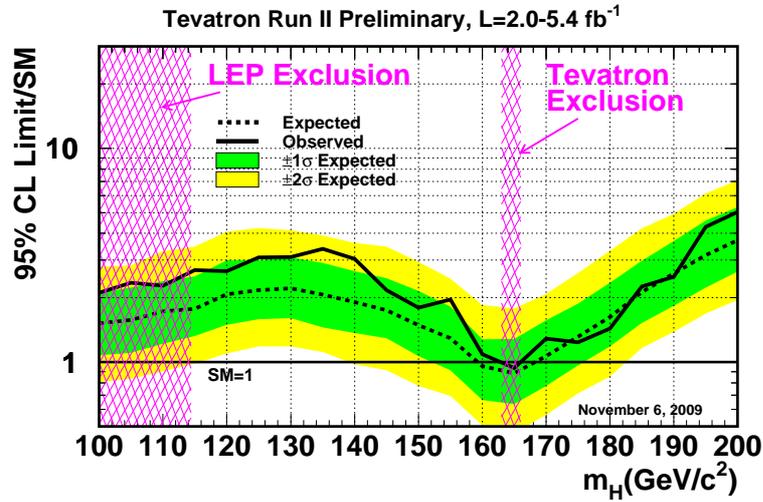


FIG. 7.54: Limite sur la production du boson de Higgs rapportée à la section efficace du modèle standard en fonction de sa masse. Cette courbe résulte de la combinaison des données analysées par CDF et DØ en novembre 2009 [139].

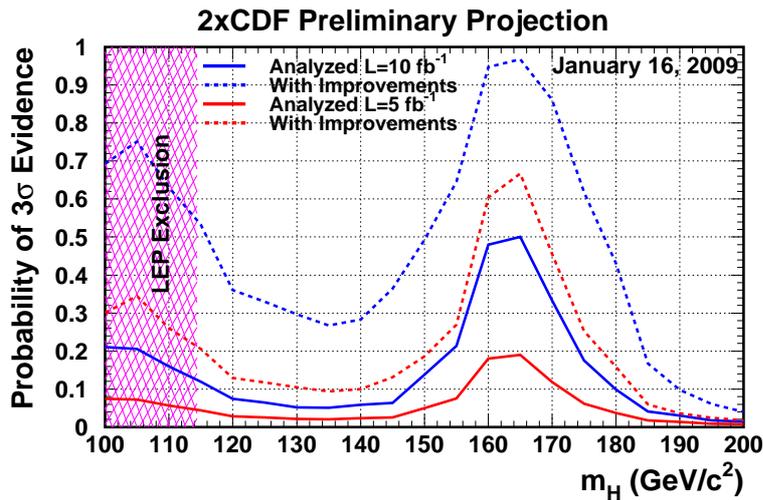


FIG. 7.55: Probabilité d’une mise en évidence (à 3 déviations standard) du boson de Higgs standard en fonction de sa masse [141].

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [2] A. Salam, J.C. Ward, Phys. Rev. **D13** (1964) 168.
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264,
A. Salam in *Elementary particle physics*, ed N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, 1968).
- [4] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.
- [5] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], ‘*Observation of CP violation in the B^0 meson system*,’ Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001) [arXiv:hep-ex/0107013].
- [6] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], ‘*Observation of large CP violation in the neutral B meson system*,’ Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001) [arXiv:hep-ex/0107061].
- [7] K. Kaneyuki [Super-Kamiokande Collaboration], ‘*Observation of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande and the neutrino oscillation parameters*’, Prepared for 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC 99), Salt Lake City, Utah, 17-25 Aug 1999. . Lett. **B260** (1991) 131.
- [8] B. Kayser, F. Gibrat-Debu and F. Perrier, ‘*The Physics of massive neutrinos*’, World Sci. Lect. Notes Phys. **25** (1989) 1.
- [9] F. J. Hasert *et al.*, ‘*Search for elastic muon neutrino electron scattering*’, Phys. Lett. **B46** (1973) 121.
- [10] The UA1 collaboration, ‘*Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV at the CERN SPS collider.*’, Phys. Lett. **B126** (1983) 398.
- [11] The UA1 collaboration, ‘*Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}=540$ GeV*’, Phys. Lett. **B122** (1983) 103.
The UA2 collaboration, ‘*Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $p\bar{p}$ collider.*’, Phys. Lett. **B122** (1983) 398.
- [12] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], ‘*Evidence for top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*’, Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994) [arXiv:hep-ex/9405005].

- [13] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], “*Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions*”, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995) [arXiv:hep-ex/9503002].
- [14] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], “*Observation of the top quark*”, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995) [arXiv:hep-ex/9503003].
- [15] K. Kodama *et al.* [DONUT Collaboration], “*Observation of tau-neutrino interactions*,” Phys. Lett. B **504**, 218 (2001) [arXiv:hep-ex/0012035].
- [16] [ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaboration and SLD Collaboration and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group], “*Precision electroweak measurements on the Z resonance*,” Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [arXiv:hep-ex/0509008].
- [17] J. Alcaraz [ALEPH Collaboration and CDF Collaboration and D0 Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaboration and SLD Collaboration] “*Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*,” arXiv:0911.2604 [hep-ex].
- [18] S. Coleman and J. Mandula, “*All Possible Symmetries Of The S Matrix*”, Phys. Rev. **159** (1967) 1251.
- [19] H. P. Nilles, “*Supersymmetry, Supergravity And Particle Physics*”, Phys. Rept. **110**, 1 (1984).
- [20] P. Fayet and S. Ferrara, “*Supersymmetry*,” Phys. Rept. **32** (1977) 249.
- [21] L. O’Raifeartaigh, “*Spontaneous Symmetry Breaking For Chiral Scalar Superfields*”, Nucl. Phys. **B96** (1975) 331.
- [22] P. Fayet and J. Iliopoulos, “*Spontaneously Broken Supergauge Symmetries And Goldstone Spinors*”, Phys. Lett. **B51** (1974) 461.
- [23] Voir par exemple : J. A. Casas, J. R. Espinosa and I. Hidalgo, “*The MSSM fine tuning problem: A Way out*,” JHEP **0401**, 008 (2004) [arXiv:hep-ph/0310137].
- [24] R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, “*Gauge Models With Spontaneously Broken Local Supersymmetry*”, Phys. Lett. **B119** (1982) 343.
- [25] A. H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, “*Locally Supersymmetric Grand Unification*”, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 970.
- [26] P. Fayet, “*Supergauge Invariant Extension Of The Higgs Mechanism And A Model For The Electron And Its Neutrino*,” Nucl. Phys. **B90** (1975) 104.
- [27] Voir par exemple : Phys. Lett. **B257** (1991) 83. H. E. Haber and R. Hempfling, “*Can the mass of the lightest Higgs boson of the minimal supersymmetric model be larger than $m(Z)$?*”,

-
- [28] S. Schael *et al.* [ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaborations and LEP Working Group for Higgs Boson Searches], “*Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP*”, Eur. Phys. J. C **47** (2006) 547 [arXiv:hep-ex/0602042].
- [29] Voir par exemple :
Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida, “*Renormalization group analysis on the Higgs mass in the softly broken supersymmetric standard model*”, Phys. Lett. **B262** (1991) 54.
M. Carena, M. Quiros and C. E. Wagner, “*Effective potential methods and the Higgs mass spectrum in the MSSM*”, Nucl. Phys. **B461** (1996) 407, [hep-ph/9508343].
S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, “*The mass of the lightest MSSM Higgs boson: A compact analytical expression at the two-loop level*”, Phys. Lett. **B455** (1999) 179, [hep-ph/9903404].
- [30] M. Carena, H. E. Haber, S. Heinemeyer, W. Hollik, C. E. Wagner and G. Weiglein, “*Reconciling the two-loop diagrammatic and effective field theory computations of the mass of the lightest CP-even Higgs boson in the MSSM*”, hep-ph/0001002.
- [31] E. Boos, A. Djouadi, M. Muhlleitner and A. Vologdin, “*The MSSM Higgs bosons in the intense-coupling regime*”, Phys. Rev. D **66**, 055004 (2002) [arXiv:hep-ph/0205160].
- [32] M. Frank, T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, H. Rzehak and G. Weiglein, “*The Higgs boson masses and mixings of the complex MSSM in the Feynman-diagrammatic approach*, JHEP **0702** (2007) 047 [arXiv:hep-ph/0611326].
- [33] T. Hahn, S. Heinemeyer, F. Maltoni, G. Weiglein and S. Willenbrock, “*SM and MSSM Higgs boson production cross sections at the Tevatron and the LHC*”, arXiv:hep-ph/0607308.
- [34] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaborations and LEP Working Group for Higgs Boson Searches], “*Search for the standard model Higgs boson at LEP*,” Phys. Lett. B **565**, 61 (2003) [arXiv:hep-ex/0306033].
- [35] C. Tully [for the LEP Working Group for Higgs Boson Searches], “*Status of LEP wide Higgs searches*”, talk given at the LEPC seminar, September 3 2000, <http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/talks/index.html>.
- [36] P. Igo-Kemenes [for the LEP Working Group for Higgs Boson Searches], “*Status Higgs Boson Searches*”, talk given at the LEPC seminar, November 3 2000, <http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/talks/index.html>.
- [37] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Observation of an excess in the search for the standard model Higgs boson at ALEPH*,” Phys. Lett. B **495**, 1 (2000) [arXiv:hep-ex/0011045].
-

- [38] A. Heister *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Final results of the searches for neutral Higgs bosons in $e^+ e^-$ collisions at $s^{*(1/2)}$ up to 209-GeV,*” Phys. Lett. B **526**, 191 (2002) [arXiv:hep-ex/0201014].
- [39] B. .Tuchming “*On the MSSM Higgs searches at large values of $\tan \beta$* ”, ALEPH note 2000-085, (October 2000).
- [40] M. S. Carena *et al.* [Higgs Working Group Collaboration], “*Report of the Tevatron Higgs working group*”, arXiv:hep-ph/0010338.
- [41] L. Demortier, R. Hall, R. Hughes, B. Klima, R. Roser and M. Strovink [The Top Averaging Group and CDF and D0 Collaborations], “*Combining the top quark mass results for Run 1 from CDF and D0*”, FERMILAB-TM-2084.
- [42] V. M. Abazov *et al.* [CDF Collaboration and D0 Collaboration], “*Combination of CDF and D0 results on W boson mass and width*”, Phys. Rev. D **70**, 092008 (2004) [arXiv:hep-ex/0311039].
- [43] D. McGinnis, H. Montgomery, “*Plans for Tevatron Run IIB*”, (2001), <http://www-bd.fnal.gov/doereview02/RunIIBTDR.pdf>.
- [44] Fermilab Accelerator Division, <http://www-bd.fnal.gov/pplot/>.
- [45] G. Jackson, “*The Fermilab recycler ring technical design report. Rev. 1.2*” FERMILAB-TM-1991.
- [46] L. Babukhadia *et al.* [CDF and D0 Working Group Members], “*Results of the Tevatron Higgs sensitivity study*”, FERMILAB-PUB-03-320-E (2003).
- [47] S. Van Der Meer, “*Stochastic Cooling and the Accumulation of Anti-Protons*”, Rev. Mod. Phys. **57**, 689 (1985).
- [48] G. I. Budker, “*An Effective Method Of Damping Particle Oscillations In Proton And Anti-Proton Storage Rings*”, Sov. Atom. Energ. **22**, 438 (1967) [At. Energ. **22**, 346 (1967)].
- [49] S. Nagaitsev *et al.*, “*Experimental demonstration of relativistic electron cooling*”, Phys. Rev. Lett. **96**, 044801 (2006).
- [50] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], “*The D0 Detector*”, Nucl. Instrum. Meth. A **338**, 185 (1994).
- [51] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “*The Upgraded D0 Detector*”, Nucl. Instrum. Meth. A **565**, 463 (2006) [arXiv:physics/0507191].
- [52] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], “*First measurement of the W boson mass in run II of the Tevatron*”, Phys. Rev. Lett. **99**, 151801 (2007) [arXiv:0707.0085 [hep-ex]].

-
- [53] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “*Measurement of the W boson mass,*” Phys. Rev. Lett. **103**, 141801 (2009) arXiv:0908.0766 [hep-ex].
- [54] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], “*Beam tests of the D0 uranium liquid argon end calorimeters*”, Nucl. Instrum. Meth. A **324**, 53 (1993).
- [55] K. Hanagaki, “*D0 layer 0 innermost layer of silicon microstrip tracker*”, Nucl. Instrum. Meth. A **569**, 8 (2006).
- [56] V. M. Abazov *et al.*, “*The muon system of the Run II D0 detector*”, Nucl. Instrum. Meth. A **552**, 372 (2005) [arXiv:physics/0503151].
- [57] H. Greenlee, “*The D0 Kalman Track Fit*”, DØ Note **4303** (2003).
- [58] A. Schwartzman, C. Tully, “*Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex Fitting*”, DØ Note **4918** (2005).
- [59] A. Schwartzman, M. Narain, “*Probabilistic Primary Vertex Selection*”, DØ Note **4042** (2002).
- [60] G. C. Blazey *et al.*, “*Run II jet physics*”, Proc. of Physics at Run II: QCD and Weak Boson Physics Workshop, Batavia, IL (Nov. 4-6, 1999), FERMILAB-CONF-00-092-E, [arXiv:hep-ex/0005012].
- [61] E. Busato, B. Andrieu, “*Jet Algorithms in D0 RunII Software: Description and User’s Guide*”, DØ Note **4457** (2004).
- [62] A. Harel “*Jet ID optimization*”, DØ Note **4919** (2005).
- [63] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], “*Determination of the absolute jet energy scale in the DØ calorimeters*”, Nucl. Instrum. Meth. A **424**, 352 (1999) [arXiv:hep-ex/9805009].
- [64] JES Group, “*Jet Energy Scale Determination at D0 Run II*”, DØ Note **5382** (2007).
- [65] C. Ochando, “*Recherche du boson de Higgs dans le canal $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$* ”, thèse de doctorat, (2008) FERMILAB-THESIS-2008-78.
- [66] Christopher M. Bishop, *Neural Networks for Pattern Recognition*, Oxford University Press (1995).
- [67] T. P. Scanlon, “ *B^- tagging and the search for neutral supersymmetric Higgs bosons at D0,*”, Ph.D. Thesis, (2006), FERMILAB-THESIS-2006-43;
T. P. Scanlon, “*A Neural Network b -tagging Tool*”, DØ Note **4889** (2005).
- [68] B. Clement, “*Production électrofaible du quark top au Run II à DØ*”, (2006) FERMILAB-THESIS-2006-06.
- [69] M. Anastasoae, S. Robinson, T. Scanlon, “*Performance of the NN b -tagging Tool on $p17$ Data*”, DØ Note **5213** (2006).
-

- [70] V. M. Abazov *et al.* [The D0 Collaboration], “*b*-Jet Identification in the D0 Experiment,” arXiv:1002.4224 [hep-ex], Submitted to Nucl.Instrum.Meth.A
- [71] T. Scanlon, “*Improvements to the b-tagging Performance Measurement in p17 Data*”, DØ Note **5402** (2007).
- [72] T Sjöstrand et al, Computer “*Pythia 6.2, Physics and manual*”, Physics Commun **135** , 238 (2001).
- [73] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna and P. Skands, “*Pythia 6.3, Physics and manual*”, hep-ph/0308153.
- [74] 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].
- [75] S. Hoche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lönnblad, M. Mangano, A. Schalicke and S. Schumann, “*Matching parton showers and matrix elements*”, (2006) arXiv:hep-ph/0602031.
- [76] J. Alwall *et al.*, “*Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions*”, Eur. Phys. J. C **53**, 473 (2008) [arXiv:0706.2569 [hep-ph]].
- [77] R. Brun, F. Bruyant and M. Maire et al., GEANT3, CERN DD/EE/84-1, Genève (1987)
- [78] O. Peters “*Muon Segment Reconstruction - Linked List Algorithm*”, DØ Note **3901** (2001).
- [79] V. L. Highland, “*Some Practical Remarks On Multiple Scattering*”, Nucl. Instrum. Meth. **129**, 497 (1975) et aussi Nucl. Instrum. Meth. **161**, 171 (1979).
- [80] Yamada, Ostiguy, Mesin “*2-D and 3-D Display and Plotting of 3-D Magnetic Field Calculation for Upgraded D0 Detector*”, DØ Note **2023** (1994).
- [81] F. Déliot, ” *Reconstruction et identification des muons dans l’expérience D0. Etude de la production résonnante de sleptons.*” thèse de doctorat, (2002), DAPNIA-02-01-T
- [82] F. Déliot, P. Balm ” *FAMUS J/psi Studies with Pre-shutdown Data*”, DØ Note **3932** (jan 2002).
- [83] D. Whiteson “ *Muon Tracking in the Calorimeter*”, DØ Note **3996** (2002).
- [84] C. Clement, F. Deliot, T. Golling, K. Haganaki, B. Leonhardt, M. Mulders, E. Nurse, S. Soldner-Remboldt, J. Stark, “*MuonID Certification for p14*”, DØ Note **4350** (2004).

-
- [85] I. Antcheva *et al.*, “*ROOT: A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization*,” *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 2499.
- [86] P. Calfayan, T. Gadfort, G. Hesketh, V. Lesné, M. Owen, R. Stroehmer, V. Sharyy, B. Tuchming, “*Muon Identification Certification for p17 data*”, DØ Note **5157** (2007).
- [87] H. Schellman, “*The longitudinal shape of the luminous region at DØ*”, DØ Note **5142** (2006).
- [88] A. Maciel, S. Uzunyan, C. Leonidopoulos, J. Kowalkowski, “*The L2-Muon Trigger, Methods and Algorithms*” DØ Note **4756** (2005).
- [89] D. Bauer, “*Level 3 Muon Tools: p17 certification*” DØ Note **4887** (2005).
- [90] P. Balm, “*Central Track Matching of Muon Track at Level 3*” DØ Note **3934** (2005).
- [91] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy, D. Vilanova “*Muon Momentum Oversmearing for p17 Data*” DØ Note **5444** (2007).
M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy, D. Vilanova “*Muon Momentum Oversmearing for p20 Data*” DØ Note **5449** (2007).
- [92] M. Arthaud, “*Mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon auprès du détecteur D0 au TeVatron*”, thèse de doctorat (2008), Irfu-08-05-T.
- [93] The D0 Collaboration, “*Measurement of the Cross Section for Inclusive W Production in the Muon Channel at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV using the D0 Detector*” DØ Note **4750-CONF** (2005).
- [94] F. Déliot, G. Hesketh, P. Telford, B. Tuchming, “*Measurement of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times Br(W \rightarrow \mu\nu)$ at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*”, DØ Note **4749** (2005).
- [95] M. Agelou, A. Askew, M. Besançon, F. Déliot, N. Lahrichi, Y. Maravin, E. Perez, B. Tuchming, M. Verzocchi, “*Measurement of the Inclusive $W \rightarrow \mu\nu$ Cross-Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*” DØ Note **4128** (2003).
- [96] P. Telford “*The PMCS_muon Package*” DØ Note **4935** (2005).
P. Telford “*The PMCS_chprt Package*” DØ Note **4923** (2005).
S. Eno, M. Verzocchi, F. Déliot, R. Hooper, B. Zhou, J. Zhu, “*Status of the Fast Simulatin PMCS, v01-96-00*” DØ Note **4097** (2003).
- [97] H. L. Lai *et al.*, “*Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data*”, *Phys. Rev. D* **55**, 1280 (1997) [arXiv:hep-ph/9606399].
- [98] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. M. Nadolsky and W. K. Tung, “*New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*”, *JHEP* **0207**, 012 (2002) [arXiv:hep-ph/0201195].
-

- [99] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin, W. K. Tung, H. L. Lai, S. Kuhlmann and J. F. Owens, “*Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics*”, JHEP **0310**, 046 (2003) [arXiv:hep-ph/0303013].
- [100] U Yang and Y Kim, ‘ISR Studies on Drell-Yan’, Fermilab MC Workshop (2003) <http://cepa.fnal.gov/patriot/mc4run2/MCTuning/031204/unki.pdf>.
- [101] B. Tiller and T. Nunneman, DØ Note **4660** (2004).
- [102] D. E. Acosta *et al.* [CDF II Collaboration], “*First measurements of inclusive W and Z cross sections from Run II of the Tevatron collider*”, Phys. Rev. Lett. **94**, 091803 (2005) [arXiv:hep-ex/0406078].
- [103] A. Safonov [the CDF collaboration], “*Physics with taus at CDF*”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **144**, 323 (2005).
- [104] The D0 Collaboration, “*Measurement of the Cross Section for W and Z Production to Electron Final States with the D0 Detector at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*” DØ Note **4403-CONF** (2004).
- [105] A. Bellavance, K. Harder, C. Hensel, G. Hesketh, N. Khalatyan, A. Lobodenko, D. Onoprienko, H. Schellman, “*Measurement of $p\bar{p} \rightarrow \mu\mu$ yield in the Z mass region for DØ Run II*”, DØ Note **5269** (2006).
“*Measurement of $Z \rightarrow e+e-$ Event Yields in Run IIa at D-Zero*”, H. Fox, J. Hays, R. Illingworth, H. Schellman, J. Steele, M. Strang DØ Note **5270** (2006).
Schellman, Casey, Enari, Fox, Harder, Hays, Hobbs, Illingworth, Partridge, Snow, “*Luminosity Calculation for the Run IIa Blinded Z cross sections*”, DØ Note **5243** (2006).
- [106] R. Hamberg, W. L. van Neerven and T. Matsuura, “*A Complete calculation of the order α_s^2 correction to the Drell-Yan K factor*”, Nucl. Phys. B **359**, 343 (1991) [Erratum-ibid. B **644**, 403 (2002)].
- [107] The D0 Collaboration “*Measurement of the Cross Section for Z Production in Dimuon Final States at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*”, DØ Note **4573-CONF** (2004).
- [108] T. L. Edwards *et al.* [The D0 Collaboration], “*Determination of the effective inelastic $p\bar{p}$ cross-section for the D0 Run II luminosity measurement*”, DØ Note **4496**, FERMILAB-TM-2278-E(2004).
- [109] T. Andeen *et al.* [D0 Run II Collaboration], “*The D0 experiment’s integrated luminosity for Tevatron Run IIa*”, DØ Note **5398**, FERMILAB-TM-2365 (2007).
- [110] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “*Measurement of the isolated photon cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*”, Phys. Lett. B **639**, 151 (2006) [Erratum-ibid. B **658**, 285 (2008)] [arXiv:hep-ex/0511054],
“*First measurement of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z) \cdot Br(Z \rightarrow \tau\tau)$ at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*”, Phys. Rev.

-
- D **71**, 072004 (2005) [Erratum-ibid. D **77**, 039901 (2008)] [arXiv:hep-ex/0412020], “Measurement of inclusive differential cross sections for Υ_{1S} production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{-TeV}$ ”, Phys. Rev. Lett. **94**, 232001 (2005) [Erratum-ibid. **100**, 049902 (2008)] [arXiv:hep-ex/0502030],
“Measurement of the WW production cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$,” Phys. Rev. Lett. **94**, 151801 (2005) [Erratum-ibid. **100**, 139901 (2008)] [arXiv:hep-ex/0410066].
- [111] S. Sengupta, “A Precision measurement of the W boson decaying to $\nu\mu$ charge asymmetry at a center of mass energy of 1.96-TeV using the $D0$ detector,” Ph.D.Thesis (2006), FERMILAB-THESIS-2006-54, UMI-32-32446.
- [112] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “Measurement of the muon charge asymmetry from W boson decays”, Phys. Rev. D **77**, 011106 (2008) [arXiv:0709.4254 [hep-ex]].
- [113] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “Search for Higgs bosons decaying to τ pairs in $p\bar{p}$ collisions with the $D0$ detector”, Phys. Rev. Lett. **101**, 071804 (2008) [arXiv:0805.2491 [hep-ex]].
- [114] F. Maltoni, Z. Sullivan and S. Willenbrock, “Higgs-boson production via bottom-quark fusion”, Phys. Rev. D **67**, 093005 (2003) [arXiv:hep-ph/0301033].
- [115] Barnett, R. M., Haber, H. E., & Soper, D. E. Nuclear Physics B, 306, 697 (1988).
- [116] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, “Higgs boson production in bottom quark fusion at next-to-next-to-leading order”, Phys. Rev. D **68**, 013001 (2003) [arXiv:hep-ph/0304035].
- [117] J. Campbell, R. K. Ellis, F. Maltoni and S. Willenbrock, “Higgs boson production in association with a single bottom quark”, Phys. Rev. D **67**, 095002 (2003) [arXiv:hep-ph/0204093].
- [118] J. Campbell *et al.*, “Higgs boson production in association with bottom quarks”, arXiv:hep-ph/0405302.
- [119] S. Dawson, C. B. Jackson, L. Reina and D. Wackerroth, “Higgs boson production with one bottom quark jet at hadron colliders”, Phys. Rev. Lett. **94**, 031802 (2005) [arXiv:hep-ph/0408077].
- [120] S. Dittmaier, M. Kramer and M. Spira, “Higgs radiation off bottom quarks at the Tevatron and the LHC”, Phys. Rev. D **70**, 074010 (2004) [arXiv:hep-ph/0309204].
- [121] M. Michaut, B. Tuchming “L2 Multijet Trigger Study for the $hb\bar{b}$ Channel” DØ Note **4345** (2004).
- [122] M. Michaut “Recherche de bosons de Higgs supersymétriques au Tevatron dans l’expérience DØ”, thèse de doctorat (2006), DAPNIA-06-17-T, FERMILAB-THESIS-2006-58.
-

- [123] T. Junk, “*Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics*,” Nucl. Instrum. Meth. A **434**, 435 (1999). [arXiv:hep-ex/9902006].
- [124] A. L. Read, “*Modified Frequentist Analysis of Search Results (The CLs Method)*” CERN 2000-005 (30 May 2000)
- [125] R. D. Cousins and V. L. Highland, “*Incorporating systematic uncertainties into an upper limit*,” Nucl. Instrum. Meth. A **320**, 331 (1992).
- [126] F. Couderc, “*Limit setting in presence of an unknown level of background*”, DØ Note **5327** (2007)
- [127] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “*Precise measurement of the top quark mass from lepton+jets events at D0*,” Phys. Rev. Lett. **101**, 182001 (2008) [arXiv:0807.2141 [hep-ex]].
- [128] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, “*The t anti- t cross-section at 1.8-TeV and 1.96-TeV: A study of the systematics due to parton densities and scale dependence*,” JHEP **0404**, 068 (2004) [arXiv:hep-ph/0303085].
- [129] M. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner and G. Weiglein, “*MSSM Higgs boson searches at the Tevatron and the LHC: Impact of different benchmark scenarios*,” Eur. Phys. J. C **45**, 797 (2006) [arXiv:hep-ph/0511023].
- [130] M. Carena, M. Olechowski, S. Pokorski and C. E. M. Wagner, “*Electroweak symmetry breaking and bottom - top Yukawa unification*,” Nucl. Phys. B **426**, 269 (1994) [arXiv:hep-ph/9402253].
- [131] M. S. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner and G. Weiglein, “*Suggestions for benchmark scenarios for MSSM Higgs boson searches at hadron colliders*,” Eur. Phys. J. C **26**, 601 (2003) [arXiv:hep-ph/0202167].
- [132] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “*Search for neutral supersymmetric Higgs bosons in multijet events at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV*,” Phys. Rev. Lett. **95**, 151801 (2005) [arXiv:hep-ex/0504018].
- [133] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “*Search for neutral Higgs bosons in multi-b-jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV*,” Phys. Rev. Lett. **101**, 221802 (2008) [arXiv:0805.3556 [hep-ex]].
- [134] D. Bauer, F. Couderc, G. Davis, A. Goussiou, J. Hays, P. Jonsson, P. Mal, T. Scanlon, B. Tuchming, “*Search for neutral Higgs bosons in $\phi \rightarrow b\bar{b}b$ using RunIIb data*”. DØ Note **5709** (2008).
- [135] The D0 Collaboration, “*Search for neutral Higgs bosons in multi-b-jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV using 2.6 fb^{-1}* ”, DØ Note **5726-CONF** (2008).
- [136] the CDF collaboration, “*Search for Higgs Bosons Produced in Association with b -Quarks*”, CDF Note **10105** (2010).

- [137] DZero Collaboration, “*Combined Upper Limits on MSSM Higgs-Boson Production with up to 2.6fb-1 of Data At D0*” DØ Note **5935-CONF** (2009).
- [138] CDF Collaboration, DZero Collaboration and Tevatron new phenomena working group, “*Combined CDF and D0 upper limits on MSSM Higgs boson production in tau-tau final states with up to 2.2 fb-1 od data*”, DØ Note **6036-CONF**, CDF Note **10099** (2010).
- [139] [CDF Collaboration and D0 Collaboration], “*Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with 2.1 - 5.4 fb-1 of Data,*”, DØ Note **5983-CONF**, CDF Note **9998** (2009) arXiv:0911.3930 [hep-ex].
- [140] T. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], “*Combination of Tevatron searches for the standard model Higgs boson in the $W+W^-$ decay mode,*” Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 061802 [arXiv:1001.4162 [hep-ex]].
- [141] CDF Collaboration, “*Combined Upper Limit on Standard Model Higgs Boson Production*”, CDF Note **9999** (2009).
- [142] P. Draper, T. Liu and C. E. M. Wagner, “*Prospects for MSSM Higgs Searches at the Tevatron,*” Phys. Rev. D **80**, 035025 (2009) [arXiv:0905.4721 [hep-ph]].

Acronymes et abréviations diverses

C

- CC : Calorimètre central de DØ 41
 CFT : détecteur de traces à fibres scintillantes de DØ (Central Fiber Tracker) 38
 $CL_{\mathcal{H}}$: niveau de confiance dans l'hypothèse \mathcal{H} 196
 CPS : détecteur de pieds de gerbes central de DØ (Central Preshower) .. 43

D

- dca : distance à un axe de référence (distance of closest approach), voir aussi pca 38

E

- EC : Bouchons calorimétriques (Endcap Calorimeter) de DØ 41
 η : pseudo-rapacité. Coordonnée angulaire utilisée pour repérer une direction 36
 η_{det} : coordonnée angulaire utilisée pour repérer une position sur un détecteur 37
 Etiquetabilité : critère de qualité stipulant si on peut appliquer les algorithmes d'étiquetage des quarks beaux 56

F

- FAMUS : partie avant arrière du spectromètre à muons (Forward Angle Muon Spectrometer) 44
 FPD : détecteur de proton à l'avant de DØ (Forward Proton Detector) 46
 FPS : détecteur de pieds de gerbes avant-arrière de DØ (Forward Preshower) 43

I

- ICD : détecteurs inter-cryostats de DØ 43
 ICR : région inter-cryostats de DØ ... 43

J

- JES : échelle d'énergie des jets (Jet Energy Scale) 54

L

- L1CTT : système de déclenchement de niveau 1 basé sur les traces chargées 49
 LL : termes logarithmiques dominants du développement en perturbation (Leading Log) 50
 LO : ordre le plus bas du développement en perturbation (Leading Order) 50

M

- MDT : Chambre à dérive constituée de tubes dans le spectromètre à muons de DØ (Mini Drift Tubes) 46
 MSSM : modèle supersymétrique minimal, extension supersymétrique la plus simple du modèle standard 11
 MTC : trace de muon dans le calorimètre (Muon Track in Calorimeter) . 81

N

- NLO : ordre suivant l'ordre le plus bas d'un développement en perturbation. (Next to Leading Order), voir aussi LO 140
 NNLO : ordre suivant l'ordre NLO d'un développement en perturbation. (Next to Next to Leading Order), voir aussi NLO 140

P

- paramètre d'impact : identique à *dca*, sauf que le signe indique si la trace est compatible avec une dés-

intégration en vol le long d'un axe de référence	38
pca : sur une trajectoire, point de moindre approche par rapport à un axe de référence (point of closest approach)	38
PDF : fonctions de distribution des partons dans le proton ou l'antiproton	140
PDT : Chambre à dérive constituée de tubes dans le spectromètre à muons de DØ (Proportionnal Drift Tubes).....	45
PMCS : logiciel de simulation rapide de DØ (Parameterized Monte Carlo Simulation)	144

R

Run du TeVatron	
Run I : phase de fonctionnement de 1992 à 1996	31
Run II : phase de fonctionnement à	

partir de 2001	31
----------------------	----

S

scénario benchmark : scénario typique servant à tester un jeu de paramètres du MSSM	17
SMT : détecteur de vertex à micro-piste en silicium de DØ (Silicon Microstrip Tracker)	38

T

<i>tag and probe</i> : méthode de mesure des efficacités reposant sur la sélection d'un objet de contrôle (tag) et un objet de test (probe)	92
triggerlist : ensemble des conditions de déclenchement de DØ	120

W

WAMUS : partie centrale du spectromètre à muons (Wide Angle Muon Spectrometer).....	44
---	----

Annexe A

Note de conférence : Mesure de la section efficace $W \rightarrow \mu\nu$



Draft 1.1

Measurement of the Cross-section for Inclusive W Production in the Muon Channel at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV Using the DØ Detector

The DØ Collaboration

(Dated: March 10, 2005)

A preliminary measurement of the cross-section for the process $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \mu\nu$ at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV is described. The measurement is performed using a data sample corresponding to an integrated luminosity of 96 pb^{-1} collected at the Fermilab Tevatron with the DØ experiment between February 2003 and September 2003. A total of 62,285 candidate events are observed, of which 7.8% are attributed to background processes. The result obtained is:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times \text{Br}(W \rightarrow \mu\nu) = 2989 \pm 15(\text{stat}) \pm 81(\text{syst}) \pm 194(\text{lumi}) \text{ pb.}$$

Preliminary Results for Winter 2005 Conferences

I. INTRODUCTION

A measurement of the cross-section for W boson production times the branching ratio for $W \rightarrow \mu\nu$ in $p\bar{p}$ collisions at 1.96 TeV is described below. This is done using 96 pb^{-1} of data collected by the DØ experiment. This process has become one of the ‘standard candles’ of hadron collider physics. It can be used to further understanding of the detector efficiencies and resolution, and can potentially be used to normalise other cross sections to. When combined with the $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ cross section it can be used to provide an indirect measurement of the width of the W boson.

The value of the cross section $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \mu\nu$ is evaluated using the following formula:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times \text{Br}(W \rightarrow \mu\nu) = \frac{1}{\epsilon \times \mathcal{L}} \times \frac{N_{data}}{(1 + f_{bkg})} \quad (1)$$

where N_{data} is the number of candidate events, f_{bkg} is the fraction of these events attributed to background, ϵ is the efficiency of the selection cuts (the acceptance) and \mathcal{L} is the integrated luminosity of the sample [1]. The acceptance is evaluated using a parameterised simulation of the DØ detector with the tracking, muon identification and trigger efficiencies introduced from measurements made using data. The data sample is split into two separate sets due to different trigger configurations. The cross section $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \mu\nu)$ is evaluated separately for both of these sets which are combined for the final measurement.

II. THE DØ DETECTOR

The Run II DØ detector consists of the following main elements [2, 3]. A central-tracking system, consisting of a silicon microstrip tracker (SMT) and a central fiber tracker (CFT), both located within a 2 T superconducting solenoidal magnet. The SMT was designed to optimize tracking and vertexing within $|\eta| < 3$, where $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$. The system has a six-barrel longitudinal structure interspersed with 16 radial disks. The CFT has eight coaxial barrels, each supporting two doublets of overlapping scintillating fibers of 0.835 mm diameter, one doublet being parallel to the collision axis, and the other alternating by $\pm 3^\circ$ relative to the axis. Light signals are transferred via clear light fibers to solid-state photon counters (VLPC) that have $\approx 80\%$ quantum efficiency.

Central and forward preshower detectors located just outside of the magnet are constructed of several layers of scintillator strips. The next layer of detection involves three liquid-argon/uranium calorimeters: a central section (CC) covering $|\eta|$ up to ≈ 1 , and two end calorimeters (EC) extending coverage to $|\eta| \approx 4$.

A muon system resides beyond the calorimetry, and consists of a layer of tracking detectors and scintillation trigger counters before 1.8 T toroids, followed by two more similar layers after the toroids. Tracking at $|\eta| < 1$ relies on 10 cm wide drift tubes, while 1 cm mini-drift tubes are used at $1 < |\eta| < 2$. Coverage for muons is partially compromised, in the region of $|\eta| < 1.25$ and $4.25 < \phi < 5.15$ rad, by the calorimeter supports.

Luminosity is measured using plastic scintillator arrays located in front of the EC cryostats, covering $2.7 < |\eta| < 4.4$. The trigger and data acquisition systems are designed to accommodate the Run II luminosity. Based on preliminary information from tracking, calorimetry, and muon systems, the output of the first level of the trigger is used to limit the rate for accepted events to ≈ 1.5 kHz. At the next trigger stage, with more refined information, the rate is reduced further to ≈ 800 Hz. These first two levels of triggering rely on hardware and firmware. The third and final level of the trigger, with access to all the event information, uses software algorithms and a computing farm, and reduces the output rate to ≈ 50 Hz, which is written to tape.

DØ uses a right handed co-ordinate system, with the proton beam defining the positive z direction. The origin of the co-ordinate system is at the centre of the DØ detector, which roughly corresponds to the centre of the interaction region. The η co-ordinate is defined in two ways. Detector η relates to the position of the particle at a given layer of the detector, such as the start of the muon chambers or the edge of the CFT, and is measured with respect to (0,0,0). Physics η relates to the direction of travel and is measured with respect to the origin of the particle.

III. EVENT SELECTION CUTS: $W \rightarrow \mu\nu$ SIGNAL SAMPLE

The event selection requires evidence that a muon and a neutrino both with large momenta transverse to the beam axis are produced. Muons are identified by requiring a track in the muon system matched to a track in the central tracking system. The transverse momentum (p_T) of the muon is determined solely using the information from the central tracking system. The muon identification criteria require that the track in the muon system has scintillator and wire hits associated with it in both the layers within and without the toroid volume.

The muon is required to lie within the nominal geometrical acceptance of the muon chambers. This excludes the region where the beampipe enters the detector, delimited by $|x| < 110$ cm and $|y| < 110$ cm, where x and y are the ‘detector’ co-ordinates of a muon as it enters the muon system. The compromised region of the muon system containing the calorimeter supports defined by $4.25 < \phi < 5.15$ for $|\eta| < 1.25$ is also excluded. Unless otherwise stated the pseudo-rapidity, η , is measured at the position that the muons enter the muon system.

As the neutrino passes through the detector without interacting, its presence in an event has to be inferred by large missing transverse energy (\cancel{E}_T). To obtain the \cancel{E}_T , the vector sum of the energies, calculated from the angles of the energy deposited in the calorimeter, is corrected for the momentum of the muon. This vector is inverted to give the \cancel{E}_T .

The following additional selection criteria are applied:

1. The muon is required to have $p_T > 20$ GeV.
2. The event is required to have $\cancel{E}_T > 20$ GeV.
3. The transverse mass of the muon neutrino pair, M_T , is required to be greater than 40 GeV. The transverse mass is calculated as follows:

$$M_T = \sqrt{(\cancel{E}_T + p_T)^2 - (\cancel{E}_x + p_x)^2 - (\cancel{E}_y + p_y)^2},$$

where p_x and p_y are the components of the muon momentum in the x and y directions and \cancel{E}_x and \cancel{E}_y are the components of the \cancel{E}_T in the x and y directions. This cut removes the $b\bar{b}$ events where the muon and \cancel{E}_T lie close together in which the background fraction was found to be difficult to estimate.

4. To reduce the background from $b\bar{b}$ events where a b quark decays semi-leptonically into a muon, the muon is required to pass the following isolation cuts:
 - (a) $E_T^{\text{halo}} < (1.65 + 0.75 \times \mathcal{L}_I)$ GeV where $E_T^{\text{halo}} = \sum_{i,\Delta R=0.4} E_T^i - \sum_{i,\Delta R=0.4} E_T^i$ and \mathcal{L}_I is the instantaneous luminosity[?].
 - (b) $p_T^{\text{halo}} < (1.1 + 0.5 \times \mathcal{L}_I)$ GeV where $p_T^{\text{halo}} = \sum_{i,\Delta R=0.5} E_T^i$. In forming this sum, all tracks originating within 2 cm of the track matched to the muon in the z direction along the beam axis are considered and the track matched to the muon is excluded.
5. The central track matched to the muon is required to meet the following requirements:
 - (a) It must have at least one hit in the SMT associated with it.
 - (b) It must have a χ^2 per degree of freedom of the track fit of less than 3.3.

These requirements help minimise the contamination from mesons that decay in-flight.

6. To further remove in-flight decays and also cosmic rays, the $|dca|$ of the track associated with the muon is required to be less than 110 μm . The dca is the distance of closest approach of the muon track to the beam position in the x - y plane.
7. To reduce the background from $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ and cosmic rays, events are rejected if there is another muon in the event, passing the same quality requirements as the first muon. Events with a second central track with $p_T > 20\text{GeV}$ and $\Delta\phi > 2.1$ between the two tracks are also rejected. These are referred to as the ‘muon veto’ and the ‘track veto’ respectively.
8. The event has to fulfill the requirements of a single muon trigger. The data taking period is divided into those runs where the muon that fires the trigger can be anywhere in the muon chambers (set 1) and those where the muon that fires the trigger is constrained to lie with $|\eta| < 1.5$ (set 2). Apart from the constriction on the angular range in the second set the two triggers are identical.

For an event to pass the single muon trigger the muon must create hits in both the scintillation counters (the ‘L1 scint’ requirement) and the drift chambers (the ‘L1 wire’ requirement) identified at the first level of the trigger. The single muon trigger requires that the muon has a track reconstructed in the muon system, at the second level of the trigger, with a $p_T > 3$ GeV (the ‘L2M3’ requirement). The single muon trigger requires that the muon has a track reconstructed by the third level of the trigger system with a $p_T > 10$ GeV (the ‘L3TK’ requirement). In order to be able to evaluate the trigger efficiencies, the trigger objects are required to be spatially matched to the reconstructed muon.

After applying these selection cuts 62,285 candidate events are obtained in a sample with an integrated luminosity of 96 pb^{-1} .

Efficiency of	measured with respect to	set 1	set 2
reconstructed track		$0.834 \pm 0.004(\text{stat}) \pm 0.002(\text{sys})$	$0.834 \pm 0.004(\text{stat}) \pm 0.002(\text{sys})$
offline muon		$0.828 \pm 0.004(\text{stat}) \pm 0.002(\text{sys})$	$0.828 \pm 0.004(\text{stat}) \pm 0.002(\text{sys})$
‘L1 scint’(L1S)	offline muon (M)	0.917 ± 0.003	$0.761 \pm 0.005(\text{stat})$
‘L1 wires’(L1W)	M/L1S	0.974 ± 0.002	$0.807 \pm 0.005(\text{stat})$
‘L2M3’	M / L1S / L1W	0.984 ± 0.002	$0.984 \pm 0.002(\text{stat})$
‘L3TK’	track	0.792 ± 0.005	$0.792 \pm 0.005(\text{stat})$

TABLE I: Summary of average efficiencies.

IV. CALCULATION OF THE ACCEPTANCE

The acceptance(ϵ) in both of the data sets is evaluated using a parameterised simulation of the DØ detector. The ϵ term takes into account the geometrical acceptance of the muon chambers and the efficiency of the ‘kinematic’ cuts on p_T , E_T and M_T . It also includes the isolation, trigger, tracking and muon identification efficiencies. The parameterised simulation uses events generated using the PYTHIA generator [4], using the CDF tune to the Z boson p_T [5], and employing the CTEQ6.1M Parton Distribution Function (PDF) set [6].

The isolation, tracking, muon identification and trigger efficiencies are measured in data, as described below in Section IV A. Each efficiency is then introduced in the Monte Carlo by accepting a condition (e.g. has track, identified as muon, etc) with probability $P(\eta, \phi)$.

ϵ is defined to be the ratio between the number of events accepted to the number of events generated. Events are selected if they pass the event selection as described in Section III.

A. Measurement of Isolation, Tracking and Muon Efficiencies From Data

The isolation, tracking, muon identification and trigger efficiencies are all measured from the same data sample as the candidate events. This is done using the ‘tag and probe’ method, which uses the ability to select a clean sample of $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ events without requiring two isolated muons matched to tracks in the central detector [7]. An event is tagged as being $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ using all the requirements except the one being probed. For instance in the tracking efficiency measurement, a $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ event is tagged if there are two reconstructed muons, one of which is matched to a central track. The efficiency is defined as the fraction of the events in which the other muon has a track matched to it.

The muon identification and trigger efficiencies are measured in a similar way. Table I contains a summary of the average tracking, muon identification and trigger efficiencies. In order to properly account for geometrical correlations between these efficiencies they are measured as a function of position in the detector. These position-dependent efficiencies are simulated in the Monte Carlo used to evaluate the acceptance.

The systematic uncertainty on the tracking efficiency is due to a small bias introduced by the tag and probe method, caused by averaging over certain co-ordinates. Most of this bias can be removed by the correct choice of co-ordinate system. For instance the tracking efficiency is introduced as a function of η_{CFT} , where η_{CFT} is the η of the track as it leaves the central tracker, in bins of the z position of the origin of the muon track.

The size of this uncertainty is assessed using a GEANT [8] based simulation of the DØ detector. The efficiency evaluated using the tag and probe method is compared with that obtained using the Monte Carlo truth information. In both the tracking and muon identification efficiencies the efficiency obtained using the tag and probe method differs by 0.2% from that obtained using the Monte Carlo truth. These differences are assigned as systematic errors.

The isolation efficiency is also determined using the ‘tag and probe’ method using $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ data. The isolation is added into the Monte Carlo simulation as a fitted function of the p_T of the muon. The p_T dependence of the efficiency is expected to arise from the fact the the muon with higher p_T tends to travel in the same direction of the boson, hence in the opposite direction to any jet recoiling off the boson. As the parameters are determined using $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ data, the form is scaled down by a factor of the ratio of M_Z to M_W (0.882).

A comparison of the efficiency obtained using the tag and probe efficiency and the Monte Carlo truth information showed that requiring the control muon to be isolated introduces a 1% positive bias. If this requirement is not made, the efficiency sample will be contaminated with $b\bar{b}$ background, which has a lower isolation efficiency than $W \rightarrow \mu\nu$ or $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ events. As it is difficult in data to disentangle the effect of the bias and that of $b\bar{b}$ contamination the total efficiency is taken to be the average of that obtained without requiring the control muon to be isolated and that where the control muon is required to be isolated. The uncertainty on this is estimated to be half the size of the expected bias (0.5%).

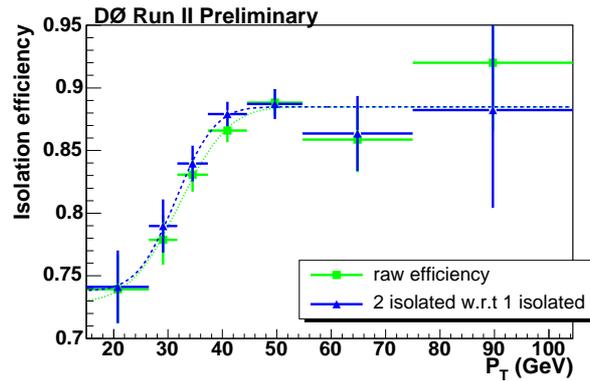


FIG. 1: Isolation efficiency as a function of the p_T of the central track evaluated using $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ data. Dark line is where the control muon is required to be isolated and the light line is the case where no such requirement is made.

Source of Uncertainty	set 1	set 2	$\sqrt{(\text{covariance})}$
PDF	1.4%	1.2%	1.2%
Modelling of W p_T	0.2%	0.2%	0.2%
Statistical Uncertainty	0.9%	0.9%	0.9%
Isolation efficiency	0.9%	0.9%	0
Variation with time of the Efficiencies	0.6%	0.6%	0.6%
Modelling of z vertex	0.6%	0.8%	0.7%
'MIP' parameter	0.5%	0.5%	0.5%
E_T smearing parameters	0.3%	0.3%	0.3%
p_T scale	0.2%	0.2%	0.2%
Bias in muon identification efficiency	0.2%	0.2%	0.2%
Bias in tracking efficiency	0.2%	0.2%	0.2%
Total (excluding PDF)	1.7%	1.7%	1.5%
Total	2.1%	2.1%	1.9%

TABLE II: Summary of systematic uncertainties on the acceptance including uncertainties on the efficiencies.

After performing this procedure and scaling from the Z mass to the W mass the isolation efficiency was found to be

$$\epsilon_{iso}^{set\ 1} = 0.843 \pm 0.006(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst})$$

$$\epsilon_{iso}^{set\ 2} = 0.847 \pm 0.006(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst})$$

in data set 1 and set 2 respectively.

B. Acceptance and Associated Uncertainties

The acceptance in the first and second data sets are determined to be 0.216 and 0.189. A summary of the uncertainties on the acceptance is given in Table II.

The rest of this section consists of a brief description of each source of uncertainty and its method of evaluation.

- The uncertainty on the acceptance due to the choice of PDF is evaluated using the method suggested by the CTEQ collaboration and the associated PDF sets [6].
- The uncertainty due to the modelling of the W boson p_T is obtained by comparing the acceptance above with the acceptance obtained using an alternative tune of PYTHIA [9].
- The statistical uncertainty is not due to the size of the Monte Carlo samples used to evaluate the acceptance, but rather due to the uncertainty on the input tracking, trigger and muon identification efficiencies. The accuracy

with which these efficiencies are known is determined from the data and the uncertainty is evaluated by varying each of the efficiencies when they are introduced into the simulation. Simultaneously the value of the efficiency in each bin is varied independently with a Gaussian distribution with sigma equal to the size of the uncertainty on that bin. This is done 400 times and the statistical uncertainty is given by the standard deviation of the ϵ values obtained.

- The uncertainty on the isolation due to biases in the tag and probe method and $b\bar{b}$ background in the efficiency sample is described in section IV A.
- The variation due to the time dependence of the efficiencies is found by evaluating the number of candidates, luminosity and efficiency in blocks of 5 pb^{-1} . The average cross section from this method is compared with the central value and the difference used to estimate the uncertainty due to the time dependence of the efficiencies.
- The luminous region as a function of z depends on the configuration of the beam, and so varies with time. The practice that has been adopted here is to tune the width and mean of the z distribution to agree with the average seen in data. The uncertainty in this tuning is propagated through to an uncertainty on the acceptance.
- The acceptance is evaluated using a parameterised model of the DØ detector, which is tuned to data from DØ. These tunes have some uncertainty on them which results in uncertainties on the acceptance. The largest of these uncertainties (0.5%) arises from an uncertainty on the energy deposited by the muon in the calorimeter (the ‘MIP’ parameter). There are also non-negligible sources of uncertainty from the p_T scale of the tracker (0.2%) and in the parameterisation of the E_T (0.3%).
- There is an uncertainty on the both the tracking and muon identification efficiencies caused by a small bias in the ‘tag and probe’ method (see Section IV A).

V. BACKGROUND ESTIMATION

There have been four sources of background identified as contributing to the sample of candidate events, these are listed below:

1. The largest source of contamination is from the ‘electroweak’ background. This is caused by $Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ events, where only one of the muons is identified, and $W \rightarrow \tau\nu$ and $Z/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ events which produce one muon from tau decays. The size of this background is estimated with the Monte Carlo simulation used to evaluate the acceptance.
2. There is a contribution to the candidate events from events with quarks that decay semi-leptonically, producing muons (the ‘QCD’ Background).
3. A further source of contamination is from mesons, such as pions and kaons, that decay inside the tracking volume (‘In-flight decays’ or IFDs).
4. The last source of background is from cosmic rays.

The latter three backgrounds are all evaluated from data. The various contaminations are expressed as a fraction relative to the number of $W \rightarrow \mu\nu$ events.

A. The Electroweak Background

Samples of $Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($M_{\mu\mu} > 30 \text{ GeV}$), $W \rightarrow \tau\nu$ and $Z/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ are generated using the same Monte Carlo simulation used to evaluate the acceptance. The background is then the efficiency of the $W \rightarrow \mu\nu$ selection cuts applied to the particular background multiplied by the ratio of the background cross section with that of $W \rightarrow \mu\nu$. The cross section of $W \rightarrow \tau\nu$ is identical to that of $W \rightarrow \mu\nu$ and the ratio of $Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($M_{\mu\mu} > 30 \text{ GeV}$) to $W \rightarrow \mu\nu$ is taken to be 0.12 [10]. The contributions of all these backgrounds are listed in Table III. The uncertainty arises from the fact that the p_T scale of the isolation cut is not rescaled to either the higher scale of the Z or the lower one associated with the τ .

Background	set 1	set 2
$W \rightarrow \tau\nu$	0.025 ± 0.001	0.025 ± 0.001
$Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.043 ± 0.002	0.041 ± 0.002
$Z/\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.0018 ± 0.0001	0.0017 ± 0.0001

TABLE III: Summary of electroweak backgrounds.

B. The QCD Background

The QCD background is evaluated from data using the matrix method. The matrix method uses a set of two simultaneous equations to extract the number of signal and background events in the sample.

Firstly the isolation cut, which has a high rejection factor for QCD background events, is removed. Then all other event selection requirements are applied, which results in a total of N events, of which B are background, and S are signal. Then the final event selection is applied, resulting in N_2 events. Two equations result:

$$N = B + S, \quad (2)$$

$$N_2 = fB + \epsilon S, \quad (3)$$

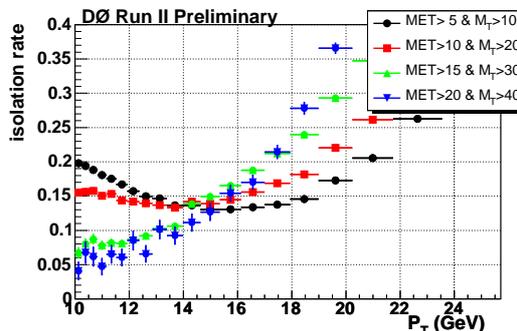
where f and ϵ are the efficiencies for background and signal events to pass the final event selection. Knowing the efficiencies f and ϵ , these equations can be solved to give the number of background events in the final sample:

$$B = \frac{\epsilon N - N_2}{\epsilon - f}. \quad (4)$$

To use the matrix method, the signal and background efficiencies have to be measured. This is done using as pure as possible samples of signal and background events. For the signal, efficiencies can be obtained in the data on samples of $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ events, which have a high purity. The background efficiency is obtained using muons with high \cancel{E}_T and low p_T . Fig. 2 shows the probability for single muons to pass the isolation cut as a function of p_T . The different bands are for different \cancel{E}_T and M_T cuts. The efficiency for background events is taken from events with $\cancel{E}_T > 20$ GeV and $M_T > 40$ GeV in the low p_T region, where the probability for a single muon to be isolated is 0.06. In the high p_T region this sample becomes “contaminated” with $W \rightarrow \mu\nu$ events.

To extrapolate this efficiency into the high p_T signal region, like sign di-muon events, which tend to be predominantly $b\bar{b}$ events, are used. The probability for the muons in these events to be isolated shows no sign of increase with p_T . The different kinematics of these events means that we cannot use them to get an absolute value, but the general behaviour is assumed to be the same.

As it is impossible to extract the background efficiency in the signal region we take it to be 0.03 ± 0.03 , by halving the upper bound and quoting an uncertainty spreading from 0 to the upper bound.


 FIG. 2: Isolation rate for a muon in a single muon event as a function of p_T . The bands represent different cuts on \cancel{E}_T and M_T .

Using this figure for the background efficiency and that described in section IV A for the signal, the matrix method is used to evaluate the QCD background. Table IV summarises the numbers used to obtain the QCD background. The efficiency quoted for the signal is only an average. The actual calculation employs the p_T dependence discussed in Section IV A.

Quantity	set 1	set 2
N	41579	46777
N_2	29159	33126
f_B	228	238
ϵ	0.843 ± 0.008	0.847 ± 0.008
f	0.03 ± 0.03	0.03 ± 0.03
f_{QCD}	0.008 ± 0.008	0.007 ± 0.007

TABLE IV: Numbers used to calculate QCD background with the Matrix Method.

C. Muons From In-Flight Meson Decays and Cosmic Rays Backgrounds

Mesons, such as kaons and pions, can decay to muons before showering in the calorimeter. This can produce an isolated muon in the muon chambers in association with a track in the central detector, faking a $W \rightarrow \mu\nu$ event. Trying to fit a single track from the combination of the meson and the muon tracks tends to produce a larger χ^2 in the track fit and a poorer dca and p_T resolution. Combining this poor p_T resolution with the fact that the muon produced in the decay tends to have lower p_T results in a discrepancy between the p_T as measured by the muon system and that as measured by the central tracker.

Cosmic rays can pass the $W \rightarrow \mu\nu$ event selection if they are reconstructed in both the muon system and the tracker. As they are not produced in the interaction point, they tend to have large values of dca . It is the dca distribution that is used to discriminate the signal events from these backgrounds. The procedure adopted is to create template dca distributions for signal and these backgrounds. The dca distribution in the candidate events is then fitted with a sum of these templates to estimate the fraction of candidates that are due to ‘in-flight decay’ and cosmic backgrounds.

The template for the signal is taken from $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ events which are assumed to be pure. The template distributions for the ‘in-flight decay and cosmic ray backgrounds are taken from samples enhanced in the relevant background. The dca distribution of the candidate events is fitted using the three templates to obtain the fraction of events attributed to signal and backgrounds.

Following this procedure the background from cosmic rays is found to be negligible and that from in-flight decays found to be (0.0022 ± 0.0012) . The uncertainty on this number is a systematic error obtained by varying the sample on which the template for the ‘in-flight decay’ background is fitted from.

VI. RESULTS

A. Comparison between Data and Monte Carlo and Cross Checks

In order to demonstrate that the Monte Carlo simulation provides a realistic description of the data a series of comparison plots are included. In each of the comparison plots the data is shown as points with error bars, the signal Monte Carlo is shown as a solid X coloured histogram, the QCD background is shown as a solid black histogram and the electroweak background is shown as other solid histograms. In each plot the Monte Carlo has been normalised to the number of events in data.

Figure 3 shows the p_T distribution of the muon for the candidate data events for both sets combined. The plot is displayed in two forms: the left plot on a linear and the right plot on a logarithmic scale.

Figure 4 shows the \cancel{E}_T distribution of the muon for the candidate data events for both sets combined. The plot is displayed in two forms: the left plot on a linear and the right plot on a logarithmic scale.

Figure 5 shows the M_T distribution of the muon for the candidate data events for both sets combined. The plot is displayed in two forms: the left plot on a linear and the right plot on a logarithmic scale.

Figure 7 shows the η distribution of the muon for the candidate data events for both sets combined. The left plot shows this in the first set and the right plot in the second.

Figure 6 shows the ϕ distribution of the muon for the candidate data events for both sets. The left plot shows this in the first set and the right plot in the second.

There are also several cross checks performed. The cross section is evaluated separately in the forward and central regions and found to be relatively stable. The \cancel{E}_T and p_T cuts are varied. The cross section is stable in data set 1, but in data set 2 tightening the kinematic cuts produces a 2.5% decrease in the cross section, which is quoted as a systematic. The ‘track veto’ and the ‘muon veto’ are each removed separately, each resulting in a 1.5% change in the cross section, which is quoted as a systematic.

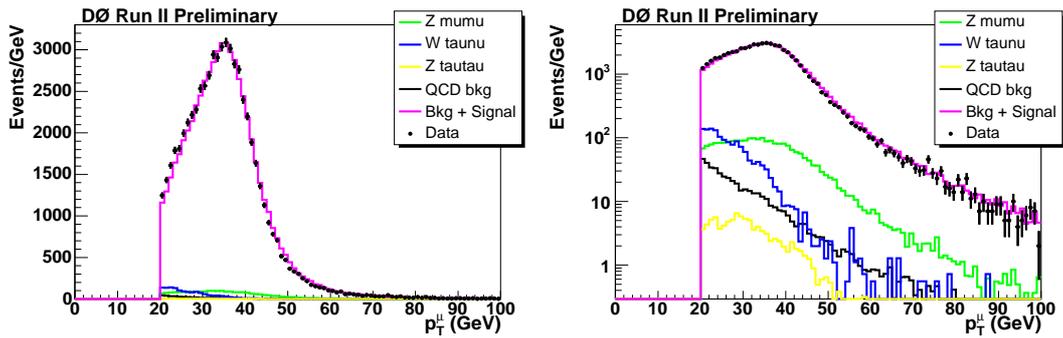


FIG. 3: Comparison of the p_T distribution in the data (dots) and the Monte Carlo prediction. This is shown on both linear (left plot) and logarithmic scales (right plot).

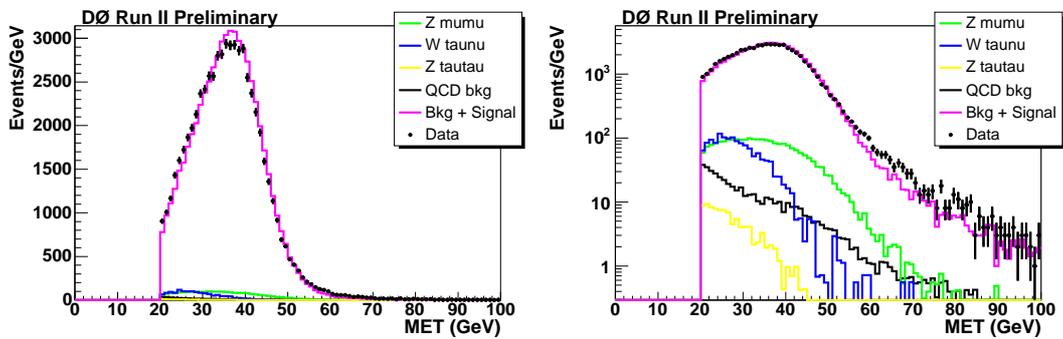


FIG. 4: Comparison of the E_T distribution in the data (dots) and the Monte Carlo prediction. This is shown on both linear (left plot) and logarithmic scales (right plot).

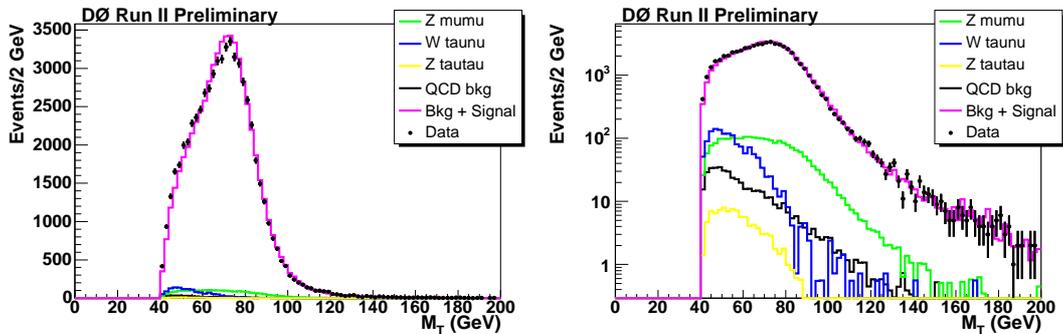


FIG. 5: Comparison of the M_T distribution in the data (dots) and the Monte Carlo prediction. This is shown on both linear (left plot) and logarithmic scales (right plot).

B. Cross Section Computation

The inclusive $W \rightarrow \mu\nu$ production cross section is calculated using equation (1). The values of the variables used to evaluate the cross section in the two sets are given in Table V.

In Table VI we summarise the different fractional contributions to the uncertainty of the cross section measurement. In the second data set the following result is obtained:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times \text{Br}(W \rightarrow \mu\nu) = 3020 \pm 16(\text{stat}) \pm 114(\text{syst}) \pm 196(\text{lumi}) \text{ pb.}$$

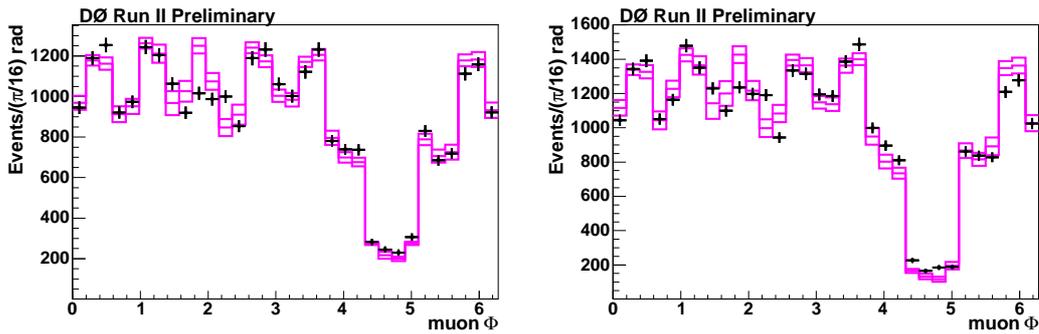


FIG. 6: Comparison of the ϕ distribution of the muon in the data (dots) and the Monte Carlo prediction. This is shown for both the first (left plot) and second sets (right plot). The bands in the MC histograms are due to the statistical uncertainty on the input efficiencies.

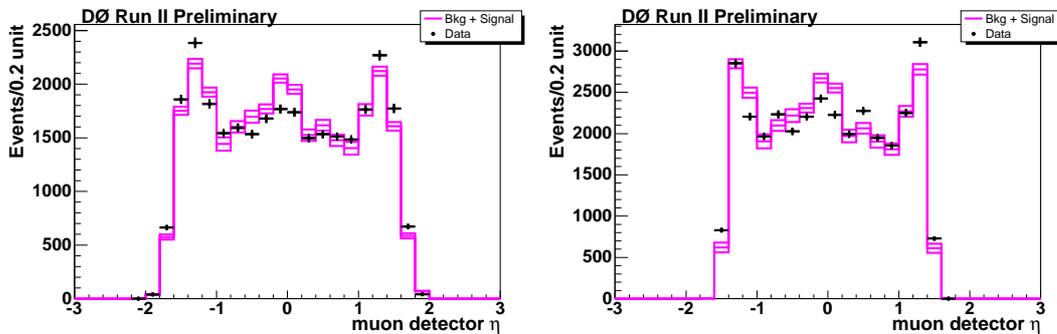


FIG. 7: Comparison of the η distribution of the muon in the data (dots) and the Monte Carlo prediction. This is shown for both the first (left plot) and second sets (right plot). The bands in the MC histograms are due to the statistical uncertainty on the input efficiencies.

In the first data set the following result is obtained:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times \text{Br}(W \rightarrow \mu\nu) = 2984 \pm 17(\text{stat}) \pm 81(\text{syst}) \pm 194(\text{lumi}) \text{ pb.}$$

C. Summary

Combining these results, weighting them by their uncorrelated uncertainty, gives a final cross section of

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times \text{Br}(W \rightarrow \mu\nu) = 2989 \pm 15(\text{stat}) \pm 81(\text{syst}) \pm 194(\text{lumi}) \text{ pb.}$$

Figure 8 shows the theoretical prediction [11] of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times \text{Br}(W \rightarrow \mu\nu)$ for $p\bar{p} \rightarrow XW \rightarrow X+l\nu$ as a function of centre of mass energy with the measurements made by DØ and CDF [12] in the electron and muon channels. It

Sample	set 2	set 1
Number of candidates	33126	29159
Acceptance and efficiencies	18.9 %	21.6%
Electroweak background	6.7%	7.0%
IFD and cosmic background	0.25 %	0.25%
QCD background	0.7 %	0.8 %
Luminosity	53.7 pb ⁻¹	41.9 pb ⁻¹
Cross section	3020 pb	2984 pb

TABLE V: Summary of figures used to evaluate the results in the two data sets.

Source of uncertainty	set 2	set 1	$\sqrt{\text{covariance}}$
statistical	0.6%	0.6%	0
acceptance and efficiencies (exc PDF)	1.7%	1.7%	1.5×10^{-2}
QCD background	0.7%	0.8%	0.8×10^{-2}
Electroweak background	0.4%	0.4%	0.4×10^{-2}
PDF uncertainty	0.9%	0.8%	0.9×10^{-2}
Choice of Veto	1.5%	1.5%	1.5×10^{-2}
Variation with Kinematic Cuts	2.5%	0.0%	0.
Total relative uncertainty	3.8%	2.8%	2.7×10^{-2}

TABLE VI: Summary of the fractional uncertainties in the first and second sets. The third column is the co-variance. Most quantities are assumed to be completely correlated.

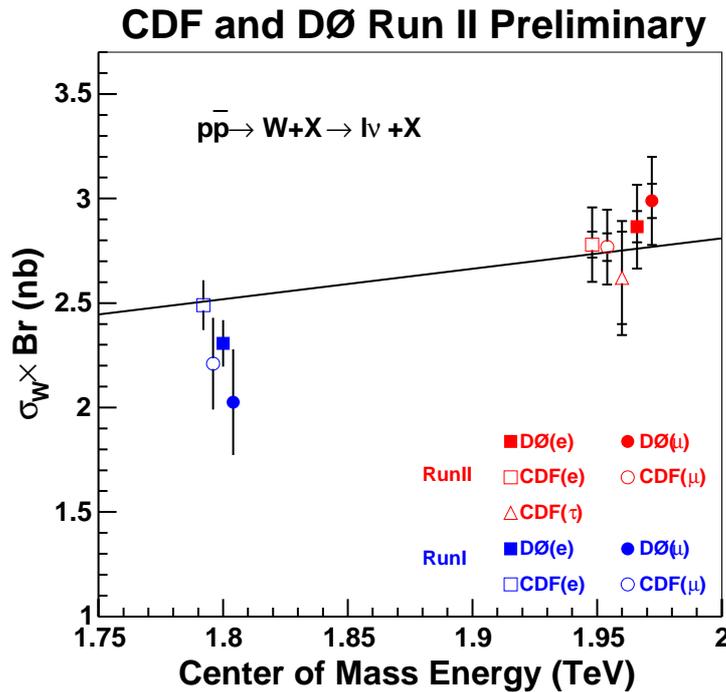


FIG. 8: The theoretical prediction of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \times \text{Br}(W \rightarrow \mu\nu)$ for $p\bar{p} \rightarrow XW \rightarrow X + l\nu$ as a function of the centre of mass energy as predicted by Matsuura and van Neerven [11]. The experimental measurements in the muon and electron channels for the DØ and CDF [12] experiments are shown as points with error bars. Note that all the Run II measurements are made at 1.96 TeV. They are spaced out along the x axis to aid the viewer.

can be seen that the result is in agreement with the theoretical prediction, as well as the same measurement at DØ in the electron channel [13], and measurements at CDF in the muon, τ lepton and electron channels [12].

-
- [1] T. Edwards *et al.*, DØ Note **4328** (2003).
 - [2] S. Abachi, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **338**, 185 (1994).
 - [3] V. Abazov, *et al.*, in preparation for submission to Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, and T. LeCompte and H.T. Diehl, “The CDF and DØ Upgrades for Run II”, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 71 (2000).
 - [4] T. Sjöstrand *et al* Computer Physics Commun. **135**, 238 (2001).
 - [5] U. Yang and Y. Kim, ‘ISR Studies on Drell-Yan’, Fermilab MC Workshop (2003)
<http://cepa.fnal.gov/patriot/mc4run2/MCTuning/031204/unki.pdf>.
 - [6] J. Pumplin *et al*, J.H.E.P. **310** 046 (2003).
 - [7] E. Nurse and P. Telford, DØ Note **4573** (2004).
 - [8] R. Brun *et al* CERN-DD-78-2-REV.

- [9] B. Tiller and T. Nunneman, DØ Note **4660** (2004).
- [10] S. Frixione and B.R. Weber, J.H.E.P. **206** 029 (2002).
S. Frixione, P. Nason and B.R. Weber, J.H.E.P. **308** 007 (2003).
- [11] C.R. Hamberg, W.L. van Neerven and T. Matsuura, Nucl. Phys. **B359**, 343 (1991).
- [12] D. Acosta *et al*, submitted to P. R. L. (hep-ex/0406078) (2004).
- [13] D. Chapin *et al*, DØ Note **4403** (2004).
□ A typical value in our sample is $\mathcal{L}_{\mathcal{I}} = 0.6 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. per crossing (in units of $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)

Annexe B

Article : recherche de Higgs
supersymétriques dans le canal
multi-jets

Search for neutral Higgs bosons in multi- b -jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV

V.M. Abazov³⁶, B. Abbott⁷⁵, M. Abolins⁶⁵, B.S. Acharya²⁹, M. Adams⁵¹, T. Adams⁴⁹, E. Aguilo⁶, S.H. Ahn³¹, M. Ahsan⁵⁹, G.D. Alexeev³⁶, G. Alkhazov⁴⁰, A. Alton^{64,a}, G. Alverson⁶³, G.A. Alves², M. Anastasoie³⁵, L.S. Ancu³⁵, T. Andeen⁵³, S. Anderson⁴⁵, B. Andrieu¹⁷, M.S. Anzels⁵³, M. Aoki⁵⁰, Y. Arnoud¹⁴, M. Arov⁶⁰, M. Arthaud¹⁸, A. Askeew⁴⁹, B. Āsman⁴¹, A.C.S. Assis Jesus³, O. Atramentov⁴⁹, C. Avila⁸, F. Badaud¹³, A. Baden⁶¹, L. Bagby⁵⁰, B. Baldin⁵⁰, D.V. Bandurin⁵⁹, P. Banerjee²⁹, S. Banerjee²⁹, E. Barberis⁶³, A.-F. Barfuss¹⁵, P. Bargassa⁸⁰, P. Baringer⁵⁸, J. Barreto², J.F. Bartlett⁵⁰, U. Bassler¹⁸, D. Bauer⁴³, S. Beale⁶, A. Bean⁵⁸, M. Begalli³, M. Begel⁷³, C. Belanger-Champagne⁴¹, L. Bellantoni⁵⁰, A. Bellavance⁵⁰, J.A. Benitez⁶⁵, S.B. Beri²⁷, G. Bernardi¹⁷, R. Bernhard²³, I. Bertram⁴², M. Besançon¹⁸, R. Beuselinck⁴³, V.A. Bezzubov³⁹, P.C. Bhat⁵⁰, V. Bhatnagar²⁷, C. Biscarat²⁰, G. Blazey⁵², F. Blekman⁴³, S. Blessing⁴⁹, D. Bloch¹⁹, K. Bloom⁶⁷, A. Boehnlein⁵⁰, D. Boline⁶², T.A. Bolton⁵⁹, E.E. Boos³⁸, G. Borissov⁴², T. Bose⁷⁷, A. Brandt⁷⁸, R. Brock⁶⁵, G. Brooijmans⁷⁰, A. Bross⁵⁰, D. Brown⁸¹, N.J. Buchanan⁴⁹, D. Buchholz⁵³, M. Buehler⁸¹, V. Buescher²², V. Bunichev³⁸, S. Burdin^{42,b}, S. Burke⁴⁵, T.H. Burnett⁸², C.P. Buszello⁴³, J.M. Butler⁶², P. Calfayan²⁵, S. Calvet¹⁶, J. Cammin⁷¹, W. Carvalho³, B.C.K. Casey⁵⁰, H. Castilla-Valdez³³, S. Chakrabarti¹⁸, D. Chakraborty⁵², K. Chan⁶, K.M. Chan⁵⁵, A. Chandra⁴⁸, F. Charles^{19,†}, E. Cheu⁴⁵, F. Chevallier¹⁴, D.K. Cho⁶², S. Choi³², B. Choudhary²⁸, L. Christofek⁷⁷, T. Christoudias⁴³, S. Cihangir⁵⁰, D. Claes⁶⁷, J. Clutter⁵⁸, M. Cooke⁸⁰, W.E. Cooper⁵⁰, M. Corcoran⁸⁰, F. Couderc¹⁸, M.-C. Cousinou¹⁵, S. Crépe-Renaudin¹⁴, D. Cutts⁷⁷, M. Ćwiok³⁰, H. da Motta², A. Das⁴⁵, G. Davies⁴³, K. De⁷⁸, S.J. de Jong³⁵, E. De La Cruz-Burelo⁶⁴, C. De Oliveira Martins³, J.D. Degenhardt⁶⁴, F. Déliot¹⁸, M. Demarteau⁵⁰, R. Demina⁷¹, D. Denisov⁵⁰, S.P. Denisov³⁹, S. Desai⁵⁰, H.T. Diehl⁵⁰, M. Diesburg⁵⁰, A. Dominguez⁶⁷, H. Dong⁷², L.V. Dudko³⁸, L. Duflost¹⁶, S.R. Dugad²⁹, D. Duggan⁴⁹, A. Duperrin¹⁵, J. Dyer⁶⁵, A. Dyshkant⁵², M. Eads⁶⁷, D. Edmunds⁶⁵, J. Ellison⁴⁸, V.D. Elvira⁵⁰, Y. Enari⁷⁷, S. Eno⁶¹, P. Ermolov³⁸, H. Evans⁵⁴, A. Evdokimov⁷³, V.N. Evdokimov³⁹, A.V. Ferapontov⁵⁹, T. Ferbel⁷¹, F. Fiedler²⁴, F. Filthaut³⁵, W. Fisher⁵⁰, H.E. Fisk⁵⁰, M. Fortner⁵², H. Fox⁴², S. Fu⁵⁰, S. Fuess⁵⁰, T. Gadfort⁷⁰, C.F. Galea³⁵, E. Gallas⁵⁰, C. Garcia⁷¹, A. Garcia-Bellido⁸², V. Gavrilov³⁷, P. Gay¹³, W. Geist¹⁹, D. Gelé¹⁹, C.E. Gerber⁵¹, Y. Gershtein⁴⁹, D. Gillberg⁶, G. Ginter⁷¹, N. Gollub⁴¹, B. Gómez⁸, A. Goussiou⁸², P.D. Grannis⁷², H. Greenlee⁵⁰, Z.D. Greenwood⁶⁰, E.M. Gregores⁴, G. Grenier²⁰, Ph. Gris¹³, J.-F. Grivaz¹⁶, A. Grohsjean²⁵, S. Grünendahl⁵⁰, M.W. Grünewald³⁰, F. Guo⁷², J. Guo⁷², G. Gutierrez⁵⁰, P. Gutierrez⁷⁵, A. Haas⁷⁰, N.J. Hadley⁶¹, P. Haefner²⁵, S. Hagopian⁴⁹, J. Haley⁶⁸, I. Hall⁶⁵, R.E. Hall⁴⁷, L. Han⁷, K. Harder⁴⁴, A. Harel⁷¹, J.M. Hauptman⁵⁷, R. Hauser⁶⁵, J. Hays⁴³, T. Hebbeker²¹, D. Hedin⁵², J.G. Hegeman³⁴, A.P. Heinson⁴⁸, U. Heintz⁶², C. Hensel^{22,d}, K. Herber⁷², G. Hesketh⁶³, M.D. Hildreth⁵⁵, R. Hirosky⁸¹, J.D. Hobbs⁷², B. Hoeneisen¹², H. Hoeth²⁶, M. Hohlfeld²², S.J. Hong³¹, S. Hossain⁷⁵, P. Houben³⁴, Y. Hu⁷², Z. Hubacek¹⁰, V. Hynek⁹, I. Iashvili⁶⁹, R. Illingworth⁵⁰, A.S. Ito⁵⁰, S. Jabeen⁶², M. Jaffré¹⁶, S. Jain⁷⁵, K. Jakobs²³, C. Jarvis⁶¹, R. Jesik⁴³, K. Johns⁴⁵, C. Johnson⁷⁰, M. Johnson⁵⁰, A. Jonckheere⁵⁰, P. Jonsson⁴³, A. Juste⁵⁰, E. Kajfasz¹⁵, J.M. Kalk⁶⁰, D. Karmanov³⁸, P.A. Kasper⁵⁰, I. Katsanos⁷⁰, D. Kau⁴⁹, V. Kaushik⁷⁸, R. Kehoe⁷⁹, S. Kermiche¹⁵, N. Khalatyan⁵⁰, A. Khanov⁷⁶, A. Kharchilava⁶⁹, Y.M. Kharzheev³⁶, D. Khatidze⁷⁰, T.J. Kim³¹, M.H. Kirby⁵³, M. Kirsch²¹, B. Klima⁵⁰, J.M. Kohli²⁷, J.-P. Konrath²³, A.V. Kozelov³⁹, J. Kraus⁶⁵, D. Krop⁵⁴, T. Kuhl²⁴, A. Kumar⁶⁹, A. Kupco¹¹, T. Kurča²⁰, V.A. Kuzmin³⁸, J. Kvita⁹, F. Lacroix¹³, D. Lam⁵⁵, S. Lammers⁷⁰, G. Landsberg⁷⁷, P. Lebrun²⁰, W.M. Lee⁵⁰, A. Leflat³⁸, J. Lellouch¹⁷, J. Leveque⁴⁵, J. Li⁷⁸, L. Li⁴⁸, Q.Z. Li⁵⁰, S.M. Lietti⁵, J.G.R. Lima⁵², D. Lincoln⁵⁰, J. Linnemann⁶⁵, V.V. Lipaev³⁹, R. Lipton⁵⁰, Y. Liu⁷, Z. Liu⁶, A. Lobodenko⁴⁰, M. Lokajicek¹¹, P. Love⁴², H.J. Lubatti⁸², R. Luna³, A.L. Lyon⁵⁰, A.K.A. Maciel², D. Mackin⁸⁰, R.J. Madaras⁴⁶, P. Mättig²⁶, C. Magass²¹, A. Magerkurth⁶⁴, P.K. Mal⁸², H.B. Malbouisson³, S. Malik⁶⁷, V.L. Malyshev³⁶, H.S. Mao⁵⁰, Y. Maravin⁵⁹, B. Martin¹⁴, R. McCarthy⁷², A. Melnitchouk⁶⁶, L. Mendoza⁸, P.G. Mercadante⁵, M. Merkin³⁸, K.W. Merritt⁵⁰, A. Meyer²¹, J. Meyer^{22,d}, T. Millet²⁰, J. Mitrevski⁷⁰, R.K. Mommsen⁴⁴, N.K. Mondal²⁹, R.W. Moore⁶, T. Moulik⁵⁸, G.S. Muanza²⁰, M. Mulhearn⁷⁰, O. Mundal²², L. Mundim³, E. Nagy¹⁵, M. Naimuddin⁵⁰, M. Narain⁷⁷, N.A. Naumann³⁵, H.A. Neal⁶⁴, J.P. Negret⁸, P. Neustroev⁴⁰, H. Nilsen²³, H. Nogima³, S.F. Novaes⁵, T. Nunnemann²⁵, V. O'Dell⁵⁰, D.C. O'Neil⁶, G. Odrant⁴⁰, C. Ochando¹⁶, D. Onoprienko⁵⁹, N. Oshima⁵⁰, N. Osman⁴³, J. Osta⁵⁵, R. Otec¹⁰, G.J. Otero y Garzón⁵⁰, M. Owen⁴⁴, P. Padley⁸⁰, M. Pangilinan⁷⁷, N. Parashar⁵⁶, S.-J. Park^{22,d}, S.K. Park³¹, J. Parsons⁷⁰, R. Partridge⁷⁷, N. Parua⁵⁴, A. Patwa⁷³, G. Pawloski⁸⁰, B. Penning²³, M. Perfilov³⁸, K. Peters⁴⁴, Y. Peters²⁶, P. Pétrouff¹⁶, M. Petti⁴³, R. Piegaia¹,

J. Piper⁶⁵, M.-A. Pleier²², P.L.M. Podesta-Lerma^{33,c}, V.M. Podstavkov⁵⁰, Y. Pogorelov⁵⁵, M.-E. Pol², P. Polozov³⁷, B.G. Pope⁶⁵, A.V. Popov³⁹, C. Potter⁶, W.L. Prado da Silva³, H.B. Prosper⁴⁹, S. Protopopescu⁷³, J. Qian⁶⁴, A. Quadt^{22,d}, B. Quinn⁶⁶, A. Rakitine⁴², M.S. Rangel², K. Ranjan²⁸, P.N. Ratoff⁴², P. Renkel⁷⁹, S. Reucroft⁶³, P. Rich⁴⁴, J. Rieger⁵⁴, M. Rijssenbeek⁷², I. Ripp-Baudot¹⁹, F. Rizatdinova⁷⁶, S. Robinson⁴³, R.F. Rodrigues³, M. Rominsky⁷⁵, C. Royon¹⁸, P. Rubinov⁵⁰, R. Ruchti⁵⁵, G. Safronov³⁷, G. Sajot¹⁴, A. Sánchez-Hernández³³, M.P. Sanders¹⁷, B. Sanghi⁵⁰, A. Santoro³, G. Savage⁵⁰, L. Sawyer⁶⁰, T. Scanlon⁴³, D. Schaile²⁵, R.D. Schamberger⁷², Y. Scheglov⁴⁰, H. Schellman⁵³, T. Schliephake²⁶, C. Schwanenberger⁴⁴, A. Schwartzman⁶⁸, R. Schwienhorst⁶⁵, J. Sekaric⁴⁹, H. Severini⁷⁵, E. Shabalina⁵¹, M. Shamim⁵⁹, V. Shary¹⁸, A.A. Shchukin³⁹, R.K. Shivpuri²⁸, V. Siccaldi¹⁹, V. Simak¹⁰, V. Sirotenko⁵⁰, P. Skubic⁷⁵, P. Slattery⁷¹, D. Smirnov⁵⁵, G.R. Snow⁶⁷, J. Snow⁷⁴, S. Snyder⁷³, S. Söldner-Rembold⁴⁴, L. Sonnenschein¹⁷, A. Sopczak⁴², M. Sosebee⁷⁸, K. Soustruznik⁹, B. Spurlock⁷⁸, J. Stark¹⁴, J. Steele⁶⁰, V. Stolin³⁷, D.A. Stoyanova³⁹, J. Strandberg⁶⁴, S. Strandberg⁴¹, M.A. Strang⁶⁹, E. Strauss⁷², M. Strauss⁷⁵, R. Ströhmer²⁵, D. Strom⁵³, L. Stutte⁵⁰, S. Sumowidagdo⁴⁹, P. Svoisky⁵⁵, A. Sznajder³, P. Tamburello⁴⁵, A. Tanasijczuk¹, W. Taylor⁶, J. Temple⁴⁵, B. Tiller²⁵, F. Tissandier¹³, M. Titov¹⁸, V.V. Tokmenin³⁶, T. Toole⁶¹, I. Torchiani²³, T. Trefzger²⁴, D. Tsybychev⁷², B. Tuchming¹⁸, C. Tully⁶⁸, P.M. Tuts⁷⁰, R. Unalan⁶⁵, L. Uvarov⁴⁰, S. Uvarov⁴⁰, S. Uzunyan⁵², B. Vachon⁶, P.J. van den Berg³⁴, R. Van Kooten⁵⁴, W.M. van Leeuwen³⁴, N. Varelas⁵¹, E.W. Varnes⁴⁵, I.A. Vasilyev³⁹, M. Vaupel²⁶, P. Verdier²⁰, L.S. Vertogradov³⁶, M. Verzocchi⁵⁰, F. Villeneuve-Segui⁴³, P. Vint⁴³, P. Vokac¹⁰, E. Von Toerne⁵⁹, M. Voutilainen^{68,e}, R. Wagner⁶⁸, H.D. Wahl⁴⁹, L. Wang⁶¹, M.H.L.S. Wang⁵⁰, J. Warchol⁵⁵, G. Watts⁸², M. Wayne⁵⁵, G. Weber²⁴, M. Weber⁵⁰, L. Welty-Rieger⁵⁴, A. Wenger^{23,f}, N. Wermes²², M. Wetstein⁶¹, A. White⁷⁸, D. Wicke²⁶, G.W. Wilson⁵⁸, S.J. Wimpenny⁴⁸, M. Wobisch⁶⁰, D.R. Wood⁶³, T.R. Wyatt⁴⁴, Y. Xie⁷⁷, S. Yacoub⁵³, R. Yamada⁵⁰, M. Yan⁶¹, T. Yasuda⁵⁰, Y.A. Yatsunenkov³⁶, K. Yip⁷³, H.D. Yoo⁷⁷, S.W. Youn⁵³, J. Yu⁷⁸, C. Zeitnitz²⁶, T. Zhao⁸², B. Zhou⁶⁴, J. Zhu⁷², M. Zielinski⁷¹, D. Zieminska⁵⁴, A. Zieminski^{54,‡}, L. Zivkovic⁷⁰, V. Zutshi⁵², and E.G. Zverev³⁸

(The DØ Collaboration)

¹Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina

²LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil

³Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil

⁴Universidade Federal do ABC, Santo André, Brazil

⁵Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, Brazil

⁶University of Alberta, Edmonton, Alberta, Canada,
Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia,
Canada, York University, Toronto, Ontario, Canada,
and McGill University, Montreal, Quebec, Canada

⁷University of Science and Technology of China, Hefei, People's Republic of China

⁸Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia

⁹Center for Particle Physics, Charles University, Prague, Czech Republic

¹⁰Czech Technical University, Prague, Czech Republic

¹¹Center for Particle Physics, Institute of Physics,
Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic

¹²Universidad San Francisco de Quito, Quito, Ecuador

¹³LPC, Univ Blaise Pascal, CNRS/IN2P3, Clermont, France

¹⁴LPSC, Université Joseph Fourier Grenoble 1, CNRS/IN2P3,
Institut National Polytechnique de Grenoble, France

¹⁵CPPM, Aix-Marseille Université, CNRS/IN2P3, Marseille, France

¹⁶LAL, Univ Paris-Sud, IN2P3/CNRS, Orsay, France

¹⁷LPNHE, IN2P3/CNRS, Universités Paris VI and VII, Paris, France

¹⁸DAPNIA/Service de Physique des Particules, CEA, Saclay, France

¹⁹IPHC, Université Louis Pasteur et Université de Haute Alsace, CNRS/IN2P3, Strasbourg, France

²⁰IPNL, Université Lyon 1, CNRS/IN2P3, Villeurbanne, France and Université de Lyon, Lyon, France

²¹III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen, Aachen, Germany

²²Physikalisches Institut, Universität Bonn, Bonn, Germany

²³Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Freiburg, Germany

²⁴Institut für Physik, Universität Mainz, Mainz, Germany

²⁵Ludwig-Maximilians-Universität München, München, Germany

²⁶Fachbereich Physik, University of Wuppertal, Wuppertal, Germany

²⁷Panjab University, Chandigarh, India

²⁸Delhi University, Delhi, India

²⁹Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India

- ³⁰ *University College Dublin, Dublin, Ireland*
- ³¹ *Korea Detector Laboratory, Korea University, Seoul, Korea*
- ³² *SungKyunKwan University, Suwon, Korea*
- ³³ *CINVESTAV, Mexico City, Mexico*
- ³⁴ *FOM-Institute NIKHEF and University of Amsterdam/NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands*
- ³⁵ *Radboud University Nijmegen/NIKHEF, Nijmegen, The Netherlands*
- ³⁶ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
- ³⁷ *Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*
- ³⁸ *Moscow State University, Moscow, Russia*
- ³⁹ *Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia*
- ⁴⁰ *Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia*
- ⁴¹ *Lund University, Lund, Sweden, Royal Institute of Technology and Stockholm University, Stockholm, Sweden, and Uppsala University, Uppsala, Sweden*
- ⁴² *Lancaster University, Lancaster, United Kingdom*
- ⁴³ *Imperial College, London, United Kingdom*
- ⁴⁴ *University of Manchester, Manchester, United Kingdom*
- ⁴⁵ *University of Arizona, Tucson, Arizona 85721, USA*
- ⁴⁶ *Lawrence Berkeley National Laboratory and University of California, Berkeley, California 94720, USA*
- ⁴⁷ *California State University, Fresno, California 93740, USA*
- ⁴⁸ *University of California, Riverside, California 92521, USA*
- ⁴⁹ *Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA*
- ⁵⁰ *Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA*
- ⁵¹ *University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607, USA*
- ⁵² *Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115, USA*
- ⁵³ *Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA*
- ⁵⁴ *Indiana University, Bloomington, Indiana 47405, USA*
- ⁵⁵ *University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA*
- ⁵⁶ *Purdue University Calumet, Hammond, Indiana 46323, USA*
- ⁵⁷ *Iowa State University, Ames, Iowa 50011, USA*
- ⁵⁸ *University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045, USA*
- ⁵⁹ *Kansas State University, Manhattan, Kansas 66506, USA*
- ⁶⁰ *Louisiana Tech University, Ruston, Louisiana 71272, USA*
- ⁶¹ *University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
- ⁶² *Boston University, Boston, Massachusetts 02215, USA*
- ⁶³ *Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115, USA*
- ⁶⁴ *University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109, USA*
- ⁶⁵ *Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824, USA*
- ⁶⁶ *University of Mississippi, University, Mississippi 38677, USA*
- ⁶⁷ *University of Nebraska, Lincoln, Nebraska 68588, USA*
- ⁶⁸ *Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA*
- ⁶⁹ *State University of New York, Buffalo, New York 14260, USA*
- ⁷⁰ *Columbia University, New York, New York 10027, USA*
- ⁷¹ *University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*
- ⁷² *State University of New York, Stony Brook, New York 11794, USA*
- ⁷³ *Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA*
- ⁷⁴ *Langston University, Langston, Oklahoma 73050, USA*
- ⁷⁵ *University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019, USA*
- ⁷⁶ *Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078, USA*
- ⁷⁷ *Brown University, Providence, Rhode Island 02912, USA*
- ⁷⁸ *University of Texas, Arlington, Texas 76019, USA*
- ⁷⁹ *Southern Methodist University, Dallas, Texas 75275, USA*
- ⁸⁰ *Rice University, Houston, Texas 77005, USA*
- ⁸¹ *University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22901, USA and*
- ⁸² *University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA*

(Dated: September 12, 2008)

Data recorded by the D0 experiment at the Fermilab Tevatron Collider are analyzed to search for neutral Higgs bosons produced in association with b quarks. This production mode can be enhanced in the minimal supersymmetric standard model (MSSM). The search is performed in the three b quark channel using multijet triggered events corresponding to an integrated luminosity of 1 fb^{-1} . No statistically significant excess of events with respect to the predicted background is observed and limits are set in the MSSM parameter space.

Supersymmetry (SUSY) [1] is a popular extension of the standard model (SM), requiring the presence of at least two Higgs doublets. In the MSSM five Higgs bosons remain after electroweak symmetry breaking, three neutral (h , H , and A , collectively denoted as ϕ) and two charged (H^\pm). The Higgs sector can be parameterized by $\tan\beta$, the ratio of the vacuum expectation values of the two Higgs doublets, and m_A , the mass of the pseudo-scalar A . For large values of $\tan\beta$ two of the three neutral Higgs bosons have approximately the same mass and couplings to down-type quarks, which are enhanced by a factor $\tan\beta$ relative to the SM ones, while the couplings to up-type quarks are suppressed. More precisely, the three Higgs boson couplings to bottom quarks follow the sum rule $g_{hbb}^2 + g_{Hbb}^2 + g_{Abb}^2 \approx 2 \times \tan^2\beta \times g_{hSM}^2$ where g_{hSM}^2 is the respective SM coupling. As well as increased production, the $\tan\beta$ enhancement means that the main decay mode is $\phi \rightarrow b\bar{b}$, with a branching fraction, $\mathcal{B}(\phi \rightarrow b\bar{b})$, of $\approx 90\%$. Consequently, in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV at the Fermilab Tevatron Collider, the final state with at least three b jets is an important channel in the search for MSSM Higgs bosons at large $\tan\beta$. However, the very large multijet background at a hadron collider makes the search for this topology challenging.

LEP excluded $m_{h,A} < 93$ GeV/ c^2 for all $\tan\beta$ values [2]. CDF [3, 4] and D0 [5, 6] have extended the MSSM Higgs boson searches to higher masses for high $\tan\beta$ values. The result presented in this Letter supersedes our previous published result [5]. In addition to including more data, this analysis benefits from improved signal and background modeling and an improved limit setting procedure, which uses only the shape, and not the normalization, of the final discriminating variable.

The D0 detector is described in Ref. [7]. Dedicated triggers designed to select events with at least three jets are used in this analysis. Typical trigger requirements are at least two jets with transverse momenta $p_T > 25$ GeV/ c and at least an additional jet with $p_T > 15$ GeV/ c . Algorithms for identifying b jets at the trigger level are also employed in about 70% of the integrated luminosity used for this analysis. After data quality requirements the total data sample corresponds to 1.02 ± 0.06 fb $^{-1}$ [8].

Signal samples are generated for Higgs boson masses from 90-220 GeV/ c^2 using the leading order PYTHIA event generator [9] to generate associated production of ϕ and a b quark in the 5-flavor scheme, $gb \rightarrow \phi b$. Weights, calculated with MCFM [10], are applied to the signal samples as a function of p_T and η of the highest p_T b jet which is not from the decay of the Higgs boson to correct the cross section and experimental acceptance to next-to-leading order (NLO). Multijet background events from the $b\bar{b}$, $b\bar{b}j$, $b\bar{b}jj$, $c\bar{c}$, $c\bar{c}j$, $c\bar{c}jj$, $b\bar{b}c\bar{c}$, and $b\bar{b}b\bar{b}$ processes (where j denotes a light parton: u , d , s quark or gluon) are generated with the ALPGEN [11] event generator. The contributions from other processes, such as $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$, and single top production, are found to be negligible. The ALPGEN

samples are processed through PYTHIA for showering and hadronization. All samples are then processed through a GEANT-based [12] simulation of the D0 detector and the same reconstruction algorithms as the data. A parameterized trigger simulation is used to model the effects of the trigger requirements on the simulated events.

Jets are reconstructed from energy deposits in calorimeter towers using the midpoint cone algorithm [13] with radius = 0.5. Jet reconstruction and energy scale determination are described in detail in Ref. [14]. All calorimeter jets are required to pass a set of quality criteria and have at least two reconstructed tracks within $\Delta\mathcal{R}(\text{track}, \text{jet-axis}) = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} < 0.5$ (where η is the pseudorapidity and φ the azimuthal angle), for a total per-jet efficiency of 83-93%.

We select signal events for which the $p\bar{p}$ interaction vertex is reconstructed well within the geometric acceptance of the silicon detector. We further require at least three and at most five jets with $p_T > 20$ GeV/ c and $|\eta| < 2.5$. A neural network (NN) based b -tagging algorithm [15], with lifetime based information involving the track impact parameters and secondary vertices as inputs, is used to identify b jets. Each event must have at least three jets satisfying a tight b -tag NN requirement. This requirement provides $\approx 50\%$ efficiency for tagging a single b -jet at $\approx 0.4\%$ mistag rate of light jets (u , d , s quarks or gluons). The events with at least two tight b -tags are also kept and used to model the background, since the amount of signal is negligible in this double tagged sample. Simulated events are weighted based on their tagging and fake rate probabilities determined from data. Finally, the transverse momenta of the two highest p_T jets which are also b -tagged are required to be above 25 GeV/ c . To further increase the sensitivity, the analysis is split into separate three-, four-, and five-jet channels. After the event selection 3,224 events remain in the exclusive three-jet sample, 2,503 and 704 events in the four- and five-jet samples respectively. The signal efficiencies for Higgs boson masses between 100 and 200 GeV/ c^2 range from 0.3 – 1.2% in the three-jet channel (0.2 – 0.6% and 0.03 – 0.12% in the four- and five-jet channels).

The background composition is determined separately for each jet multiplicity. By considering eight different b -tagging criteria, each applied to three subsamples (exactly one, two and three b -tagged jets, respectively), a linear system of equations can be solved to determine the relative contribution of the different processes as the b , c and light jet tagging efficiencies are known. The double b -tagged (2Tag) sample is found to be dominated by $b\bar{b}j$ while the triple b -tagged (3Tag) sample consists of a mix of $\approx 50\%$ $b\bar{b}b$, $\approx 30\%$ $b\bar{b}j$, and $\approx 20\%$ $b\bar{b}c + bc\bar{c}$. An alternative method to determine the background, based on fitting simulated $H_T = \sum p_{T,\text{jet}}$ shape templates to the data, confirms the composition of the background.

For every event the two jet pairs with the largest

summed transverse momenta are considered as possible Higgs boson candidates. To remove discrepancies between data and simulation originating from gluon splitting ($g \rightarrow b\bar{b}$), only jet pairs with $\Delta\mathcal{R} > 1.0$ are considered in the final analysis.

The following six variables separate the Higgs boson jet pair from the background jet pairs and are well modeled by the simulation: the difference in pseudorapidity between the two jets in the pair; the azimuthal angular difference between the two jets in the pair; the angle between the leading jet in the pair and the total momentum of the pair; $|p_1 - p_2|/|p_1 + p_2|$, the momentum balance, where p_i ($i = 1, 2$) are the momenta of the jets in the pair; the combined rapidity of the jet pair; and the event sphericity. Based on these kinematic variables, a likelihood discriminant \mathcal{D} , is calculated according to:

$$\mathcal{D}(x_1, \dots, x_6) = \frac{\prod_{i=1}^6 P_i^{sig}(x_i)}{\prod_{i=1}^6 P_i^{sig}(x_i) + \prod_{i=1}^6 P_i^{bkg}(x_i)}, \quad (1)$$

where P_i^{sig} (P_i^{bkg}) refers to the signal (background) probability density function (pdf) for variable x_i , and (x_1, \dots, x_6) is the set of measured kinematic variables for the jet pair. The pdfs are obtained from 3Tag signal and background simulation. Two likelihoods are built combining simulated samples in the $90 - 130 \text{ GeV}/c^2$ (“Low-mass”) and $130 - 220 \text{ GeV}/c^2$ (“High-mass”) mass ranges, providing discrimination at low and high masses, respectively. Studies show that this division of the mass range gives the best discrimination.

Several multijet processes contribute to the background and the uncertainty on the cross sections is large. The bbb component may also contain a contribution that is indistinguishable from a signal and cannot be normalized from the data. To model the background we therefore rely on a combination of data and simulation. The distribution of the expected background in the 3Tag sample is obtained, in the two-dimensional \mathcal{D} and invariant mass (M_{bb}) plane, by:

$$S_{3\text{Tag}}^{exp}(\mathcal{D}, M_{bb}) = R^{MC}(\mathcal{D}, M_{bb}) S_{2\text{Tag}}^{data}(\mathcal{D}, M_{bb}), \quad (2)$$

where $R^{MC} = S_{3\text{Tag}}^{MC}/S_{2\text{Tag}}^{MC}$, $S_{n\text{Tag}}^{MC}$ is the simulated nTag background shape, and $S_{2\text{Tag}}^{data}$ is the 2Tag data shape. Many uncertainties affecting the simulation cancel in the ratio R^{MC} . Figure 1 shows the low-mass likelihood for data and background in the three-jet channel.

The selection cuts on \mathcal{D} , b -tagging, and number of jet-pair combinations per event are optimized by maximizing the expected sensitivity. The optimal cuts for the likelihood vary between 0.25 and 0.60 depending on the jet multiplicity and Higgs boson mass. The agreement of the data and the background expectation is verified in a control region where the impact of any Higgs boson signal is limited, defined by $\mathcal{D} < 0.25$. Figure 2 shows the invariant mass for the optimized high-mass likelihood cuts.

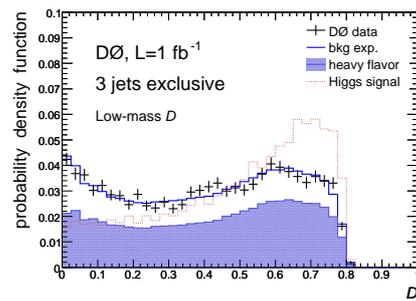


FIG. 1: Comparison of the low-mass likelihood distributions for the 3Tag data and background (bkg exp.) defined by Eq. 2. Every event has two entries, one for each jet pair. Black crosses refer to data, the solid line shows the total background estimate, and the shaded region represents the heavy flavor component (bbb , $b\bar{b}c$, and $c\bar{c}b$). The distribution for a Higgs boson of mass $100 \text{ GeV}/c^2$ is also shown.

The number of signal events depends on several measurements which introduce a systematic uncertainty: integrated luminosity (6.1%), theoretical uncertainty (12 - 14%), trigger efficiency (2 - 5%), jet identification (0.3 - 0.5%), jet energy calibration (3 - 5%), jet energy resolution (0.1 - 0.6%), and b jet identification (8 - 9%). The size of these uncertainties depends on the Higgs boson mass and the number of jets. Several sources of systematic uncertainties affecting the background shape through the ratio R^{MC} in Eq. 2 are parametrized as a function of M_{bb} . The dominant uncertainty, due to the background composition, is estimated by varying the ratio of $b\bar{b}j$ and $b\bar{b}b$ events in the sample corresponding to the uncertainties from the background composition fit. The uncertainty from the kinematic dependence of the b -tagging of jets is evaluated by varying the light, b , and c jet tag efficiencies within their uncertainties. The uncertainty from the b -jet energy resolution is obtained by smearing the b and c jets by an additional factor of half the uncertainty of the light jet energy resolution. The effect due to the uncertainties in the kinematic modeling of bbb and bbj is estimated by replacing the bbj MC with the 2Tag data and taking half the resulting shape difference as the uncertainty. Finally, the small shape difference between 3Tag and 2Tag data in the turn-on of the trigger level b -tag is accounted for as a systematic uncertainty.

The Modified Frequentist method [16] is used to estimate $1 - CL_b$, the probability for a sample of background only to appear more signal-like than the observed data, as well as to derive limits at the 95% confidence level on the cross section times branching ratio as a function of m_A . As the absolute level of the multijet background can not be reliably determined, only the shapes (not the normalization) of the M_{bb} distributions are used in the limit setting.

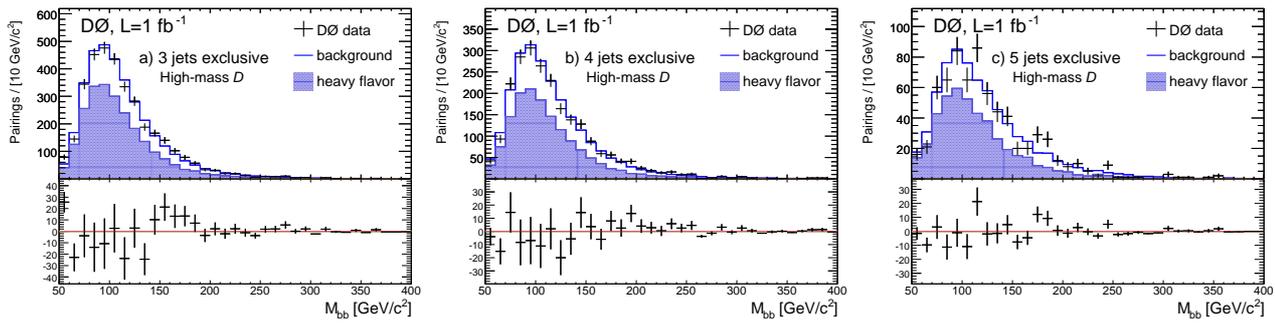


FIG. 2: Invariant mass for the high-mass likelihood region for the exclusive a) three-jet b) four-jet, and c) five-jet channels. Black crosses refer to data, the solid line shows the total background estimate, and the shaded region represents the heavy flavor component (bbb , $b\bar{b}c$, and $c\bar{c}b$). The lower panels show the difference between the data and the background expectation. Only statistical errors are shown.

The systematic uncertainties on the signal and on the background shape are included in the limit calculation. Table I shows the limits and the $1 - CL_b$ values obtained versus the hypothesized Higgs boson mass, assuming the width of ϕ to be negligible relative to the experimental resolution ($\approx 20\%$). The low $1 - CL_b$ values around a

Mass (GeV/c^2)	$\sigma \times \mathcal{B}$ Exp.(pb)	$\sigma \times \mathcal{B}$ Obs.(pb)	$1 - CL_b$ (in %)
90	170^{+72}_{-52}	184	39
100	117^{+45}_{-35}	128	38
110	71^{+29}_{-20}	69	52
120	41^{+18}_{-9}	34	73
130	28^{+12}_{-7}	24	70
140	25^{+11}_{-6}	22	60
160	17^{+8}_{-4}	26	12
180	13^{+5}_{-3}	23	4.4
200	9^{+4}_{-3}	17	7.0
220	7^{+3}_{-2}	12	12

TABLE I: Cross section limits as a function of Higgs boson mass. Columns two and three show the expected (Exp.) and observed (Obs.) limits on the cross section times branching fraction to $b\bar{b}$. The total one-sigma uncertainty on the expected limits is also displayed. The last column shows the value of $1 - CL_b$.

Higgs mass of 180 GeV/c^2 are due to a slight excess over the expected SM background.

The results of this search can be used to set limits on the parameters of the MSSM. As a consequence of the enhanced couplings to b quarks at large $\tan\beta$ the total width of the neutral Higgs bosons also increases with $\tan\beta$. This can have an impact on our search if the width is comparable to or larger than the experimental resolution of the reconstructed invariant mass of a di-jet system. To take this effect into account, the width of the Higgs boson is calculated with FEYNHIGGS [17] and included in the simulation as a function of the mass and

$\tan\beta$ by convoluting a relativistic Breit-Wigner function with the NLO cross section. In the MSSM the masses and couplings of the Higgs bosons depend, in addition to $\tan\beta$ and m_A , on the SUSY parameters through radiative corrections. Limits on $\tan\beta$ as a function of m_A are derived for two particular scenarios assuming a CP-conserving Higgs sector [18]: the m_h^{max} scenario [19] and the no-mixing scenario [20]. Since the results depend considerably upon the Higgs sector bilinear coupling μ , its two possible signs are also probed.

Figure 3 shows the results obtained in the present analysis interpreted in these different MSSM scenarios. Substantial areas in the MSSM parameter phase space up to masses of 200 GeV/c^2 are excluded. No exclusion can be obtained for the m_h^{max} , $\mu > 0$ scenario, due to the decrease in $\sigma \times \mathcal{B}$ for positive values of μ [18]. With the restriction of only using the shape of the discriminant variable, this analysis puts stringent limits in the $(m_A, \tan\beta)$ plane upto Higgs boson masses of 220 GeV/c^2 , particularly in the m_h^{max} , $\mu < 0$ scenario.

We thank the staffs at Fermilab and collaborating institutions, and acknowledge support from the DOE and NSF (USA); CEA and CNRS/IN2P3 (France); FASI, Rosatom and RFBR (Russia); 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); STFC (United Kingdom); MSMT and GACR (Czech Republic); CRC Program, CFI, NSERC and WestGrid Project (Canada); BMBF and DFG (Germany); SFI (Ireland); The Swedish Research Council (Sweden); CAS and CNSF (China); and the Alexander von Humboldt Foundation.

[a] Visitor from Augustana College, Sioux Falls, SD, USA.
[b] Visitor from The University of Liverpool, Liverpool, UK.

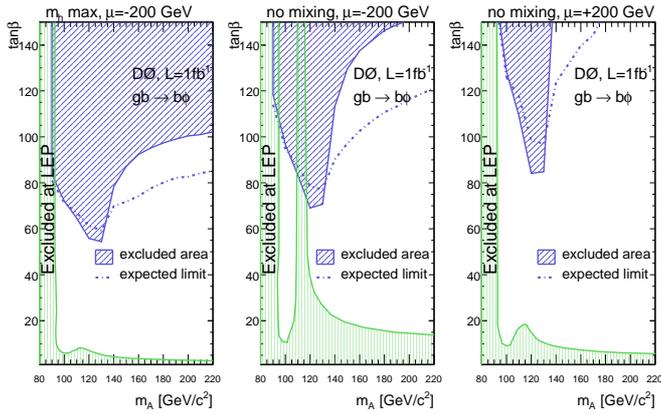


FIG. 3: 95% C.L. exclusion limits in the $(m_A, \tan \beta)$ plane for m_h^{\max} , $\mu = -200$ GeV, and no-mixing, $\mu = -200$ GeV and $\mu = +200$ GeV. The exclusions from LEP are also shown [2]. The width of ϕ is larger than 70% of m_A above $\tan \beta = 100$ in the m_h^{\max} , $\mu = -200$ GeV scenario.

- [c] Visitor from ICN-UNAM, Mexico City, Mexico.
 [d] Visitor from II. Physikalisches Institut, Georg-August-University, Göttingen, Germany.
 [e] Visitor from Helsinki Institute of Physics, Helsinki, Finland.
 [f] Visitor from Universität Zürich, Zürich, Switzerland.
 [‡] Deceased.
- [1] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110**, 1 (1984); H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. **117**, 75 (1985).
 [2] S. Schael *et al.* (The ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations), Eur. Phys. J. C **47**, 547 (2006).
 [3] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett.

- 86**, 4472 (2001).
 [4] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 011802 (2006).
 [5] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 151801 (2005).
 [6] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 071804 (2008).
 [7] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **565**, 463 (2006).
 [8] T. Andeen *et al.*, FERMILAB-TM-2365 (2007).
 [9] T. Sjöstrand *et al.*, arXiv:hep-ph/0308153 (2003). We used PYTHIA version 6.323.
 [10] J. Campbell, R.K. Ellis, F. Maltoni, and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **67**, 095002 (2003).
 [11] M.L. Mangano *et al.*, JHEP 07, 001 (2003).
 [12] R. Brun and F. Carminati, CERN program library long writeup W5013 (1993).
 [13] G. Blazey *et al.*, arXiv:hep-ex/0005012 (2000).
 [14] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 062001 (2008).
 [15] T. Scanlon, FERMILAB-THESIS-2006-43.
 [16] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **434**, 435 (1999); A. Read, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **425**, 357 (1999).
 [17] S. Heinemeyer, W. Hollik, and G. Weiglein, Eur. Phys. J. C **9**, 343 (1999); Comput. Phys. Commun. **124**, 76 (2000); G. Degrossi *et al.*, Eur. Phys. J. C **28**, 133 (2003), M. Frank *et al.*, JHEP 02, 047 (2007). We used FEYNHIGGS version 2.6.3.
 [18] M. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner, and G. Weiglein, Eur. Phys. J. C **45**, 797 (2006).
 [19] $M_{SUSY} = 1$ TeV, $X_t = 2$ TeV, $M_2 = 0.2$ TeV $|\mu| = 0.2$ TeV, and $m_g = 0.8$ TeV.
 [20] $M_{SUSY} = 2$ TeV, $X_t = 0$ TeV, $M_2 = 0.2$ TeV $|\mu| = 0.2$ TeV, and $m_g = 1.6$ TeV.

