UNIVERSITÉ DE STRASBOURG
INSTITUT PLURIDISCIPLINAIRE HUBERT CURIEN
ÉCOLE DOCTORALE DE
PHYSIQUE ET CHIMIE PHYSIQUE

T H È S E

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'Université de Strasbourg

Spécialité : Physique des particules

Présentée et soutenue par

Florian Miconi

Recherche du boson de Higgs standard léger dans le canal WH avec la statistique finale de l'expérience DØ au Tevatron

---

préparée à l'IPHC Strasbourg, Groupe DØ
soutenue le 20 juin 2012

Jury :

Rapporteurs :	Gautier Hamel de Monchenault	-	CEA (Irfu SPP)
	Yves Sirois	-	CNRS (LLR)
Directrice :	Isabelle Ripp-Baudot	-	CNRS (IPHC)
Examinateurs :	Jean-François Grivaz	-	CNRS (LAL)
	Emmanuelle Perez	-	CERN
	Christelle Roy	-	CNRS (IPHC)

"Live as if you were to die tomorrow.
Learn as if you were to live forever."
Gandhi

Remerciements

Me voilà donc au bout de ce voyage de 3 ans de thèse, et une chose est sûre, ce fut un voyage très enrichissant sur tous les plans, autant professionnel qu'humain. Il va être très difficile de donner la place qui leur est due à toutes les personnes que j'ai croisées ou qui ont fait une partie du chemin avec moi et qui mériteraient que je leur décerne un paragraphe entier, ils m'ont tous marqué à leur manière.
Je remercie tout d'abord la collaboration DØ ainsi que l'IN2P3 sans qui ce travail de thèse n'aurait jamais pu avoir lieu.
Merci à la directrice de l'IPHC : Christelle Roy, pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans ce laboratoire ainsi que pour avoir présidé mon jury de thèse. Ma gratitude à tous les membres du jury pour le temps qu'ils ont accordé à mon travail de thèse ainsi que pour leur présence lors de ma soutenance. A mes examinateurs Jean-François Grivaz et Emanuelle Perez pour avoir contribué aux corrections de cette thèse. A mes rapporteurs Gautier Hamel de Monchenault et Yves Sirois pour les échanges enrichissants que nous avons pu avoir.
Un grand merci à Isabelle, pour m'avoir encouragé depuis ma première année de Master et soutenu jusqu'à la fin de ma thèse. Merci pour ses conseils, pas seulement au sujet de physique. Je m'estime particulièrement heureux de faire partie de ces doctorants qui peuvent considérer leur directrice de thèse comme leur amie.
Merci à Seb "Le grand manitou du C++" pour son aide et sa sympathie ainsi qu'a tous mes collègues de l'IPHC. Au groupe WH, et tout mon soutien aux doctorants du groupe : Dikai et Huong.
Je remercie mes amis doctorants (ou ex-doctorants) de DØ : Jonathan, Romain, Cécile, Solène, Aurélien et Alexandre avec qui j'ai passé de très bon moments lors de mes séjours à Fermilab.
Merci à mes amis vosgiens Flavien, Florent et Samuel pour les nuits autour du feu à discuter les mystères de l'univers.
Merci à mes amis iraniens, ou plutôt *kheili mamnoon*, j'espère bien vous revoir autour d'un *Ghormeh Sabzi* :).
Mon quotidien aurait été bien triste sans mes amis doctorants de l'IPHC, nos tarots autour d'un café étaient salvateurs lors des moments de pression. Je souhaite à notre cher représentant Alain beaucoup de succès pour son post-doc à Paris et plein de suites à la

série des films *Sexy Dance :)*! Marie et Antonin, nos chers expatriés en Allemagne, je promets de passer de temps en temps pour vous approvisionner en vin et en fromages français ;). Je remercie Marie en particulier pour les parties de SC2 même si *les Terrans sont OP... :)*. Didier je reste en contact avec toi pour les bons tuyaux ! Momo, je compte sur toi pour me faire visiter un jour le Liban. Gaulthier, le chimiste dissident :), je te souhaite de trouver un poste qui te plaise. A Estelle et Xitzel, bonne continuation pour la thèse et bonne chance à Samir pour la soutenance.
Je remercie Neda pour tous les bons moments, pour sa gentillesse et son soutien indéfectible.
A ma famille, mon oncle Joël (*Tom*), qui a cru en moi depuis mon enfance : "Un jour tu sera chercheur au CNRS ! ". Et bien tonton, me voilà au bout de trois années de travail au CNRS ! Merci à mes deux *petites* (plus si petites que ça :)) soeurs Lisa et Marina.
Mes derniers mots vont à mes parents, qui m'ont toujours supporté dans mes études et poussé à faire ce que j'aime. A mon père, qui m'a initié aux romans de science-fiction ayant inspirés cette curiosité sur le monde qui nous entoure, et qui ne manquait pas de répondre autant que possible à mes questions incessantes étant enfant. A ma mère pour sa patience et son écoute qui furent pour moi un soutien important dans les moments difficiles. Je leur dois plus que je ne saurais dire.

Table des matières

I Le boson de Higgs : un état des lieux. 3

I.1 Cadre théorique . . . 4

I.1.1 La mécanique quantique relativiste . . . 4

I.1.2 L'invariance de jauge locale . . . 6

I.1.3 Le modèle standard de la physique des particules . . . 9

I.1.4 Brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ . . . 17

I.1.5 Une théorie calculable . . . 23

I.1.6 Panorama du modèle standard . . . 24

I.1.7 Au delà du modèle standard . . . 28

I.2 La recherche du boson de Higgs standard . . . 30

I.2.1 Les contraintes théoriques . . . 31

I.2.2 Les contraintes expérimentales indirectes . . . 33

I.2.3 La recherche directe auprès des collisioneurs . . . 35

I.3 Conclusion . . . 41

II Contexte expérimental 43

II.1 Le complexe d'accélérateurs du Tevatron . . . 44

II.1.1 Production des protons . . . 44

II.1.2 Injecteur principal . . . 46

II.1.3 Production des anti-protons et recycleur . . . 46

II.1.4 Le Tevatron . . . 47

II.1.5 La prise de données . . . 47

II.2 Le détecteur DØ . . . 48

II.2.1 La structure du détecteur . . . 50

II.2.2 Le système de cordonnées . . . 50

II.2.3 Le trajectomètre . . . 51

II.2.4 Les détecteurs de pied de gerbe . . . 56

II.2.5 Le calorimètre . . . 57

II.2.6 Le système à muons . . . 61

II.2.7 Le détecteur de protons à l'avant . . . 63

II.2.8 Le moniteur de luminosité 65
II.2.9 Le système de déclenchement 66

III Reconstruction des grandeurs d'analyse 69
III.1 Traces 70
III.2 Vertex 71
III.2.1 Le vertex primaire 71
III.2.2 Le vertex secondaire 73
III.3 Muons 73
III.3.1 Identification des muons 73
III.3.2 Les critères de qualité 73
III.3.3 Les critères d'isolation 74
III.3.4 Veto sur les muons cosmiques 74
III.4 Electrons 75
III.4.1 Combinaison des éléments calorimétriques 75
III.4.2 Reconstruction et identification des électrons 75
III.5 Energie transverse manquante 77
III.6 Jets 78
III.6.1 La reconstruction des jets 78
III.6.2 L'identification des jets 81
III.6.3 La correction en énergie (JES) 82
III.6.4 Les corrections appliquées aux jets simulés 87
III.7 Résolution sur la masse invariante du boson de Higgs 90
III.7.1 La reconstruction de la masse invariante du Higgs dans le canal 3 jets 90
III.7.2 Identification des jets ISR et FSR dans la simulation 91
III.7.3 Les différences ISR/FSR 92
III.7.4 Implémentation de la méthode de recouvrement de radiation de l'état final *FSR recovery* 94
III.7.5 Conclusion et perspectives. 94
III.8 Les outils d'analyse multivariée 95
III.8.1 introduction 95
III.8.2 La place des MVA dans la physique des hautes énergies 96
III.8.3 L'entraînement 97
III.8.4 Les arbres de décisions 99
III.8.5 Réseaux de neurones artificiels 102
III.8.6 Méthodologie pour construire et optimiser une analyse multivariée . 105
III.8.7 Conclusion 107

IV Identification des jets de saveurs lourdes 109
IV.1 Caractéristiques des hadrons beaux 110
IV.2 Sélection des jets identifiables 112

IV.2.1 L'étiquetabilité 112
IV.2.2 Réjection des V^0 112
IV.3 Les algorithmes d'identification des jets beaux 115
IV.3.1 SVT : *Secondary Vertex Tagger* 115
IV.3.2 JLIP : *Jet LIfetime Probability tagger* 118
IV.3.3 CSIP : *Counting Signed Impact Parameter tagger* 122
IV.3.4 Optimisation à l'aide d'une méthode multivariée : séparation $b-light$ 124
IV.4 Performances de la sélection des jets beaux 129
IV.4.1 Définition de la saveur d'un jet dans les événements simulés 130
IV.4.2 L'efficacité d'identification des jest beaux 131
IV.4.3 Le taux de mauvaise identification 135
IV.5 Séparation $b-c$ 138
IV.6 Identification des processus $W+jets\ beaux$ 139
IV.6.1 Données utilisées. 140
IV.6.2 Considérations de départ. 140
IV.6.3 Proposition de nouvelles variables discriminantes. 142
IV.6.4 Combinaison des variables à l'aide de techniques multi-variées. . . . 146
IV.6.5 Performances du discriminant $MVA\ Vbb$. 148
IV.6.6 Etudes systématiques du discriminant. 149
IV.6.7 Description du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ dans la simulation 152
IV.6.8 Utilisation du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ 154

V La recherche du Higgs dans le canal WH 155
V.1 La stratégie de recherche 156
V.1.1 Principe de l'analyse 156
V.1.2 Les difficultés 157
V.1.3 Plan de l'analyse 158
V.2 La pré-sélection des événements WH 159
V.2.1 Les critères de déclenchement 159
V.2.2 La pré-sélection des objets physiques 161
V.3 Les données analysées 163
V.4 Les événements simulés 164
V.4.1 Les processus simulés 164
V.4.2 Génération des échantillons 165
V.4.3 Les corrections de la simulation 167
V.5 Estimation du bruit de fond multijets 173
V.5.1 Le canal électron : la méthode de la matrice 174
V.5.2 Le canal muon : la méthode d'anti-isolation 176
V.5.3 Normalisation du bruit de fond multijets et $V+$ jets 177
V.6 Suppression des événements multijets 178
V.6.1 Coupure triangulaire 178

V.6.2 Discriminant multijets 179
V.7 L'identification des jets beaux 181
V.7.1 Les étiquetabilités 181
V.7.2 Les efficacités d'identification 181
V.8 Bilan de la sélection des événements 182
V.9 Optimisation grâce à une analyse multivariée 182
V.9.1 Les variables d'entrée 182
V.9.2 Accord entre simulations et données 185
V.9.3 Entraînement du discriminant et performances 191
V.10 Limite sur la section efficace de production du boson de Higgs 194
V.10.1 La méthode CL_s 194
V.10.2 Les incertitudes systématiques de l'analyse WH 198
V.10.3 Résultats de l'analyse WH 201
V.10.4 Combinaison des recherches du Higgs auprès du Tevatron 202
V.11 Conclusion et perspectives 203

A Etudes complémentaires pour améliorer la résolution sur la masse du Higgs. 207
A.1 Analyse multivariée 207
A.1.1 Les variables discriminantes 207
A.1.2 Combinaison des variables 207
A.1.3 Résultats 209
A.2 Rééquilibrage di-jet 210

B Figures supplémentaires : étude de l'efficacité d'identification des jets beaux. 213

Table des figures

I.1 Le domaine de pertinence des théories physiques en fonction de l'énergie et l'échelle considérées. 4
I.2 Les particules élémentaires de matière et d'interaction. A noter que pour chaque particule il existe une antiparticule de même masse et de même spin mais de charge opposée. 9
I.3 Vertex d'interaction du Lagrangien QCD.. 12
I.4 Diagrammes de Feynman des vertex d'interaction du Lagrangien de courant neutre $\mathcal{L}_{CN}$. 17
I.5 Diagrammes de Feynman des vertex d'interaction du Lagrangien de courant neutre $\mathcal{L}_{CC}$. 17
I.6 Diagrammes de Feynman des vertex d'auto-interaction du Lagrangien électrofaible. 17
I.7 Sur la figure (a), est représenté le potentiel $V(\Phi)$ pour $\mu^2 > 0$, dans ce cas le potentiel à une forme de cuvette et le minimum est unique. Sur la figure (b), est représenté le potentiel $V(\Phi)$ pour $\mu^2 < 0$, la forme est différente "en kougelhopf", le minimum est dégénéré. 19
I.8 Diagrammes de Feynman des couplages du Higgs aux bosons de jauge électrofaibles. 22
I.9 Diagrammes de Feynman des couplages du Higgs aux fermions. 23
I.10 Développement perturbatif en diagrammes de Feynman du processus $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ jusqu'à l'ordre *Next-to-Leading Order (NLO)*. 24
I.11 Ajustement des valeurs prédites par le modèle standard. 27
I.12 Diagrammes de Feynman des corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs. 28
I.13 Diagrammes de Feynman des corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs en considérant les particules du modèle standard ainsi que leur partenaires supersymétriques. 30
I.14 Limites inférieure et supérieure sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle d'énergie Λ de validité du modèle standard [1]. La borne supérieure correspond à la limite imposée par l'argument de trivialité et la borne inférieure vient des conditions de stabilité du vide ($M_t = 175$ GeV et $\alpha_s = 0.118$). 33
I.15 Ajustement des mesures des variables électrofaibles en fonction de la masse du Higgs. 34

I.16 Ajustement global par $\Delta\chi^2$ des mesures des variables électrofaibles en fonction de la masse du Higgs. La courbe en pointillés montre les résultats avec les incertitudes théoriques. 35
I.17 Modes de production (sections efficaces de production au Tevatron) et canaux de désintégration du boson de Higgs. 36
I.18 Diagramme de Feynman de production d'un boson de Higgs par processus de *Higgsstrahlung* (à gauche) ainsi que de fusion de bosons vecteurs (à droite). . . . 36
I.19 Limite supérieure observée et attendue à 95% de niveau de confiance sur le rapport des sections efficaces observées sur prédites par le modèle standard pour les hypothèses de masses inférieures à 120 GeV pour l'hypothèse bruit de fond seulement (en pointillés noirs) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). Le trait continu rouge correspond aux mesures effectuées à partir des données du LEP. On peut ainsi exclure la production d'un boson de Higgs standard dès le moment ou ce rapport passe en dessous de l'unité. 37
I.20 Sections efficaces de production de plusieurs processus du modèle standard au Tevatron avec des collisions $p\bar{p}$ et au LHC avec des collisions pp [2]. 39
I.21 Sensibilité au signal du Higgs pour différents canaux au LHC. 39
I.22 Diagrammes de Feynman des processus $H \to \gamma\gamma$. 40
I.23 Limites supérieures observées et attendues à 95% de niveau de confiance sur le rapport des sections efficaces observées sur prédites par le modèle standard pour les hypothèses de masses inférieures à 600 GeV pour l'hypothèse bruit de fond seulement (en pointillés noirs) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). Le trait continu rouge correspond mesures effectuées à partir des données du LHC. On peut ainsi exclure dès le moment ou ce rapport passe en dessous de l'unité.[3] 40

II.1 Vue aérienne du Tevatron au Fermilab. 45
II.2 La chaîne d'accéleration. 45
II.3 Il est nécessaire d'installer des tube à dérive pour isoler les particules de la partie décélérante du champs électrique généré par les cavités radiofréquence afin d'obtenir un gain net en énergie. 48
II.4 Evolution de la luminosité instantanée au cours d'un *store* de 36 paquets de protons et 36 paquets d'anti-protons (courbe rouge). La courbe en pointillés bleus montre l'évolution de la luminosité instantanée au cours d'un *store* de 140 paquets de protons et 121 paquets d'anti-protons, mode de fonctionnement initialement prévu pour le Run II mais finalement rejeté. 49
II.5 La luminosité intégrée delivrée par le Tevatron durant les dix ans du Run II. . . 49
II.6 Le détecteur DØ. 51
II.7 Coupe longitudinale du trajectomètre de DØ. 52
II.8 Perspective cavalière du SMT 52

II.9 Coupe transverse d'un tonneau du SMT. 53
II.10 Coupe transverse du CFT. 55
II.11 Coupe transverse d'une piste de scintillateur des détecteurs de pied de gerbe. . . 57
II.12 Perspective cavalière du calorimètre central et des calorimètres à l'avant. 59
II.13 Schéma d'un module de deux cellules calorimétriques de DØ. Des plaques de matériau absorbant baignent dans de l'argon liquide (milieu actif), des plaques de cuivre sont disposées de manière à collecter les charges. 59
II.14 Schéma d'une coupe du calorimètre présentant les segmentations longitudinale et transversale. 60
II.15 Simulation d'électrons de P_T = 80 GeV dans la région centrale et à l'avant du détecteur DØ. Du vertex primaire vers l'extérieur on trouve successivement le détecteur de vertex à micro-pistes de silicium (SVT), le trajectomètre à fibres scintillantes (CFT) entouré par le solénoïde, le détecteur de pied de gerbe central (CPS) et à l'avant (FPS), le calorimètre central (CC) et à l'avant (EC). 61
II.16 Coupe transversale (à droite) et longitudinale (à gauche) du détecteur inter-cryostat. 62
II.17 Vue éclatée des chambres à dérive du système à muons. 63
II.18 Vue éclatée des scintillateurs du système à muons. 64
II.19 Positions des châteaux du détecteur de proton à l'avant. 65
II.20 Positions des moniteurs de luminosité. 65
II.21 Schéma de fonctionnement du système de déclenchement de DØ. 66
II.22 Schéma des niveaux 1 et 2 du système de déclenchement. 67

III.1 Description d'un jet à différents niveaux, du plus proche au plus éloigné de l'interaction on trouve le jet de partons, le jet de particules et enfin le jet calorimétrique. 79
III.2 Sur la figure (a), on peut voir un exemple de singularité infrarouge, un gluon de faible impulsion est rayonné dans la région séparant les deux jets calorimétriques reconstruits ce qui entraîne une fusion des deux jets en un seul lors de la reconstruction. Sur la figure (b) est illustré un cas de singularité colinéaire, deux partons proches ont chacun une impulsion trop faible pour permettre la reconstruction d'un jet, et le jet reconstruit correspond à un parton d'impulsion équivalente à la somme des impulsions des 2 partons. 80
III.3 Energie sous-jacente (*offset*) en fonction de la position η du jet pour différents intervalles en multiplicité de vertex primaires N_{vtx}. 84
III.4 Distribution de l'énergie en fonction de la distance radiale à l'axe du jet. On définit une distance R_{lim} pour laquelle on considère que toute l'énergie est prise en compte. On peut ainsi définir un facteur correctif qui ici vaut $S = \frac{I-i}{I}$. 85
III.5 Réponse du détecteur à l'énergie d'un jet pour plusieurs intervalles en E'. 86
III.6 Réponse du détecteur au dépôt d'énergie d'un jet pour les différentes parties : centrale (CC), bouchon nord (ECN) et bouchon sud (ECS). 87

III.7 Distribution de ΔS dans le cas $70 < P_T^\gamma < 75$ pour les données (à gauche) et la simulation (à droite). Les distribution sont ajustées à l'aide d'une fonction gaussienne (trait noir), les incertitudes statistiques correspondantes sont représentées par les bandes jaunes. 88
III.8 Efficacité de reconstruction et d'identification des jets en fonction de leur impulsion transverse pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite). La courbe en rouge correspond à des événements $\gamma + jets$ et celle en bleu correspond à des événements $Z + jets$. Les figures du haut correspondent à la partie centrale du détecteur et celles du bas à la partie non-centrale (inter-cryostats et bouchons). 89
III.9 Schéma d'une collision proton anti-proton. Les partons impliqués dans l'interaction dure, tout comme ceux produits de l'interaction, peuvent rayonner un ou plusieurs gluons. Ces gluons peuvent donner lieu à des jets reconstruits dans le calorimètre. 91
III.10 La masse invariante du boson de Higgs reconstruite avec (en rouge) et sans (en noir) la prise en compte des jets FSR pour un boson de Higgs généré avec une masse de 115 GeV. Un gain de près de 40% est observé sur la résolution ainsi qu'un décalage de la moyenne vers une valeur plus juste. 92
III.11 Schéma d'un événement 3 jets et les angles entre le troisième jet et les autres jet et l'axe du faisceau. 93
III.12 Distributions de α_{min} et θ en fonction de la masse des 3 jets pour un Higgs simulé à 115 GeV. 93
III.13 Distribution de la variable angulaire α_{min} pour le cas d'un évenement comportant un jet FSR (Rouge) ou un jet ISR (bleu). 94
III.14 Reconstruction de la masse invariante du Higgs dans l'analyse WH et comparaison des données aux simulations des différents processus prédits par le modèle standard. A droite dans sa version nominale et à gauche en utilisant la méthode de recouvrement de radiation de l'état final. 95
III.15 Entraînement d'une analyse multivariée. On part d'une analyse multivariée dont les paramètres sont initialement aléatoires. Pour chaque événement de nature connue (signal ou bruit de fond), on fournit la valeur de plusieurs variables à l'analyse multivariée qui va les combiner selon ses paramètres p donnant une certaine réponse. Cette réponse est comparée à la réponse souhaité en fonction de la nature de l'événement et les paramètres sont ajustés de manière à obtenir la réponse souhaitée. Ce mécanisme est répété pour tous les événements de l'échantillon d'entraînement. 98
III.16 Evolution de l'erreur sur l'échantillon d'entraînement (en bleu) et sur l'échantillon de test (en rouge) en fonction du nombre de cycles d'entraînement (epochs). . . 99
III.17 Schéma d'un arbre de décision. 100
III.18 Principe du *boosting*. 102

III.19 A gauche sont présentées les distributions du signal (rouge) et du bruit de fond (bleu) pour une variable $var0$, observées pour les événements de l'échantillon d'entraînement. La coupure permettant la meilleure séparation entre signal et bruit de fond (a) entraîne la mauvaise classification de tous les événements de type bruit de fond pour lesquels $var0$ a une valeur inférieure à cette coupure. Ces événements sont ainsi amplifiés (*boosting*) à l'itération suivante de l'entraînement. Il en résulte la distribution de gauche. La construction de l'arbre de décision permet désormais d'envisager la coupure (b). Le BDT final, correspondant à la combinaison de l'arbre initial et de l'arbre construit à l'aide des événements pondérés, permet de discriminer le signal et le bruit de fond de manière optimale [4]. 103

III.20 Schéma d'un réseau de neurones de type MLP : *Multi Layer Perceptron* avec une couche d'entrée, une couche cachée et une couche de sortie reliées entre elles par des synapses pondérées. 104

III.21 Exemple [5] d'utilisation des catégories. La variable $var4$ dépend de $|\eta|$: pour $|\eta| \leq 1.3$ (à gauche) le signal et le bruit de fond sont distribués selon des gaussiennes de moyennes faibles alors que pour $\eta > 1.3$ (à droite) les moyennes des distributions de $var4$ sont plus élevées. De plus, la résolution est moins bonne dans la région à l'avant. Ignorer cette dépendance en la variable spectatrice $|\eta|$ élargit les distributions gaussiennes pour le signal et le bruit de fond, réduisant ainsi leur séparation. 107

III.22 Efficacité de sélection du signal en fonction de la réjection du bruit de fond pour les méthodes construites sans (Fisher et Likelihood) et avec (FisherCat et LikelihoodCat) catégorisation. Ces discriminants ont été construits avec plusieurs variables d'entrée, dont $var4$, en catégorisant selon $|\eta|$ [5]. 108

IV.1 Illustration d'un jet issu de la hadronisation d'un quark beau. 111

IV.2 Schéma d'un jet de quark b. On définit le paramètre d'impact (IP) comme la distance minimale de la trajectoire d'une trace extrapolée au vertex primaire. . 111

IV.3 Etiquetabilité des jets en fonction de $z' \equiv z \times sign(\eta, z)$. Les lignes discontinues verticales délimitent les différentes régions en z' choisies pour la paramétrisation (a). La figure (b) représente l'étiquetabilité en fonction de l'impulsion transverse du jet pour les différentes régions en z'. 113

IV.4 Distribution de masse invariante des K_S^0 (a) et Λ^0 (b) reconstruits. 114

IV.5 Efficacité d'identification d'un K_S^0 se désintégrant en une paire $\pi^+\pi^-$ en fonction de la position transverse du vertex secondaire pour les cas où deux (en rouge) ou au moins un (en bleu) des pions a une impulsion transverse supérieure à 1 GeV. L'étude a été effectuée à partir d'une simulation Monte-Carlo d'événements multijets. 114

IV.6 Distribution des vertex reconstruits correspondant à des conversions de photons en fonction de la distance radiale (a) et le long de l'axe du faisceau (b). 115

IV.7 Distributions des variables discriminantes entre jets beaux (rouge) et jets légers (noir) utilisées par l'algorithme SVT. Sont représentés : (a) la multiplicité N_{vtx} en vertex secondaires reconstruits dans un jet de traces, (b) le nombre de traces N_{trk} associées au vertex secondaire, (c) la masse m_{vtx} du vertex et enfin (d) la significance de la longueur de désintégration S_{xy}. 117

IV.8 Le paramètre d'impact est signé par l'angle $\cos\theta$. 118

IV.9 Ajustement sur les facteurs correctifs α en fonction de p_{scat} pour différentes catégories de traces. Les points rouges pleins (resp. vides) correspondent aux données (resp. aux simulations d'événements multijet). 120

IV.10 Ajustement des facteurs correctifs α en fonction de la multiplicité en traces associées au vertex primaire. Les points rouges pleins (resp. vides) correspondent aux données (resp. à la simulation d'événements multijet). 120

IV.11 Distributions corrigées de σ_{IP} en fonction de p_{scat} pour différentes catégories de traces. Les points rouges pleins (resp. vides) correspondent aux données (resp. à la simulation d'événements multijet) avec leurs ajustements respectifs en bleu et pointillés. 121

IV.12 Probabilité P_{trace} qu'une trace ait une valeur $S_{IP} > S_{IP}^0$ correspondant à la probabilité que la trace ait été produite au vertex primaire. Distribution pour un lot de données multijets (a), simulation Monte Carlo de jets de saveurs légères (b) et de jets de quarks c (c) et b (d). Les distributions bleues (resp. vertes) ont été obtenues avec les traces de paramètres d'impact positifs (resp. négatifs). . . 123

IV.13 Probabilité P_{jet} qu'un jet provienne du vertex primaire (voir equation IV.5). Distributions obtenues avec un lot de données multijets (a), avec des jets de saveurs légères simulés (b) et avec des jets de quarks c simulés (c) et b (d). Les distributions des probabilités P^+ et P^- calculées avec les traces de paramètres d'impact positifs et négatifs sont montrées en bleu et en vert respectivement. . . 124

IV.14 Distribution de la variable CSIP COMB pour les jets beaux (rouge) charmés (vert) et légers (bleu). 126

IV.15 Architecture de l'algorithme d'identification des jets beaux face au jets légers. Chaque sous-lot de variables construites à partir de catégories de traces différentes est utilisé pour construire une méthode multivariée à base de *Random Forest*, eux-même combinés dans un réseau de neurones. 129

IV.16 Distribution de sortie de l'agorithme de sélection des jets beaux face aux jets légers, pour les jets beaux simulés en rouge, les jets charmés en vert et les jets légers en bleu. 129

IV.17 Les facteurs d'échelle pour le point de fonctionnement $L6$ dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 136

IV.18 Les facteurs d'échelles pour le point de fonctionnement $L6$ dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 137

IV.19 Distribution de sortie de l'agorithme de sélection des jets beaux face aux jets charmés. 139

IV.20 A gauche, le bruit de fond $Wb\bar{b}$, dominant à l'issue de la sélection des jets beaux dans l'analyse WH (dont on rappelle le diagramme de Feynman à droite). . . . 140

IV.21 Séparation angulaire ΔR entre deux quarks b provenant de la désintégration du Higgs (à droite) et pour les événements où 2 jets sont reconstruits (en bleu à droite) et les événements 1 jet reconstruit (en rouge à droite). 141

IV.22 Les variables discriminantes liées au vertex secondaire étudiées pour distinguer les jets beaux des processus $V(b\bar{b})$ et $H \to b\bar{b}$. Ces variables sont construites à partir des paramètres des traces sélectionnées avec différents critères de qualité, ici la qualité SL est montrée en illustration. 143

IV.23 Les variables discriminantes liées au vertex secondaire étudiées pour distinguer les jets beaux des processus $V(b\bar{b})$ et $H \to b\bar{b}$ (suite de la figure IV.22). Ces variables sont construites à partir des paramètres des traces sélectionnées avec différents critères de qualité, ici la qualité SL est montrée en illustration. 144

IV.24 Les variables discriminantes liées à JLIP étudiées pour distinguer les jets beaux des processus $V(b\bar{b})$ et $H \to b\bar{b}$. 145

IV.25 Distribution de la variable de sortie des arbres de décision dont les variables d'entrées sont construites selon différents critères de sélection des traces, pour le boson de Higgs (en rouge) et pour les processus $V(b\bar{b})$ (en bleu). 147

IV.26 Performances individuelles des différents BDT (Boosted Decision Tree). 147

IV.27 Sortie du réseau de neurones pour les événements $Hb\bar{b}$ (dont le boson de Higgs a été simulé avec une de masse de 100 GeV/c^2) et pour les événements $V(b\bar{b})$. . 148

IV.28 Sur la figure de gauche est representée l'évolution de l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ pour notre variable discriminante (en bleu) et pour le NNbtag (en noir). A droite, est montrée (en vert) l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $Vb\bar{b}$ (quel que soit l'angle entre les deux quarks b) pour notre discriminant. 149

IV.29 Evolution de l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ pour différents intervalles d'impulsion transverse du jet (les performances observées pour $P_T > 150$ GeV sont obtenues avec une très faible statistique). 150

IV.30 Efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ pour les différentes régions du calorimètre. 150

IV.31 Evolution de l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ pour plusieurs valeurs de masses du Higgs dans la plage de recherche qui nous intéresse. 151

IV.32 Evolution de l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ selon le point de fonctionnement du btagging NNbtag. . . . 152

IV.33 Code de couleurs utilisé pour la comparaison données et simulation dans les histogrammes suivants. 152

IV.34 Distribution du discriminant MVA $Vb\bar{b}$ dans l'analyse WH observée dans les données et comparée à la simulation lorsqu'un jet beau a été identifié. Le code couleur pour les bruits de fond et le signal est visible sur la figure IV.33 153

IV.35 Distribution du discriminant MVA $Vb\bar{b}$ dans l'analyse WH observée dans les données et comparée à la simulation lorsque deux jets beaux ont été identifiés. Le code couleur pour les bruits de fond et le signal est visible sur la figure IV.33 153

V.1 Diagramme de Feynman du mode de production WH. 157

V.2 Efficacité des critères de déclenchement du OU logique utilisé pour la recherche du Higgs dans le canal électron de l'analyse WH (rouge), en fonction du P_T de l'électron. En bleu est présenté l'efficacité en ne prenant en compte que les critères de déclenchement du calorimètre qui sont moins performants. 159

V.3 Facteurs correctifs appliqués aux simulations pour tenir compte de la contribution non-*Single Muon* à l'efficacité de déclenchement inclusif en fonction de H_T pour la période de prise de données Run IIa (à gauche) et Run IIb (à droite). . 160

V.4 Diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre des processus simulés pour l'analyse WH. 166

V.5 Fonctions de repondération utilisées dans l'analyse WH pour corriger la modélisation des processus $V+$ jets avec ALPGEN. (a) $\Delta\eta$ entre le lepton et le jet de plus haute impulsion transverse. (b) $\Delta\eta$ entre le lepton et le second jet de plus haute impulsion transverse. (c) Séparation angulaire $\Delta R(jet_1, jet_2)$ entre les deux jets de plus haute impulsion. (d) Impulsion transverse du W reconstruit. Pour chaque figure la ligne noire correspond à la fonction nominale utilisée, tandis que les courbes rouges et bleues correspondent respectivement aux variations à +1 et -1 σ. 174

V.6 Exemple de taux de mauvaise identification du lepton dans le canal électron dans l'intervalle $15 < P_T < 17$ GeV en fonction de $|\eta_d et|$ pour la région centrale (à gauche) et la région à l'avant (à droite), pour l'intervalle $0 < \Delta\phi(\not{E}_T, e) < 0.4$ (en haut) et $0.4 < \Delta\phi(\not{E}_T, e) < \pi$ (en bas). 177

V.7 Exemple de distributions dans le lot Anti-isolé pour le canal 2 jets du RunIIb34 : (a) l'impulsion transverse du second jet, (b) la séparation angulaire en ϕ entre le muon et l'énergie transverse manquante $\Delta\phi(\mu, \not{E}_T)$, (c) l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ et (d) la masse transverse M_T^W reconstruite du W . Les données sont en noir, les événements $V+$ jets en bleu et les autres processus du modèle standard en vert. 178

V.8 (a) Masse invariante transverse reconstruite du W en utilisant les données pour lesquelles un électron *loose* a été reconstruit dans l'événement (en noir) – ce lot de données est largement dominé par des événements multijets – et en utilisant une simulation de processus WH (en rouge). (b) Histogramme 2D du rapport $données_{loose}/WH\ MC$ en fonction de la masse transverse reconstruite du W et de l'énergie transverse manquante (MET). Le trait plein noir correspond à la coupure triangulaire $M_W^T = -0.5\ \not{E}_T + 40$. 179

V.9 Distribution du discriminant MVA QCD dans le canal 2 jets électron, avant identification des jets beaux. Les données correspondent à l'intégralité du Run II. L'exemple ici correspond au discriminant entraîné avec un signal Higgs simulé avec une masse de 115 GeV. 180

V.10 Cette légende montre les couleurs utilisées pour les histogrammes de comparaison entre données et simulation présentés par la suite. Un facteur arbitraire de 50 à été appliqué aux signaux de manière à apprécier plus facilement leur distribution. 186

V.11 Histogrammes comparant les données (points) et la prédiction de la simulation (couleurs) pour les variables d'entrée du discriminant final de l'analyse, dans le canal 2 jets électron 2 tag tight. Le code de couleurs est visible sur la figure V.10. 187

V.12 Histogrammes comparant les données (points) et la prédiction de la simulation (couleurs) pour les variables d'entrée du discriminant final de l'analyse, dans le canal 2 jets électron 2 tag tight. Le code de couleurs est visible sur la figure V.10.(suite) 188

V.13 Histogrammes comparant les données (points) et la prédiction de la simulation (couleurs) pour les variables d'entrée du discriminant final de l'analyse, dans le canal 2 jets muon 2 tag tight. Le code de couleurs est visible sur la figure V.10. 189

V.14 Histogrammes comparant les données (points) et la prédiction de la simulation (couleurs) pour les variables d'entrée du discriminant final de l'analyse, dans le canal 2 jets muon 2 tag tight. Le code de couleurs est visible sur la figure V.10. (suite) 190

V.15 Distributions du discriminant final entraîné pour les différentes multiplicités de jets beaux identifiés, 1 tight tag (en haut), *2 loose tag* (en bas à gauche) et enfin *2 tag tight* (en bas à droite) pour une hypothèse de masse du Higgs de 115 GeV. 191

V.16 Histogrammes de comparaison entre données et simulation pour la sortie du discriminant final dans le canal 2 jets pour les différentes multiplicités de jets beaux identifiés pour les canaux électron et muon. Le code couleur est donné figure V.10. 192

V.17 Histogrammes de comparaison entre données et simulation pour la sortie du discriminant final dans le canal 3 jets pour les différentes multiplicités de jets beaux identifiés pour les canaux électron et muon. Le code couleur est donné figure V.10 193

V.18 Distribution de la densité de probabilité pour l'hypothèse signal + bruit de fond (S+B) en rouge et bruit de fond seulement (B-only) en bleu. La région colorée en rouge correspond à CL_S et celle en bleu à $1-CL_B$. Le trait plein correspond au calcul de Γ_d à l'aide des données observées [6]. 196

V.19 Projection des NLLR en fonction d'un paramètre d'intérêt pour l'hypothèse signal + bruit de fond (en pointillés rouges), pour l'hypothèse bruit de fond seulement (en pointillés noirs) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). Le trait continu noir correspond aux NLLR mesurées à partir des données [6]. 197

V.20 Distribution du discriminant final auquel a été retirée la contribution du bruit de fond. Les données auxquelles on a soustrait la contribution estimée du bruit de fond sont représentées par les points avec les incertitudes statistiques associées. L'incertitude sur le bruit de fond à $\pm 1\sigma$ est représentée en trait plein bleu et la contribution du signal est représenté par la zone pleine en rouge. 201

V.21 A gauche est visible la projection des NLLR en fonction de la masse du boson de Higgs pour l'hypothèse signal + bruit de fond (en pointillés rouges), pour l'hypothèse bruit de fond seulement (en pointillés noirs) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). Le trait continu noir correspond aux NLLR mesurées à partir des données. A droite sont présentées les limites supérieures sur le taux de production du Higgs observées (trait noir), et attendues (pointillés rouges) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). 202

V.22 Limites supérieures sur le taux de production du Higgs observées (trait noir), et attendues (pointillés) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune) pour les combinaison DØ (à gauche) et Tevatron (à droite). 203

V.23 Limites supérieures sur le taux de production du Higgs observées (trait noir), et attendues (pointillés) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune) pour les combinaison et Tevatron. Les régions d'exclusion pour les différentes experiences de physique des particules (Tevatron, LHC et LEP) sont représentées par des bandes de couleur. 204

A.1 Variables discriminantes étudiées dans le cadre de la méthode de sélection du 3ième jet FSR. Les distributions pour le bruit de fond (jets ISR) sont visibles en rouge et les distributions pour le signal (jets FSR) en bleu. 208

A.2 Distributions des discriminants construits en utilisant diverses techniques d'analyse multivariées. 209

A.3 Réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal. . . . 210

A.4 Reconstruction de la masse invariante du Higgs dans l'analyse WH pour le canal 3 jets, à gauche dans sa version nominale (masse du Higgs reconstruite avec les deux jets de plus haut P_T) et à droite en utilisant l'analyse multivariée pour ajouter le 3ième jet FSR. 211

A.5 Histogrammes 2D de l'énergie du premier jet en fonction de la somme de l'énergie du second et du troisième jet. Pour le cas FSR (à gauche) et le cas ISR (à doite). 211

A.6 Masse invariante reconstruite du Higgs pour une hypothèse de masse de 115 GeV, à l'aide des deux premier jets uniquement (en rouge), à l'aide d'une coupure sur α_{min} (noir), et à l'aide de la méthode de rééquilibrage di-jets (bleu). 212

B.1 Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 214

B.2 Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 215

B.3 Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 216

B.4 Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 217

B.5 Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 218

B.6 Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 219

B.7 Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 220

B.8 Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 221

B.9 Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 222

B.10 Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs. 223

Liste des tableaux

I.1 Les paramètres libres du modèle standard et leurs valeurs mesurées. 26

III.1 Coupures imposées sur les variables d'identification correspondant aux différents types d'électrons reconstruits. Les coupures *eqn.xx* sont définies ci-dessus. . . . 77

III.2 Atouts (+) et faiblesses (-) de différentes méthodes multivariées [5] 106

IV.1 Critères de sélection des traces utilisées par l'algorithme SVT pour différents points de fonctionnement. 117

IV.2 Catégories de traces utilisées lors du Run IIa pour le calcul de $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{\mathcal{IP}})$. 122

IV.3 Points de fonctionnement de l'algorithme de sélection des jets beaux face aux jets légers. 130

IV.4 Lots des différents processus simulés ainsi que leur générateur [7]. 140

IV.5 Sections efficaces théoriques des processus Wbb avec deux et trois jets reconstruits (avec un algorithme de cône de $\Delta R = 0.7$ [8]. 142

V.1 Points de fonctionnement *EMID* utilisés pour la définition des événements *loose* et *tight* dans les différentes parties du calorimètre (voir section III.4). 162

V.2 Luminosité intégrée pour chaque période de prise de données. 164

V.3 Facteurs K_{LF}^{exp} estimés pour chaque période de prise de données pour le canal deux jets avec la sélection d'un électron ou d'un muon. Les incertitudes indiquées correspondent à l'incertitude statistique. 168

V.4 Liste des processus simulés, des générateurs utilisés ainsi que du poids de chaque processus (sa section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement correspondant à l'état final considéré). Pour les différents processus Higgs, les valeurs correspondantes à une hypothèse de masse du Higgs de 115 GeV. 169

V.5 Liste des processus simulés, des générateurs utilisés ainsi que du poids de chaque processus (sa section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement correspondant à l'état final considéré). Pour les différents processus Higgs, les valeurs correspondantes à une hypothèse de masse du Higgs de 115 GeV. 170

V.6 Liste des processus simulés, des générateurs utilisés ainsi que du poids de chaque processus (sa section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement correspondant à l'état final considéré et le facteur K). Pour les différents processus Higgs, les valeurs correspondantes à une hypothèse de masse du Higgs de 115 GeV. 171
V.7 Section efficace de production pour les différents processus de production du Higgs sur la plage de masse de Higgs allant 100 à 200 GeV ainsi que les rapports d'embranchement pour les principaux modes de désintégration [9]. 172
V.8 Test de cohérence de la correction du critère d'étiquetabilité. Après correction, le rapport de l'étiquetabilité observée dans les données sur l'étiquetabilité simulée doit être compatible avec l'unité. Ces valeurs sont obtenues avec l'ensemble des données du Run II. 181
V.9 Contributions estimées des processus sélectionnés par les critères de l'analyse WH et nombres de candidats observés dans les données, dans les différents canaux d'identification des jets beaux, pour le canal 2 jets, intégrant le canal électron et le canal muon. 183
V.10 Contributions estimées des processus sélectionnés par les critères de l'analyse WH et nombres de candidats observés dans les données, dans les différents canaux d'identification des jets beaux, pour le canal 3 jets, intégrant le canal électron et le canal muon. 184
V.11 Classement relatif des variables d'entrée utilisées pour construire le discriminant final, effectué par TMVA dans le canal 2 jets *2 tight tag*. Les importances relatives indiquées sont celles des arbres de décisions entraînés pour une masse du Higgs de 115 GeV. 185
V.12 Sources d'incertitudes systématiques considérées dans l'analyse. Les incertitudes ayant un nom contenant *Bkgd* ne s'applique qu'au bruit de fond, les autres s'appliquent au bruit de fond et au signal, à l'exception des incertitudes portant sur le bruit de fond multijets. 199
V.13 Valeurs des incertitudes systématiques. Les pourcentages donnés correspondent à un facteur d'incertitude global alors que la nomination SN indique que la variation de cette systématique affecte la forme (S pour *Shape*) et/ou la normalisation (N) de la variable finale. 200
V.14 Limites supérieures observées et attendues à 95% de niveau de confiance sur le rapport des sections efficaces $\sigma(p\bar{p} \to X + H) \times \mathcal{B}(H \to b\bar{b}$ or $WW)$ observées sur prédites par le modèle standard pour chaque masse du Higgs considérée entre 100 et 150 GeV. 202

Introduction

Depuis les quatre éléments fondamentaux en passant par l'atomisme de Démocrite la science a entrepris cette démarche réductionniste à la recherche des composants fondamentaux de la matière. L'aboutissement moderne est appelé le modèle standard, cette théorie est une description de la nature fondamentale de la matière et des interactions. Le modèle standard allie la mécanique quantique, la relativité restreinte et des principes de symétrie pour poser un cadre théorique cohérent avec toutes les observations aux échelles d'énergies atteintes par les expériences de physique des particules. Le dernier élément encore non observé de cette théorie est le boson de Higgs, véritable clé de voûte du modèle standard, il est à l'origine de la masse des particules. Le Higgs constitue ainsi aujourd'hui une priorité de la recherche en physique des particules.

Bien que le Higgs n'ait jamais été observé par aucune expérience, plusieurs observables dépendent de la masse du Higgs. Il est ainsi possible de remonter aux valeurs les plus probables de la masse du Higgs à partir de la mesure précise de ces observables. De plus, il est possible d'exclure statistiquement l'existence du Higgs dans certaines régions en masse en le cherchant directement. Les mesures de précisions ainsi que les recherches directes privilégient un Higgs léger. Dans cette région en masse, le boson de Higgs se désintègre majoritairement en une paire de quarks beaux. Pour ce mode de désintégration, un des processus de production les plus importants (en particulier par un accélérateur hadronique) est le canal $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ dont la mise en évidence est le sujet de cette thèse.

Le Tevatron, accélérateur de particules le plus puissant jusqu'en 2010, accélère des protons et anti-protons pour générer des collisions à une énergie de 1.96 TeV. C'est un bon outil pour la recherche du Higgs. Deux détecteurs y sont installés, DØ et CDF. Cette thèse porte sur l'analyse de l'intégralité des données recueillies par le détecteur DØ pendant le fonctionnement du Tevatron.

Nous présentons tout d'abord dans ce mémoire de thèse le cadre théorique ainsi que l'état de la recherche expérimentale du boson de Higgs. Nous décrivons l'accélérateur permettant les collisions de particules et le détecteur recueillant les informations sur les particules produites par les collisions. A l'aide de ces informations il est possible de re-

construire des objets physiques dont les grandeurs seront analysées, ce point crucial fait l'objet du troisième chapitre. Etant donné que la signature de la production d'un Higgs léger est la production d'une paire de jets beaux, il est essentiel de pouvoir identifier ce type de jets parmi touts les jets produits. Nous exposons les méthodes développées dans ce but dans le chapitre 4. Enfin nous présentons l'analyse WH elle-même, exploitant tous les outils présentés précédemment, dans le but de mettre en évidence la production d'un Higgs léger dans ce canal ou à défaut de poser une limite sur son taux de production.

– Chapitre I –

Le boson de Higgs : un état des lieux.

We all agree that your theory is crazy. But is it crazy enough ?

Niels Bohr

Sommaire

I.1 Cadre théorique **4**
- I.1.1 La mécanique quantique relativiste 4
- I.1.2 L'invariance de jauge locale 6
- I.1.3 Le modèle standard de la physique des particules 9
- I.1.4 Brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ 17
- I.1.5 Une théorie calculable 23
- I.1.6 Panorama du modèle standard 24
- I.1.7 Au delà du modèle standard 28

I.2 La recherche du boson de Higgs standard **30**
- I.2.1 Les contraintes théoriques 31
- I.2.2 Les contraintes expérimentales indirectes 33
- I.2.3 La recherche directe auprès des collisioneurs 35

I.3 Conclusion **41**

Le modèle standard est un grand édifice représentant l'aboutissement de découvertes expérimentales et de développements théoriques qui ont convergé vers une théorie cohérente de la matière et des interactions au niveau le plus fondamental. Cette théorie a été confirmée par de nombreux résultats expérimentaux laissant peu de doute quant à sa validité à l'échelle du GeV. Le modèle standard introduit les interactions entre particules de manière très élégante en se basant sur des principes de symétrie. Néanmoins ces mêmes principes de symétrie impose une masse nulle pour les bosons vecteur, ce

qui est expérimentalement incohérent compte tenu de la portée de l'interaction faible. Le mécanisme de Higgs a été introduit pour résoudre ce problème, il entraîne la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, générant ainsi une masse aux bosons vecteurs de l'interaction faible et il fait apparaître un nouveau champ scalaire massif neutre : le boson de Higgs.
Ce chapitre présente les concepts théoriques à la base du modèle standard comme la mécanique quantique relativiste et l'importance des symétries, en particulier les symétries de jauge locale, avant de construire les différents secteurs du modèle standard comprenant chaque interaction et d'introduire la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Nous faisons ensuite le point sur la recherche du boson de Higgs à l'aide d'arguments théoriques aussi bien qu'expérimentaux et nous aborderons de l'avenir de la recherche du Higgs.

I.1 Cadre théorique

I.1.1 La mécanique quantique relativiste

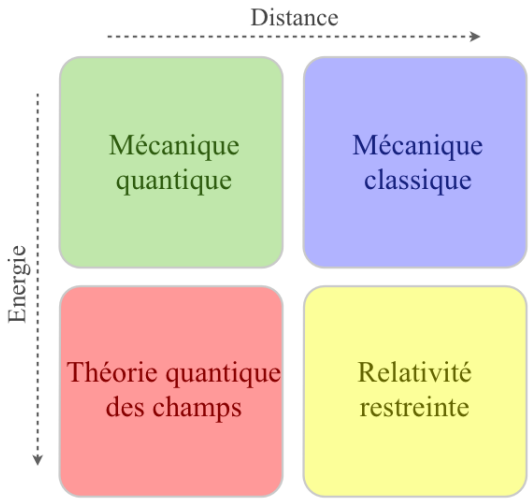


FIGURE I.1 – Le domaine de pertinence des théories physiques en fonction de l'énergie et l'échelle considérées.

La mécanique quantique est la théorie appropriée pour l'étude des systèmes microscopiques (voir figure I.1). Néanmoins, cette théorie n'est valable qu'à basse energie, elle ne prend pas en compte le comportement relativiste des particules à haute energie. Les physiciens des particules travaillent aujourd'hui sur des machines permettant d'atteindre de très hautes énergies (1.96 TeV par exemple pour le Tevatron), il est donc primordial de conjuguer la mécanique quantique avec la théorie de la relativité.

Si l'on part de l'énergie d'une particule libre en mécanique classique :

$$E = \frac{p^2}{2m} \tag{I.1}$$

et que l'on substitue aux quantités physiques les opérateurs correspondants :

$$E \to i\hbar\frac{\partial}{\partial t}, \qquad p \to -i\hbar\nabla \tag{I.2}$$

s'appliquant sur une fonction d'onde ψ nous arrivons à l'équation de Schrödinger :

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{1}{2m}\nabla^2\psi. \tag{I.3}$$

Or, la relation I.1 n'est plus valide aux échelles d'énergies pertinentes pour le relativité restreinte. La relation correcte est alors :

$$E^2 = p^2 + m^2. \tag{I.4}$$

En utilisant la même stratégie de substitution, nous arrivons à l'équation :

$$-\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + \nabla^2\psi = m^2\psi, \tag{I.5}$$

connue sous le nom d'équation de Klein-Gordon.

Cette équation a été considerée pendant longtemps comme la seule généralisation relativiste de l'équation de Schrödinger. Néanmoins, elle conduit à des valeurs propres en énergie négatives correspondant à des densités de probabilité de présence négatives. Bien que différentes interprétations peuvent résoudre le problème conceptuel – comme l'interprétation de Feynman-Stückelberg qui considère ces valeurs propres comme étant des particules remontant le temps – cela fut consideré comme un problème critique.

Dans le but de résoudre cela, Dirac tenta de linéariser l'équation de Klein-Gordon :

$$H\psi = (\alpha.P + \beta m)\psi. \tag{I.6}$$

On peut finalement écrire l'équation de Dirac sous la forme :

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0. \tag{I.7}$$

Les solutions de l'équation de Dirac sont les vecteurs ψ à quatre composantes appelés spineurs de Dirac. ∂_μ représente les dérivées partielles par rapport aux dimensions de temps (∂_0) et d'espace (∂_i, $i = 1, 2, 3$). Les matrices 4×4 de Dirac γ^μ peuvent s'exprimer en fonction des matrices de Pauli $\sigma_\mathbf{i} = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$ et de la matrice identité 2×2 I_2 telles que :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I_2 & 0 \\ 0 & -I_2 \end{pmatrix}, \quad \gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ -\sigma^k & 0 \end{pmatrix} \text{ pour } k = 1, 2, 3. \tag{I.8}$$

Nous avons ainsi une description complète des fermions prenant en compte les particules, les antiparticules et leur hélicité.

I.1.2 L'invariance de jauge locale

I.1.2.1 Aspects historiques

L'importance des symétries en physique n'a été reconnue par la communauté des physiciens que relativement tard. La plupart des lois fondamentales découvertes empiriquement sont en fait une conséquence des symétries sous-jacentes aux théories physiques. Pierre Curie fut l'un des premiers à tenter de formaliser la conséquence de la symétrie d'un système en 1894 [10] en énonçant le principe éponyme selon lequel un phénomène possède les mêmes symétries que la cause qui en est à l'origine. Plus tard Emmy Noether exprima mathématiquement le lien entre l'invariance sous une transformation et les lois de conservation [11]. Par exemple selon le théorème de Noether l'invariance des lois physiques dans le temps entraîne la conservation de l'énergie, principe énoncé en thermodynamique au 19ième siècle. Il convient donc de considérer en premier lieu les symétries du système, comme la symétrie de jauge.

Bien que réellement exploitées seulement dans les théories modernes, les origines des théories de jauge remontent au début de l'électrodynamique classique, en effet, les principaux acteurs de la création de cette théorie (comme Lorentz, Maxwell, Helmotz et al.) se sont rapidement rendus compte que l'expression du champ électromagnétique était invariant à une jauge près au niveau des potentiels.

Effectivement, on peut voir que les équations de Maxwell :

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \tag{I.9}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \partial_t \mathbf{A}, \tag{I.10}$$

restent équivalentes si l'on choisit une transformation telle que :

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla F(\vec{r}, t). \tag{I.11}$$

Plus tard en 1926, Fock découvre un mécanisme de transformation du champ chargé et la transformation associée du potentiel :

$$\psi(x) \to e^{i\alpha(x)}\psi(x),$$
$$A_\mu \to A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x). \tag{I.12}$$
$$\tag{I.13}$$

Ce qui est de fait équivalent à la transformation de l'équation I.11 et, nous allons le voir, correspond à une transformation de jauge locale. Cette démarche sera reprise par Weyl en 1928 dans une tentative échouée de géométrisation de l'électromagnétisme et il introduira par la même occasion le terme "jauge" pour la première fois. L'ère moderne des théories de jauge commencera plus tard avec l'article de Yang et Mills en 1954 qui fait l'objet de la section suivante.

I.1.2.2 La théorie de Yang et Mills

Si l'on considère un fermion libre de masse m décrite par un spineur $\psi(x)$, son Lagrangien prend la forme suivante :

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) \tag{I.14}$$

On peut voir qu'une transformation de phase telle que :

$$\psi(x) \to e^{i\alpha}\psi(x) \tag{I.15}$$

laisse trivialement le Lagrangien invariant. Le choix de cette phase appelée *jauge globale*, est donc purement arbitraire et n'affecte en rien la physique. Néanmoins, cette jauge est indépendante de la position dans l'espace, tant et si bien que le choix de jauge en un point fixe celle-ci dans tout l'univers... Notre démarche est depuis le début de construire une théorie cohérente avec la relativité restreinte : quel que soit le processus physique en un point de l'espace-temps, il ne peut pas affecter immédiatement tout l'univers, les liens causals étant réservés aux points situés à l'intérieur du cône de lumière.

La démarche logique est donc de rendre cette phase dépendante de l'espace-temps :

$$\psi(x) \to e^{i\alpha(x)}\psi(x). \tag{I.16}$$

On parle alors de transformation de *jauge locale*.

Malheureusement, le Lagrangien tel qu'écrit dans l'équation I.14 n'est pas invariant sous ce type de transformation. Il est en effet clair que le terme dérivé $\partial_\mu\psi$ va faire apparaître un terme supplémentaire irréductible.

Nous pouvons néanmoins étudier la conséquence d'une invariance de jauge locale sur le Lagrangien. Considérons une transformation locale $U(x)$ unitaire quelconque :

$$\psi(x) \to U(x)\psi(x). \tag{I.17}$$

Comme déjà remarqué précédemment, le terme dérivé des champs brise l'invariance :

$$\partial_\mu\psi(x) \to \partial_\mu(U(x)\psi(x)) = \partial_\mu U(x)\psi(x) + U(x)\partial_\mu\psi(x). \tag{I.18}$$

Le Lagrangien de Dirac présenté précédemment prend donc la forme (on considère à partir de maintenant la dépendance en x implicite pour faciliter la lecture) :

$$\mathcal{L} \to \overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi + \overline{\psi} i\gamma^\mu U^+ \partial_\mu U \psi - \overline{\psi} m \psi. \tag{I.19}$$

Pour rendre notre Lagrangien invariant sous une transformation de jauge locale, nous pouvons définir un nouveau champ de manière à ce que sa transformation sous U annule le terme supplémentaire. Soit :

$$\mathbf{A}_\mu = A^i_\mu T_i \tag{I.20}$$

où A^i_μ est un ensemble de champs que l'on nommera *champs de jauge* et T_i sont les génerateurs du groupe de symétrie considéré. Si l'on ajoute un terme d'interaction entre les fermions et ces champs, on obtient l'expression suivante pour le Lagrangien :

$$\mathcal{L} = \overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - g\overline{\psi}\gamma^\mu \mathbf{A}_\mu \psi - \overline{\psi} m \psi. \tag{I.21}$$

Nous cherchons désormais une transformation $\mathbf{A}_\mu \to \mathbf{A}'_\mu$ telle que le Lagrangien soit invariant sous la transformation de jauge :

$$\mathcal{L} \to \overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi + \overline{\psi} i\gamma^\mu U^+ \partial_\mu U \psi - \overline{\psi} m \psi - g\overline{\psi} U^+ \gamma^\mu \mathbf{A}'_\mu U \psi. \tag{I.22}$$

On trouve :

$$\mathbf{A}'_\mu = U \mathbf{A}_\mu U^+ + \frac{i}{g}(\partial_\mu U) U^+. \tag{I.23}$$

On peut finalement décrire une dérivée généralisée, prenant en compte la variation de la jauge dans l'espace-temps que l'on nomme *dérivée covariante* :

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig\mathbf{A}_\mu. \tag{I.24}$$

Celle-ci permet de redonner sa forme originelle au Lagrangien de Dirac tout en assurant son invariance de jauge locale :

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi. \tag{I.25}$$

On ajoute ensuite le terme de dynamique des champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{dyn} = -\frac{g^2}{4} F^{i\mu\nu} F_{i\mu\nu} \tag{I.26}$$

où :

$$F^i_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu + f^{ijk} A^j_\mu A^k_\nu, \tag{I.27}$$

f^{ijk} sont les constantes de structure du groupe, définissant la commutation des éléments du groupe de Lie $[T_i, T_j] = i f^{ijk} T_k$.

On obtient pour finir un Lagrangien total invariant sous une transformation de jauge locale U(x) :

$$\mathcal{L}_{invariant} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{g^2}{4} F^{i\mu\nu} F_{i\mu\nu}. \tag{I.28}$$

La théorie de Yang-Mills signe donc un changement de paradigme en physique des particules. Les symétries d'un système, jusqu'alors considérées uniquement comme des caractéristiques permettant de simplifier un problème peuvent être utilisées de manière constructive pour édifier une théorie des interactions : les théories de jauge. Nous allons voir par la suite qu'il est ainsi possible de construire une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, décrivant les interactions forte, faible et électromagnétique *via* l'échange entre fermions de bosons de jauge de spin-1.

I.1.3 Le modèle standard de la physique des particules

L'ensemble des particules les plus élémentaires observées constituant la matière sont les fermions, répartis en trois familles de leptons et de quarks. Les interactions fondamentales sont au nombre de quatre, dont trois sont décrites par le modèle standard. Nous présentons dans cette section la construction du modèle standard en tant que théorie de jauge permettant de rendre compte de l'existence des particules observées, visibles sur la figure I.2 ainsi que de leurs propriétés.

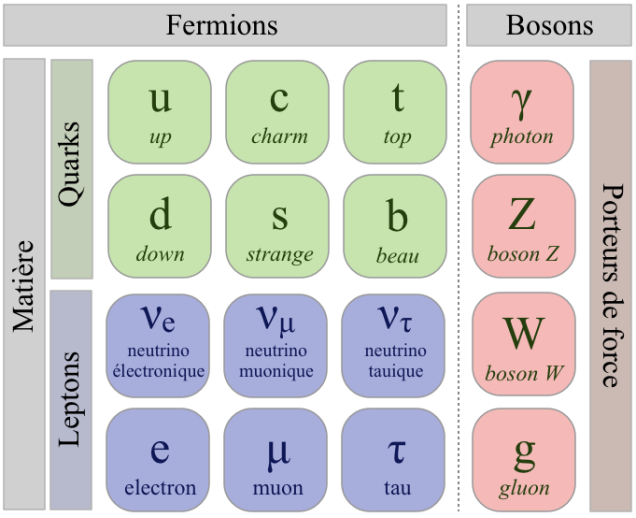


FIGURE I.2 – Les particules élémentaires de matière et d'interaction. A noter que pour chaque particule il existe une antiparticule de même masse et de même spin mais de charge opposée.

I.1.3.1 L'invariance de jauge locale U(1) et l'interaction électromagnétique

Dans le cas du groupe de symétrie U(1), notre transformation unitaire $U(x)$ est $e^{i\alpha(x)}$. Ce groupe est trivial, ne contenant qu'un seul élément neutre, nous n'obtenons ainsi qu'un seul champ de jauge A_μ. En utilisant les relations I.23 et I.24, la transformation de ce champ et la dérivée covariante associée sont telles que :

$$A'_\mu = A_\mu + \frac{i}{g}(\partial_\mu \alpha) \tag{I.29}$$

et :

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + igA_\mu. \tag{I.30}$$

Ce qui nous mène au Lagrangien :

$$\mathcal{L} = \overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - \overline{\psi} m\psi - g\overline{\psi}\gamma^\mu A_\mu \psi. \tag{I.31}$$

Si l'on identifie A_μ au photon, le couplage g doit être égal à la charge électronique $-e$. Nous devons également ajouter un terme cinématique pour ce boson de jauge tel que :

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \text{ où } F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \tag{I.32}$$

On remarque que le terme $f^{ijk}A^j_\mu A^k_\nu$ de l'équation I.27 n'est pas présent du fait que le groupe U(1) est abélien. Le résultat final est le Lagrangien de la QED :

$$\mathcal{L} = \overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - \overline{\psi} m\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu A_\mu \psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \tag{I.33}$$

La formulation du courant nous permet de retrouver les équations de l'électromagnétisme de Maxwell :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = J^\nu = e\overline{\psi}\gamma^\nu \psi. \tag{I.34}$$

On voit donc qu'à partir d'un principe d'invariance de jauge locale, nous retrouvons les résultats de la théorie de l'électrodynamique quantique. Cette théorie développée principalement par Feynman, Tomonaga, et Schwinger en 1945, est une des théories les plus prédictives. L'accord entre les prédictions théoriques et les valeurs prédites sur la constante de structure fine de l'électron est de l'ordre de 10^{-10}.
On remarque qu'un terme de masse pour le champ de jauge, $\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$, est interdit car il briserait l'invariance de jauge locale. Ainsi le photon doit être de masse nulle, expérimentalement nous savons que $m_\gamma < 6.10^{-17}$ eV [12].

I.1.3.2 L'invariance de jauge locale SU(3) et l'interaction forte

Devant la quantité de nouvelles particules hadroniques découvertes dans les années 50, Gell-Mann et Zweig proposèrent en 1964 un système de classification basé sur un niveau plus fondamental de la matière : les quarks. En supposant que les mésons sont des états composites tel que $M \equiv q\bar{q}$ et les baryons des états à 3 quarks $B \equiv qqq$, on peut ainsi classer l'intégralité des particules hadroniques découvertes à cette époque.
Néanmoins, pour que des états tels que les Δ^{++}, Δ^{-} et Ω composés des trois quarks de même saveur (respectivement uuu, ddd et sss) respectent le principe d'exclusion de Pauli, il est nécessaire d'introduire un nouveau nombre quantique : la couleur. Ainsi chaque quark peut avoir $N_C = 3$ couleurs différentes : q_c, où $c = 1, 2, 3$ (rouge, vert, bleu). Les baryons et mésons sont ainsi décrits comme les combinaisons possibles des états singlets de couleurs :

$$B = \frac{1}{\sqrt{6}}\epsilon^{\alpha\beta\gamma}\left|q_\alpha q_\beta q_\gamma\right\rangle, \quad M = \frac{1}{\sqrt{3}}\delta^{\alpha\beta}\left|q_\alpha \bar{q}_\beta\right\rangle, \tag{I.35}$$

où $\epsilon^{\alpha\beta\gamma}$ est le tenseur antisymétrique et $\delta^{\alpha\beta}$ le symbole de Kronecker.

Ici, nous avons 8 générateurs infinitésimaux T_i, nous pouvons les exprimer en fonction des matrices de Gell-Mann λ_i tels que $T_i = i\frac{\lambda_i}{2}$. Dans le cas d'une transformation de jauge locale de $SU(3)_C$:

$$U = e^{ig_s\alpha_i(x)\frac{\lambda_i}{2}}, \tag{I.36}$$

où g_s est la constante de couplage de l'interaction forte. On doit faire intervenir 8 champs de jauge G^i_μ (i = 1, 2, ... 8) se transformant suivant :

$$(G^i_\mu)' = G^i_\mu - \frac{1}{g_s}\partial_\mu\alpha_i - \epsilon_{ijk}\alpha_j G^j_\mu \tag{I.37}$$

avec la dérivée covariante associée :

$$D_\mu q^f = [\partial_\mu + ig_s\frac{\lambda_i}{2}G^i_\mu]q^f \equiv [\partial_\mu + g_s\frac{\lambda_i}{2}\mathbf{G}_\mu]q^f \tag{I.38}$$

en utilisant la définition des champs de jauge de l'équation I.20.

Ainsi, en imposant l'invariance de jauge locale $SU(3)_C$ au Lagrangien libre d'un champ de quark q^f_c de saveur f et de couleur c, et en utilisant une notation vectorielle dans l'espace des couleurs $\mathbf{q^f} = (q^f_1, q^f_2, q^f_3)$:

$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{\mathbf{q}}^f(i\gamma_\mu\partial^\mu - m_f)\mathbf{q}^f, \tag{I.39}$$

on obtient finalement, après avoir ajouté le terme dynamique des champs de jauge $-\frac{1}{4}G_i^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^i$:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_i^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^i + \sum_f \bar{\mathbf{q}}^f(i\gamma^\mu D_\mu - m_f)\mathbf{q}^f. \tag{I.40}$$

Il est intéressant de noter que du fait de la nature non-abélienne du groupe de symétrie SU(3), le terme $G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a$ génère des interactions cubique et quartique des gluons entre eux :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{QCD} \quad = \quad & \underbrace{-\frac{1}{4}(\partial^\mu G_i^\nu - \partial^\nu G_i^\mu)(\partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i)}_{\text{propagation du gluon}} + \underbrace{\sum_f \bar{q}_c^f(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_f)q_c^f}_{\text{quark libre}} \\ & \underbrace{-g_s G_i^\mu \sum_f \bar{q}_c^f \gamma_\mu (\frac{\lambda^i}{2})_{cd} q_d^f}_{\text{interaction quark/gluon}} \\ & + \underbrace{\frac{g_s}{2} f^{ijk}(\partial^\mu G_i^\nu - \partial^\nu G_i^\mu)G_\mu^j G_\nu^j}_{\text{interaction cubique}} - \underbrace{\frac{g_s^2}{4} f^{ijk} f_{ilm} G_j^\mu G_k^\nu G_\mu^l G_\nu^m}_{\text{interaction quartique}}.\end{aligned} \tag{I.41}$$

Les différents vertex d'interaction résultant de ce Lagrangien sont visibles sur la figure I.3.

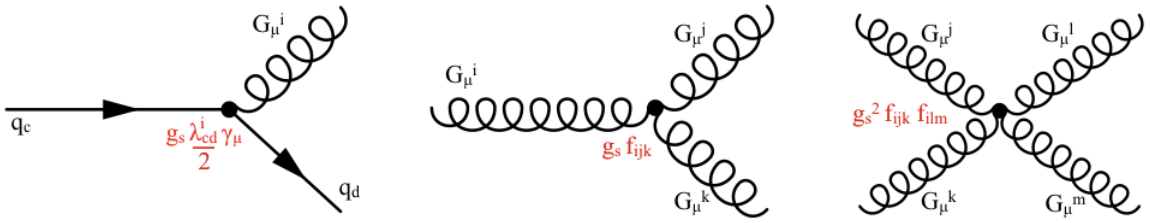


FIGURE I.3 – Vertex d'interaction du Lagrangien QCD..

La théorie doit également rendre compte du fait que l'on n'observe pas d'états de charge de couleur non nulle. On postule alors que tous les états asymptotiques doivent être des singlets de couleur sans charge de couleur. De plus, les travaux de H. David Politzer [13] ainsi que ceux de Wilczek et David Gross [14] ont établi le comportement asymptotiquement libre de l'interaction forte. La constante de couplage forte $\alpha_s = \frac{g_s}{4\pi}$ rend compte de ce comportement :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi}\, b_0\, ln(\frac{Q^2}{\mu^2})}, \quad \text{où} \quad b_0 = -\frac{2}{3}N_f + \frac{11}{3}N_C = 7\ ; \tag{I.42}$$

où Q^2 est le moment transféré, μ l'échelle d'énergie considérée, N_f et N_C représentent respectivement le nombre de saveurs et de couleurs.
On voit d'une part qu'à grande valeur de Q^2, autrement dit à faible distance, le couplage α_s tend vers 0 : plus la distance qui sépare deux quarks se réduit, plus l'interaction ressentie est faible, tant et si bien qu'asymptotiquement deux quarks infiniment proches sont libres. C'est ce qu'on appelle *la liberté asymptotique*.
D'autre part, plus cette distance augmente (faible Q^2), plus le couplage α_s devient important. Au-delà d'une certaine valeur, les calculs de la théorie par développement perturbatif en puissances de la constante de couplage perdent leur sens. Au fur et à mesure que les deux quarks s'éloignent, l'énergie devient tellement importante qu'il est plus favorable de créer à partir du vide une nouvelle paire de quarks plutôt que de laisser la distance entre les quarks augmenter (fragmentation). Ce phénomène a pour conséquence le *confinement* : on ne voit jamais de particules portant une charge de couleur. Ces nouveaux quarks produits vont se lier aux quarks déjà présents pour former des hadrons sans couleur. C'est le phénomène d'hadronisation, à l'origine des jets observés dans le détecteur.

I.1.3.3 L'invariance de jauge locale SU(2)

Si l'on considère l'exemple typique d'interaction faible qui est la désintégration β $p \to n + \bar{\nu}_e + e^-$, on observe une conservation de l'isospin. On considère donc intuitivement la transformation la plus simple dans l'espace d'isospin faible : SU(2).

Le groupe SU(2) possède trois générateurs infinitésimaux $T_i = (T_1, T_2, T_3)$ tels que $T_i = i\sigma_i$ où σ_i représente les matrices de Pauli. Suivant encore une fois la démarche de Yang et Mills, la transformation de jauge locale $U(x)$ considérée dans l'équation I.17 prend ici la forme :

$$U(x) = e^{-g\alpha_i(x)\frac{T_i}{2}} = e^{-ig\alpha_i(x)\frac{\sigma_i}{2}}. \tag{I.43}$$

Nous devons donc introduire trois champs de jauge W^i_μ, tels que $\mathbf{W}_\mu = W^i_\mu T_i$, pour conserver l'invariance de jauge locale de la densité Lagrangienne.

Ces champs se transforment de la manière suivante :

$$(W^i_\mu)' = W^i_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_i - \epsilon_{ijk}\alpha_j W^j_\mu. \tag{I.44}$$

Finalement, la dérivée covariante associée est :

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig\mathbf{W}_\mu. \tag{I.45}$$

Cette démarche intuitive fait émerger trois bosons $W^{1,2,3}_\mu$. Comme mentionné pour $U(1)$ et le photon, leurs masses doivent être nulles pour que le Lagrangien reste invariant sous une transformation de jauge locale. Ce qui ne correspond à rien de physiquement observé, effectivement les 3 bosons de l'interaction faible W^+ W^- et Z ont des masses expérimentalement mesurées.

I.1.3.4 l'unification électrofaible : $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

Notre but est ici de construire un formalisme tenant compte des résultats expérimentaux sur l'interaction faible. Nous devons rendre compte de la nature chirale de la physique, en effet l'observation par C.S Wu en 1950 [15] de la violation de la parité par l'interaction faible montre une différentiation entre les champs droits et gauches. On utilisera un indice R pour désigner les champs droits ψ_R et L pour les champs gauches ψ_L. Pour un bispineur $\psi = \psi_R + \psi_L$ on définit les projections droite et gauche telles que :

$$\psi_L = \frac{1-\gamma^5}{2}\psi, \quad \psi_R = \frac{1+\gamma^5}{2}, \tag{I.46}$$

avec la matrice de Dirac γ^5 définie dans la base de Dirac comme le produit $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

De plus, l'expérience de Goldhaber [16] montre que seuls les neutrinos d'hélicité négative sont observés dans la nature. On considère donc les fermions, répartis en trois familles de deux doublets et trois singlets d'isospin :

	Leptons		Quarks		
Première famille	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L$	$\bar{e^-}_R$	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L$	u_R	d_R
Deuxième famille	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}_L$	$\bar{\mu^-}_R$	$\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L$	c_R	s_R
Troisième famille	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}_L$	$\bar{\tau^-}_R$	$\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L$	t_R	b_R

L'argument en faveur de l'utilisation de $SU(2)$ est toujours valide, et puisque nous voulons également intégrer l'électromagnétisme nous avons besoin de U(1). Le groupe de symétrie à considérer est alors :

$$G \equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y, \tag{I.47}$$

nous ne spécifions pas le sens de l'indice Y pour le moment, nous allons voir par la suite que l'identification intuitive avec l'électromagnétisme n'est pas correcte.

Pour simplifier le problème, partons de la première famille de leptons (les résultats restant valides pour les autres familles de leptons et les familles de quarks) pour lesquelles on considère les bi-spineurs ψ_1 et ψ_2 tels que :

$$\psi_1 = \begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L, \qquad \psi_2 = \bar{e^-_R}. \tag{I.48}$$

on exprime le Lagrangien libre pour ces champs de fermions :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_1\gamma^\mu\partial_\mu\psi_1 + i\bar{\psi}_2\gamma^\mu\partial_\mu\psi_2.$$

On notera qu'il n'y a pas de terme de masse, car il aurait pour effet de mélanger les champs droits et gauches.

Les champs ψ_1 et ψ_2 sont bien invariants sous une transformation G globale telle que :

$$\psi_1 \xrightarrow{G} \psi_1' \equiv \underbrace{e^{iy_1\beta}}_{U(1)_Y} \underbrace{e^{i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i}}_{SU(2)_L} \psi_1 \tag{I.49}$$

$$\psi_2 \xrightarrow{G} \psi_2' \equiv \underbrace{e^{iy_1\beta}\psi_2}_{U(1)_Y}. \tag{I.50}$$

$$\tag{I.51}$$

En imposant l'invariance de jauge locale sous $G(x)$, les trois paramètres $\alpha^i(x)$ du groupe $SU(2)_L$ et le paramètre $\beta(x)$ du groupe $U(1)_Y$ font apparaître respectivement les 3 champs $\mathbf{W}_\mu$ et le champ B_μ *via* les dérivées covariantes :

$$D_\mu\psi_1(x) \equiv [\partial_\mu + ig\mathbf{W}_\mu + ig'y_1B_\mu]\psi_1 \tag{I.52}$$

$$D_\mu\psi_2(x) \equiv [\partial_\mu + ig'y_2B_\mu]\psi_2. \tag{I.53}$$

$$\tag{I.54}$$

A l'issue de cet exercice, nous obtenons le nombre correct de bosons pour décrire les deux bosons chargés W^+ et W^-, le boson neutre Z et le photon. Néanmoins, les champs B_μ et $\mathbf{W}_\mu$ ne sont pas les champs physiques que l'on observe. Une combinaison linéaire de W^3_μ et B_μ, tous deux neutres, permet de faire apparaître le boson Z et le photon (A).

$$\begin{pmatrix} W^3_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} cos\theta_W & sin\theta_W \\ -sin\theta_W & cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \tag{I.55}$$

où θ_W est nommé angle de mélange de Weinberg. Les bosons W^+ et W^- sont définis tel que :

$$W_\mu \equiv (W^1_\mu + iW^2_\mu)/\sqrt{2}, \qquad W^\dagger_\mu \equiv (W^1_\mu - iW^2_\mu)/\sqrt{2}. \tag{I.56}$$

La justification physique d'une telle combinaison est intimement liée à la construction du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, qui fait l'objet de la section I.1.4. On peut donc finalement écrire le Lagrangien $SU(2) \otimes U(1)$ comme la somme du Lagrangien de courant neutre $\mathcal{L}_{CN}$, du Lagrangien de courant chargé $\mathcal{L}_{CC}$ et du Lagrangien d'auto-couplage cubique et quartique des bosons $\mathcal{L}_3$ et $\mathcal{L}_4$:

$$\mathcal{L}_{électrofaible} = \mathcal{L}_{CN} + \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_3 + \mathcal{L}_4.$$

Nous développons alors ces différentes composantes avec :

$$\mathcal{L}_{CN} = -\sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left\{ A_\mu [g\frac{\sigma_3}{2} sin\theta_W + g' y_j cos\theta_W] + Z_\mu [g\frac{\sigma_3}{2} cos\theta_W - g' y_j sin\theta_W] \right\} \psi_j. \quad \text{(I.57)}$$

De manière à retrouver la bonne expression de la QED pour le photon on pose :

$$g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W = e, \quad Y = Q - \frac{\sigma_3}{2}.$$

On peut donc exprimer le Lagrangien comme la somme d'une partie QED, $\mathcal{L}_{QED}$, et d'une partie correspondant au Z, $\mathcal{L}_Z$:

$$\mathcal{L}_{CN} = \underbrace{-eA_\mu \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu Q_j \psi_j}_{\mathcal{L}_{QED}} \underbrace{-\frac{e}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2\sin^2\theta_W Q_j) \psi_j}_{\mathcal{L}_Z}. \quad \text{(I.58)}$$

Les diagrammes de Feynman des vertex d'interaction correspondant à ce Lagrangien sont visibles sur la figure I.4. Les diagrammes de Feynman des vertex d'interaction correspondant au Lagrangien $\mathcal{L}_{CC}$ et aux Lagrangien d'auto-couplage $\mathcal{L}_3$ et $\mathcal{L}_4$ sont présentés respectivement sur les figures I.5 et I.6.

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger [\bar{u}\gamma^\mu (1-\gamma_5) d + \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1-\gamma_5) e + h.c \right\}. \quad \text{(I.59)}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_3 =& ie \cot\theta_W \left\{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^\dagger Z_\nu - (\partial^\mu W^{\nu\dagger} - \partial^\nu W^{\mu\dagger}) W_\mu Z_\nu + W\mu W\nu^\dagger (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) \right\} \\ &+ ie \left\{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^\dagger A_\nu - (\partial^\mu W^{\nu\dagger}) W_\mu A_\nu + W_\mu W_\nu^\dagger (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \right\}; \end{aligned} \quad \text{(I.60)}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_4 =& -\frac{e^2}{2\sin^2\theta_W} \left\{ (W_\mu^\dagger W^\mu)^2 - W_\mu^\dagger W^{\mu\dagger} W_\nu W^\nu \right\} \\ &- e^2 \cot^2\theta_W \left\{ W_\mu^\dagger W^\mu Z_\nu Z^\nu - W_\mu^\dagger Z_\nu Z^\nu - W_\mu^\dagger Z^\mu W_\nu Z^\nu \right\} \\ &- e^2 \cot\theta_W \left\{ 2W_\mu^\dagger W^\mu Z_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger Z^\mu W_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger A^\mu W_\nu Z^\nu \right\} \\ &- e^2 \left\{ W_\mu^\dagger W^\nu A_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger A^\mu W_\nu A^\nu \right\}. \end{aligned} \quad \text{(I.61)}$$

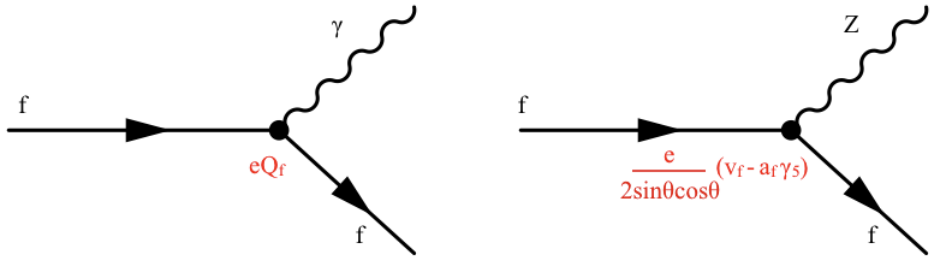


FIGURE I.4 – Diagrammes de Feynman des vertex d'interaction du Lagrangien de courant neutre $\mathcal{L}_{CN}$.

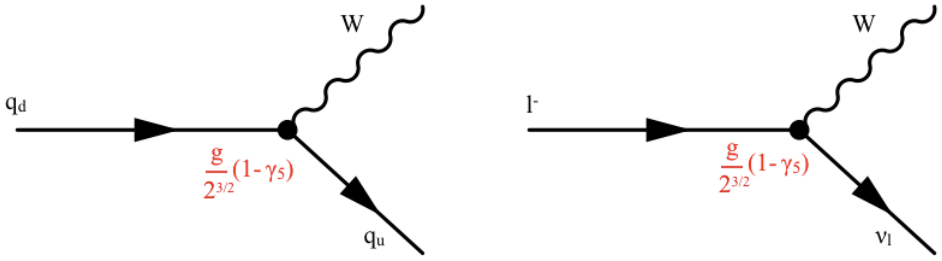


FIGURE I.5 – Diagrammes de Feynman des vertex d'interaction du Lagrangien de courant neutre $\mathcal{L}_{CC}$.

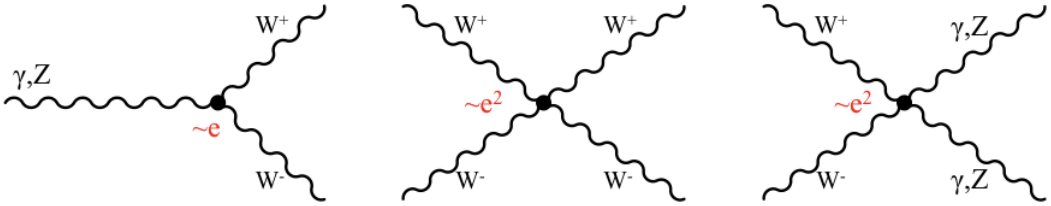


FIGURE I.6 – Diagrammes de Feynman des vertex d'auto-interaction du Lagrangien électrofaible.

I.1.4 Brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$

Nous venons de voir que le modèle standard permet de faire apparaître naturellement les bosons vecteurs en s'appuyant sur un principe de symétrie de jauge locale. Les bosons ainsi créés sont par construction de masse nulle. Or, la portée de l'interaction faible ($\approx 10^{-17}$ m) nous indique que les bosons W et Z doivent être massifs, contrairement à la portée infinie de l'électromagnétisme correspondant à un photon de masse nulle.

Ajouter directement un terme de masse dans le Lagrangien brise explicitement l'invariance de jauge locale à la base de notre théorie. Les termes de masse des bosons vecteurs nécessitent donc un mécanisme plus sophistiqué permettant de les introduire sans briser l'invariance de jauge locale. Un mécanisme répond à ces critères, élaboré dans les années 1964 en concomitance par les physiciens P.W Higgs [17] [18], ainsi que F. Englert et R.Brout [19], il est communément appelé le mécanisme de Higgs. Nous verrons ensuite que ce mécanisme assure également la masse des fermions à l'aide d'un couplage de type Yukawa au champ de Higgs.

I.1.4.1 Brisure spontanée de la symétrie : Le théorème de Goldstone

Considérons le Lagrangien :

$$\mathcal{L} \equiv \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad \text{avec} \quad V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \phi^* \phi + \frac{1}{4}\lambda(\phi^* \phi)^2. \tag{I.62}$$

$\mathcal{L}$ est invariant sous une transformation $U(1)$ globale :

$$\phi \to \phi' \equiv e^{i\theta}\phi. \tag{I.63}$$

Deux cas de figure sont possibles en considérant le signe de μ^2 :

1. $\mu^2 > 0$ (voir figure I.7 (a)) : le minimum du potentiel V_{min} est trivial en $\phi = 0$. Le Lagrangien $\mathcal{L}$ représente une particule scalaire de masse μ.
2. $\mu^2 < 0$ (voir figure I.7 (b)) : le minimum du potentiel V_{min} est dégénéré, il existe une infinité de minima $V_{min} = V(\phi_0)$ pour $< \phi_0 >= \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}$ avec ϕ_0 defini à une phase près $\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\alpha}, \alpha \in [0, 2\pi]$, v est par définition la *vacuum expectation value.* [1]. Dans ce cas le point $\phi = 0$ n'est pas stable. Le choix d'un minimum quelconque brise la symétrie $U(1)$ bien que le Lagrangien conserve cette symétrie : la symétrie n'est pas brisée *explicitement* mais brisée *spontanément.*

On se place donc dans le cas $\mu^2 < 0$. Considérons de faibles excitations χ du vide autour d'un minimum quelconque, par exemple $\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}$ pour simplifier les calculs :

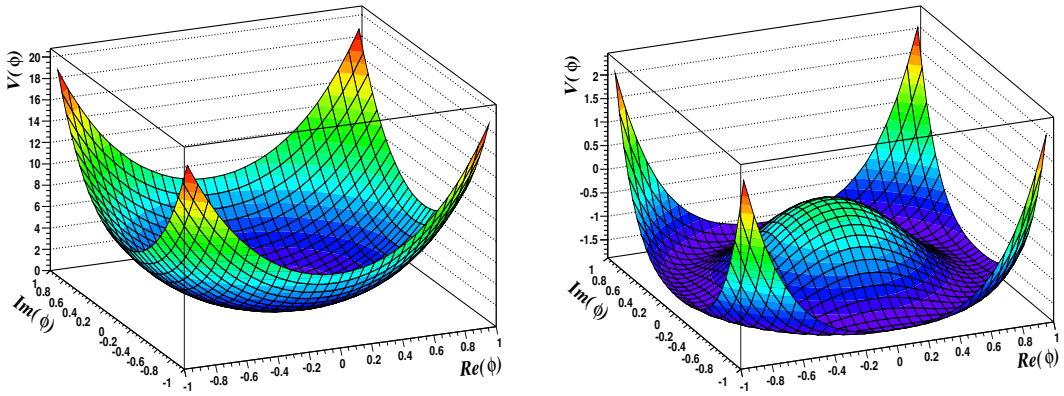
$$\phi = v + h + i\chi. \tag{I.64}$$

Le Lagrangien devient :

$$\mathcal{L} \equiv \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{2}\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + V(\phi) \tag{I.65}$$

$$V(h, \chi) = -\frac{1}{2}\mu^2 h^2 + \frac{\lambda}{16}[(h^2 + \chi^2)^2 + 4vh(h^2 + \chi^2)]. \tag{I.66}$$

1. Valeur attendue du vide



(a) Potentiel $V(\Phi)$ pour $\mu^2 > 0$ (b) Potentiel $V(\Phi)$ pour $\mu^2 < 0$

FIGURE I.7 – Sur la figure (a), est représenté le potentiel $V(\Phi)$ pour $\mu^2 > 0$, dans ce cas le potentiel à une forme de cuvette et le minimum est unique. Sur la figure (b), est représenté le potentiel $V(\Phi)$ pour $\mu^2 < 0$, la forme est différente "en kougelhopf", le minimum est dégénéré.

Les termes en χ^2 s'éliminant dans le développement de l'expression, on voit apparaître deux champs, le champ h massif et le champ χ sans masse, ainsi que leurs couplages. On peut comprendre intuitivement la masse de ces champs en considérant χ comme les excitations autour du cercle d'états de minimum d'énergie ne coutant aucune énergie et h comme les excitations dans le plan transverse aux minima d'énergie. Ces nouveaux champs sont donc la conséquence direct de la brisure spontanée d'une symétrie continue par le choix du vide. Ce mécanisme a été mis en évidence pour la première fois par Yoichiro Nambu dans le cadre de la supraconductivité et formalisé théoriquement ensuite par Jeffrey Goldstone. Le théorème de Goldstone stipule qu'il apparaît autant de champs nommés bosons de Goldstone que de générateurs de symétrie brisés spontanément.

I.1.4.2 Mécanisme de Higgs

Bien qu'à première vue le théorème de Goldstone n'arrange en rien le problème de la masse nulle des bosons W^+ W^- et Z, et semble même l'aggraver en générant de nouveaux bosons sans masse, le cas d'une symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ locale est plus intéressant.
Partons d'un doublet d'isospin faible Φ tel que :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_A^+ \\ \Phi_B^0 \end{pmatrix}, \tag{I.67}$$

où Φ_A^+ et Φ_B^0 sont des champs scalaires complexes respectivement chargés et neutres

tels que :

$$\Phi_A^+ = \phi_1 + i\phi_2, \qquad \Phi_B^0 = \phi_3 + i\phi_4. \tag{I.68}$$

Considérons un Lagrangien sur le modèle de l'équation I.62, rendu invariant de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ par l'utilisation de la dérivée covariante déjà définie par l'équation I.53 :

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (\mu^2 < 0, \lambda^2 > 0). \tag{I.69}$$

$$D_\mu = (\partial_\mu - ig\frac{\sigma_i}{2}A_\mu^i - ig'\frac{y_\Phi}{2}B_\mu), \quad y_\Phi = \sigma_3 + \frac{y}{2} = 1. \tag{I.70}$$

Ce Lagrangien est invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La valeur de y_ϕ est fixée de manière à ne pas coupler le photon à Φ_B et à laisser le vide neutre électriquement. Tout comme dans le cas précédent, il existe une infinité de minima satisfaisant :

$$< \Phi_B^0 >_0 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \tag{I.71}$$

Dans ce cas, le choix du vide reste invariant sous le sous groupe $U(1)_{QED}$ mais brise la symétrie de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. On est face à une brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \to U(1)_{QED}$, les générateurs σ_1, σ_2, σ_3 et y_Φ sont brisés individuellement et il apparaît 4 bosons de Goldstone.

Paramétrisons le doublet Φ autour d'un minimum sous la forme générale :

$$\Phi = e^{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} + H \end{pmatrix}. \tag{I.72}$$

On introduit donc trois champs θ^i qui sont les bosons de Goldstone de masse nulle et un champ h. Le choix de jauge unitaire nous permet de rendre le doublet réel et ainsi de supprimer les modes de Goldstone :

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} + H \end{pmatrix}. \tag{I.73}$$

On peut remarquer que la combinaison des champs introduite par les relations I.55 et I.56 est celle nécessaire pour assurer la présence d'un photon sans masse et la bonne charge des bosons. Ainsi en terme de champs physiques W_μ, Z_μ et A_μ, le Lagrangien peut s'écrire comme la somme d'une contribution du vide $\frac{1}{4}hv^4$, d'une partie de propagation et d'auto-couplage du Higgs $\mathcal{L}_H$ et de la partie de couplage aux bosons électrofaibles $\mathcal{L}_{HG^2}$:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4}hv^4 + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HG^2}, \tag{I.74}$$

où :

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2}M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v}H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2}H^4, \tag{I.75}$$

$$\mathcal{L}_{HG^2} = M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left\{1 + \frac{2}{v}H + \frac{H^2}{v^2}\right\} + \frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left\{1 + \frac{2}{v}H + \frac{H^2}{v^2}\right\}. \tag{I.76}$$

Avec :

$$m_h^2 = -2\mu^2 = 2\lambda v^2, \quad m_Z^2 = \frac{v^2}{4}(g^2 + g'^2), \quad m_W^2 = \frac{1}{4}(g^2 v^2) \tag{I.77}$$

et :

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246\ GeV, \tag{I.78}$$

où G_F est la constante de Fermi. Les diagrammes de Feynman correspondant aux couplages du Higgs aux bosons de jauge électrofaible sont visibles sur la figure I.8.

On peut constater que les masses des bosons Z et $W^\pm$ sont reliées par la relation :

$$m_W = m_Z cos\theta_W, \tag{I.79}$$

et que les couplages du Higgs aux bosons de jauge électrofaibles sont proportionnels à leur masse au carré.

On obtient finalement :
- un champ scalaire massif électriquement neutre : le boson de Higgs H ;
- deux champs vectoriels massifs électriquement chargés : les bosons $W_\mu^\pm$;
- un champ vectoriel massif électriquement neutre : le boson Z_μ ;
- un champ vectoriel sans masse électriquement neutre : le photon A_μ.

Grâce au mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible nous avons pu résoudre le problème de la masse des bosons $W^\pm$ et Z tout en gardant le photon de masse nulle. Néanmoins ce mécanisme fait apparaître un nouveau champ scalaire neutre qui n'a encore jamais été observé expérimentalement : le boson de Higgs. Sa masse est proportionnelle à l'auto-couplage du Higgs λ dont la valeur n'est pas prédite par la théorie.

I.1.4.3 La masse des fermions

Un terme explicite de masse pour les fermions serait de la forme $\mathcal{L}_m = -m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$, il mélange les champs droit et gauche et briserait ainsi la symétrie $SU(2)_L$. On peut utiliser le nouveau doublet que l'on vient d'introduire pour le mécanisme

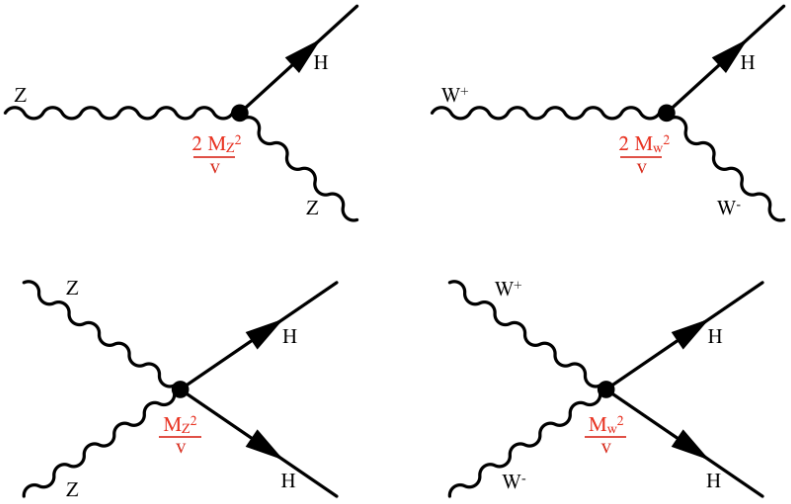


FIGURE I.8 – Diagrammes de Feynman des couplages du Higgs aux bosons de jauge électrofaibles.

de Higgs pour générer la masse *via* un couplage de Yukawa aux fermions. Par exemple pour la première famille de fermions nous obtenons :

$$\mathcal{L}_Y = -c_1(\bar{u},\bar{d})_L \begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{pmatrix} d_R - c_2(\bar{u},\bar{d})_L \begin{pmatrix} \Phi_B^* \\ \Phi_A^* \end{pmatrix} u_R - c_3(\bar{\nu}_e,\bar{e})_L \begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{pmatrix} e_R + h.c. \tag{I.80}$$

Avec le choix de jauge unitaire déjà utilisé dans la section I.1.4.1, le Lagrangien prend une forme plus simple :

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\left\{c_1\bar{d}d + c_2\bar{u}u + c_3\bar{e}e\right\}, \tag{I.81}$$

où les paramètres c_i sont arbitraires et sont appelés les couplages de Yukawa aux fermions. Leur valeur détermine l'intensité du couplage des fermions au boson de Higgs et de ce fait leurs masses, qui s'écrivent :

$$m_d = c_1\frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = c_2\frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_e = c_3\frac{v}{\sqrt{2}}. \tag{I.82}$$

Nous pouvons finalement réécrire le Lagrangien pour exprimer les couplages au boson de Higgs en fonction de la masse des fermions :

$$\mathcal{L}_Y = -(1+\frac{H}{v})\left\{m_d\bar{d}d + m_u\bar{u}u + m_e\bar{e}e\right\}. \tag{I.83}$$

On obtient que le couplage du Higgs est proportionnel à la masse des fermions. Le diagramme de Feynman correspondant au vertex d'interaction du Higgs avec un fermion

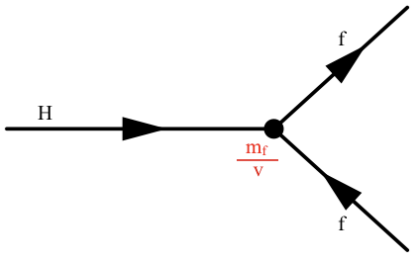


FIGURE I.9 – Diagrammes de Feynman des couplages du Higgs aux fermions.

est visible sur la figure I.9.

Nous mentionnons que dans le cas des quarks, en réalité, il faut introduire une matrice de mélange (la matrice CKM de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) car les quarks états propres de saveur et de l'interaction faible, ne sont pas les quarks états propre de masse.
Ainsi, si $|d\rangle, |s\rangle, |b\rangle$ sont les états propres de masse et $|d'\rangle, |s'\rangle, |b'\rangle$ les états propres de saveur, on peut définir la matrice CKM telle que :

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} \tag{I.84}$$

I.1.5 Une théorie calculable

I.1.5.1 Développement perturbatif

Le modèle standard est une théorie quantique des champs et de ce fait, on utilise un schéma de quantification par intégrale de chemin développé en 1946 par Richard Feynman. C'est une généralisation du principe d'action de la mécanique classique : au lieu de considérer une unique trajectoire entre points, tous les chemins possibles participent à l'amplitude de probabilité. Un processus en théorie quantique des champs est ainsi exprimé comme un développement perturbatif en puissances de la constante de couplage sur toutes les configurations du champ. Chaque configuration peut être représentée comme un diagramme de Feynman.
Si l'on prend l'exemple du développement perturbatif du processus $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ on obtient une somme de termes représentés par les diagrammes de Feynman de la figure I.10.

Le premier diagramme correspond au premier terme du développement perturbatif et est appelé *diagramme au niveau de l'arbre*, on parle de *Leading ordre* ou *LO* le développement est en puissance 2 de la constante de couplage. Les suivants sont appelés *Next-to-Leading Order* ou *NLO* en puissance 4 de la constante de couplage. Seul

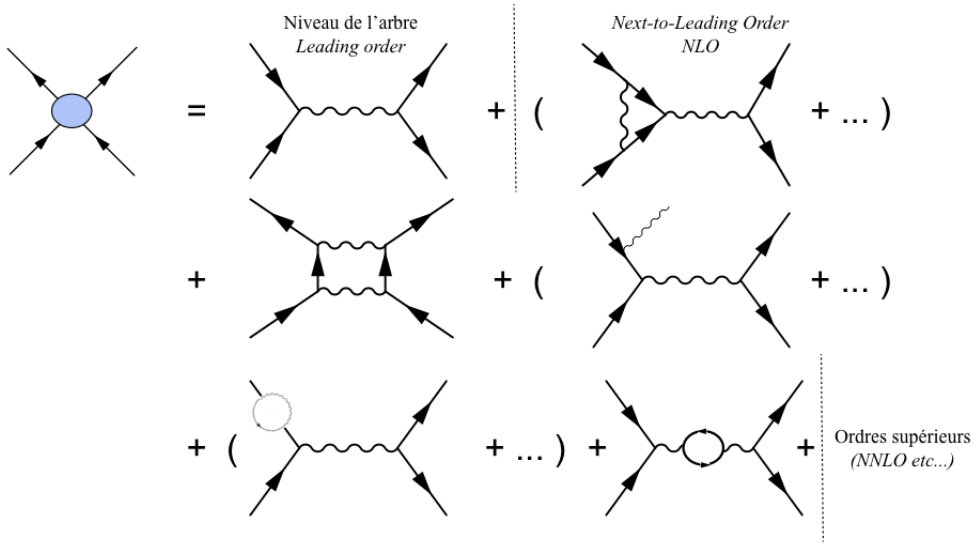


FIGURE I.10 – Développement perturbatif en diagrammes de Feynman du processus $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ jusqu'à l'ordre *Next-to-Leading Order (NLO)*.

un diagramme de même type est représenté entre parenthèses sur la figure et les ordres supérieurs ne sont pas illustrés. On notera que dans le calcul perturbatif, il faut tenir compte dès le deuxième ordre des particules virtuelles intervenant dans les boucles : ces particules sont les particules connues mais aussi éventuellement les Higgs ou des particules non découvertes.

I.1.5.2 Renormalisation

Dans la théorie de Yang-Mills, bien qu'elle fournisse des résultats cohérents dans leur structure avec les observations, le développement perturbatif en ordre des constantes de couplage induit des divergences dans le calcul des quantités physiques. On parle de divergence ultra-violette, ces divergences ne sont pas physiques. G. 't Hooft et son directeur de thèse M. Veltman proposèrent en 1971 un moyen de renormaliser la théorie et d'identifier les conditions sous lesquelles les théories de jauges sont valides [20][21]. Leurs travaux furent récompensés par le prix Nobel en 1999. La renormalisation permet de compenser les termes divergents en renormalisant les champs, masses et constantes du modèle. A cause de cette procédure les constantes de couplages et les masses des particules évoluent avec l'énergie (cf. section I.1.6.2).

I.1.6 Panorama du modèle standard

Le modèle standard fournit un cadre théorique solide, mathématiquement cohérent et décrit avec précision les particules comme des objets régis par des symétries d'espace-

temps et des symétries internes (jauges). Nous présentons dans cette section les forces et faiblesses de cette théorie laissant deviner qu'il s'agit probablement d'une théorie effective à l'échelle du GeV, qu'une théorie sous-jacente vient relever aux énergies plus importantes. Nous discutons ainsi de quelques théories candidates et nous développons en particulier les implications pour le secteur du Higgs en supersymétrie dans sa version minimale.

I.1.6.1 Les succès du modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules compte un certain nombre de paramètres libres, dont les valeurs ne sont pas prédites théoriquement, il faut les mesurer expérimentalement. Ces paramètres libres sont au nombre de 19 et sont présentés dans le tableau I.1. Une fois les valeurs de ces paramètres connus, le modèle standard permet de prédire la valeur de toutes les observables électrofaibles avec précision.
Un ajustement global des valeurs mesurées dans le cadre du modèle standard, dont le résultat est visible sur la figure I.11, montre la cohérence des prédictions du modèle standard. Aucune mesure ne contredit de manière certaine le modèle standard, cependant mentionnons l'existence de quelques tensions ou incohérences, par exemple l'asymétrie des muons de même charge et le rapport d'embranchement $B^0 \to \tau\nu$.

I.1.6.2 Les inconsistances et les limitations du modèle standard

Malgré son important succès phénoménologique, le modèle standard nous laisse face à trop de questions sans réponses pour être considéré comme une description complète de la nature fondamentale de la matière et des interactions. Nous discutons ici un certain nombre d'incompatibilités expérimentales et d'insatisfactions conceptuelles :

- **Quelle est la source de l'asymétrie matière/antimatière dans l'univers ?** La violation de CP décrite par le modèle standard ne parvient pas à expliquer la prédominance de la matière sur l'antimatière dans l'univers. De plus, les mesures récentes comme l'asymétrie de charges des dimuons mesurée par DØ en 2010 [22] tendent à s'éloigner statistiquement de plus en plus des valeurs prévues par le modèle standard.
- **Qu'est-ce que la matière noire ?** Il manque près de 85% de matière pour expliquer les effets gravitationnels mesurés aux échelles galactiques. Cette matière hypothétique est appelée *matière noire*, elle serait en partie due à des particules massives non décrites par le modèle standard.
- **Qu'est-ce que l'énergie noire ?** environ 70% de l'énergie de l'univers n'est pas expliquée et tend à contrer l'interaction gravitationnelle, accélérant l'expansion de l'univers.
- **Pourquoi trois familles de fermions ?** Les mesures effectuées (principalement par ajustement au pic de masse du Z) indiquent qu'il n'existe que 3 familles de

Symbole	Description	Valeur mesurée
m_e	Masse de l'électron	511 keV
m_μ	Masse du muon	105.7 MeV
m_τ	Masse du tau	1.78 GeV
m_u	Masse du quark up	1.9 GeV
m_d	Masse du quark down	4.4 MeV
m_s	Masse du quark étrange	87 MeV
m_c	Masse du quark charmé	1.32 GeV
m_b	Masse du quark beau	4.24 GeV
m_t	Masse du quark top	172.7 GeV
θ_{12}	Angle de mélange de la matrice CKM - 12	13.1 $^\circ$
θ_{23}	Angle de mélange de la matrice CKM - 23	2.4 $^\circ$
θ_{13}	Angle de mélange de la matrice CKM - 13	0.2 $^\circ$
δ	Phase de violation de CP de CKM	0.995
g'	Couplage de jauge $U(1)$	0.357
g	Couplage de jauge $SU(2)$	0.652
g_s	Couplage de jauge $SU(3)$	1.221
θ_{QCD}	Angle du vide QCD	≈ 0
μ	Couplage quadratique du Higgs	Inconnu
λ	Auto-couplage du Higgs	Inconnu

TABLE I.1 – Les paramètres libres du modèle standard et leurs valeurs mesurées.

fermions (hors existence de neutrinos stériles). Le modèle standard possède donc par construction trois familles de fermions mais ne donne pas n'explique pas ce nombre.

- **Quel mécanisme détermine la valeur des masses ?** Le mécanisme de Higgs a levé le problème de la masse des bosons de jauges et donne leur masse aux fermions par couplage Yukawa. Cependant la valeur de ces couplages est libre ils doivent être tous mesurés expérimentalement.
- **Pourquoi les constantes de couplage ne se rejoignent-elles pas à haute énergie ?** Les équations de renormalisation permettent d'extrapoler la valeur des constantes de couplage en fonction de l'énergie. Ces valeurs ne se recoupent pas en un point unique ce qui est insatisfaisant du point de vue de l'effort d'unification entrepris par la théorie. C'est d'autant plus troublant que ces valeurs se rejoignent presque.
- **Comment intégrer la relativité générale au modèle standard ?** A l'échelle d'énergie de Planck ($\approx 10^{19}$ GeV), l'interaction gravitationnelle n'est plus négligeable à l'échelle des particules.

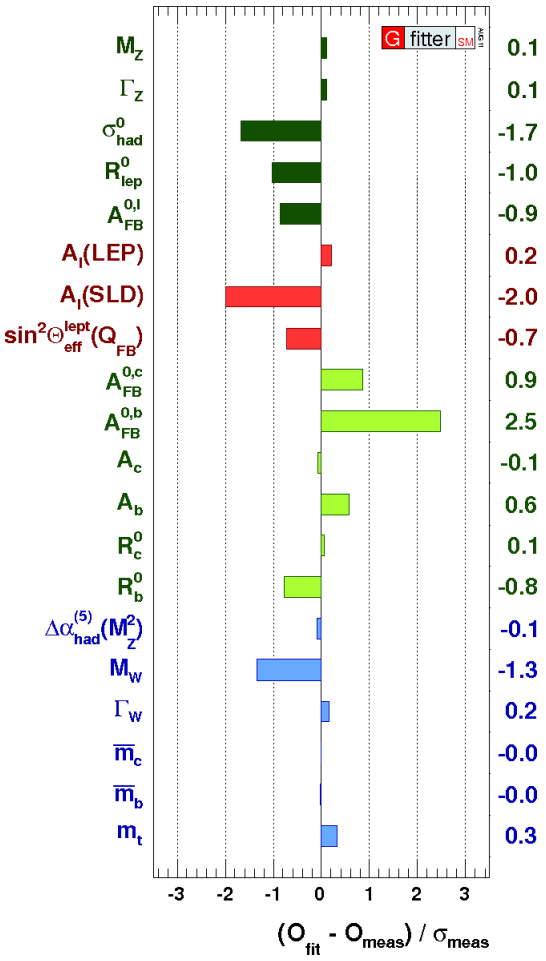


FIGURE I.11 – Ajustement des valeurs prédites par le modèle standard.

Le secteur du Higgs en particulier pose également un certain nombre de problèmes. En effet, en considérant l'énorme écart en ordres de grandeur entre l'échelle d'énergie du modèle standard et l'échelle d'énergie de Planck, on peut se demander si – dans la limite de renormalisibilité de la théorie – il existe de la nouvelle physique. C'est le problème dit de **hiérarchie**. Celui-ci entraîne le problème de **naturalité**, en effet pour pouvoir renormaliser le modèle standard on doit **ajuster finement** (*fine tuning*) les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs pour éviter des divergences à l'échelle de Planck :

$$m_H^2 = m_0^2 - \delta m_h^2; \quad \text{avec } \delta m_h^2 = \delta m^2_{fermion} + \delta m^2_{jauge} + \delta m^2_{auto-couplage} \tag{I.85}$$

Les diagrammes de Feynman correspondants à ces corrections radiatives sont montrés sur la figure I.12. Il faut ajuster les paramètres finement pour que la différence entre m_0^2 et δm_H^2 soit exactement de l'ordre de m_H^2, et ceci à tous les ordres du calcul perturbatif.

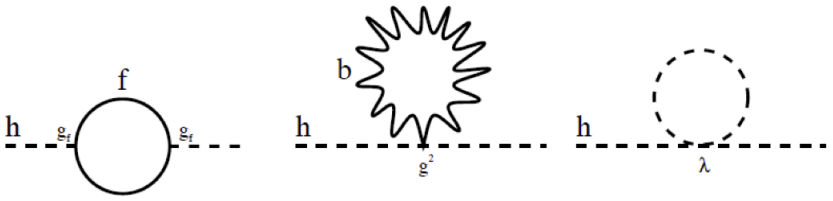


FIGURE I.12 – Diagrammes de Feynman des corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs.

En conclusion, on voit que le modèle standard est une théorie effective à l'échelle d'énergie en-deça du TeV d'une théorie plus complète décrivant la nature à plus haute énergie, à l'instar de la mécanique classique qui est une théorie effective de la relativité aux vitesses faibles par rapport à la vitesse de la lumière. Il n'y pas actuellement de pistes expérimentales claires pour établir une théorie au-delà du modèle standard, les théoriciens ont alors développé plusieurs théories rendant compte des résultats du modèle standard à basse énergie mais basées sur des concepts supplémentaires ou différents.

I.1.7 Au delà du modèle standard

Le secteur du Higgs du modèle standard correspond à ce qui est communément appelé le "Higgs minimal", ce qui signifie que la brisure de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est opérée grâce à un seul doublet de Higgs. Comme nous venons de le voir, cela mène à un seul boson scalaire dont la masse est un paramètre libre. Néanmoins ce choix minimal est purement arbitraire, plusieurs théories, dans le contexte du modèle standard et dans les théories au-delà proposent d'autres scénarios. Ainsi il est possible de construire une théorie cohérente avec nos observations avec deux doublets de Higgs dans le cadre du modèle standard [23]. Certains modèle proposent même de se passer du Higgs avec plus ou moins de succès.
Nous pouvons citer de manière non exhaustive et sans entrer dans les détails les théories de grande unification, la technicouleur, les modèles à dimensions supplémentaires, etc. Toutes ces théories doivent être en mesure de reproduire le modèle standard à l'échelle d'énergie de 100 GeV. Nous allons ici nous concentrer sur une théorie qui a pour avantage de résoudre les problèmes de hiérarchie et de naturalité du secteur du Higgs cités précédemment : la supersymétrie. De plus, le boson de Higgs supersymétrique le plus léger possède des caractéristiques similaires à celles du boson de Higgs standard.

I.1.7.1 Higgs et supersymétrie

La supersymétrie (ou SUSY) continue l'effort réductionniste entrepris par le modèle standard en ajoutant une symétrie supplémentaire entre bosons et fermions. Les fermions et bosons sont donc unifiés et transformés l'un en l'autre pas le biais d'opérateurs spinoriels

Q tels que :

$$Q\,|boson\rangle = |fermion\rangle\,, \quad Q\,|fermion\rangle = |boson\rangle\,. \tag{I.86}$$

Ainsi pour chaque particule du modèle standard on associe un super-partenaire, possédant les mêmes nombres quantiques excepté le spin qui diffère de 1/2. Cette symétrie n'influence pas la masse des particules, ainsi chaque particule du modèle standard et sa particule supersymétrique associée devraient avoir la même masse (P et Q commute). Cependant, puisqu'aucune particule supersymétrique n'a été observées aux énergies actuelles, en particulier un photino de masse de nulle, la SUSY doit être une symétrie brisée pour que les masses standards et SUSY diffèrent. Il est intéressant de remarquer que dans la théorie supersymétrique, la brisure spontanée de la symétrie électrofaible n'est plus une condition *had hoc* mais une conséquence directe de la brisure spontanée de la SUSY.

Dans la version minimale du modèle supersymétrique (MSSM), la brisure spontanée de la symétrie électrofaible est assurée par deux doublets de Higgs complexes de $SU(2)_L$:

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}; \quad H_d = \begin{pmatrix} H_d^+ \\ H_d^0 \end{pmatrix}. \tag{I.87}$$

Deux doublets sont en effet nécessaires en supersymétrie pour générer à la fois les masses des fermions de type *up* (indice u) et *down* (indice d). Ces deux doublets possèdent 8 degrés de libertés : quand la symétrie est brisée spontanément, 3 bosons de Goldstone donnent leur masse aux 3 bosons Z et $W^\pm$. Les 5 états propres de masse restant forment 3 bosons scalaires neutres h^0, H^0 et A^0 ainsi que deux scalaires chargés H^+ et H^-. Le boson h^0 doit être de masse relativement faible :

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

où $\tan\beta$ est défini comme le rapport des valeurs attendues du vide pour le doublet u et d : $\tan\beta \equiv \frac{v_u}{v_d}$. Les autres scalaires peuvent *a priori* être arbitrairement lourds. Ce boson h^0 possède des caractéristiques similaires au boson de Higgs prévu par le modèle standard. Des mesures plus poussées de ratio de rapports d'embranchement sont nécessaires pour différencier les deux.

Un des intérêts de la supersymétrie est de résoudre le problème de la naturalité évoqué dans la section I.1.6.2. En effet, les particules supersymétriques contribuent aussi aux corrections radiatives à la masse du Higgs, avec les mêmes contributions à tous les ordres de la théorie que leurs partenaires standards, mais de signe opposé (voir figure I.13)[24]. Ces corrections sont exactement égales si les masses des particules standards et leurs partenaires SUSY sont exactement égales. Mais même après la brisure de la supersymétrie, l'ordre de grandeur des corrections reste correct si les masses des particules SUSY sont inférieures à ≈ 1 TeV.
La conclusion est qu'il faut qu'il existe des nouvelles particules dont les contributions aux

corrections de la masse du Higgs permettent d'éviter le problème de naturalité, ou alors la théorie ne comporte pas de particule scalaire (telle que le Higgs).

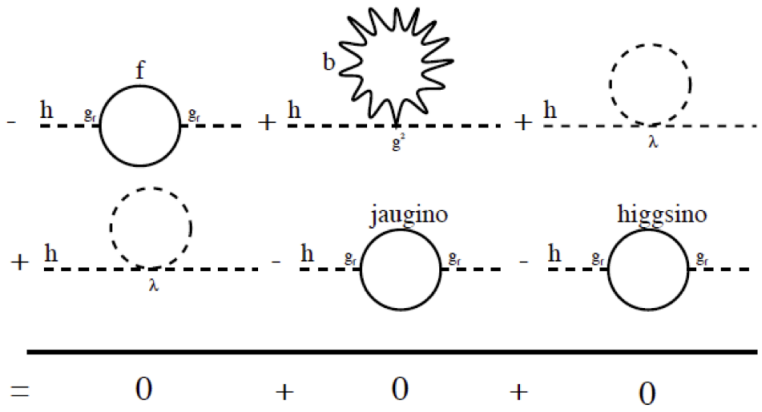


FIGURE I.13 – Diagrammes de Feynman des corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs en considérant les particules du modèle standard ainsi que leur partenaires super-symétriques.

I.2 La recherche du boson de Higgs standard

Nous avons vu que la masse du boson de Higgs n'était pas prédite par la théorie, et celui-ci est recherché depuis de nombreuses années auprès des différentes générations d'accélérateurs LEP, Tevatron et LHC. Dans le paragraphe suivant nous présentons les différentes contraintes sur la masse du boson de Higgs standard amenées par des considérations purement théoriques ainsi que par des résultats expérimentaux.

Potentiellement, les expériences dites "usines à Z" comme le LEP ont la capacité de sonder une région en masse aussi basse que 10 MeV. Pour les régions de très basse masse et dans la limite de 5 GeV, plusieurs résultats expérimentaux existent, provenant entre autre d'expériences de physique nucléaire et de recherches de couplages rares. La physique nucléaire permet d'exclure une masse inférieure à 11.5 MeV. Les expériences "beam dump" $eN \to ee^+e^-N$ ainsi que les mesures des couplages rares (décroissance en pions, kaons, etc.) rehaussent cette limite jusqu'à l'ordre du GeV, région où les accélérateurs peuvent prendre la relève. Nous ne nous étendrons pas de manière exhaustive sur les différentes recherches dans cette région en très basse masse, des détails sont présentés dans la référence [25].

I.2.1 Les contraintes théoriques

Comme nous l'avons vu dans l'équation I.77, la masse du boson de Higgs dépend de λ. Ce paramètre libre impose la forme du potentiel du Higgs et influence par conséquent la brisure spontanée de la symétrie. Ainsi, des contraintes liées à la stabilité du vide et à la trivialité imposent des bornes sur la masse du boson de Higgs.

I.2.1.1 Stabilité du vide

La contrainte la plus naturelle est d'imposer que la brisure de symétrie ait bien lieu, autrement dit :

$$V(v) < V(0), \tag{I.88}$$

ce qui est équivalent à demander que λ reste positif quelle que soit l'échelle d'énergie Q considérée. Si λ devient négatif, alors le vide n'est plus limité et il n'y a plus de minimum d'énergie.

La valeur de λ change en fonction de l'échelle d'énergie Q, on peut écrire la relation :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2}\left\{-12\lambda^2 + 12\lambda g_t^2 - \frac{3}{2}\lambda(3g^2 + g'^2) + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2\right\}, \tag{I.89}$$

avec $g_t = \frac{M_t}{v}$ le couplage du Higgs au quark top et $t \equiv log(Q^2/Q_0^2)$. Q_0 est une énergie prise comme référence.

Pour des faibles valeurs de λ la relation se simplifie et devient :

$$\frac{d\lambda}{dt} \approx \frac{1}{16\pi^2}\left\{-12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2\right\}. \tag{I.90}$$

La résolution de cette équation donne :

$$\lambda(Q) = \lambda(v) + \frac{1}{16\pi^2}\left\{-12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2\right\}\log(\frac{Q^2}{v^2}). \tag{I.91}$$

Finalement la condition que λ reste positif à l'échelle d'énergie Λ, $\lambda(\Lambda) > 0$, impose une limite inférieure à la masse du Higgs :

$$M_h^2 > \frac{v^2}{8\pi^2}\left\{-12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2\right\}\log(\frac{\Lambda^2}{v^2}). \tag{I.92}$$

Λ est par définition l'échelle d'énergie à laquelle le modèle standard n'est plus valide et où on attend donc de la nouvelle physique.

I.2.1.2 Trivialité

Pour un boson de Higgs de masse importante (pour de grandes valeurs de λ), l'équation I.89 devient, en négligeant les termes de couplage aux fermions :

$$\frac{d\lambda}{dt} \approx \frac{3\lambda^2}{4\pi^2}, \tag{I.93}$$

ce qui, une fois résolu, amène :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda(Q)} &= \frac{1}{\lambda(Q_0)} - \frac{3}{4\pi^2}\log(\frac{Q^2}{Q_0^2}), \\ \frac{1}{\lambda(Q)} &= \frac{\lambda(Q_0)}{1 - \frac{3\lambda(Q_0)}{4\pi^2}\log(\frac{Q^2}{Q_0^2})}. \end{aligned} \tag{I.94}$$

On peut voir que quelle que soit la valeur de $\lambda(Q_0)$, $\lambda(Q)$ tend vers l'infini pour des grandes valeurs de Q (appelé le pôle de Landau). Alternativement, on peut remarquer que $\lambda(Q_0)$ tend vers 0 pour $Q \to 0$, ce qui entraîne la disparition du terme $\lambda\Phi^4$ du potentiel scalaire de brisure spontanée de la symétrie. Ceci rend la théorie non interactive à basse énergie, on parle de théorie *triviale* dans laquelle la brisure spontanée de la symétrie ne peut pas avoir lieu.

Pour obtenir la limite sur la masse du Higgs en fonction de l'échelle Λ de validité du modèle standard on requiert donc que :

$$\frac{1}{\lambda(\Lambda)} > 0.$$

En prenant l'énergie de référence $Q_0 = v$ et en remplaçant $\lambda(v)$ par sa valeur $\lambda(v) = \frac{M_H^2 v^2}{v^2}$ on trouve :

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3\log(\Lambda^2/v^2)}. \tag{I.95}$$

I.2.1.3 Conclusion

Les bornes sur la masse du boson de Higgs imposées pour construire une théorie cohérente dépendent donc de l'échelle d'énergie considérée pour la validité du modèle standard. La figure I.14 montre les limites inférieures et supérieures imposées par les arguments de stabilité du vide (équation I.92) et de trivialité (équation I.95). On voit donc qu'il est possible d'établir des bornes contraignant la masse du Higgs aux échelles d'énergie que l'on est capable d'atteindre aujourd'hui. Inversement, la découverte du boson de Higgs et de sa masse est un bon indicateur de l'échelle d'énergie à laquelle le modèle standard reste une théorie valide. Ainsi, si la masse du boson de Higgs se situe environ

entre 160 et 170 GeV, l'échelle d'énergie où le modèle standard reste valide est repoussée jusqu'à l'échelle de Planck $\Lambda_p \approx 10^{19}$ GeV. On notera que même dans ce cas de figure, bien que le modèle standard resterait valide jusqu'à de très hautes énergies cela ne voudrait pas dire qu'aucune nouvelle physique n'est présente entre l'échelle du TeV et l'échelle de Planck. Par contre, un boson de Higgs de masse 500 GeV par exemple, requiert de la physique au-delà du modèle standard dès la dizaine de TeV.

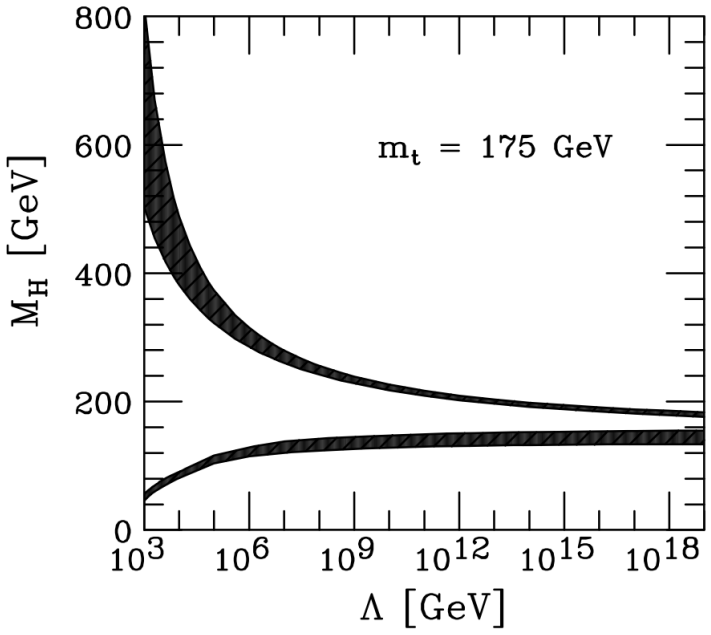


FIGURE I.14 – Limites inférieure et supérieure sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle d'énergie Λ de validité du modèle standard [1]. La borne supérieure correspond à la limite imposée par l'argument de trivialité et la borne inférieure vient des conditions de stabilité du vide (M_t = 175 GeV et α_s = 0.118).

I.2.2 Les contraintes expérimentales indirectes

Dans cette section, nous allons présenter les contraintes sur la masse du boson de Higgs obtenues par le biais des mesures de précision de variables électrofaibles. En exploitant les corrections radiatives prévues par le modèle standard, nous sommes capable de sonder la physique à plus haute énergie que l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision pour produire directement les particules. Ainsi, même sans être sensible à des effets directs du boson de Higgs, les corrections radiatives au propagateur des bosons de jauges dépendent de la masse du boson de Higgs en $\log(m_H/m_W)$. Des contraintes sur la masse du boson de Higgs sont donc établies à l'aide d'ajustement sur les mesures électrofaibles

qui en dépendent comme présenté sur la figure I.15.

Un ajustement global est effectué sur toutes les variables électrofaibles considérées, notamment plusieurs variables mesurées au pic de résonance du Z comme sa masse, ses largeurs partielles etc. La liste des observables utilisées est disponible dans la référence [26]. Le résultat de cette analyse est un $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$, χ^2_{min} indiquant la masse la plus probable du boson de Higgs (voir figure I.16). On obtient comme masse la plus probable :

$$M_H = 96^{+31}_{-24} \text{ GeV}.$$

Et une borne supérieure à 95% de niveau de confiance :

$$M_H < 169 \text{ GeV}$$

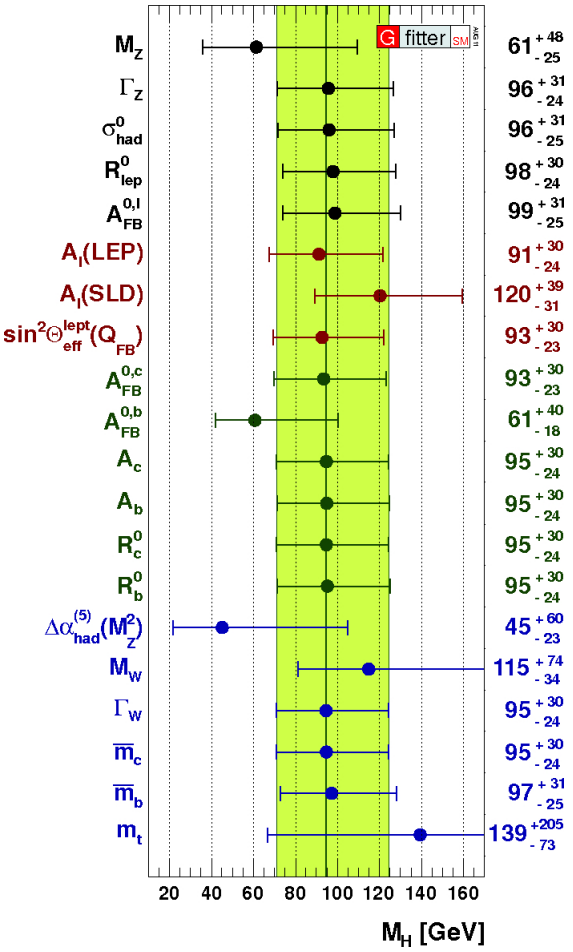


FIGURE I.15 – Ajustement des mesures des variables électrofaibles en fonction de la masse du Higgs.

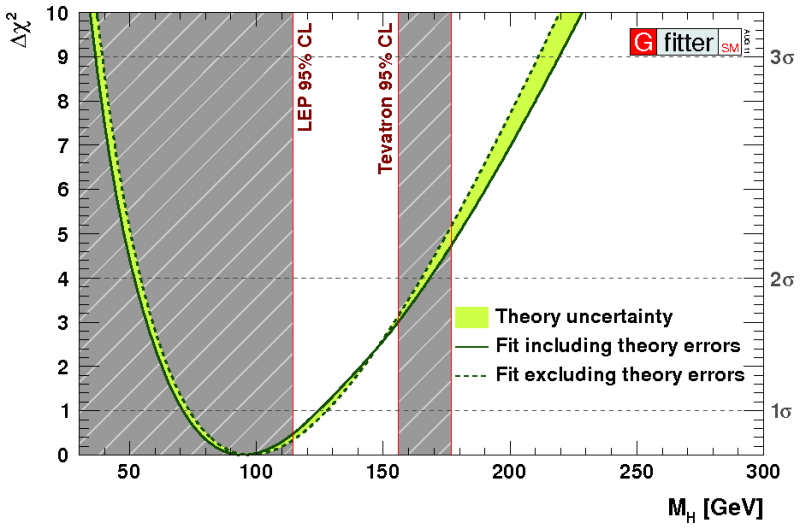


FIGURE I.16 – Ajustement global par $\Delta\chi^2$ des mesures des variables électrofaibles en fonction de la masse du Higgs. La courbe en pointillés montre les résultats avec les incertitudes théoriques.

I.2.3 La recherche directe auprès des collisioneurs

I.2.3.1 Les canaux de recherche du boson de Higgs

La figure I.17 montre les modes de production auprès des collisioneurs hadroniques et les canaux de désintégrations du boson de Higgs [27][28]. La recherche du Higgs se divise de nos jours principalement suivant deux zones en masse : la région de basse masse (< 140 GeV) où le boson de Higgs décroît majoritairement en une paire de quarks beaux, et la région de haute masse où il décroît plutôt en une paire de bosons W ou Z. Concernant les modes de production, la fusion de gluons reste majoritaire sur toute la plage en masse, suivie de modes de production associée WH et ZH.
Il est nécessaire d'adapter la stratégie de recherche en fonction de la masse du boson de Higgs mais également du type d'accélérateur à disposition. Par exemple dans un accélérateur hadronique, le bruit de fond ne permet pas de considérer le mode de production par fusion de gluons pour un Higgs léger se désintégrant en une paire de quarks beaux, au Tevatron on lui préférera donc les modes de production associées. Au LHC, également pour combattre le bruit de fond multijet, on se concentre sur le canal $H \to \gamma\gamma$.

I.2.3.2 La recherche au LEP

Le LEP, le précédent collisioneur en place au CERN, était capable d'accélérer des électrons et des positrons à une énergie de 90 GeV au centre de masse à ses débuts en 1989 jusqu'à une énergie de 209 GeV en 2000 après l'ajout de cavités accéleratrices. Dans ces conditions, le mode de production majoritaire pour le boson de Higgs du modèle

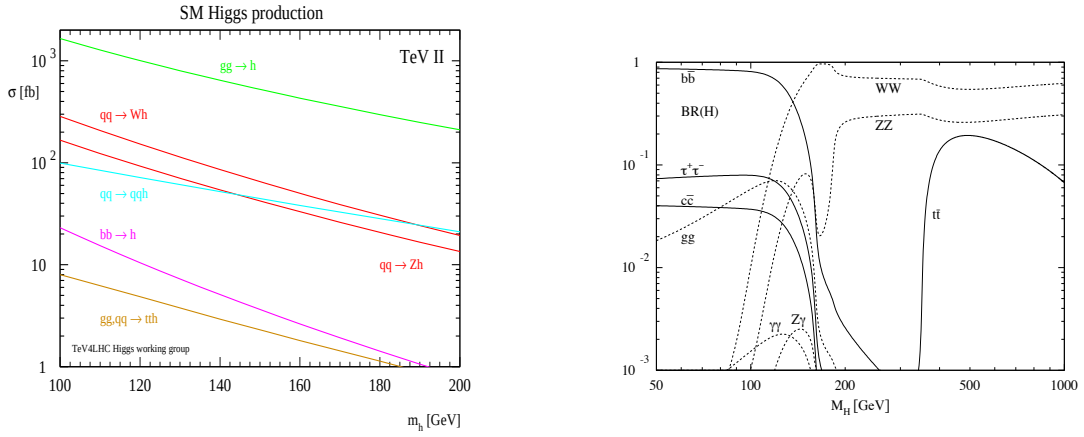


FIGURE I.17 – Modes de production (sections efficaces de production au Tevatron) et canaux de désintégration du boson de Higgs.

standard est le processus de *Higgsstrahlung* $e^+e^- \to HZ$ dont on peut voir le diagramme de Feynman sur la figure I.18. Le seuil cinématique de production étant alors de l'ordre de $m_H = \sqrt{s} - m_z$, la plage de recherche au LEP ne concernait que le Higgs de masse inférieure à 110-120 GeV.
La topologie principale recherchée est constituée des produits de désintégration du boson de Higgs – majoritairement en paire de quarks b ainsi que pour une faible proportion une paire de leptons tau – et les produits de désintégration du boson Z. La fusion de bosons vecteurs $WW/ZZ \to H$ était également exploitée bien que représentant une part faible de la sensibilité.

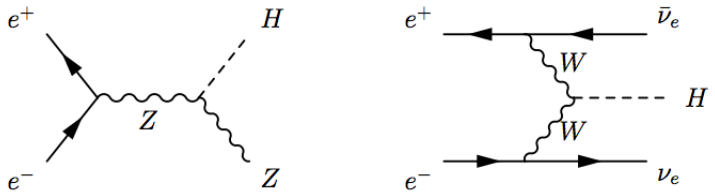


FIGURE I.18 – Diagramme de Feynman de production d'un boson de Higgs par processus de *Higgsstrahlung* (à gauche) ainsi que de fusion de bosons vecteurs (à droite).

Les recherches ont été menées séparément pour les différentes topologies correspondant aux différents modes de décroissance du boson Z : ($H \to b\bar{b}$, $Z \to \nu\bar{\nu}, l^+l^-, q\bar{q}$), respectivement les analyses à énergie manquante, leptoniques et enfin 4 jets. Viennent s'ajouter les analyses visant les états finals faisant intervenir des leptons tau : ($H \to b\bar{b}$, $Z \to \tau^+\tau^-$)

et ($H \to \tau^+\tau^-$, $Z \to q\bar{q}$). On peut remarquer que, bien que l'énergie au centre de masse était un facteur limitant pour la recherche du boson de Higgs sur un plage en masse importante, l'accélérateur leptonique permettait un bien meilleur contrôle du bruit de fond pour la désintégration du Higgs en paire de quarks b. Comme évoqué précédemment, là où un accélérateur hadronique est noyé sous le bruit de fond multijet, au LEP celui-ci était gérable. Après une sélection des événements pertinente pour chaque état final, le bruit de fond principal consiste alors en des événements dibosons ZZ et W^+W^-.

La quantité de données utilisées pour la recherche du Higgs au LEP totalise 2,461 fb^{-1} pour les quatre expériences ALEPH [29], DELPHI [30], L3 [31] et OPAL [32]. La combinaison de toutes les analyses ont permis l'exclusion de la région en masse inférieure à 114.4 GeV à un niveau de confiance de 95% [33]. On peut voir la courbe d'exclusion correspondant aux limites supérieures du rapport des sections efficaces observées sur prédites par le modèle standard sur la figure I.19. Mentionnons que quelques événements ressemblant à du signal ont été observés. L'accélérateur a été arrêté en décembre 2000 et la statistique n'a pas été suffisante pour conclure.

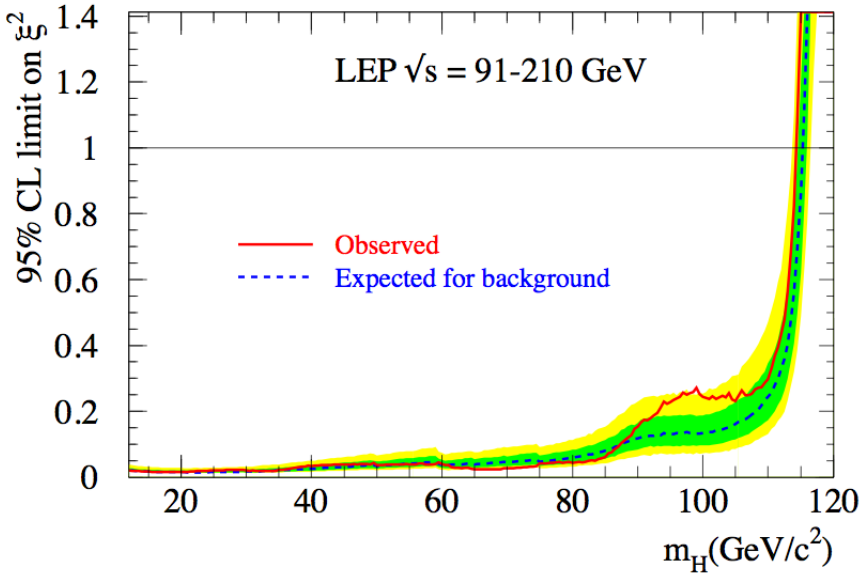


FIGURE I.19 – Limite supérieure observée et attendue à 95% de niveau de confiance sur le rapport des sections efficaces observées sur prédites par le modèle standard pour les hypothèses de masses inférieures à 120 GeV pour l'hypothèse bruit de fond seulement (en pointillés noirs) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). Le trait continu rouge correspond aux mesures effectuées à partir des données du LEP. On peut ainsi exclure la production d'un boson de Higgs standard dès le moment ou ce rapport passe en dessous de l'unité.

I.2.3.3 La recherche au Tevatron

Le Tevatron est quant à lui un collisioneur hadronique, il est décrit en détail dans la section II.1. L'énergie fournie au centre de masse (1.96 TeV) permet d'atteindre la région en masse où le boson de Higgs se désintègre en paires de bosons vecteurs [34], on parle communément de Higgs lourd. Les analyses vont donc être séparées en recherche d'un boson de Higgs léger se désintégrant en une paire de quarks beaux et un Higgs lourd se désintégrant en une paire de bosons d'interaction faible. On considère principalement les modes de production associées pour la région de basse masse et les mode de production par fusion de gluons et de bosons vecteurs pour les hautes masses, néanmoins les deux recherches se recoupent sur une région plus ou moins importante en masse. Les canaux de désintégration pris en compte sont $H \to b\bar{b}$, $H \to \tau^-\tau^+$, $H \to ZZ$, $H \to WW$ et $H \to \gamma\gamma$. Leur sensibilité différent bien entendu en fonction de la masse et la recherche du canal $H \to b\bar{b}$ est réservée exclusivement au mode de production associés pour les raisons déjà évoquée.

I.2.3.4 La recherche au LHC

Le LHC est également un collisioneur hadronique. Il fournit actuellement (2012) une énergie de 8 TeV au centre de masse de la collision, faisant de lui le collisioneur le plus puissant jamais construit. Le LHC est donc capable de produire des particules de masses plus importantes, nous permettant d'observer des conditions dans lesquelles le modèle standard n'a pas encore été testé et rendant possible la découverte d'hypothétiques particules de masses importantes (SUSY ou autre). Concernant la recherche du Higgs, on peut voir sur a figure I.20 que la section efficace de production du Higgs est plus importante au LHC qu'au Tevatron. Néanmoins, il faut tenir compte du fait que le bruit de fond multijets est également bien supérieur. La figure I.21 présente la sensibilité des différents canaux de recherche au LHC selon la masse du boson de Higgs. Nous pouvons remarquer qu'à basse masse les canaux $t\bar{t}H(H \to b\bar{b})$, $qqH \to qq\tau\tau$, $H \to \gamma\gamma$ et $qqH \to qqWW^{(*)}$ sont en compétition.

La section efficace de production de $t\bar{t}$ est environ 100 fois plus importante au LHC qu'au Tevatron, ce qui explique la possibilité d'exploiter le canal $t\bar{t}H(H \to b\bar{b})$. L'autre canal très intéressant à basse masse est le canal $H \to \gamma\gamma$, dont on peut voir les diagrammes de Feynman correspondant sur la figure I.22. Dans ce canal, les bruits de fonds irréductibles viennent des processus de Born $qq \to \gamma\gamma$, de *bremstrahlung* $qg \to q\gamma\gamma$, en boîte $gg \to \gamma\gamma$.

A l'aide d'une combinaison de tous les canaux de recherche du boson de Higgs dans les deux expériences ATLAS et CMS, il est possible d'exclure une vaste région en masse comme montré sur la figure I.23. En 2012, le LHC a permis de poser les contraintes

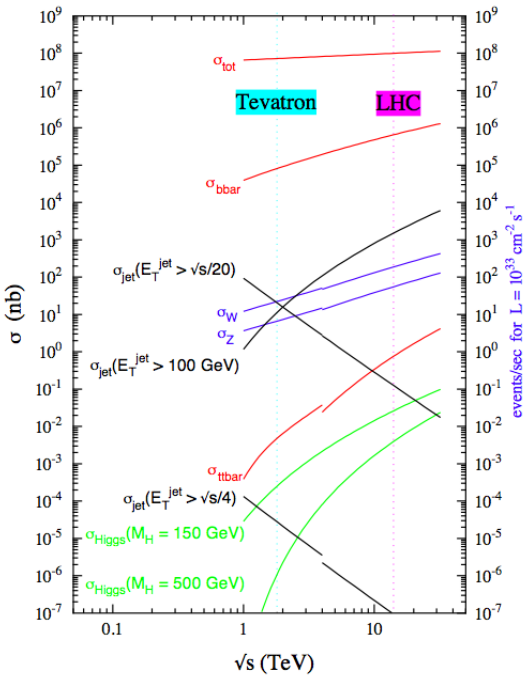


FIGURE I.20 – Sections efficaces de production de plusieurs processus du modèle standard au Tevatron avec des collisions $p\bar{p}$ et au LHC avec des collisions pp [2].

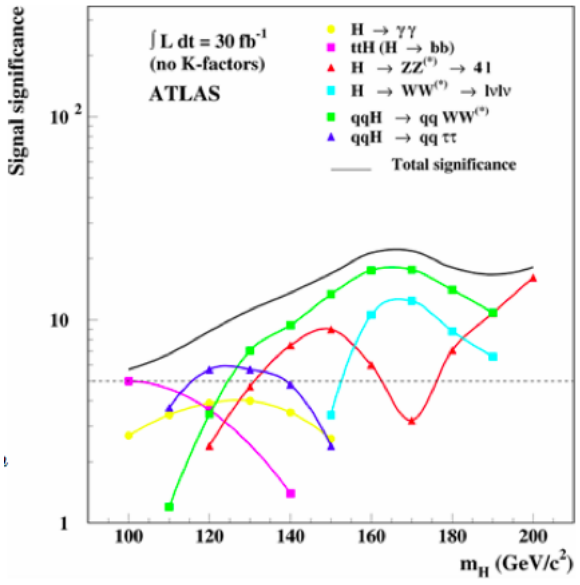


FIGURE I.21 – Sensibilité au signal du Higgs pour différents canaux au LHC.

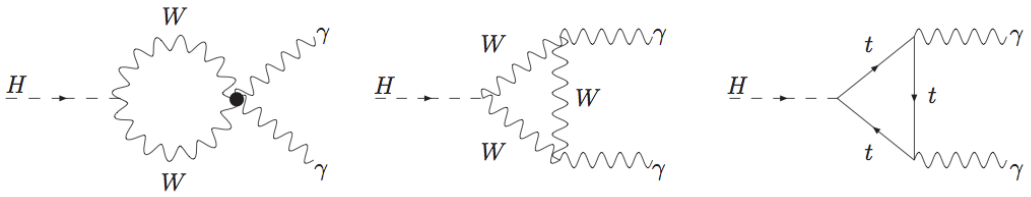


FIGURE I.22 – Diagrammes de Feynman des processus $H \to \gamma\gamma$.

suivantes à 95% de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs [35] :

$$M_H < 141 \ \& \ M_H > 476 \ (\text{GeV}). \tag{I.96}$$

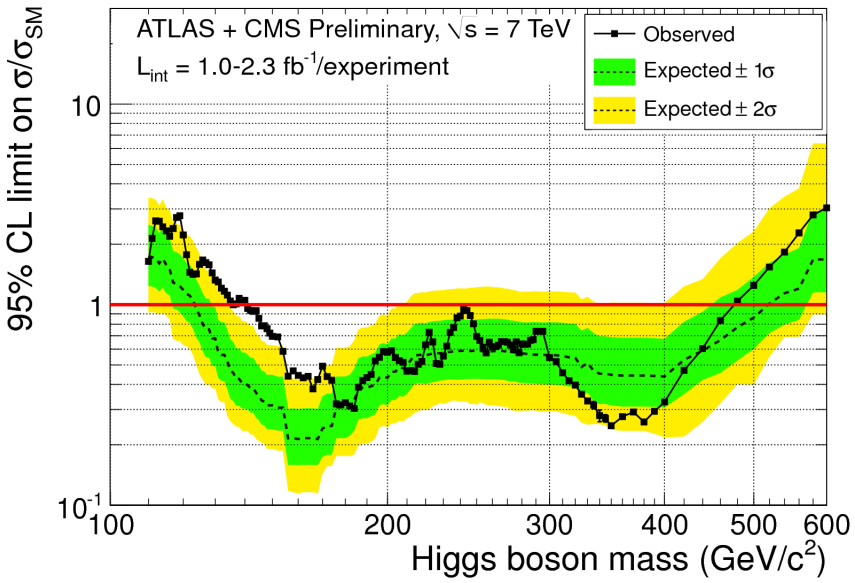


FIGURE I.23 – Limites supérieures observées et attendues à 95% de niveau de confiance sur le rapport des sections efficaces observées sur prédites par le modèle standard pour les hypothèses de masses inférieures à 600 GeV pour l'hypothèse bruit de fond seulement (en pointillés noirs) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). Le trait continu rouge correspond mesures effectuées à partir des données du LHC. On peut ainsi exclure dès le moment ou ce rapport passe en dessous de l'unité.[3]

I.2.3.5 L'avenir de la recherche du Higgs

La fermeture du Tevatron en septembre 2011 laisse le LHC seul sur front de le recherche du Higgs. Il est certain que le futur de la recherche en physique des particules dépendra de la découverte du boson de Higgs. Dans l'hypothèse de la découverte du boson de Higgs au LHC, les études devront alors porter sur ses propriétés. Le LHC n'est pas à priori l'outil de prédilection pour des mesures fines de propriétés du boson de Higgs, ainsi le futur collisioneur électron/positron, devrait permettre une mesure plus précise. L'ensemble de ces résultats devrait ainsi permettre de garantir que la particule découverte correspond bien au boson de Higgs prédit par le modèle standard ou bien s'il correspond à une extension du modèle standard (SUSY ou autre).
Dans le cas ou le boson de Higgs ne serait pas découvert, et donc que la région de basse masse soit exclue, cela pourrait signifier que le mécanisme de Higgs n'est pas le moyen que la nature utilise pour donner la masse aux particules et qu'il existe un autre mécanisme. Ou bien cela voudrait dire que le boson de Higgs n'est pas léger, ce qui, comme nous l'avons vu dans la section I.2.1, ne manque pas d'entraîner des incohérences dans la théorie à des échelles relativement proches. Dans les deux cas, le LHC et le futur collisioneur linéaire e^+e^- devront donc rechercher les signatures expérimentales de phénomènes de nouvelle physique, comblant les lacunes du modèle standard à haute énergie ou donnant une alternative au boson de Higgs.

I.3 Conclusion

Le modèle standard semble dans son tout construit de manière cohérente à partir du postulat de l'invariance de jauge locale. De manière à combler les lacunes de ce modèle, le mécanisme de Higgs s'est imposé comme la manière la plus naturelle d'introduire la masse des particules. Bien que ce mécanisme n'implique pas d'explication quant à la nature fondamentale du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, il n'en reste pas moins une théorie effective satisfaisante.
Le boson de Higgs est la proie de prédilection des expériences de physique des particules actuelles et les exclusions progressives du LEP, du Tevatron et du LHC ainsi que les mesures indirectes ne lui laissent plus qu'une région très réduite, surtout à basse masse, pour se cacher.
La physique sous-jacente à la brisure spontanée de la symétrie éléctrofaibles reste hors d'atteinte du modèle standard, mais plusieurs modèles sont déjà sur la rampe de départ et ne manqueront pas d'être investigués en détails au LHC et auprès des futures expériences.

– Chapitre II –

Contexte expérimental

We have to remember that what we observe is not nature herself, but nature exposed to our method of questioning.

Werner Heisenberg

Sommaire

II.1 Le complexe d'accélérateurs du Tevatron 44

II.1.1 Production des protons 44

II.1.2 Injecteur principal 46

II.1.3 Production des anti-protons et recycleur 46

II.1.4 Le Tevatron 47

II.1.5 La prise de données 47

II.2 Le détecteur DØ 48

II.2.1 La structure du détecteur 50

II.2.2 Le système de cordonnées 50

II.2.3 Le trajectomètre 51

II.2.4 Les détecteurs de pied de gerbe 56

II.2.5 Le calorimètre 57

II.2.6 Le système à muons 61

II.2.7 Le détecteur de protons à l'avant 63

II.2.8 Le moniteur de luminosité 65

II.2.9 Le système de déclenchement 66

Les théories de physique des particules décrivent le comportement de la matière et des interactions à des échelles d'énergie très importantes. Les tests expérimentaux nécessitent un appareillage toujours plus complexe, puissant et précis de manière à confirmer les théories dans la limite des énergies atteintes, ou mettre en évidences de nouveaux phénomènes.

Comme nous venons de le voir, la théorie ne prédit pas la masse du boson de Higgs. Différentes expériences de physique des particules se sont donc succédées dans la recherche de la signature de sa production, nous permettant à chaque fois de poser une limite supérieure un peu plus élevée sur sa masse. Dans l'histoire de cette quête, le Tevatron est l'accélérateur qui a permis d'étendre le domaine de recherche auparavant défini par le LEP et qui a ensuite été surpassé par le LHC.
Nous présentons dans ce chapitre la chaîne d'accélération du Tevatron ainsi que les différentes sous-parties du détecteur DØ. La recherche du boson de Higgs, tout particulièrement dans le canal WH, utilise au maximum l'information apportée par chacun de ces sous-détecteurs.

II.1 Le complexe d'accélérateurs du Tevatron

Le laboratoire Fermilab, situé à proximité de Chicago (Illinois) aux Etats Unis accueille diverses expériences de physique des hautes énergies. Fondé en 1967, il fut nommé Fermilab en hommage au physicien Enrico Fermi en 1974. Grâce à son accélerateur circulaire Tevatron, il est à l'origine de nombreuses découvertes en physique des particules. On peut citer par exemple la découverte du quark top en 1995 et plus récemment la mise en évidence du processus de production d'un quark top par interaction électrofaible, ainsi que la première mesure de la fréquence des oscillations des mésons B_s^0.

Le Tevatron est un accélérateur de particules de type synchrotron de 6.28 km de circonférence accélerant des protons et des anti-protons. Il est capable de produire une énergie dans le référentiel du centre de masse de 1.96 TeV lors des collisions dans les deux détecteurs en place : CDF et DØ (voir la vue aérienne figure II.1). Il a fonctionné de 1987 et à 2011. Pendant 10 ans le Tevatron était le collisioneur de particules de plus haute énergie dans le monde, il a été détrôné par le LHC au CERN en 2010.

On utilise par abus de langage le nom de Tevatron pour l'ensemble de la chaîne d'accélération alors qu'il ne se réfère en fait qu'à l'anneau principal, passant par les différentes expériences. Avant d'avoir des faisceaux de protons et d'anti-protons dans le Tevatron, il est nécessaire de passer par un ensemble complexe d'accélerateurs (voir figure II.2). Les principaux éléments présents sont le pré-accélérateur, le Linac (pour *linear accelerator*), le Booster (la source de proton), l'injecteur principal, le recycleur, le Tevatron (l'anneau principal), le Debuncher et enfin l'anneau d'accumulation [36].

II.1.1 Production des protons

La toute première étape consiste à ioniser une source d'hydrogène en la soumettant à un champ électrique intense. Les protons résultants sont ensuite dirigés vers une plaque de césium à laquelle ils arrachent deux électrons. Les ions hydrogène H^- ainsi produits sont conduits vers le pré-accélérateur. Le pré-accélérateur est la première étape

FIGURE II.1 – Vue aérienne du Tevatron au Fermilab.

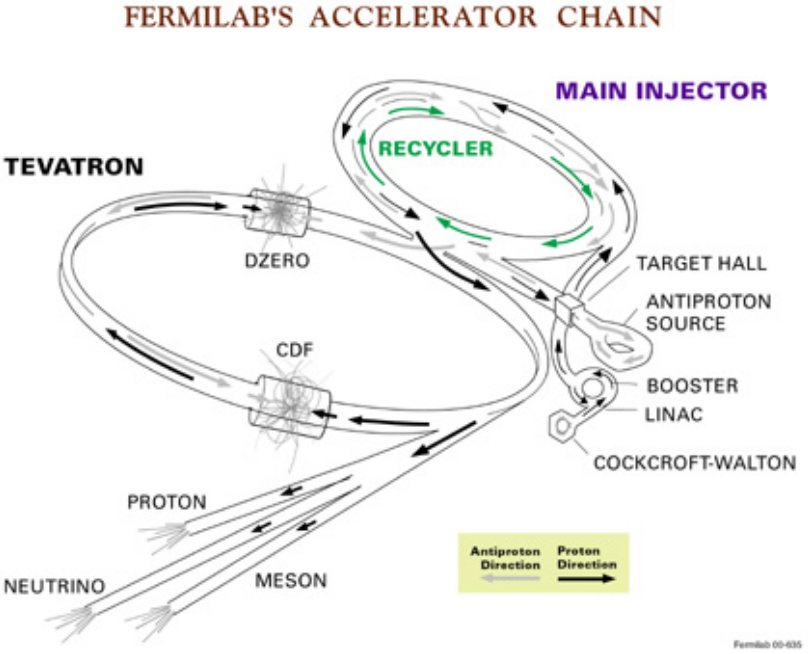


FIGURE II.2 – La chaîne d'accéleration.

d'accélération. Il est composé d'un générateur électrostatique de Cockcroft-Walton, qui grâce à un système de condensateurs, délivre une tension de sortie de 750 kV et accélère les ions hydrogène négatifs à une énergie de 750 keV. Ainsi un faisceau est accéléré en permanence avec une fréquence de 15 Hz, soit toutes les 66 ms. A la sortie du générateur,

les ions H^- sont conduits *via* une ligne de transfert au Linac.
Le Linac procède à la seconde étape d'accélération, à l'aide de cavités radiofréquence, il propulse les ions H^- à une énergie de 400 MeV. Il est constitué de deux parties principales, accélérant progressivement les ions à l'aide de cavités radiofréquence fréquencées à 201 MHz puis jusqu'à l'énergie finale de 400 MeV à l'aide de cavités radiofréquencées à 805 MHz.
A l'issue du Linac, les ions sont envoyés vers une mince cible de carbone qui permet d'arracher les électrons et d'obtenir un faisceau de protons. Ce faisceau continue vers un premier accélérateur circulaire (synchrotron) : le Booster. Un ensemble d'aimants permettent de courber (aimants dipolaires) ainsi que de focaliser (aimants quadrupolaires et octopolaires) le faisceau de protons. Cet anneau de 475 m de circonférence permet ainsi de continuer l'effort d'accélération entrepris jusqu'à 8 GeV.

II.1.2 Injecteur principal

L'injecteur principal est un accélérateur de type synchrotron, d'environ 3 km de circonférence. Il comprend 18 cavités radiofréquence, 344 aimants dipolaires et 308 quadrupolaires. Il peut accélérer un faisceau à 120 GeV ou 150 GeV en fonction de son utilisation. Un faisceau de 120 GeV sera utilisé pour produire les anti-protons en l'envoyant sur une cible fixe. L'accélération à 150 GeV est réservée pour les faisceaux (protons ou anti-protons) qui seront ensuite injectés dans le Tevatron.

II.1.3 Production des anti-protons et recycleur

Comme mentionné précédemment, les anti-protons sont produits par collision sur cible fixe d'un faisceau de 120 GeV provenant de l'injecteur principal. La cible est constituée de couches successives de nickel et de cuivre. Le faisceau résultant contenant des anti-protons et d'autres particules est focalisé puis un champ magnétique fait office de spectromètre permettant de sélectionner seulement les anti-protons et de les envoyer vers le Debuncher. Le faisceau d'anti-protons ainsi créé est sous forme de paquets tout comme le faisceau de protons incidents, de plus son spectre en énergie, angle et position est assez étalé. Le but principal du Debuncher est de produire un faisceau d'anti-protons continu avec une meilleure résolution en énergie, angle et position. Le faisceau produit est ensuite transmis à l'accumulateur où il récupère sa structure en paquets, jusqu'à l'obtention d'un nombre assez important d'anti-protons.

La production d'anti-protons est un facteur limitant inhérent aux collisioneurs $p\bar{p}$, en effet elle n'est que de 1 pour 50000 protons incidents. Le recycleur a donc été construit pour le Run II de manière à collecter les anti-protons restant après leur utilisation pour des collisions au sein des expériences du Tevatron, permettant de réutiliser près de la moitié des anti-protons pour la session suivante de collisions de faisceaux. Néanmoins des

problèmes techniques concernant des instabilités lors d'un stockage d'un grand nombre d'anti-protons, cette fonction a été abandonnée. Le recycleur suppléé donc l'accumulateur dans sa fonction.

II.1.4 Le Tevatron

II.1.4.1 L'anneau principal

Le Tevatron, dernier élément de la chaîne d'accélération, consiste en un synchrotron d'un kilomètre de diamètre amenant les faisceaux de protons et d'anti-protons à leur énergie finale de 980 GeV. Le Tevatron a été le tout premier collisioneur utilisant des électro-aimants supraconducteurs. On dénombre ainsi 772 électro-aimants dipolaires produisant chacun un champ magnétique de 4.33 T. Ils doivent être refroidis à 3.6 K – leur température de fonctionnement en mode supraconducteur – à l'aide d'un système cryogénique fonctionnant à l'helium liquide. A ceux-ci viennent s'ajouter 180 aimants quadrupolaires, assurant la focalisation des faisceaux. L'accélération quant à elle repose sur 8 cavités radio-fréquence. Le faisceau nécessite un vide poussé pour éviter toute interaction avec la matière, il règne donc un vide de 10^{-8} à 10^{-10} mm de mercure dans le tube à vide où se loge le faisceau.

II.1.4.2 Les faisceaux de protons et d'anti-protons

L'utilisation de cavités radiofréquence pour l'accélération a un impact direct sur le faisceau produit. En effet, la cavité radiofréquence générant un champ électrique oscillant, il est nécessaire de soumettre les particules à la phase accélérante du champ tout en les isolant de la phase décélérante (voir figure II.3). On utilise pour cela des tubes à dérive placés entre les cavités radiofréquence, le faisceau entrant va donc être accéléré mais également façonné en paquets ou *bunches*. Cette structure en paquets est conservée tout au long de la chaîne d'accélération, à part au moment du refroidissement stochastique du faisceau d'anti-protons.
Lors de la prise de données, ce sont les paquets qui entrent en collision. Chaque faisceau est composé de trois super-paquets de 12 paquets chacun. Les 12 paquets sont espacés de 396 ns dictant la fréquence d'interaction. Un temps plus important de 2.6 μs sépare les super-paquets, temps nécessaire pour devier le faisceau pour éviter tout dégât matériel en cas de problème .

II.1.5 La prise de données

La prise de données est divisée en périodes de *stores* pendant lesquelles les protons et anti-protons sont stockés dans le Tevatron. Au fil des interactions des faisceaux, la luminosité instantanée délivrée va progressivement diminuer alors que les protons et anti-protons sont consommés et que l'émittance du faisceau augmente. La figure ?? montre

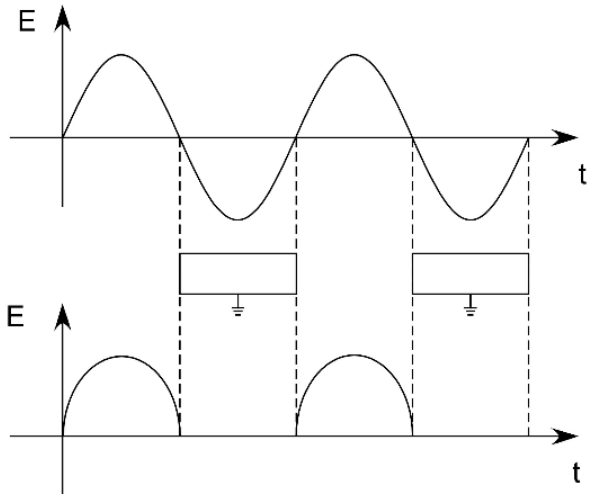


FIGURE II.3 – Il est nécessaire d'installer des tube à dérive pour isoler les particules de la partie décélérante du champs électrique généré par les cavités radiofréquence afin d'obtenir un gain net en énergie.

l'évolution de la luminosité au cours d'un *store*. La diminution initiale de luminosité instantanée est dominée par l'augmentation de l'émittance du faisceau due à un effet de diffusion intra-faisceau. Puis au cours des heures, la perte en protons et anti-protons due aux collision devient relativement plus importante. Un *store* est décomposé en plusieurs *runs* selon la luminosité instantanée, ce qui permet d'utiliser un *prescale* pour le système de déclenchement adapté à la luminosité (voir paragraphe II.2.9).

La prise données du Run II, commencée en Mars 2001 a permis de délivrer une luminosité intégrée de près de 11 fb^{-1} jusqu'à l'arrêt définitif du Tevatron en septembre 2011. La figure ?? montre la luminosité intégrée sur l'ensemble de la période de fonctionnement du Tevatron. Les paliers présents correspondent aux arrêts machines pour la maintenance du Tevatron.

II.2 Le détecteur DØ

Les détecteurs DØ et CDF sont les instruments du Tevatron pour l'enregistrement des données physiques des collisions. Ils sont construits tous deux sur le principe d'une superposition concentrique de plusieurs sous-détecteurs, chacun ayant les caractéristiques spécifiques nécessaires pour collecter toute l'information provenant de l'éventail de particules créées lors de chaque collision. Le detecteur DØ a été optimisé pour répondre aux critères suivants [37] :

- Une excellente identification et mesure des électrons et muons.
- Une bonne capacité à mesurer les jets de partons d'impulsion transverse élevée avec

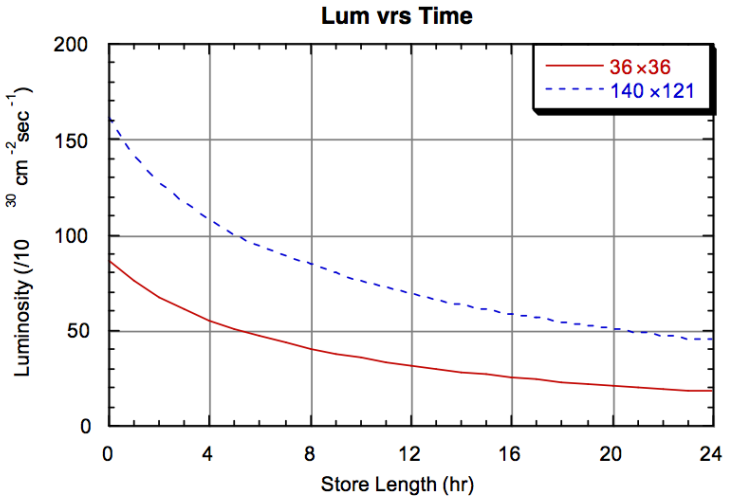


FIGURE II.4 – Evolution de la luminosité instantanée au cours d'un *store* de 36 paquets de protons et 36 paquets d'anti-protons (courbe rouge). La courbe en pointillés bleus montre l'évolution de la luminosité instantanée au cours d'un *store* de 140 paquets de protons et 121 paquets d'anti-protons, mode de fonctionnement initialement prévu pour le Run II mais finalement rejeté.

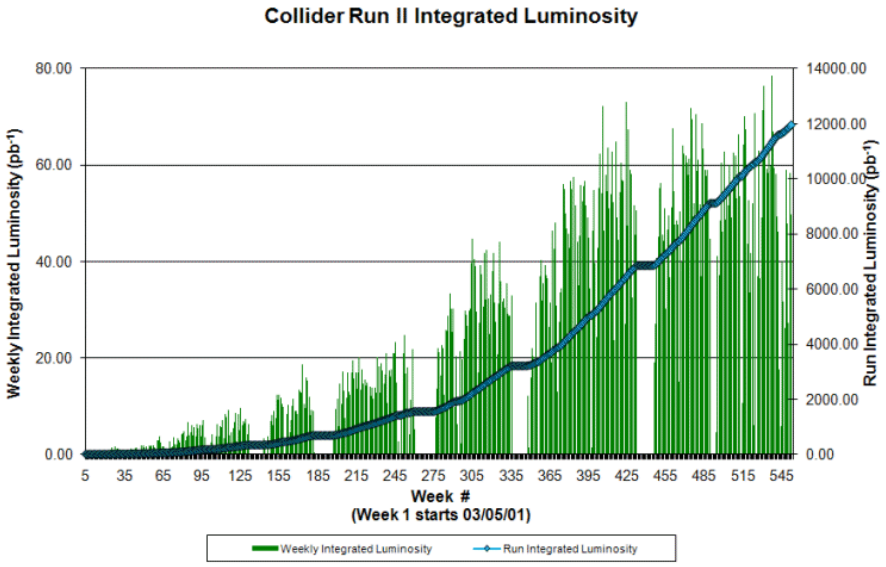


FIGURE II.5 – La luminosité intégrée delivrée par le Tevatron durant les dix ans du Run II.

un système calorimétrique très segmenté et de bonne résolution en énergie.

– Une mesure précise de l'énergie manquante pour détecter la présence de particules

n'interagissant pas dans le détecteur (neutrinos ou particules inconnues).

Ces critères sont exactement ceux nécessaires à la recherche du boson de Higgs dans le canal WH constituant le présent travail de thèse.

II.2.1 La structure du détecteur

Le détecteur DØ, installé en 1992, a évolué pour offrir les meilleures mesures possibles durant les différentes périodes de fonctionnement du Tevatron. Ainsi entre le Run I (1992 - 1996) et le Run II (2001 - 2011) son système de trajectométrie a été complètement remplacé, des détecteurs de pied de gerbe ont été ajoutés et la couverture angulaire du système de détection des muons a été augmentée. Une couche de silicium supplémentaire (la *Layer 0*) a également été ajoutée pour le Run II-b. Dans la version actuelle du détecteur, nous pouvons trouver les principaux éléments suivant, en partant de l'axe du faisceau (voir figure II.6) :

- le trajectomètre,
- le détecteur de pied de gerbe,
- les calorimètres,
- le détecteur de muons.

Chacun de ces éléments est composite, leur structure est décrite ci-après.

II.2.2 Le système de cordonnées

Nous utilisons différents systèmes de coordonnées pour décrire une collision et les éléments de détection. On considère un système de coordonnées direct (x,y,z), z correspondant à l'axe du faisceau pointant dans la direction des protons, le plan (x,y) est appelé plan transverse. On note θ et ϕ respectivement les angles azimutal et polaire du système de coordonées cylindriques (R,θ,ϕ) centré au centre du détecteur. On utilise aussi souvent à la place de θ la pseudo-rapidité $\eta = -ln(\tan\frac{\theta}{2})$, qui approxime la rapidité $Y = \frac{1}{2}ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$ dans la limite relativiste $\frac{m}{E} \rightarrow 0$. Le principal intérêt étant que la rapidité est un invariant de Lorentz, contrairement à θ.

Du fait que les protons et anti-protons sont des particules composites, possédant une certaine densité de probabilité de présence de partons en son sein, l'impulsion dans le réferentiel du centre de masse des partons interagissant est rarement nulle selon z. En revanche, la conservation de l'énergie et de l'impulsion nous assure qu'elle l'est dans le plan transverse. On utilise donc des variables calculées dans le plan transverse. On parle alors d'impulsion transverse P_T, énergie transverse E_T et énergie transverse manquante $\not{E}_T$.

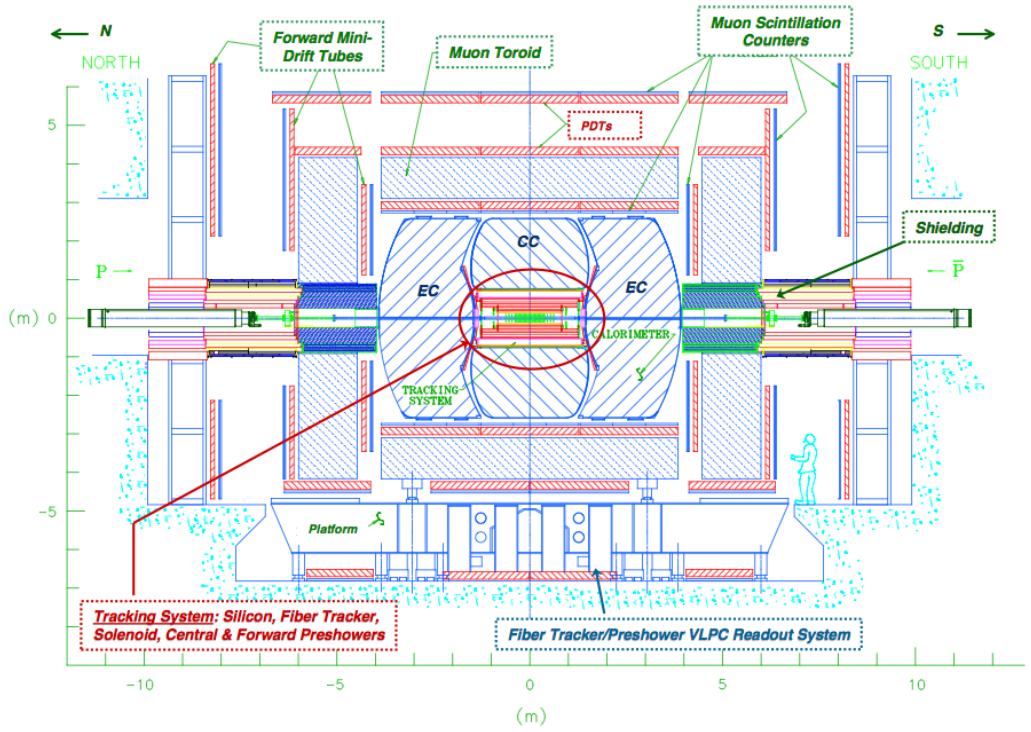


FIGURE II.6 – Le détecteur DØ.

II.2.3 Le trajectomètre

Le trajectomètre permet, comme son nom l'indique, de mesurer la trajectoire des particules chargées en détectant les positions successives à de très courts intervalles spatio-temporels. C'est un instrument primordial pour la reconstruction du vertex primaire d'un événement et des vertex secondaires utilisés notamment pour identifier les jets de quarks beaux. Il est composé de deux sous-parties utilisant des technologies différentes :

- Le SMT (*Silicon Microstrip Tracker*), un détecteur de vertex à micropistes de silicium situé au plus proche du tube à vide [38],
- le CFT (*Central Fiber Tracker*), un détecteur de traces à fibres scintillantes [39],

le tout entouré par un aimant solénoïde permettant la mesure de l'impulsion transverse à partir de la courbure de la trajectoire des particules chargées induite par le champs magnétique. Un schéma du trajectomètre est montré figure II.7.

II.2.3.1 Le SMT

Le design du SMT a été dicté par la géométrie d'un événement produit au sein du collisioneur, c'est à dire une production de particules centrée autour du vertex d'interaction primaire proche du centre du détecteur en z=0. Ainsi pour assurer que l'incidence des

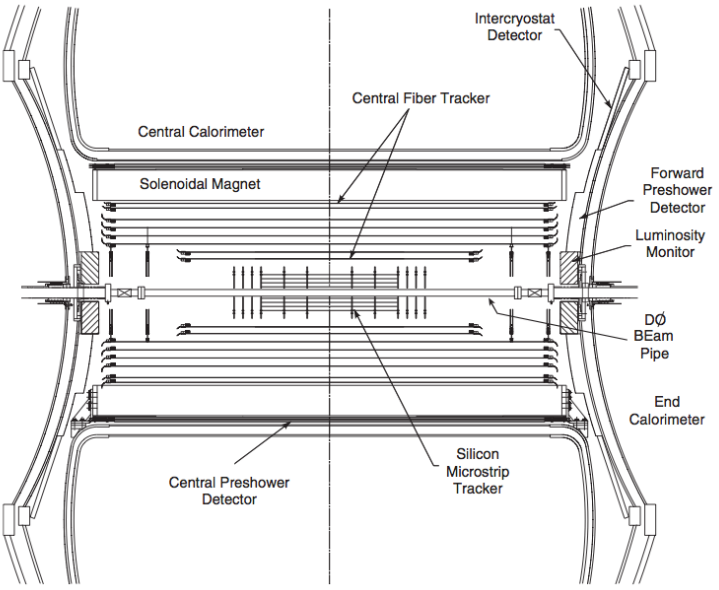


FIGURE II.7 – Coupe longitudinale du trajectomètre de DØ.

particules soit le plus possible perpendiculaire aux micropistes de silicium, un agencement mixte en tonneaux et disques a été choisi (voir figure II.8). La taille longitudinale du détecteur correspond à la longueur de la région d'interaction et mesure 64 cm le long de l'axe du faisceau et couvre une région radiale de 2.7 cm à 9.9 cm. Le SMT permet la reconstruction tridimensionnelle de la trajectoire des particules chargées et les vertex d'interaction sur la quasi-totalité de la couverture en pseudo-rapidité du calorimètre et des systèmes à muons.

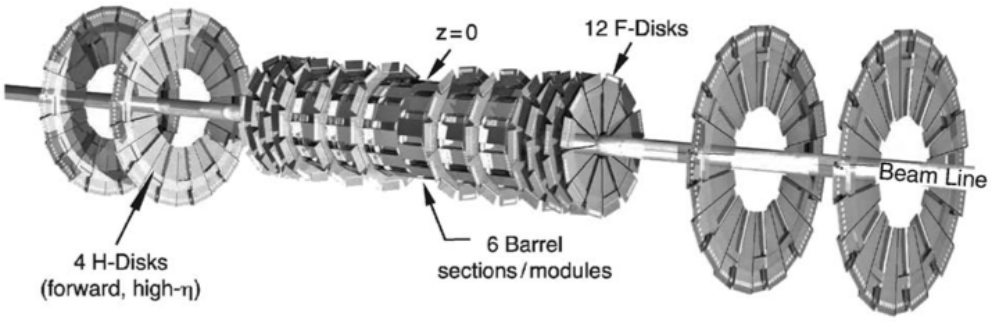


FIGURE II.8 – Perspective cavalière du SMT

Les tonneaux Situés sur une portion centrale de l'axe z ($0 \leq |z| \leq 30$), les tonneaux permettent principalement une mesure en $R - \phi$ pour les traces de très faible pseudo-rapidité. Six tonneaux sont présents dans la partie centrale, chacun constitué de 4 couches concentriques de modules de silicium placées respectivement à des rayons de 2.7, 4.5, 6.6 et 9.4 cm. Chaque couche compte 12 modules, les couches 2 et 4 sont constituées de modules double-face. Les couches 1 et 3 différent suivant la position du tonneau, constituées de modules double-face pour les quatre tonneaux centraux, elles sont en revanche composées de modules simple-face pour les tonneaux externes. Le schéma d'une coupe transversale d'un tonneau est visible sur la figure II.9.

Les disques On distingue deux types de disques :

- Les *F-Disks* qui permettent une mesure en $R - z$ aussi bien qu'en $R - \phi$. Quatre disques placés dans un interstice de 8 mm séparent chaque tonneau à part en z = 0. Trois disques supplémentaires concluent la partie centrale du SMT de part et d'autre de l'axe z, constitués chacun de 12 modules de détecteurs silicium double-face.
- Les *H-Disks*, de diamètre plus important, sont placés très en avant. Ils permettent la trajectométrie à haute pseudo-rapidité. Deux disques composés chacun de 24 détecteurs silicium à double face sont placés à chaque extrémité.

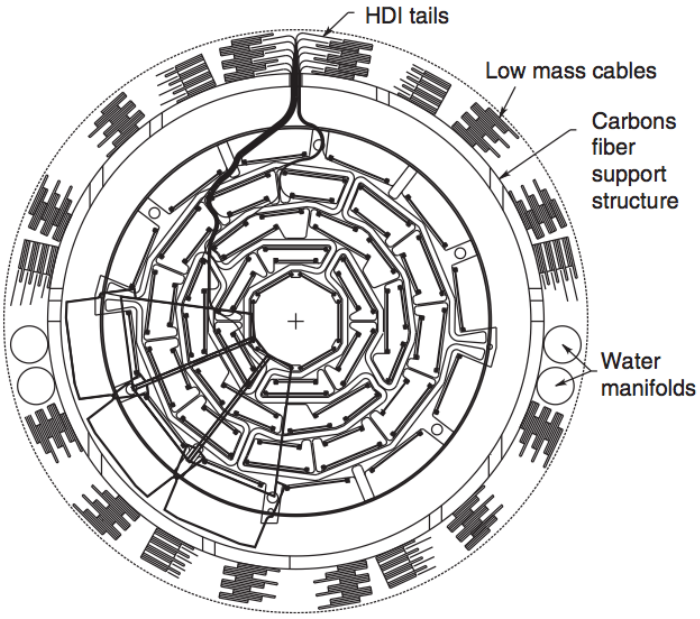


FIGURE II.9 – Coupe transverse d'un tonneau du SMT.

La *Layer-0* Le SMT est l'élément de détection le plus proche de la collision. Il est par conséquent soumis à une importante quantité de radiations. Il a été construit dans l'optique de résister à une dose correspondant à une luminosité intégrée de l'ordre de 4 fb^{-1}, objectif qui a été largement dépassé durant le Run II.
Pour limiter le vieillissement du détecteur, entraînant une réduction de la résolution et de l'efficacité – et par conséquent une détérioration de toutes les études qui en dépendent (comme l'identification des jets de quarks beaux, cruciale pour la recherche du Higgs) – il a été proposé en 2003 d'ajouter une couche supplémentaire de modules de silicium : la *Layer-0* [40]. Celle-ci doit quant à elle résister à environ 15 fb^{-1} et permet de limiter la dose reçue par le reste du SMT car elle est placée entre lui et le tube à vide dans un rayon de 1.6 a 2.2 cm. Elle a été installée au printemps 2006 et permet en outre un gain substantiel de résolution sur le paramètre d'impact pour les traces de faible impulsion transverse ($\approx 55\%$ de gain si $P_T \leq 5\ GeV$).

II.2.3.2 Le CFT

Le CFT compose la seconde partie du trajectomètre de DØ, il entoure le SMT avec un rayon allant de 20 à 51.6 cm autour du tube à vide. C'est un détecteur à fibres scintillantes composé de 8 cylindres concentriques supportant chacun deux double-couches de 128 fibres orientées selon l'axe z pour la première et selon un angle stéréo de $\pm 3^\circ$ en ϕ pour la seconde couche. La coupe transverse du CFT est montrée sur la figure II.10.

Les double-couches de fibres consistent en un assemblage de fibres scintillantes couplées à des fibres claires permettant de transporter les photons issus de la scintillation aux compteurs de photons (VPLC). Les fibres scintillantes (resp. claires) ont toutes deux un diamètre de 835 μm et mesurent de 1.66 à 2.52 m (resp. 7.8 à 11.9 m) pour un total de 200 km (resp. 800 km).

Les fibres scintillantes sont principalement composées de polystyrène, dopé à 1% d'un composé organique fluorescent : le di-para-terphenyl. L'excitation au niveau du polystyrène, due à l'énergie déposée par ionisation lors du passage d'un particule chargée, est rapidement transférée au di-para-terphenyl qui convertit cette énergie en lumière de longueur d'onde de 340 nm. Cette longueur d'onde n'est que peu transportée par le polystyrène, il est donc ajouté du 3-hydroxyflavone à très faible concentration qui permet d'absorber cette longueur d'onde pour en émettre une autre de 540 nm, qui cette fois est bien transmise dans le polystyrène.

II.2.3.3 Le solénoïde

Le but principal du solénoïde est de permettre la mesure de l'impulsion. La courbure des particules chargées dans le trajectomètre permet de remonter à leur impulsion transverse. Le solénoïde de DØ a la particularité de pouvoir fonctionner selon les deux polarités (contrairement au solénoïde installé à CDF). Cette propriété a permis la me-

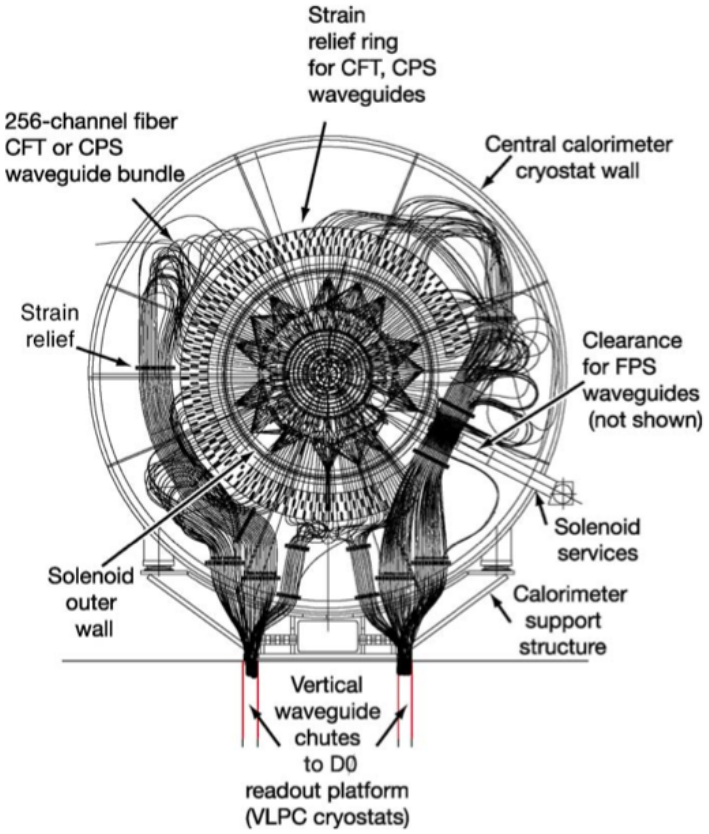


FIGURE II.10 – Coupe transverse du CFT.

sure de l'asymétrie des muons de même charge en réduisant l'incertitude engendrée par la reconstruction des particules chargées positivement et négativement.

Plusieurs critères ont été pris en compte lors de sa conception :

- La plus grande stabilité possible de fonctionnement aux deux polarités.
- Un déchargement du courant sûr sans installer de résistance de sécurité.
- Un champ magnétique de 2 T le plus uniforme possible.
- Une épaisseur la plus faible possible pour laisser suffisament de place pour le trajectomètre.
- Une épaisseur correspondant à environ 1 X_0 [1] à η = 0 pour permettre aux gerbes électromagnétiques de commencer à se développer et ainsi optimiser la performance du détecteur de pied de gerbe central.

L'élément final est composé d'aluminium et d'un alliage cuivre - niobium - titane, il mesure 2.73 m de long pour un diamètre de 1.42 m. Il opère sous une tension de 4749 A

1. La longueur de radiation X_0 correspondant à la distance moyenne pendant laquelle un électron de haute énergie ne conserve que 1/e de son énergie initiale.

et est refroidi à 4.7 k à l'hélium liquide. Le champ produit de 2 T est homogène à 0.5% près.

II.2.3.4 Les performances du trajectomètre

Les performances du trajectomètre consistent en sa capacité à mesurer l'impulsion des traces et la position du ou des vertex présents.

La résolution globale en impulsion transverse du trajectomètre σ_{P_T}, combinant les performances du CFT et du SMT :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \sqrt{(S.\sqrt{cosh\ \eta})^2 + (C.P_T)^2} \tag{II.1}$$

où S correspond au terme de diffusion multiple et C à la résolution. Leur valeur nominale sont respectivement S = 0.015 et C = 0.0018 et celles mesurées S = 0.015 et C = 0.0014.

Pour la détermination du vertex d'interaction, l'utilisation des deux éléments du trajectomètre permet de le localiser avec un précision d'environ 35 μm le long de l'axe du faisceau. La mesure du paramètre d'impact, primordiale pour l'étiquetage des jets beaux, est précise à 15 μm près dans le plan transverse pour des particules d'impulsion transverse $P_T > 10\ GeV$ et de pseudo rapidité $\eta = 0$.

II.2.4 Les détecteurs de pied de gerbe

Avant le calorimètre se trouvent les détecteurs de pied de gerbe. Ils fournissent à la fois une information de trajectométrie – en mesurant la direction des particules incidentes, apportant ainsi une meilleure correspondance spatiale entre les morceaux de traces mesurés par les différentes parties du trajectomètre – ainsi qu'une information calorimétrique en mesurant l'énergie déposée. Ils permettent une meilleure identification des électrons et photons ainsi qu'une meilleure réjection du bruit de fond. Ils rendent également possible la correction de l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique pour les dépôts dans le solénoïde ainsi que dans les matériaux inactifs. Ils aident de plus à la discrimination entre les gerbes hadroniques et électromagnétiques.
Les détecteurs de pied de gerbe sont constitués d'une partie centrale (*CPS - Central Pre-Shower*) qui couvre la région en $|\eta| < 1.3$, qui est complétée de part et d'autre par les détecteurs à l'avant (*FPS - Forward Pre-Shower*), attachés aux extrémités du calorimètre et couvrant $1.5 < |\eta| < 2.5$. Ils sont constitués de plusieurs pistes de scintillateur. Les pistes de scintillateur ont une forme triangulaire permettant de les acoller les unes aux autres sans espace vide, ce qui permet une meilleure interpolation de la trajectoire d'une particule de piste à piste et une mesure plus fine de la position (voir figure II.11). Selon le même

principe que pour le CFT, les pistes sont constituées de polystirène dopé à 1% de di-para-terphenyl auquel on a ajouté une faible concentration de diphenyl-stilbene. Chaque piste est entourée d'une fine couche de mylar aluminisé pour réfléchir le maximum de photons à l'intérieur de celle-ci. Au centre se trouve une fibre claire du même type que celles du CFT, permettant la transmission des photons issus de la scintillation.

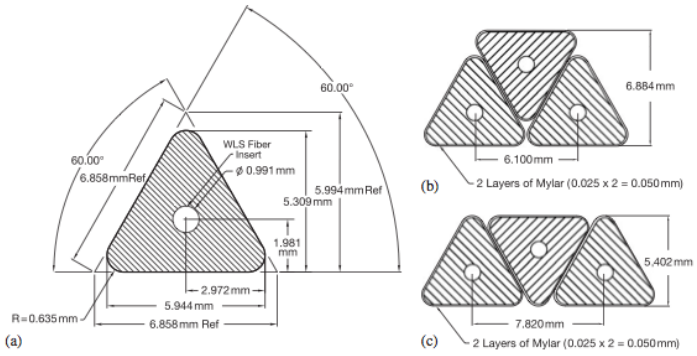


FIGURE II.11 – Coupe transverse d'une piste de scintillateur des détecteurs de pied de gerbe.

II.2.5 Le calorimètre

La partie calorimétrique de DØ n'a pas changé depuis le Run I, seule son électronique a été adaptée aux nouvelles conditions de fonctionnement. Elle permet de mesurer l'énergie déposée par les photons, électrons, hadrons et jets de particules. Les calorimètres participent à l'identification de ces objets et leur grande herméticité facilite la mesure de l'énergie manquante en considérant l'équilibre en énergie transverse de l'événement. Elle est composée d'un calorimètre central (CC) couvrant la région $|\eta| \leq 1$ et de calorimètres à l'avant également appelés bouchons (EC), augmentant la couverture jusqu'à $|\eta| \approx 4$ (voir figure II.12). Afin de limiter les zones mortes, un détecteur supplémentaire ICD est inséré dans la région intercryostatique – interstice séparant le calorimètre central des calorimètres à l'avant, s'étendant sur $0.4 \leq |\eta| \leq 0.8$.

Le principe du calorimètre est l'absorption totale de l'énergie d'une particule incidente, c'est une mesure destructive. La particule incidente, par interactions atomiques ou nucléaires avec le milieu absorbant, va initier des réaction multiples produisant des gerbes de particules. Le dépôt d'énergie est alors intégré sur la gerbe, les particules produites ionisent le milieu actif, permettant de mesurer l'énergie de la particule incidente.

Deux phénomènes physiques sont à l'œuvre lors de la production de gerbes.

- D'une part la production de gerbes électromagnétiques induites par les photons et les électrons. A haute énergie ($\approx$ GeV) elle est principalement due au rayonnement de freinage (ou *Bremsstrahlung*) d'un électron dans le champ électrique au voisinage des atomes ainsi qu'à la conversion électron-photon, ces deux mécanismes s'alimentant l'un l'autre. Cette cascade en chaîne conduit à la formation de la gerbe électromagnétique. La grandeur physique associée à ce mécanisme est la longueur de radiation X_0, représentant la distance moyenne pendant laquelle un électron de haute énergie ne conserve que 1/e de son énergie initiale.
- D'autre part, les hadrons quant à eux peuvent interagir avec la matière par interaction forte. L'énergie est cette fois dissipée par collisions inélastiques multiples dans le milieu, donnant naissance à des particules secondaires, elles-mêmes à la base de nouvelles interactions jusqu'à dissipation totale de l'énergie. La quantité considérée dans ce cas est liée au libre parcours moyen entre deux interactions fortes dans le milieu : la longueur d'interaction λ_0.

Il convient donc de traiter ces deux cas séparément et de construire le calorimètre de manière à pouvoir correctement mesurer et également différencier les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. On rencontre donc, de l'intérieur vers l'extérieur, la partie électromagnétique *EM* puis une partie hadronique divisée en deux régions de granularités différentes, tout d'abord fine (*Fine Hadronic FH*) puis grossière (*Coarse Hadronic CH*). Le schéma du calorimètre est montré sur la figure II.12.

L'élément de base du calorimètre est la cellule, chaque cellule à pour but d'absorber l'énergie des particules incidentes et d'envoyer un signal correspondant à l'énergie déposée. Dans les cellules du calorimètre de DØ, le milieu absorbant – qui amorce les gerbes – et le milieu actif – qui s'ionise au passage des particules – sont séparés, on appelle ce type de calorimètre un calorimètre à échantillonnage, en opposition au calorimètre homogène qui ne possède qu'un seul matériau capable d'absorber et de générer un signal. Un schéma d'un module comprenant deux cellules calorimétriques de DØ est visible sur la figure II.13. Les cellules sont ensuite alignées en tours calorimétriques, orientées selon la direction des particules incidentes, leur projection converge ainsi avec le centre du détecteur (voir figure II.14).

La différence principale entre les parties électromagnétique et hadronique vient du type d'absorbeur utilisé. On utilise de l'uranium appauvri – d'épaisseur 3 mm ou 4 mm respectivement pour le calorimètre central et les calorimètres à l'avant – pour la partie électromagnétique, qui a pour avantage de posséder une longueur de radiation faible, ce qui permet de développer la totalité de la gerbe électromagnétique dans un calorimètre électromagnétique compact. Pour la partie hadronique fine on utilise un alliage uranium-noebium (2%), pour la partie grossière on utilise des plaques de cuivre de 46.5 mm dans le calorimètre central ou de l'acier inoxydable pour les calorimètres à l'avant.

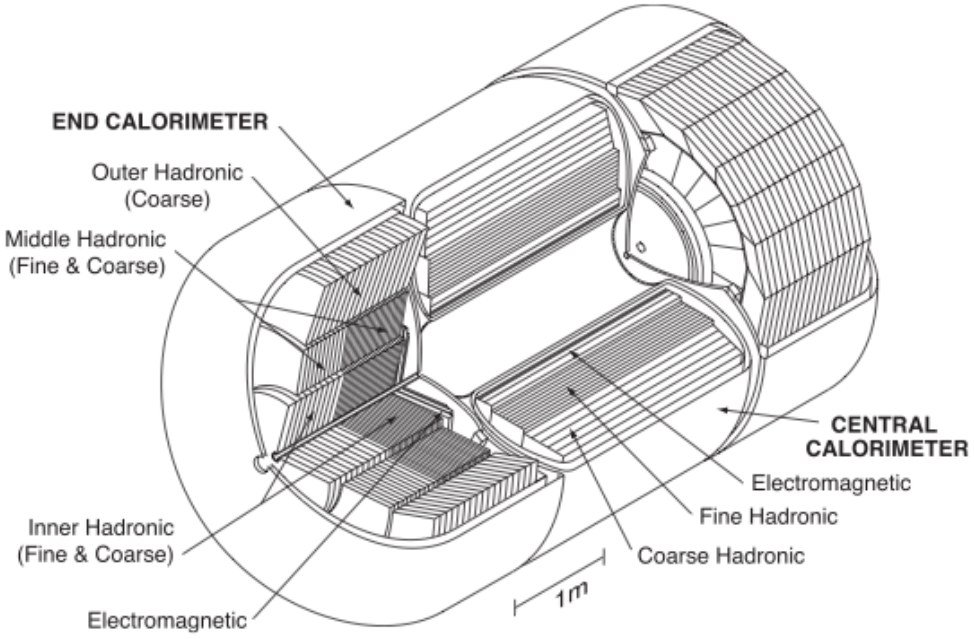


FIGURE II.12 – Perspective cavalière du calorimètre central et des calorimètres à l'avant.

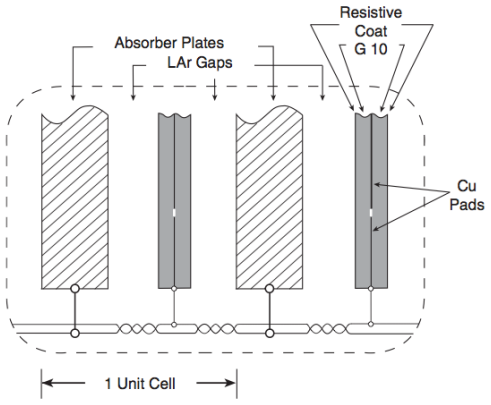


FIGURE II.13 – Schéma d'un module de deux cellules calorimétriques de DØ. Des plaques de matériau absorbant baignent dans de l'argon liquide (milieu actif), des plaques de cuivre sont disposées de manière à collecter les charges.

On utilise par contre le même élément actif partout, l'argon liquide. Celui-ci possède un taux d'ionisation très important mais doit être maintenu à une température de 78 K pour rester liquide, les trois calorimètres sont pour cela enveloppés dans un cryostat constitué d'une double couche d'acier inoxydable.

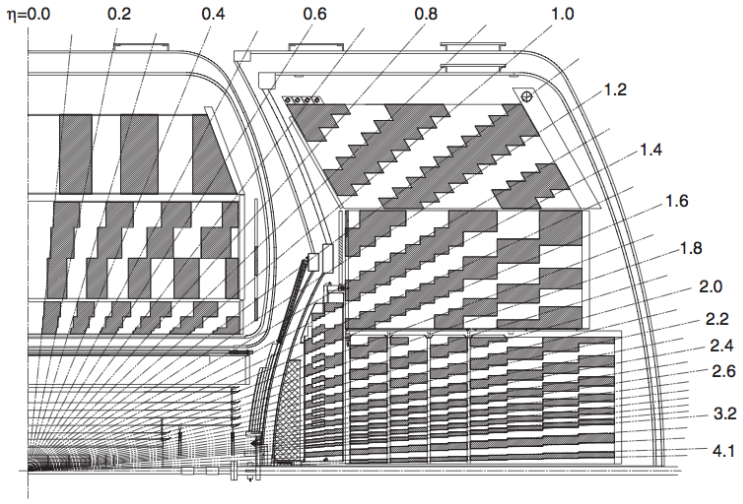


FIGURE II.14 – Schéma d'une coupe du calorimètre présentant les segmentations longitudinale et transversale.

La figure II.15 représente une simulation de l'interaction d'électrons à travers les différents éléments du détecteur avant d'amorcer des gerbes dans le calorimètre central et un calorimètre à l'avant.

II.2.5.1 Les performances du calorimètre

La résolution en énergie σ_E globale du calorimètre est complexe et dépend non seulement de plusieurs effets matériels mais également du type de particule mesurée. Son expression est de la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} + C^2} \tag{II.2}$$

où les paramètres S,N et C correspondent respectivement aux fluctuation d'échantillonnage, au bruit et à l'incertitude de calibration. Des études de performances ont été réalisées en utilisant des faisceaux de pions et d'électrons entre 10 et 150 GeV pour tester respectivement la partie électromagnétique et la partie hadronique. Pour le cas du faisceau d'électron on a mesuré $C = 0.003 \pm 0.002$ et $S = 0.157 \pm 0.005\ GeV^{1/2}$, et pour les pions $C = 0.032 \pm 0.004$ et $S = 0.411 \pm 0.04\ GeV^{1/2}$. Le bruit quant à lui provient principalement de la radioactivité de l'uranium et vaut $N = 0.135\ GeV$ pour le calorimètre électromagnétique et $N = 0.45\ GeV$ pour le calorimètre hadronique.

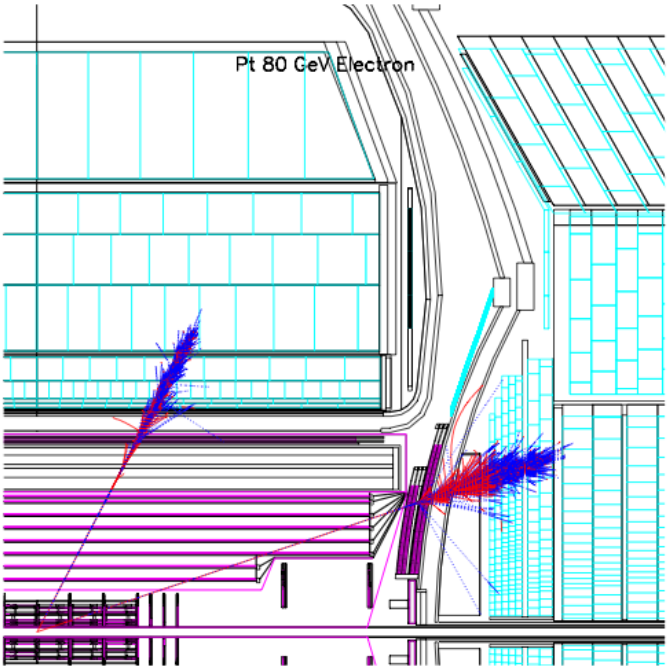


FIGURE II.15 – Simulation d'électrons de P_T = 80 GeV dans la région centrale et à l'avant du détecteur DØ. Du vertex primaire vers l'extérieur on trouve successivement le détecteur de vertex à micro-pistes de silicium (SVT), le trajectomètre à fibres scintillantes (CFT) entouré par le solénoïde, le détecteur de pied de gerbe central (CPS) et à l'avant (FPS), le calorimètre central (CC) et à l'avant (EC).

II.2.5.2 Le détecteur inter-cryostat

Pour diminuer les pertes en mesure d'énergie entre le cryostat du calorimètre central et ceux à l'avant, un détecteur a été installé, nommé ICD pour *Inter-Cryostat Detector*. L'ICD consiste en 16 super-tuiles placées de chaque côté du calorimètre central pour un total de 384 tuiles de scintillateurs couvrant la région $1.1 < |\eta| < 1.4$. Les photons produits dans les scintillateurs sont transmis par des fibres claires vers des photo-multiplicateurs. Les coupes transversale et longitudinale sont montrées sur la figure II.16.

II.2.6 Le système à muons

Les muons sont des particules chargées et ionisent les matériaux du trajectomètre et du calorimètre. D'autre part, bien qu'ils interagissent selon le même mécanisme de *Bremsstrahlung* que les électrons, leur masse plus importante rend cette interaction avec la matière très limitée, ils ne développent donc pas de gerbes électromagnétiques. Etant

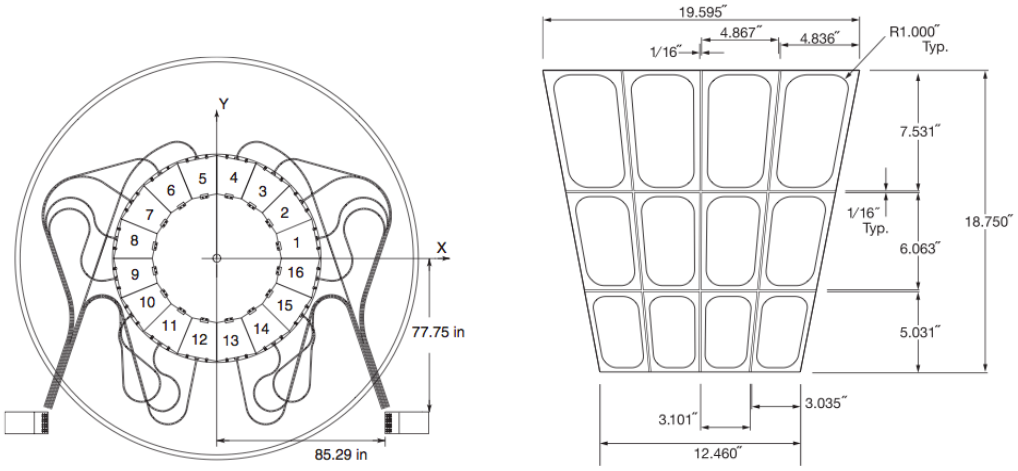


FIGURE II.16 – Coupe transversale (à droite) et longitudinale (à gauche) du détecteur inter-cryostat.

donné leur distance de vol important ($c\tau$ = 700 m), ils sont les seules particules chargées à sortir intactes du détecteur. La couche la plus extérieure du détecteur a donc été installée dans le but détecter et mesurer les muons produits lors d'un événement.
Le système à muons est constitué d'une partie centrale ou WAMUS, d'une partie à l'avant ou FAMUS, d'un aimant toroïdal ainsi que de compteurs scintillants additionnels destinés en partie au système de déclenchement. La partie centrale du détecteur à muon ainsi que l'aimant toroïdal sont ceux du Run I, tandis que la partie à l'avant a été remplacée pour le Run II.

II.2.6.1 WAMUS (*Wide Angle MUon Spectrometer*)

La partie centrale du détecteur de muons que l'on peut voir sur la représentation en vue éclatée de la figure II.17, couvre une région en valeur absolue de pseudo-rapidité inférieure à 2. Elle est constituée de trois couches successives A, B et C de chambres à dérive PDT (*Proportional Drift Tube*). L'aimant toroïdal central se place entre la couche A et les couches B et C. Les chambres à dérives sont faites de tubes rectangulaires en aluminium extrudé. On mesure grâce à elles le temps de dérive de l'électron ainsi que le dépôt de charge.

II.2.6.2 FAMUS (*Forward Angle MUon Spectrometer*)

Les parties à l'avant sont représentées par la vue éclatée de la figure II.17. Elle est, tout comme la partie centrale, constituée de trois couches de chambres à dérive. En revanche le type de chambres à dérive utilisées est différent, il s'agit de MDT (Mini-Drift Tubes)

à temps de dérive plus court. La mesure est ainsi plus rapide, ce qui permet d'utiliser les signaux provenant du FAMUS pour le système de déclenchement. Cette partie couvre la région $1.0 \leq |\eta| \leq 2.0$.

II.2.6.3 *AΦ*, *Cosmic Gap* et *Cosmic Bottom*

Les compteurs scintillants *AΦ*, tout comme les compteurs scintillants *Cosmic Gap* et *Cosmic Bottom*, possèdent une résolution temporelle de l'ordre de 4 ns, assurant un déclenchement rapide. Ils permettent l'association d'un muon traversant les PDT avec la collision correspondante et assurent la réjection des muons cosmiques et ceux produits par interaction du faisceau avec le tube à vide. Les *AΦ* sont disposés devant la couche A des PDT, les *Cosmic Gap* sur la face externe des couches C supérieures et latérales et enfin les *Cosmic Bottom* sur la face externe des couches C et B inférieures.

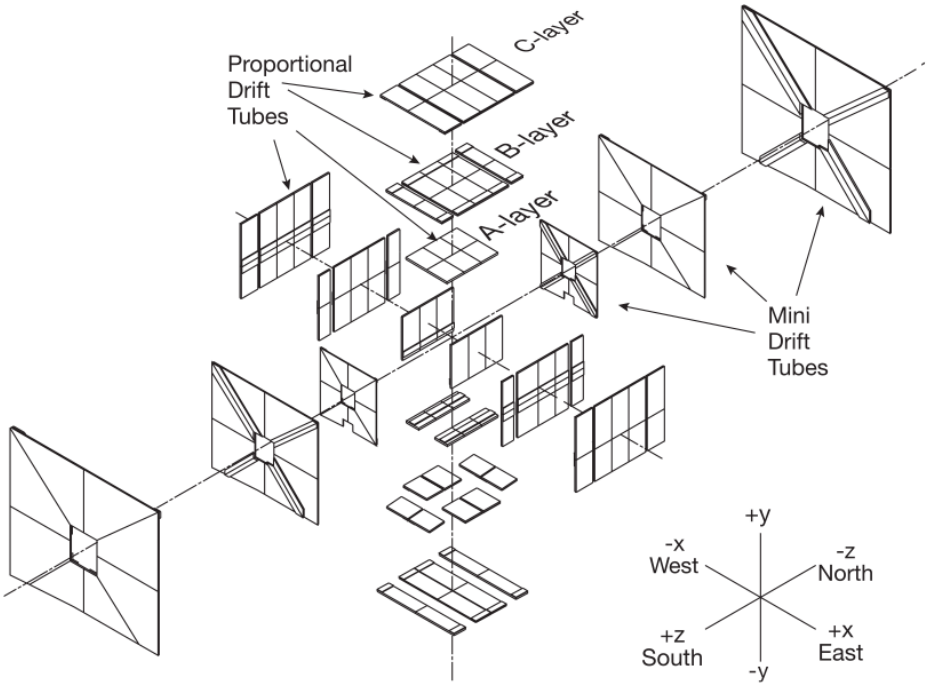


FIGURE II.17 – Vue éclatée des chambres à dérive du système à muons.

II.2.7 Le détecteur de protons à l'avant

Ce détecteur, nommé FPD (pour *Forward Proton Detecteur*), a pour but de mesurer les protons ou anti-protons dispersés à faible angle autour de l'axe du faisceau ($\approx$ 1 mrad). Cette distribution des protons et anti-protons à très faible angle est la signature d'un

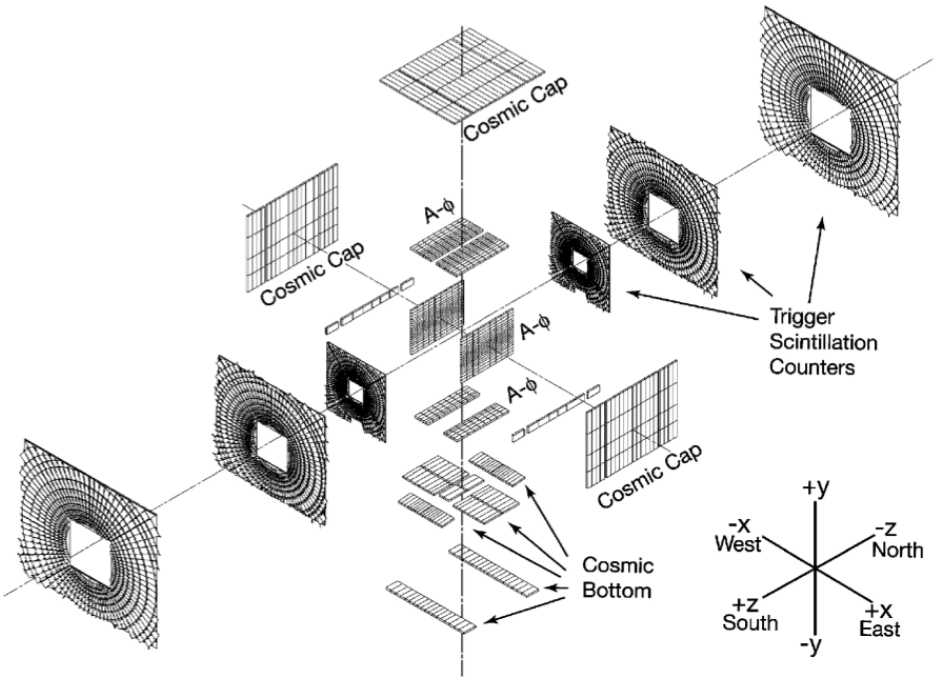


FIGURE II.18 – Vue éclatée des scintillateurs du système à muons.

événement diffractif. Le FDP permet d'étudier la contamination des événements diffractifs dans les événements non-diffractifs, qui nous intéressent dans l'analyse présentée dans ce mémoire. Précédemment, au Run I, les événements diffractifs étaient repérés par un trou en pseudo-rapidité dans la topologie de l'événement. Cette méthode ne permettait néanmoins pas d'avoir toute l'information cinématique. Grâce au FPD, on est capable de repérer une collision non diffractive mais également de connaître l'énergie des protons et anti-protons diffractés.

Le FPD est constitué d'un ensemble de spectromètres à impulsion utilisant les aimants accélérateurs ainsi que des détecteurs de position le long de l'axe du faisceau. Les détecteurs de position sont censés opérer à quelques millimètres de l'axe du faisceau (donc dans le tube à vide), position dangereuse pour le matériel tant que le faisceau n'est pas stable. Ainsi pendant la phase d'injection des protons et anti-protons dans l'accélérateur, les conteneurs en métal appelés "jarre romaine" dans lesquels sont disposés les détecteurs de position ont la possibilité d'être contrôlés à distance et déplacés plus ou moins loin de l'axe du faisceau. Ils sont placés à leur position nominale lorsque le faisceau est stable. Ces jarres permettent de plus aux détecteurs de position de ne pas être exposés au vide régnant dans le tube à vide.

Chaque jarre est placée à l'intérieur d'un assemblage en acier inoxydable appelé "château". Au final 18 jarres sont réparties le long de l'axe du faisceau dans 6 châteaux comme

représenté sur la figure II.19.

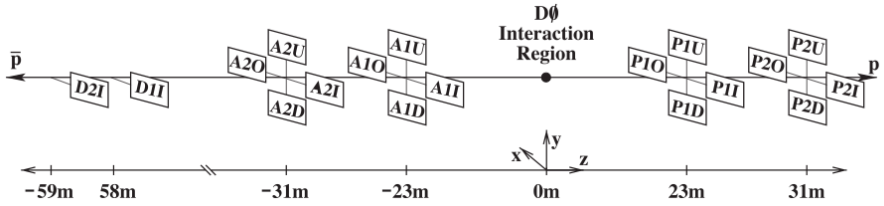


FIGURE II.19 – Positions des châteaux du détecteur de proton à l'avant.

II.2.8 Le moniteur de luminosité

Comme son nom l'indique, le moniteur de luminosité permet de mesurer la luminosité instantanée dans la région d'interaction de DØ. Cette mesure est basée sur la détection des collisions $p\bar{p}$ inélastiques. Il sert de plus à mesurer le halo du faisceau ainsi qu'une mesure rapide de la coordonnée du vertex d'interaction principal selon l'axe z. Le moniteur de luminosité est composé de deux panneaux de 24 scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs disposés selon l'axe z sur les bouchons du calorimètre. Les scintillateurs, d'une longueur de 15 cm, couvrent une pseudo-rapidité comprise en valeur absolue entre 2.7 et 4.4 (voir figure II.20).

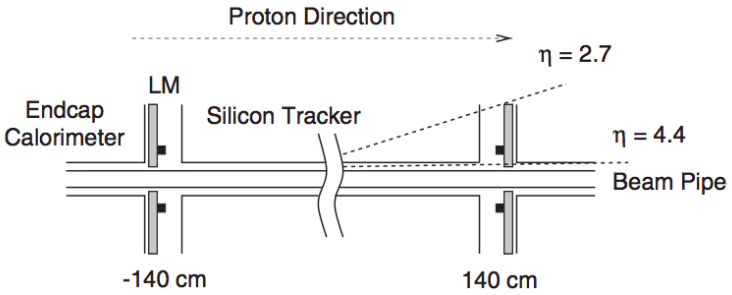


FIGURE II.20 – Positions des moniteurs de luminosité.

Grâce au moniteur de luminosité, on peut mesurer le nombre moyen de collisions inélastiques par croisement de faisceau $< N_{inel} >$. La luminosité se détermine ensuite selon l'équation :

$$\mathcal{L} = \frac{< N_{inel} >}{\sigma_{inel}^{eff}} \frac{dN}{dt}(p\bar{p}) \tag{II.3}$$

où $\frac{dN}{dt}$ est le nombre de collisions par seconde et σ_{inel}^{eff} représentent la section efficace effective des interactions inélastiques, reliée par la relation :

$$\sigma_{inel}^{eff} = \epsilon \times A \times \sigma_{inel} \tag{II.4}$$

à l'efficacité ϵ et à l'acceptance A de détection qui pondèrent la section efficace théorique des interactions inélastiques σ_{inel}. La determination de A, ϵ et σ_{inel} ainsi que les incertitudes associées sont décrits dans l'article [41].

II.2.9 Le système de déclenchement

Lors des collisions proton anti-proton, une très grande majorité des collisions génére des événements multijets dont la fréquence dépasse largement les capacités de l'électronique de mesure du détecteur. C'était déjà le cas au Run I alors que le Tevatron opérait à 3500 ns d'intervalle entre chaque croisement de paquets, soit une fréquence de 250 kHz. C'est d'autant plus le cas pour le Run II que cet intervalle a été réduit à 396 ns soit environ 2.5 MHz. Il est donc nécessaire de mettre en place des critères de déclenchement pour n'enregistrer que les événements les plus susceptibles de contenir des processus physiques intéressants. Le système de déclenchement de DØ est constitué de 3 niveaux (L1, L2, L3) correspondant à des algorithmes de plus en plus raffinés. Ils sont présentés sur la figure II.21. Chaque niveau possède un ensemble de critères sur le signal sortant d'un détecteur ou des coupures cinématiques et/ou topologiques sur des objets reconstruits. On utilise ensuite une combinaison globale de ces critères au niveau du *Trigger Framework* (le système de déclenchement) pour ne sélectionner que les topologies intéressantes en fonction de l'analyse effectuée.

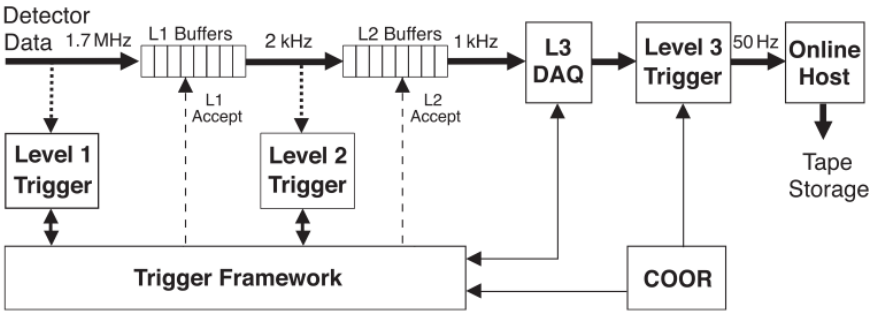


FIGURE II.21 – Schéma de fonctionnement du système de déclenchement de DØ.

II.2.9.1 Le niveau 1

Le niveau 1 traite un ensemble de signaux provenant des sous-détecteurs rapides. D'une part du calorimètre (L1Cal), en établissant une limite sur le dépôt minimum en énergie

dans le calorimètre. Le trajectomètre central (L1CTT) déclenche sur les traces en fonction des coups dans le CFT, CPS et FPS. Le système à muon (L1Muon) en utilisant l'information du CFT et des scintillateurs du système à muons – individuellement et ensemble – pour vérifier que l'impulsion transverse dépasse le minimum requis. Enfin on utilise l'information provenant des détecteurs de protons à l'avant (L1FPD) pour sélectionner les événements produits de manière diffractive. Aucun traitement algorithmique n'est effectué, ce qui permet une décision très rapide. On peut effectuer 128 combinaisons logiques (AND/OR) entre les différents *triggers*, pour arriver finalement à un taux d'acceptance d'environ 2 kHz, soit environ 1 événement sur 1000 passant ce premier palier.

II.2.9.2 Le niveau 2

Le deuxième niveau combine au niveau d'un processeur central l'information provenant de pré-processeurs associés à chaque sous-détecteur afin d'effectuer une reconstruction sommaire des objets physiques présents (traces, amas de cellules calorimétriques) en combinant ces informations avec celles issues du premier niveau du système de déclenchement. Par exemple l'information du SMT est utilisée à ce niveau de déclenchement, en association avec les signaux du niveau 1 du trajectomètre pour rechercher des vertex déplacés (L2STT). Les différentes combinaisons sont visibles sur la figure II.22 Le processeur central permet d'analyser les corrélations entre ces objets au niveau de l'événement. En se basant sur ces informations il divise par deux le nombre d'événements provenant du niveau 1, soit une fréquence de 1 kHz.

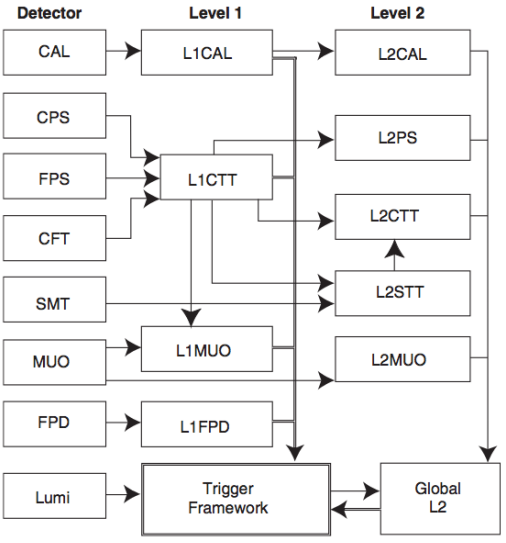


FIGURE II.22 – Schéma des niveaux 1 et 2 du système de déclenchement.

II.2.9.3 Le niveau 3

Une fois que les événements ont passé les deux premiers niveaux de déclenchament, ils sont envoyés vers le troisième niveau. Celui-ci est constitué d'une ferme de calcul qui traite les données où des algorithmes sophistiqués permettent de reconstruire chaque événement de manière plus complète. L'algorithme utilisé est proche de celui utilisé dans la reconstruction complète hors-ligne de l'événement. Il abaisse la fréquence à un niveau gérable par le système d'enregistrement sur bande, soit environ 50 Hz d'événements qui sont enregistrés pour reconstruction.

– Chapitre III –

Reconstruction des grandeurs d'analyse

Nature uses only the longest threads to weave her patterns, so that each small piece of her fabric reveals the organization of the entire tapestry.

Richard P. Feynman

Sommaire

III.1 Traces **70**

III.2 Vertex **71**

III.2.1 Le vertex primaire 71

III.2.2 Le vertex secondaire 73

III.3 Muons **73**

III.3.1 Identification des muons 73

III.3.2 Les critères de qualité 73

III.3.3 Les critères d'isolation 74

III.3.4 Veto sur les muons cosmiques 74

III.4 Electrons **75**

III.4.1 Combinaison des éléments calorimétriques 75

III.4.2 Reconstruction et identification des électrons 75

III.5 Energie transverse manquante **77**

III.6 Jets **78**

III.6.1 La reconstruction des jets 78

III.6.2 L'identification des jets 81

III.6.3 La correction en énergie (JES) 82

III.6.4 Les corrections appliquées aux jets simulés 87

III.7 Résolution sur la masse invariante du boson de Higgs **90**

III.7.1 La reconstruction de la masse invariante du Higgs dans le canal 3 jets 90
III.7.2 Identification des jets ISR et FSR dans la simulation 91
III.7.3 Les différences ISR/FSR 92
III.7.4 Implémentation de la méthode de recouvrement de radiation de l'état final *FSR recovery* 94
III.7.5 Conclusion et perspectives. 94
III.8 Les outils d'analyse multivariée 95
III.8.1 introduction 95
III.8.2 La place des MVA dans la physique des hautes énergies 96
III.8.3 L'entraînement 97
III.8.4 Les arbres de décisions 99
III.8.5 Réseaux de neurones artificiels 102
III.8.6 Méthodologie pour construire et optimiser une analyse multivariée 105
III.8.7 Conclusion 107

L'analyse WH de recherche d'un Higgs léger produit en association avec un boson vecteur W dépend de quasiment tous les objets reconstruit dans l'expérience DØ. En effet l'état final contient un électron ou un muon provenant du W ainsi que de l'énergie manquante signature du neutrino, au moins deux jets de quarks beaux issus de la désintégration du Higgs léger. Cette analyse est donc particulièrement dépendante de la qualité de reconstruction de ces objets physiques.

Le programme døreco [42] de reconstruction hors-ligne des données fait directement suite au dernier niveau du système de déclenchement présenté dasn le chapitre précédent. A partir des données brutes issues du détecteur il reconstruit les objets physiques et les grandeurs associées. Nous proposons dans ce chapitre une vue d'ensemble de la reconstruction des divers objets physiques dans DØ, en nous concentrant sur ceux qui sont primordiaux pour l'analyse WH. Puis nous abordons le problème de la résolution en énergie des jets dans la perspective de reconstruire la masse invariante du Higgs la plus précise possible et enfin nous présentons les outils d'analyses multivariées utilisés pour tirer le maximum d'information de ces variables reconstruites.

III.1 Traces

L'ensemble des traces est un élément de base nécessaire à la reconstruction de plusieurs objets physiques. Elles permettent de remonter au point de collision nommé vertex d'interaction primaire ainsi qu'au point de désintégration des particules ayant volé.
La méthode standard de reconstruction des trajectoires est basée sur un algorithme de Kalman [43] appliqué aux signaux enregistrés (coups) dans le trajectomètre. Cependant

la quantité de coups dans les systèmes de trajectométrie comprenant le SMT et le CFT est de l'ordre de 10^4 à 10^6, ce qui entraîne une combinatoire – et donc un temps de calcul – très important. On utilise donc parallèlement deux algorithmes procédant à une étape de présélection des coups associés aux traces avant l'application d'un filtre de Kalman :

- **Histogram Track Finder (HTF)** [44] : La trajectoire d'une particule chargée dans le plan perpendiculaire à la direction d'un champ magnétique peut être caractérisée par les paramètres $(d_0, qB/P_T, \phi)$, où d_0 est la distance d'approche minimale au vertex primaire (le paramètre d'impact) et est approximée à 0, q est la charge de la particule, B la valeur du champ magnétique, P_T l'impulsion transverse et ϕ la direction de la particule au point d'approche minimal. Chaque point dans l'espace des cordonnées (x, y) appartenant à une même trace correspond au même unique point dans l'espace paramétrique $(qB/P_T, \phi)$. En remplissant un histogramme on peut rechercher les maxima dans l'espace paramétrique, correspondant aux traces, et rejeter les cellules correspondant à un nombre de coups minimal dans cet histogramme.
- **Alternative Algorithm (AA)** [45] : L'algorithme repose sur la constitution d'un ensemble de candidats traces qui est ensuite filtré en imposant des critères de qualité et en éliminant les hypothèses reconstruites à l'aide des mêmes coups. L'ensemble des candidats traces rassemble toutes les trajectoires possibles correspondant aux coups dans le trajectomètre – chaque trajectoire étant construite de la section la plus interne du SMT vers l'extérieur du trajectomètre – en extrapolant chaque coup vers le suivant et en ne sélectionnant que les points contribuant au χ^2 de la trace dans la limite $\chi^2 < \chi^2_{max} = 16$. Les traces ainsi construites sont filtrées en fonction du nombre de coups associés, le nombre de coups manquant et leur χ^2 total.

Les traces reconstruites sont ensuite extrapolées en dehors du trajectomètre à l'aide d'une simulation du détecteur rendant compte des effets d'interaction multiple, de perte d'énergie et des effets du champ magnétique. On peut par ce moyen associer les traces reconstruites dans le trajectomètre à des coups dans les détecteurs consécutifs [46].

III.2 Vertex

III.2.1 Le vertex primaire

A chaque collision de paquets, plusieurs interactions peuvent avoir lieu. Il est ainsi nécessaire de reconstruire avec précision le vertex d'interaction primaire associé à l'événement qui nous intéresse. La reconstruction du vertex primaire s'organise en plusieurs étapes :

On commence par sélectionner les traces à partir desquelles on reconstruit le vertex primaire. Les traces doivent se situer dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, et avoir une impulsion transverse d'au moins 0.5 GeV. De plus elles doivent être reconstruites

à partir d'au moins deux coups dans le SMT si elles entre dans la région d'acceptance en (η,z) du SMT. Ces traces sont ensuite regroupées à des intervalles de 2 cm le long de l'axe z.

Un premier ajustement sur le vertex primaire est ensuite effectué sur chaque groupe de traces. Il se base tout d'abord sur un algorithme de Kalman, les traces ayant la plus grande contribution au χ^2 sont retirées progressivement jusqu'à obtenir un χ^2 inférieur à 10. On affine ensuite la sélection sur les traces en ne gardant que celles dont la significance du paramètre d'impact (autrement dit distance minimale d'approche à la position estimée du vertex primaire divisée par son incertitude) est inférieure à 5 : $|dca\sigma_{dca}| < 5$.

Une fois les traces les plus externes retirées on utilise un algorithme adaptatif *Adaptative Primary Vertex (APV)* [47][48] pour effectuer un second ajustement pour chaque groupe de traces :

- On utilise tout d'abord un filtre de Kalman à l'issue duquel les traces sont pondérées par leur contribution au χ^2 tel que $w_i = \frac{1}{1+exp((\chi^2-\chi^2_{cutoff})/2T)}$, où χ^2_{cutoff} est la valeur pour laquelle le poids w_i vaut 0.5 et T est un paramètre contrôlant la finesse de la fonction. La trace est rejetée si le poids est inférieur à 10^{-6}.
- On recalcule ensuite la position du vertex secondaire avec les traces pondérées puis on réapplique l'algorithme. L'algorithme est *adaptatif* dans le sens où les poids sont *adaptés* à chaque itération. L'algorithme s'arrête une fois que les poids ont convergé (on considère les poids fixes si la variation entre deux itérations est inférieure à 10^{-3}) ou bien après 100 itérations.

Une fois tous les candidats vertex primaires d'interaction reconstruits, la dernière étape consiste à déterminer quel vertex est à l'origine de l'interaction dure. On distingue le vertex de l'interaction dure par rapport aux interactions élastiques (ou *minimum bias*) grâce à l'impulsion transverse de ses traces, en moyenne plus importante. On peut ainsi calculer une probabilité pour chaque vertex d'être compatible avec les événements *minimum bias* [49].

On calcule donc la probabilité $P(P_T)$ qu'une trace provienne d'une interaction élastique à l'aide de la distribution du logarithme de l'impulsion des traces $F(P_T) = \log_{10}(P_T)$:

$$P(P_T) = \frac{\int_{\log_{10}(P_T)}^{\inf} F(P_T)dP_T}{\int_{\log_{10}(0.5)}^{\inf} F(P_T)dP_T}. \tag{III.1}$$

La probabilité P_{MB} qu'un vertex soit compatible avec un événement *minimum bias* s'exprime alors telle que :

$$P_{MB} = \prod \sum_{k=0}^{N-1} \frac{(-ln \prod)}{k!}, \tag{III.2}$$

où $\prod$ est le produit des probabilité individuelles des N traces associées au vertex. Une coupure sur cette distribution permet d'atteindre une efficacité d'identification du vertex primaire proche de 100%.

III.2.2 Le vertex secondaire

Certaines particules de long temps de vie peuvent se désintégrer en un point distant du vertex primaire, amenant à la reconstruction d'une vertex déplacé ou vertex secondaire. La notion de vertex secondaire est utilisée pour l'identification des jets de saveurs lourdes, et est exposée dans le chapitre **??** qui lui est consacré.

III.3 Muons

Les muons étant chargés, ils ionisent les matériaux qu'ils rencontrent le long de leur trajectoire et ce sont les seules particules détectable s'échappant des calorimètres avant de passer dans le système à muons. On utilise donc le SMT, le CFT et le système à muons pour identifier et reconstruire ces objets. Nous présentons l'identification des muons ainsi que les différents labels de qualité que l'on peut définir. De plus, certaines analyses (comme l'analyse WH) requièrent que le muon soit isolé, autrement dit qu'il ne soit pas associé à un jet, nous présentons alors aussi les différents critères d'isolation [50].

III.3.1 Identification des muons

Les couches A,B et C du système à muons (voir section II.2.6) couvrent environ 90% de l'acceptance angulaire jusqu'à une pseudo-rapidité $|\eta| = 2$. Elles permettent une identification sans ambiguïté des muons et si une trace est reconstruite, on peut remonter à l'impulsion du muon. Un muon identifié par le système à muon uniquement est nommé *local muon*.
Le trajectomètre fournit une mesure précise de l'impulsion des traces sur toute l'acceptance angulaire du système à muons. Néanmoins pour être identifiée comme étant une trace de muon, cette trace doit être associée à un muon local. Un muon identifié par le système à muon ainsi que par le trajectomètre est appelé un *central track-matched muon*.

III.3.2 Les critères de qualité

Les candidats muons sont classés selon deux paramètres : le type et la qualité. Le type de muon est désigné par le paramètre *nseg*. Une valeur positive de *nseg* indique un *central track-matched muon* alors qu'une valeur négative indique un *local muon*. La valeur absolue $|nseg| = 1, 2, 3$ indique si le muon a été reconstruit à l'aide de la couche A seulement ($|nseg| = 1$), à l'aide de la couche B ou C ($|nseg| = 2$) ou bien les trois couches ($|nseg| = 3$). Le second paramètre correspond à la qualité du muon reconstruit, elle peut être *loose*, *medium* ou *tight*. Ces critères portent sur les nombres de coups dans les différentes couches du système à muons et dépendent donc du type de muon. A ces critères viennent s'ajouter des critères de qualité de la trace dans le trajectomètre utilisée pour la reconstruction du muon *central track-matched*, ils correspondent également à des

critères plus ou moins lâches : *trackloose*, *trackmedium* et *tracktight*. Chacun de ces critères se base sur :

- la distance d'approche minimale au vertex primaire,
- le χ^2 d'association de la trace,
- le nombre de coups dans le trajectomètre (CFT et/ou SMT).

III.3.3 Les critères d'isolation

Les critères d'isolation permettent de différencier les muons provenant de processus électrofaibles tels que $W \to \mu\nu$ et les muons produits par désintégration semi-letonique de saveurs lourdes $b, c \to \mu + X$ et étant associés à un jet. Ces critères d'isolation considèrent les variables suivantes :

- $\mathbf{\Delta R} \equiv \mathbf{\Delta R}(\mu, \mathbf{jet})$: la séparation angulaire entre le muon et l'axe du jet calorimétrique dans le plan (η, ϕ) telle que $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$.
- $\mathcal{I}^{\mathbf{trk}}_{\mathbf{\Delta R<0.5}} \equiv \sum_{\mathbf{traces \epsilon \Delta R<0.5}} \mathbf{P_T}$: la somme des impulsions transverses de toutes les traces comprises dans le cône de rayon $\Delta R(trace, \mu) < 0.5$ entre la trace et le muon. On requiert également pour toutes les traces que $\Delta z(trace, \mu) < 2$ cm pour éviter des traces provenant du *pile-up*[1].
- $\mathcal{I}^{\mathbf{trk}}_{\mathbf{0.1<\Delta R<0.4}} \equiv \sum_{\mathbf{amas \epsilon 0.1<\Delta R<0.4}} \mathbf{E_T}$: la somme de l'énergie des amas dans le calorimètre électromagnétique présents dans le cône creux d'ouverture angulaire ΔR compris entre 0.1 et 0.4.

III.3.4 Veto sur les muons cosmiques

La Terre est frappée à chaque instant d'une grande quantité d'astro-particules interagissant dans l'atmosphère et produisant une quantité importante de muons. Les muons peuvent ensuite traverser de grandes quantités de matière en ne perdant que très peu d'énergie et ainsi traverser en permanence le détecteur. Un veto sur les muons cosmiques est défini, reposant sur l'information du temps mesuré dans chaque couche A, B et C du système à muons. Si les temps sont inférieurs à 10 ns dans au moins une des couches, le candidat est rejeté. L'efficacité d'un tel veto est de 98.3%. Notons que les critères de qualité sur les traces proposent une sélection sur la distance d'approche minimale qui réduit également la quantité de muons cosmiques.

1. Le système d'acquisition du détecteur ne permet pas toujours de ne considérer qu'un unique événement, ainsi plusieurs coups dans les différentes parties du détecteur peuvent provenir de l'événement précédent. Ce bruit est nommé *pile-up*.

III.4 Electrons

Les électrons, les photons et les pions neutres produisent une gerbe électromagnétique dans le calorimètre. L'électron étant le premiers objet calorimétrique que nous rencontrons dans ce chapitre, nous commençons par présenter la reconstruction des grandeurs énergie et impulsion à partir des mesures des cellules calorimétriques.

III.4.1 Combinaison des éléments calorimétriques

L'élément de base du calorimètre est la cellule calorimétrique, elle mesure un dépôt d'énergie E, qui est une grandeur scalaire. Il est néanmoins possible de définir une impulsion $\vec{p}$ de norme E en considérant la direction entre le centre de la cellule calorimétrique au vertex primaire. On peut ainsi associer un quadrivecteur énergie-impulsion à chaque cellule. Le quadrivecteur d'un objet calorimétrique s'exprime alors comme la somme des quadrivecteurs des cellules qui le composent, on nomme cette recomposition le $E-scheme$:

$$\mathbf{P} = (E, \vec{p}) = \sum_i (E^i_{cellule}, \vec{p}^i_{cellule}). \tag{III.3}$$

En pratique, le nombre de cellules du calorimètre est trop élevé pour le traitement informatique des algorithmes de reconstruction des objets calorimétriques, on lui préférera donc les tours calorimétriques reconstruites comme élément de base. La tour calorimétrique reconstruite est définie selon le $E-scheme$ à partir des cellules de même direction. On retire les cellules trop sujettes au bruit c'est-à-dire mesurant une énergie en deçà de $2.5 \times \sigma^{cell}$, σ^{cell} étant la largeur du bruit électronique mesuré lors du run d'étalonnage du calorimètre, ainsi que les cellules n'ayant aucune voisine mesurant une énergie au dessus de $4 \times \sigma^{cell}$. Finalement l'algorithme NADA [51] rejette les cellules isolées mesurant un signal.

III.4.2 Reconstruction et identification des électrons

Les électrons sont des particules électromagnétiques chargées, elles ionisent donc le matériau lors de leur passage dans le trajectomètre et génèrent une gerbe électromagnétique dans le calorimètre. A partir de ces deux indications, des critères sont utilisés pour définir les candidats électrons. Les premiers critères imposés sont communs à tous les objets électromagnétiques [52] :

- on forme des amas à l'aide des tours calorimétriques mesurant un dépôt de plus de 500 MeV, ces amas sont appelées "graines",
- on utilise ensuite un cône d'ouverture angulaire $\Delta R = 0.2$ centré sur les "graines" dans lequel sont associése toutes les tours mesurant une énergie supérieure à 50 MeV,
- si l'énergie totale d'un tel ensemble de tours est supérieure à 1 GeV, on associe toutes les tours voisines dans un cône de $\Delta R = 0.4$.

Ce type d'algorithme correspond à ce que l'on appelle un algorithme *simple cone*. Pour augmenter la pureté en électrons, plusieurs variables sont considérées pour la sélection des candidats électromagnétiques :

- La fraction électromagnétique f_{EM} définie comme le rapport de l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique dans un cône de $\Delta R = 0.2$ sur l'énergie totale mesurée dans un cône de $\Delta R = 0.4$. Cette fraction est proche de 1 pour les électrons, du fait qu'ils déposent la majorité de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique.
- La variable *H-Matrix*, basée sur un estimateur du χ^2 calculé à partir des variables caractérisant la forme de la gerbe électromagnétique. Elle permet de distinguer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques qui ont des formes différentes. Cette variable est basée sur 7 et 8 variables respectivement pour la partie centrale et à l'avant du calorimètre [53].
- Le critère d'isolation Iso, défini par la relation $Iso = \frac{E_{tot}(0.4)-E_{EM}(0.2)}{E_{EM}(0.2)}$ représente la différence entre l'énergie totale mesurée dans un cône de $\Delta R = 0.4$ par rapport à l'énergie mesurée uniquement dans le calorimètre électromagnétique dans un cône de $\Delta R = 0.2$ normalisé à cette dernière. Pour un jet, cette variable est proche de 1 alors que pour un électron, elle se rapproche de 0. $IsoEO$ reprend le critère d'isolation en soustrayant la contribution provenant des dépôts dûs aux interactions *minimum bias*[2].
- La variable *Likelihood* ou maximum de vraisemblance est un estimateur prenant en compte les caractéristiques des traces associées dans un cône de $\Delta R = 0.5$ autour du candidat électron.
- L'isolation $IsoHC4$ est la valeur de l'impulsion des traces comprises dans le cône creux de ΔR compris entre 0.05 et 0.4 autour de l'amas électromagnétique.
- *Track match* χ^2 correspond à un estimateur du χ^2 qu'une trace corresponde à l'objet électromagnétique de l'amas considéré. Cette variable est particulièrement efficace pour rejeter les photons.
- Un discriminant *HoR* pour *Hits-on-road*, basé sur le nombre de coups le long de la trajectoire d'un objet électromagnétique paramétrisée par son énergie transverse.[54]. Cette variable permet de prendre en compte les électrons pour lesquels aucune trace n'a été reconstruite.
- La variable NN basée sur un réseau de neurones entraîné dans le but d'identifier les électrons et construit à partir de 7 ou 4 variables d'entrée pour les électrons reconstruits respectivement dans le calorimètre central et les calorimètres à l'avant [55].
- La largeur *Sigphi*dans le plan $r - \phi$ de la gerbe de l'amas électromagnétique dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique.

2. La contribution minimum bias correspond à l'énergie déposée provenant d'autres interactions dures au sein d'un même paquet de protons.

– La valeur du ratio énergie de l'amas électromagnétique sur impulsion des traces qui lui sont associées E/p.

En fonction des coupures plus ou moins lâches sur ces variables on définit plusieurs critères de reconstruction d'électrons (*Point0, Point1, Point2, Point05*) séparément pour les régions des bouchons et du calorimètre central. Un récapitulatif de ces différents types et des coupures correspondantes est disponible dans le tableau III.1.

	Point 0		**Point 1**		**Point 2**		**Point 05**	
Variables	**CC**	**EC**	**CC**	**EC**	**CC**	**EC**	**CC**	**EC**
$\mathbf{f_{EM}}(<)$	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.97
IsoE0(<)	0.09	0.1	0.08	0.1	0.08	0.06	0.15	0.05
IsoHC4(<)	4.0	eqn.1a	2.5	eqn.1a	2.5	eqn.1a	3.5	eqn.1b
HMatrix(<)	-	40	35	40	35	40	-	10
Sigphi(<)	-	eqn.2	-	eqn.2	-	eqn.2	-	eqn.2
NN(>)	0.4	0.05	0.9	0.05	0.9	0.1	0.3	0.2
TrackMatch(>)	0.	-	0.	0.	0.	0.	0.	-
ou **HoR**(>)	0.6	-	-	-	-	-	-	-
Likelihood(>)	-	-	0.2	0.05	0.6	0.65	0.05	-
E/p(<)	-	-	8.0	-	3.0	6.0	8.0	-

eqn.1a $IsoHC4 < 0.01 || IsoHC4 < (-2.5 \times |\eta_{detecteur}| + 7.0)$
eqn.1b $IsoHC4 < 0.01 || IsoHC4 < (-2.0 \times |\eta_{detecteur}| + 5.0)$
eqn.2 $|\eta_{detecteur}| <= 2.6\ Sigphi > (6.5 \times (|\eta_{detecteur}| - 0.82)^{-1} - 2.8)$
eqn.2 $|\eta_{detecteur}| <= 2.6\ Sigphi > (6.5 \times (|\eta_{detecteur}| - 1.35)^{-1} - 2.8)$

TABLE III.1 – Coupures imposées sur les variables d'identification correspondant aux différents types d'électrons reconstruits. Les coupures *eqn.xx* sont définies ci-dessus.

III.5 Energie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est la signature de la production de particules qui n'interagissent pas (ou très peu) avec la matière, que ce soit les neutrinos du modèle standard ou d'hypothétiques autres particules neutres. L'énergie transverse manquante est définie à partir de la conservation de la quantité de mouvement. Les protons et anti-protons étant des particules composites, il est difficile de savoir exactement quelle fraction d'énergie intervient lors de la collision et donc quelle elle est l'impulsion initiale totale le long de l'axe du faisceau. Cependant on sait que l'impulsion totale est initialement nulle dans le plan transverse, on s'attend ainsi à une impulsion transverse totale nulle à l'issue

de la collision.
On détermine l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ à l'aide du calorimètre, elle est définie comme l'opposée de la somme sur les cellules calorimétriques de l'énergie transverse [56] :

$$\not{E}_T^{brute} = -\sum^{cellules} E_T. \tag{III.4}$$

La somme porte sur toutes les cellules des calorimètres électromagnétique et hadronique fin ainsi que du détecteur inter-cryostat (voir section II.2.5), mais pas sur le calorimètre hadronique grossier à cause du bruit important dont il souffre. On applique par la suite une correction pour prendre en compte les dépôts dans cette partie du calorimètre.

III.6 Jets

Les jets ont une section efficace de production très importante dans des collisions hadroniques telles qu'effectuées par le Tevatron. Ces objets sont le résultat de la fragmentation et de l'hadronisation des partons décrites par la théorie QCD (voir section I.1.3.2). Nous présentons dans cette section la reconstruction et l'identification des jets dans DØ, ainsi que leur étalonnage en énergie. Nous verrons de plus différents algorithmes ayant pour but d'améliorer la résolution en énergie des jets et des objets reconstruits à partir des jets.

III.6.1 La reconstruction des jets

III.6.1.1 Principe général de reconstruction des jets

Des jets de particules neutres et chargés sont produits suite à la fragmentation et l'hadronisation d'un quark. Nous voulons remonter à l'énergie et l'impulsion de ce quark à partir des mesures expérimentales à notre disposition qui sont des dépôts calorimétriques des particules du jet.

On distingue trois niveaux de description des jets :
- Le niveau générateur (partons) : les jets de partons sont formés à partir des partons générés par l'interaction dure et des radiations de l'état initial et final.
- Le niveau particules : les jets de particules comprennent les particules issues de l'hadronisation des partons.
- Le niveau calorimétrique : les jets calorimétriques sont construits à l'aide des dépôts d'énergie dans le calorimètre.

Une illustration de ces différents niveaux est visible sur la figure III.1.

On veut une information $(E, \vec{p})$ au niveau du jet de particules. Expérimentalement dans DØ, cette information est estimée à partir des dépôts calorimétriques effectués par les particules issues de l'hadronisation du parton. Des algorithmes ont été étudiés dans

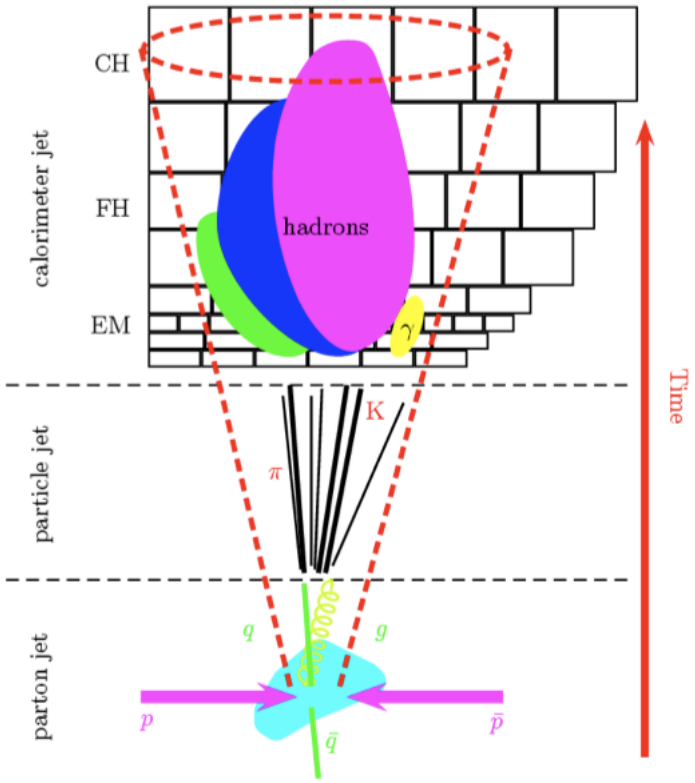


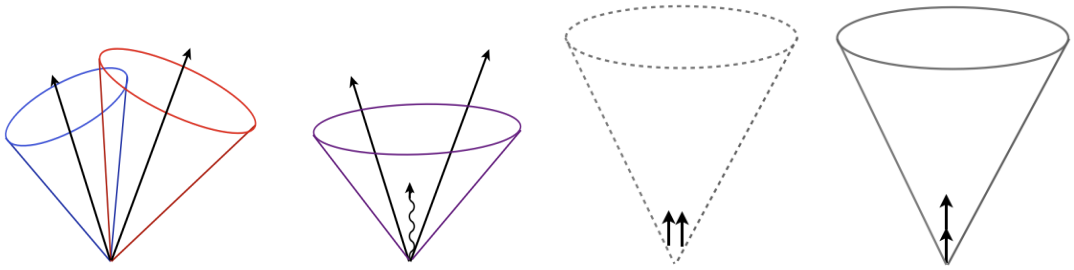
FIGURE III.1 – Description d'un jet à différents niveaux, du plus proche au plus éloigné de l'interaction on trouve le jet de partons, le jet de particules et enfin le jet calorimétrique.

DØ pour utiliser également l'information apportée par les traces reconstruites des particules chargées, mais ils n'ont jamais été utilisés *in fine*.C'est pourquoi, par exemple pour l'identification des jets beaux qui sont basés sur l'information des traces, on associe ces traces au jet calorimétrique dans un cône avec ΔR fixe.

L'algorithme de reconstruction des jets choisi doit répondre à un certain nombre de critères :

- Indépendance du niveau de définition du jet : dans la mesure du possible, l'algorithme doit donner des résultats similaires pour le jet calorimétrique de particules et pour le parton dans les simulations.
- Invariance sous une transformation de Lorentz : au Tevatron, les collisions faisant intervenir des particules composites (protons et anti-protons), le centre de masse du système ne coïncide pas avec le centre de masse des particules entrant en collision. Les partons sont ainsi soumis à un *boost* dont la mesure ne doit pas dépendre.
- Insensibilité aux singularités infrarouges et colinéaires : le résultat doit être indépend-

ant de l'émission d'un parton mou (sûreté infrarouge) et du remplacement d'un parton par deux partons proches portant la même énergie que le parton originel (sûreté colinéaire). La figure III.2 illustre un exemple de singularités infrarouge et colinéaire.
– Stabilité aux limites : l'énergie transverse d'un jet ne doit pas dépasser la moitié de l'énergie $\sqrt{s}/2$ disponible dans le centre de masse.



(a) Singularité infrarouge (b) Singularité colinéaire

FIGURE III.2 – Sur la figure (a), on peut voir un exemple de singularité infrarouge, un gluon de faible impulsion est rayonné dans la région séparant les deux jets calorimétriques reconstruits ce qui entraîne une fusion des deux jets en un seul lors de la reconstruction. Sur la figure (b) est illustré un cas de singularité colinéaire, deux partons proches ont chacun une impulsion trop faible pour permettre la reconstruction d'un jet, et le jet reconstruit correspond à un parton d'impulsion équivalente à la somme des impulsions des 2 partons.

Notons qu'en plus de ces critères généraux, dans DØ nous imposons que les résultats de l'algorithme implémenté pour le Run II doit donner les mêmes résultats que l'algorithme du Run I pour être en mesure de les comparer. L'algorithme en question est basé sur un algorithme de cône et se nomme *Run II Cone Algorithme* [57] que l'on va détailler dans la suite.

III.6.1.2 L'algorithme de cône du Run II

L'idée générale derrière les algorithmes de cône est d'associer des objets dans un cône dont le sommet correspond au point de désintégration et d'ouverture angulaire ΔR fixe. Un jet reconstruit avec un tel algorithme correspond à la configuration stable du cône, pour laquelle l'axe du cône définissant les objets qui en font partie coïncide avec la direction du jet calculé à partir de ces objets. L'algorithme du cône utilisé durant le Run II est basé sur une ouverture angulaire $\Delta R_{cone} = 0.5$ [3].

Tout d'abord, l'algorithme *Simple Cone* constitue des pré-amas à partir de l'information des tours calorimétriques : si une tour calorimétrique a enregistré un dépôt de plus

3. Toutefois, une ouverture angulaire $\Delta R = 0.7$ est utilisée dans certaines analyses, principalement pour les mesures QCD.

de 0.5 GeV et a une séparation angulaire $\Delta R(pré-amas, tour) < 0.3$, elle est associée au pré-amas. Chaque pré-amas ainsi formé doit avoir une impulsion transverse supérieure à 1 GeV et être constitué de plus d'une tour calorimétrique. Cette étape préliminaire rend l'algorithme moins dépend de la segmentation du détecteur.

Ces pré-amas sont ensuite utilisés comme éléments de base pour l'algorithme de cône du Run II, celui-ci procède en trois étapes : le *Clustering* (la création d'amas), l'addition de *Midpoints* (points intermédiaires) et enfin le *Merging/Splitting* (fusion/division).

La création d'amas s'effectue en considérant chaque pré-amas par ordre décroissant d'impulsions transverses. Si un pré-amas satisfait la condition $\Delta R(pré-amas, amas) < \frac{\Delta_{cone}}{2}$ alors le pré-amas est associé à l'amas. Un pré-amas isolé est considéré comme un amas. On considère ensuite chaque amas comme le point de départ d'un algorithme de cône. Les tours calorimétriques sont associées itérativement dans un cône de ΔR_{cone} fixe jusqu'à l'obtention d'un cône stable (en considérant une variation inférieur à 0.001 entre l'itération i et $i+1$ ou au maximum 50 itérations). Ce cône stable représente un proto-jet. On rejette le candidat proto-jet si son impulsion transverse est inférieure à 5.5 GeV.

De manière à assurer une insensibilité au singularités infrarouges, on procède à l'étape de l'ajout de points intermédiaires. On définit tous les points intermédiaires formés par toutes les combinaisons de deux proto-jets et satisfaisant :

$$\Delta R > \Delta R_{cone} \qquad \text{et} \qquad \Delta R < 2 \times \Delta R_{cone}.$$

Ces points intermédiaires sont utilisés comme point de départ d'un algorithme de cône similaire à celui utilisé dans l'étape de création d'amas, une fois encore on nomme proto-jets les objets formés.

Etant donné que les proto-jets formés dans l'étape de création d'amas et ceux issus de l'étape des points intermédiaires peuvent partager des tours calorimétriques, on applique une étape de fusion/division. Si deux proto-jets partagent au moins une tour, et que l'impulsion transverse partagée représente plus de 50%, alors les deux proto-jets sont fusionnés en seul jet. Si la fraction d'impulsion transverse partagée est inférieure à 50%, les tours partagées sont associées au proto-jet le plus proche suivant ΔR.

Les objets finaux considérés sont tous les proto-jets résultant de cette dernière étape et d'impulsion transverse supérieure à 8 GeV.

III.6.2 L'identification des jets

Les objets reconstruits à l'issue de l'algorithme utilisé dans DØ ne correspondent pas forcement à la signature que l'on recherche, c'est-à-dire des jets issus de la fragmentation

et de l'hadronisation des partons. En effet ils peuvent correspondre à du bruit ou bien des particules électromagnétiques comme les électrons et les photons pouvant donner une signature similaire. Pour réduire le taux de mauvaise identification on impose une série de critères d'identification appelés *JetID* :

- On requiert que la fraction d'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique f_{EM} (définie dans la section III.4.2) soit inférieure à 0.95, de manière à rejeter les électron et les photons. On impose aussi $f_{EM} > 0.05$ de manière à rejeter les candidats déposant leur énergie quasi uniquement dans le calorimètre hadronique, ceux-ci ayant une plus grande probabilité d'être du bruit.
- On définit également la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique grossier f_{CH} similaire à f_{EM}, sur laquelle on impose une valeur minimale de 0.15.
- La *Hot Fraction* est le rapport de l'énergie déposée dans la tour la plus énergétique à celle déposée dans la seconde tour la plus énergétique. Pour éviter de prendre en compte des jets reconstruits à partir de tours trop bruyantes, on demande $HotFraction < 0.40$. De plus, pour la même raison, on demande à ce que au moins 90% de l'énergie du candidat jet soit répartie dans 2 tours.
- Une confirmation du niveau 1 du système de déclenchement est obtenue en s'assurant que le ratio de l'impulsion transverse du jet sur l'impulsion transverse des jets déclenchant le niveau 1 du système de déclenchement soit supérieur à 0.5.

Tous les objets passant ces critères de qualité portent le label *Good Jet*. Un critère additionnel correspondant au label *Vertex Confirmed* est imposé depuis le début du Run II pour gérer l'augmentation de la luminosité, qui entraîne un nombre croissant de jets ne provenant pas de l'interaction dure. Ce critère requiert qu'au moins deux traces provenant du vertex primaire soient associées au jet. Ces traces doivent avoir :

- une impulsion transverse $P_T > 0.5$ GeV,
- au moins un coup dans le SMT,
- une distance d'approche à l'axe du faisceau dans le plan transverse $dca_{xy} < 0.5$ cm,
- une distance d'approche à l'axe du faisceau dans le plan longitudinal $dca_z < 1$ cm,
- et une distance le long de l'axe du faisceau $\Delta z(vertex\ primaire, trace) < 2.0$ cm.

III.6.3 La correction en énergie (JES)

Après reconstruction des jets avec l'algorithme du cône du Run II, l'énergie E_{mes} du jet mesurée à l'aide des dépôts calorimétriques est différente de l'énergie qui pourrait être trouvé au niveau du jet de particules E_{part}. Une correction en énergie, appelée *Jet Energy Scale* (JES) [58] est alors déterminée.

La correction prend en compte plusieurs effets :

- Un *offset* O d'énergie, qui correspond à l'énergie déposée dans le calorimètre qui ne correspond pas à l'interaction dure.
- Le *showering* S permet de tenir compte de la fraction de la gerbe calorimétrique qui n'est pas incluse dans le cône de reconstruction du jet.

- Le facteur de proportionnalité R, entre l'énergie réelle du jet et celle mesurée par le détecteur. Ce terme permet de prendre en compte les pertes dans les parties non instrumentées du détecteur.
- La correction de réponse relative F_η, permet de rendre compte de dépendance en η de la réponse du détecteur.

Finalement, l'estimation de l'énergie du jet est paramétrisée en fonction de l'énergie calorimétrique mesurée E_{mes} par l'expression :

$$E_{part} = \frac{E_{mes} - O}{R \times S \times F_\eta} \tag{III.5}$$

Ces différents termes correctifs dépendent de grandeurs mesurables dans le détecteur telles que la position en η, l'énergie, la luminosité instantanée, et sont détaillés dans la suite de cette section.

III.6.3.1 *Offset*

Outre l'énergie provenant de l'interaction dure, plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine de la mesure d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre comme le bruit électronique et la radioactivité provenant de l'uranium E_{noise}, ainsi que l'énergie provenant des autres interactions dures E_{IM} (IM pour interaction multiple) ayant lieu au même moment lors de la collision des paquets. De plus, le temps de croisement des paquets est de 396 ns, ce qui est inférieur au temps de montée des pré-amplificateurs du calorimètre, la mesure de l'énergie calorimétrique contient donc une contribution $E_{pile-up}$ résiduelle provenant du croisement de paquets précédent. Ce phénomène est nommé *pile-up*. Ces effets entraînent une détermination incorrecte de l'énergie des jets, pour la corriger il est nécessaire de pouvoir estimer l'énergie sous-jacente E_0 que l'on exprime telle que :

$$E_0(\eta, \mathcal{L}, N_{vtx}) = E_{pile-up} + E_{bruit} + E_{IM}. \tag{III.6}$$

L'énergie sous-jacente dépend de la position η du fait de la non homogénéité du calorimètre en pseudo-rapidité. Elle dépend également de la luminosité instantanée $\mathcal{L}$ qui influe sur le nombre de vertex primaires N_{vtx} et donc sur le nombre d'interactions par croisement de faisceaux.
Les énergies $E_{pile-up}$ et E_{bruit} sont toutes deux mesurées en même temps à l'aide d'événements *zero bias*, ce sont des événements pour lesquels le système de déclenchement $L0$ n'est pas activé et qui correspondent à des événements ou aucune collision inélastique n'a eu lieu. L'énergie mesurée est ainsi une bonne estimation de la contribution du *pile up* et du bruit, on la mesure pour différents intervalles en luminosité instantanée.
L'énergie E_{IM} est quant à elle mesurée grâce à des événements *minimum bias* correspondant à des collisions ayant produit des processus non diffractifs. On considère qu'à chaque interaction dure est associé un vertex reconstruit, l'énergie due aux interactions multiples

est donc évaluée par la différence en énergie entre un événement où $Nvtx$ vertex sont reconstruits et un événement où seulement un seul vertex primaire est reconstruit :

$$E_{IM}(N_{vtx}, \mathcal{L}, \eta) = E_{IM}(N_{vtx}, \mathcal{L}, \eta) - E_{IM}(N_{vtx} = 1, \mathcal{L}, \eta). \tag{III.7}$$

La figure III.3 représente la mesure de E_0 pour différents intervalles en luminosité instantanée.

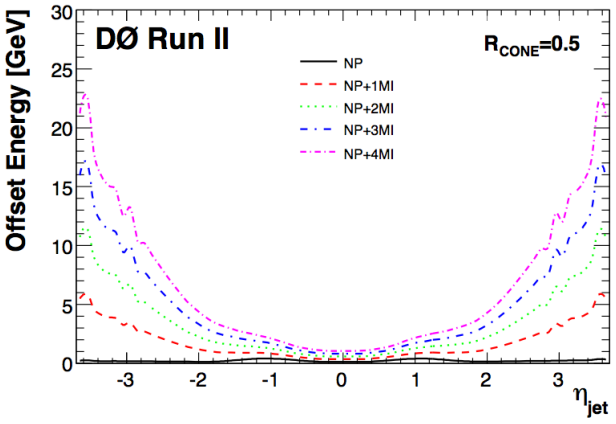


FIGURE III.3 – Energie sous-jacente (*offset*) en fonction de la position η du jet pour différents intervalles en multiplicité de vertex primaires N_{vtx}.

III.6.3.2 *Showering*

Quand les particules issues de la fragmentation et de l'hadronisation des particules produisent une gerbe assez large dans le détecteur, une partie de cette gerbe peut se développer en dehors du cône de reconstruction. De plus, des particules initialement produites dans le cône de reconstruction peuvent dévier à l'extérieur du cône sous l'effet du champ magnétique. Une correction spécifique est donc appliquée pour prendre en compte l'énergie qui n'est pas mesurée dans le cône.

Cette correction est dérivée à partir de l'étude de la distribution d'énergie en fonction de la distance radiale à l'axe du jet reconstruit. A l'aide d'événements $\gamma + jets$ et $dijets$, on mesure l'énergie déposée dans des cônes creux successifs d'épaisseur 0.1 à laquelle on retranche l'énergie sous-jacente rapportée à la surface considérée. On définit un rayon de cône limite ΔR_{lim} pour lequel on considère que toute l'énergie est déposée, celui-ci est défini en fonction de η. La distribution de l'énergie en fonction de la distance radiale à l'axe du jet est visible sur la figure III.4

La correction S s'exprime alors :

$$S(\eta) = \frac{E_{jet}(R < R_{cone})}{E_{jet}(R < R_{lim}(\eta))} \tag{III.8}$$

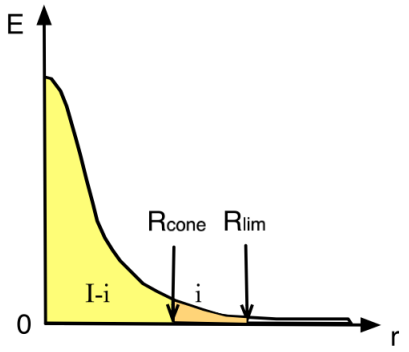


FIGURE III.4 – Distribution de l'énergie en fonction de la distance radiale à l'axe du jet. On définit une distance R_{lim} pour laquelle on considère que toute l'énergie est prise en compte. On peut ainsi définir un facteur correctif qui ici vaut $S = \frac{I-i}{I}$.

III.6.3.3 Réponse absolue et relative du détecteur

Le calorimètre de DØ est compensé c'est-à-dire que la réponse pour une énergie déposée dans la partie électromagnétique doit être la même que la réponse pour une même énergie déposée dans la partie hadronique. Cependant le rapport entre réponse électromagnétique et réponse hadronique n'est pas constant et varie avec l'énergie déposée. De plus, de l'énergie peut être déposée dans les parties non instrumentées du calorimètre. Finalement il existe aussi une dépendance en η du fait même de la conception du détecteur.

Pour estimer la réponse R_{had} du détecteur au dépôt de l'énergie d'un jet, on utilise des événements $\gamma + jets$ sélectionnés en imposant le critère $\Delta\phi(\gamma, jet) > 3.1$ pour ne sélectionner que les événements dits *back-to-back*. Pour de tels événements on vérifie la relation :

$$\vec{p_T^{\gamma}} + \vec{p_T^{jet}} = \vec{0}. \tag{III.9}$$

Néanmoins, compte tenu des réponses des parties électromagnétique R_{em} et hadronique R_{had} du calorimètre, il apparait de l'énergie manquante $\not{E}_T$:

$$R_{em}\vec{p_T^{\gamma}} + R_{had}\vec{p_T^{jet}} = -\vec{\not{E}}_T\ . \tag{III.10}$$

Cette expression devient, en tenant compte de III.9 :

$$R_{em}\vec{p_T^{\gamma}} - R_{had}\vec{p_T^{\gamma}} = -\vec{\not{E}}_T, \tag{III.11}$$

on obtient l'expression de la réponse du détecteur au dépôt de l'énergie d'un jet en projetant l'équation dans la direction de l'impulsion transverse du photon $\vec{\eta}_T^{\gamma} = \frac{\vec{p}_T^{\gamma}}{p_T^{\gamma}}$:

$$R_{had} = R_{em} + \frac{\vec{\not{E}}_T \,.\vec{\eta}_T^{\gamma}}{p_T^{\gamma}}, \tag{III.12}$$

On peut mesurer dans les données l'énergie manquante, que l'on corrige de la réponse du calorimètre électromagnétique :

$$-\vec{\not{E}}_T^{corr} = \vec{\not{E}}_T - (1 - R_{em})\vec{p}_T^{\gamma}. \tag{III.13}$$

On obtient donc finalement :

$$R_{had} = 1 + \frac{\vec{\not{E}}_T^{corr} \,.\vec{\eta}_T^{\gamma}}{p_T^{\gamma}}. \tag{III.14}$$

Pour tenir compte de l'influence de la résolution en énergie des jets due à la position en η, cette réponse est mesurée dans plusieurs intervalles en $E' = E_T^{\gamma}\cosh(\eta_{jet})$ comme l'on peut le voir sur la figure III.5

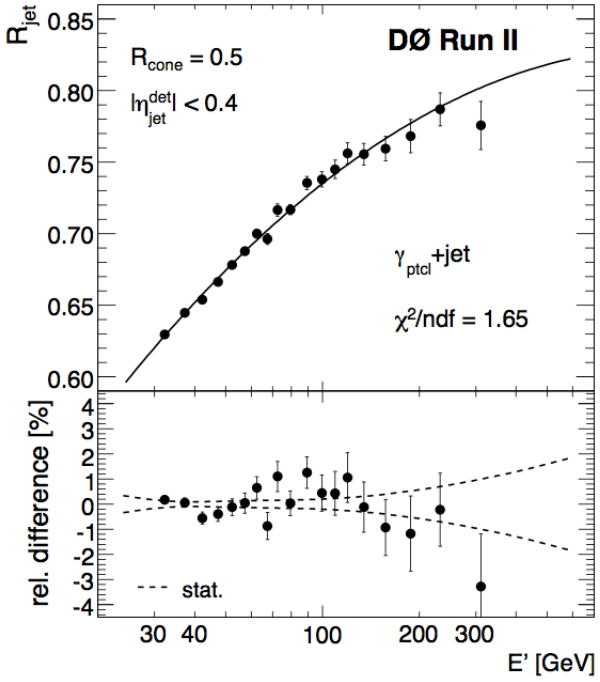


FIGURE III.5 – Réponse du détecteur à l'énergie d'un jet pour plusieurs intervalles en E'.

Les réponses dans chaque partie du calorimètre (central et bouchons) sont assez homogènes, mais des différences assez importantes existent d'une partie à l'autre. Le but du

facteur correctif de réponse relative tend donc à étalonner la réponse en énergie des jets à l'avant par rapport aux jets centraux. On peut voir cette différence de réponse dans les différentes parties du calorimètre sur la figure III.6. On établit des facteurs correctifs constants F_η^N et F_η^S pour homogénéiser les réponses des calorimètre bouchons respectivement nord et sud avec la réponse dans le calorimètre central.

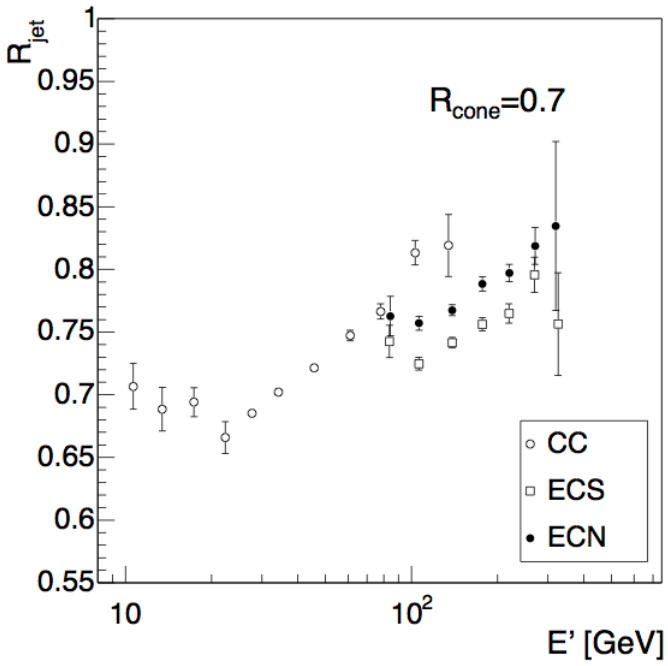


FIGURE III.6 – Réponse du détecteur au dépôt d'énergie d'un jet pour les différentes parties : centrale (CC), bouchon nord (ECN) et bouchon sud (ECS).

III.6.4 Les corrections appliquées aux jets simulés

La méthode JES présentée précédemment est appliquée de la même manière à la simulation. Cependant, on observe systématiquement une résolution meilleure dans les simulations que dans les données réelles ainsi qu'une efficacité meilleure de reconstruction et d'identification. Une méthode nommée JSSR pour *Jet Smearing Shifting and Removal* [59] [60] est utilisée pour corriger les performances de la reconstruction des jets dans la simulation. Cette méthode repose sur la mesure dans les données du déséquilibre en P_T dans les événements $\gamma + jet$ et $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$. A cette fin, on mesure l'observable ΔS définie telle que :

$$\Delta S = \frac{P_T^{jet} - P_T^{\gamma/Z}}{P_T^{\gamma/Z}}. \tag{III.15}$$

Les caractéristiques de l'ajustement gaussien de cette variable comme sa moyenne $< \Delta S >$ et sa résolution $\sigma_{\Delta S}$ vont permettre respectivement de corriger l'échelle d'énergie relative des jets (*Shifting*) et leur résolution (*Smearing*). L'étude de l'efficacité de reconstruction et d'identification en fonction de l'impulsion transverse du jet va permettre quant à elle de mettre en place une procédure de réjection de jets simulés (*Removal*). Ces différentes procédures sont établies indépendamment dans plusieurs régions en η du détecteur. Un exemple de distribution de $< \Delta S >$ pour les données et la simulation est présenté sur la figure III.7.

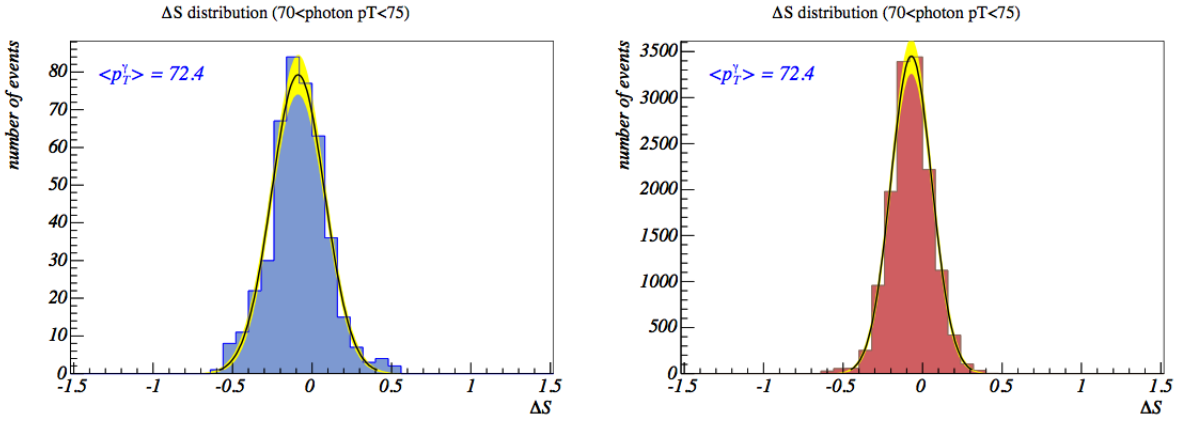


FIGURE III.7 – Distribution de ΔS dans le cas $70 < P_T^\gamma < 75$ pour les données (à gauche) et la simulation (à droite). Les distribution sont ajustées à l'aide d'une fonction gaussienne (trait noir), les incertitudes statistiques correspondantes sont représentées par les bandes jaunes.

III.6.4.1 Correction de l'échelle d'énergie relative

La moyenne de l'ajustement gaussien de l'observable ΔS est mesurée pour des ensembles d'événements réels et simulés. On peut ainsi définir un facteur d'échelle correctif :

$$D =< \Delta S_{données} > - < \Delta S_{simulation} > . \tag{III.16}$$

III.6.4.2 Correction de la résolution

Une procédure similaire est utilisée pour évaluer un facteur de dégradation de la résolution pour les jets simulés. On mesure la largeur de l'ajustement gaussien de l'observable ΔS mesurée pour un ensemble d'événements réels $\sigma_{smearing}(data)$ et simulés $\sigma_{smearing}(simul)$. On peut ainsi définir $\sigma_{smearing}$ telle que :

$$\sigma_{smearing} = \sqrt{\sigma^2_{smearing}(data) - \sigma^2_{smearing}(simu)}. \tag{III.17}$$

Un facteur de dégradation est aléatoirement déterminée événement par événement à partir d'une gaussienne de largeur $\sigma_{smearing}$ de manière à amener la résolution dans la simulation au niveau de celle observée des données.

III.6.4.3 Correction de l'efficacité de reconstruction et d'identification

La procédure de reconstruction et d'identification des jets définie dans les sections III.6.1 et III.6.2 est également appliquée à la simulation, néanmoins on observe des différences entre données et simulation. On paramétrise l'efficacité de reconstruction et d'identification en fonction de l'impulsion transverse du jet, on appelle ces courbes les courbes de *turn on* :

$$f(P_T) = 1 + erf(\frac{P_T - \alpha}{\sqrt{2}\beta}). \tag{III.18}$$

Les résultats de cette paramétrisation pour les données et la simulation sont visibles sur la figure III.8. On observe que le plateau d'efficacité maximale est atteint pour une valeur d'impulsion transverse de 15 GeV. Les jets de $P_T < 15$ GeV sont donc rejetés.

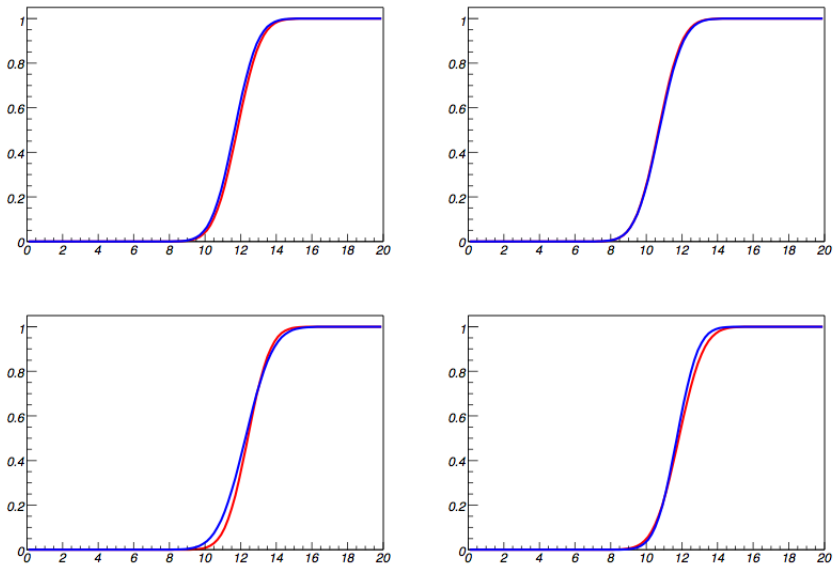


FIGURE III.8 – Efficacité de reconstruction et d'identification des jets en fonction de leur impulsion transverse pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite). La courbe en rouge correspond à des événements $\gamma + jets$ et celle en bleu correspond à des événements $Z + jets$. Les figures du haut correspondent à la partie centrale du détecteur et celles du bas à la partie non-centrale (inter-cryostats et bouchons).

III.7 Résolution sur la masse invariante du boson de Higgs

La masse invariante reconstruite du boson de Higgs est la variable la plus importante pour sa recherche. Il est crucial de la reconstruire le plus précisément possible. Etant calculée à partir de l'énergie des deux jets de quarks b mesurées dans chaque événements, il faut améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie des jets. Dans ce but j'ai participé aux travaux du groupe *JER* pour *Jet Energy Resolution*.

Plusieurs techniques, certaines encore en cours de développement, ont été envisagées dans DØ pour améliorer la résolution en énergie :

- *CPS correction :* Le détecteur de pied de gerbe central de DØ peut être utilisé pour prendre en compte une partie de l'énergie perdue dans le matériau inerte du détecteur. Plus de details sont présentés dans [61].
- *Trackcal Jet :* Dans DØ, l'énergie des jets n'est mesurée qu'à partir du dépôt calorimétrique. La correction *Trackcal Jet* propose de prendre en compte l'énergie des traces associées au jet dans un cône centré autour du dépôt calorimétrique.
- *H-Matrix JER :* Cette méthode propose d'utiliser une méthode multivariée (H-Matrix) pour estimer l'énergie du parton à partir d'un jeu d'observables comme l'énergie calorimétrique, l'impulsion transverse du jet calorimétrique, l'énergie déposée dans chaque partie du calorimètre, des traces associées... [62].

J'ai pour ma part plus particulièrement proposé une méthode pour améliorer la masse invariante reconstruite du candidat Higgs dans le canal de recherche à 3 jets dans l'état final en tenant compte des jets de gluons radiés par un des quarks b. Cette étude fait l'objet de la suite de cette section.

III.7.1 La reconstruction de la masse invariante du Higgs dans le canal 3 jets

Les partons intervenant dans l'interaction dure ou les éventuels quarks et gluons produits lors de la collision peuvent rayonner un ou plusieurs gluons. Il s'agit de rayonnement de l'état initial (ou *Initial State Radiation : ISR*) ou de l'état final (*Final State Radiation : FSR*). Un schéma illustrant les rayonnements de l'état initial et final est présenté sur la figure III.9. Ces radiations peuvent donner lieu à la reconstruction de jets supplémentaires par rapport à la topologie recherchée. Pour la recherche du Higgs léger, on recherche le boson de Higgs se désintégrant en une paire de quarks b, mais une part non négligeable des événements présente un jet supplémentaire reconstruit à partir d'une radiation de l'état initial ou final. Pour augmenter notre acceptance à un éventuel signal de Higgs, on considère le canal à 3 jets.

La reconstruction de la masse du boson de Higgs dans le canal 3 jets présente la difficulté de bien choisir la combinaison de jets pour son calcul. La méthode généralement

utilisée consiste à ne tenir compte que des deux jets de plus haute impulsion transverse, ce qui n'est pas optimal. Il faut chercher à sélectionner en priorité les deux jets de quarks beaux issus du Higgs, puis ajouter le troisième jet s'il s'agit d'un jet FSR puisqu'il s'agit indirectement d'un produit de désintégration du Higgs, mais pas s'il s'agit d'un jet ISR.

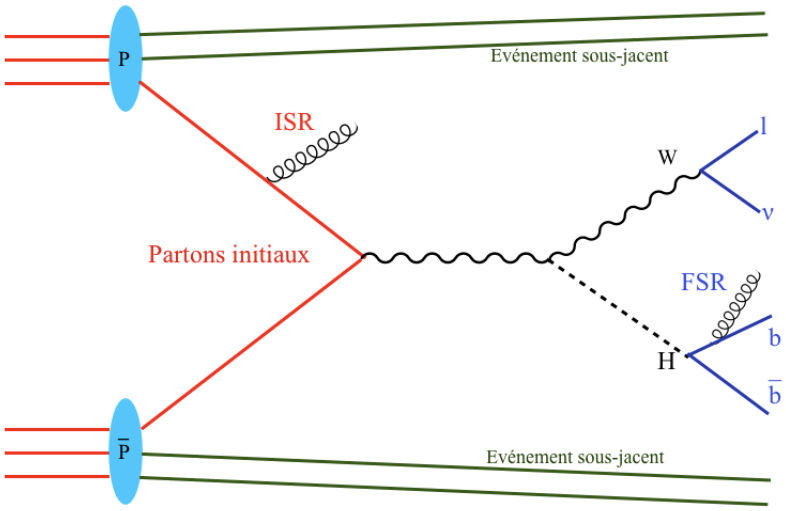


FIGURE III.9 – Schéma d'une collision proton anti-proton. Les partons impliqués dans l'interaction dure, tout comme ceux produits de l'interaction, peuvent rayonner un ou plusieurs gluons. Ces gluons peuvent donner lieu à des jets reconstruits dans le calorimètre.

III.7.2 Identification des jets ISR et FSR dans la simulation

Tous les partons produits par rayonnement de l'état initial ne conduisent pas à la reconstruction d'un jet, ils peuvent ainsi polluer un jet issu de l'interaction dure ou bien un jet FSR. Dans la simulation, pour identifier les jets ISR et les jets FSR, on ne considère que le parton le plus énergétique présent dans un cône de $\Delta R < 0.5$ autour de l'axe du jet. Si ce parton est issu d'un rayonnement de l'état initial, alors le jet en question est identifié comme étant un jet ISR. Sinon le jet en question est considéré comme étant un jet FSR. Avec cette méthode d'étiquetage, on observe sur la figure III.10 une grande amélioration sur la résolution de la masse invariante reconstruite en prenant en compte les jets issus de radiation de l'état final. Ces résultats montrent l'intérêt d'ajouter le jet FSR pour l'estimation de la masse du Higgs, qui devient une variable plus discriminante si la résolution est meilleure. En pratique, il faut donc être capable de sélectionner correctement ce jet FSR, sans se tromper avec des jets ISR, qui n'ont rien à voir avec le Higgs. Il est donc nécessaire de trouver des critères discriminant.

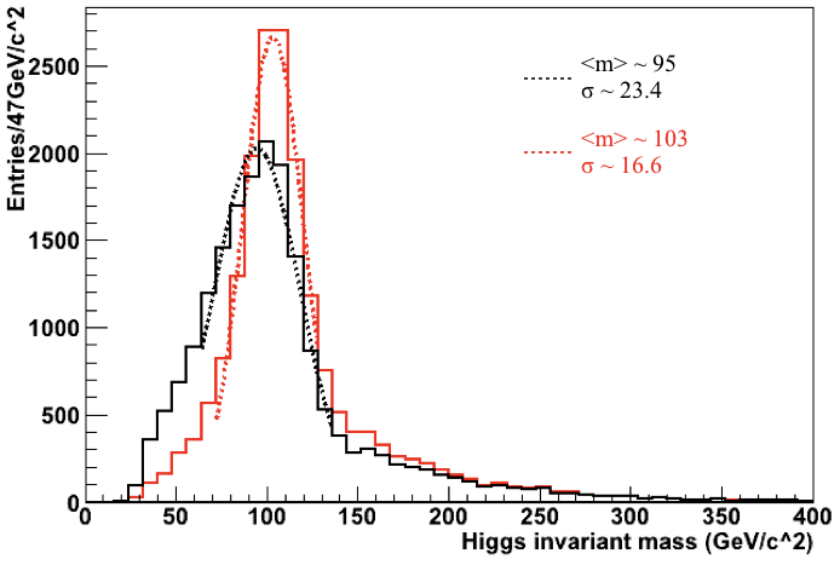


FIGURE III.10 – La masse invariante du boson de Higgs reconstruite avec (en rouge) et sans (en noir) la prise en compte des jets FSR pour un boson de Higgs généré avec une masse de 115 GeV. Un gain de près de 40% est observé sur la résolution ainsi qu'un décalage de la moyenne vers une valeur plus juste.

III.7.3 Les différences ISR/FSR

L'hypothèse la plus simple concernant les différences entre jets ISR et FSR repose sur leurs distributions angulaires par rapport aux autres jets et par rapport à l'axe du faisceau. La figure III.11 illustre les angles α_{min} représentant l'angle minimal entre le troisième et un autre jet et θ représente l'angle entre le troisième jet et l'axe du faisceau. On s'attend à :

- des jets FSR distribués à faibles valeurs de α_{min},
- des jets ISR distribués à larges valeurs de α_{min} et faible valeur de θ.

La figure III.12 montre les distributions de α_{min} et θ en fonction de la masse reconstruite du Higgs avec les 3 jets. On observe qu'à faible valeur de α_{min}, il existe une région correspondant à une masse des 3 jets confinée autour d'une valeur proche de la masse du Higgs simulé. Cela indique qu'utiliser les 3 jets pour reconstruire la masse invariante du boson de Higgs lorsque α_{min} est faible peut améliorer la résolution. Les conclusions sont moins certaines pour la variable θ, nous ne l'utilisons pas directement dans la méthode de recouvrement de radiation de l'état final. La figure III.13 confirme bien que les jets FSR sont distribués à faible valeur de α_{min}.

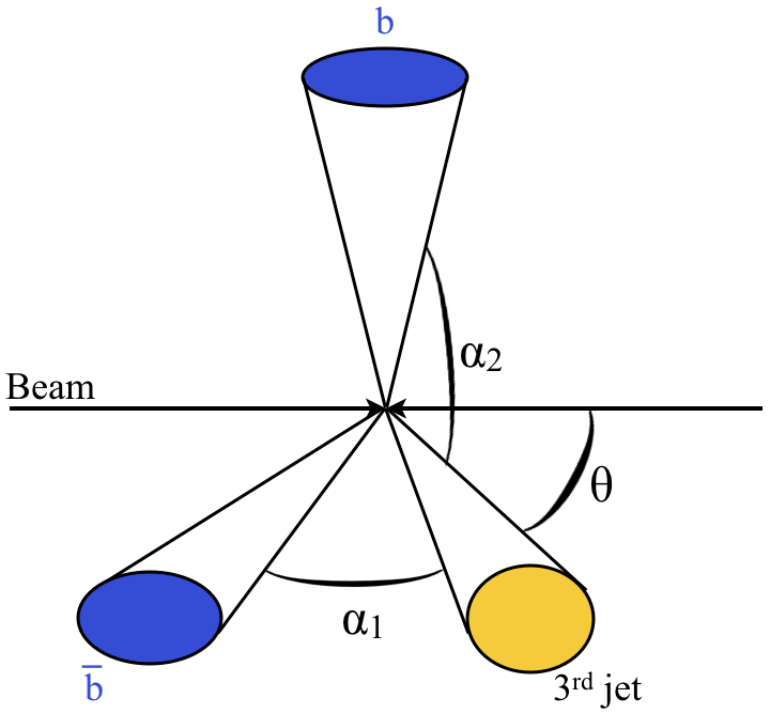


FIGURE III.11 – Schéma d'un événement 3 jets et les angles entre le troisième jet et les autres jet et l'axe du faisceau.

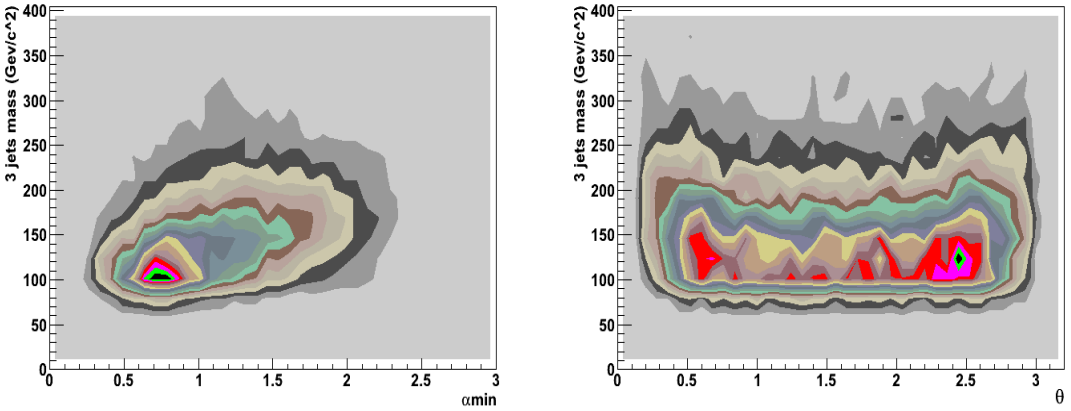


FIGURE III.12 – Distributions de α_{min} et θ en fonction de la masse des 3 jets pour un Higgs simulé à 115 GeV.

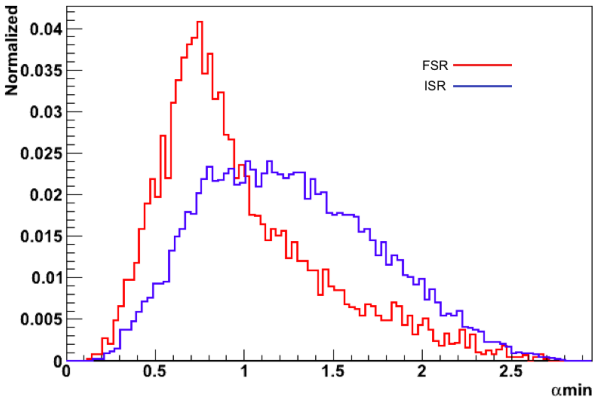


FIGURE III.13 – Distribution de la variable angulaire α_{min} pour le cas d'un évenement comportant un jet FSR (Rouge) ou un jet ISR (bleu).

III.7.4 Implémentation de la méthode de recouvrement de radiation de l'état final *FSR recovery*

Le point délicat du canal 3 jets consiste à choisir la bonne combinaison de jets pour reconstruire la masse invariante. La méthode de recouvrement de radiation comprend dans ce but deux étapes [63] :

- Tout d'abord, les jets sont classés par ordre décroissant selon leur probabilité d'être des jets beaux. Les deux premier jets sont ainsi les plus susceptibles d'être les jets de quark beaux provenant du Higgs.
- Sachant alors que le jet restant est très probablement le jet FSR ou ISR, nous l'ajoutons au calcul de la masse invariante si la valeur de α_{min} est inférieure à 1.

La figure III.14 montre l'effet de la méthode de recouvrement de radiation sur la distribution de la masse invariante reconstruite du Higgs pour le signal et les bruits de fond de l'analyse WH. On peut observer que non seulement le signal gagne en résolution mais également que le bruit de fond a tendance à s'étaler, augmentant ainsi le pouvoir discriminant de la masse invariante reconstruite du Higgs.

III.7.5 Conclusion et perspectives.

Dans le canal 3 jets de l'analyse WH, l'application de cette méthode permet de gagner 4% sur la limite supérieure du taux de production du Higgs. D'autres analyses comme $Z \to \nu\nu bb$ ont même pu observer des gains approchant les 20% [64].
D'autres méthodes de discrimination entre jets issus d'une radiation de l'état initial et jet issus d'une radiation de l'état final ont été envisagées. Ces méthodes se basent sur

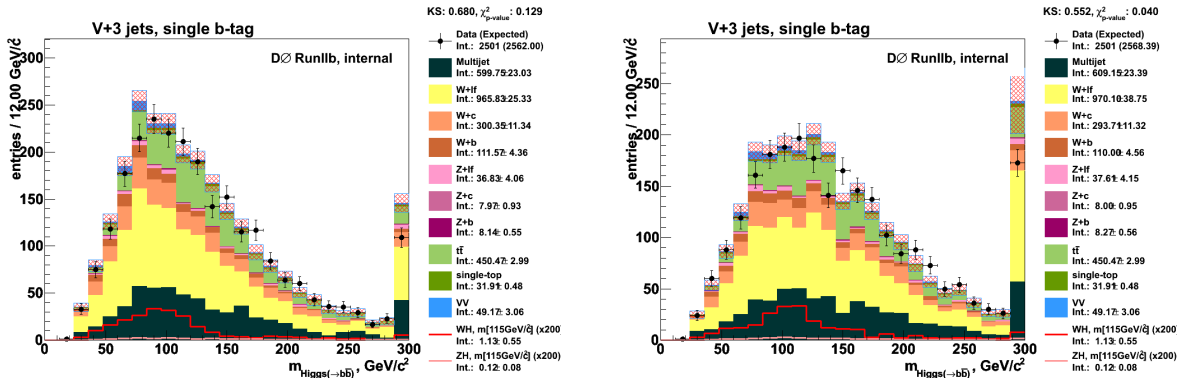


FIGURE III.14 – Reconstruction de la masse invariante du Higgs dans l'analyse WH et comparaison des données aux simulations des différents processus prédits par le modèle standard. A droite dans sa version nominale et à gauche en utilisant la méthode de recouvrement de radiation de l'état final.

l'utilisation et la combinaison de variables complémentaires à l'aide d'un analyse multivariée ou bien d'autres critères concernant la dynamique des jets, toutes deux présentées dans l'annexe A. Néanmoins les meilleurs résultats ont été obtenus à l'aide de la méthode présentée dans cette section.
Une extension de cette méthode au canal deux jets a également été envisagée, en tentant de corriger la masse invariante reconstruite du Higgs à l'aide d'un troisième jet ne passant pas les critères de sélection en impulsion transverse de l'analyse, les gains se sont montrés négligeables.
Au final, bien que la masse invariante reconstruite du boson de Higgs soit la plus importante d'un point de vue pouvoir discriminant, elle n'est pas suffisante en soit dans l'analyse WH pour permettre d'être sensible à un signal éventuel. Cette variable est donc associée à d'autre variables discriminantes à l'aide de méthodes multivariées qui font l'objet de la section suivante.

III.8 Les outils d'analyse multivariée

III.8.1 introduction

La sélection des événements dans une analyse se fait par une suite de coupures optimisées sur des variables discriminantes. Dans le cas simple d'une seule variable discriminante, l'optimisation de la coupure est simple. Ce n'est plus le cas quand la dimension du problème augmente, à ce moment les techniques d'analyses multivariées deviennent intéressantes. De plus, les techniques multivariées sont particulièrement pertinentes pour exploiter la corrélation entre les variables, qui peut être discriminante entre signal et bruit

de fond. En physique des particules, un progiciel nommé $TMVA$ [5] est disponible qui propose un certain nombre de techniques multivariées telles que :

- **H-Matrix** : Cette méthode permet de distinguer une classe de vecteurs dans l'espace des variables (signal) vis-à-vis d'une autre classe de vecteurs (bruit de fond) en partant de l'hypothèse que ces vecteurs sont distribués de manière gaussienne. La *H-Matrix* est l'inverse de la matrice de covariance. Un estimateur du χ^2 est construit et exploite les différences des valeurs moyennes entre les deux classes de vecteurs.
- **Fisher** : Le principe du discriminant de Fisher est de déterminer un axe dans l'espace des variables séparant au mieux le signal et le bruit de fond.
- **MLP (Multi Layer Perceptron)** : Le *Multi Layer Perceptron* constitue la classe la plus simple des réseaux de neurones. Les réseaux de neurones simulent des neurones interconnectés produisant une certaine réponse à un ensemble de signaux d'entrée. Le *Multi Layer Perceptron* possède une architecture en couches d'entrée, cachée et de sortie. Les caractéristiques des réseaux de neurones sont détaillés dans la suite (section III.8.5).
- **BDT (Boosted Decision Tree)** : Le principe des *BDT*, ou arbres de décision repose sur des séparations binaires séquentielles des populations dans l'espace des variables jusqu'à obtenir des sous-ensembles de pureté maximale en signal ou en bruit de fond. Les détails du fonctionnement des arbres de décision sont expliqués dans la suite (section III.8.4). La spécificité des arbres de décision *boostés* porte sur la construction du discriminant et est expliquée dans la section III.8.3.2.
- **SVM (Support Vector Machine)** : Elle s'appuie sur la construction d'un hyperplan dans l'espace des variables, qui sépare le signal du bruit de fond en utilisant seulement un sous-ensemble des vecteurs des variables d'entrées (*support vectors*). La position de l'hyperplan est définie en maximisant la distance entre les *support vectors*.

Dans la suite, nous allons détailler le principe de fonctionnement des deux techniques principales utilisées en physique des hautes énergies (en particulier dans l'analyse WH et pour l'identification des jets beaux) à savoir les réseaux de neurones et les arbres de décision. Puis nous présenterons la méthodologie globale à appliquer lors de l'utilisation d'une analyse multivariée face à une problématique quelconque, allant du choix des variables aux techniques avancées d'entraînement.

III.8.2 La place des MVA dans la physique des hautes énergies

La majorité des expériences de physique des particules repose aujourd'hui sur le traitement d'un grand ensemble de données à l'aide d'une approche statistique. L'observation d'un signal nécessite de le différencier des tous les autres processus physiques lui ressemblant. Les outils d'analyses multivariées ont justement été développés dans le but d'optimiser la discrimination entre plusieurs sous-ensembles d'un lot de données, il est

donc légitime de vouloir les utiliser en physique des hautes énergies.

Les analyses multivariées ont connu un essor tout particulier depuis le début des années 90, dans tous les domaines d'application allant de la physique aux finances. On peut notamment citer l' expériences MiniBOONE qui a introduit l'utilisation des arbres de décision [65] et la recherche de production électrofaible du quark top [66] au Tevatron basée sur des arbres de décision et des réseaux de neurones.

De nos jours, les analyses multivariées sont couramment utilisées dans les expériences de physique des particules et couvrent un large champ d'action :

- La reconstruction d'objets : discrimination entre le bruit de fond instrumental et les coups provenant de l'évenement.
- L'identification d'objets : discrimination entre un objet physique et un autre lui ressemblant, l'exemple des jets de saveurs lourdes vis-à-vis des jets de saveurs légères est traité dans le chapitre IV.
- La discrimination entre un processus physique et des processus bruits de fond, comme c'est le cas dans notre analyse WH présentée dans le chapitre V.

III.8.3 L'entraînement

III.8.3.1 Principe

Les analyses multivariées s'appuient sur le principe de régression pour trouver la meilleure séparation entre signal et bruit de fond. Cet ajustement progressif est appelé entraînement. Si la différence entre signal et bruit de fond est connue lors de l'entraînement on parle d'entraînement supervisé sinon il s'agit d'un entraînement non supervisé. En physique des particules il s'agit d'entraînements supervisés, nous utilisons des simulations Monte Carlo pour entraîner les méthodes multivariées, la distinction entre signal et bruit de fond est donc fournie au discriminant lors de son entraînement. Un échantillon de données de caractéristiques connues est dans un premier temps séparé en une partie servant à entraîner la méthode mutivariée et une partie statistiquement indépendante [4] permettant ensuite de tester la réponse du discriminant final. L'erreur de sortie (la différence entre les caractéristiques connues de l'échantillon et la valeur de la variable de sortie) dépend des paramètres de l'analyse multivariée. Ainsi, à chaque cycle d'entraînement, on pourra optimiser ces paramètres en minimisant l'erreur. Tant que la précision s'améliore on peut répéter l'opération jusqu'à obtenir la précision souhaitée. La figure III.16 montre un schéma du principe de l'entraînement d'une analyse multivariée.

4. Nécessaire pour éviter à la méthode multivariée de se focaliser sur les caractéristiques fortuites d'un échantillon (*over-training*), voir le paragraphe suivant III.8.3.2.

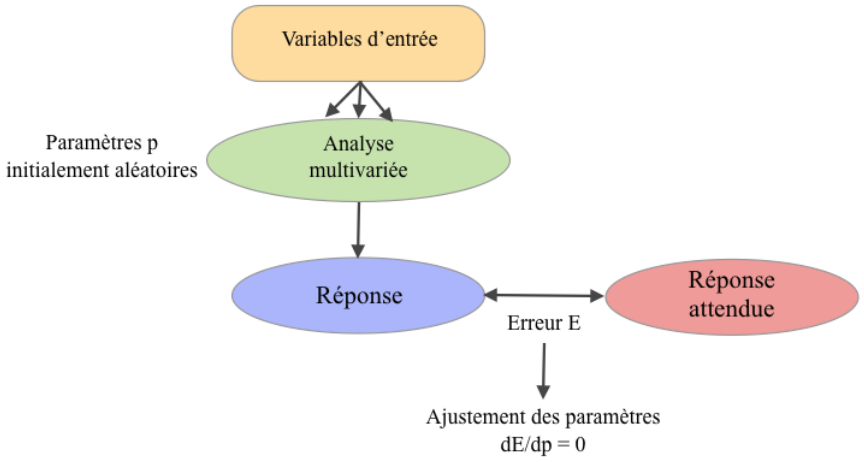


FIGURE III.15 – Entraînement d'une analyse multivariée. On part d'une analyse multivariée dont les paramètres sont initialement aléatoires. Pour chaque événement de nature connue (signal ou bruit de fond), on fournit la valeur de plusieurs variables à l'analyse multivariée qui va les combiner selon ses paramètres p donnant une certaine réponse. Cette réponse est comparée à la réponse souhaité en fonction de la nature de l'événement et les paramètres sont ajustés de manière à obtenir la réponse souhaitée. Ce mécanisme est répété pour tous les événements de l'échantillon d'entraînement.

III.8.3.2 Le surentraînement (*over-training*)

Lors de l'entraînement d'un réseau de neurones ou d'un arbre de décision, on utilise un échantillon de données de taille finie. Si l'on pousse les techniques multivariées à répondre de façon parfaite relativement à cet échantillon, nous obtenons une méthode biaisée par ses caractéristiques statistiques. La prise en compte de ces caractéristiques sera interpretée comme un gain en précision alors qu'elle est au contraire source d'imprécision.

Ainsi, comme on peut le voir sur la figure III.16, l'erreur calculée à partir des caractéristiques de l'échantillon d'entraînement diminue, la méthode prend en compte des critères de plus en plus fins et donc trie de mieux en mieux les éléments. Par contre, l'erreur sur cette variable évaluée pour l'échantillon de test commence par diminuer, ce qui correspond à la prise en compte par le réseau de neurones des caractéristiques globales, puis se met à augmenter. Cette augmentation est le signe que la variable s'est trop spécialisée et a perdu sa généralité.
Pour assurer la généralité de la méthode, il est donc nécessaire de vérifier le résultat de l'entraînement sur un autre échantillon statistiquement indépendant. Pour un résultat optimum, on arrêtera l'entraînement au minimum de l'erreur sur l'échantillon de test.

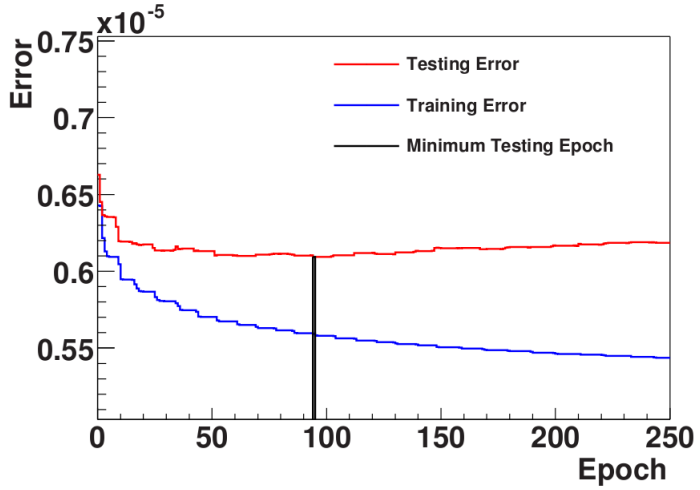


FIGURE III.16 – Evolution de l'erreur sur l'échantillon d'entraînement (en bleu) et sur l'échantillon de test (en rouge) en fonction du nombre de cycles d'entraînement (epochs).

III.8.4 Les arbres de décisions

III.8.4.1 Construction d'arbres de décision

Les arbres de décision sont utilisés couramment en sciences sociales, ils ont été introduits pour la première fois dans une analyse de physique des particules par l'expérience MiniBooNE à FNAL [65]. Ils ont l'avantage d'être plus intuitifs que les réseaux de neurones car ils sont une généralisation optimisée des coupures séquentielles.

Comme c'est illustré sur le schéma III.17, un arbre de décision est constitué d'un noeud initial (racine) qui n'est autre que l'échantillon de données à traiter. Celui-ci contient plusieurs types d'éléments mélangés. Le but est de séparer ces différents types d'éléments. Il va donc être subdivisé par des coupures sur des variables discriminantes, chaque coupure dépendant de la précédente, ceci séquentiellement jusqu'à l'obtention d'un ensemble de sous-échantillons (feuilles) d'éléments de pureté [5] désirée.

III.8.4.2 Entraînement d'arbres de décision

Le choix de l'ordre dans lequel les coupures sont faites change le résultat final. Un entraînement similaire à celui des réseaux de neurones est ainsi également nécessaire, cette fois-ci pour permettre de choisir l'ordre des variables utilisées ainsi que les coupures appliquées, de manière à optimiser l'exploitation de l'information. Ce choix peut s'effectuer suivant plusieurs critères :

5. La proportion en signal ou en bruit de fond

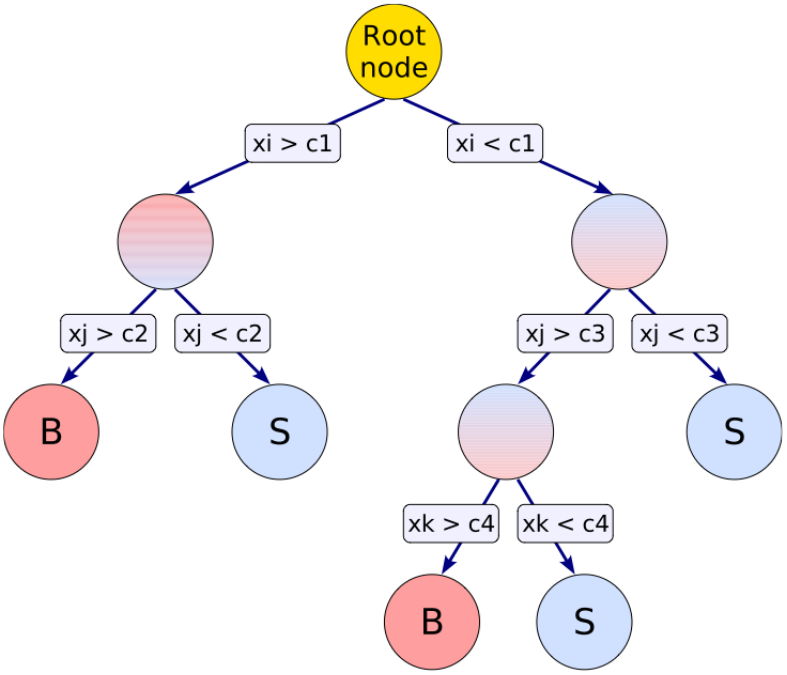


FIGURE III.17 – Schéma d'un arbre de décision.

- En minimisant l'entropie : $-A_i log(A_i) - B_i log(B_i)$ où A_i est la fraction d'élements d'un premier type (par exemple signal) et B_i la fraction d'élements d'un second type (par exemple bruit de fond). L'entropie sera maximale pour un échantillon parfaitement mélangé ($A_i = 1/2$ et $B_i = 1/2$). Pour un échantillon trié ($A_i = 0$ et $B_i = 1$ ou l'inverse), l'entropie sera nulle.
- En minimisant le critère *gini* : $A_i(1 - A_i) + B_i(1 - B_i)$.
- En maximisant la significance statistique : $A_i/\sqrt{A_i + B_i}$.

Les arbres de décision sont très sensibles à l'échantillon d'entraînement et ainsi au surentraînement. De plus un arbre de décision ne fournit qu'une sortie discrète binaire (0 pour du bruit de fond, 1 pour du signal), il existe donc des méthodes de construction et d'entraînement reposant sur des "forêts" d'arbres pondérés permettant de fournir une sortie continue. Ces méthodes permettent de plus d'améliorer et stabiliser leurs performances. Un certain nombre de techniques peuvent ainsi être appliquées dont voici les plus communes :

- *Boosting* : Pour chaque événement de l'échantillon d'entraînement, à l'issue de la classification on donne un poids supérieur aux événements mal classés (*boosting*) [67]. Cela permet, lors de la prochaine itération de construction de la méthode, de se concentrer sur les événements mal classés précédemment et ainsi d'améliorer le pouvoir discriminant de l'analyse multivariée.

- *Bagging* : Cette méthode construit plusieurs arbres de décision à partir de sous-ensembles de l'échantillon d'entraînement. La réponse finale est calculée comme la moyenne de chaque réponse sur chaque sous-échantillon. Cette méthode n'a pas pour vocation d'augmenter les performances mais plutôt de réduire la sensibilité de la méthode à l'échantillon d'entraînement.
- *Random Forest* : Cette méthode construit plusieurs arbres de décision à partir d'un sous-ensemble aléatoire de l'ensemble des variables. De plus, chaque arbre n'utilise qu'un sous-ensemble des éléments de l'échantillon d'entraînement (*bagging*).
- *Pruning* : Lors de la construction des arbres de décision, si un noeud possède une statistique trop faible, il est supprimé.

Notons que les méthodes de *boosting* et de *bagging* sont présentées ici dans le cadre des arbres de décision mais peuvent s'appliquer à toutes les techniques d'analyses multivariées.

Nous allons maintenant nous attarder sur la méthode de *boosting*, étant donné que la majorité des arbres de décision utilisés dans DØ sont des BDT.

III.8.4.3 *Boosted Decision Tree*

La figure III.18 illustre le principe du *boosting*. Chaque événement i de de l'échantillon d'entraînement initial possède un poids $w_i = 1$. A l'aide de la réponse T_m de chaque arbre de décision on peut définir la quantité err_m quantifiant l'erreur de classification de l'arbre m :

$$err_m = \frac{\sum_{i=1}^{N} w_i I(y_i \neq T_m(x_i))}{\sum_{i=1}^{N} w_i}, \tag{III.19}$$

où N représente le nombre total d'événements dans l'échantillon d'entraînement et y_i la réponse attendue pour l'événement i, I vaut 1 s'il est mal classé sinon il vaut 0, enfin x_i représente la dépendance en la valeur des variables x pour l'événement i.

On peut ensuite, à l'aide de la quantité err_m, assigner de nouveaux poids aux événements de l'échantillon d'entraînement :

$$w_i \rightarrow w_i \times e^{\alpha_m I(y_i \neq T_m(x_i))}, \qquad \alpha_m = \frac{1 - err_m}{err_m}. \tag{III.20}$$

Au final, la réponse $y_{BDT}(x_i)$ du BDT pour l'événement i est :

$$y_{BDT}(x_i) = \sum_{m=1}^{M} \beta_m T_m(x_i), \qquad \beta_m = \frac{1}{M} \ln(\alpha_m), \tag{III.21}$$

pour M arbres de décisions construits.

La figure III.19 présente un exemple de l'effet de la pondération d'événements sur la distribution d'une variable quelconque $var0$.

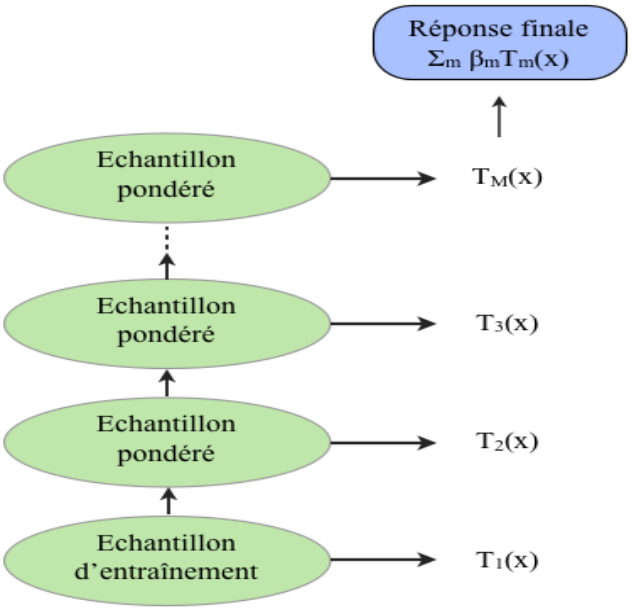


FIGURE III.18 – Principe du *boosting*.

III.8.5 Réseaux de neurones artificiels

III.8.5.1 Construction d'un réseau de neurones

Les réseaux de neurones sont basés sur un modèle simplifié de neurones biologiques nommé neurone formel. Le principe mathématique sous-jacent est que toute fonction peut s'exprimer comme une combinaison linéaire de fonctions d'activation [68] :

- Sigmoïde : $\frac{1}{1+e^{-kx}}$.
- Tangente hyperbolique : $\frac{e^x-e^{-x}}{e^x+e^{-x}}$.
- Radiale : $e^{-x^2/2}$.

L'architecture la plus classique (MLP) d'un réseau de neurone est visible sur la figure III.20, elle consiste en plusieurs couches de neurones reliées par des synapses pondérées :

On désigne par y_j^i la valeur du neurone j de la couche i, avec $i = 1$ pour la couche d'entrée. La couche d'entrée représente simplement la valeur x_j de chaque variable discriminante considérée :

$$y_j^1 = x_j. \tag{III.22}$$

Un réseau de neurones peut contenir un nombre arbitraire de couches cachées, mais nous traitons ici l'exemple d'une seule couche cachée définie par $i = 2$. Chaque neurone j de la couche cachée calcule la somme des valeurs des n_{vars} neurones de la couche précédente pondérées par la valeur w_{ij} affectée à la synapse liant le neurone i de la couche précédente

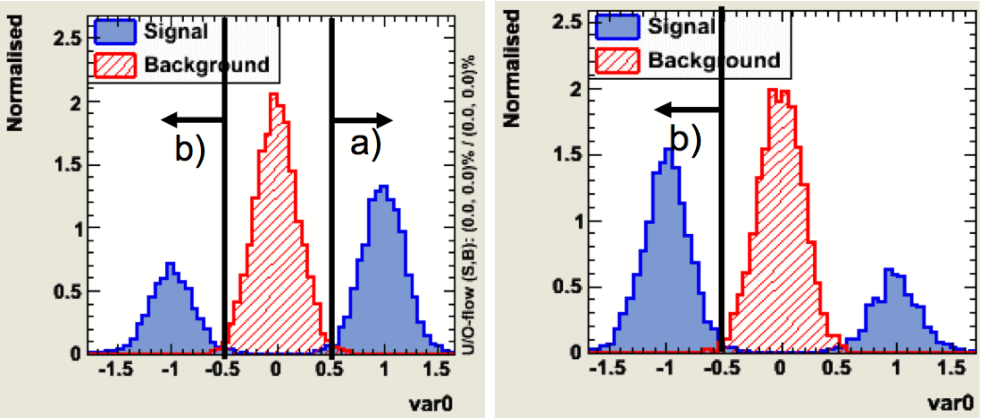


FIGURE III.19 – A gauche sont présentées les distributions du signal (rouge) et du bruit de fond (bleu) pour une variable $var0$, observées pour les événements de l'échantillon d'entraînement. La coupure permettant la meilleure séparation entre signal et bruit de fond (a) entraîne la mauvaise classification de tous les événements de type bruit de fond pour lesquels $var0$ a une valeur inférieure à cette coupure. Ces événements sont ainsi amplifiés (*boosting*) à l'itération suivante de l'entraînement. Il en résulte la distribution de gauche. La construction de l'arbre de décision permet désormais d'envisager la coupure (b). Le BDT final, correspondant à la combinaison de l'arbre initial et de l'arbre construit à l'aide des événements pondérés, permet de discriminer le signal et le bruit de fond de manière optimale [4].

au neurone j. Cette valeur est ensuite transformée à l'aide de la fonction d'activation $A(x)$ choisie :

$$y_j^2 = A(\sum_{i=1}^{n_{vars}} y_i^1 w_{ij}^1) \tag{III.23}$$

Finalement, la couche de sortie constitue la valeur finale y_{ANN} fournie par le réseau de neurones à partir des variables d'entrée qui lui sont soumises. Il s'agit d'une combinaison linéaire des N valeurs des neurones de la dernière couche cachée :

$$y_{ANN} = \sum_{j}^{N} y_j^2 w_j^2 \tag{III.24}$$

III.8.5.2 Entraînement d'un réseau de neurone

Au réseau de neurones initial sont affectés des poids synaptiques aléatoires et il est pour le moment inefficace. Pour le rendre apte à classer efficacement les événements il est nécessaire de passer par une phase d'entraînement correspondant à l'optimisation des poids. Le calcul des poids s'effectue en minimisant l'erreur E définie pour chaque élément

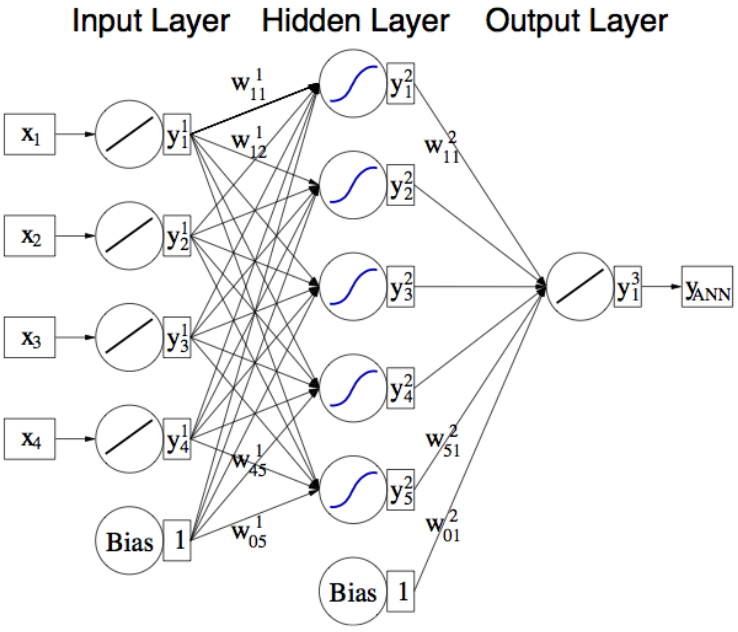


FIGURE III.20 – Schéma d'un réseau de neurones de type MLP : *Multi Layer Perceptron* avec une couche d'entrée, une couche cachée et une couche de sortie reliées entre elles par des synapses pondérées.

a de l'échantillon d'entraînement :

$$E = \sum_{a=1}^{N} \frac{1}{2}(y_{ANN,a} - \hat{y}_a)^2, \tag{III.25}$$

où $y_{ANN,a}$ correspond à la réponse du réseau de neurones à l'élément a de l'échantillon d'entraînement et $\hat{y}_a$ représente la valeur attendue pour ce même élément (0 ou -1 pour du bruit de fond, 1 pour du signal).
On utilise la méthode de descente de gradient pour minimiser l'erreur d'un élément à l'autre :

$$w^{(a+1)} = w^{(a)} - \eta \nabla_w E. \tag{III.26}$$

Les poids connectés à la sortie sont ainsi modifiés pour chaque élément, par la valeur :

$$\Delta w_{j1}^2 = -\eta \sum_{a=1}^{N} \frac{\partial E_a}{\partial w_{j1}^2} = -\eta \sum_{a=1}^{N} (y_{ANN,a} - \hat{y}_a) y_{j,a}^2. \tag{III.27}$$

Les poids connectés à la couche cachée sont ainsi modifiés par la valeur :

$$\Delta w_{ij}^1 = -\eta \sum_{a=1}^{N} \frac{\partial E_a}{\partial w_{ij}^1} = -\eta \sum_{a=1}^{N} (y_{ANN,a} - \hat{y}_a) y_{j,a}^2 (1 - y_{j,a}^2) w_{j1}^2 x_{i,a}. \tag{III.28}$$

III.8.6 Méthodologie pour construire et optimiser une analyse multivariée

III.8.6.1 Choix de la méthode d'analyse multivariée

Plusieurs critères importants sont à considérer lors du choix de la méthode à utiliser face à un problème précis :

- **La statistique** : L'ajustement des paramètres de l'analyse multivariée requiert un ensemble conséquent d'événements de manière à éviter les problèmes de surentraînement (voir section III.8.3.2).
- **Les corrélations** : Chaque analyse multivariée gère plus ou moins bien les corrélations entre les variables. Par exemple le discriminant de Fisher est tout à fait en mesure de traiter de manière appropriée les corrélations linéaires mais échoue face aux corrélations non linéaires. Les arbres de décisions et les réseaux de neurones ne souffrent pas de la présence de corrélations linéaires et non-linéaires et permettent même de les exploiter pour augmenter le pouvoir discriminant.
- **La dimensionalité** : Plus le nombre de variables d'entrée considérées est important, plus la convergence de l'entraînement est contrariée.
- **Les ressources** : Les différentes analyses multivariées ne nécessitent pas toutes les mêmes ressource en capacité de calcul. Ainsi une méthode performante mais difficile à utiliser.
- **La transparence** : Les méthodes de classification les plus simples (coupures séquentielles, vraisemblance etc..) restent relativement transparentes et le sens physique des coupures appliquées est souvent clair. Cela n'est pas aussi direct pour les méthodes du genre réseaux de neurones où une combinaison trop complexe (non-linéaire) pour se le représenter mentalement est effectuée.

Chaque méthode est plus ou moins sensible à chacun de ces critères, le tableau III.2 récapitule les forces et faiblesses des différentes analyses multivariées disponibles dans $TMVA$. La méthode choisie doit présenter le meilleur compromis face aux conditions du problème. Des tests empiriques aident à assurer le choix.

III.8.6.2 Les variables d'entrée

Il faut être attentif au pouvoir discriminant de chaque variable, à la taille de l'ensemble des variables d'entrée et aux corrélations puisque cela influe sur les performances des diverses méthodes multivariées. Le choix des variables d'entrée doit donc se faire en

Critère	Coupure	Likelihood	H-Matrix	Fisher	MLP	BDT	SVM
Corrélations linéaires	+	++	+	++	++	+	+
Corrélations non-linéaires	−	−	−	−	++	++	++
Rapidité d'entraînement	−	++	++	++	+	−	−
Rapidité de réponse	−	++	++	++	+	−	−
Surentraînement	++	+	++	++	+	−	++
Variables faibles	++	+	++	++	+	++	+
Dimensionalité	−	++	++	++	+	+	
Transparence	++	++	++	++	−	−	−

TABLE III.2 – Atouts (+) et faiblesses (-) de différentes méthodes multivariées [5] .

parallèle du choix de méthode.
De plus, l'entraînement étant un mécanisme itératif basé sur la minimisation de la différence entre la réponse attendue et la réponse de la méthode, un trop grand nombre de variables ou des variables de faible pouvoir discriminant vont contrarier la convergence de l'entraînement, ou bien le faire converger vers un minimum local. Il est ainsi fréquent qu'une transformation simple ou plus sophistiquée des variables d'entrée (combinaison préalable de plusieurs variables, élévation à une certaine puissance, etc.) améliore le pouvoir discriminant de l'analyse multivariée. Le choix d'une variable au lieu d'une autre, construite pourtant à l'aide de la même information, peut ainsi changer les performances de la méthode multivariée [69].

III.8.6.3 Catégorisation

Par une catégorisation judicieuse suivant par exemple des régions cinématiques ou géométriques en amont de la construction de l'analyse multivariée, il est possible de construire une méthode multivariée spécifique à chaque région ayant des performances supérieures à une analyse multivariée construite inclusivement. Les catégories doivent refléter une différence de propriétés en fonction d'une variable spectatrice (*i.e.* ne participant pas directement à la discrimination : par exemple la position η, autrement dit la

région centrale du détecteur vis-à-vis de la région à l'avant). Un exemple de catégorisation suivant η est présenté sur la figure III.21 et les résultats des analyses multivariées construites avec et sans catégorisation sur la figure III.22.

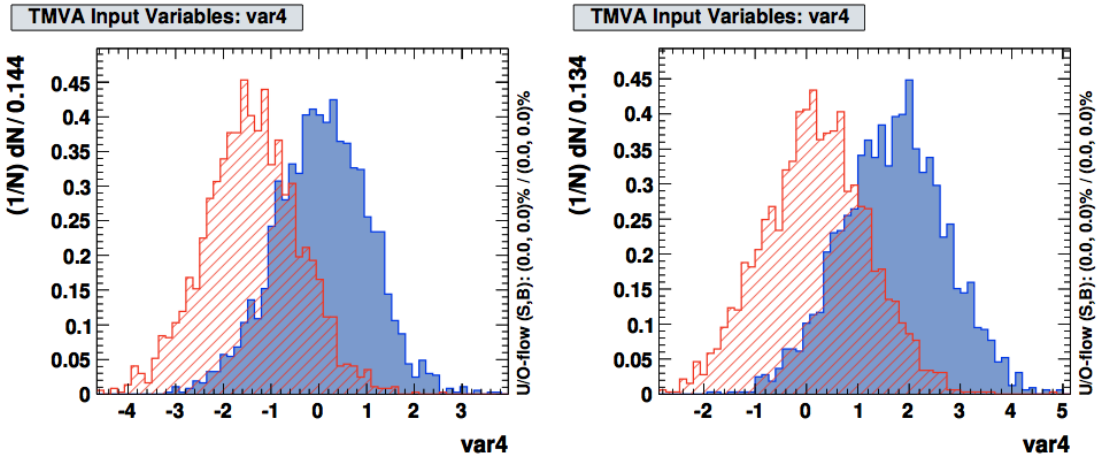


FIGURE III.21 – Exemple [5] d'utilisation des catégories. La variable $var4$ dépend de $|\eta|$: pour $|\eta| \leq 1.3$ (à gauche) le signal et le bruit de fond sont distribués selon des gaussiennes de moyennes faibles alors que pour $\eta > 1.3$ (à droite) les moyennes des distributions de $var4$ sont plus élevées. De plus, la résolution est moins bonne dans la région à l'avant. Ignorer cette dépendance en la variable spectatrice $|\eta|$ élargit les distributions gaussiennes pour le signal et le bruit de fond, réduisant ainsi leur séparation.

III.8.7 Conclusion

Nous avons présenté la puissance des analyses multivariées. La recherche d'un processus rare comme le boson de Higgs est à la limite de la sensibilité de notre expérience, et cette sensibilité est significativement améliorée par l'utilisation de telles techniques comme nous allons le voir dans la suite.

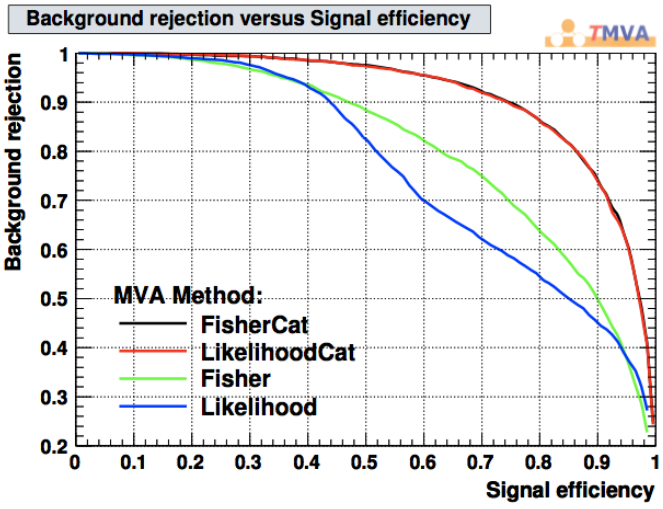


FIGURE III.22 – Efficacité de sélection du signal en fonction de la réjection du bruit de fond pour les méthodes construites sans (Fisher et Likelihood) et avec (FisherCat et LikelihoodCat) catégorisation. Ces discriminants ont été construits avec plusieurs variables d'entrée, dont $var4$, en catégorisant selon $|\eta|$ [5].

– Chapitre IV –

Identification des jets de saveurs lourdes

Everything has beauty, but not everyone sees it.

Confucius

Sommaire

IV.1 Caractéristiques des hadrons beaux 110

IV.2 Sélection des jets identifiables 112

IV.2.1 L'étiquetabilité 112

IV.2.2 Réjection des V^0 112

IV.3 Les algorithmes d'identification des jets beaux 115

IV.3.1 SVT : *Secondary Vertex Tagger* 115

IV.3.2 JLIP : *Jet LIfetime Probability tagger* 118

IV.3.3 CSIP : *Counting Signed Impact Parameter tagger* 122

IV.3.4 Optimisation à l'aide d'une méthode multivariée : séparation $b-light$ 124

IV.4 Performances de la sélection des jets beaux 129

IV.4.1 Définition de la saveur d'un jet dans les événements simulés . . . 130

IV.4.2 L'efficacité d'identification des jest beaux 131

IV.4.3 Le taux de mauvaise identification 135

IV.5 Séparation $b-c$ 138

IV.6 Identification des processus $W+jets\ beaux$ 139

IV.6.1 Données utilisées. 140

IV.6.2 Considérations de départ. 140

IV.6.3 Proposition de nouvelles variables discriminantes. 142

IV.6.4 Combinaison des variables à l'aide de techniques multi-variées. . 146

IV.6.5 Performances du discriminant *MVA Vbb*. 148

IV.6.6 Etudes systématiques du discriminant. 149

IV.6.7 Description du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ dans la simulation 152
IV.6.8 Utilisation du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ 154

Les jets de quarks b sont la signature d'un large éventail de processus physiques comme la désintégration du quark top, la désintégration d'un boson de Higgs standard léger ou supersymétrique le plus léger. La capacité à identifier les jets beaux est cruciale pour réduire l'écrasante quantité de bruits de fond impliquant des jets de saveurs légères (de quarks u, d, s) ou charmée.
Ce chapitre expose en introduction les propriétés caractéristiques des jets issus de l'hadronisation d'un quark beau par rapport aux jets issus de l'hadronisation de quarks de saveurs légères et charmée. Il présente ensuite les différentes méthodes d'identification des jets beaux qui ont été développées dans l'expérience DØ, et l'algorithme actuel, qui combine ces différentes méthodes avec une analyse multivariée. La quatrième partie est consacrée à l'estimation des performances de ces algorithmes : efficacité d'identification des jets beaux et réjection des autres saveurs. Et enfin nous présentons les algorithmes développés pour identifier des processus face auxquels les méthodes habituelles d'identification des jets beaux sont inefficaces : les jets charmés et les processus $Vb\bar{b}$ [1].

IV.1 Caractéristiques des hadrons beaux

Le quark b produit au Tevatron se fragmente et se hadronise, produisant une gerbe constituée d'un hadron beau accompagné d'autres particules. Ce hadron beau emporte près de 70 % de l'énergie initiale du quark b, l'énergie restante est partagée entre les autres particules contenant des quarks plus légers (u, d, s). Le hadron beau se désintègre avec un $c\tau$ de 400 à 500 μm (correspondant à un vol apparent de quelques mm dans le détecteur), généralement en un hadron charmé et d'autres particules issues du W. Ce hadron charmé se désintègre à son tour avec des $c\tau$ allant de 50 à 300 μm selon les hadrons charmés. Finalement, la fragmentation, hadronisation puis désintégration d'un quark beau aboutit à 1 ou 2 vertex secondaires distincts entre eux et distincts du vertex primaire. Quant aux jets issus de l'hadronisation d'un quark léger, ils comportent soit des particules stables sur de très grandes distances, soit se désintègrent très rapidement en un point indiscernable du vertex primaire (à l'exception des V^0 discutés ci-après). Un schéma d'un exemple d'un jet beau résultant de la hadronisation d'un quark b est montré sur la figure IV.1.

Ces caractéristiques ont une influence sur certaines grandeurs cinématiques et topologiques mesurables par le détecteur, qui vont nous aider à différencier les jets beaux des jets légers :

1. Où V représente un boson vecteur W ou Z.

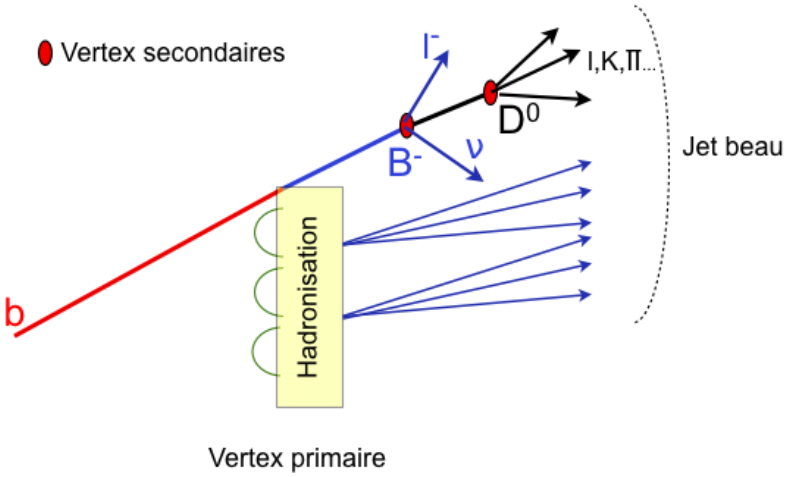


FIGURE IV.1 – Illustration d'un jet issu de la hadronisation d'un quark beau.

- L'existence d'un ou deux vertex déplacés entraîne la présence de traces à grand paramètre d'impact (noté IP sur la figure IV.2), qui correspond à la distance d'approche minimale d'une trace au vertex primaire.
- L'énergie du quark emportée par le hadron beau étant en moyenne importante, un jet beau aura une grande multiplicité de traces d'impulsion élevée, ce qui a pour conséquence également une ouverture angulaire différente de celle des jets de saveurs plus légères.
- Le quark b étant le quark le plus lourd se hadronisant, la masse reconstruite du vertex secondaire est élevée.

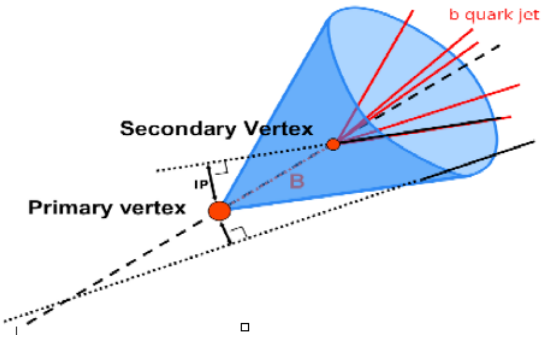


FIGURE IV.2 – Schéma d'un jet de quark b. On définit le paramètre d'impact (IP) comme la distance minimale de la trajectoire d'une trace extrapolée au vertex primaire.

Notons pour finir que les jets charmés ont généralement des caractéristiques intermédiaires entre celles des jets beaux et celles des jets de saveurs u, d, s.

IV.2 Sélection des jets identifiables

IV.2.1 L'étiquetabilité

L'identification de la saveur du parton à l'origine du jet reconstruit est basée sur les propriétés des traces associées au jet reconstruit. Ce jet est reconstruit à partir des informations calorimétriques (voir chapitre III). Il faut donc s'assurer dans un premier temps qu'un nombre suffisant de traces de bonne qualité sont associées à ce jet. On parle de critère d'étiquetabilité.

On reconstruit les jets de traces de la façon suivante :

1. On requiert au moins un coup dans le SMT pour les traces associées au jet reconstruit dans un cône de $\Delta R = 0.5$, une distance au vertex primaire de moins de 2 mm dans le plan transverse (IP_{xy}) et 4 mm selon l'axe z (IP_z). De plus les traces doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV.
2. On utilise ensuite un algorithme itératif basé sur l'algorithme *Snowmass* pour associer les traces au jet à partir de traces *graines* de $P_T > 1$ GeV. A chaque itération, on associe au jet de traces les traces se trouvant dans un cône de rayon $\Delta R < 0.5$ autour de son axe puis on recalcule son quadrivecteur à partir des traces i :
   - $E_T = \sum E_{Ti}$,
   - $\eta = \frac{1}{E_T} \sum E_{Ti}\eta_i$,
   - $\phi = \frac{1}{E_T} \sum E_{Ti}\phi_i$.
3. Après convergence de cette procédure, le jet est considéré comme étiquetable si au moins deux traces lui sont associées.

Comme le détecteur n'est pas homogène, l'efficacité de reconstruction et de sélection des jets de traces dépend selon η et P_T. De plus dans DØ, la région d'interaction considérée est assez étendue (sur ≈ 60 cm pour l'analyse WH) et cela affecte la paramétrisation de cette efficacité. Nous effectuons donc cette paramétrisation en η et P_T pour différentes régions en $z' \equiv z \times sign(\eta, z)$:

- $-60\ cm < z' < -46\ cm$,
- $-46\ cm < z' < -38\ cm$,
- $-38\ cm < z' < 20\ cm$,
- $20\ cm < z' < 36\ cm$,
- $36\ cm < z' < 60\ cm$.

Les étiquetabilités des jets ainsi dérivées sont visibles sur la figure IV.3.

IV.2.2 Réjection des V^0

Les V^0 sont des mésons neutres se désintégrant par interaction faible en deux particules chargées. En particulier le $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ qui a un $c\tau$ de 2.7 cm environ et le $\Lambda^0 \to p\pi^-$ dont le $c\tau$ est de 7.89 cm. Ces désintégrations produisent des particules chargées ayant un

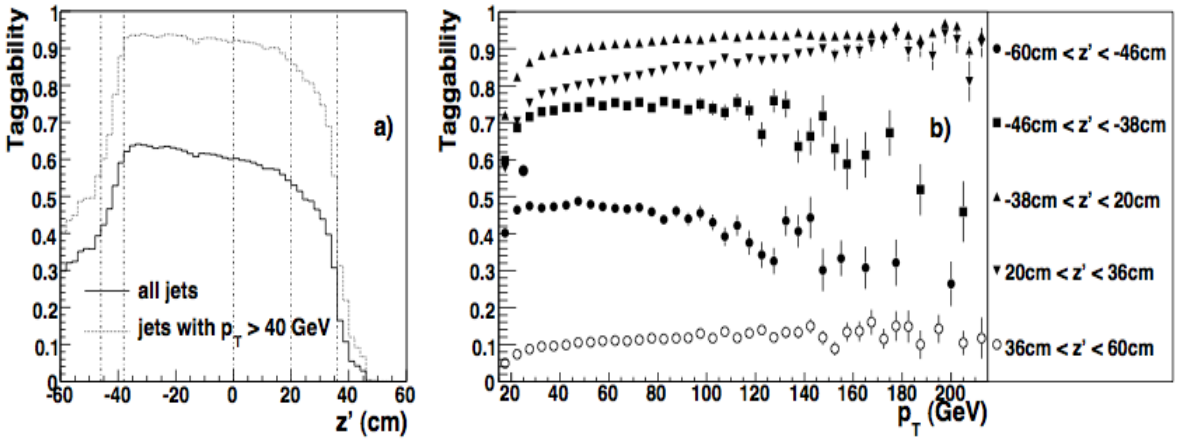


FIGURE IV.3 – Etiquetabilité des jets en fonction de $z' \equiv z \times sign(\eta, z)$. Les lignes discontinues verticales délimitent les différentes régions en z' choisies pour la paramétrisation (a). La figure (b) représente l'étiquetabilité en fonction de l'impulsion transverse du jet pour les différentes régions en z'.

grand paramètre d'impact et correspondent à des vertex secondaires distincts du vertex primaire.

De plus une conversion de photon $\gamma \to e^+ + e^-$ dans le matériau du détecteur peut se produire à une distance importante de l'axe du faisceau, donnant l'impression d'observer un vertex déplacé. Tous ces processus (V^0 et conversion de photon) produisent des traces ayant des propriétés similaires à celles permettant d'identifier un jet beau.

Les traces associées à des jets provenant de la désintégration de K_S^0 ou de Λ^0 sont rejetées en appliquant les critères suivants à tous les couples de traces de charges opposées ayant un vertex commun :

- La significance[2] de la distance d'approche minimale au vertex primaire dans le plan transverse $S_D = IP_{xy}/\sigma_{IP_{xy}}$ des deux traces doit satisfaire $|S_D| > 3$.
- La position en z des traces au point d'approche minimale dans le plan longitudinal IP_z doit être éloignée du vertex primaire de moins de 1 cm, de manière à supprimer les traces mal reconstruites.
- Le candidat V^0 résultant doit avoir une distance d'approche minimale au vertex primaire inférieure à 200 μm. Ce critère est imposé pour permettre de rejeter uniquement les candidats qui ont pour origine le vertex primaire, et ne pas éliminer les traces issues des décroissances de saveurs lourdes.
- Les masses invariantes reconstruites à partir des traces doivent satisfaire soit 472 $MeV \leq$

2. On définit la significance d'une variable comme sa valeur divisée par l'incertitude sur cette valeur.

$m \leq 516\ MeV$ correspondant au cas d'un K_S^0, soit $1108\ MeV \leq m \leq 1122\ MeV$ correspondant à un Λ^0. Pour le cas du K_S^0 on suppose que les traces chargées correspondent à des pions chargés alors que pour le Λ^0 on considère que la trace de plus haut P_T est un proton. Les distributions des masses invariantes des K_S^0 et Λ^0 reconstruits sont montrées sur la figure IV.4.

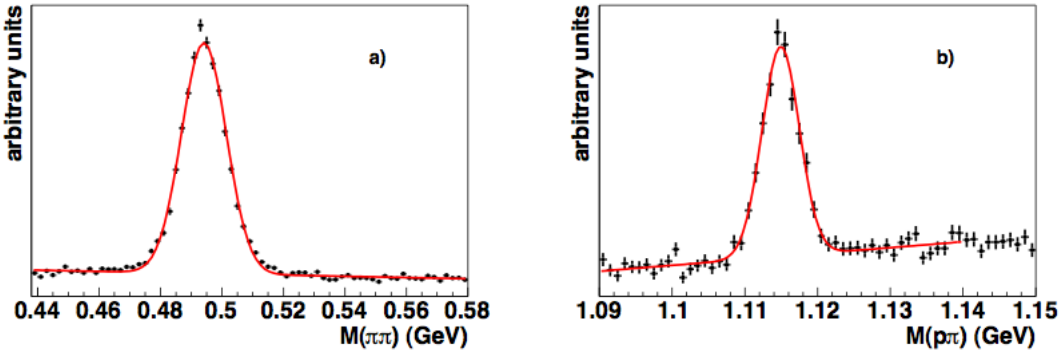


FIGURE IV.4 – Distribution de masse invariante des K_S^0 (a) et Λ^0 (b) reconstruits.

L'efficacité d'identification des V^0 dépend de l'impulsion transverse de leur produits de désintégration ainsi que de la position du vertex secondaire. Par exemple l'efficacité d'identification d'un K_S^0 en fonction de la position transverse du vertex secondaire est montrée sur la figure IV.5.

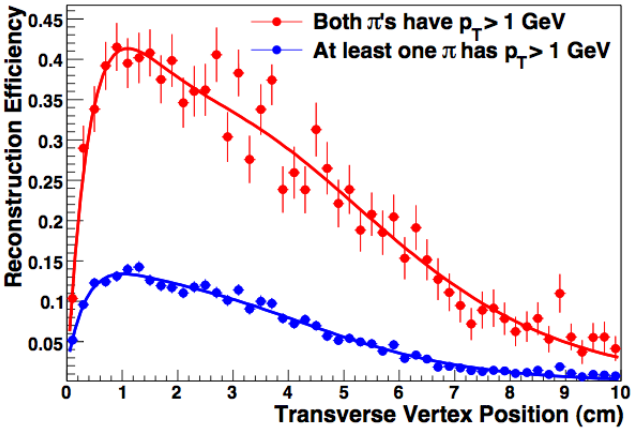


FIGURE IV.5 – Efficacité d'identification d'un K_S^0 se désintégrant en une paire $\pi^+\pi^-$ en fonction de la position transverse du vertex secondaire pour les cas où deux (en rouge) ou au moins un (en bleu) des pions a une impulsion transverse supérieure à 1 GeV. L'étude a été effectuée à partir d'une simulation Monte-Carlo d'événements multijets.

En ce qui concerne le bruit de fond produit par des conversions de photons, il est

identifié à partir de la séparation angulaire entre deux traces de charges opposées et ayant un vertex commun, correspondantes à l'électron et au positron. Cette séparation angulaire étant très faible, on requiert des traces séparées de moins de 30 μm et la masse invariante reconstruite correspondante doit être inférieure à 25 MeV. Les distributions radiales et longitudinales des candidats ainsi sélectionnés sont visibles sur la figure IV.6, elles suivent la distribution de matière des tonneaux et des disques du SMT.

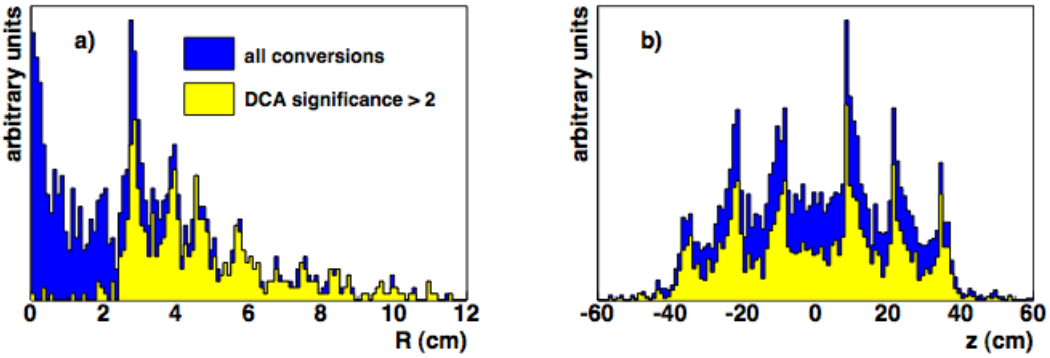


FIGURE IV.6 – Distribution des vertex reconstruits correspondant à des conversions de photons en fonction de la distance radiale (a) et le long de l'axe du faisceau (b).

IV.3 Les algorithmes d'identification des jets beaux

Plusieurs algorithmes d'identification des jets beaux ont été développés dans DØ, exploitant des propriétés différentes des hadrons beaux. Ces algorithmes ne sont donc pas entièrement corrélés et l'utilisation individuelle de ces algorithmes a été abandonnée dans DØ en 2006 au profit de leur combinaison à l'aide d'outils d'analyse multivariée. Nous commençons par décrire les 3 algorithmes individuels (SVT, JLIP et CSIP) puis dans la partie IV.3.4 nous présentons l'algorithme actuellement utilisé.

IV.3.1 SVT : *Secondary Vertex Tagger*

Les quarks beaux génèrent une gerbe contenant plusieurs particules chargées provenant du point de désintégration du hadron beau. Une méthode d'identification consiste à reconstruire ce point de désintégration en un vertex secondaire, distant du vertex d'interaction primaire. L'algorithme SVT reconstruit ce vertex secondaire en extrapolant les traces sélectionnées vers un point d'origine commun [70].

Après l'identification et la sélection du vertex primaire (voir chapitre III), on reconstruit le vertex secondaire à partir des traces associées à chaque jet étiquetable. En plus

des critères utilisés pour la construction des jets de traces (énumérés dans la section IV.2), on requiert également que chaque trace satisfasse :

- au moins deux coups dans le SMT,
- une impulsion transverse dépassant 0.5 GeV,
- un paramètre d'impact IP_{xy} dans le plan transverse par rapport au vertex primaire inférieur à 1.5 mm,
- une séparation IP_z dans la direction de l'axe z entre le point d'approche minimum à l'axe du faisceau et le vertex primaire inférieure à 4 mm,
- on retire de la sélection les traces identifiées comme provenant de V^0.

Toutes les traces satisfaisant ces critères sont utilisées dans l'algorithme reconstruisant le vertex secondaire :

1. On ne considère que les traces à grande valeur de significance du paramètre d'impact $|S_{IP}| > 3$.
2. On reconstruit tous les vertex possibles à partir de toutes les combinaisons de paires de traces en utilisant un algorithme de Kalman [71]. On ne retient que les vertex dont l'ajustement correspond à un χ^2 inférieur à $\chi^2_{max} = 100$. Un tel vertex est communément appelé un vertex "graine".
3. Toutes les traces additionnelles pointant vers ces vertex graines sont ajoutées une à une, selon leur contribution au χ^2 de l'ajustement. La trace conduisant à l'augmentation minimale du χ^2 est retenue.
4. Cette dernière opération est répétée jusqu'à ce que l'augmentation du χ^2 excède 15 ou que le χ^2 dépasse χ^2_{max}.
5. Le vertex résultant est sélectionné si le cosinus de l'angle entre son impulsion reconstruite (la somme de l'impulsion des traces qui lui sont associées) et la direction du vertex primaire au vertex secondaire est inférieure à 0.9, et si la distance de décroissance dl_{xy} entre le vertex primaire et le vertex secondaire dans la direction transverse est inférieure à 2.6 cm.
6. Finalement, les candidats vertex secondaires restants sont associés au jet calorimétrique le plus proche si la séparation angulaire ΔR entre la direction du vertex primaire au vertex secondaire et la direction du jet calorimétrique est inférieure à 0.5.

Une fois le vertex secondaire reconstruit, l'algorithme SVT exploite ses caractéristiques suivantes :

- la multiplicité en vertex reconstruits dans un jet de traces N_{vtx} ;
- le nombre de traces associées au vertex secondaire N_{trk} ;
- la masse invariante du vertex m_{vtx}, reconstruite à partir des quadrivecteurs de chaque trace associée, en émettant l'hypothèse que toutes les particules à l'origine de ces traces sont des pions chargés ;

Catégories de trace	SL	ML	LX	L	T
P_T minimum (GeV)	0.5	0.5	0.5	1.	1.
augmentation max. de χ^2	15.	15.	10.	10.	3.
IP_{xy} minimum (mm)	0.	1.5	3.	3.	3.5

TABLE IV.1 – Critères de sélection des traces utilisées par l'algorithme SVT pour différents points de fonctionnement.

– la significance de la longueur de désintégration dans le plan transverse $S_{xy} = \frac{dl_{xy}}{\sigma(dl_{xy})}$ où $\sigma(dl_{xy})$ représente l'incertitude sur la valeur mesurée de dl_{xy}.

Les distributions de ces variables sont visibles sur la figure IV.7.

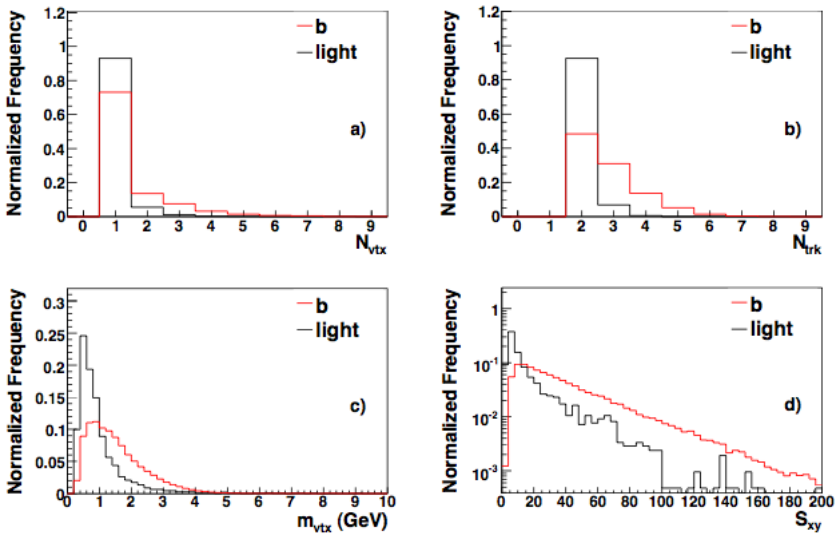


FIGURE IV.7 – Distributions des variables discriminantes entre jets beaux (rouge) et jets légers (noir) utilisées par l'algorithme SVT. Sont représentés : (a) la multiplicité N_{vtx} en vertex secondaires reconstruits dans un jet de traces, (b) le nombre de traces N_{trk} associées au vertex secondaire, (c) la masse m_{vtx} du vertex et enfin (d) la significance de la longueur de désintégration S_{xy}.

Plusieurs points de fonctionnement de l'algorithme sont définis en fonction des valeurs minimales de P_T et IP_{xy} exigées pour la sélection des traces ainsi que la valeur maximale de la participation à l'augmentation du χ^2 global. Les valeurs données précédemment correspondent à la configuration L pour *Loose*, les autres valeurs sont présentées dans le tableau IV.1 et correspondent à des sélections *Super Loose* (SL), *Medium Loose* (ML), *Loose X-tra* (LX), *Loose* (L) et *Tight* (T).

IV.3.2 JLIP : *Jet LIfetime Probability tagger*

Les traces issues de la désintégration des hadrons beaux convergent vers le point de désintégration et non vers le point de la collision. Ces traces ont par conséquent un paramètre d'impact non nul. Une deuxième méthode d'identification des jets beaux a été développée dans DØ utilisant cette propriété [72] : la méthode JLIP, pour $Jet\ LIfetime\ Probability$.

A partir du paramètre d'impact de toutes les traces associées au jet calorimétrique on peut fabriquer une nouvelle variable qui représente la probabilité que le jet provienne du vertex primaire. Par construction, on s'attend à ce que les jets de quarks légers aient une distribution de probabilité uniforme alors que les jets de quarks b et c se concentrent à basse valeur. Une coupure sur cette probabilité nous permet donc de sélectionner les jets de quarks b en fonction de l'efficacité désirée et du taux de mauvaise identification qui lui est associé.

IV.3.2.1 Etalonnage de l'incertitude sur le paramètre d'impact

L'algorithme JLIP utilise la significance du paramètre d'impact, autrement dit sa valeur divisée par l'incertitude $S_{IP} = IP/\sigma_{IP}$. Cette quantité est signée dans le plan transverse au faisceau par $cos(\overrightarrow{IP}, \overrightarrow{jet})$ comme montré sur le schéma de la figure IV.8. Pour les jets de particules plus légères, la distribution de S_{IP} est au premier ordre une gaussienne, centrée en 0, correspondant à la résolution sur le paramètre d'impact reconstruit.

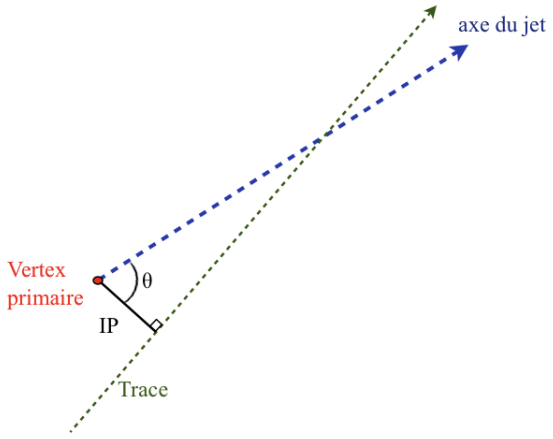


FIGURE IV.8 – Le paramètre d'impact est signé par l'angle $\cos\theta$.

Si σ_{IP} décrivait correctement la résolution sur le paramètre d'impact, la distribution de S_{IP} devrait être une gaussienne de largeur valant 1. En pratique ce n'est pas le cas, et un étalonnage de l'incertitude sur le paramètre d'impact est effectué.

La paramétrisation de l'incertitude sur le paramètre d'impact s'effectue en considérant 5 super-catégories de traces pour tenir compte de la qualité de leur reconstruction :

- les traces ayant au plus 6 coups dans le CFT et au moins un coup dans le SMT dans la région $|\eta| > 1.6$ (1 super-catégorie),
- les traces avec au moins 7 coups dans le CFT et 1,2,3 ou 4 coups dans le SMT (4 super-catégories).

De plus, la résolution sur le paramètre d'impact étant dégradée par l'interaction multiple de la particule chargée, la correction est estimée en fonction de la variable p_{scat} définie comme le produit $p_{scat} = p(sin\theta)^{3/2}$, p étant l'impulsion de la particule et θ son angle polaire par rapport à l'axe du faisceau. En effet, la diffusion due à l'interaction multiple est inversement proportionnelle à l'impulsion transverse $P_T = psin\theta$ et proportionnelle à la racine carrée de la distance parcourue par la particule dans le matériau. Si l'on considère le détecteur comme un cylindre centré autour de l'axe du faisceau, cette distance est inversement proportionnelle à $sin\theta$.
Enfin, il existe une dépendance en la multiplicité des traces associées au vertex primaire traduisant d'une part le taux d'occupation du détecteur et d'autre part la résolution du vertex primaire.
On va finalement évaluer la largeur de la gaussienne ajustée sur la distribution de σ_{IP} pour un échantillon d'événements multijets. L'écart par rapport à 1 correspond au facteur correctif α à appliquer sur l'incertitude σ_{IP}. En résumé le facteur correctif α dépend de la multiplicité des traces N_{PV} au vertex primaire, de p_{scat}, ainsi que de la catégorie i des traces considérées :

$$\sigma_{IP} = \alpha(N_{PV}, p_{scat}, i).\sigma_{IP}. \tag{IV.1}$$

On peut voir les ajustements correspondant à la correction α à appliquer pour différentes catégories de traces et pour 16 régions en p_{scat} sur la figure IV.9, ainsi que l'ajustement en fonction du nombre de vertex sur la figure IV.10.

On remarque que le facteur correctif à appliquer aux données est systématiquement supérieur à celui à appliquer aux simulations. Cela traduit une simulation imparfaite de la matière traversée par les particules chargées.

Une fois corrigée, σ_{IP} peut être parametrisé avec une équation de la forme :

$$\sigma_{IP} = \frac{a}{p_{scat}} + b. \tag{IV.2}$$

Un exemple de la dépendance de l'incertitude σ_{IP} en fonction de p_{scat} pour différentes catégories de traces et après correction est visible sur la figure IV.11

Nous observons que la résolution sur le paramètre d'impact est de l'ordre de 50 μm dans les données (cela dépend bien-sûr entre autres de la qualité de la trace et de son impulsion).

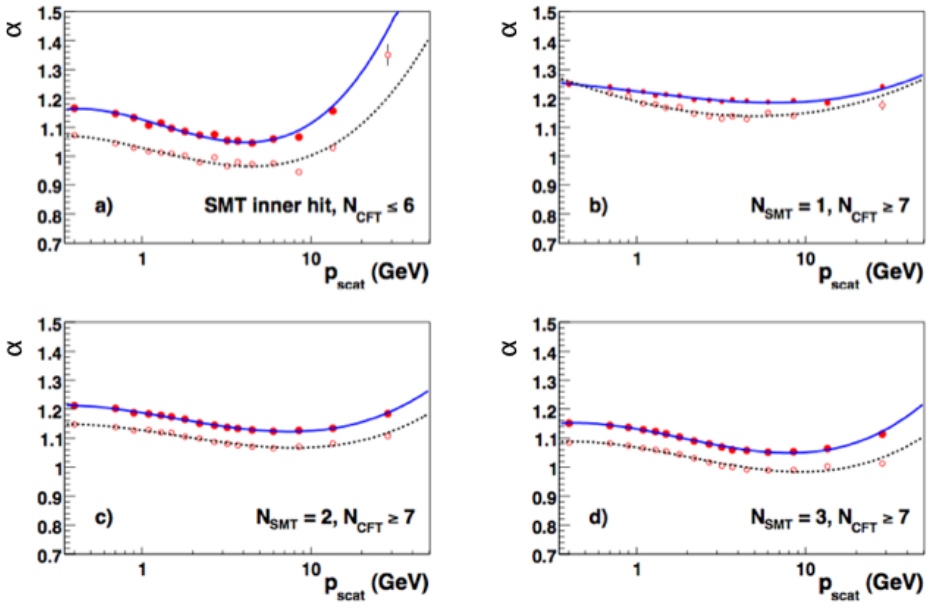


FIGURE IV.9 – Ajustement sur les facteurs correctifs α en fonction de p_{scat} pour différentes catégories de traces. Les points rouges pleins (resp. vides) correspondent aux données (resp. aux simulations d'événements multijet).

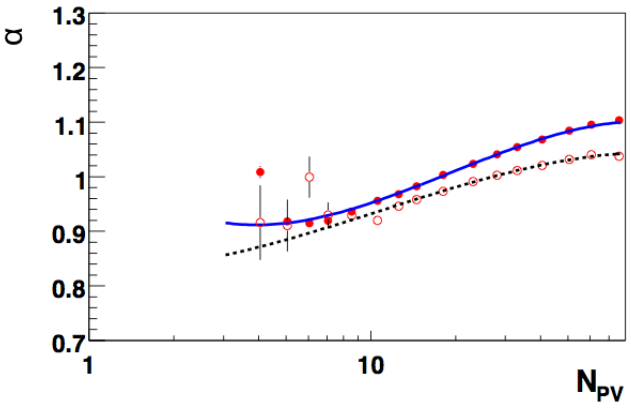


FIGURE IV.10 – Ajustement des facteurs correctifs α en fonction de la multiplicité en traces associées au vertex primaire. Les points rouges pleins (resp. vides) correspondent aux données (resp. à la simulation d'événements multijet).

IV.3.2.2 Construction de la probabilité

La partie négative de la distribution de S_{IP} est due à la résolution sur le paramètre d'impact. On va donc étalonner notre algorithme sur cette partie négative qui ne sera pas utilisée par la suite. En effet on n'attend pas de différences exploitables entre les jets légers

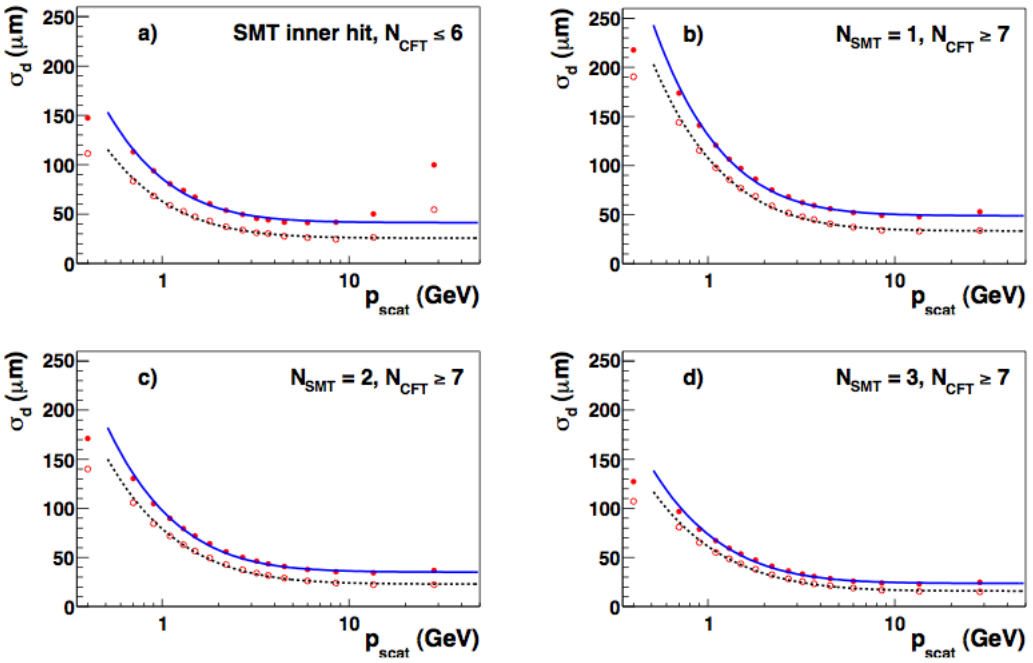


FIGURE IV.11 – Distributions corrigées de σ_{IP} en fonction de p_{scat} pour différentes catégories de traces. Les points rouges pleins (resp. vides) correspondent aux données (resp. à la simulation d'événements multijet) avec leurs ajustements respectifs en bleu et pointillés.

et ceux de saveur lourde dans cette partie négative. L'intérêt est d'utiliser uniquement les données réelles et de ne pas dépendre de la qualité des simulations pour l'étalonnage de la méthode. Il s'agit donc d'évaluer une densité de probabilité $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{\mathcal{IP}})$ que la particule provienne du vertex d'interaction primaire en effectuant un ajustement gaussien sur la partie négative de la distribution de S_{IP} corrigée (voir section IV.3.2.1). Les six catégories définies pour la correction α de la section précédente sont raffinées pour tenir également compte de l'impulsion transverse P_T des traces, de leur χ^2 et de leur position en $|\eta|$. On aboutit à 29 catégories (65 pour le Run IIb) correspondant à des différences cinématiques, géométriques ou de matériau (voir tableau IV.2).

On peut construire la probabilité $P_{trace}(S^0_{IP})$ correspondant à la probabilité qu'une trace ait une valeur $S_{IP} > S^0_{IP}$:

$$P_{trace}(S^0_{IP}) = \int_{S^0_{IP}}^{\infty} \mathcal{R}(s)ds. \tag{IV.3}$$

En supposant que la distribution de S_{IP} est symétrique pour les traces provenant du vertex primaire, cette distribution sera donc par construction uniforme de 0 à 1. Par contre les traces de particules à long temps de vie ayant un paramètre d'impact plus important seront concentrées aux faibles valeurs de $P_{trace}(S_{IP})$.

Coups dans le SMT	Coups dans le CFT	$\|\eta\|$	χ^2	P_T
≥ 1 dans la couche L0	≤ 6	1.6-2 ou > 2	> 0	> 1
1	≥ 7	< 1.2	0-2 ou > 2	> 1
”	≥ 7	> 1.2	> 0	> 1
2, 3, 4	≥ 7	< 1.2	0-2	1-2, 2-4 ou > 4
2, 3, 4	≥ 7	< 1.2	2-4 ou > 4	> 1
2, 3, 4	≥ 7	1.2-1.6	0-2 ou > 2	> 1
2, 3, 4	≥ 7	> 1.6	> 0	> 1

TABLE IV.2 – Catégories de traces utilisées lors du Run IIa pour le calcul de $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{\mathcal{IP}})$.

Pour éviter des statistiques trop faibles, on se limite à la partie $|S_{IP}| < 50$, d'où l'expression suivante de la probabilité normalisée qu'une trace vienne du vertex primaire :

$$P_{trace}(S_{IP}) = \frac{\int_{-50}^{-|S_{IP}|} \mathcal{R}(s)ds}{\int_{-50}^{0} \mathcal{R}(s)ds} \tag{IV.4}$$

Les distributions correspondantes à l'équation IV.3 pour différentes saveurs et pour des paramètres d'impact positifs et négatifs sont visibles sur la figure IV.12.

La probabilité qu'un jet ait été produit au vertex primaire est construite en combinant les probabilités de toutes les traces associées au jet. Si on suppose que les probabilités des traces sont décorrelées, on obtient pour N traces associées au jet :

$$P^{+}_{jet} = \Pi^{\pm} \times \sum_{j=0}^{N^{\pm}_{traces}-1} \frac{(-log\Pi^{\pm})^j}{j!} \quad où \ \Pi^{\pm} = \prod_{i=1}^{N^{\pm}_{traces}} P_{trace}(S^{IP>0}_{IP<0}) \tag{IV.5}$$

L'exposant ± correspond à l'utilisation des traces de paramètres d'impact respectivement positifs ou négatifs. La probabilité P^{-}, permet de vérifier que la distribution de probabilité pour des jets dont les traces ont une significance négative $S_{IP} < 0$ est bien uniforme. Les distributions correspondantes à cette équation pour différentes saveurs et pour des paramètres d'impact positifs et négatifs sont visibles sur la figure IV.13.

IV.3.3 CSIP : *Counting Signed Impact Parameter tagger*

Un troisième algorithme a été développé dans DØ, CSIP, qui est basé sur la significance des paramètres d'impact des traces, comme JLIP. Mais alors que JLIP construit une variable continue à partir d'un ensemble de traces associées au jet, CSIP procède simplement au comptage des traces à grand paramètre d'impact. Des critères beaucoup plus contraignants sont appliqués aux traces associées à un jet dans un cône de $\Delta R < 0.5$

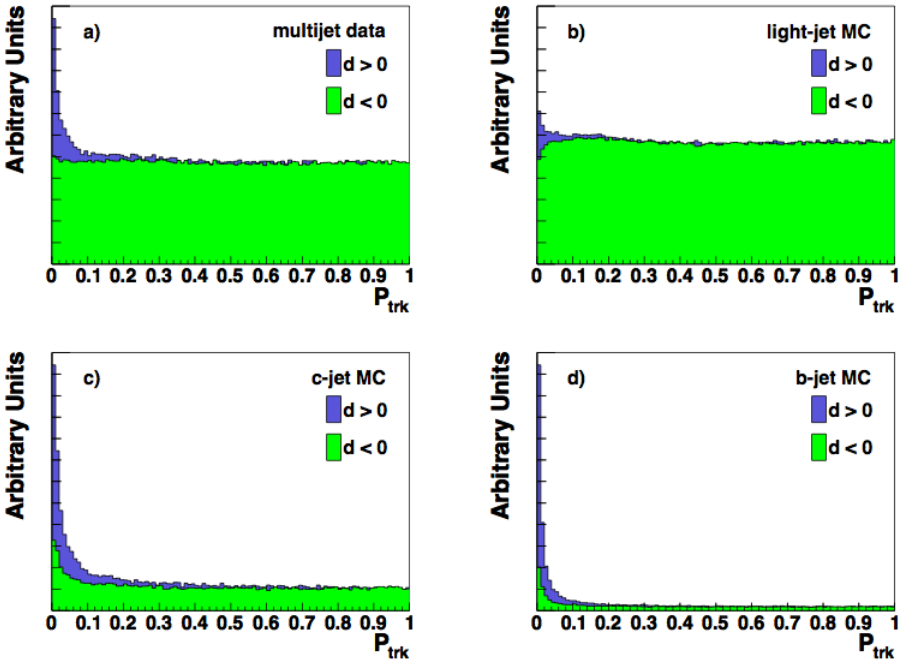


FIGURE IV.12 – Probabilité P_{trace} qu'une trace ait une valeur $S_{IP} > S^0_{IP}$ correspondant à la probabilité que la trace ait été produite au vertex primaire. Distribution pour un lot de données multijets (a), simulation Monte Carlo de jets de saveurs légères (b) et de jets de quarks c (c) et b (d). Les distributions bleues (resp. vertes) ont été obtenues avec les traces de paramètres d'impact positifs (resp. négatifs).

autour de l'axe du jet. Puis l'identification des jets beaux est effectuée en fonction du nombre de traces passant les critères de sélection, qui sont les suivants :

- on requiert que chaque trace soit associée à l'interaction dure, pour cela on demande que la différence IP_z selon l'axe z du point d'approche minimal et du vertex primaire soit inférieur à 1 cm,
- Le paramètre d'impact ne doit pas être trop important, $|IP| < 2\ mm$.
- L'impulsion transverse de la trace doit être supérieure à 1 GeV.
- L'ajustement de la trace doit être de bonne qualité, le χ^2 par degré de liberté χ^2_{ndof} doit être inférieur à 9.
- Les traces dont le χ^2_{ndof} est inférieur à 3 doivent avoir au moins 2 coups dans le SMT.
- Les traces avec $3 \leq \chi^2_{ndof} < 9$ doivent avoir soit 4 coups dans le SMT et au moins 13 coups dans le CFT, soit au moins 5 coups dans le SMT, soit aucun coup dans le SMT et au moins 11 coups dans le CFT.

Le dernier point permet d'imposer un critère de qualité plus strict pour les traces situées dans la région $|\eta| > 1.5$. En effet, dans cette partie du détecteur qui correspond aux

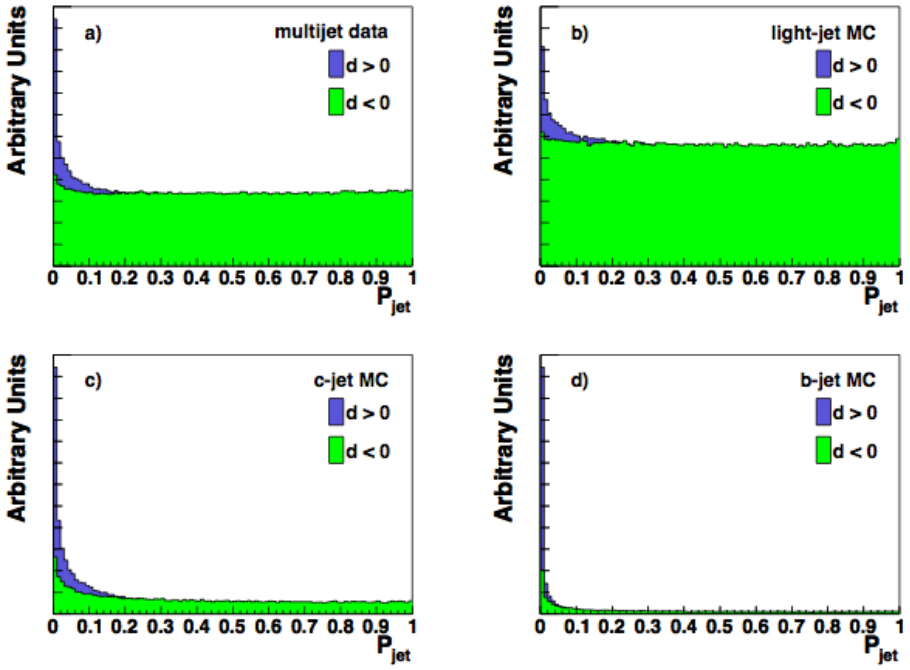


FIGURE IV.13 – Probabilité P_{jet} qu'un jet provienne du vertex primaire (voir equation IV.5). Distributions obtenues avec un lot de données multijets (a), avec des jets de saveurs légères simulés (b) et avec des jets de quarks c simulés (c) et b (d). Les distributions des probabilités P^+ et P^- calculées avec les traces de paramètres d'impact positifs et négatifs sont montrées en bleu et en vert respectivement.

disques à l'avant du SMT, le taux de traces mal reconstruites est plus important.
Un jet est identifié comme étant un jet beau s'il existe au moins deux traces ayant une valeur de $S_{IP}/a > 3$, ou bien au moins 3 traces avec $S_{IP}/a > 2$, a étant le paramètre déterminant le choix du point de fonctionnement de l'algorithme.

IV.3.4 Optimisation à l'aide d'une méthode multivariée : séparation $b - light$

Les analyses de physique des hautes énergies représentent des problèmes complexes placés dans un espace de très haute dimensionalité. La recherche systématique du meilleur point de fonctionnement dans cet espace se heurte à la quantité de variables importante ainsi qu'à la corrélation entre ces variables. L'analyse multivariée par opposition à l'application séquentielle de critères de sélection s'impose donc comme la méthode la plus efficace pour exploiter le maximum d'information des variables. La philosophie générale des analyses multivariées ainsi que le fonctionnement des différentes méthodes utilisées dans DØ sont expliqués dans la section III.8.

Une première combinaison des différents algorithmes d'étiquetage des quarks beaux par une méthode multivariée a été réalisée en 2006 dans DØ [73]. Nous présentons ici l'algorithme actuellement utilisé qui discrimine les jets beau par rapport aux jets légers (*b-light*).

IV.3.4.1 Les variables

Les variables utilisées pour une analyse multivariée sont choisies de manière à représenter le maximum d'information nécessaire à la discrimination recherchée. Dans le cas de la séparation des jets beaux et des jets légers, l'information discriminante peut être apportée par les variables des algorithmes individuels présentés dans les sections précédentes.

L'algorithme CSIP propose des points de fonctionnement discrets alors que l'idéal pour une analyse multivariée est l'utilisation de distributions continues. On définit alors une combinaison CSIP COMB qui a pour avantage non seulement de combiner la quasi totalité de l'information apportée par les différents points de fonctionnement de CSIP mais également de fournir une distribution étalée sur un plus large intervalle [73]. On combine ainsi :

- **CSIP 2s** : le nombre de traces ayant une significance du paramètre d'impact S_{IP} supérieure à 2 ;
- **CSIP 3s** : le nombre de traces ayant une significance du paramètre d'impact S_{IP} supérieure à 3 ;
- **CSIP 2w** : le nombre de traces ayant une significance du paramètre d'impact S_{IP} négative inférieure à -2 et une séparation angulaire $\Delta\phi < 1.15$ entre la trace et l'axe du jet ;
- **CSIP 3w** : le nombre de traces ayant une significance du paramètre d'impact S_{IP} négative inférieure à -3 et une séparation angulaire $\Delta\phi < 1.15$ entre la trace et l'axe du jet.

On définit finalement CSIP COMB comme une combinaison linéaire telle que :

$$CSIP\ COMB = 6 \times 3s + 4 \times 2s + 3 \times 3w + 2 \times 2w.$$

La forme de cette combinaison est empiriquement celle qui a donné les meilleurs résultats en terme de performances finales de l'analyse multivariée, sa distribution est visible sur la figure IV.14.

JLIP, plus précisément la probabilité P_{jet} qu'un jet provienne du vertex primaire (voir équation IV.5), offre une distribution continue qui ne nécessite pas *a priori* de modification avant de l'utiliser dans la construction d'une analyse multivariée (voir figure IV.13). De plus, bien que basée sur le paramètre d'impact des traces tout comme CSIP, les deux algorithmes ne sont pas totalement corrélés. Il existe donc de l'information exploitable distincte entre ces algorithmes, et il est intéressant de combiner leurs résultats. Les variables liées à JLIP utilisées dans la combinaison multivariée sont les suivantes :

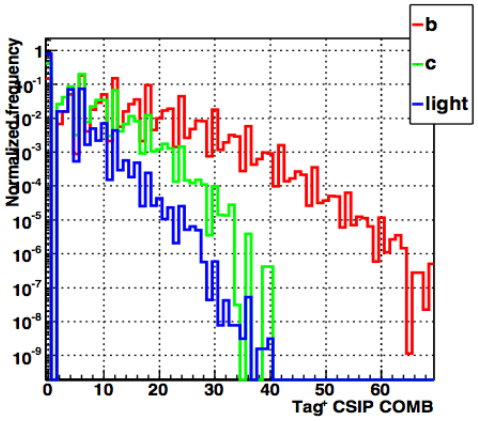


FIGURE IV.14 – Distribution de la variable CSIP COMB pour les jets beaux (rouge) charmés (vert) et légers (bleu).

- **rprob** : probabilité JLIP réduite qu'un jet ait été produit au vertex primaire. Cette variable est calculée en retirant la trace de plus basse probabilité du calcul de la probabilité P_{jet}. Elle permet d'identifier les jets où une trace mal reconstruite cause une mauvaise identification du jet. Si une seule trace est associée au jet, la valeur de *rprob* est fixée à 1.
- **tkt prob$_1$** (resp. **tkt prob$_2$**) : plus faible (seconde plus faible) probabilité des traces.
- $\mathbf{\Delta R}$: ouverture angulaire du jet de traces $\Delta R = \sum_{tkj} \Delta R(traces, axedujet)$ [3].
- $\mathbf{\Sigma_{tkt} P_T}$: somme des impulsion transverses individuelles des traces.
- $\mathbf{\Sigma}$: ouverture angulaire pondérée par l'impulsion des traces associées au jet $\Sigma = \frac{\sum_{tkj} \Delta R(traces, axe\ du\ jet) \times P_T}{\sum_{tkj} \times P_T}$.
- $\mathbf{\Delta R_{max}}$: séparation angulaire maximale entre deux traces.

Nous avons mentionné précédemment qu'à partir des traces associées au jet calorimétrique il est possible de reconstruire un jet de traces, ses caractéristiques peuvent être exploitées pour l'identification des jets beaux. Néanmoins les caractéristiques des jets de traces dépendent fortement des critères utilisés pour sélectionner les traces. En effet, des critères plus ou moins sévères vont affecter la multiplicité en traces, et par conséquent le P_T du jet de traces ou même sa forme. L'algorithme a donc été construit en exploitant différentes variables caractéristiques du jet de traces pour les catégories de sélection de traces de l'algorithme SVT (voir tableau IV.1). Avec des critères sévères, peu de traces sont sélectionnées, mais avec une bonne pureté (*i.e.* probabilité élevée d'avoir été effectivement produites au vertex secondaire). Dans ce cas, le vertex secondaire reconstruit est un bon estimateur du point de désintégration du hadron beau, mais la masse invariante correspondante est sous-évaluée. Au contraire, des critères plus lâches permettent

3. *tkj* = *track-jet*.

de mieux estimer la masse invariante ou l'énergie du jet, mais moins bien des grandeurs caractéristiques du temps de vol du hadron beau. En conclusion, il est apparu pertinent de construire plusieurs arbres de décision à partir de mêmes variables d'entrée calculées avec des sélections différentes de traces. L'information des arbres de décision ainsi construits est complémentaire. Les variables d'entrée liées au jet de traces utilisées sont les suivantes :

- **tkj#svts** : nombre de vertex secondaires reconstruits dans le jet de traces.
- **tkj#tracks** : multiplicité en traces du jet de traces.
- **#tracks** : multiplicité en traces du vertex secondaire.
- χ^2**/ndof** : χ^2 par nombre de degrés de liberté du vertex secondaire.
- $\mathbf{P_{T_1}}$ (resp. P_{T_2}) : impulsion transverse de la trace de plus haute (resp. de seconde plus haute) impulsion transverse.
- **tkj** $\mathbf{P^{frac}_{T_1}}$ (resp. **tkj** $\mathbf{P^{frac}_{T_2}}$) : fraction d'impulsion transverse portée par la trace de plus haute (resp. de seconde plus haute) impulsion transverse $\frac{P_{T_1}}{\sum_t kj P_{T_{traces}}}$.
- $\mathbf{P^{frac}_{T_1}}$ (resp. $\mathbf{P^{frac}_{T_2}}$) : même variable que précédemment mais ne concerne que les traces associées au vertex secondaire reconstruit.
- $\mathbf{P^{frac}_{T}}$: fraction d'impulsion transverse portée par les vertex secondaires $\frac{\sum_{tkj} P_{T_{svts}}}{\sum_{tkj} P_{T_{traces}}}$.
- $\mathbf{sdls_{xy}}$: significance de la longueur de désintégration algébrique dans le plan transverse à l'axe du faisceau.
- $\mathbf{sdls_{z}}$: significance de la longueur de désintégration signée dans la direction du faisceau.
- $\mathbf{dl_{xy}}$: longueur de désintégration dans le plan transverse à l'axe du faisceau.
- $\mathbf{dl_{z}}$: longueur de désintégration dans la direction du faisceau.
- $\mathbf{IP_{xy}}$: distance d'approche minimale du vertex secondaire par rapport au vertex primaire dans le plan transverse à l'axe du faisceau.
- $\mathbf{IP_{z}}$: distance d'approche minimale du vertex secondaire par rapport au vertex primaire dans la direction du faisceau.
- $\mathbf{lifetime_{xy}}$: temps de vie dans le plan transverse.
- $\mathbf{\Delta R}$: ouverture angulaire du jet de traces $\Delta R = \sum_{tkj} \Delta R(traces, axedujet)$.
- $\mathbf{\Sigma}$: ouverture angulaire pondérée par l'impulsion des traces $\Sigma = \frac{\sum_{tkj} \Delta R(traces, axe\ du\ jet) \times P_T}{\sum_t kj \times P_T}$.
- $\mathbf{\Delta R_{max}}$: séparation angulaire maximal entre deux traces.
- $\mathbf{P^r_T el_{max}}$: trace de plus haute impulsion transverse relativement à la direction de vol du vertex secondaire.
- $\mathbf{S^{P^r_T el_{max}}_{IP}}$: significance du paramètre d'impact de la trace de plus haute impulsion transverse relativement à la direction de vol du vertex secondaire.
- $\mathbf{P^r_T el_{cal}}$: impulsion transverse du vertex secondaire reconstruit relativement à l'impulsion transverse du jet calorimétrique.
- $\mathbf{openang_{xy}}$: ouverture angulaire du vertex secondaire projetée dans le plan transverse.
- $\mathbf{openang_{z}}$: ouverture angulaire du vertex secondaire projetée le long de l'axe du faisceau.

- **$\mathbf{P_T}$ corr.mass** : correspond à la masse au repos calculée à partir des traces associées au vertex secondaire.
- **jlip prob** : la probabilité combinée des traces associées au vertex secondaire.
- **jet charge** : charge pondérée par l'impulsion transverse des traces, $\frac{\sum_{tkj} P_T \times q_{tk}}{\sum_{tkj} \times P_T}$.

IV.3.4.2 L'architecture de l'algorithme

A l'issue du choix des variables qui sont donc calculées avec différentes qualités de traces, nous avons les 6 lots de variables suivants :

- Un lot comprenant les 6 variables liées au paramètre d'impact pour les traces sélectionnées par l'algorithme JLIP ainsi que CSIP COMB.
- 5 lots correspondant aux 5 catégories de sélection de traces de l'algorithme SVT comprenant chacun 26 variables.

Une analyse multivariée est utilisée pour construire un discriminant utilisant chaque lot. En plus des avantages de la catégorisation cela permet de réduire le temps nécessaire à l'entraînement (temps qui peut facilement atteindre plusieurs heures) et de tirer partie avantageusement des forces des différentes méthodes multivariées à notre disposition. Nous utilisons donc un algorithme de forêt d'arbres de décision (ou RF pour *Random Forest*) pour combiner chaque lot de variables, ces RF étant au final combinés à leur tour à l'aide d'un réseau de neurone. Un schéma résumant cette architecture est visible sur la figure IV.15.
En effet, les arbres de décisions sont robustes face à des variables de moindre importance et permettent d'en tirer un maximum d'information discriminante là où une autre méthode est moins performante. Le réseau de neurones quant à lui permet une meilleure gestion des corrélations (qui sont attendues dans ce cas).

IV.3.4.3 Les points de fonctionnement de l'algorithme

A l'issue de l'entraînement de l'analyse multivariée on dispose d'une distribution de sortie d'un discriminant entre jets beaux et jets légers. Cette distribution est visible sur la figure IV.16 pour les jets beaux, charmés et légers.

Chaque point de la distribution finale de l'algorithme correspond à une efficacité de sélection et à un taux de mauvaise identification particulier. On définit donc des points de fonctionnement correspondant à des critères plus ou moins stricts de sélection des jets beaux. Ces points de fonctionnement sont présentés dans le tableau IV.3.

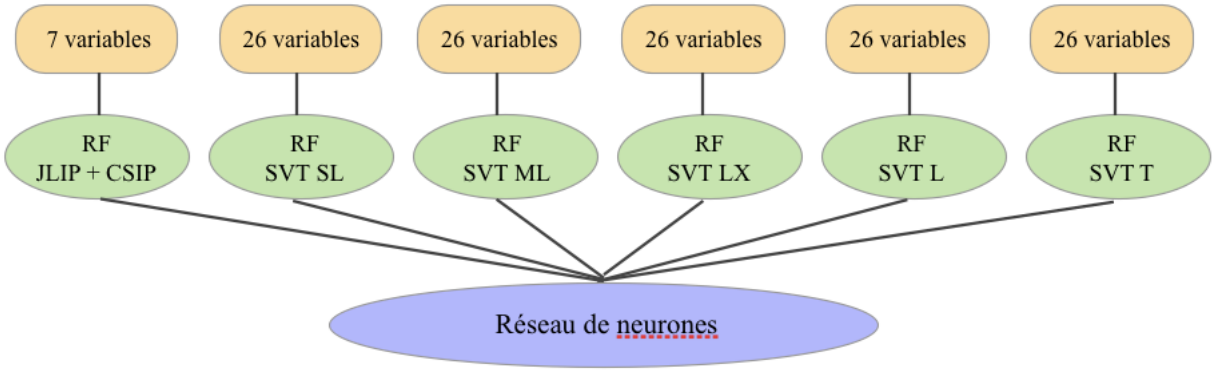


FIGURE IV.15 – Architecture de l'algorithme d'identification des jets beaux face au jets légers. Chaque sous-lot de variables construites à partir de catégories de traces différentes est utilisé pour construire une méthode multivariée à base de *Random Forest*, eux-même combinés dans un réseau de neurones.

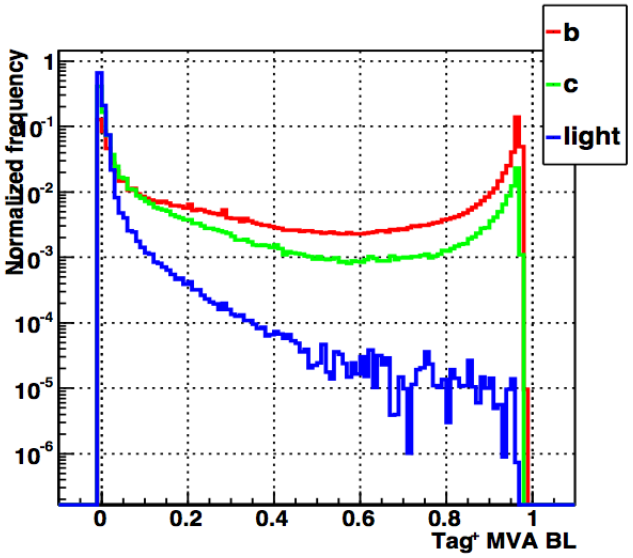


FIGURE IV.16 – Distribution de sortie de l'agorithme de sélection des jets beaux face aux jets légers, pour les jets beaux simulés en rouge, les jets charmés en vert et les jets légers en bleu.

IV.4 Performances de l'algorithme de sélection des jets beaux

Les performances d'identification des jets beaux concernent à la fois l'efficacité de sélection des jets beaux mais aussi les taux de réjection des jets non beaux. Ces perfor-

Point de fonctionnement	$MegaTight$ (MT)	$UltraTight$ (UT)	$VeryTight$ (VT)
Valeur minimale de la variable de sortie	0.50	0.40	0.30
Point de fonctionnement	$Tight$ (T)	$Medium$ (M)	$OldLoose$ (OL)
Valeur minimale de la variable de sortie	0.225	0.15	0.10
Point de fonctionnement	$Loose$ (L)	$L2$	$L3$
Valeur minimale de la variable de sortie	0.075	0.05	0.042
Point de fonctionnement	$L4$	$L5$	$L6$
Valeur minimale de la variable de sortie	0.035	0.025	0.02

TABLE IV.3 – Points de fonctionnement de l'algorithme de sélection des jets beaux face aux jets légers.

mances sont facilement estimées à l'aide d'événements simulés, il faut néanmoins :

- expliquer la procédure permettant de définir la saveur du jet simulé reconstruit (cf. section IV.4.1),
- étudier soigneusement les différences entre simulation et données (cf. section IV.4.2.3).

On observe des différences de performance d'identification des jets beaux entre données et simulations, et plus précisément les performances sont globalement meilleures dans la simulation. Plusieurs effets interviennent :

- Les différentes parties du détecteur, notamment du trajectomètre, ont des inefficacités au cours de la prise de données qui ne sont pas simulées.
- De manière générale, l'efficacité de reconstruction des trajectoires est meilleure dans la simulation à cause de la difficulté de simuler parfaitement le détecteur et sa réponse.

Pour s'affranchir de ces différences entre simulation et données, une méthode alternative basée presque exclusivement sur les données a été développée pour la détermination de l'efficacité [74]. Par contre l'estimation du taux de mauvaise identification repose encore majoritairement sur la simulation.

IV.4.1 Définition de la saveur d'un jet dans les événements simulés

La saveur d'un jet simulé reconstruit est déterminé en associant les hadrons dans le cône de reconstruction du jet, avec $\Delta R < 0.5$ entre l'axe du jet et la direction du hadron. Si ce cône contient un hadron beau, alors le jet est considéré comme un jet de quark b. Ensuite, si l'on ne trouve aucun hadron beau, la même procédure est appliquée avec les hadrons charmés et enfin si aucun de ces critères n'est satisfait, on considère le jet comme étant léger (u, d, s, g).

IV.4.2 L'efficacité d'identification des jest beaux

IV.4.2.1 La méthode *SystemD*

La méthode *SystemD* [74] permet de déterminer l'efficacité d'identification des jets beaux en utilisant presque exclusivement les données. Les simulations Monte-Carlo ne sont utilisées ici que pour estimer des facteurs correctifs et vérifier des hypothèses ayant permis de simplifier le problème. La méthode est basée sur l'application de plusieurs critères de sélection indépendants à un ou plusieurs échantillons de données. On peut construire un système d'équations rendant compte de l'efficacité de chaque critère. Chacun des échantillons obtenus après sélection suivant un critère donné est composé d'une fraction f_0 de signal et de n fractions de chaque bruit de fond considéré $f_{i=1...n}$, de telle sorte que la somme de toutes ces fractions vaut 1. Ainsi pour chaque échantillon j on vérifie :

$$\sum_{i=0}^{n} f_i^j = 1. \tag{IV.6}$$

Soient m critères de sélection indépendants, ayant chacun une efficacité $\epsilon_{i=0...n}^{k=0...m}$ pour chaque signal et bruits de fond composant l'échantillon. Si l'on applique le k-ième critère de sélection à l'ensemble des événements de l'échantillon, on obtient une fraction totale Q^k d'événements :

$$\sum_{i=0}^{n} \epsilon_i^k f_i^j = Q_j^k. \tag{IV.7}$$

Si l'on considère que chaque critère de sélection est indépendant, on peut alors exprimer l'efficacité résultant de la combinaison de plusieurs critères comme un produit des efficacités :

$$\epsilon_i^{k_1,...,k_r} = \prod_{\nu=1}^{r} \epsilon_i^{k_\nu}. \tag{IV.8}$$

On peut donc exprimer le nombre d'événements passant une combinaison de r critères de sélection, formant ainsi un système d'équations :

$$\sum_{i=0}^{n} (\prod_{\nu=1}^{r} \epsilon_i^{k_\nu}) f_i^j = Q_j^{k_1,...,k_r}. \tag{IV.9}$$

Les fractions de signal et de bruit de fond représentent n+1 inconnues pour chaque échantillon. D'autre part, à chaque critère de sélection correspondent des efficacités de sélection pour chaque sous-lot d'événements, qui sont également inconnues. Pour m critères de sélection, on a donc $(n+1) \times m$ efficacités à déterminer ainsi que $s \times (n+1)$ fractions, s représentant le nombre d'échantillons considérés. De plus on a 2^m combinaisons de critères

de sélection possibles, formant autant d'équations. Pour que notre système soit solvable, on doit donc satisfaire l'inégalité :

$$(n+1) \times (m+s) \leq 2^m. \tag{IV.10}$$

IV.4.2.2 Application à l'algorithme de séparation $b-light$

Afin d'appliquer la méthode $SystemD$ pour estimer l'efficacité de l'algorithme de séparation $b-light$, on ne considère ici qu'un des cas les plus simples à 8 équations, 8 inconnues avec $n = 1$ et $m = 2$ et $s = 2$. Autrement dit, 2 critères de sélection sont appliqués à deux échantillons de données indépendants et constitués d'un signal et d'un bruit de fond. Dans les échantillons utilisés nous sélectionnons dans un premier temps les jets étiquetables. Nous imposons ensuite un critère supplémentaire ayant effet d'augmenter significativement la fraction de saveurs lourdes. Ce critère est défini de manière à ne pas biaiser les efficacités d'identification des jets beaux, en ne dépendant pas du temps de vie :

- le premier échantillon est un échantillon de jet muonique, chaque jet doit contenir un muon d'impulsion transverse $P_T^\mu > 4\ GeV/c$ dans son cône de reconstruction.
- le second échantillon est un sous-ensemble du premier, on rajoute la condition qu'il y ait un autre jet dans l'événement passant les critères du point de fonctionnement T ($Tight$) de l'algorithme de séparation $b-light$. Les jets beaux étant généralement produits par paires, on peut de cette manière augmenter la fraction de jets beaux sans appliquer directement ce critère sur le jet muonique étudié et ainsi éviter *a priori* toute corrélation. On appellera par la suite ce critère un étiquetage secondaire.

Les échantillons résultant de ces critères contiennent donc un mélange de jets légers, charmés et beaux. Pour résoudre notre système d'équations les jets beaux constituent le signal, et nous traitons les jets légers ainsi que les jets charmés comme un seul bruit de fond noté cl.
Les deux critères utilisés pour former le système d'équations sont :

1. Le point de fonctionnement de l'algorithme de séparation $b-light$ dont on veut connaître l'efficacité. On prendra l'exemple du point T ($Tight$).

2. La condition imposée sur l'impulsion transverse relative du muon à la direction obtenue en combinant la direction de l'impulsion du muon et du jet. Notée P_T^{rel}, on requiert qu'elle ne dépasse pas 0.6 GeV. Ce critère est dénommé SLT.

En conclusion, on aboutit aux équations :

$$
\begin{aligned}
1 &= f_b^1 + f_{cl}^1 \\
1 &= f_b^2 + f_{cl}^2 \\
Q_1^{SLT} &= \epsilon_b^{SLT} f_b^1 + \epsilon_{cl}^{SLT} f_{cl}^1 \\
Q_2^{SLT} &= \alpha\epsilon_b^{SLT} f_b^2 + \beta\epsilon_{cl}^{SLT} f_{cl}^2 \\
Q_1^{T} &= \epsilon_b^{T} f_b^1 + \epsilon_{cl}^{T} f_{cl}^1 \\
Q_2^{T} &= \beta\epsilon_b^{T} f_b^2 + \alpha\epsilon_{cl}^{T} f_{cl}^2 \\
Q_1^{T,SLT} &= \kappa_b\epsilon_b^{T}\epsilon_b^{SLT} f_b^1 + \kappa_{cl}\epsilon_{cl}^{T}\epsilon_{cl}^{SLT} f_{cl}^1 \\
Q_2^{T,SLT} &= \beta\kappa_b\epsilon_b^{T}\epsilon_b^{SLT} f_b^2 + \alpha\kappa_{cl}\epsilon_{cl}^{T}\epsilon_{cl}^{SLT} f_{cl}^2
\end{aligned}
\tag{IV.11}
$$

Les chiffres 1 et 2 correspondent respectivement à l'échantillon muonique et l'échantillon enrichi en jets beaux par étiquetage secondaire. Les paramètres du système sont les quantités Q mesurées dans les deux échantillons, qui représentent le nombre de jets passant le critère considéré. Les différents facteurs correctifs α, β et κ prennent en compte les corrélations qui existent entre les deux critères de sélection. Ces corrélations ont été réduites autant que possible par le choix des critères de sélection. Il faut néanmoins vérifier qu'elles sont négligeables :

- α traduit la différence d'efficacité de sélection d'un jet léger dans l'échantillon de données muoniques avec ou sans étiquetage secondaire :

$$\alpha = \frac{\epsilon_{cl}^{T}(\textit{échantillon } \mu - jet)}{\epsilon_{cl}^{T}(\textit{échantillon } \mu - jet \ + \ \textit{étiquetage } 2^{aire})}$$

- β correspond à la différence d'efficacité de sélection d'un jet beau dans l'échantillon de données muoniques avec ou sans étiquetage secondaire :

$$\beta = \frac{\epsilon_{b}^{T}(\textit{échantillon } \mu - jet)}{\epsilon_{b}^{T}(\textit{échantillon } \mu - jet \ + \ \textit{étiquetage } 2^{aire})}$$

- κ_b est un facteur correctif pour la corrélation entre l'identification $b - light\ Tight$ et le critère SLT pour la fraction de saveurs lourdes :

$$\kappa_b = \frac{\epsilon_b^T \times \epsilon_b^{SLT}}{\epsilon_b^{T\ \&\ SLT}}$$

- κ_{cl} est un facteur correctif pour la corrélation entre l'identification $b - light\ Tight$ et le critère SLT pour la fraction de saveurs legères et charmées :

$$\kappa_{cl} = \frac{\epsilon_{cl}^T \times \epsilon_{cl}^{SLT}}{\epsilon_b^{T\ \&\ SLT}}$$

Tous ces facteurs correctifs sont dérivés à l'aide d'échantillons simulés, il s'agit d'événements $b \to \mu$ pour les efficacités d'étiquetage des jets beaux et d'événements simulés $udsc \to \mu$ pour le bruit de fond "cl". Un biais possible vient du fait de considérer le bruit de fond comme un mélange de jets charmés et légers : on estime alors l'incertitude due à la dépendance en composition des échantillons en déterminant le facteur α séparément avec des événements $uds \to \mu$ et des événements $c \to \mu$.

IV.4.2.3 Corrections de l'efficacité estimée d'identification des jets beaux

Les efficacités déterminées par la résolution du système d'équation *SystemD* sont calculées à l'aide d'échantillons d'événements comprenant des jets à décroissance semi-muonique. Un facteur d'échelle SF_b est dérivé pour prendre en compte la différence d'efficacité sur des données inclusives et sur des données semi-muoniques. Cette correction est estimée sur un échantillon simulé de jets beaux se désintégrant inclusivement. On obtient donc l'efficacité non biaisée d'identification des jets beaux dans les données de la manière suivante :

$$\epsilon_b^{data} = \frac{\epsilon_{b\to\mu}^{data}.\epsilon_{b\to incl.}^{MC}}{\epsilon_{b\to\mu}^{MC}}. \tag{IV.12}$$

Avec $\epsilon_{b\to\mu}^{data}$ correspondant aux efficacités calculées par SystemD. Autrement dit on obtient :

$$\epsilon_b^{data} = \epsilon_{b\to incl}^{MC}.SF_b \ où \ SF_b = \frac{\epsilon_{b\to\mu}^{data}}{\epsilon_{b\to\mu}^{MC}}. \tag{IV.13}$$

Le facteur d'échelle SF_b résultant de cette correction est estimé à partir d'un ratio d'efficacités. Ces efficacités étant parametrisées selon l'impulsion transverse et la pseudo-rapidité du jet, il en va de même pour SF_b.

Concernant l'efficacité de sélection des jets légers, elle n'est pas déterminée dans les données. On admet que le facteur d'échelle à appliquer entre l'efficacité estimée dans la simulation et celle des données est le même que celui dérivé pour l'identification des jets beaux. On obtient :

$$\epsilon_c^{data} = \epsilon_{c\to incl}^{MC}.SF_b. \tag{IV.14}$$

Ces facteurs d'échelle sont mesurés pour 3 régions en pseudo-rapidité correspondant à la région centrale du calorimètre (CC : $\eta < 1.1$), la région inter-cryostats (ICR : $1.1 < \eta < 1.5$) et la région à l'avant (EC : $\eta > 1.5$). Ils sont dérivés pour chaque point de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux (voir tableau IV.3).

IV.4.2.4 Etude de l'efficacité d'identification des jets beaux en fonction de la luminosité et du temps

Evolution de l'efficacité d'identification des jets beaux en fonction du temps
Comme nous venons de le présenter, l'identification des jets beaux repose fortement sur l'information apportée par les traces associées au jet calorimétrique. Les traces étant reconstruites à l'aide du trajectomètre, nous avons étudié l'effet du vieillissement de ce détecteur sur les performances des algorithmes d'identification des jets beaux. nous avons effectué une étude portant sur l'évolution des facteurs d'échelles présentés précédemment pour différentes périodes de prise de données. L'étude à montré que l'influence du vieillissement du détecteur est visible, mais reste modeste et ne dépasse pas 10%. La figure IV.17 montre les facteurs d'échelles pour le point de fonctionnement $L6$ dérivés pour les différentes régions en η et pour deux périodes de prise de données, Run IIb1 (2006-2007) et Run IIb2 (2007-2009), comparés aux facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les différentes périodes de prise de données.

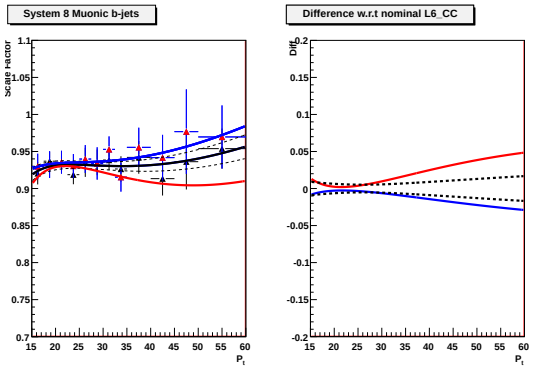
Evolution de l'efficacité d'identification des jets beaux en fonction de la luminosité instantanée

Une luminosité instantanée importante génère une densité plus élevée de signaux dans le SMT et la reconstruction des éléments de base de l'identification des jets beaux (traces, vertex primaire et vertex secondaire), est plus difficile. Dans DØ , les facteurs d'échelle sont dérivés de manière inclusive en luminosité. L'étude que j'ai menée a montré que la dépendance en luminosité n'excède jamais 5% et ce, quelle que soit la région en η et le point de fonctionnement considérés. Il n'est donc pas nécessaire de dériver des facteurs d'échelle différents pour différents intervalles de luminosité. La figure IV.18 montre les facteurs d'échelles pour le point de fonctionnement $L6$ dérivés pour différentes régions en η et pour différents intervalles de luminosité instantanée (supérieur à $100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$) et (inférieur à $100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$) ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité instantanée.

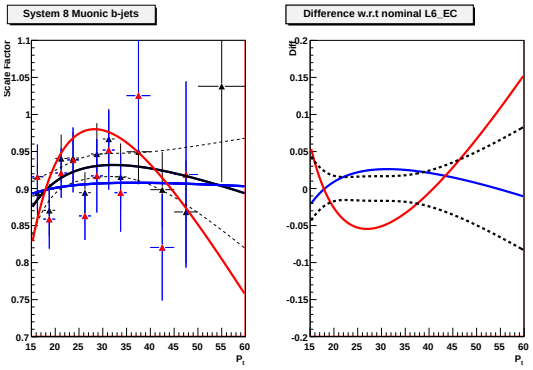
L'intégralité des facteurs d'échelle pour chaque point de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différents intervalles de luminosité instantanée et pour différentes périodes de prise de données sont visibles dans l'annexe B.

IV.4.3 Le taux de mauvaise identification

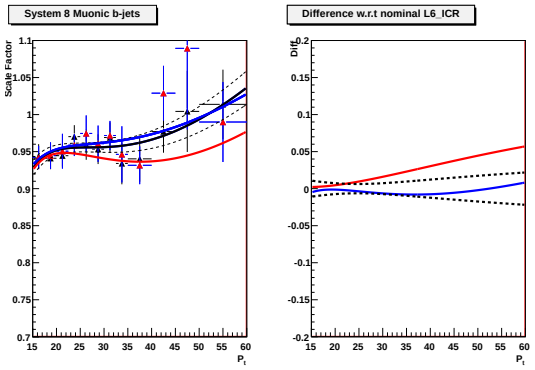
La méthode *SystemD* ne considère qu'un unique bruit de fond "cl" constitué à la fois de jets charmés et de jets légers. On ne peut donc pas l'utiliser pour estimer l'efficacité de sélection des jets légers seuls, appelée aussi taux de mauvaise identification.



(a) L6 CC



(b) L6 EC

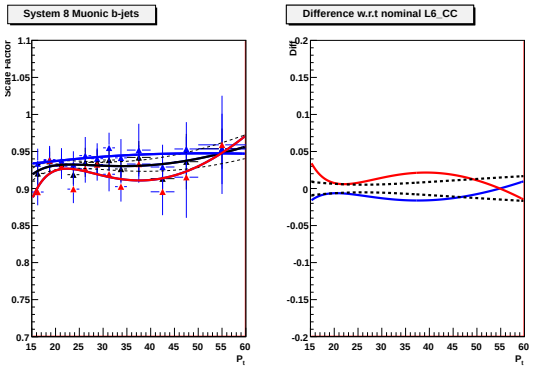


(c) L6 ICR

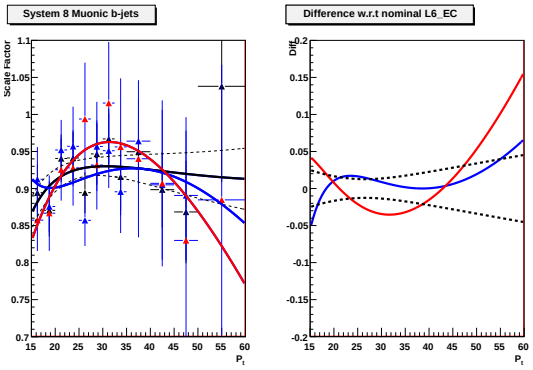
FIGURE IV.17 – Les facteurs d'échelle pour le point de fonctionnement $L6$ dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.

IV.4.3.1 La méthode d'identification négative

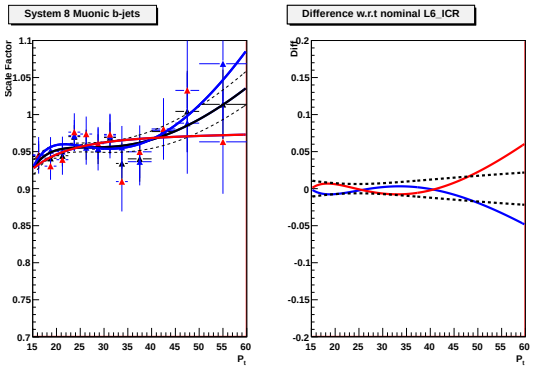
L'approche utilisée consiste à faire l'hypothèse qu'en absence de particules à temps de vie long tels que les V^0, la reconstruction de vertex déplacés ou de traces à haut paramètre d'impact dans le cône de reconstruction de jets légers est due à une mauvaise reconstruction des traces et de la résolution du détecteur. Ces effets sont responsables, de la même manière et dans la même proportion, de la reconstruction de traces avec un paramètre d'impact négatif ainsi qu'à la reconstruction de vertex déplacés correspondant à des longueurs de désintégration négatives. Le taux de jets identifiés comme jets beaux à l'aide des traces de paramètre d'impact négatif est donc une bonne estimation du taux



(a) L6 CC



(b) L6 EC



(c) L6 ICR

FIGURE IV.18 – Les facteurs d'échelles pour le point de fonctionnement $L6$ dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}$ $s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}$ $s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.

de mauvaise identification[75].
On calcule donc la réponse de l'algorithme d'identification des jets beaux à l'aide des variables calculées en utilisant les traces de paramètres d'impact négatifs. Le taux d'identification sur ce lot est appelé identification négative (*Negative Tag Rate, NTR*).
De la même manière que pour l'efficacité de sélection des jets beaux, le taux de mauvaise identification est mesuré dans les données et paramétrisé en fonction des grandeurs cinématiques des jets (P_T, η). On dérive les taux de mauvaise identification dans trois régions en η correspondant aux régions centrale (CC), inter-cryostats (ICR) et à l'avant (EC) du calorimètre : $0 \leq |\eta| \leq 1.0$ (CC), $1.0 \leq |\eta| \leq 1.8$ (ICR), $1.8 \leq |\eta| \leq 2.5$ (EC) pour

chaque point de fonctionnement de l'algorithme.

IV.4.3.2 Les facteurs de correction du taux de mauvaise identification

Le NTR n'est pas un estimateur satisfaisant du taux de mauvaise identification. On considère les corrections suivantes :

- La présence de jets de saveurs lourdes comportant des traces ayant des paramètres d'impact négatifs augmente le taux d'identification négative. Etant donné qu'il n'existe pas de méthode pour évaluer cet effet directement à partir des données, on utilise des événements multijets simulés avec et sans jets de saveurs lourdes. On en déduit le facteur correctif $F_{hf} = \frac{\epsilon^{NT}_{QCD,light}}{\epsilon^{NT}_{QCD,all}}$, correspondant au rapport de l'identification négative $\epsilon^{NT}_{QCD,light}$ mesurée sur des événements simulés avec des jets légers et $\epsilon^{NT}_{QCD,all}$ mesurée sur une simulation inclusive en saveur.
- L'algorithme de réjection des V^0 (voir IV.2.2) n'est pas efficace à 100%, notamment il nécessite de trouver les deux traces de la désintégration du V^0. La contribution résiduelle de V^0 influe sur le taux d'identification négative. Un facteur correctif F_{lf} est calculé en utilisant des événements simulés avec des jets de saveurs légères. Il correspond au rapport mesuré de l'identification positive $\epsilon^{PT}_{QCD,light}$ sur l'identification négative $\epsilon^{NT}_{QCD,light}$: $F_{lf} = \frac{\epsilon^{PT}_{QCD,light}}{\epsilon^{NT}_{QCD,light}}$. La distribution de l'efficacité de sélection pour les traces de paramètres d'impact négatifs et positifs étant censées être identique pour les traces provenant de jets de saveur légère, la différence provient donc de la contribution des V^0.

Au final, le taux de mauvaise identification ϵ_{light} est estimé comme étant le taux d'identification négative mesuré sur les données ϵ^{NT}_{data} corrigé des effets présentés ci-dessus :

$$\epsilon_{light} = \epsilon^{NT}_{data} F_{hf} F_{lf} \tag{IV.15}$$

IV.5 Séparation $b - c$

La présence de jets légers pour lesquels des vertex secondaires sont reconstruits est essentiellement due aux traces mal reconstruites. Par contre, les jets charmés comportent aussi des vertex secondaires et des traces à grand paramètre d'impact, comme les jets beaux, mais dans une moindre mesure. Les performances de sélection des jets charmés avec l'algorithme d'identification des jets beaux est alors intermédiaire entre jets légers et beaux.

Le bruit de fond $Vc\bar{c}$ de l'analyse WH est par conséquent un bruit de fond qui est peu rejeté par l'identification des jets beaux. Un discriminant spécifique pour différencier

un jet charmé d'un jet beau a donc été développé dans DØ dans le but d'améliorer la sensibilité au Higgs léger standard.

Les variables envisagées ainsi que l'architecture du discriminant sont les mêmes que celles du discriminant entre jets beaux et jets légers, la seule différence étant le bruit de fond considéré pour l'entraînement. La distribution résultante de l'entraînement de la méthode multivariée pour la sélection des jets beaux face aux jets charmés est visible sur la figure IV.19.

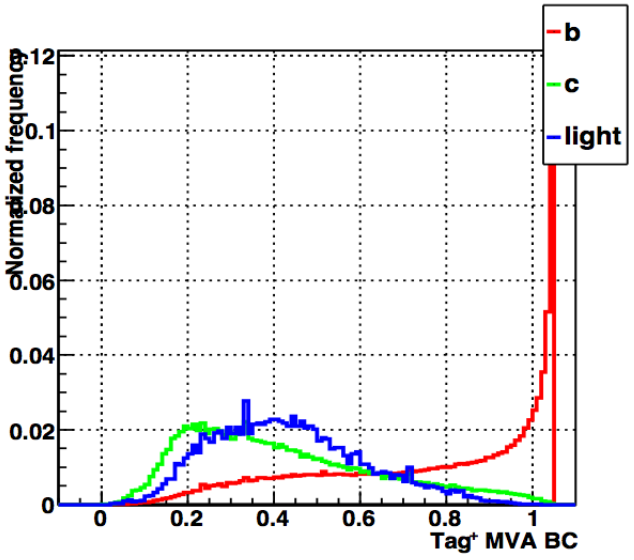


FIGURE IV.19 – Distribution de sortie de l'agorithme de sélection des jets beaux face aux jets charmés.

IV.6 Identification des processus $W + jets\ beaux$

L'identification des jets beaux est généralement utilisée pour améliorer la sensibilité à un signal provenant d'un objet lourd donnant lieu à des jets beaux dans son état final. Les exemples les plus courants étant les études portant sur le quark top ainsi que la recherche du Higgs. Néanmoins la sélection de ces signaux se heurte à une limite irréductible, car les algorithmes d'identification ne différencient pas les jets beaux provenant effectivement de la particule d'intérêt des jets beaux produits par d'autres processus ne nous intéressant pas. Pour le cas de la recherche du Higgs dans le canal WH, le bruit de fond résiduel est dominé par les processus $Wb\bar{b}$ illustré par la figure IV.20. Ce diagramme de Feynman représente le bruit de fond irréductible correspondant à la production d'un boson W accompagné de jets, dont deux jets beaux produits à partir d'un gluon.

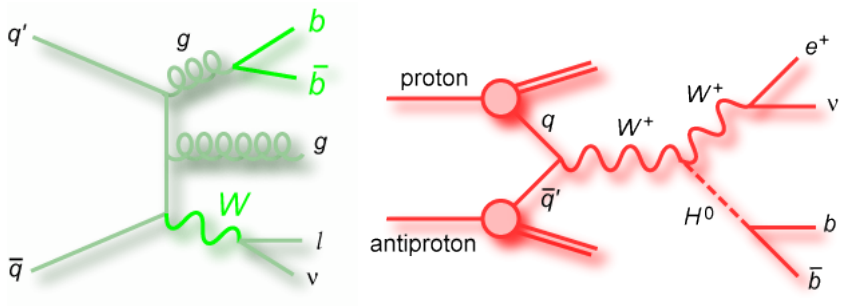


FIGURE IV.20 – A gauche, le bruit de fond $Wb\bar{b}$, dominant à l'issue de la sélection des jets beaux dans l'analyse WH (dont on rappelle le diagramme de Feynman à droite).

Lors de nos études sur l'identification des jets beaux, nous avions observé une plus grande efficacité de sélection des jets beaux dans les processus où une paire de jets beaux provenait de la désintégration d'un gluon. Nous avons recherché la cause de cette différence pour ensuite étudier la possibilité de l'exploiter et rejeter ce bruit de fond résiduel après identification des jets beaux.

IV.6.1 Données utilisées.

Processus	$Wb\bar{b}$	$Wb\bar{b}j$	$Wb\bar{b}jj$	$Wb\bar{b}jjj$	$H \to b\bar{b}$ (m_H = 100 à 150 GeV)
générateur	Pythia 6.319 + Alpgen 2.13				Pythia 6.319
nombre d'événements	192951	162460	114840	124713	210023

TABLE IV.4 – Lots des différents processus simulés ainsi que leur générateur [7].

Les lots des différents processus simulés $Vb\bar{b}$ sont utilisés comme bruit de fond de notre analyse, notre variable discriminante est entraînée sur un signal constitué du lot de Higgs simulés avec une masse de 100 GeV/c^2. Les autres lots de Higgs de masse supérieures seront utilisés pour des études systématiques.

IV.6.2 Considérations de départ.

Le problème revient à trouver la différence entre un jet beau issu de la désintégration du boson de Higgs et celui produit par un gluon. Notre idée principale est que le boson de Higgs, objet lourd, produit deux quarks b avec une bonne séparation angulaire alors que le gluon donne lieu a une paire de quarks b plus rapprochés l'un de l'autre. Cette faible distance entre les deux quarks b pourra amener à un mélange partiel ou total des traces de chaque jet reconstruit (éventuellement reconstruit en un seul jet).

Nous avons besoin pour notre étude de connaître le nombre de quarks associés aux jets reconstruits dans les événements simulés. Nous désignons dans la suite par "jet mergé" et par $V(b\bar{b})$ les processus amenant 2 quarks b a être reconstruits dans un même jet.

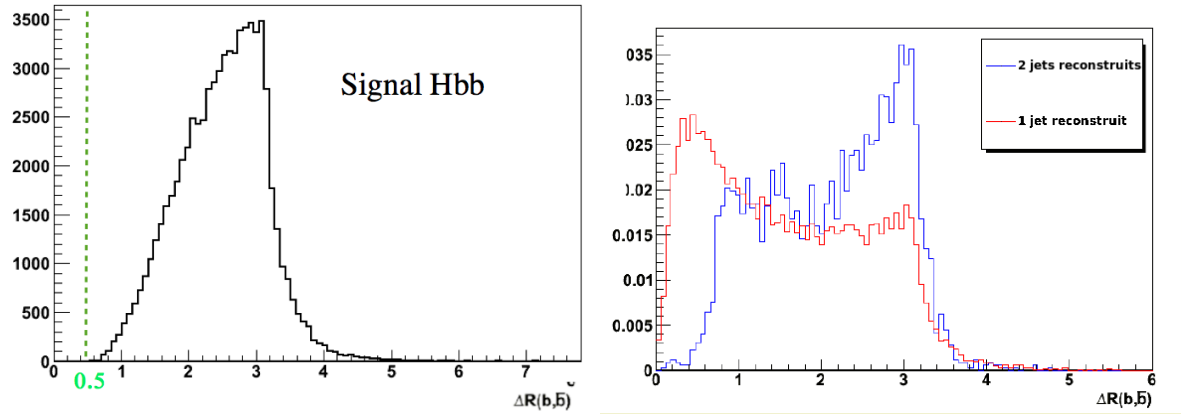


FIGURE IV.21 – Séparation angulaire ΔR entre deux quarks b provenant de la désintégration du Higgs (à droite) et pour les événements où 2 jets sont reconstruits (en bleu à droite) et les événements 1 jet reconstruit (en rouge à droite).

Pour étayer notre intuition sur les processus $V(b\bar{b})$, nous regardons la distribution de la séparation angulaire ΔR entre les 2 quarks b simulés présents pour les événements où 2 jets sont reconstruits et les événements ou seulement 1 jet est reconstruit (voir figure IV.21). On peut voir qu'il existe une population d'événements où les deux quarks b sont spatialement proches. Ceux-ci se retrouvent associés au même jet reconstruit. Nous voyons d'ailleurs bien sur la figure IV.21 un excès d'événements à 1 jet reconstruit se distribuant en dessous de $\Delta R = 0.5$ alors que pour ces mêmes valeurs, il y a un déficit d'événements à 2 jets reconstruits. Ceci est interprété comme une partie des événements à 2 jets étiquetables reconstruits comme des événements à 1 jet.
Du côté du signal, la séparation angulaire ΔR entre les deux jets beaux provenant de la désintégration du Higgs n'est jamais inférieure à 0.5, on reconstruit donc deux jets individuellement.

Nous donnons dans le tableau ?? ci-dessous les sections efficaces théoriques de différents processus Wbb. Il est particulierement intéressant de comparer les processus $W(b\bar{b})j$ (un jet contenant 2 quarks b et un jet léger) et $Wb\bar{b}$, en effet ce sont deux processus à 2 jets comme requis dans l'analyse Higgs. On observe que la proportion des événements où 2 quarks b sont reconstruits dans un même jet est entre 15 et 20% pour les processus avec 2 jets (avec un algorithme de cône de $\Delta R = 0.7$ dans l'étude [8]).

Nous nous attendons donc à des caractéristiques différentes pour les jets beaux provenant d'un processus $V(b\bar{b})$ par rapport à ceux provenant de la désintégration du Higgs :

	processus à 2 jets			processus à 3 jets	
	Wbj	$Wb\bar{b}$	$W(b\bar{b})j$	$Wbjj$	$Wb\bar{b}j$
section efficace (pb) (LO) et NLO	(1.06) 2.54	(2.48) 2.14	0.89	0.18	0.65

TABLE IV.5 – Sections efficaces théoriques des processus Wbb avec deux et trois jets reconstruits (avec un algorithme de cône de $\Delta R = 0.7$ [8].

- Une plus grande multiplicité des traces.
- Une ouverture angulaire différente.
- Une masse différente.

IV.6.3 Proposition de nouvelles variables discriminantes.

A partir des paramètres des traces nous proposons un ensemble de variables qui nous semblent *a priori* pertinentes pour discriminer les jets beaux des processus $V(b\bar{b})$ et de la désintégration $H \to b\bar{b}$. Ces variables sont construites à partir des paramètres mesurés des traces associées au jet. On ne considère que les traces d'impulsion transverse $P_t > 0.5\ GeV$. On forme ensuite des lots de traces correspondant aux critères de sélection SL (*Super Loose*), ML (*Medium Loose*), LX (*Loose X*), L (*Loose*) et enfin T (*Tight*) de l'algorithme SVT ainsi que les traces sélectionnées par l'algorithme JLIP. La motivation de cette démarche est similaire à celle déjà exposée pour la construction de l'algorithme d'identification des jets beaux et consiste à catégoriser l'espace des phases en amont de la construction du discriminant.

Nous avons considéré au départ un ensemble d'une trentaines de variables calculées pour chaque critère de sélection, correspondantes aux variables décrites dans la section IV.3.4.1. Après une première appréciation de leurs capacités discriminantes entre les processus de bruit de fond $Vb\bar{b}$ et ceux de signal $H \to b\bar{b}$ ainsi que de leurs corrélations, il a été possible de réduire ce nombre à 13. Mentionnons que pour les variables calculées à partir des traces de JLIP, seules 6 variables ont été retenues. Sur les figures IV.22 IV.23 et IV.24 sont représentées les distribution des variables, pour le signal des jets provenant du Higgs et pour le bruit de fond constitué des jets auxquels sont associés deux quarks b.

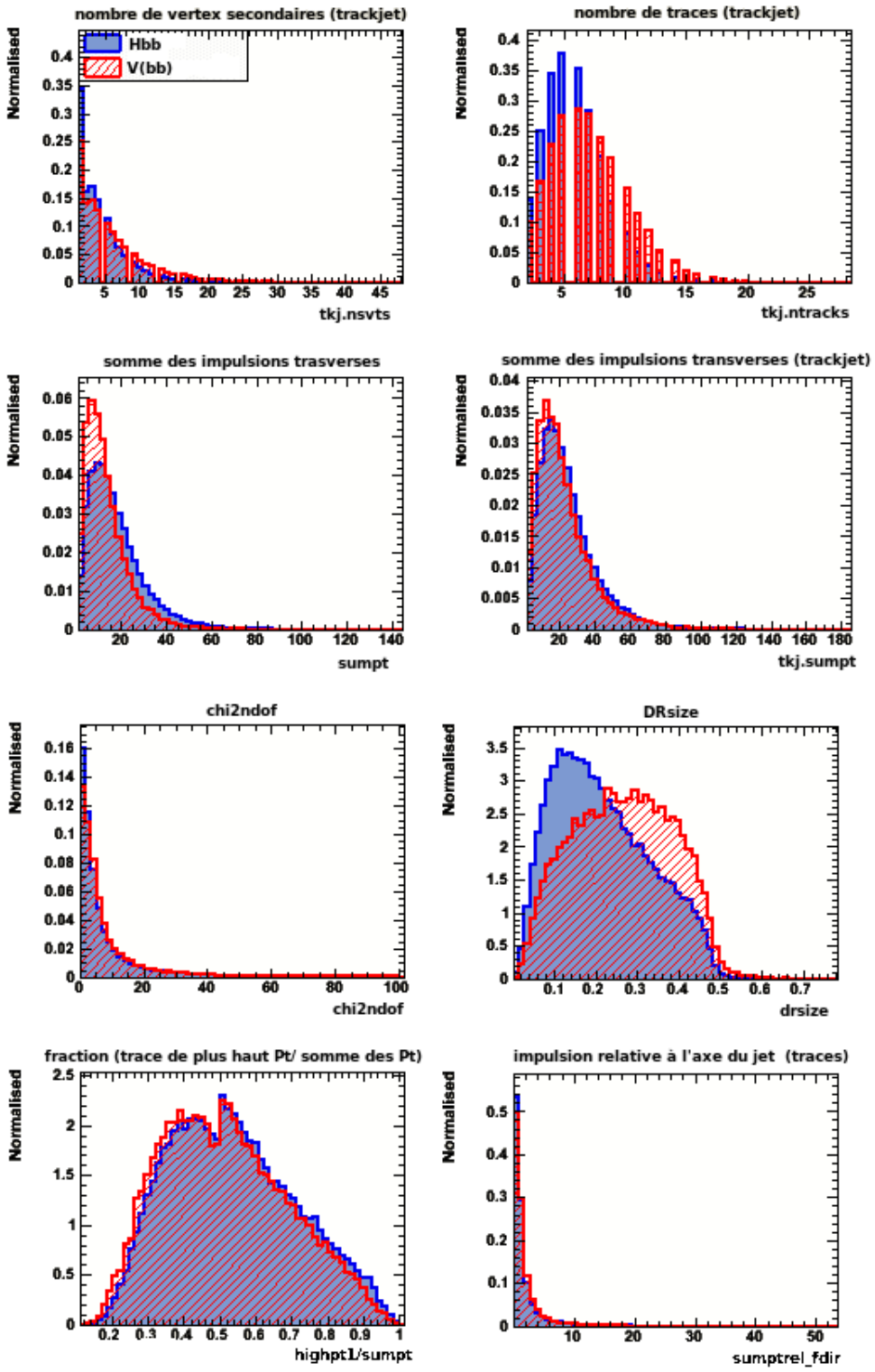


FIGURE IV.22 – Les variables discriminantes liées au vertex secondaire étudiées pour distinguer les jets beaux des processus $V(b\bar{b})$ et $H \to b\bar{b}$. Ces variables sont construites à partir des paramètres des traces sélectionnées avec différents critères de qualité, ici la qualité SL est montrée en illustration.

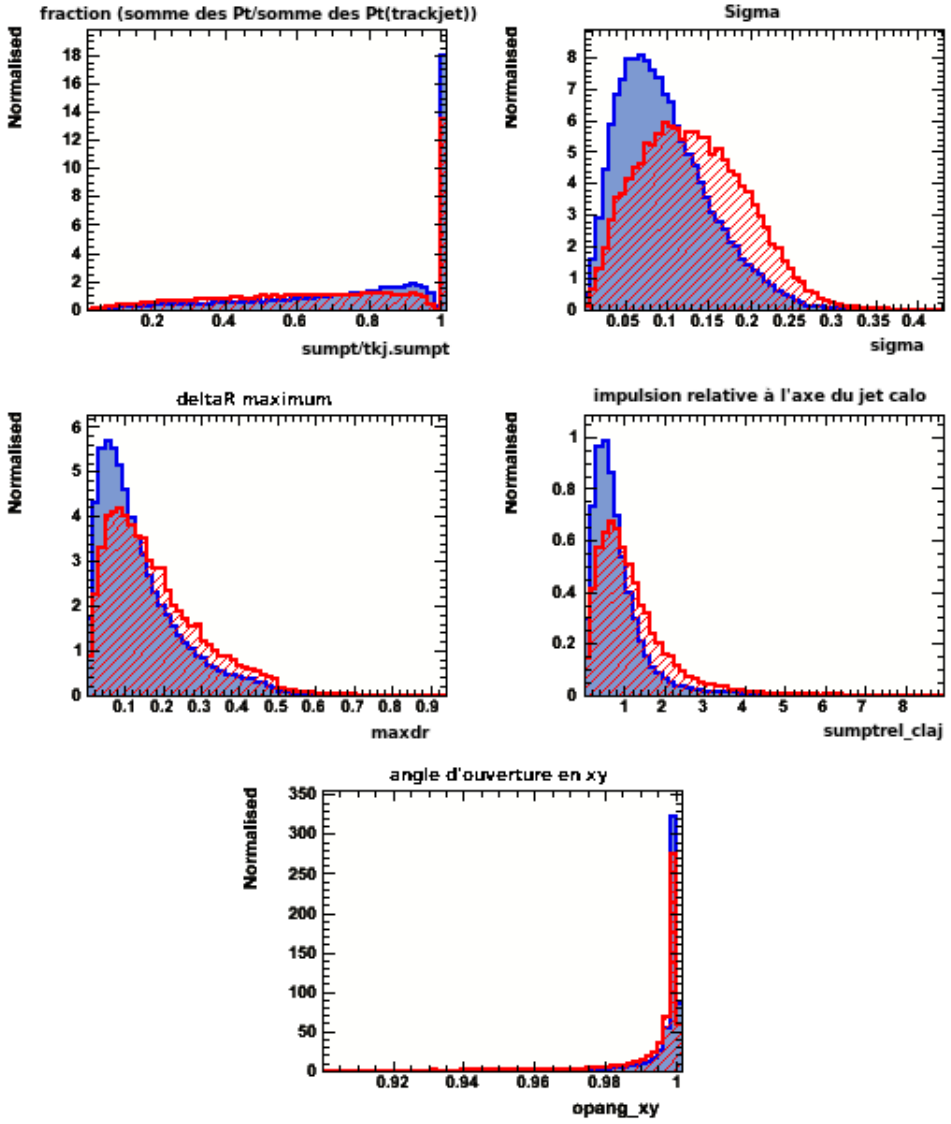


FIGURE IV.23 – Les variables discriminantes liées au vertex secondaire étudiées pour distinguer les jets beaux des processus $V(b\bar{b})$ et $H \to b\bar{b}$ (suite de la figure IV.22). Ces variables sont construites à partir des paramètres des traces sélectionnées avec différents critères de qualité, ici la qualité SL est montrée en illustration.

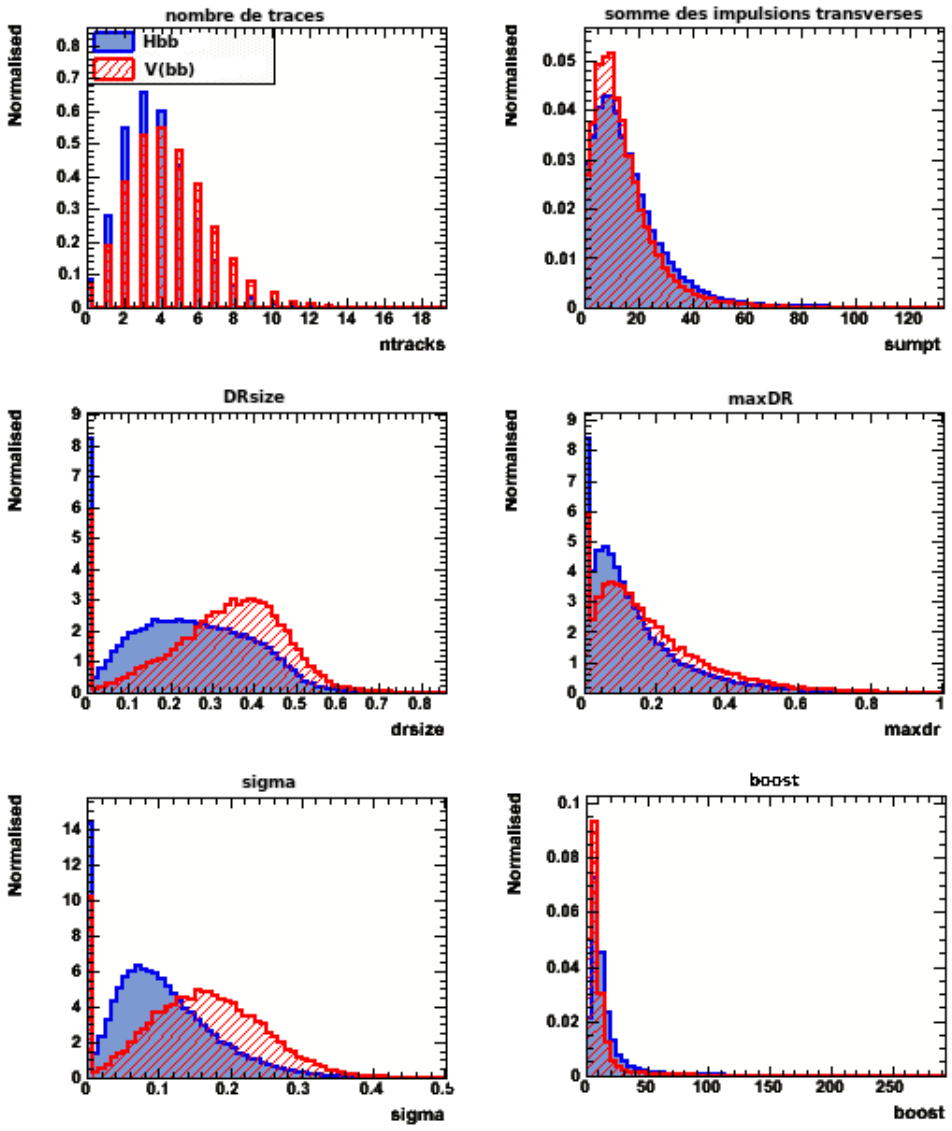


FIGURE IV.24 – Les variables discriminantes liées à JLIP étudiées pour distinguer les jets beaux des processus $V(b\bar{b})$ et $H \to b\bar{b}$.

En conclusion il semble possible de trouver des caractéristiques distinguant un signal de Higgs et le bruit de fond résiduel $Vb\bar{b}$. Nous proposons d'exploiter ces différences en utilisant les techniques multivariées.

IV.6.4 Combinaison des variables à l'aide de techniques multi-variées.

Chacune des variables étudiées montrent un certain pouvoir discriminant. Une coupure sur chaque variable nous permettrait d'enrichir un lot en signal $H \to b\bar{b}$. Néanmoins ces variables sont toutes plus ou moins corrélées, la coupure sur l'une va donc influencer la distribution des autres. De plus, le signal Higgs est si faible à l'issue des critères de sélection déjà appliqués en amont qu'il n'est plus possible de couper sur plusieurs autres variables. Dans ce cas précis les techniques d'analyse multivariées sont intéressantes, elles vont nous permettre d'exploiter toute l'information discriminante apportée par chaque variable.

IV.6.4.1 Utilisation des arbres de décision.

Une première combinaison des variables construites à partir d'une sélection de traces de type SL, ML, LX, L, T et JLIP (cf. section IV.6.3) est effectuée. La méthode choisie pour la combinaison est de type BDT *random forest*. Chacun de ces arbres de décision sera nommé en référence à celles-ci (BDT SL,ML...).

Sur la figure IV.25, sont montrées les sorties des arbres de décision pour les différentes qualités de sélection des traces utilisées pour le calcul des variables, on voit clairement que la sortie de l'arbre de décision calculé pour des événements de bruit de fond (en bleu) est distribuée vers 0 alors que celle du signal (en rouge) est distribuée vers 1.

Pour quantifier le pouvoir discriminant de ces BDT, nous pouvons estimer leurs performances (voir la figure IV.26). On obtient cette courbe en calculant la fraction de signal ($Hb\bar{b}$) et la fraction de bruit de fond ($V(b\bar{b})$) sélectionnées en exigeant que la variable de sortie du BDT soit supérieure à une certaine valeur. Ainsi pour 60% de signal gardé (en ordonnée), on ne garde que environ 35%, 27% et 22% de bruit de fond pour les BDT respectifs ML, JLIP et SL.

IV.6.4.2 Combinaison finale dans un réseau de neurones.

La sortie de chaque arbre de décision est une variable discriminante. Après avoir observé que les réponses de ces BDT n'étaient pas totalement corrélées, nous les avons à leur tour combinées à l'aide de techniques multi-variées. Le choix du réseau de neurones a montré des performances légèrement meilleures dans ce cas que les autres techniques utilisables.

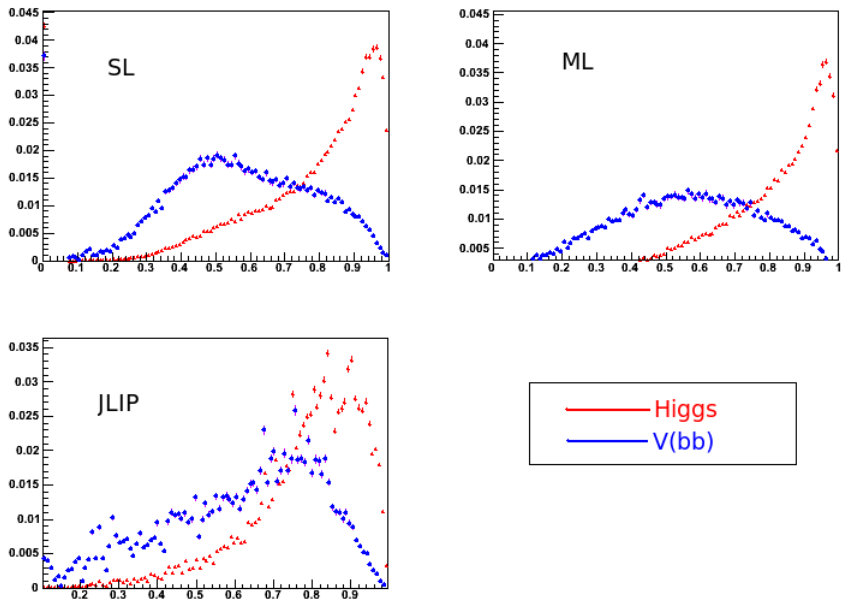


FIGURE IV.25 – Distribution de la variable de sortie des arbres de décision dont les variables d'entrées sont construites selon différents critères de sélection des traces, pour le boson de Higgs (en rouge) et pour les processus $V(b\bar{b})$ (en bleu).

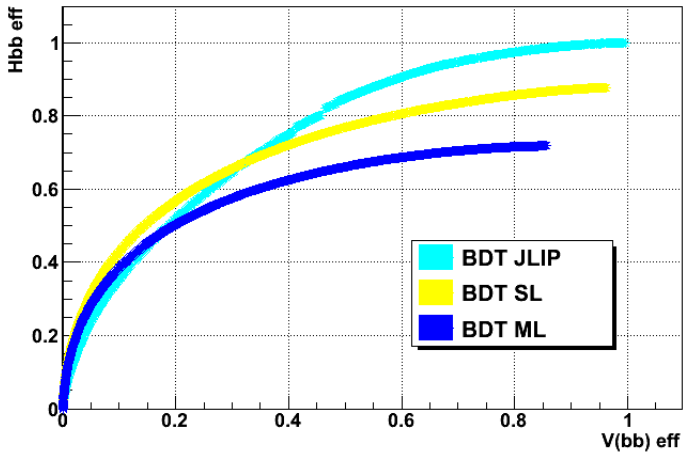


FIGURE IV.26 – Performances individuelles des différents BDT (Boosted Decision Tree).

Sur les six arbres de décision construits, et par la même approche que pour les variables discriminantes, trois BDT suffisent pour obtenir des résultats optimums. Cette combinaison finale permet d'exploiter les dernières corrélations non linéaires et d'avoir une seule

variable de sortie continue directement lisible.

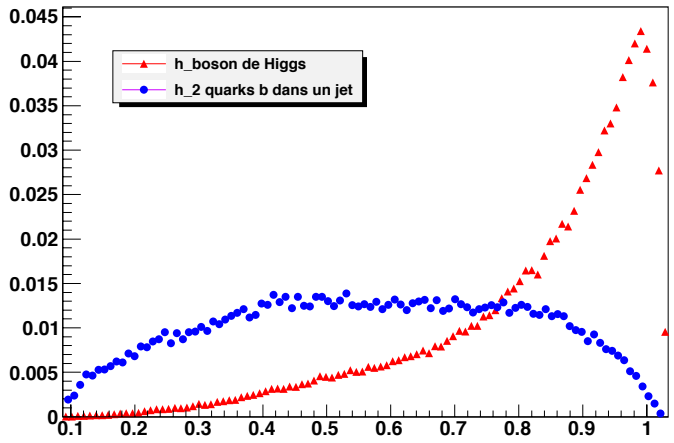


FIGURE IV.27 – Sortie du réseau de neurones pour les événements $Hb\bar{b}$ (dont le boson de Higgs a été simulé avec une de masse de 100 GeV/c^2) et pour les événements $V(b\bar{b})$.

Sur la figure IV.27 nous pouvons voir la distribution de sortie de ce réseau de neurones. Comme précedemment, les deux populations (événements $H \to b\bar{b}$ et $V(b\bar{b})$) sont nettemments séparées. On remarque d'ailleurs que la séparation est plus franche que pour les sorties des arbres de décision individuels. Si l'on considère une coupure sur la sortie de ce réseau de neurones permettant de séléctionner 60 % du signal, on ne garde plus qu'environ 16 % du bruit de fond. Nous donnons les performances sur la figure IV.28

Finalement la sortie de ce réseau de neurones est la nouvelle variable discriminante que nous proposons pour la recherche du boson de Higgs léger standard dans DØ dans les modes de production associés WH et ZH. Ce nouveau discriminant appelé $MVA\ Vbb$ est aussi utilisable pour la sélection du top.

IV.6.5 Performances du discriminant *MVA Vbb.*

Une étude comparative a été menée pour observer le comportement de l'algorithme d'identification des jets beaux (nommé NNbtag sur les figures) face au bruit de fond $V(b\bar{b})$.

Sur la figure IV.28 est montrée en abscisse l'efficacité de sélection du bruit de fond ($V(b\bar{b})$ à gauche et $Vb\bar{b}$ à droite) et l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en ordonnée. La droite jaune $y = x$ correspond à aucune discrimination du bruit par rapport au signal. En-dessous nous sélectionnons plutôt du bruit de fond et au-dessus nous sélectionnons preférentiellement le signal. On observe que le nouveau discriminant $MVA\ Vbb$ est performant pour discriminer le bruit de fond $V(b\bar{b})$ et $Vb\bar{b}$, contrairement au NNbtag.

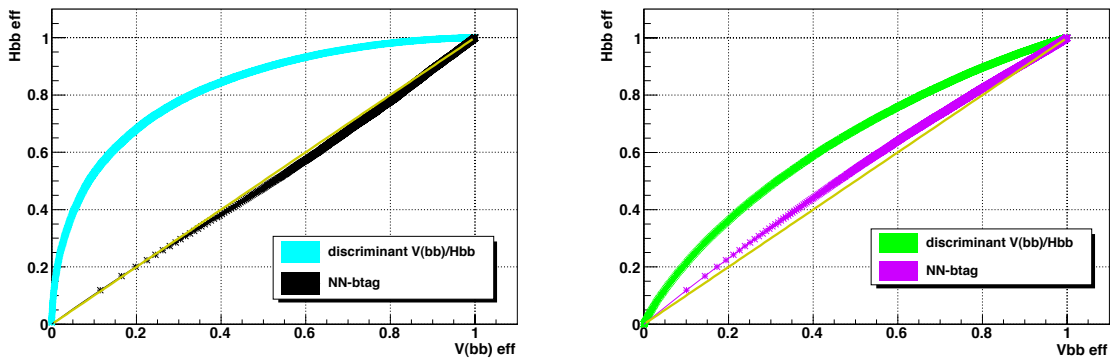


FIGURE IV.28 – Sur la figure de gauche est representée l'évolution de l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ pour notre variable discriminante (en bleu) et pour le NNbtag (en noir). A droite, est montrée (en vert) l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $Vb\bar{b}$ (quel que soit l'angle entre les deux quarks b) pour notre discriminant.

Le NNbtag identifie même légérement plus les jets beaux des processus $V(b\bar{b})$ pour les raisons déjà évoquées qui sont à la base de la proposition de notre nouveau discriminant : les jets comportant deux quarks b ont les mêmes caractéristiques que ceux n'en comportant qu'un mais en plus prononcées.

On peut finalement noter que la variable discriminante que nous avons développée est même efficace pour discriminer le processus $Vb\bar{b}$ (voir figure IV.28 à droite) où les deux quarks beaux ne sont pas associés à un seul jet. De plus, elle reste plus efficace que le NNbtag pour ce bruit de fond.

IV.6.6 Etudes systématiques du discriminant.

Nous avons étudié différents critères susceptibles de fair varier les performances de notre discriminant. Nous avons d'abord considéré des critères concernant la construction du discriminant (comme le choix des événements utilisés pour l'entraînement), puis ceux liés à l'événement lui-même comme l'impulsion transverse du jet, sa position et la masse du Higgs. Enfin nous étudierons la corrélation de notre discriminant avec le NNbtag.

IV.6.6.1 Performances en fonction des caractéristiques du jet.

Sur la figure IV.29 est presentée la performance du discriminant $V(b\bar{b})$ pour différentes plages d'impulsion transverse (P_t) du jet. Nous remarquons une amélioration des perfomances avec l'augmentation de P_t. Par exemple pour 20 % de bruit de fond sélectionné nous gardons 60 % de signal pour des jets de P_t entre 15 et 20 GeV, et nous gardons 75 % du signal pour des P_t entre 80 et 150 GeV. Plus le P_t du jet est élevé, plus ce jet

est collimé. Dans le cas où deux quarks beaux appartiennent au même jet reconstruit, on a alors plus de probabilité que toutes les traces correspondant à l'hadronisation de ces 2 quarks soient associées au jet et ainsi les variables calculées pour construire notre discriminant sont plus pertinentes et amènent une meilleur information.

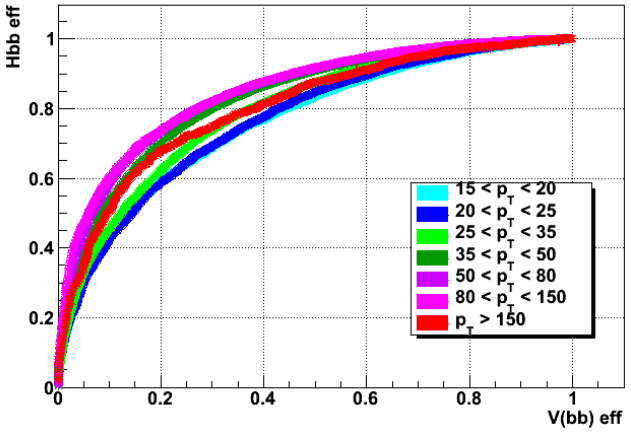


FIGURE IV.29 – Evolution de l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ pour différents intervalles d'impulsion transverse du jet (les performances observées pour $P_T > 150$ GeV sont obtenues avec une très faible statistique).

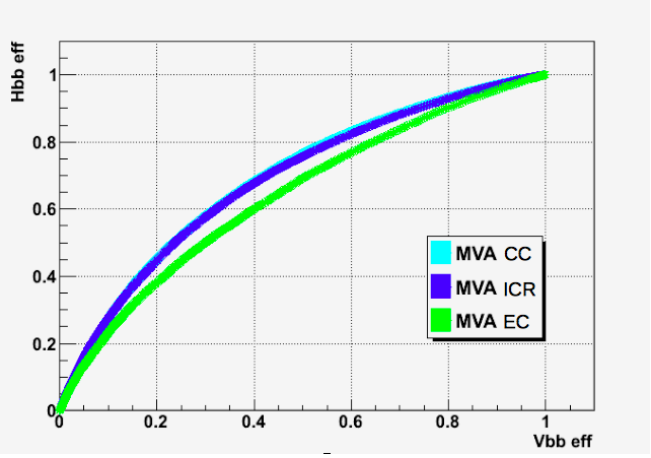


FIGURE IV.30 – Efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ pour les différentes régions du calorimètre.

Sur la figure IV.30 est présenté la performance du discriminant *MVA Vbb* pour les différentes régions du calorimètre.

IV.6.6.2 Dépendance en la masse du Higgs.

Nous avons étudié la dépendance du discriminant en fonction de la masse du boson de Higgs qui n'est pas connue. Le réseau de neurones est entraîné avec des événements simulés avec une masse de Higgs de 100 GeV. Nous étudions ses performances sur sur un lot d'événements $H \to b\bar{b}$ simulés avec des masses allant de 100 à 150 GeV par pas de 5 GeV. La figure IV.31, permet de conclure que l'influence de la masse du Higgs est très limitée, les variations des performances n'excèdent pas 5 % sur toute la plage en masse.

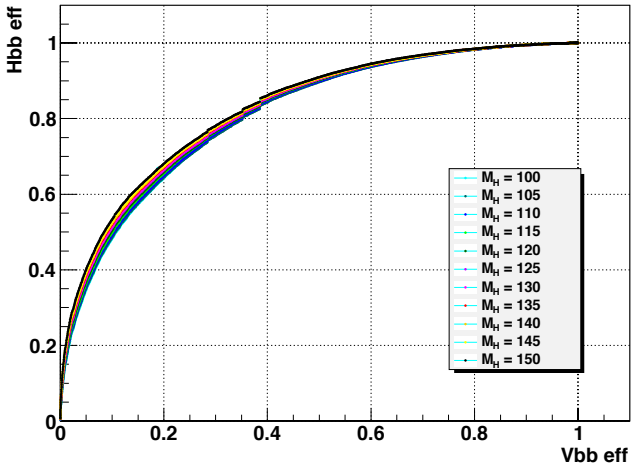


FIGURE IV.31 – Evolution de l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ pour plusieurs valeurs de masses du Higgs dans la plage de recherche qui nous intéresse.

IV.6.6.3 Performances en fonction du point de fonctionnement du NNbtag.

Nous avons vérifié que les performances du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ sont indépendantes des critères de sélection appliqués en amont dans la recherche du Higgs, plus particulièrement du point de fonctionnement du NNbtag utilisé pour discriminer les jets beaux des jets légers. La figure IV.32 montre que non seulement la dépendance est très faible, mais qu'en plus les performances augmentent légèrement pour les coupures les plus sévères sur la sortie du NNbtag, qui sont justement celles utilisées pour la recherche du Higgs.

Ce test nous a également permis de valider la méthode de construction du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ et l'utilisation de celui-ci. En effet, de manière à ne pas rendre le $MVA\ Vb\bar{b}$ dépendant de la coupure sur le discriminant d'identification des jets beaux, le $MVA\ Vb\bar{b}$ est construit à l'aide d'échantillons sur lesquels l'identification des jets beaux n'est pas appliquée. Le $MVA\ Vb\bar{b}$ peut alors être utilisé quelle que soit la stratégie d'identification des jets beaux utilisée dans l'analyse.

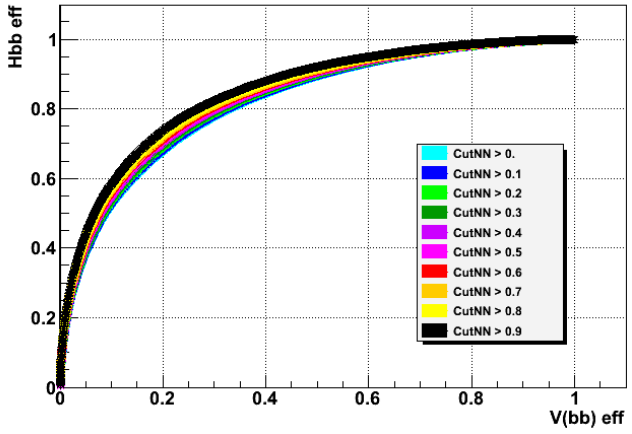


FIGURE IV.32 – Evolution de l'efficacité de sélection du signal $H \to b\bar{b}$ en fonction de celle du bruit de fond $V(b\bar{b})$ selon le point de fonctionnement du btagging NNbtag.

IV.6.7 Description du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ dans la simulation

Nous nous sommes assurés de la bonne description des données par la simulation pour le discriminant *MVA Vbb*. Les figures IV.34 et IV.35 présentent respectivement les distributions du discriminant après identification d'un jet beau et de deux jets beaux observés dans les données et comparées à la simulation. Le code de couleurs utilisé pour les différents processus simulé est visible sur la figure IV.33.

En conclusion, l'accord entre la simulation et les données est tout à fait satisfaisant pour que l'utilisation du discriminant *MVA Vbb* n'introduise pas de biais dans les analyses Higgs et top.

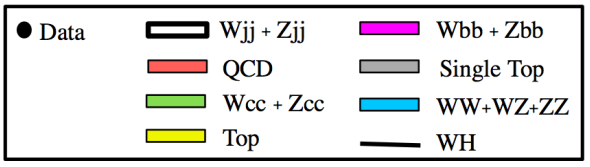


FIGURE IV.33 – Code de couleurs utilisé pour la comparaison données et simulation dans les histogrammes suivants.

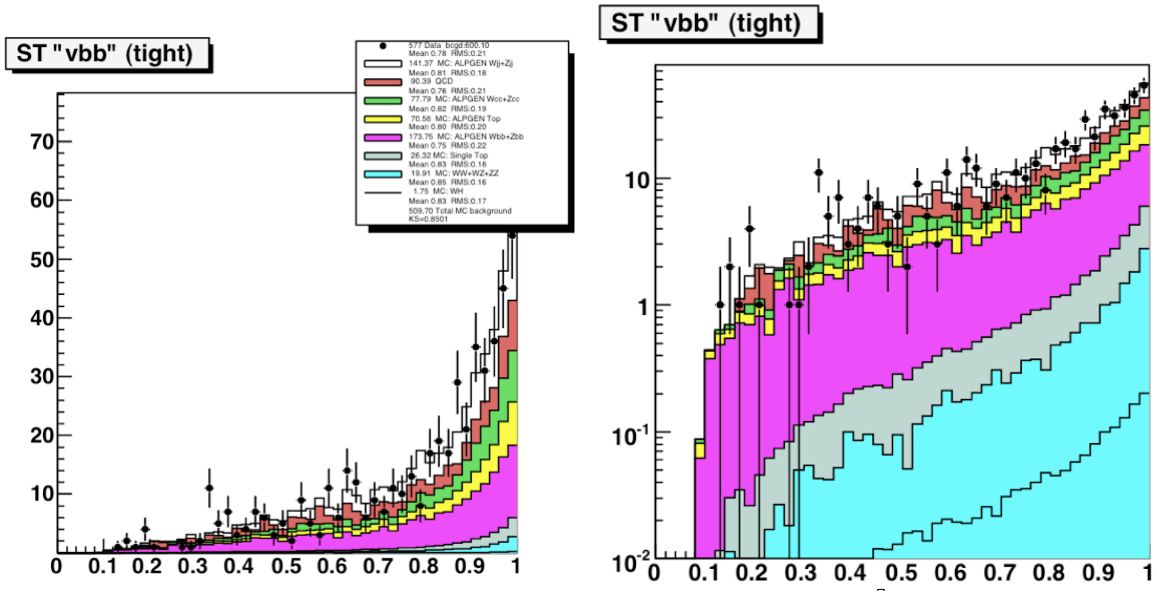


FIGURE IV.34 – Distribution du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ dans l'analyse WH observée dans les données et comparée à la simulation lorsqu'un jet beau a été identifié. Le code couleur pour les bruits de fond et le signal est visible sur la figure IV.33

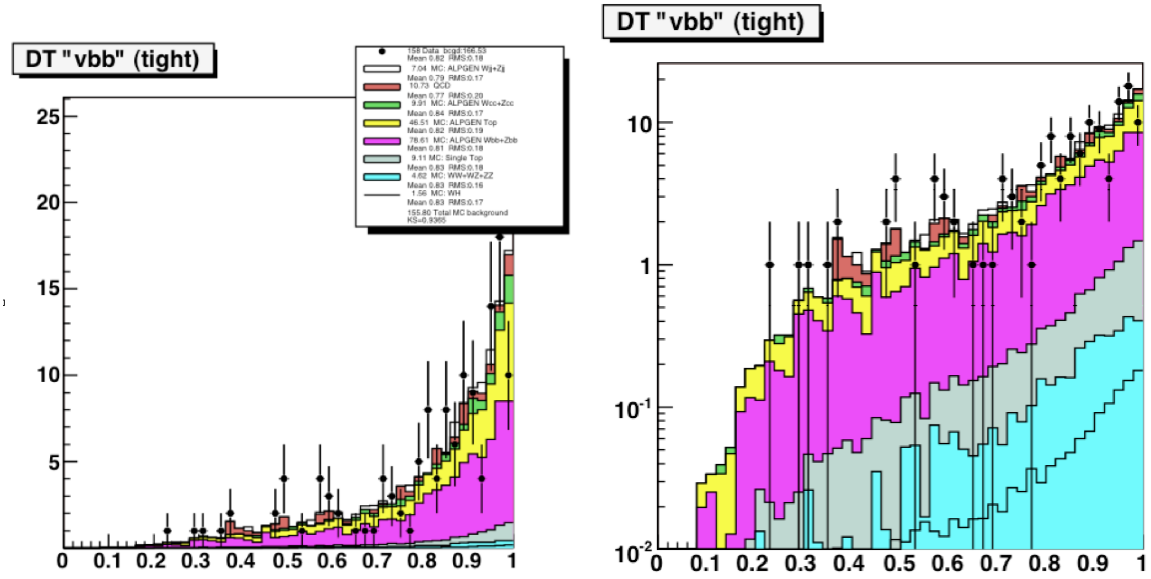


FIGURE IV.35 – Distribution du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$ dans l'analyse WH observée dans les données et comparée à la simulation lorsque deux jets beaux ont été identifiés. Le code couleur pour les bruits de fond et le signal est visible sur la figure IV.33

IV.6.8 Utilisation du discriminant $MVA\ Vb\bar{b}$

Comme nous venons de le voir, le $MVA\ Vb\bar{b}$ propose d'aborder le principal bruit de fond résiduel après identification des jets beaux qui est $W(Z)$+ jets b. Ce discriminant est principalement utile dans le cas du canal où un seul jet est identifié comme étant un jet beau, laissant une probabilité importante que le second jet soit un jet de gluon dans le cas du bruit de fond $V + b\bar{b}$. Les performances du $MVA\ Vb\bar{b}$ sont intéressantes, mais une coupure directe sur sa distribution appauvrirait trop la statistique, il est plus pertinent de l'envisager comme une variable discriminante supplémentaire en entrée du discriminant final de l'analyse.

– Chapitre V –

La recherche du Higgs dans le canal WH

The only way to discover the limits of the possible is to go beyond them into the impossible.

Arthur C. Clarke

Sommaire

V.1 La stratégie de recherche . . . 156
- V.1.1 Principe de l'analyse . . . 156
- V.1.2 Les difficultés . . . 157
- V.1.3 Plan de l'analyse . . . 158

V.2 La pré-sélection des événements WH . . . 159
- V.2.1 Les critères de déclenchement . . . 159
- V.2.2 La pré-sélection des objets physiques . . . 161

V.3 Les données analysées . . . 163

V.4 Les événements simulés . . . 164
- V.4.1 Les processus simulés . . . 164
- V.4.2 Génération des échantillons . . . 165
- V.4.3 Les corrections de la simulation . . . 167

V.5 Estimation du bruit de fond multijets . . . 173
- V.5.1 Le canal électron : la méthode de la matrice . . . 174
- V.5.2 Le canal muon : la méthode d'anti-isolation . . . 176
- V.5.3 Normalisation du bruit de fond multijets et $V+$ jets . . . 177

V.6 Suppression des événements multijets . . . 178
- V.6.1 Coupure triangulaire . . . 178
- V.6.2 Discriminant multijets . . . 179

V.7 L'identification des jets beaux . . . 181
- V.7.1 Les étiquetabilités . . . 181

V.7.2 Les efficacités d'identification 181
V.8 Bilan de la sélection des événements 182
V.9 Optimisation grâce à une analyse multivariée 182
V.9.1 Les variables d'entrée 182
V.9.2 Accord entre simulations et données 185
V.9.3 Entraînement du discriminant et performances 191
V.10 Limite sur la section efficace de production du boson de Higgs 194
V.10.1 La méthode CL_s 194
V.10.2 Les incertitudes systématiques de l'analyse WH 198
V.10.3 Résultats de l'analyse WH 201
V.10.4 Combinaison des recherches du Higgs auprès du Tevatron . . . 202
V.11 Conclusion et perspectives 203

Ce chapitre présente la recherche du boson de Higgs dans le canal WH, production associée avec un boson W. L'importance de ce canal, déjà abordée dans le chapitre I, en fait un des canaux prioritaires pour la recherche du boson de Higgs standard léger. J'ai démarré mes travaux de thèse alors que l'analyse WH était déjà une analyse sophistiquée. L'enjeu majeur de cette thèse a donc été, outre le fait de reproduire l'analyse avec une quantité de données toujours accrue et de calibrer certains outils avec ces nouvelles données, d'augmenter la sensibilité de DØ au boson de Higgs en optimisant les algorithmes utilisés pour la sélection (discriminant final, identification des jets beaux, reconstruction de la masse du Higgs) [76].
Nous abordons dans ce chapitre la mise en pratique des techniques expliquées dans les précédents chapitres dans le cadre de l'analyse WH, ainsi que les résultats. Nous faisons tout d'abord le point sur la stratégie générale de recherche du Higgs dans le canal WH à DØ avant d'expliquer l'organisation de l'analyse en partant des données et simulations initiales jusqu'aux méthodes statistiques finales pour en extraire une limite ou un niveau de confiance sur l'existence du Higgs.

V.1 La stratégie de recherche

V.1.1 Principe de l'analyse

L'analyse WH porte sur la recherche du boson de Higgs standard dans le canal de production associé à un boson vecteur W où le Higgs se désintègre en une paire de quarks b. Le diagramme de Feynman correspondant est présenté sur la figure V.1. La recherche de cette topologie nous rend également sensible aux modes de production $ZH \to ll b\bar{b}$, $gg, VV \to H \to VW \to l\nu jj$ et $VH \to VWW \to l\nu jjjj$. Ces processus sont pris en compte bien que ne représentant qu'une faible proportion du signal attendu après nos critères de

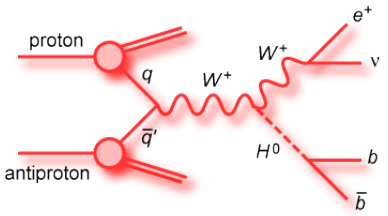


FIGURE V.1 – Diagramme de Feynman du mode de production WH.

sélection.

Le principe de l'analyse repose tout d'abord sur la sélection des événements intéressants. Puis, après avoir estimé la contribution des processus du modèle standard (hors Higgs), on déduit s'il y a un excès compatible avec le signal du boson de Higgs, sinon on place une limite haute sur son taux de production.

Cette démarche nécessite les conditions suivantes :

- Une mesure fiable, autrement dit l'assurance de pouvoir définir le processus en jeu lors de chaque collision. Cela passe par l'étalonnage du détecteur, la reconstruction ainsi que l'identification des particules. Nous utilisons les algorithmes et définitions exposés précédemment pour les objets utilisés dans l'analyse WH.
- Un cadre théorique dans lequel on peu interpréter une mesure ou mettre en évidence un désaccord. Dans l'analyse WH nous ne dépassons pas le cadre du modèle standard.
- Une bonne simulation du détecteur et des processus en jeux, permettant de comparer les données recueillies avec le modèle théorique. Ce point crucial est à la base de notre analyse, nous comparons les données à des simulations après avoir estimé les contributions de tous les processus intervenant (signal et bruit de fond).
- La capacité à distinguer le processus recherché des autres processus similaires. Cela passe par les différents critères de sélection et l'utilisation d'algorithmes d'identification, nous permettant d'augmenter la sensibilité au signal du Higgs.

V.1.2 Les difficultés

Le principal défi de cette analyse est la faiblesse de la section efficace de production du processus $WH \to l\nu b\bar{b}$, de l'orde de 0.1 pb. Par comparaison l'observation de la production d'un quark top par interaction électrofaible dans la voie s ou t est de l'ordre du pb et sa première mise en évidence remonte à 2006 dans DØ [77] avant d'avoir été observé avec 5 écarts standards en 2009 au Tevatron [66] à l'aide d'une statistique représentant 2.3 fb^{-1}

de données.

Par ailleurs, l'analyse diboson porte sur les processus WZ et ZZ dans les mêmes états finaux que les analyses de recherche de production associée du boson de Higgs WH et ZH. La section efficace de production totale de ces processus est environ 4 à 5 fois supérieure à la production d'un boson de Higgs WH ou ZH [78], ce qui en fait la dernière étape avant la mise en évidence ou l'exclusion du Higgs. Les analyses WZ et ZZ utilisent exactement la même procédure que l'analyse WH et ZH, la mesure de la section efficace de production permet ainsi de valider la démarche et les outils utilisés.

La statistique finale accumulée par l'expérience est de l'ordre de 10 fb^{-1}, ce qui ne suffit pas pour espérer observer l'observation d'un Higgs au Tevatron étant donné la sensibilité des expériences DØ et CDF. De nombreux développements visant à augmenter la sensibilité au signal d'un boson de Higgs ont donc été envisagés telles que les analyses multivariées permettant d'exploiter plus d'information que seulement la masse reconstruite du boson de Higgs des candidats sélectionnés. De plus, il faut absolument combiner le maximum d'états finals pour augmenter autant que possible la sensibilité au signal du Higgs.

V.1.3 Plan de l'analyse

Un premier niveau de sélection des événements est assuré en utilisant un ensemble de critères de déclenchement, on procède ensuite à une sélection cinématique et topologique section V.2.2. La contribution de chaque processus est prédite à l'aide de la simulation (section V.4) et à l'aide d'estimations basées sur des données réelles (voir section V.5). Différents facteurs sont appliqués de manière à assurer la bonne description des données par la simulation, ils sont présentés dans la section V.9.2. L'analyse est ensuite subdivisée en plusieurs canaux selon le nombre de jets beaux (voir section V.7). Puis une analyse multivariée permet la distinction finale entre signal et bruit de fond (voir section V.9). Si un signal est observé, la section efficace de production est estimée, sinon une limite supérieure est placée (voir section V.10). Dans le cas où cette limite supérieure est en-deçà de la section efficace de la section efficace de production prédite par le modèle standard, on exclue la production du Higgs standard pour cette masse.

V.2 La pré-sélection des événements WH

V.2.1 Les critères de déclenchement

V.2.1.1 Le canal électron

Dans le canal électron de l'analyse WH, on requiert l'activation de la suite de critères de déclenchements *Single EM* ou l'activation de la suite de critères de déclenchements *EM + jets*. Cette condition permet d'assurer la sélection d'événements possédant au moins un objet électromagnétique bien reconstruit.
Les critères de déclenchement ne sont pas appliqués dans la simulation. Pour simuler leurs performances, on paramétrise l'efficacité des critères de déclenchement observée dans les données en fonction de l'impulsion transverse de l'électron et de sa position η_{det}. Ces efficacités sont mesurées à l'aide de la méthode *tag-and-probe* dans des événements $Z \to e^+e^-$ sélectionnés dans une fenêtre autour de la masse reconstruite du Z [79]. On requiert que l'un des électrons satisfasse des critères stricts d'identification, augmentant ainsi la pureté en événements $Z \to e^+e^-$ (*tag*). On mesure ensuite l'efficacité du critère considéré sur le second électron (*probe*). On applique ainsi un poids, correspondant à l'efficacité de déclenchement mesurée dans les données, à chaque événement simulé en fonction de l'impulsion transverse et de la position η_{det} du candidat électron de plus haute impulsion transverse. L'efficacité des critères de déclenchement "électron" mis en œuvre pour l'analyse WH est montrée sur la figure V.2.

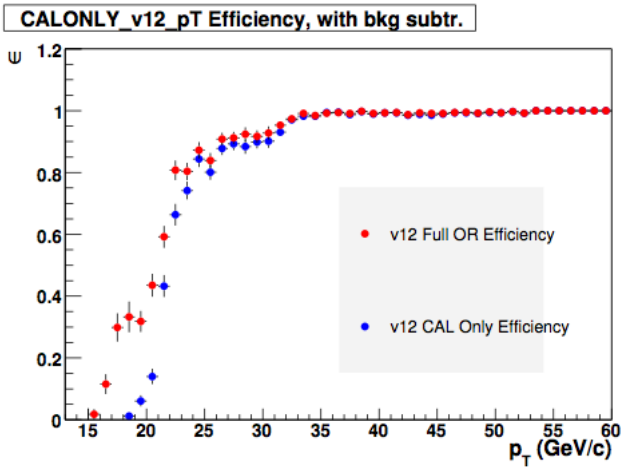


FIGURE V.2 – Efficacité des critères de déclenchement du OU logique utilisé pour la recherche du Higgs dans le canal électron de l'analyse WH (rouge), en fonction du P_T de l'électron. En bleu est présenté l'efficacité en ne prenant en compte que les critères de déclenchement du calorimètre qui sont moins performants.

V.2.1.2 Le canal muon

L'efficacité du OU logique similaire à celui utilisé pour l'électron n'est que de 70% dans le cas du muon. De manière à augmenter l'acceptance, on ne requiert alors aucun critère de déclenchement, cette approche est nommée déclenchement inclusif.
Pour estimer l'efficacité du déclenchement inclusif, nous effectuons l'analyse en demandant l'activation du critère de déclenchement *Single Muon*. En utilisant la différence en efficacité observée entre les données *Single Muon* et inclusives, on peut définir le facteur correctif à appliquer aux simulations pour tenir compte de la contribution non-*Single Muon* :

$$P_{corr} = \frac{(Données - QCD)_{incl} - (Données - QCD)_{Single\ Muon}}{MC_{incl}}, \tag{V.1}$$

où MC_{incl} représente la simulation sans facteur correctif pour les critères de déclenchement. On paramétrise cette correction en fonction de H_T (la somme scalaire des impulsions transverses des jets) et de la positon η_{det} pour $\eta_{det} < 1.6$. On définit finalement la probabilité du critère de déclenchement inclusif :

$$P_{incl} = P(H_T, \eta_{det}) + P_{Single\ Muon}. \tag{V.2}$$

Ce facteur correctif est montré sur la figure V.3. La probabilité $P_{Single\ Muon}$ est mesurée à l'aide d'une technique *tag-and-probe* similaire à celle expliquée pour les électrons.

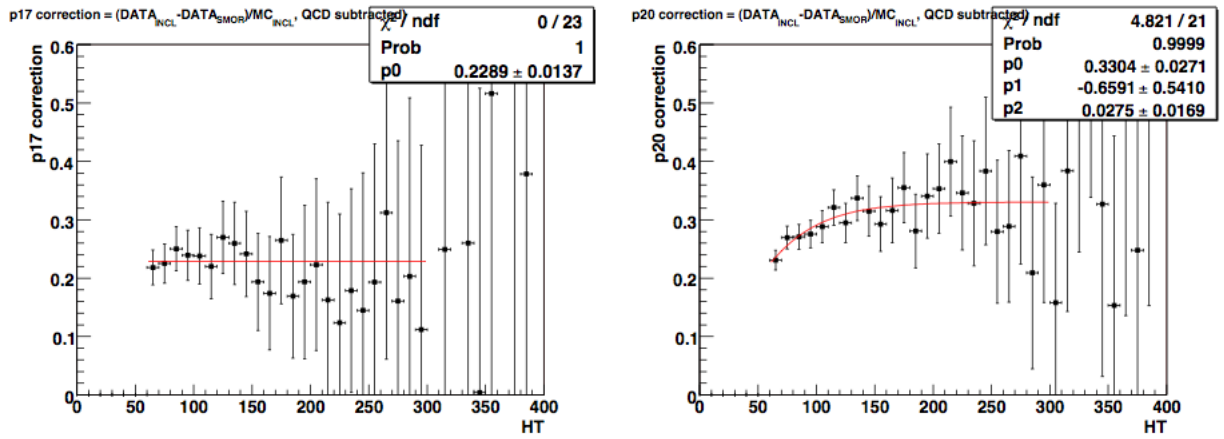


FIGURE V.3 – Facteurs correctifs appliqués aux simulations pour tenir compte de la contribution non-*Single Muon* à l'efficacité de déclenchement inclusif en fonction de H_T pour la période de prise de données Run IIa (à gauche) et Run IIb (à droite).

V.2.2 La pré-sélection des objets physiques

Dans le but de réduire le bruit de fond multijets, on applique une première sélection basée sur des critères topologiques et cinématiques. Les coupures imposées se basent sur les grandeurs associées aux objets reconstruits présentés dans le chapitre III. Cette pré-sélection permet non seulement d'obtenir un lot d'événements correspondant à l'état final recherché mais également d'en assurer la qualité.

V.2.2.1 Vertex primaire

Afin de sélectionner les collisions ayant lieu dans la partie centrale du SMT, et ainsi assurer des traces de bonne qualité, on requiert que le vertex primaire soit situé dans les 60 cm autour du centre du détecteur le long de l'axe du faisceau $|z| < 60$ cm. On s'assure de plus qu'au moins trois traces soient associées de manière à garantir la qualité de sa reconstruction. En effet la position du vertex primaire est une information importante pour la reconstruction des objets, notamment la direction des jets et l'énergie manquante, mais également pour l'identification des jets beaux.

V.2.2.2 Leptons

Nous demandons la présence d'exactement un lepton chargé d'impulsion transverse $P_T > 15$ GeV. Les critères spécifiques aux canaux "électron" et "muon" sont présentés dans la suite de cette section.

Electron

L'électron est un objet principalement calorimétrique, et sa reconstruction est différente entre la partie centrale et les parties à l'avant du calorimètre. On analyse donc séparément les événements comportant un électron dans la région en pseudo-rapidité $|\eta_{det}| < 1.1$ (CC) et $1.5 < |\eta_{det}| < 2.5$ (EC). Nous utilisons ensuite les critères d'identification définis dans la section III.4 pour sélectionner un électron *loose* et un électron *tight*. Les événements correspondant au critère *loose* sont utilisés pour estimer le bruit de fond multijets comme nous le présentons dans la section V.5, alors que les événements correspondant au critère *tight* sont utilisés pour sélectionner le boson de Higgs. Les critères utilisés pour définir les électrons *loose* et *tight* sont montré dans le tableau V.1.

Muon

On n'impose au départ aucune condition sur le type de muon, le muon peut donc être reconstruit uniquement par le détecteur de muons (*local*) ou bien associé à une trace reconstruite dans le trajectomètre (*central track-matched*) et de paramètre $|nseg| = 1, 2$

Définition de l'électron	*loose*		*tight*	
Région du calorimètre	EC	CC	EC	CC
Critères *EMID*	Point05		Point1	Point2

TABLE V.1 – Points de fonctionnement *EMID* utilisés pour la définition des événements *loose* et *tight* dans les différentes parties du calorimètre (voir section III.4).

ou 3 (voir les définitions précises de la section III.3). Le candidat muon doit néanmoins répondre à plusieurs critères :

- Le muon doit être de qualité *medium* (dont la définition change en fonction de la période de prise de données et du type de muon, se référer à l'article [50]).
- La trace reconstruite dans le trajectomètre associée à un muon *central track-matched* doit être de qualité *trackmedium* : elle doit avoir une distance d'approche minimale au vertex primaire $|IP| < 0.2$ cm, et même $|IP| < 0.04$ si la trace possède des coups dans le SMT, et l'ajustement doit être tel que $\chi^2/d.o.f < 9.5$.
- On requiert que la distance le long de l'axe du faisceau entre le vertex primaire et la trace du muon soit telle que $IP_z(PV, \mu) < 1.0$ cm.
- Finalement, le muon sélectionné doit avoir une impulsion transverse $P_T < 300$ GeV.

Les muons provenant de la désintégration leptonique du W, qui sont ceux correspondant à un signal de Higgs dans le canal WH, tendent à être isolés des jets. Il est également possible de reconstruire des muons originaires de désintégrations semi-leptoniques des jets de saveurs lourdes, qui ne sont pas ceux que nous voulons sélectionner. On impose donc un critère d'isolation *loose*, basé sur la séparation angulaire entre la trace du muon et le jet reconstruit le plus proche tel que $\Delta R(jet, \mu) > 0.5$.
Tout comme pour le canal électron, les événements *loose* sont utilisés pour estimer le bruit de fond multijets. Le critère d'isolation *tight*, utilisé dans l'analyse, est basé sur les variables présentées dans la section III.3 tel que :

- $\mathcal{I}^{trk}_{0.1<\Delta R<0.4} < 0.4$.
- $\mathcal{I}^{trk}_{\Delta R<0.5} < 0.4$.

Vetos

Dans DØ les résultats de tous les canaux de recherche du Higgs sont combinés. Il faut donc s'assurer que les recherches sont orthogonales. L'orthogonalité avec l'analyse $ZH \to \mu\mu b\bar{b}$ est garantie en rejetant tout événement possédant deux muons *loose central track-matched* d'impulsion transverse $P_T > 10$ GeV dans la région en masse reconstuite $60 < M_{\mu\mu} < 150$ GeV. Un critère similaire est appliqué pour l'orthogonalité avec $ZH \to ee b\bar{b}$ et consiste à rejeter tout événement comportant un électron *loose* additionnel d'impulsion

transverse $P_T > 15$ GeV.

V.2.2.3 Jets

Comme nous l'avons vu, le Higgs standard léger décroît majoritairement en une paire de quarks b. La principale sensibilité au signal du Higgs vient donc de la sélection en 2 jets dans l'état final. Il est néanmoins possible qu'un troisième jet soit reconstruit correspondant au rayonnement d'un gluon dans l'état final. L'analyse est donc séparée en deux sous-canaux orthogonaux correspondant à une sélection en 2 et 3 jets. Dans les deux cas, les critères de sélection sont les mêmes, les jets sélectionnés doivent satisfaire les critères suivants :

- chaque jet doit avoir une impulsion transverse telle que $P_T > 20$ GeV,
- être central ($|\eta_{det}| < 2.5$),
- et être *vertex confirmed* (voir section III.6.2), ce qui permet de réduire les jets de *pile-up* dans les conditions de haute luminosité du Run II.

V.2.2.4 Energie transverse manquante

De manière à tenir compte du neutrino issu de la désintégration du boson W dans notre canal de recherche, nous imposons une valeur minimale de 15 GeV pour l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$ dans l'état final pour le canal électron et d'au moins 20 GeV pour le canal muon.

V.3 Les données analysées

Les échantillons considérés pour l'analyse électron et muon sont respectivement nommés *EMinclusive* et *MUinclusive*, ils sont construits en imposant la présence dans les événements enregistrés d'au moins un électron ou un muon reconstruit. Les deux principales périodes de prise de données Run IIa et RunIIb sont analysées séparément, l'ensemble des données du RunIIb est lui même subdivisé en plusieurs périodes correspondant aux intervalles entre les arrêts de l'accélérateur : RunIIb1 (juin 2006 à août 2007), RunIIb2 (octobre 2007 à juin 2009), RunIIb3 (septembre 2009 à juillet 2010) et enfin RunIIb4 (août 2010 à septembre 2011).
La luminosité intégrée correspondante à chaque période de prise de données est présentée dans le tableau V.2. Les données analysées pour cette thèse correspondent à la totalité des collisions enregistrées par DØ auprès du Tevatron, soit 9.74 fb^{-1} (pour lesquelles les détecteurs ont bien fonctionné).

Période de prise de données	**Luminosité intégrée** (fb^{-1})
Run IIa	1.08
Run IIb1	1.22
Run IIb2	3.04
Run IIb3	1.99
Run IIb4	2.40
Total	9.74

TABLE V.2 – Luminosité intégrée pour chaque période de prise de données.

V.4 Les événements simulés

Les événements simulés nécessaires à l'analyse sont produits à l'aide de générateurs Monte Carlo spécifiques pour chaque processus prédit par le modèle standard. On utilise le programme døgstar [80] basé sur le logiciel de simulation GEANT 3 [81] dans sa version 3.21 pour modéliser l'interaction des particules avec le détecteur. Les signaux générés dans le détecteur sont ensuite pris en charge par la simulation complète de l'électronique døsim [82] puis l'événement est reconstruit exactement de la même manière que lors de la reconstruction des données brutes présentée dans le chapitre III.
Les événements ont été simulés pour chaque période de Run (à part le Run 2b3 et 2b4 pour lesquels un lot unique Run 2b34 a été généré) pour tenir compte du vieillissement du détecteur et de son amélioration (insertion de la *Layer 0* du SVT) ainsi que les effets de l'augmentation de la luminosité instantanée.

V.4.1 Les processus simulés

On simule tous les processus prévus par le modèle standard et susceptibles de passer les critères de sélection de l'analyse WH détaillés dans la section V.2.2, non seulement le signal mais également les processus qui constituent le bruit de fond. Seul le bruit de fond multijets n'est pas simulé mais estimé à partir des données comme cela sera expliqué dans la section V.5.
On considère donc les processus :

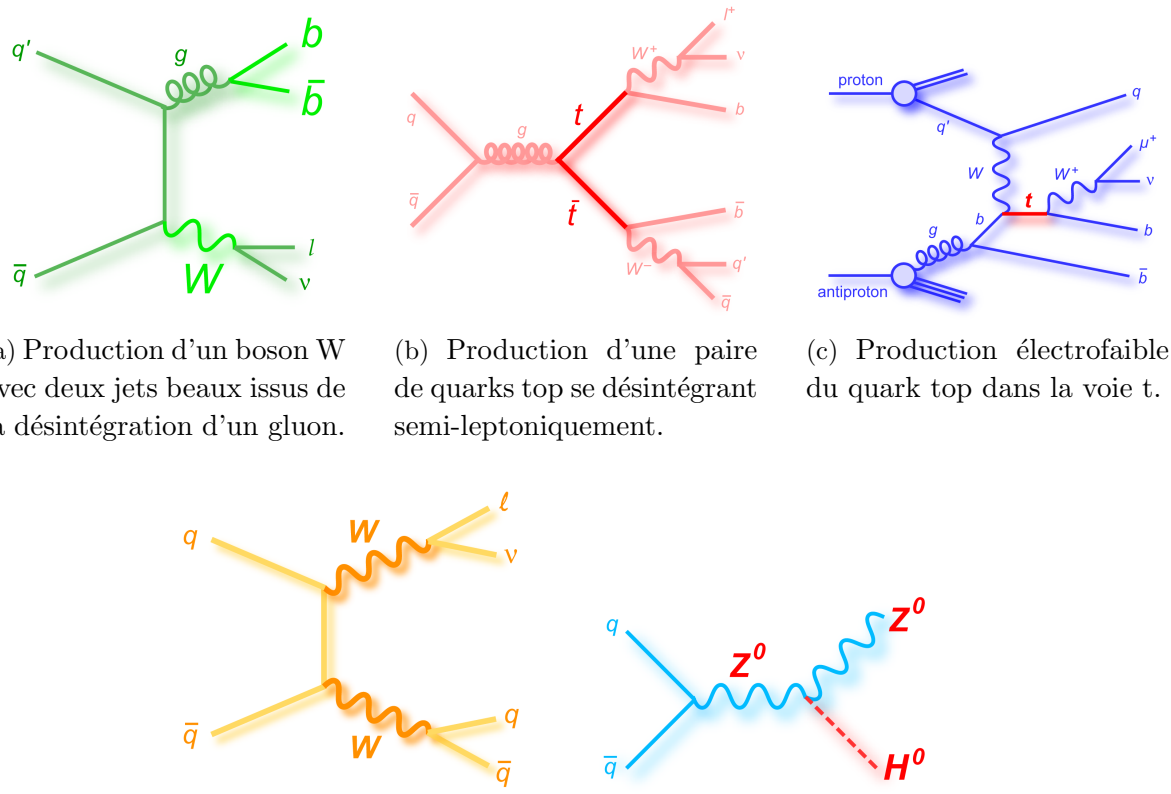
- ***W/Z* + jets légers** : Le boson W se désintègre en un lepton et un neutrino tandis que le boson Z se désintègre en une paire de leptons chargés, un de ces leptons peut ne pas être reconstruit correctement et de l'énergie manquante est mesurée. L'état final est donc le même que celui recherché par l'analyse WH. Ce boson vecteur est accompagné de jets issus de quarks légers u, d, s ou de gluon. Ces processus constituent le bruit de fond dominant avant l'identification de jets beaux.

- ***W/Z* + jets de saveurs lourdes** : Les bosons électrofaibles sont ici accompagnés de jets beaux ou charmés. Ces états finals correspondent au bruit de fond irréductible après identification des jets beaux. Un exemple de diagramme de Feynman correspondant à la production d'un boson W avec deux jets beaux est visible sur la figure V.4a.
- **$t\bar{t}$** : Le temps de décroissance du quark top étant inférieur au temps caractéristique de l'interaction forte, le quark top se désintègre presque dans tous les cas en un quark b et un boson W avant d'avoir pu se fragmenter et s'hadroniser. Les 2 bosons W réels issus d'une paire $t\bar{t}$ peuvent chacun se désintégrer leptoniquement ou hadroniquement. Dans l'analyse WH on considère les contributions di-leptonique et semi-leptonique (un boson W se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement). Le diagramme de Feynman correspondant au cas semi-leptonique est visible sur la figure V.4b.
- **Single Top** : La production d'un quark seul s'effectue par interaction faible. Les processus *Single Top* sélectionnés dans l'analyse WH sont ceux produits dans la voie s et la voie t. La figure V.4c illustre la production *Single Top* par la voie t.
- ***WW/WZ/ZZ*** : Dans l'analyse WH, on ne considère que les modes de désintégration semi-leptonique des paires de bosons éléctrofaibles, conduisant à la production d'un ou deux leptons chargés issus d'un boson et de deux jets issus de l'autre. Le diagramme de Feynman illustrant la production WW est visible sur la figure V.4e.
- ***WH/ZH*** : La sélection du Higgs dans le canal de production WH sélectionne également des Higgs produits dans le canal ZH, lorsqu'un des leptons chargés du boson Z n'est pas produit dans l'acceptance du détecteur ou pas sélectionné. On génère plusieurs lots de ZH avec des masses de Higgs différentes allant de 100 GeV à 150 GeV par pas de 5 GeV. Le diagramme de Feynman du signal ZH est représenté sur la figure V.4d.

V.4.2 Génération des échantillons

V.4.2.1 Les générateurs Monte Carlo

Il existe une grande quantité de générateurs Monte Carlo utilisés en physique des particules. Ces générateurs ont pour but de simuler les processus du modèle standard ou d'autres théories et sont basés sur des modèles théoriques et phénoménologiques. Pour l'analyse WH, on utilise principalement les générateurs Alpgen [83], Pythia [7] et Comphep [84]. Il s'agit de générateurs *Leading Order*, ne simulant les processus qu'au niveau des arbres du développement en perturbation de la théorie des champs quantiques exposée dans la section I.1.5.1. Les générateurs Monte Carlo peuvent différer pour tout ou partie de la simulation d'un processus physique, selon le modèle utilisé et les paramètres libres de chaque générateur, qui sont ajustés pour simuler au mieux les données. Ainsi, Alpgen décrit mieux les processus de haute multiplicité en jets, mais n'effectue pas la



(a) Production d'un boson W avec deux jets beaux issus de la désintégration d'un gluon.

(b) Production d'une paire de quarks top se désintégrant semi-leptoniquement.

(c) Production électrofaible du quark top dans la voie t.

(d) Production de deux bosons W se désintégrant dans le canal semi-leptonique.

(e) Production associée du boson de Higgs avec un boson Z.

FIGURE V.4 – Diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre des processus simulés pour l'analyse WH.

fragmentation et l'hadronisation des partons. PYTHIA de son côté simule les processus et utilise le modèle phénoménologique *String Model* pour reproduire la fragmentation des quarks.
Le proton et l'anti-proton étant des particules composites, on doit tenir compte de la distribution de probabilité de présence des partons d'impulsion donnée lors des collisions, ou *pdf : parton distribution function*. Dans notre analyse, on utilise les *pdf* fournies par CTEQ6L [85].

V.4.2.2 Interface ALPGEN/PYTHIA

Les bruits de fond du modèle standard et les signaux ont été générés séparément pour les différentes périodes de prise de données. Les événements simulés $W/Z + jets$ et $t\bar{t}$ sont générés à l'aide d'ALPGEN, la fragmentation et l'hadronisation des quarks étant

effectuées par PYTHIA. Cette combinaison doit être rigoureusement vérifiée pour ne pas effectuer un double comptage de partons et ainsi produire artificiellement des événements de multiplicité supérieure. En effet, PYTHIA peut générer une radiation de gluon qui a déjà été produite par ALPGEN. On utilise la prescription MLM [86], qui utilise des critères de correspondance tels que la distance ΔR entre les partons ou leur impulsion transverse relative. La production de quarks top par interaction faible est effectuée selon le même schéma à l'aide d'une interface entre COMPHEP et PYTHIA. Quant aux signaux et aux événements diboson, ils sont générés à l'aide de PYTHIA.

V.4.2.3 Correction du double comptage des partons lourds

Nous voulons simuler séparément les échantillons $V + jets$ légers (quarks u, d, s), $Vc\bar{c}$ et $Vb\bar{b}$. Or ALPGEN considère le quark c comme un quark léger, ce qui entraîne la présence d'événements $Vc\bar{c}$ dans les échantillons $V+$ jets légers. De plus, l'interface ave PYTHIA en charge de la fragmentation et de l'hadronisation peut inclure des radiations de partons lourds venant aussi contaminer les évènements $V+$ jets légers avec des jets de saveurs lourdes.
On développe alors une technique visant à retirer la contribution des partons lourds dans les échantillons $V+$ jets légers appelée *Heavy Flavour Skimming* [87]. Les sections efficaces sont ensuite corrigées pour compenser ce retrait d'événements.

V.4.3 Les corrections de la simulation

V.4.3.1 K-facteur

Pour comparer correctement les distributions observées dans les données à celles obtenues avec des événements simulés, chaque processus simulé est normalisé à sa section efficace σ prédite par le modèle standard. Un poids $w = \frac{\sigma L_{int}}{N_{tot}}$ est appliqué à chaque événement, où L_{int} correspond à la luminosité intégrée et N_{tot} le nombre total d'événements simulés. Cependant, les sections efficaces etimées par ALPGEN ne sont calculées qu'au *Leading Order*. Pour tenir compte des ordres supérieurs, on applique un facteur correctif appelé facteur K. On définit cette correction comme le rapport de la section efficace σ_{LO} d'un processus donné calculée au *Leading Order* sur la section efficace σ_{NLO} calculée au *Next-to-Leading Order* :

$$K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}}. \tag{V.3}$$

Les sections efficaces à l'ordre du *Next-to-Leading Order* sont calculées par MCFM [88], un générateur au second ordre du développement en perturbations.

V.4.3.2 Correction des sections efficaces $V + jets$

Pour les événements $V + jets$, on utilise une méthode expérimentale pour déterminer les facteurs K à partir des données. Ce facteur de correction est mesuré après la sélection décrite dans la section V.2.2 mais avant l'identification des jets beaux. On mesure le nombre $N_{mesuré}$ d'événements dans l'échantillon auquel on soustrait le nombre d'événements N_{SM} prédits par le modèle standard et la contribution N_{QCD} du bruit de fond multijets, le tout divisé par le nombre N_{V+jets} d'événements attendu en considérant leur section efficace σ calculée au premier ordre. On définit ainsi le facteur correctif K^{exp} tel que :

$$K^{exp} = \frac{N_{mesuré} - N_{SM} - N_{QCD}}{N_{V+jets}}. \tag{V.4}$$

Les facteurs K^{exp} pour chaque période de prise de données sont présentés dans le tableau V.3.

Canal	IIa	IIb1	IIb2	IIb34
Electron	0.97 ± 0.01	0.96 ± 0.01	0.97 ± 0.01	1.05 ± 0.01
Muon	1.03 ± 0.01	0.95 ± 0.02	1.05 ± 0.01	1.05 ± 0.01

TABLE V.3 – Facteurs K^{exp}_{LF} estimés pour chaque période de prise de données pour le canal deux jets avec la sélection d'un électron ou d'un muon. Les incertitudes indiquées correspondent à l'incertitude statistique.

V.4.3.3 Liste des processus simulés et leur section efficace de production

Les processus considérés dans l'analyse WH, les générateurs utilisés ainsi que leurs sections efficaces respectives sont visible dans les tables V.4 à V.6. Le tableau V.7 récapitule les section efficace de production pour les signaux considérés dans l'analyse WH ainsi que les rapports d'embranchements sur une plage en masse de 100 à 200 GeV par pas de 5 GeV.

Processus		générateur	$\sigma(\times\mathrm{BR})$[pb]
$WH \to \ell\nu + b\bar{b}$		PYTHIA	0.03986
$WH \to \ell\nu + c\bar{c}$			0.00185
$WH \to \ell\nu + \tau\tau$			0.00433
$ZH \to \ell\ell + b\bar{b}$			0.00740
$ZH \to \ell\ell + c\bar{c}$			0.00034
$ZH \to \ell\ell + \tau\tau$			0.00080
$H \to WW \to e\nu jj$			0.01532
$H \to WW \to \mu\nu jj$			0.01506
$H \to WW \to \tau\nu jj$			0.01603
$H \to ZZ \to \ell\ell jj$			0.00150
$vbf \to H \to WW \to \ell\nu jj$			0.00299
$WH \to WWW \to \ell\nu jjjj$			0.01513
$ZH \to ZWW \to \ell\ell jjjj$			0.00901
WW inclusif			11.34
WZ inclusif			3.22
ZZ inclusif			1.20
$Wjj \to \ell\nu$	+0 parton léger	ALPGEN + PYTHIA	5875.679
	+1 parton léger		1656.399
	+2 partons léger		388.983
	+3 partons léger		91.519
	+4 partons léger		20.920
	+5 partons léger		6.599
$Wbb \to \ell\nu$	+0 parton léger		17.828
	+1 parton léger		8.127
	+2 partons léger		2.971
	+3 partons léger		1.392
$Wcc \to \ell\nu$	+0 parton léger		45.684
	+1 parton léger		25.639
	+2 parton léger		10.463
	+3 parton léger		5.08

TABLE V.4 – Liste des processus simulés, des générateurs utilisés ainsi que du poids de chaque processus (sa section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement correspondant à l'état final considéré). Pour les différents processus Higgs, les valeurs correspondantes à une hypothèse de masse du Higgs de 115 GeV.

Processus		générateur	$\sigma(\times\mathrm{BR})$[pb]
$Z \to ee$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger	Alpgen + Pythia	168.9980
	+ 1 parton léger		51.0300
	+ 2 partons léger		12.4860
	+ 3 partons léger		4.0700
$Zb\bar{b} \to ee + b\bar{b}$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger		0.7760
	+ 1 parton léger		0.3360
	+ 2 partons léger		0.2050
$Zc\bar{c} \to ee + c\bar{c}$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger		1.9170
	+ 1 parton léger		1.0770
	+ 2 partons léger		0.6080
$Z \to \mu\mu$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger		170.5250
	+ 1 parton léger		52.6110
	+ 2 partons léger		12.3600
	+ 3 partons léger		3.9990
$Zb\bar{b} \to \mu\mu + b\bar{b}$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger		0.8200
	+ 1 parton léger		0.3770
	+ 2 partons léger		0.1886
$Zc\bar{c} \to \mu\mu + c\bar{c}$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger		1.9790
	+ 1 parton léger		1.1640
	+ 2 partons léger		0.5960
$Z \to \tau\tau$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger		167.1750
	+ 1 parton léger		51.1900
	+ 2 partons léger		12.4710
	+ 3 partons léger		3.8130
$Zb\bar{b} \to \tau\tau + b\bar{b}$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger		0.8190
	+ 1 parton léger		0.3800
	+ 2 partons léger		0.1970
$Zc\bar{c} \to \tau\tau + c\bar{c}$ (75-130 GeV)	+ 0 parton léger		1.9070
	+ 1 parton léger		1.0350
	+ 2 partons léger		0.6320

Table V.5 – Liste des processus simulés, des générateurs utilisés ainsi que du poids de chaque processus (sa section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement correspondant à l'état final considéré). Pour les différents processus Higgs, les valeurs correspondantes à une hypothèse de masse du Higgs de 115 GeV.

Processus		générateur	$K \times (\sigma \times \mathrm{BR})$[pb]
$t\bar{t} \to b\bar{b} + \ell^+\nu\ell'^-\bar{\nu}_{\ell'}$	+ 0 parton léger	COMPHEP + PYTHIA	0.4900
	+ 1 parton léger		0.1980
	+ 2 partons légers		0.0941
$t\bar{t} \to b\bar{b} + 2j + \ell\nu$	+ 0 parton léger		2.0340
	+ 1 parton léger		0.8270
	+ 2 partons légers		0.4050
Single-top s-channel ($tb \to e\nu b\bar{b}$)			0.1050
Single-top s-channel ($tb \to \mu\nu b\bar{b}$)			0.1180
Single-top s-channel ($tb \to \tau\nu b\bar{b}$)			0.1260
Single-top t-channel ($tqb \to e\nu bqb$)			0.2520
Single-top t-channel ($tqb \to \mu\nu bqb$)			0.2470
Single-top t-channel ($tqb \to \tau\nu bqb$)			0.2630

TABLE V.6 – Liste des processus simulés, des générateurs utilisés ainsi que du poids de chaque processus (sa section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement correspondant à l'état final considéré et le facteur K). Pour les différents processus Higgs, les valeurs correspondantes à une hypothèse de masse du Higgs de 115 GeV.

	Section efficace de production du Higgs standard (fb)				Rapports d'embranchement du Higgs standard (%)		
m_H (GeV)	gg to H	VBF	WH	ZH	H to WW	H to ZZ	H to bb
100	1861	99.5	291.9	169.8	1.05	0.11	80.33
105	1618	93.3	248.4	145.9	2.31	0.2	78.57
110	1413	87.1	212	125.7	4.59	0.42	75.9
115	1240	79.07	181.9	108.9	8.27	0.83	71.95
120	1093	71.65	156.4	94.4	13.64	1.53	66.49
125	967	67.37	135.1	82.3	20.78	2.55	59.48
130	858	62.5	116.9	71.9	29.43	3.86	51.18
135	764	57.65	101.5	63	39.1	5.32	42.15
140	682	52.59	88.3	55.3	49.16	6.72	33.04
145	611	49.15	77	48.7	59.15	7.77	24.45
150	548	45.67	67.3	42.9	68.91	8.14	16.71
155	492	42.19	58.9	37.9	78.92	7.3	9.88
160	439	38.59	50.8	33.1	90.48	4.19	3.74
165	389	36.09	44.6	30	95.91	2.22	1.29
170	349	33.58	40.2	26.6	96.39	2.35	0.85
175	314	31.11	35.6	23.7	95.81	3.2	0.66
180	283	28.57	31.4	21.1	93.25	5.94	0.54
185	255	26.81	28.2	18.9	84.5	14.86	0.42
190	231	24.88	25.1	17	78.7	20.77	0.34
195	210	23	22.4	15.3	75.88	23.66	0.29
200	192	21.19	20	13.7	74.26	25.33	0.26
	VV to enujj 0.15	VV to munujj 0.14	VV to taunujj 0.15	VV to llqq 0.14	W to lnu 0.32		

TABLE V.7 – Section efficace de production pour les différents processus de production du Higgs sur la plage de masse de Higgs allant 100 à 200 GeV ainsi que les rapports d'embranchement pour les principaux modes de désintégration [9].

V.4.3.4 Repondération des événements $V+$ jets simulés par ALPGEN

Plusieurs corrections de la distribution de l'impulsion transverse des bosons vecteurs au niveau générateur sont proposés dans DØ [89] [90] [91]. Malgré ces corrections, il a été observé pour plusieurs analyses que le générateur ALPGEN ne reproduisait pas correctement les distributions des événements $V+$ jets pour certaines variables cinématiques comme la position η et la séparation angulaire ΔR entre les jets [92]. Des études ont montré que des différences existent entre les différentes procédures (MLM ou autre) pour implémenter la fragmentation/hadronisation dans ALPGEN [93].
On procède donc à une repondération des distributions des jets suivant η et ΔR, estimée à partir données. Pour corriger les différences dans la distribution de chaque variable considérée on effectue un ajustement du rapport du nombre d'événements mesuré N_{data} auquel on a retranché la contribution multijets N_{QCD} et la contribution des autres processus (hors processus $V+$ jets N_{SM}), sur le nombre N_{Vjets} d'événements $V+$ jets prédits par la simulation :

$$\frac{N_{data} - N_{QCD} - N_{SM}}{N_{Vjets}}. \tag{V.5}$$

On remarque également un désaccord entre données et simulation sur la distribution des jets suivant η des jets pour la région inter-cryostat ($0.8 < |\eta_{det}| < 1.4$). On utilise au final les fonctions :

$$\begin{aligned}
f_{\eta_{jet1}} &= 0.977 - 0.026\eta_{jet1}^2 + 0.019\eta_{jet1}^4 \\
f_{\eta_{jet2}} &= 0.943 - 0.005\eta_{jet2}^2 + 0.018\eta_{jet2}^4 \\
f_{\Delta R} &= 4.382 - 0.255\Delta R + 0.085\Delta R^2 - 0.006\Delta R^3 \\
f_{P_T^W} &= 0.216 + 0.054(1 + erf((W_{P_T} - 7.963)/(\sqrt{2} \times (-8.974))))
\end{aligned} \tag{V.6}$$

Ces fonctions sont présentées sur la figure V.5.
L'ajustement $f(x)$, où x correspond à la variable considérée nous permet d'appliquer un poids w_i pour chaque événement i tel que :

$$w_i = \prod_j^N f_j(x_j), \tag{V.7}$$

pour chaque ajustement j effectué.

V.5 Estimation du bruit de fond multijets

Le bruit de fond multijets est d'origine expérimentale. Il s'agit la plupart du temps d'événements où un jet a passé les critères d'identification et de sélection des leptons.

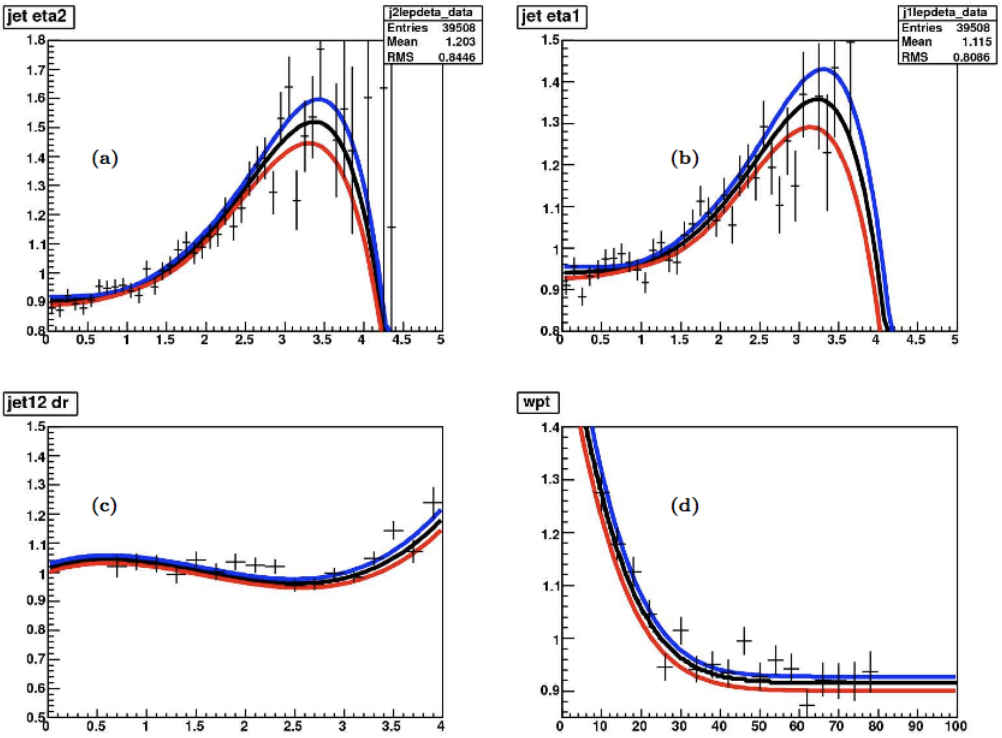


FIGURE V.5 – Fonctions de repondération utilisées dans l'analyse WH pour corriger la modélisation des processus $V+$ jets avec ALPGEN. (a) $\Delta\eta$ entre le lepton et le jet de plus haute impulsion transverse. (b) $\Delta\eta$ entre le lepton et le second jet de plus haute impulsion transverse. (c) Séparation angulaire $\Delta R(jet_1, jet_2)$ entre les deux jets de plus haute impulsion. (d) Impulsion transverse du W reconstruit. Pour chaque figure la ligne noire correspond à la fonction nominale utilisée, tandis que les courbes rouges et bleues correspondent respectivement aux variations à +1 et -1 σ.

Il s'agit d'un phénomène difficile à simuler correctement, on préfère donc construire un modèle basé sur les données. Nous décrivons dans la suite les démarches suivies pour évaluer ce bruit de fond, il s'agit de *methode de la matrice* pour le canal électron et de la *méthode d'anti-isolation* dans le canal muon.

V.5.1 Le canal électron : la méthode de la matrice

V.5.1.1 Principe

La méthode de la matrice consiste à établir un système d'équations permettant d'évaluer le nombre d'événements multijets passant les critères d'identification des leptons. Le nombre N_{loose} d'événements passant les critères de sélection *loose* des leptons (voir section V.2.2.2) contient une contribution N_l d'événements comportant des vrais leptons et

une contribution N_{QCD} d'événements multijets dans lesquels un lepton est identifié par erreur :

$$N_{loose} = N_l + N_{QCD}. \tag{V.8}$$

Une relation similaire peut être écrite après avoir utilisé un critère d'identification du lepton plus sévère ($tight$). On doit pour cela pondérer N_l par l'efficacité ϵ_{tight} qu'un lepton passant les critères lâches passe aussi les critères sévères, et pondérer N_{QCD} par la probabilité p_l qu'un jet (ou faux lepton) passant les critères lâches passe aussi les critères sévères de sélection des leptons :

$$N_{tight} = \epsilon_{tight} N_l + p_l N_{QCD}. \tag{V.9}$$

On peut finalement écrire le système d'équations :

$$N_l = \frac{N_{tight} - p_l N_{loose}}{\epsilon_{tight} - p_l} \tag{V.10}$$

$$N_{QCD} = \frac{\epsilon_{tight} N_{loose} - N_{tight}}{\epsilon_{tight} - p_l}. \tag{V.11}$$

En définissant $N^T_{QCD} \equiv p_l N_{QCD}$, qui est la contribution qu'il faut estimer pour notre analyse, on obtient :

$$N^T_{QCD} = \frac{p_l}{\epsilon_{tight} - p_l}(\epsilon_{tight} N_{loose} - N_{tight}). \tag{V.12}$$

L'efficacité ϵ_{tight} ainsi que la probabilité p_l dépendent de la cinématique de l'événement. Ainsi, nous estimons le bruit de fond N^T_{QCD} en assignant un poids dépendant de la cinématique de l'événement à chaque événement de l'échantillon *loose*. Le poids w_i associé à l'événement *loose* i de cinématique $\vec{k_i}$ s'exprime donc :

$$w_i = \frac{p_l(\vec{k_i})}{\epsilon_{tight}(\vec{k_i}) - p_l(\vec{k_i})}(\epsilon_{tight}(\vec{k_i}) - \Theta^T_i), \tag{V.13}$$

où $\Theta^T = 1$ si l'événement satisfait les critères d'identification *tight* et 0 sinon. La prédiction de la contribution des événements multijets dans l'échantillon *tight* s'exprime alors comme la somme sur les événements *loose* des poids w_i :

$$N^T_{QCD} = \sum_{i=1}^{N_{loose}} w_i. \tag{V.14}$$

V.5.1.2 Estimation des efficacités ϵ_{tight} et p_l

Efficacité d'identification des vrais leptons ϵ_{tight} : Pour le canal électron, l'efficacité ϵ_e est parametrisée selon la position de l'électron $|\eta_{det}|$, son impulsion transverse P_T et la luminosité instantanée. Pour le cas du muon, on mesure l'efficacité ϵ_μ pour différents intervalles en P_T du muon. Les efficacités d'identification des leptons sont mesurées dans les données avec des événements $Z \to ll$.

Taux de mauvaise identification p_l : Le taux de mauvaise identification de leptons dans les événements multijets est mesuré dans une partie des données qui n'est pas utilisée par l'analyse de manière à ne pas biaiser les résultats. On se place donc dans la région en énergie transverse manquante $0 < \not{E}_T < 15$ GeV mais satisfaisant tous les autres critères de sélection de l'analyse. Le taux de mauvaise identification est paramétrisé en fonction de l'impulsion transverse du candidat lepton, de sa position η et de la séparation angulaire entre l'énergie manquante et le candidat lepton $\Delta\Phi(\not{E}_T, l)$. Il est déterminé comme le rapport du nombre N_{loose} d'événements *loose* sur le nombre N_{tight} d'événements *tight* auxquels on a soustrait la contribution MC des événements possédant un vrai lepton, respectivement *loose* ou *tight* :

$$p_l = \frac{N_{tight} - MC_{tight}}{N_{loose} - MC_{loose}} \tag{V.15}$$

Un exemple de taux de mauvaise identification du lepton dans le canal électron est visible sur la figure V.6.

V.5.2 Le canal muon : la méthode d'anti-isolation

Dans le canal "muon", les efficaités ϵ_{tight} de sélection des vrais leptons et le taux p_l de sélection des faux leptons sont moins différents que dans le canal "électron". La méthode de la matrice est alors moins précise pour estimer la contribution du bruit de fond multijets et une autre méthode est préferée. La méthode d'anti-isolation ou AIQCD pour (*Anti-Isolated QCD method*) consiste à estimer la forme et la normalisation du bruit de fond multijets en renversant les critères d'isolation dans les données. On corrige tout d'abord le nombre d'événements N^{AI}_{data} mesuré dans l'échantillon de données anti-isolées de l'estimation du nombre N^{AI}_{vjets} d'événements V+jets échouant aux critères d'isolation :

$$N^{AI} = N^{AI}_{data} - N^{AI}_{vjets}, \tag{V.16}$$

Nous dérivons le poids w nécessaire pour reproduire le nombre d'événements N^{AI}_i auquel on a retranché la contribution $N^{MC,AI}_i$ des autres processus du modèle standard échouant aux critères d'isolation :

$$w \times N^{AI} = N^{AI} - N^{MC,AI}. \tag{V.17}$$

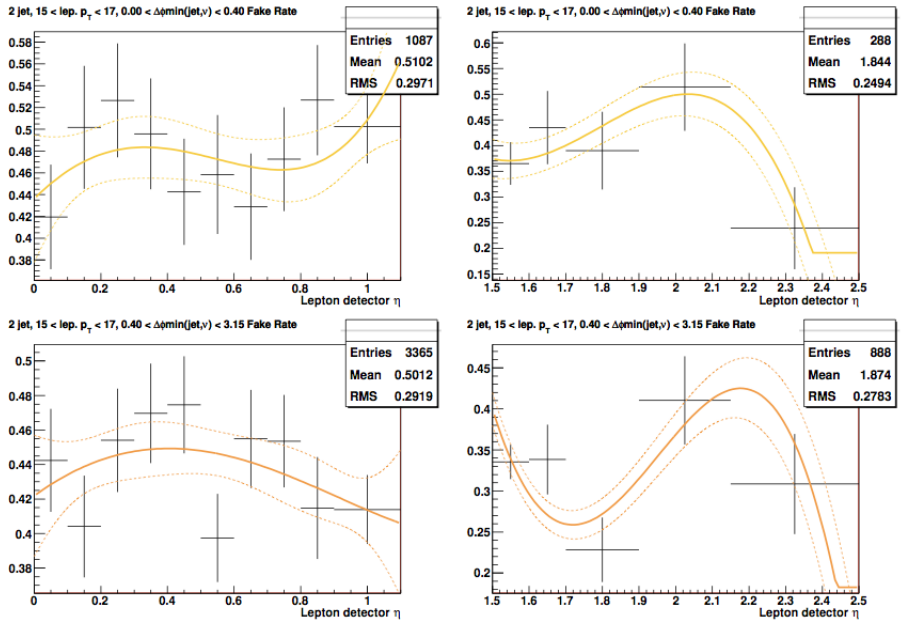


FIGURE V.6 – Exemple de taux de mauvaise identification du lepton dans le canal électron dans l'intervalle $15 < P_T < 17$ GeV en fonction de $|\eta_d et|$ pour la région centrale (à gauche) et la région à l'avant (à droite), pour l'intervalle $0 < \Delta\phi(\not{E}_T, e) < 0.4$ (en haut) et $0.4 < \Delta\phi(\not{E}_T, e) < \pi$ (en bas).

On effectue cette mesure sur chaque intervalle des distributions de l'impulsion transverse du muon P_T^{μ}, de l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$, la séparation angulaire en ϕ entre le muon et l'énergie transverse manquante $\Delta\phi(\mu, \not{E}_T)$, l'impulsion du second jet P_T^{jet2} et la masse transverse reconstruite du W M_T^W. Le poids final considéré pour un événement est la moyenne des poids mesurés sur chaque distribution. Un exemple de ces distributions est montré sur la figure V.7.

V.5.3 Normalisation du bruit de fond multijets et V+ jets

Les méthodes décrites précédemment permettent de construire des modèles de la distribution du bruit de fond multijets dans le canal électron et le canal muon à l'aide d'un lot de données qui n'est pas utilisé explicitement dans l'analyse (*loose* ou anti-isolé). Ces modèles doivent ensuite être normalisés de manière à reproduire les données utilisées (*tight* ou isolé).
Le facteur de normalisation des processus V+ jets présentée dans la section V.4.3.2, ainsi que le facteur de normalisation du bruit de fond multijets sont mesurés simultanément. Ils sont estimés à l'aide d'un ajustement sur une distribution à laquelle on a retiré les contributions des autres processus du modèle standard. Dans le cas du canal électron on

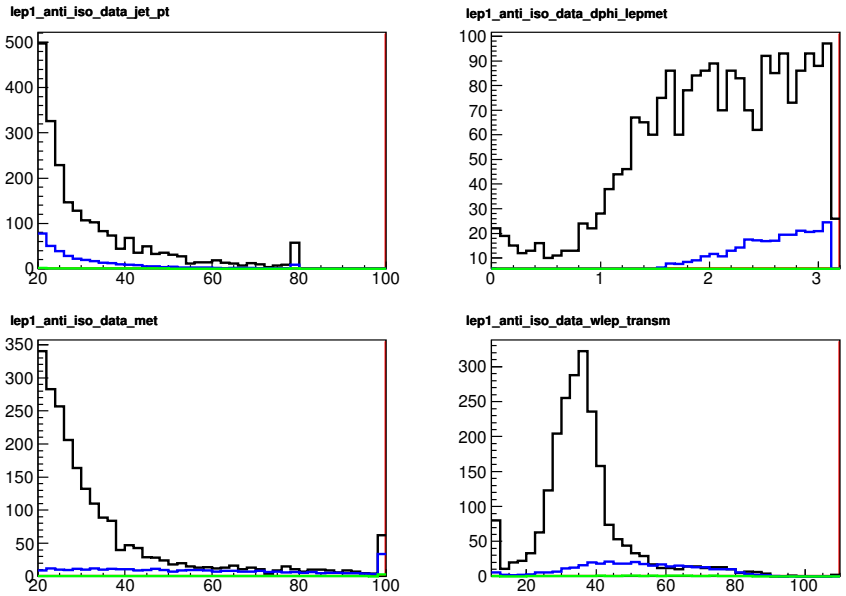


FIGURE V.7 – Exemple de distributions dans le lot Anti-isolé pour le canal 2 jets du RunIIb34 : (a) l'impulsion transverse du second jet, (b) la séparation angulaire en ϕ entre le muon et l'énergie transverse manquante $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$, (c) l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$ et (d) la masse transverse M_T^W reconstruite du W . Les données sont en noir, les événements $V+$ jets en bleu et les autres processus du modèle standard en vert.

utilise la distribution de la masse transverse du W, dans le cas du canal muon on utilise simultanément l'impulsion transverse du muon P_T^μ et l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$.

V.6 Suppression des événements multijets

Des critères supplémentaires sont utilisés pour supprimer le bruit de fond multijets. Une coupure triangulaire est effectuée (présentée dans la section V.6.1), puis un discriminant MVA QCD est construit. Aucune coupure n'est effectuée sur ce discriminant, mais il est utilisé comme variable d'entrée dans le discriminant final de l'analyse.

V.6.1 Coupure triangulaire

La coupure triangulaire consiste à rejeter les événements pour lesquels $M_W^T < -0.5\ \not\!\!E_T$ +40, comme c'est illustré par les figures V.8.

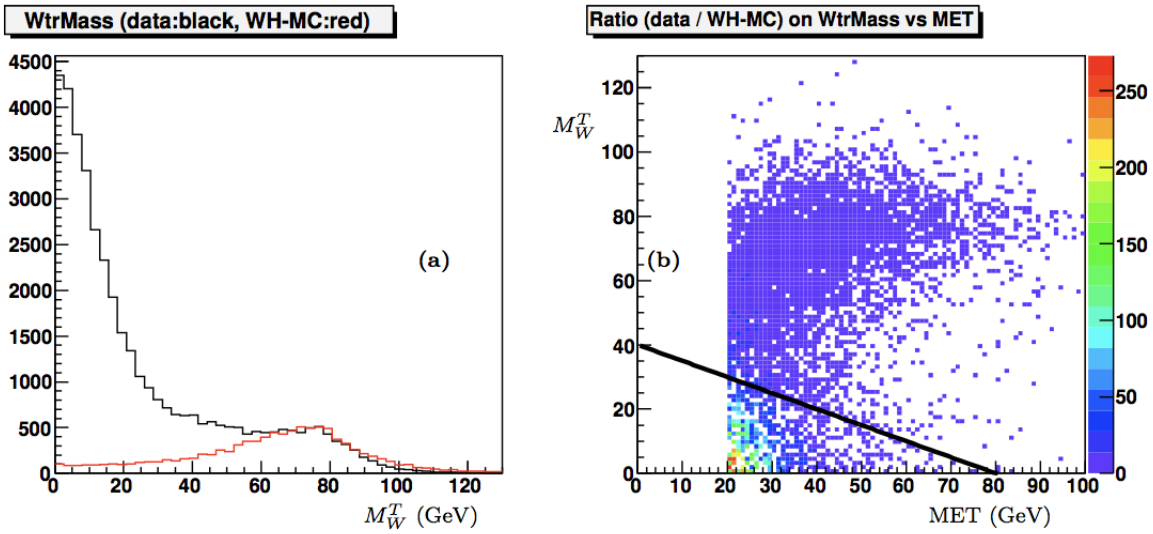


FIGURE V.8 – (a) Masse invariante transverse reconstruite du W en utilisant les données pour lesquelles un électron *loose* a été reconstruit dans l'événement (en noir) – ce lot de données est largement dominé par des événements multijets – et en utilisant une simulation de processus WH (en rouge). (b) Histogramme 2D du rapport $données_{loose}/WH\ MC$ en fonction de la masse transverse reconstruite du W et de l'énergie transverse manquante (MET). Le trait plein noir correspond à la coupure triangulaire $M_W^T = -0.5\ \not{E}_T + 40$.

V.6.2 Discriminant multijets

Un discriminant multivarié basé sur des arbres de décision (que l'on nomme MVA QCD) a été développé pour supprimer la majorité du bruit de fond multijets tout en gardant une acceptance en signal la plus importante possible. Il exploite les différences cinématiques et topologiques présentes dans les variables suivantes :

- $\not{E}_{\mathbf{T}}^{\mathbf{sig}}$: la significance de l'énergie transverse manquante.
- η_ν : la pseudo-rapidité du candidat neutrino [1].
- $\mathbf{\Delta}\eta(\nu, \mathbf{lepton})$: la séparation angulaire en pseudo-rapidité entre le neutrino et le lepton.
- $\mathbf{W_{twist}}$: variable définie par $atan\frac{\Delta\phi(\nu,e^-)}{\Delta\eta(\nu,e^-)}$.
- $\cos\theta_{\mathbf{lepton}}$: le cosinus de l'angle θ du lepton dans le référentiel du centre de masse du système $(\nu, lepton)$.
- $\mathbf{\Sigma^H_{min}}$: définie telle que $\Sigma^H_{min} = \frac{\Delta R(j_1,j_2)\times P_T^{jmax}}{\Sigma_j P_T^j}$ où P_T^{jmax} représente l'impulsion trans-

1. L'impulsion du neutrino estimée en considérant la masse du boson W entraîne une ambiguité sur la composante longitudinale de l'impulsion (les deux solutions de l'équation quadratique), le candidat retenu correspond à la valeur la plus faible.

verse du jet de plus haute impulsion transverse.

- **j12_velj** : La vélocité des produits de désintégration du Higgs est définie par $-log(1-\sqrt{1-4\sqrt{(m_1+m_2)/m}}$ où m_1 m_2 sont respectivement la masse invariante du jet de plus haute impulsion transverse et du second jet de plus haute impulsion transverse et m correspond à la masse invariante reconstruite du Higgs.
- **jet_pt[1]** - Impulsion transverse du second jet de plus haute impulsion transverse.
- **lnujj_masym** : Asymétrie relative en masse entre les masses reconstruites du W et du Higgs $(M_W - M_H)/(M_W + M_H)$.

On utilise une méthode d'arbres de décision *boostés* pour construire le discriminant. Lors de l'entraînement, le bruit de fond est représenté par un sous-lot des données passant les critères de sélection *loose* mais pas *tight* du lepton, et passant la coupure triangulaire. Le signal du boson de Higgs est quant à lui simulé pour chaque hypothèse de masse.
On n'impose aucune coupure de sélection sur la distribution du discriminant. La valeur du discriminant est utilisée comme variable d'entrée lors de la construction du discriminant final de l'analyse WH. La figure V.9 représente un exemple de distribution du discriminant MVA QCD, le code couleur est visible figure V.10.

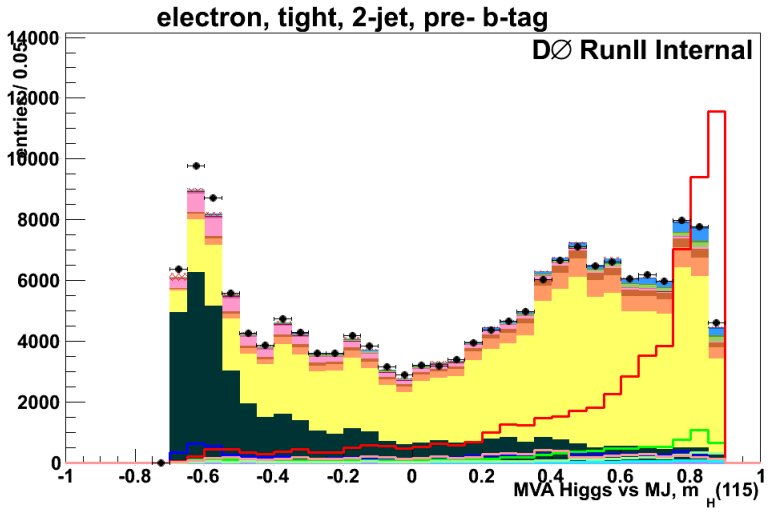


FIGURE V.9 – Distribution du discriminant MVA QCD dans le canal 2 jets électron, avant identification des jets beaux. Les données correspondent à l'intégralité du Run II. L'exemple ici correspond au discriminant entraîné avec un signal Higgs simulé avec une masse de 115 GeV.

V.7 L'identification des jets beaux

Nous définissons tout d'abord trois lots orthogonaux d'événements pour lesquels exactement 0, 1 ou 2 jets (resp. 0tag, 1tag, 2tag) passent le critère le plus lâche de l'algorithme d'identification correspondant au point de fonctionnement $L6$ (voir tableau IV.3). Nous séparons ensuite le lot 1tag en deux sous lots orthogonaux, un lot où le jet $L6$ passent des critères plus stricts correspondants au point de fonctionnement $MEDIUM$ (*1 tight tag*). L'autre lot correspond au cas où le jet $L6$ ne passe pas le critère $MEDIUM$ (*1 loose tag*). Enfin les lot 2tag est à son tour subdivisé en deux sous-lots orthogonaux : un lot d'événements où les 2 jets passent les critères plus stricts correspondants au point de fonctionnement $MEDIUM$ (*2 tight tag*) et un lot d'événements où les 2 jets passent les critères lâches $L6$ mais pas les critères $MEDIUM$ (*2 loose tag*). Au final, le canal *1 loose tag* n'est pas utilisé pour obtenir le résultat final.
Si un événement satisfait plusieurs critères, on classe l'événement dans le lot possédant le plus de jets identifiés (i.e. *2 loose tag* est préféré à *1 tight tag*). Nous vérifions l'unitarité de l'analyse en vérifiant que $N_{pretag} = N_{0-tag} + N_{1loose} + N_{1tight} + N_{2loose} + N_{2tight}$.

V.7.1 Les étiquetabilités

On applique les facteurs correctifs pour l'étiquetabilité comme présenté dans la section IV.2. On vérifie, après correction, la cohérence de la procédure : le rapport de l'étiquetabilité observée dans les données sur l'étiquetabilité simulée, en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité, doit être compatible avec l'unité. Les résultats de ce test sont présentés dans le tableau V.8, on constate que l'on est compatible dans la limite d'un écart standard avec l'unité pour chaque région en position z du vertex primaire.

Position z du vertex primaire	-60 to -30 cm	-30 to 0 cm	0 to 30 cm	30 to 60 cm
Distribution : p_T	1.000±0.025	1.001±0.008	1.003±0.008	1.020±0.030
Distribution : η	1.000±0.024	1.001±0.008	1.003±0.008	1.015±0.026

TABLE V.8 – Test de cohérence de la correction du critère d'étiquetabilité. Après correction, le rapport de l'étiquetabilité observée dans les données sur l'étiquetabilité simulée doit être compatible avec l'unité. Ces valeurs sont obtenues avec l'ensemble des données du Run II.

V.7.2 Les efficacités d'identification

On applique les facteurs correctifs sur l'efficacité d'identification des jets beaux présentés dans la section IV.4. Nous avons développé une méthode d'application des facteurs de cor-

rection appelée identification continue.
On définit ainsi le poids w_{CT} à appliquer à chaque jet j tel que :

$$w_{CT} = \prod_j SF_j^{tagga} \times CT_j, \tag{V.18}$$

où SF_j^{tagga} et CT_j correspondent respectivement au facteur correctif de l'étiquetabilité et au facteur correctif d'identification continue pour le jet j. Le facteur de correction d'identification continue est défini à partir des efficacités d'identification des jets beaux et des facteurs d'échelles discutés en détails dans la section IV.4.2.3. Il est défini pour chaque point de fonctionnement i de l'algorithme d'identification des jets beaux.

En rappelant que :

$$\frac{\epsilon^{data}}{\epsilon^{MC}} = SF^b, \tag{V.19}$$

on peut définir le facteur correctif CT_j^i pour le jet j passant le point de fonctionnement i de l'algorithme d'identification des jets beaux mais ne passant pas le point $i+1$:

$$CT_j^i = \frac{\epsilon_i^{data} - \epsilon_{i+1}^{data}}{\epsilon_i^{MC} - \epsilon_{i+1}^{MC}} = SF_i^b \times SF_{i+1}^b \frac{\epsilon_i^{data} - \epsilon_{i+1}^{data}}{SF_{i+1}^b \epsilon_i^{data} - SF_i^b \epsilon_{i+1}^{data}}. \tag{V.20}$$

V.8 Bilan de la sélection des événements

Les tableaux V.9 et V.10 récapitulent les contributions estimées des différents processus simulés ainsi que le nombre d'événements observés dans les données pour les différents canaux d'identification des jets beaux et pour les canaux 2 et 3 jets.
On observe l'intérêt de l'identification des jets beaux en comparant par exemple le rapport signal sur bruit de fond avant identification des jets beaux ($\approx 1/10000$) et après identification de 2 jets beaux *2 tag tight* ($\approx 1/1000$).

V.9 Optimisation grâce à une analyse multivariée

La combinaison des variables permet de construire le discriminant final sur lequel l'analyse se base pour mesurer un excès dans les données ou poser une limite sur le taux de production du Higgs. Nous présentons ici les variables considérées pour la combinaison ainsi que la construction et les performances du discriminant final de l'analyse WH.

V.9.1 Les variables d'entrée

La sélection des variables s'opère en trois étapes :

	$W(\ell+\not\!\!E_T)+2$ jets			
	pre-b-tagging	1 tight b-tag	2 loose b-tags	2 tight b-tags
$WH \to \ell\nu b\bar{b}$	54.66±0.10	16.97±0.06	3.94±0.03	18.54±0.06
$ZH \to \ell b\bar{b}+\not\!\!E_T$	7.07±0.02	2.23±0.01	0.52±0.01	2.15±0.01
$gg \to H \to WW \to \ell\nu jj$	31.22±0.17	2.45±0.04	0.39±0.02	0.17±0.01
$gg \to H \to ZZ \to \ell\ell jj$	0.74±0.01	0.08±< 0.01	0.02±< 0.01	0.03±< 0.01
$VV \to H \to WW \to \ell\nu jj$	4.64±0.03	0.29±0.01	0.07±< 0.01	0.02±< 0.01
$VH \to VWW \to \ell\nu + 4j$	17.69±0.10	1.65±0.03	0.31±0.01	0.13±0.01
Diboson	5858.9±6.6	548.9±1.9	103.0±0.8	88.3±0.5
$W + b\bar{b}$	8511.8±8.4	2881.4±4.8	385.3±2.1	1211.9±3.4
$Z + b\bar{b}$	877.8±1.1	301.7±0.6	38.5±0.2	107.2±0.4
$W + c\bar{c}$	20483±19	2596.0±6.8	565.1±3.3	325.4±2.4
$Z + c\bar{c}$	1959.7±2.3	250.3±0.8	53.3±0.4	30.7±0.3
$t\bar{t}$	2518.7±2.4	871.6±1.5	169.3±0.7	654.5±1.1
Single top	1116.5±1.2	451.9±0.8	56.7±0.3	205.6±0.4
Multijet	49249±92	3126.6±23.7	694.1±11.0	372.7±7.3
$W + (u, d, s)$-jets	189474±98	5977.8±15.9	1710.5±8.1	163.4±2.3
$Z + (u, d, s)$-jets	14827±15	393.1±2.2	119.6±1.1	9.4±0.3
Total simulation	294876±136	17399±14	3895.5±121.3	3169.0±8.8
Total observé	295722	17231	4006	2790

TABLE V.9 – Contributions estimées des processus sélectionnés par les critères de l'analyse WH et nombres de candidats observés dans les données, dans les différents canaux d'identification des jets beaux, pour le canal 2 jets, intégrant le canal électron et le canal muon.

- On s'assure tout d'abord que les variables considérées montrent un accord données/simulation dont le test Kolmogorov-Smirnov dépasse 0.01.
- On étudie les corrélations entre les variables, si deux variables sont corrélées de la même manière pour le signal et pour le bruit de fond, on retire la variable la moins discriminante à l'aide du classement relatif du pouvoir discriminant de chaque variable fourni par TMVA indiqué dans le tableau V.11.
- Finalement, dans le but d'aboutir à une structure la plus simple possible, on retire les variables les moins discriminantes une à une en s'assurant que l'on ne perde pas en pouvoir discriminant.

On présente ici les variables cinématiques et topologiques qui sont ultérieurement combinées dans un discriminant final :

- **bid_bl** : Somme de la distribution de sortie de l'algorithme d'identification des jets beaux pour le premier et second jet.

	$W(\ell+\not\!\!E_T)+3$ jets			
	pre-b-tagging	1 tight b-tag	2 loose b-tags	2 tight b-tags
$WH \to \ell\nu b\bar{b}$	10.76±0.04	3.09±0.02	1.30±0.02	3.05±0.02
$ZH \to \ell b\bar{b}+\not\!\!E_T$	1.91±0.01	0.55±0.01	0.25±< 0.01	0.50±0.01
$gg \to H \to WW \to \ell\nu jj$	7.89±0.09	0.70±0.02	0.28±0.02	0.09±0.01
$gg \to H \to ZZ \to \ell\ell jj$	0.23±< 0.01	0.03±< 0.01	0.01±< 0.01	0.01±< 0.01
$VV \to H \to WW \to \ell\nu jj$	4.56±0.03	0.40±0.01	0.17±0.01	0.03±< 0.01
$VH \to VWW \to \ell\nu+4j$	10.21±0.07	1.19±0.02	0.46±0.02	0.13±0.01
Diboson	1141.5±2.9	113.5±0.9	49.1±0.6	19.4±0.3
$W+b\bar{b}$	1750.0±3.5	558.9±1.9	168.1±1.2	234.6±1.3
$Z+b\bar{b}$	230.0±0.6	77.1±0.3	22.4±0.2	32.1±0.2
$W+c\bar{c}$	4654.9±9.1	636.1±3.3	290.6±2.3	82.5±1.1
$Z+c\bar{c}$	532.9±1.2	74.5±0.4	36.2±0.3	10.5±0.2
$t\bar{t}$	3385.1±3.5	1017.2±1.9	429.0±1.3	854.9±1.6
Single top	293.0±0.7	97.0±0.4	33.1±0.2	67.6±0.3
Multijet	8905.1±40.8	770.8±11.7	340.1±7.5	149.0±4.2
$W+(u,d,s)$-jets	22505±29	867.2±5.5	568.3±4.5	17.3±0.7
$Z+(u,d,s)$-jets	2437.4±5.7	88.2±1.0	56.3±0.8	1.4±0.1
Total simulation	45835±52	4300.4±9.3	1993.3±42.7	1469.3±4.9
Total observé	45262	4184	2019	1443

TABLE V.10 – Contributions estimées des processus sélectionnés par les critères de l'analyse WH et nombres de candidats observés dans les données, dans les différents canaux d'identification des jets beaux, pour le canal 3 jets, intégrant le canal électron et le canal muon.

- **j12_sigma_min** : Correspond à la variable Σ_{min} : $\frac{\Delta R(j_1,j_2)\times p_T^{j,min}}{\Sigma p_T^j}$ où $p_T^{j,min}$ est l'impulsion transverse minimale des jets.
- **j12_velj** : La vélocité des produits de désintégration du Higgs est définie par $-log(1-\sqrt{1-4\sqrt{(m_1+m_2)/m}}$, où m_1 et m_2 sont respectivement la masse invariante du jet de plus haute impulsion transverse et du second jet de plus haute impulsion transverse et m correspond à la masse invariante reconstruite du Higgs.
- **jet_pt[1]** - Impulsion transverse du second jet de plus haute impulsion transverse.
- **jetlep_detamax** : Séparation angulaire $\Delta\eta$ maximale entre un jet et le lepton.
- **jetlep_qeta[0]** : Correspond à la variable $q^\ell \times \eta_{j_1}$ représentant le produit de la charge du lepton et de la pseudo-rapidité du jet de plus haute impulsion transverse.
- **lep_qeta** : Charge du lepton multipliée par sa pseudo-rapidité.
- **lnu_pt_over_sumpt** - Somme vectorielle de l'impulsion transverse du lepton et de l'énergie manquante divisée par leur somme scalaire.

- **lnuj_m[1]** : Masse invariante reconstruite à partir du lepton, de l'énergie manquante et du jet de seconde plus grande impulsion transverse.
- **lnujj_masym** : Asymétrie relative entre les masses reconstruites du W et du Higgs $(M_W - M_H)/(M_W + M_H)$.
- **MVAQCD** : Distribution du discriminant entre le bruit de fond multijets et le signal de Higgs.
- **topo_aplanarity** : Variable topologique représentant l'aplanarité $3\lambda_3/2$ où λ_3 est la plus petite valeur propre du tenseur sphéricité normalisé $S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |\vec{p}_i|^2}$, où $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ correspond aux composantes x, y, z du vecteur impulsion.
- **topo_centrality** : $(\sum P_T)/(\sum E)$ où la somme inclue le lepton et tous les jets.

Classement	Variable	Importance relative
1	j12_mbb	1.6e-01
2	lnujj_masym	1.3e-01
3	j12_velj	9.3e-02
4	jetlep_detamax	8.8e-02
5	lnu_pt_over_sumpt	7.4e-02
6	mva_mj_vs_higgs[5]	7.0e-02
7	j12_sigma_min	6.9e-02
8	bid_bl	6.4e-02
9	lep_qeta	6.2e-02
10	jetlep_qeta[0]	5.6e-02
11	lnuj_m[1]	4.5e-02
12	topo_centrality_lj1234	4.3e-02
13	topo_aplanarity	2.6e-02
14	jet_pt[1]	2.5e-02

TABLE V.11 – Classement relatif des variables d'entrée utilisées pour construire le discriminant final, effectué par TMVA dans le canal 2 jets *2 tight tag*. Les importances relatives indiquées sont celles des arbres de décisions entraînés pour une masse du Higgs de 115 GeV.

V.9.2 Accord entre simulations et données

La bonne description des données pour ces variables par la simulation est vérifiée à toutes les étapes de la sélection. Les figures V.11 et V.12 montrent par exemple la comparaison données/simulation pour le canal 2 jets électron *2 tight tags* et les figures V.13 et V.14 pour le canal muon.
La figure V.10 rappelle le code couleur utilisé.

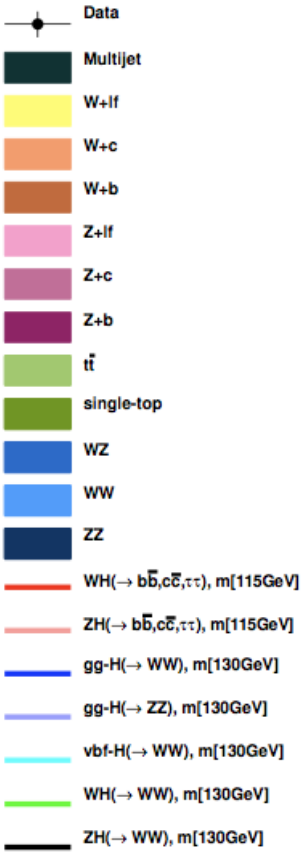


FIGURE V.10 – Cette légende montre les couleurs utilisées pour les histogrammes de comparaison entre données et simulation présentés par la suite. Un facteur arbitraire de 50 à été appliqué aux signaux de manière à apprécier plus facilement leur distribution.

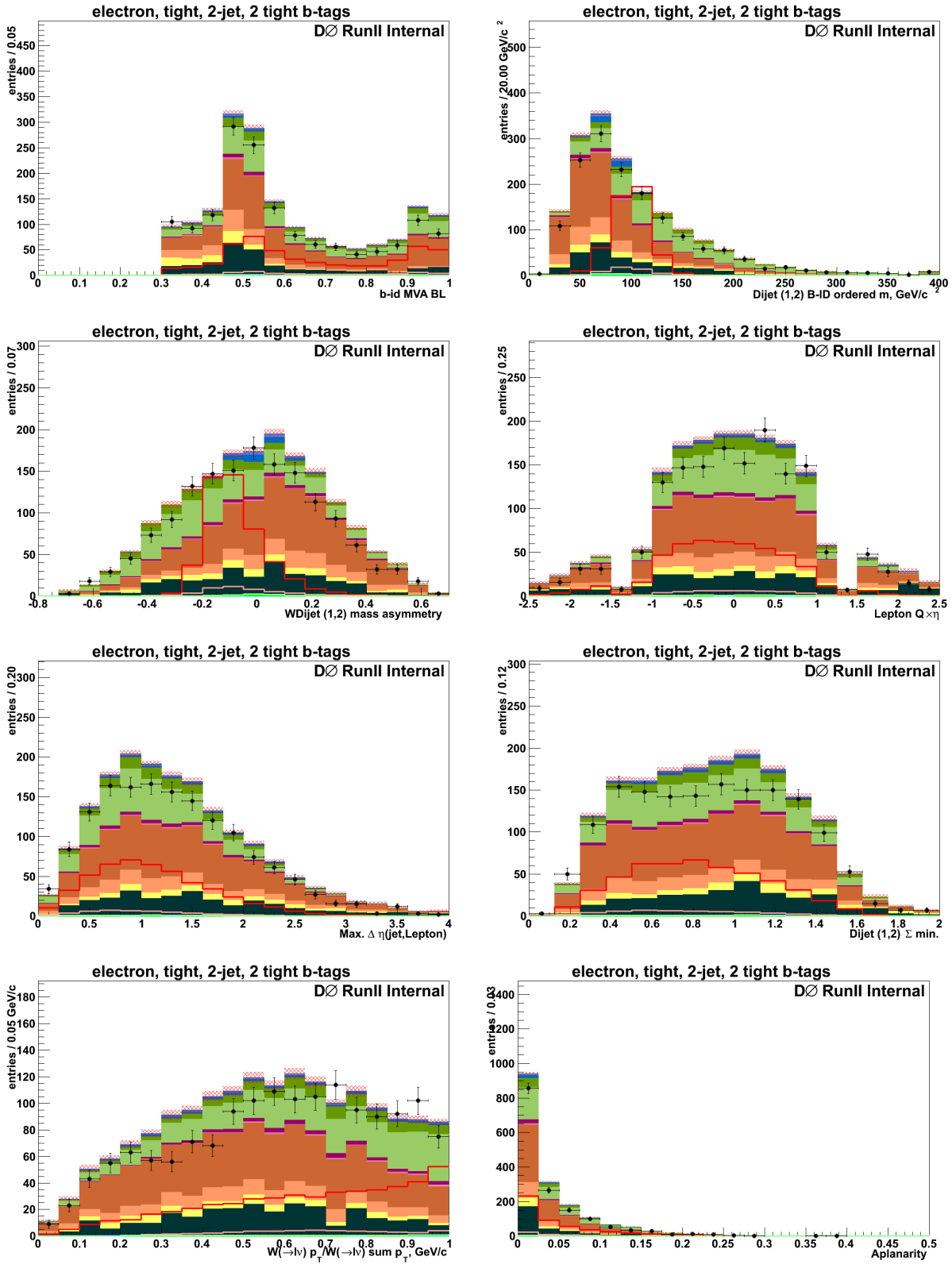


FIGURE V.11 – Histogrammes comparant les données (points) et la prédiction de la simulation (couleurs) pour les variables d'entrée du discriminant final de l'analyse, dans le canal 2 jets électron 2 tag tight. Le code de couleurs est visible sur la figure V.10.

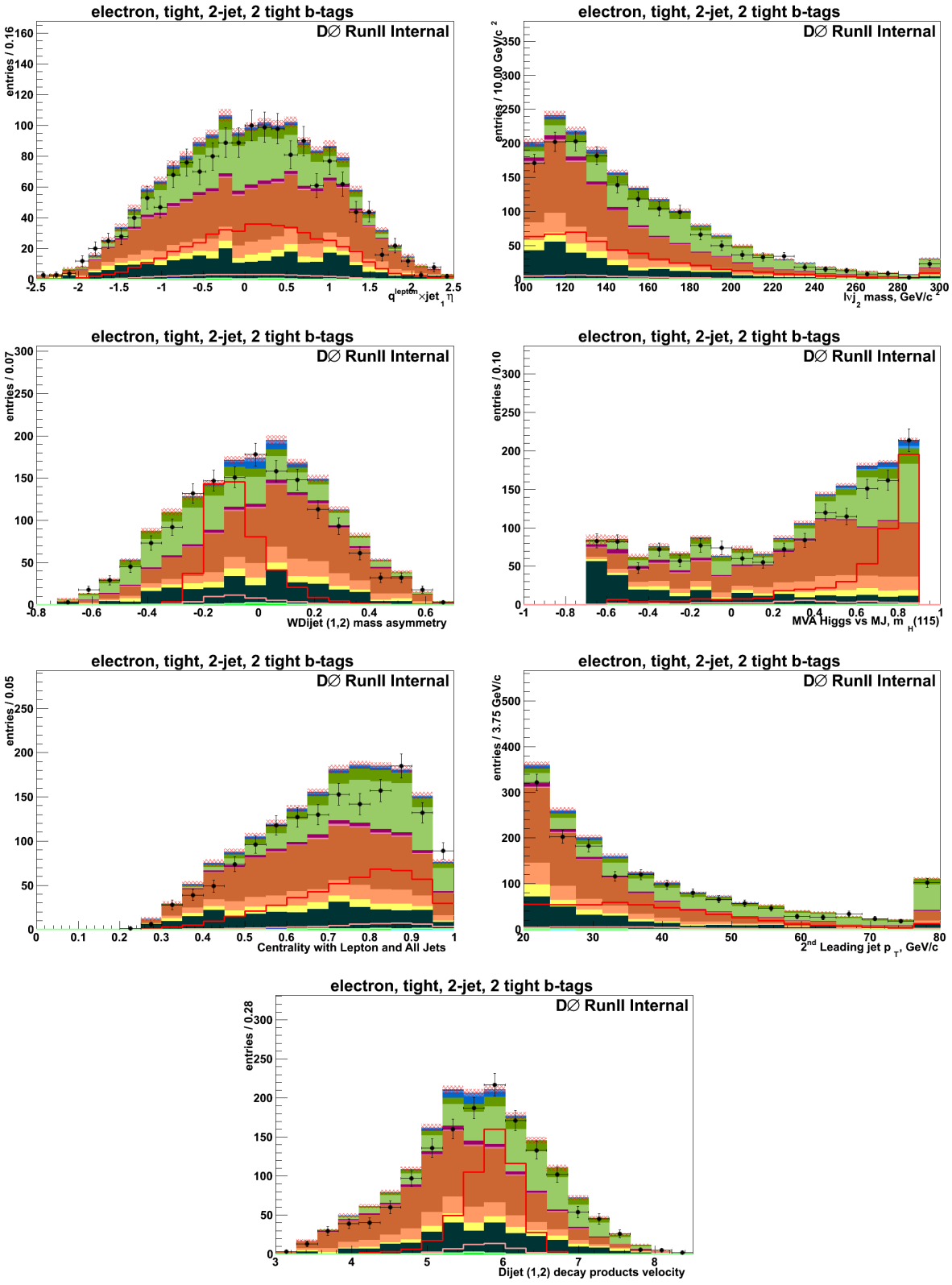


FIGURE V.12 – Histogrammes comparant les données (points) et la prédiction de la simulation (couleurs) pour les variables d'entrée du discriminant final de l'analyse, dans le canal 2 jets électron 2 tag tight. Le code de couleurs est visible sur la figure V.10.(suite)

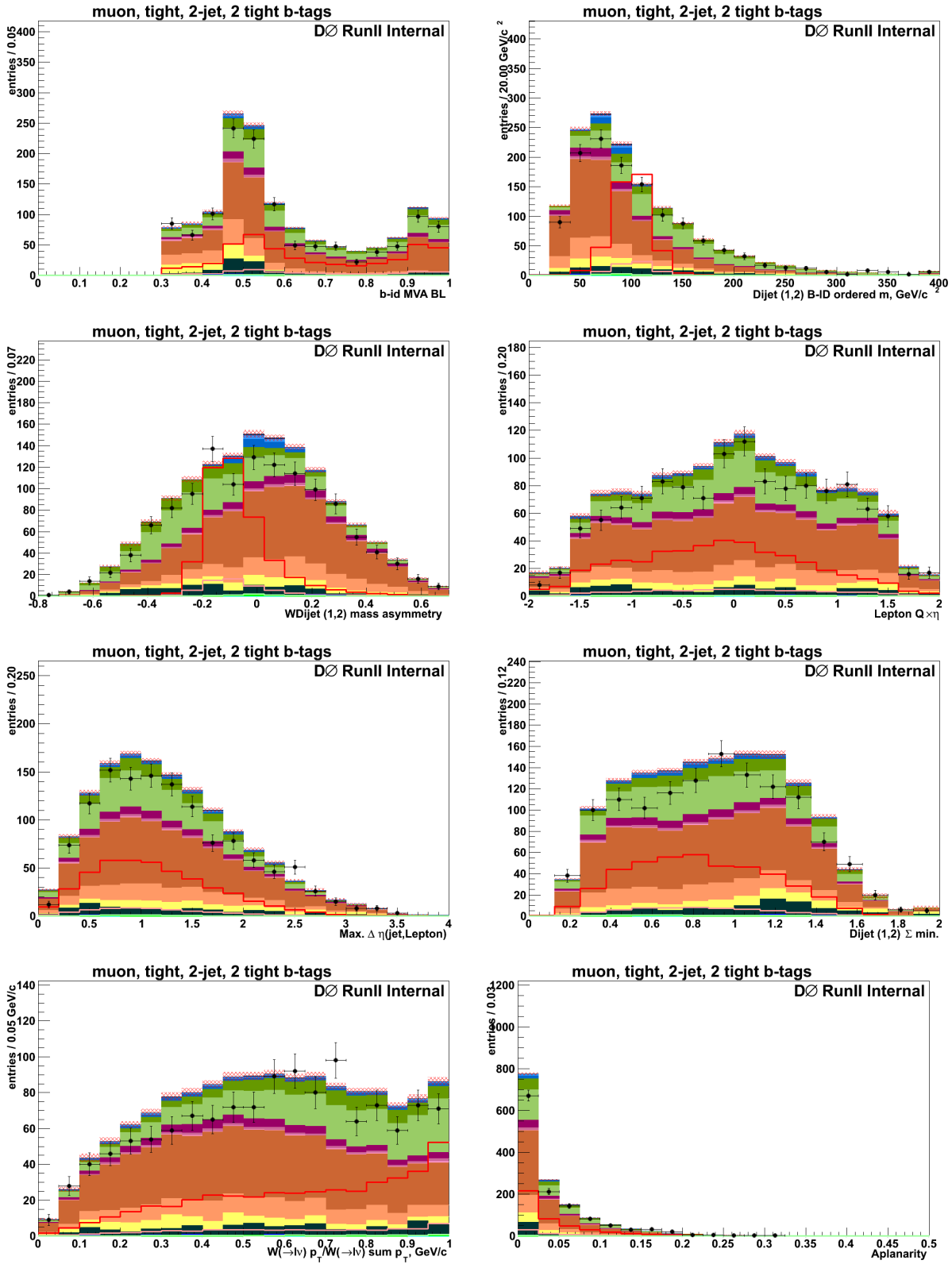


FIGURE V.13 – Histogrammes comparant les données (points) et la prédiction de la simulation (couleurs) pour les variables d'entrée du discriminant final de l'analyse, dans le canal 2 jets muon 2 tag tight. Le code de couleurs est visible sur la figure V.10.

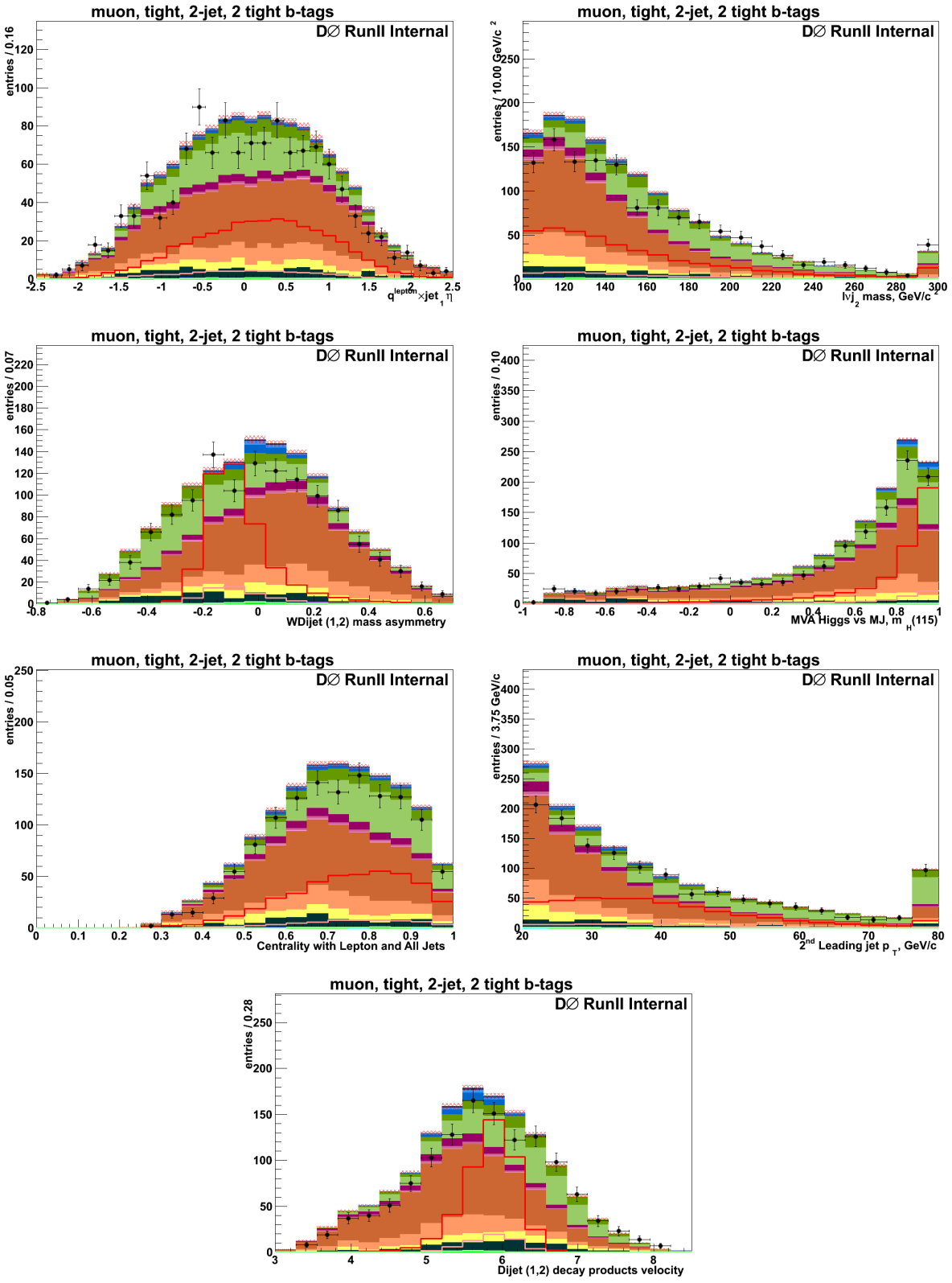


FIGURE V.14 – Histogrammes comparant les données (points) et la prédiction de la simulation (couleurs) pour les variables d'entrée du discriminant final de l'analyse, dans le canal 2 jets muon 2 tag tight. Le code de couleurs est visible sur la figure V.10. (suite)

V.9.3 Entraînement du discriminant et performances

Le lot de variables sélectionnées pour la combinaison est commun aux différents canaux de l'analyse, mais l'entraînement du discriminant se fait individuellement dans chaque canal. La définition de certaines variables n'est pertinente que dans le canal 3 jets, comme par exemple la variable $j12_mbb$ correspondant à la masse invariante reconstruite en utilisant les deux jets ayant la plus grande probabilité d'être des jets beaux, étant donné que seul deux jets sont utilisés actuellement pour calculer la masse du Higgs.
La méthode choisie pour construire le discriminant correspond à une méthode *Random Forest* de BDT, qui est entraîné pour chaque hypothèse de masse du boson de Higgs. Le signal considéré lors de l'entraînement correspond à des événements simulés de processus WH et le bruit de fond correspond aux autres processus du modèle standard (hors production du Higgs). Les distributions du discriminant final entraîné pour les différentes multiplicités de jets beaux identifiés sont présentées sur la figure V.15.

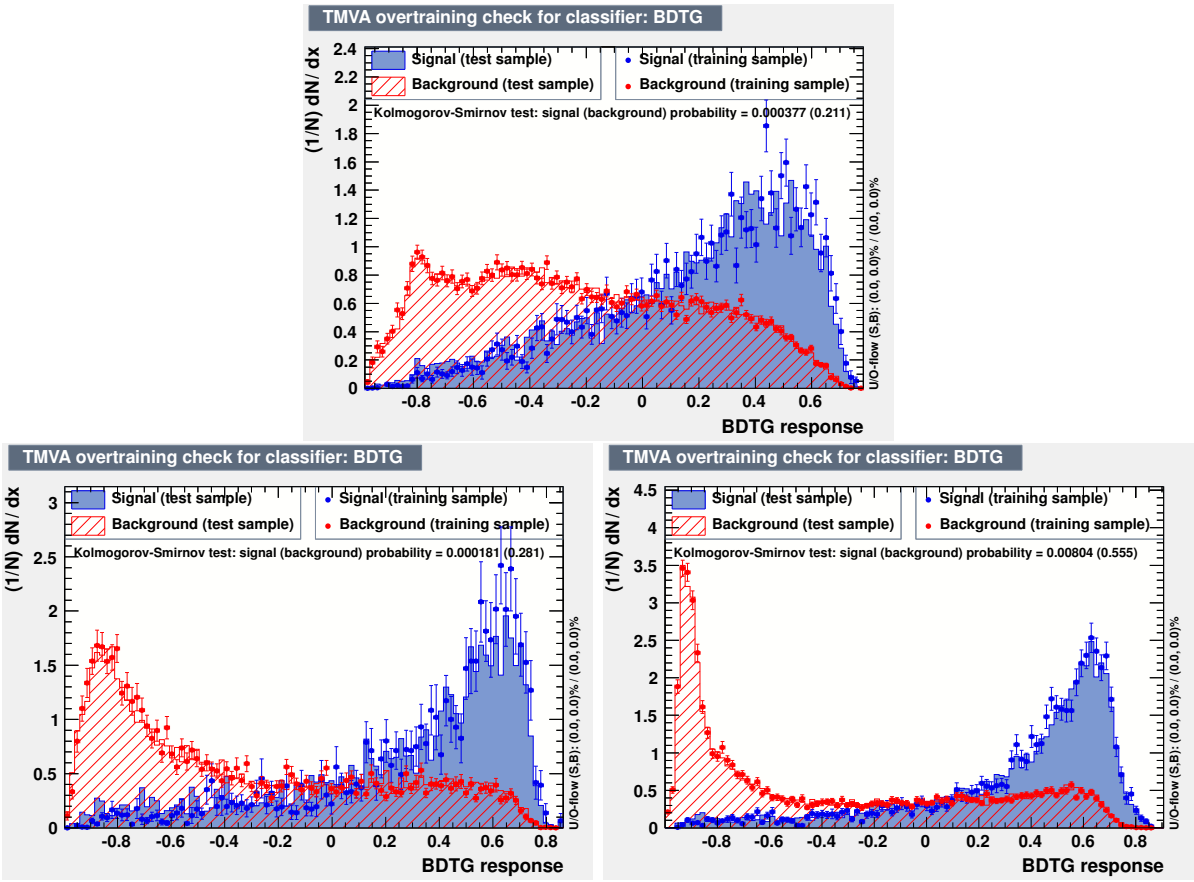


FIGURE V.15 – Distributions du discriminant final entraîné pour les différentes multiplicités de jets beaux identifiés, 1 tight tag (en haut), *2 loose tag* (en bas à gauche) et enfin *2 tag tight* (en bas à droite) pour une hypothèse de masse du Higgs de 115 GeV.

Les histogrammes de comparaison données/simulation des distributions du discriminant final sont présentés sur les figures V.16 (canal 2 jets) et V.17 (canal 3 jets) pour les différents canaux d'identification des jets beaux.

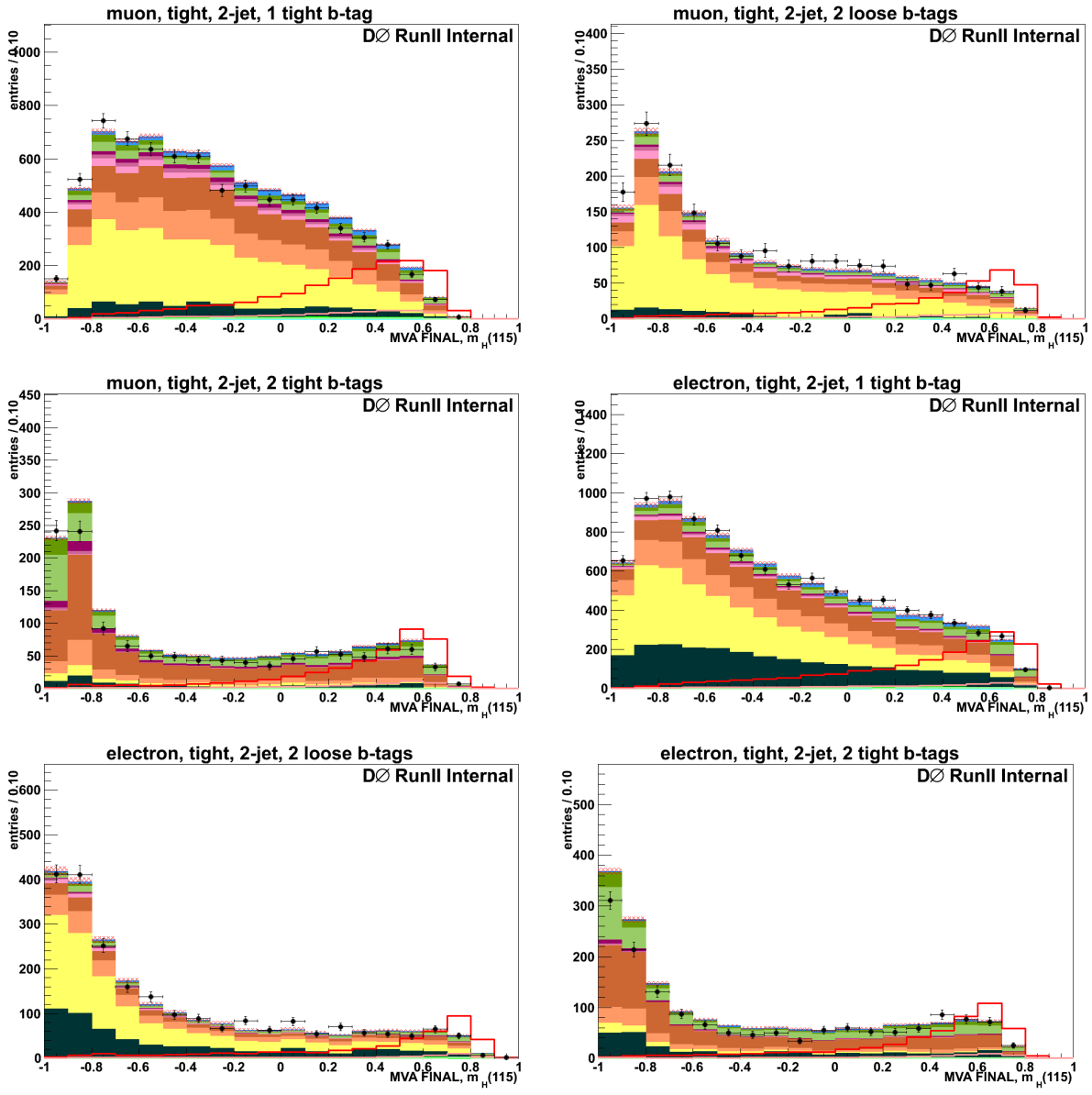


FIGURE V.16 – Histogrammes de comparaison entre données et simulation pour la sortie du discriminant final dans le canal 2 jets pour les différentes multiplicités de jets beaux identifiés pour les canaux électron et muon. Le code couleur est donné figure V.10.

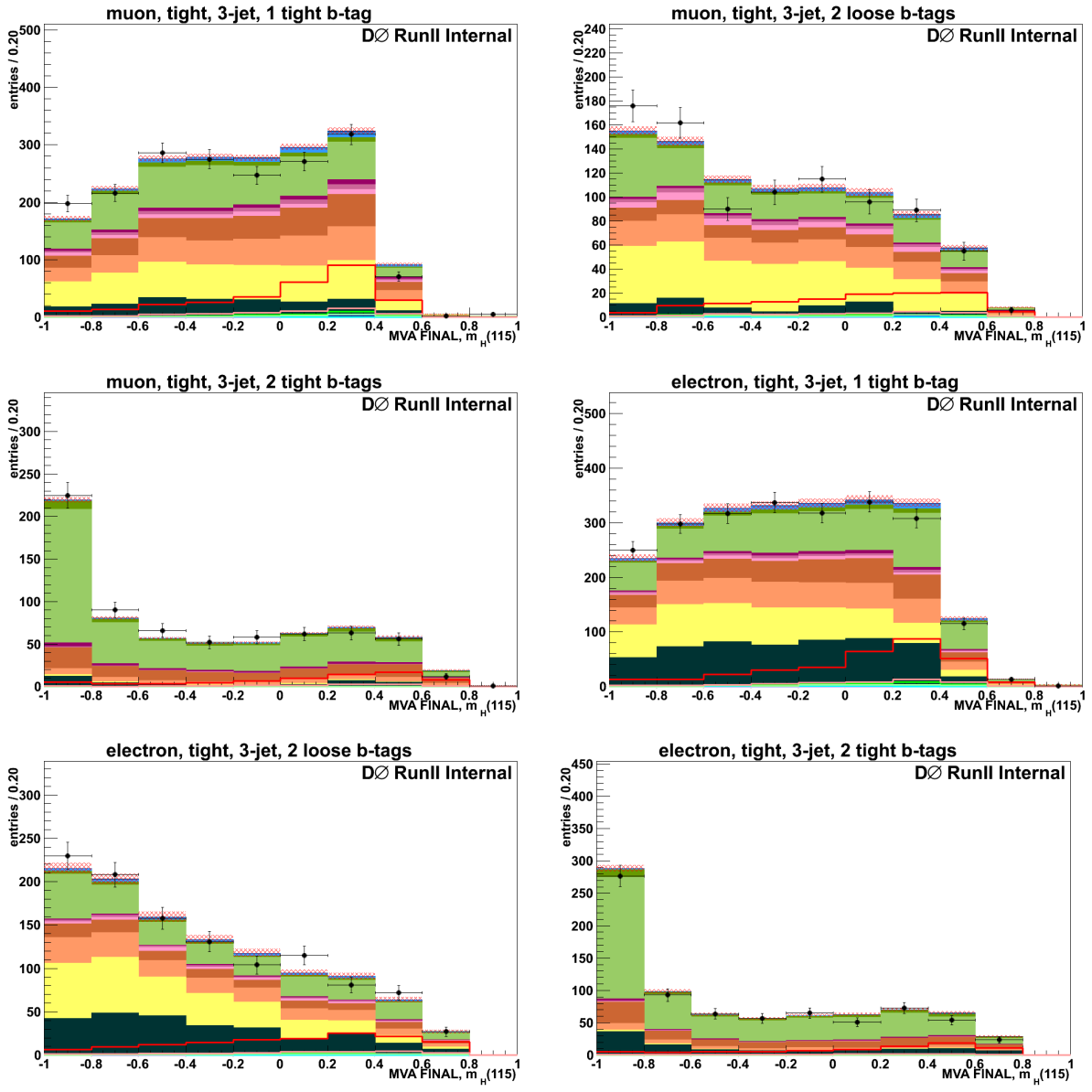


FIGURE V.17 – Histogrammes de comparaison entre données et simulation pour la sortie du discriminant final dans le canal 3 jets pour les différentes multiplicités de jets beaux identifiés pour les canaux électron et muon. Le code couleur est donné figure V.10

V.10 Limite sur la section efficace de production du boson de Higgs

La recherche du Higgs dans notre analyse s'effectue en comparant la prédiction du nombre d'événements sélectionnés, au nombre effectivement observé dans les données. En l'absence d'excès significatif, nous pouvons poser une limite sur la section efficace de production du boson de Higgs standard.
Nous décrivons l'outil Collie (*Confidence Level Limit Evaluator*) [6], basé sur l'approche statistique CL_s, ainsi que son implémentation dans l'analyse WH. Cet outil effectue le calcul de la limite sur le taux de production du boson de Higgs, la combinaison des différentes analyse et/ou expériences ainsi que la propagation des erreurs systématiques.

V.10.1 La méthode CL_s

La méthode CL_s [94] est basée sur une approche semi-fréquentiste et permet de simuler le résultat d'un grand nombre de répétitions d'expériences. Elle a été introduite pour la première fois pour la recherche du boson de Higgs au LEP [33]. La recherche de nouvelles particules se base sur la comparaison du nombre d'événements dans une certaine topologie et/ou région cinématique pour une certaine variable dans l'hypothèse Test (signal + bruit de fond) et l'hypothèse Null (bruit de fond seulement). La méthode CL_s propose d'effectuer un test d'hypothèse, au sens statistique du terme, pour distinguer les deux cas.

V.10.1.1 Choix de la statistique de test

Le lemme de Neyman-Pearson [95] stipule que le test d'une hypothèse Test face à une hypothèse Null peut s'exprimer comme le rapport de vraisemblances :

$$Q(x) = \frac{f(x|\text{Test})}{f(x|\text{Null})} = \frac{f(x|\text{S}+\text{B})}{f(x|\text{B})}, \tag{V.21}$$

$f(x|\text{S}+\text{B})$ représente la fonction de vraisemblance pour l'hypothèse signal + bruit de fond (hypothèse Test) et $f(x|\text{B})$ représente la fonction de vraisemblance pour l'hypothèse bruit de fond seulement (hypothèse Null).

On considère que la collecte de données auprès du détecteur est un processus stochastique sous-tendu par une distribution Poissonienne, on exprime ainsi le rapport des vraisemblances poisonniennes tel que :

$$Q(s,b,d) = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^d/d!}{e^{-b}b^d/d!}, \tag{V.22}$$

où s représente le nombre d'événements prédits de signal et b de bruit de fond, et enfin d le nombre d'événements observés dans les données. Ce calcul doit être effectué

pour chaque intervalle de la distribution de la variable finale de l'analyse. La combinaison de plusieurs intervalles j ainsi que la combinaison des différents canaux de recherche i s'effectue comme un produit des distributions Q_{ij} individuelles :

$$\begin{aligned} Q' &= \prod_{i=1}^{N_{canaux}} \prod_{j=1}^{N_{bins}} \frac{e^{-(s_{ij}+b_{ij})}(s_{ij}+b_{ij})^{d_{ij}}/d_{ij}!}{e^{-b_{ij}} b_{ij}^{d_{ij}}/d_{ij}!} \\ &= \prod_{i=1}^{N_{canaux}} \prod_{j=1}^{N_{bins}} e^{-s_{ij}} (\frac{s_{ij}+b_{ij}}{b_{ij}})^{d_{ij}}. \end{aligned} \tag{V.23}$$

Il est généralement plus aisé de manipuler et de combiner le logarithme du rapport de vraisemblances (nommé NLLR pour *Negative Log-Likelihood Ratio*) qui s'exprime alors comme une somme, telle que :

$$\Gamma = -\ln(Q) = 2 \sum_{i=1}^{N_{canaux}} \sum_{j=1}^{N_{bins}} (s_{ij} - d_{ij} \ln(1 + s_{ij}/b_{ij})). \tag{V.24}$$

V.10.1.2 Pseudo-données et calcul des valeurs-p

On peut générer un ensemble de pseudo-données en utilisant une distribution Poisonnienne autour de la valeur Γ mesurée pour l'hypothèse $(S+B)$ et (B). Ces distributions résultantes sont nommées P_{S+B} et P_B. On peut ainsi mesurer les valeurs-p à partir de Γ_d observé dans les données pour l'hypothèse signal + bruit de fond CL_{S+B} et pour l'hypothèse bruit de fond seulement CL_B :

$$\begin{aligned} CL_{S+B} &= P_{S+B}(\Gamma \geq \Gamma_d) = \int_{\Gamma_d}^{+\infty} \frac{\partial P_{S+B}}{\partial \Gamma} d\Gamma \\ CL_B &= P_B(\Gamma \geq \Gamma_d) = \int_{\Gamma_d}^{+\infty} \frac{\partial P_B}{\partial \Gamma} d\Gamma. \end{aligned} \tag{V.25}$$

On construit finalement le niveau de confiance CL_S du signal tel que :

$$CL_S = \frac{CL_{S+B}}{CL_B}. \tag{V.26}$$

On peut définir deux types d'estimateurs CL_S :

- $CL_S^{attendu}$: En la valeur Γ_B de NLLR mesurée pour l'hypothèse bruit de fond seulement comme point de départ de l'intégration dans les équations V.25, on peut définir un estimateur indépendant des données et caractérisant la sensibilité de l'analyse. Cet estimateur reflète la séparation entre la distribution signal + bruit de fond de la distribution bruit de fond seulement.
- $CL_S^{observé}$: Correspond au CL_S observé à l'aide du NLLR calculé à partir des données.

Sur la figure V.18 sont représentées les distributions de densité de probabilité pour l'hypothèse signal + bruit de fond et l'hypothèse bruit de fond seulement ainsi que la valeur mesurée Γ_d et les valeurs-p correspondantes.

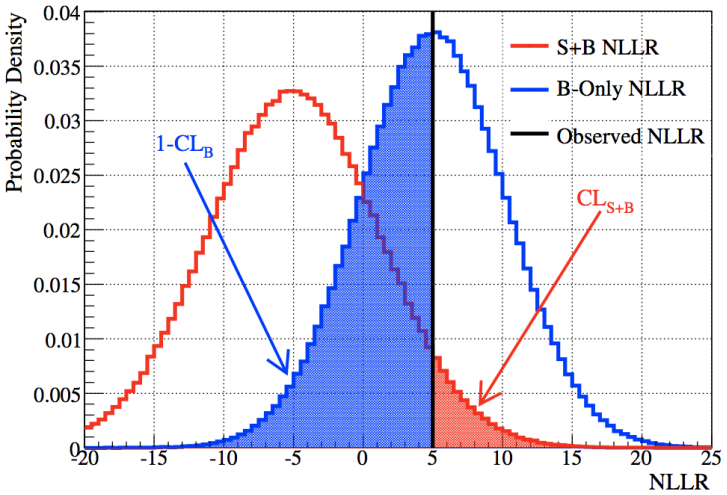


FIGURE V.18 – Distribution de la densité de probabilité pour l'hypothèse signal + bruit de fond (S+B) en rouge et bruit de fond seulement (B-only) en bleu. La région colorée en rouge correspond à CL_S et celle en bleu à $1 - CL_B$. Le trait plein correspond au calcul de Γ_d à l'aide des données observées [6].

On peut ensuite projeter les résultats pour une gamme de valeur d'un paramètre d'intérêt (dans notre cas la masse du boson de Higgs), un exemple de ce genre de projection est montré sur la figure V.19.

V.10.1.3 Calcul de la limite

La limite est calculée à 95% de niveau de confiance, autrement dit quand $CL_s \leq 5\%$. Dans le cas où ce critère n'est pas satisfait pour le taux de production prévu par le modèle standard, nous pouvons multiplier le taux de production par un facteur X_f jusqu'à obtenir $CL_s \leq 5\%$ pour un facteur X_f donné. Le taux de production R_s s'exprime tel que :

$$R_s = \sigma_s L \epsilon_s, \tag{V.27}$$

σ_s étant la section efficace de production du boson de Higgs, L la luminosité et ϵ_s l'acceptance. On peut finalement poser une limite pour $X_f \sigma_s$. Cette démarche s'applique aussi bien à la limite attendue qu'observée. Il est finalement pratique de normaliser le résultat à la section efficace de production prévue par le modèle standard. Dans ce cas, la production de Higgs est exclue à 95% de niveau de confiance dès que le facteur X_f passe sous l'unité. C'est généralement cette méthode qui est utilisée pour présenter les résultats.

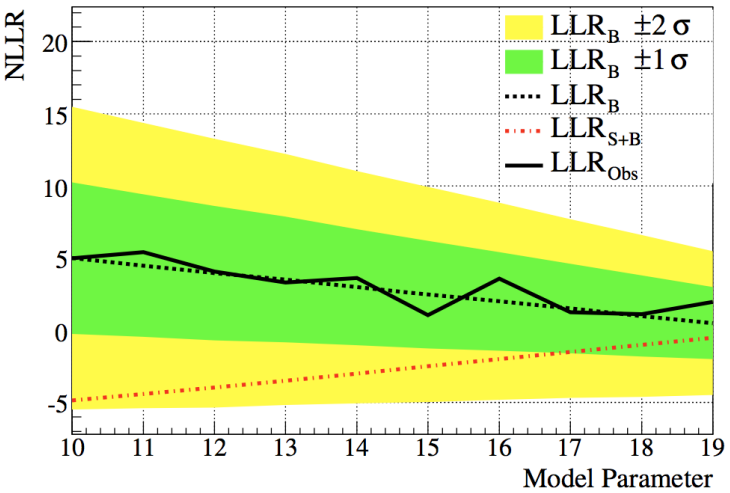


FIGURE V.19 – Projection des NLLR en fonction d'un paramètre d'intérêt pour l'hypothèse signal + bruit de fond (en pointillés rouges), pour l'hypothèse bruit de fond seulement (en pointillés noirs) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). Le trait continu noir correspond aux NLLR mesurées à partir des données [6].

V.10.1.4 Le traitement des incertitudes systématiques

La mesure est associée à un certain nombre d'incertitudes théoriques ou expérimentales appelées en statistique des paramètres de nuisance. L'effet de ces paramètre est d'étaler les distributions de probabilité P pour les deux hypothèses (S+B et B), dégradant ainsi les intervalles de confiance. Le modèle choisi pour le traitement des incertitudes systématiques dans DØ est l'implémentation de la méthode Cousins-Highland qui traite chaque source d'incertitude ϵ_j comme se distribuant suivant une Gaussienne de largeur σ_b [96]. On peut ainsi exprimer les densités de probabilité prenant en compte les paramètres de nuisance, par exemple pour le cas du bruit de fond :

$$dP_B/d\Gamma = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b}\int_0^\infty \frac{dP_{b'}}{d\Gamma} e^{-\frac{(b-b')^2}{2\sigma_b^2}} db'. \tag{V.28}$$

En pratique, on peut redériver la valeur moyenne de la prédiction p_i pour le signal et celle pour le bruit de fond dans chaque intervalle i pour chaque source d'incertitude j :

$$p_i' = p_i \prod_{j=0}^{N} (1 + \sigma_i^j S_j), \tag{V.29}$$

où S_j représente une variable stochastique définie par une distribution gaussienne de moyenne 0 et de largeur 1 et N correspond au nombre de sources d'incertitudes systématiques considérées. On tronque cette distribution à 0 de manière à éviter les

prédictions non physiques. Les corrélations sont prises en compte à l'aide d'une matrice de coefficients de corrélations dans l'équation V.29. On notera que chaque incertitude systématique individuelle σ_j peut avoir un effet constant sur toute la distribution de la variable finale, elle n'affecte alors le résultat que par un facteur global (c'est le cas de l'incertitude sur la luminosité). Ou bien elle peut changer la forme de la distribution, dans ce cas σ_i change pour chaque intervalle i.

Afin de réduire l'impact important des incertitudes systématiques sur la limite finale, on utilise la technique du *profile likelihood*. Cette technique repose sur un ajustement par χ^2 sur la distribution de la variable finale de l'analyse observée dans les données, comparée à la prédiction avec l'hypothèse bruit de fond seulement. On ajuste l'hypothèse de manière à obtenir le meilleur ajustement sur l'ensemble des paramètres qui composent le modèle. Cet ajustement s'effectue par la minimisation du χ^2 défini par :

$$\chi^2 = 2\sum_{i}^{N_{bins}} \left\{ (p'_i - d_i) - d_i \ln(\frac{p'_i}{d_i}) \right\} + \sum_j S_j, \tag{V.30}$$

avec p'_i et S_j définis dans l'équation V.29 et d_i le nombre d'événements mesurés dans l'intervalle i. On ajuste ainsi les S_j jusqu'à l'obtention du χ^2 minimal. Cet ajustement est également effectué pour l'hypothèse signal + bruit de fond.

V.10.2 Les incertitudes systématiques de l'analyse WH

Les incertitudes systématiques sont estimées en reproduisant l'analyse en variant individuellement chaque valeur de source d'incertitude de $\pm 1\sigma$. Les simulations sont renormalisées de manière à reproduire le nombre d'événements avant identification des jets beaux. En pratique cette normalisation est absorbée dans le facteur correctif appliqué aux événements $W+$ jets (voir section V.4.3.2) qui peut donc être différent du cas nominal. Dans cette section nous présentons les différentes sources d'incertitudes systématiques prises en compte dans notre analyse.
Dans le tableau V.12 sont référencées les différentes systématiques considérées dans l'analyse WH, puis dans le tableau V.13 sont présentées les valeurs et effets sur la distribution du discriminant final de l'analyse.

Nom utilisé par Collie	Définition et application
DZero_Lumi	Incertitude sur la luminosité mesurée à DØ.
Lumi	Incertitude sur la luminosité délivrée au Tevatron (corélée avec CDF).
EMID	Identification, reconstruction et déclenchement pour les électrons.
EMeff	Incertitude concernant la mauvaise modélisation de l'efficacité d'identification des électrons suivant eta (asymétrie nord/sud).
MUID	Identification et reconstruction des muons (y compris traces associées et critères d'isolation).
MUTrigger_WH	Incertitude sur le critère de déclenchement inclusif des muons.
JES	Incertitude sur la correction en énergie des jets.
JSSR	Incertitude sur la correction JSSR.
JetID	Incertitude sur l'identification des jets.
VCJet	Incertitude sur le facteur de correction du critère *vertex confirmed*.
Tagga	Incertitude sur les étiquetabilités.
bTag_HF	Incertitude sur les efficacités de sélection des jets beaux.
bTag_LF	Incertitude sur le taux de mauvaise identification des jets beaux.
QCDev_2j	Incertitude sur l'estimation du bruit de fond multijets dans le canal 2 jets électron.
QCDev_3j	Incertitude sur l'estimation du bruit de fond multijets dans le canal 3 jets électron.
QCDev_sha	Incertitude sur la forme du bruit de fond multijets dans le canal électron.
QCDmv_2j	Incertitude sur l'estimation du bruit de fond multijets dans le canal 2 jets muon.
QCDmv_3j	Incertitude sur l'estimation du bruit de fond multijets dans le canal 3 jets muon.
PDF	Incertitude sur les distributions de distribution de partons (2%).
ALPRW	Incertitude sur la repondération Alpgen (appliquée aux processus $W+$ jets).
ALP_ULE	Incertitude sur l'événement sous-jacent (appliquée aux événements $W+$ jets).
ALP_SCA	Incertitude sur le paramètre d'échelle du générateur Alpgen.
ALP_MLM	Incertitude sur la préscription Mlm (appliquée aux événements $W+$ jets).
Bkgd_Xsec_EW	Incertitude sur la section efficace de production diboson (6%).
Bkgd_Xsec_Top	Incertitude sur la section efficace $t\bar{t}$ (10%).
Bkgd_Xsec_singletop	Incertitude sur la section efficace *Single Top* (12%).
Bkgd_Xsec_HF	Incertitude sur le facteur K pour saveurs lourdes (20%) (appliquée aux processus $W/Z + c\bar{c}, b\bar{b}$).
Bkgd_Xsec_LF	Incertitude sur la section efficace de production $V+$ jet (6%)s. (appliquée aux processus $V+$ jets légers et $V+$ jets lourds).

Table V.12 – Sources d'incertitudes systématiques considérées dans l'analyse. Les incertitudes ayant un nom contenant *Bkgd* ne s'applique qu'au bruit de fond, les autres s'appliquent au bruit de fond et au signal, à l'exception des incertitudes portant sur le bruit de fond multijets.

	électron	muon
$DZero_Lumi$	4.6%	
$Lumi$	4.0%	
$EMID < p >$	SN	
$MUID < p >$		3.0%
$MUTrigger_WH$		SN
$JES < p >$	SN	
$JSSR < p >$	SN	
$JetID < p >$	SN	
$VCJet < p >$	SN	
$Tagga < p >$	SN	
$bTag_HF < p >$	SN	
$bTag_LF < p >$	SN	
$QCDev_2j$	15%	
$QCDev_3j$	15%	
$QCDev_sha$	S	
$QCDmv_2j$		20%
$QCDmv_3j$		20%
PDF	2.0%	
$ALPRW$	SN	
ALP_ULE	SN	
ALP_SCA	SN	
ALP_MLM	SN	
$Bkgd_Xsec_EW$	6.0%	
$Bkgd_Xsec_Top$	7.0%	
$Bkgd_Xsec_singletop$	7.0%	
$Bkgd_Xsec_HF$	20.0%	
$Bkgd_Xsec_LF$	6.0%	
$Bkgd_Xsec_LF_3j$	20.0%	

TABLE V.13 – Valeurs des incertitudes systématiques. Les pourcentages donnés correspondent à un facteur d'incertitude global alors que la nomination SN indique que la variation de cette systématique affecte la forme (S pour *Shape*) et/ou la normalisation (N) de la variable finale.

V.10.3 Résultats de l'analyse *WH*

Dans cette section, nous présentons les résultats de l'analyse WH. Aucun excès significatif n'est observé dans les données dans la région entre 100 et 200 GeV, nous posons donc une limite sur le taux de production du boson de Higgs. On utilise la distribution du discriminant final de l'analyse sur laquelle on applique la méthode CLs expliquée précédemment, en tenant compte des incertitudes systématiques présentées dans la section précédente comme paramètres de nuisance de la méthode.
La figure V.20 présente la distribution du discriminant final auquel a été retirée la contribution du bruit de fond. Les figures montré en V.21 présente les résultats de l'application de la méthode CLs : la projection des NLLR ainsi que la limite supérieure sur le taux de production du boson de Higgs sur toute la plage en masse allant de 100 à 150 GeV.

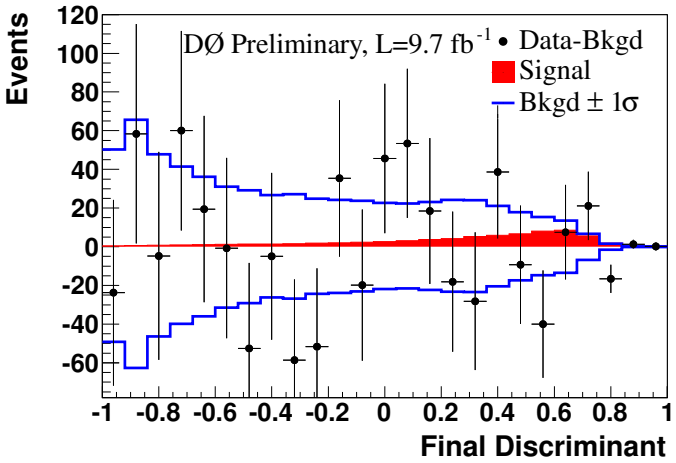


FIGURE V.20 – Distribution du discriminant final auquel a été retirée la contribution du bruit de fond. Les données auxquelles on a soustrait la contribution estimée du bruit de fond sont représentées par les points avec les incertitudes statistiques associées. L'incertitude sur le bruit de fond à $\pm 1\sigma$ est représentée en trait plein bleu et la contribution du signal est représenté par la zone pleine en rouge.

En conclusion de notre analyse, le canal WH ne permet pas d'exclure à lui tout seul la production d'un boson de Higgs standard léger. Pour un Higgs de M_H = 125 GeV, la limite sur son taux de production est de 6 fois celui prévu par le modèle standard. Les limites sur le taux de production du Higgs sur la plage de masse de 100 à 200 GeV sont résumées dans le tableau V.14.

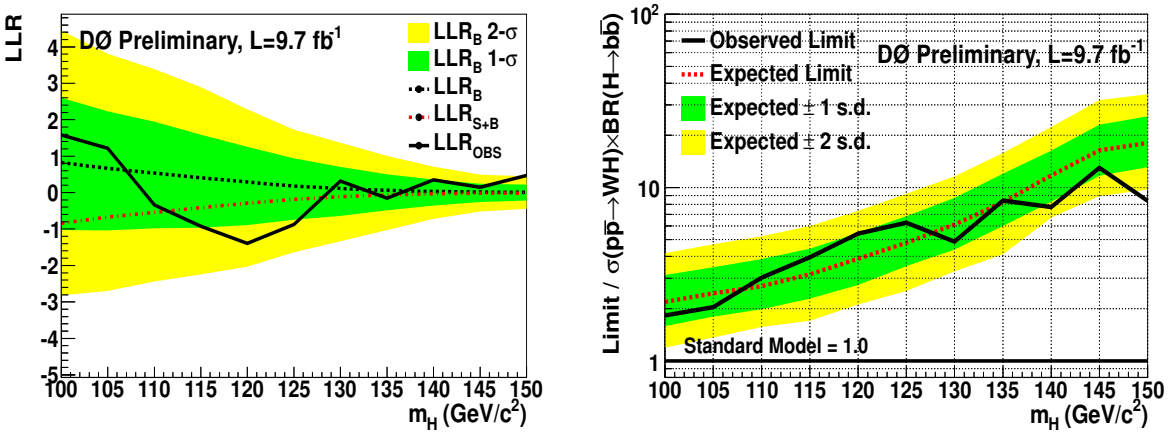


FIGURE V.21 – A gauche est visible la projection des NLLR en fonction de la masse du boson de Higgs pour l'hypothèse signal + bruit de fond (en pointillés rouges), pour l'hypothèse bruit de fond seulement (en pointillés noirs) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune). Le trait continu noir correspond aux NLLR mesurées à partir des données. A droite sont présentées les limites supérieures sur le taux de production du Higgs observées (trait noir), et attendues (pointillés rouges) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune).

V.10.4 Combinaison des recherches du Higgs auprès du Tevatron

Les résultats de l'analyse WH présentés dans ce mémoire sont combinés avec les autres canaux de recherche. Le résultat combiné des analyses de recherche dans DØ nous permet de poser les limites sur le taux de production du boson de Higgs. Ces résultats sont ensuite combinés avec les résultats de CDF, ils sont présentés sur la figure V.22.

En conclusion, DØ exclut avec 95% de niveau de confiance la production d'un boson de Higgs dans la plage de masse de 159 à 166 GeV, et l'ensemble des données délivrées par le Tevatron aux expériences CDF et DØ permet d'exclure la plage de masse de 147 à

M_H (GeV)	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150
Expected Limit $/\sigma_{SM}$	2.19	2.45	2.70	3.15	3.88	4.81	6.11	8.22	11.73	16.36	18.04
Observed Limit $/\sigma_{SM}$	1.82	2.04	3.02	3.96	5.42	6.25	4.88	8.42	7.73	13.02	8.37

TABLE V.14 – Limites supérieures observées et attendues à 95% de niveau de confiance sur le rapport des sections efficaces $\sigma(p\bar{p} \to X + H) \times \mathcal{B}(H \to b\bar{b}$ or $WW)$ observées sur prédites par le modèle standard pour chaque masse du Higgs considérée entre 100 et 150 GeV.

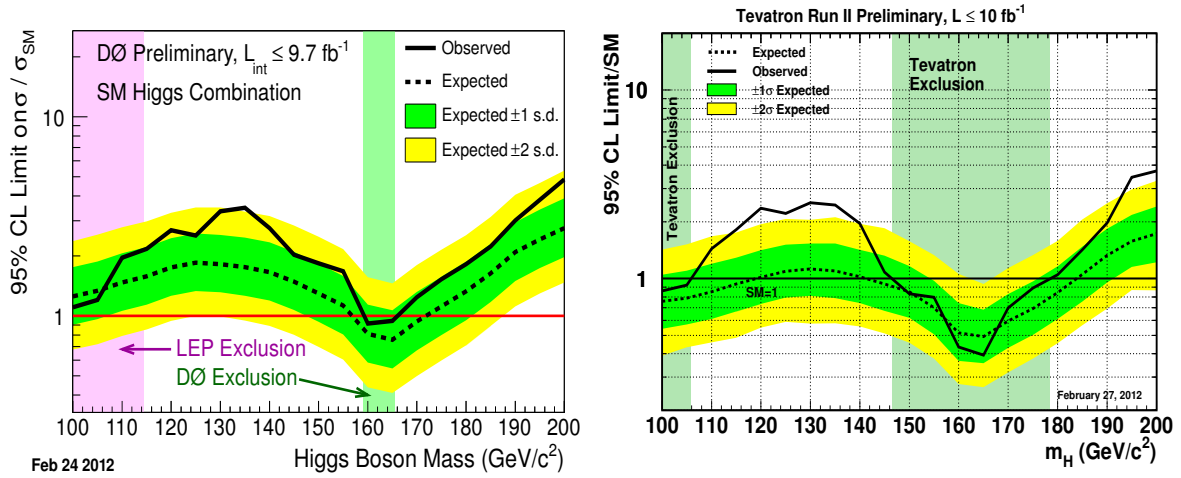


FIGURE V.22 – Limites supérieures sur le taux de production du Higgs observées (trait noir), et attendues (pointillés) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune) pour les combinaison DØ (à gauche) et Tevatron (à droite).

179 GeV. De plus, un excès correspondant à une significance de 2.7 écarts standards est observé pour une masse de 120 GeV.

V.11 Conclusion et perspectives

Les résultats, même combinant les recherches effectuées par CDF et DØ ne permettent pas d'exclure toute la plage en masse. La figure V.23 récapitule les plages en masse exclues par la recherche directe de la production du Higgs dans les différentes expériences de physique des particules. La production du boson de Higgs est exclue avec 95% de niveau de confiance jusqu'à 115.5 GeV ainsi que de 127 à 600 GeV. Ces exclusions sont surtout le fait des récents résultats des recherches effectuées par les expériences ATLAS et CMS auprès du LHC.
Sur la plage de masse qui n'est pas exclue, les résultats du Tevatron se situent aux alentours de 2 fois le tau de production prédit dans le cadre du modèle standard, ce qui même après l'implémentation de nouveaux développements et améliorations des outils d'analyse ne devrait plus évoluer beaucoup. Néanmoins, l'analyse complète pour tous les canaux de recherche du Higgs standard au Tevatron sera réeffectuée au moins une fois, et un certain nombre d'améliorations sont à l'étude, comme par exemple :

- Une amélioration de l'identification des jets beaux.
- L'implémentation des études JER (*Jet Energy Resolution*) tel que la prise en compte du jet FSR dans le calcul de la masse invariante du Higgs pour le canal WH.

– L'optimisation du discriminant final dans le canal 3 jets. En effet les contributions relatives des différents processus de bruit de fond diffèrent entre le canal 2 jets et le canal 3 jets, et le discriminant final actuel a été construit et optimisé pour le canal 2 jets.

Il est intéressant de constater que la limite observée aux alentours de 120 GeV n'a pas baissé mais augmenté depuis les derniers résultats. Cet excès observé au Tevatron à 120 GeV est compatible avec les résultats du LHC qui montrent un excès correspondant à 2.9 écarts standards aux alentours de 126 GeV. Le LHC devrait pouvoir conclure au sujet de cet excès compatible avec un Higgs léger dans l'année à venir, néanmoins l'observation d'un signal clair de Higgs se désintégrant en une paire de quarks beaux nécessitera un peu plus de temps.

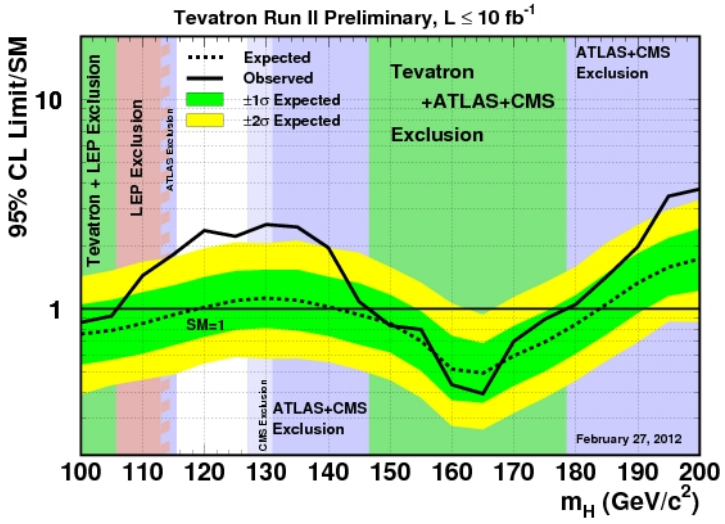


FIGURE V.23 – Limites supérieures sur le taux de production du Higgs observées (trait noir), et attendues (pointillés) ainsi que les incertitudes associées correspondant à un écart standard (bande verte) et à deux écarts standards (bande jaune) pour les combinaison et Tevatron. Les régions d'exclusion pour les différentes experiences de physique des particules (Tevatron, LHC et LEP) sont représentées par des bandes de couleur.

Conclusion

Nous avons exposé dans ce mémoire de thèse les bases du modèle standard et la place importante qu'y occupe le boson de Higgs. Nous avons également fait le point sur les recherches directe et indirecte du boson de Higgs montrant ainsi qu'il ne reste plus qu'une région restreinte où la production du Higgs n'est pas exclue. Cette région étant située à faible masse, les analyses de recherche d'un Higgs léger se désintégrant en paire de quarks beaux, comme le canal $WH \to l\nu b\bar{b}$ qui fait l'objet de cette thèse, sont cruciales pour faire progresser cette recherche.

Les travaux effectués pour cette thèse ont accompagné les derniers moments du Tevatron, et portent donc sur l'intégralité des données enregistrées par le détecteur DØ. Nous avons présenté l'accélérateur, de la bonbonne d'hydrogène aux collisions à 1.96 TeV, ainsi que le détecteur DØ.

Nous avons ensuite présenté la reconstruction des objets physiques nécessaires à l'analyse WH. La mesure la plus précise possible de ces grandeurs permet une analyse d'autant plus efficace. Nous avons en particulier exposé une méthode développée durant la thèse qui permet d'améliorer la résolution sur la masse invariante du Higgs reconstruite à l'aide de trois jets. Cette méthode prend en compte le troisième jet lorsque celui-ci provient d'un gluon radié par un quark b issu du Higgs. Il est néanmoins nécessaire de différencier les cas où le gluon est rayonné depuis les états initial (ISR) et final (FSR). La méthode développée exploite les distributions angulaires entre les jets pour discriminer les deux cas. Une résolution améliorée de la masse invariante du Higgs augmente son pouvoir discriminant. Ainsi à l'aide de la méthode de sélection du jet FSR, une amélioration de 4% est obtenue sur la limite dans le canal 3 jets de l'analyse WH, et son application dans d'autres analyses a montré 10 à 20 % d'amélioration.

La masse invariante reconstruite du boson de Higgs reste la variable la plus importante dans la recherche du boson de Higgs. La production du Higgs étant à la limite de la sensibilité des expériences, il est nécessaire de considérer d'autres variables discriminantes. Les outils les plus adaptés à l'exploitation optimisée d'un grand nombre de variables sont les méthodes d'analyses multivariées. Nous avons présenté les principales méthodes, mais avons également discuté de la méthodologie à appliquer pour les utiliser. Ces outils sophistiqués sont centraux à plusieurs niveaux de l'expérience, de la reconstruction des objets aux discriminants finaux des analyses mais également pour l'identification des jets

beaux, très importante pour la recherche d'un Higgs léger.

L'identification des jets beaux permet d'améliorer le rapport signal sur bruit dans l'analyse WH, néanmoins, elle sélectionne autant les processus de bruit de fond $V + b\bar{b}$ que le signal. Un discriminant basé sur les particularités des jets beaux des processus $V+b\bar{b}$ par rapport aux jets beaux issus du boson de Higgs a donc été proposé. Ce discriminant s'est montré tout à fait efficace pour rejeter une partie du bruit de fond $V+b\bar{b}$ irréductible dans les analyses Higgs mais également pour l'étude du top.

L'analyse WH est un des canaux de recherche les plus importants à basse masse. Elle exploite la quasi intégralité des objets reconstruits dans le détecteur et dépend donc grandement de la qualité de leur reconstruction. Le but de cette analyse est la mise en évidence du processus $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$. Pour cela, on procède à une sélection basée sur des critères de déclenchement ainsi que des coupures cinématiques et topologiques. On utilise ensuite des outils d'analyse multivariées pour l'identification des jets beaux et pour la distinction finale entre le signal de Higgs et le bruit de fond, en s'assurant de la bonne description des données par la simulation.

En analysant l'intégralité des données enregistrées par DØ durant le Run II du Tevatron, soit près de 10 f^{-1} de données, aucun excès compatible avec la production d'un boson de Higgs n'est observé, sur toute la plage en masse par l'analyse WH. Les limites posées ne permettent pas non plus à elles seules d'exclure la production du boson de Higgs, on obtient une limite à 95% de niveau de confiance sur son taux de production correspondant à 6 fois celui prévu par le modèle standard pour un Higgs de M_H = 125 GeV. Les combinaison des différents canaux de recherche du Higgs dans DØ ainsi que la combinaison des expériences DØ et CDF permettent quant à elles d'exclure, à 95% de niveau de confiance, la plage de masses comprises entre 147 et 179 GeV.

Notons que l'observation d'un excès aux alentours de 120 GeV au Tevatron ainsi qu'au LHC est un indice très encourageant pour la recherche du Higgs. Le LHC apportera sans doute le fin mot de l'histoire courant de cette année.

– Annexe A –

Etudes complémentaires pour améliorer la résolution sur la masse du Higgs.

Cette annexe présente deux études qui ont été menées dans le cadre de la méthode développé pour sélectionner le jet FSR (voir section III.7) dans le but d'améliorer la résolution sur la masse reconstruite du boson de Higgs. La première concerne l'investigation de nouvelles variables discriminantes et leur combinaisons à l'aide d'une analyse multivariée, la seconde présente une méthode alternative à celle présentée dans le corps du document. La conclusion est qu'une coupure sur α_{min} est le critère le plus performant pour améliorer la résolution sur la masse du Higgs.

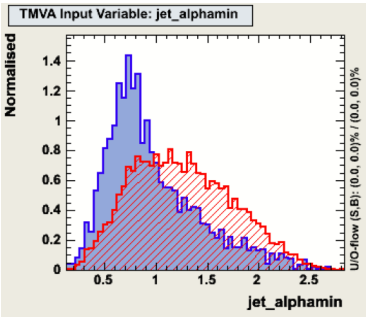
A.1 Analyse multivariée

A.1.1 Les variables discriminantes

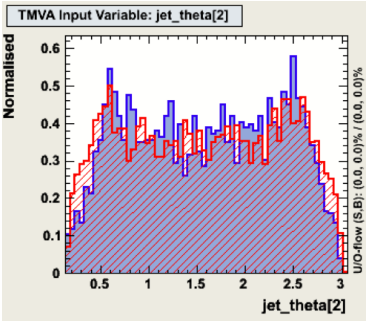
Nous avons cherché d'autres variables discriminantes entre les jets FSR et ISR, en plus de α_{min} qui est présentée section III.7. Nous avons considéré, en plus des variables géométriques déjà présentées, des variables cinématiques telles que le rapport de l'impulsion transverse du troisième jet sur le second et l'impulsion transverse du troisième jet sur le premier, les gluons radiés tendant à générer des jets assez mous. Les variables étudiées ainsi que leurs distributions pour le signal (jets FSR) et le bruit de fond (jets ISR) sont présentées sur la figure A.2.

A.1.2 Combinaison des variables

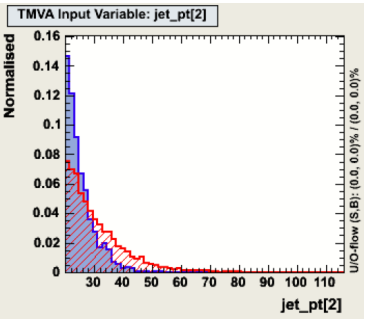
Chaque variables montrant un pouvoir discriminant trop modeste pour les utiliser individuellement, il est intéressant de les combiner pour construire une variable discriminante unique. Pour cela, plusieurs méthodes d'analyse multivariées ont été investiguées, et son présentées sur la figure A.2. Comme on peut l'observer sur la figure A.3, le pouvoir discriminant de la méthode ainsi construite ne dépend pas de la méthode choisie.



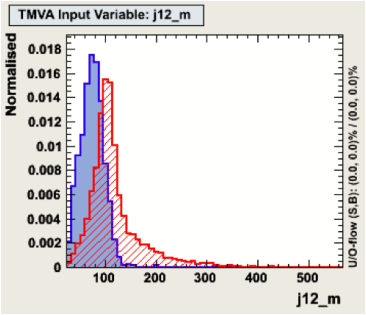
(a) Angle minimal α_{min} entre le 3ième et le premier ou deuxième jet.



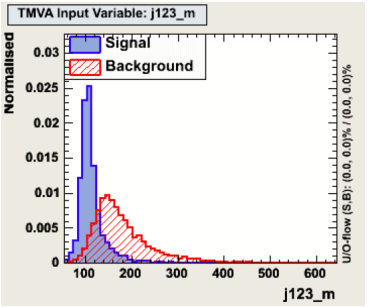
(b) Angle theta entre le 3ième jet et l'axe du faisceau.



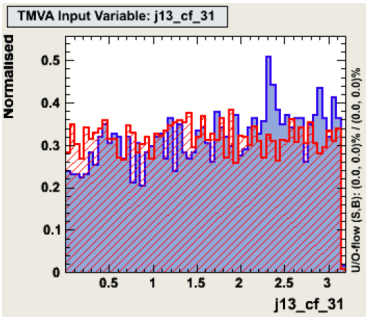
(c) Impulsion transverse du 3ième jet.



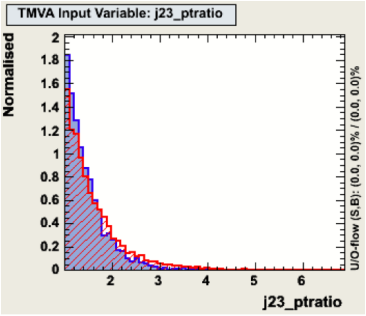
(d) Masse invariante reconstruite à partir des deux premiers jets.



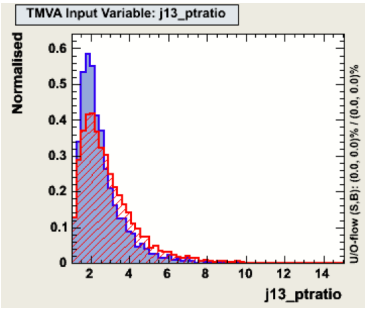
(e) Masse invariante reconstruite à partir des trois jets.



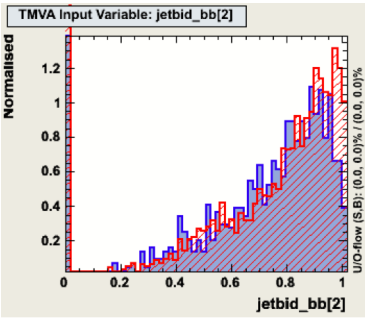
(f) color flow



(g) Ratio de l'impulsion transverse du 3ième jet sur le 2ième jet.



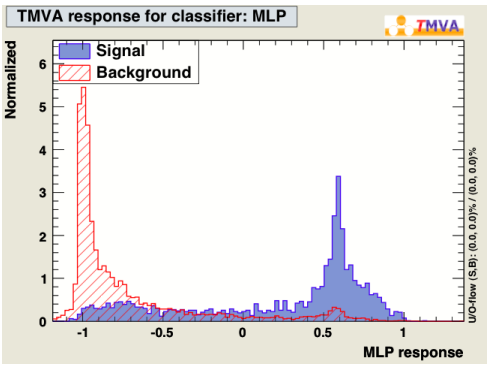
(h) Ratio de l'impulsion transverse du 3ième jet sur le 1er jet.



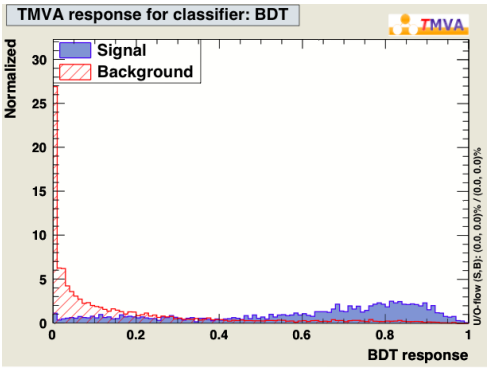
(i) Sortie du discriminant Vbb.

FIGURE A.1 – Variables discriminantes étudiées dans le cadre de la méthode de sélection du 3ième jet FSR. Les distributions pour le bruit de fond (jets ISR) sont visibles en rouge et les distributions pour le signal (jets FSR) en bleu.

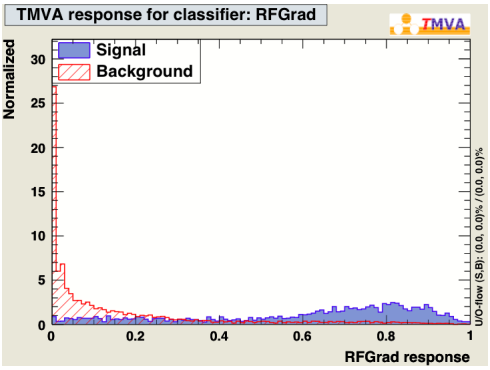
L'entraînement des variables utilise des échantillons simulés de processus WH pour une hypothèse de masse du boson de Higgs de 115 GeV et passant la sélection de l'analyse WH à 3 jets. Le signal correspond aux événements pour lesquels le troisième jet est un jet FSR et le bruit de fond correspond aux événements pour lesquels le troisième jet est un jet ISR.



(a) Réponse d'un réseau de neurone de type MLP *Multi Layer Perceptron*.



(b) Réponse d'un arbre de décision de type BDT *Boosted Decision Tree*.



(c) Réponse d'un arbre de décision de type RFGrad *Random Forest Gradient*.

FIGURE A.2 – Distributions des discriminants construits en utilisant diverses techniques d'analyse multivariées.

A.1.3 Résultats

Les capacités discriminantes de la méthode multivariée sont plus importantes que l'utilisation seule de la variable α_{min}, néanmoins comme on peut le voir sur la figure A.4 l'effet de cette méthode multivariée n'est pas limitée au signal, le bruit de fond tend lui aussi à piquer au dessus du signal, et plus particulièrement à la valeur de l'hypothèse de

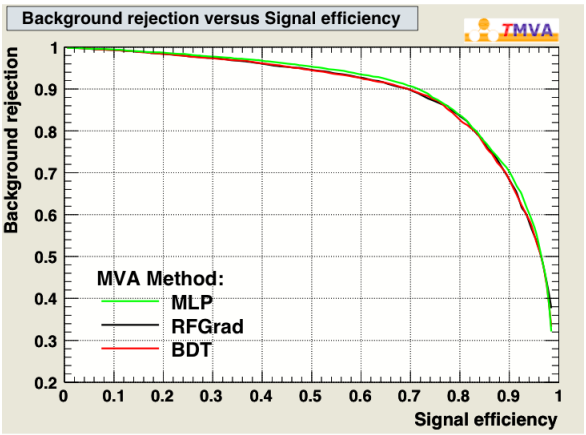


FIGURE A.3 – Réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

masse du Higgs utilisée pour l'entraînement, annulant le gain en sensibilité apporté par l'amélioration de la résolution sur la masse invariante reconstruite. Cette conclusion a été confirmée en étudiant la limite attendue sur la section efficace de production du Higgs, qui n'est pas améliorée avec la méthode multivariée plutôt que α_{min}
Plusieurs autres tentatives d'entraînement ont été faites pour résoudre ce problème :

- L'utilisation de variables géométriques exclusivement (empêchant ainsi l'analyse multivariée de "reconnaître" la masse du Higgs utilisée pour l'entraînement).
- Un entraînement inclusif mélangeant des événements de différentes masses du boson de Higgs (dans l'intervalle 100 à 200 GeV).
- Un entraînement mixte : le signal est constitué des événements Higgs FSR et le bruit de fond consiste en les événements ISR des autres processus $W+$ jets.

Néanmoins aucun de ces méthodes n'ont permis d'aboutir à des résultats meilleurs que l'utilisation directe de α_{min}.

A.2 Rééquilibrage di-jet

Les deux jets issus de la désintégration du boson de Higgs emportent une part quasi égale d'énergie. Il est donc possible de définir un critère de différenciation entre jet ISR et jet FSR à partir de l'équilibre en énergie des deux jets provenant de la désintégration du boson de Higgs :

- Dans le cas d'un jet FSR, ajouter l'impulsion transverse du troisième jet au second jet devrait rééquilibrer le système di-jets et donner deux jets d'impulsion transverse similaire.
- Dans le cas d'un jet ISR, ajouter l'impulsion transverse du troisième jet au second jet devrait donner une valeur aléatoire.

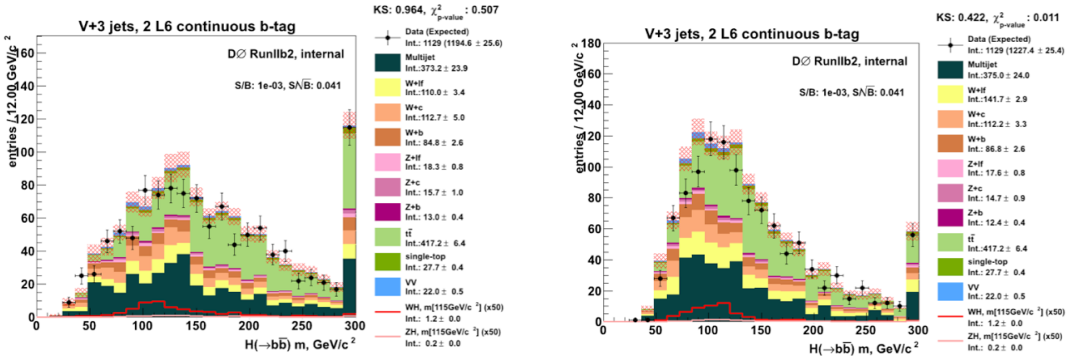


FIGURE A.4 – Reconstruction de la masse invariante du Higgs dans l'analyse WH pour le canal 3 jets, à gauche dans sa version nominale (masse du Higgs reconstruite avec les deux jets de plus haut P_T) et à droite en utilisant l'analyse multivariée pour ajouter le 3ième jet FSR.

On se rend compte de cet effet sur la figure A.5 où sont présentés les histogrammes 2D de l'énergie du premier jet en fonction de la somme de l'énergie du second et du troisième jet. On se rend compte que dans le cas FSR la distribution est centrée autour de l'axe $y = x$, ce qui est moins le cas pour les événements ISR.

L'utilisation de cette méthode permet d'obtenir des résultats sur la résolution de la masse du Higgs similaires à ceux obtenus à l'aide d'une coupure sur α_{min} comme présenté sur la figure A.6.

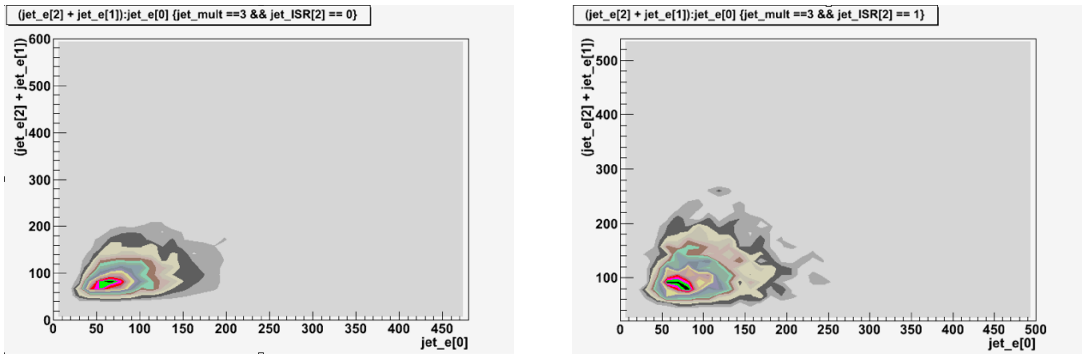


FIGURE A.5 – Histogrammes 2D de l'énergie du premier jet en fonction de la somme de l'énergie du second et du troisième jet. Pour le cas FSR (à gauche) et le cas ISR (à doite).

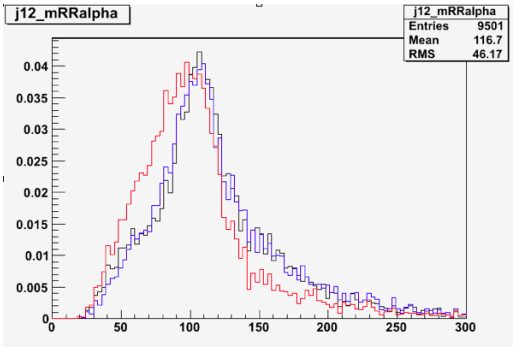
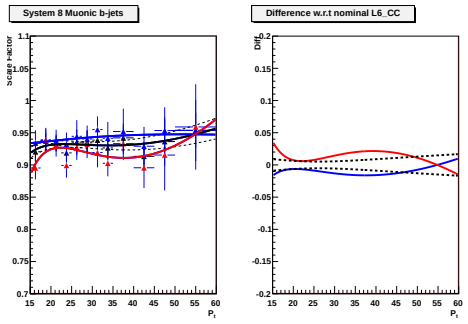


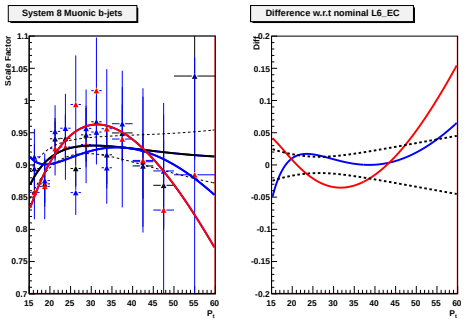
FIGURE A.6 – Masse invariante reconstruite du Higgs pour une hypothèse de masse de 115 GeV, à l'aide des deux premier jets uniquement (en rouge), à l'aide d'une coupure sur α_{min} (noir), et à l'aide de la méthode de rééquilibrage di-jets (bleu).

– Annexe B –

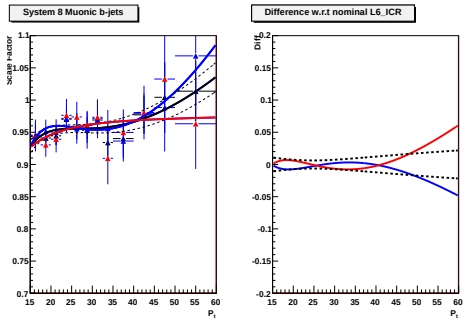
Figures supplémentaires : étude de l'efficacité d'identification des jets beaux.



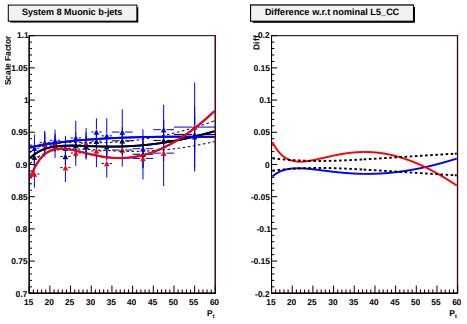
(a) L6 CC



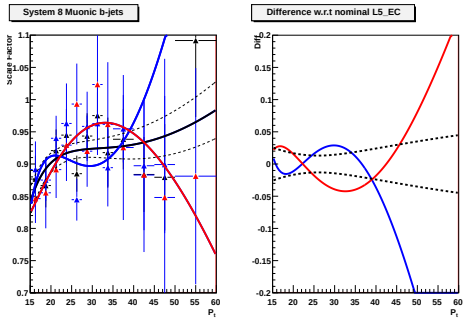
(b) L6 EC



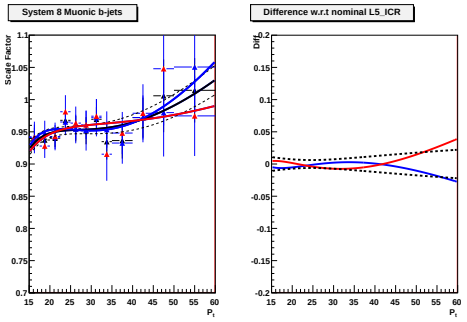
(c) L6 ICR



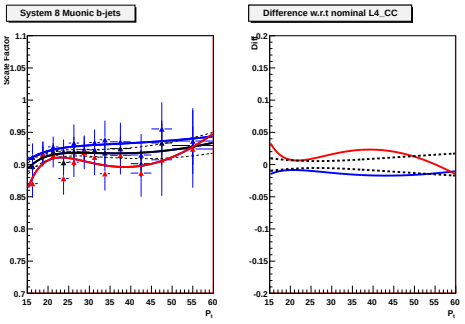
(d) L5 CC



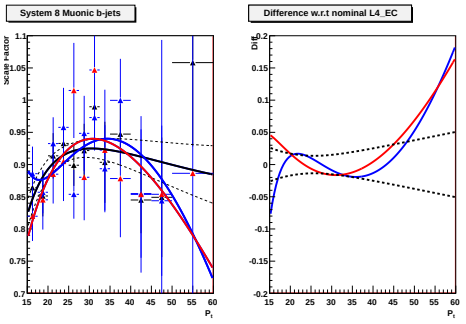
(e) L5 EC



(f) L5 ICR

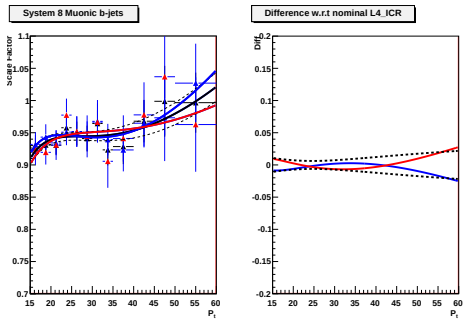


(g) L4 CC

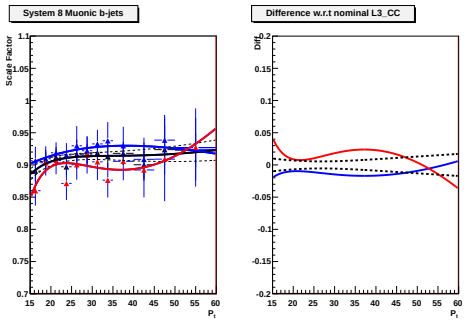


(h) L4 EC

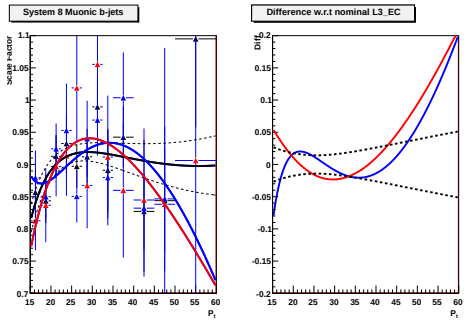
FIGURE B.1 – Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



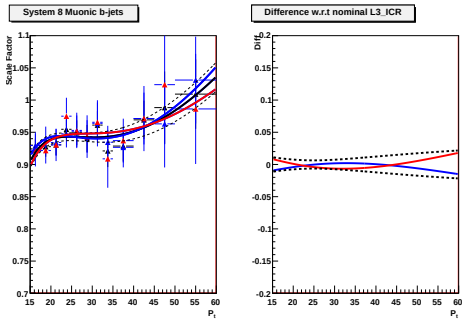
(a) L6 CC



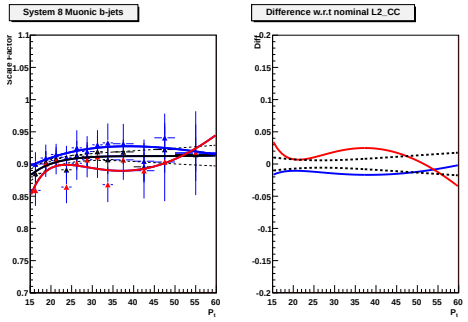
(b) L6 EC



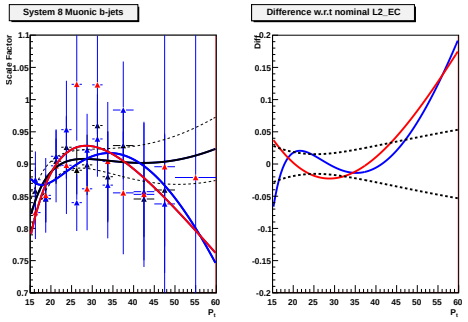
(c) L6 ICR



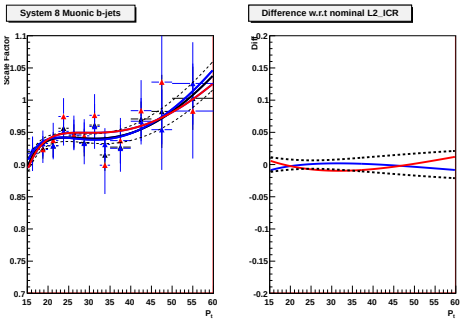
(d) L5 CC



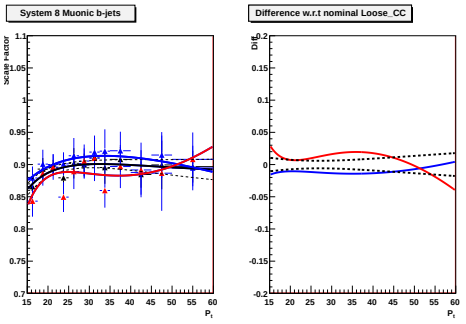
(e) L5 EC



(f) L5 ICR

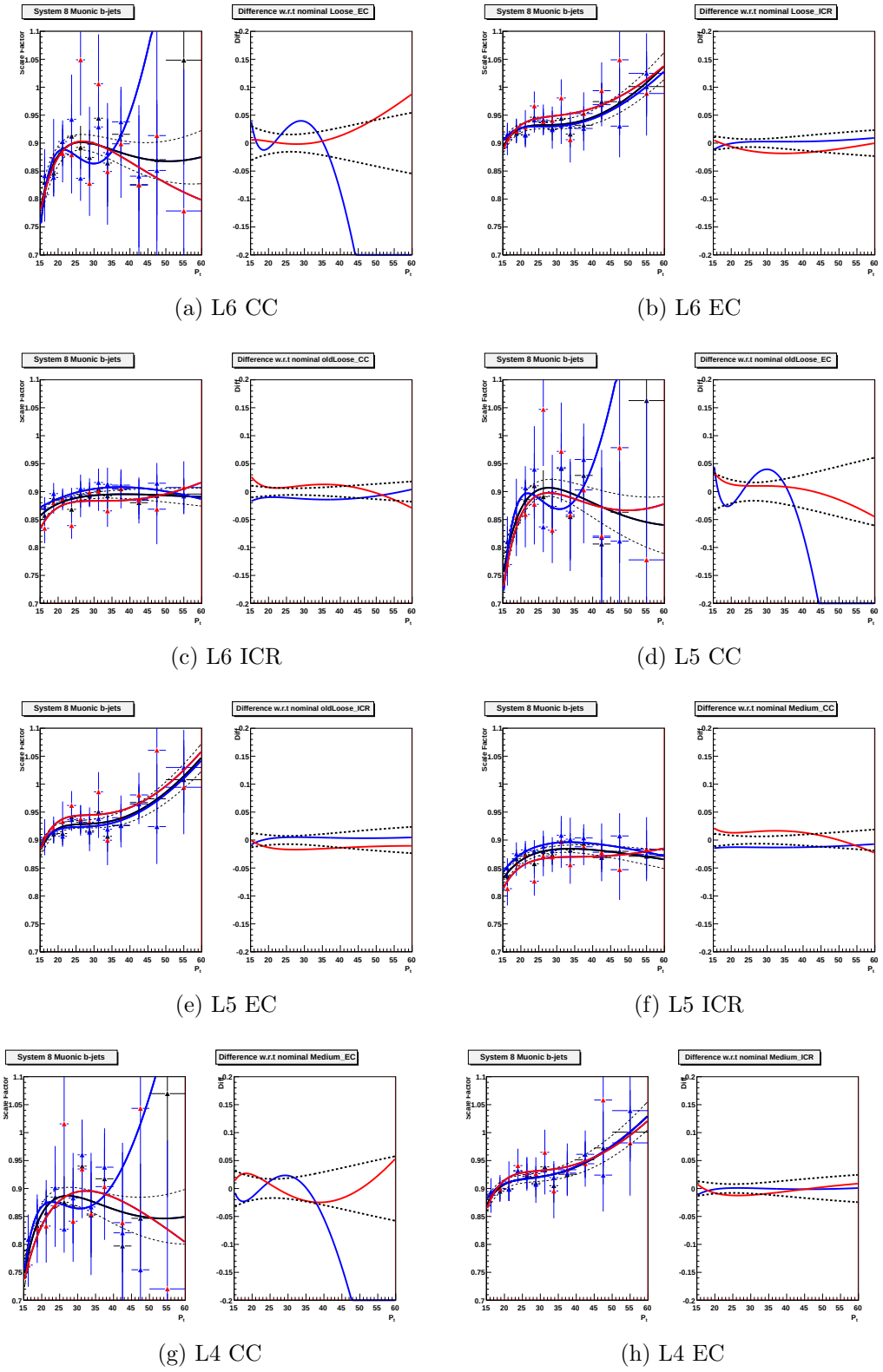


(g) L4 CC



(h) L4 EC

FIGURE B.2 – Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



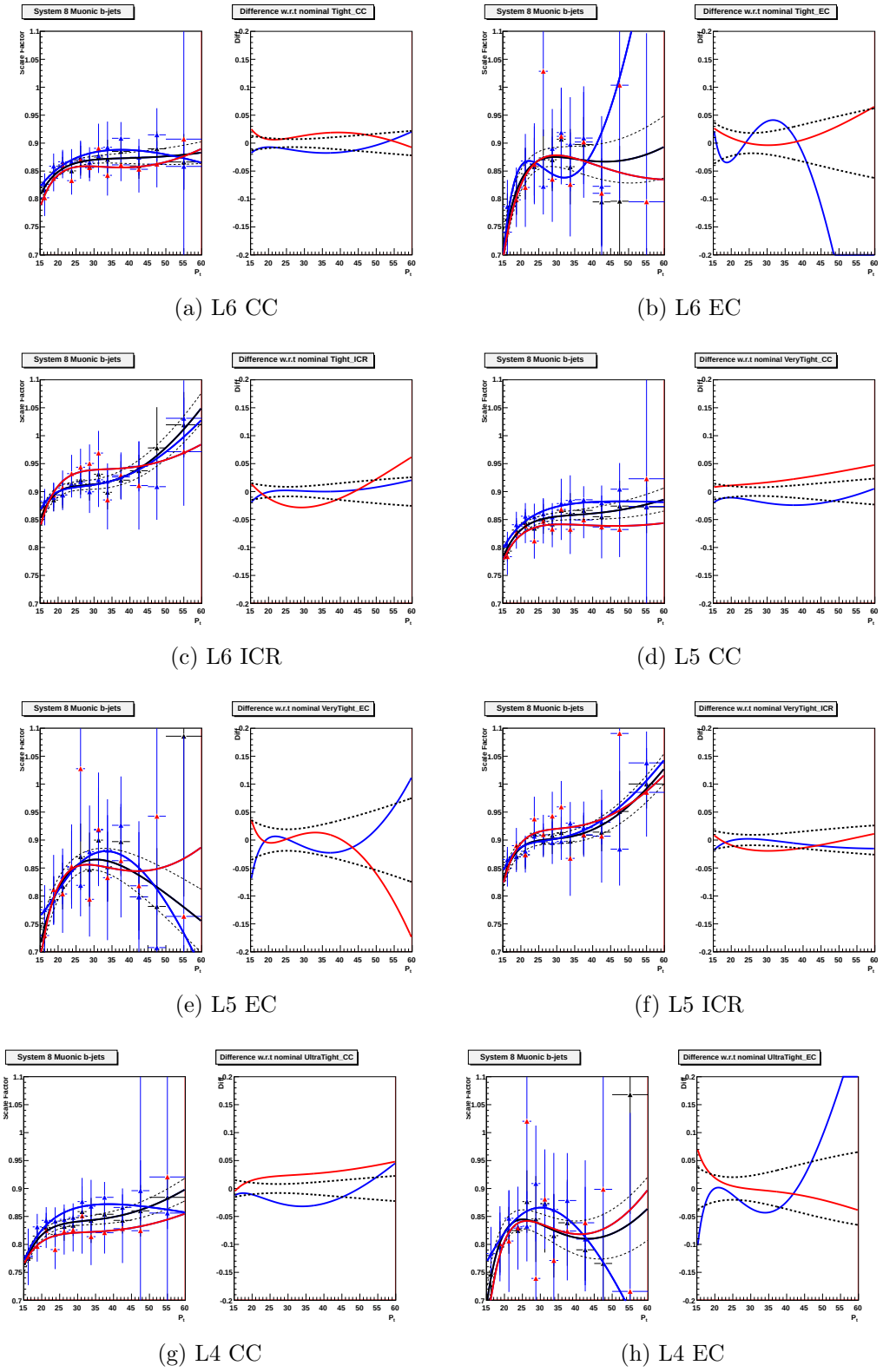
(a) L6 CC (b) L6 EC

(c) L6 ICR (d) L5 CC

(e) L5 EC (f) L5 ICR

(g) L4 CC (h) L4 EC

FIGURE B.3 – Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}$ $s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}$ $s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



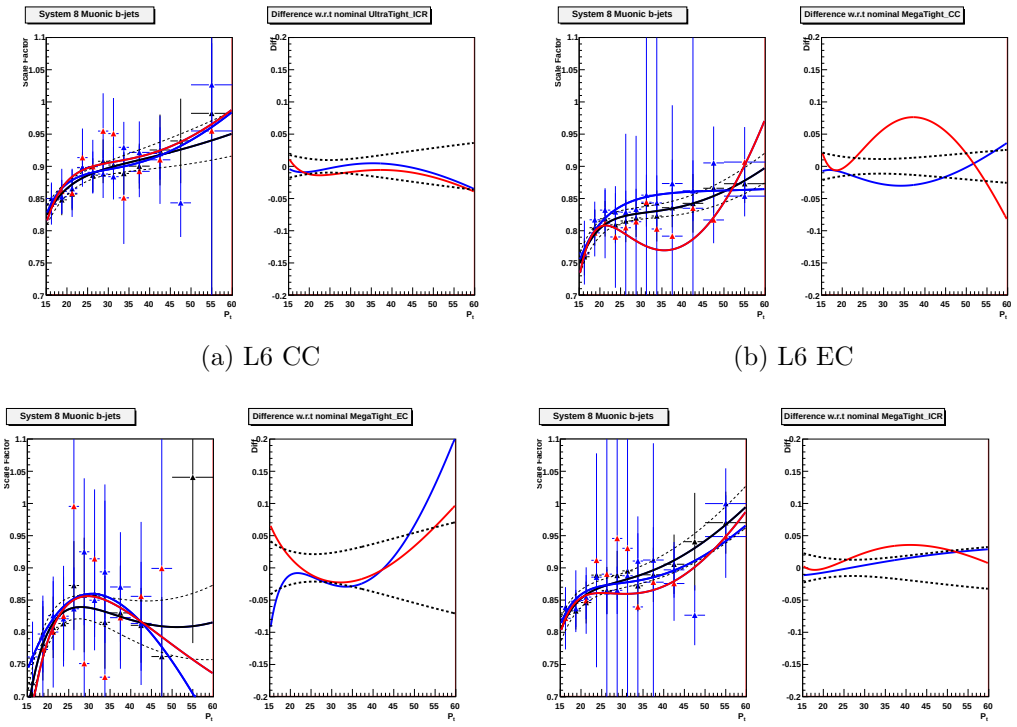
(a) L6 CC (b) L6 EC

(c) L6 ICR (d) L5 CC

(e) L5 EC (f) L5 ICR

(g) L4 CC (h) L4 EC

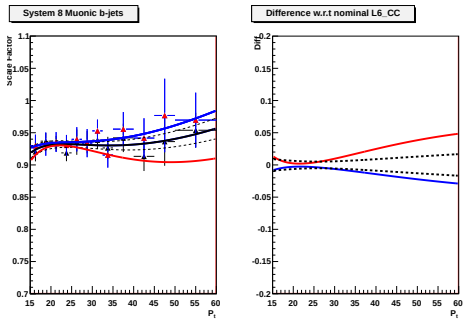
FIGURE B.4 – Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



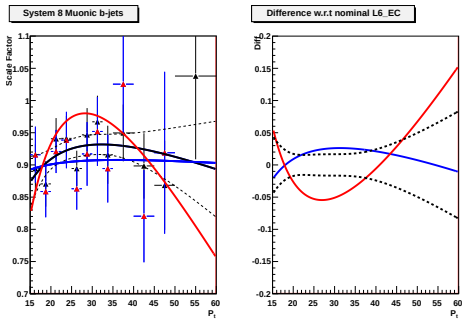
(a) L6 CC (b) L6 EC

(c) L6 ICR (d) L5 CC

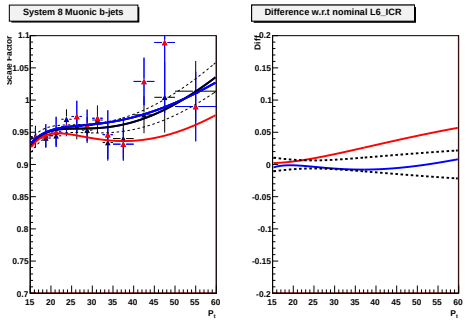
FIGURE B.5 – Les facteurs d'échelles pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en η (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différents intervalles de luminosité instantanée ($L_{inst} > 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en rouge et $L_{inst} < 100.10^{30}\ s^{-1}cm^{-2}$ en bleu), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement en luminosité (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une haute luminosité sur inclusif (rouge) et basse luminosité sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



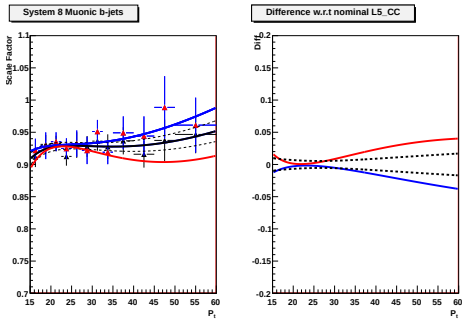
(a) L6 CC



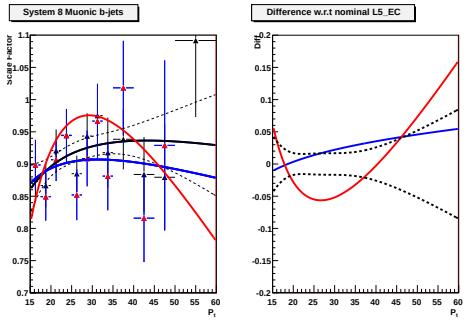
(b) L6 EC



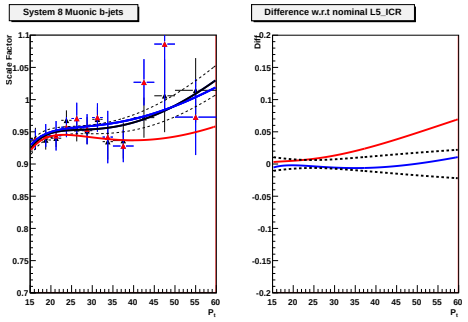
(c) L6 ICR



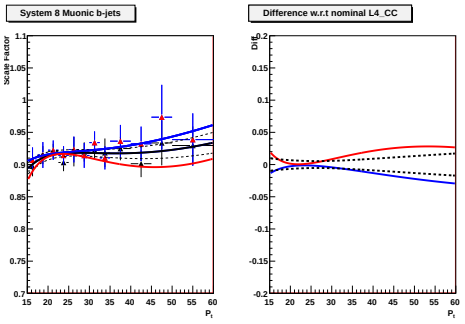
(d) L5 CC



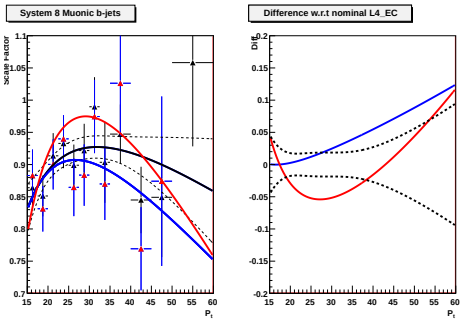
(e) L5 EC



(f) L5 ICR

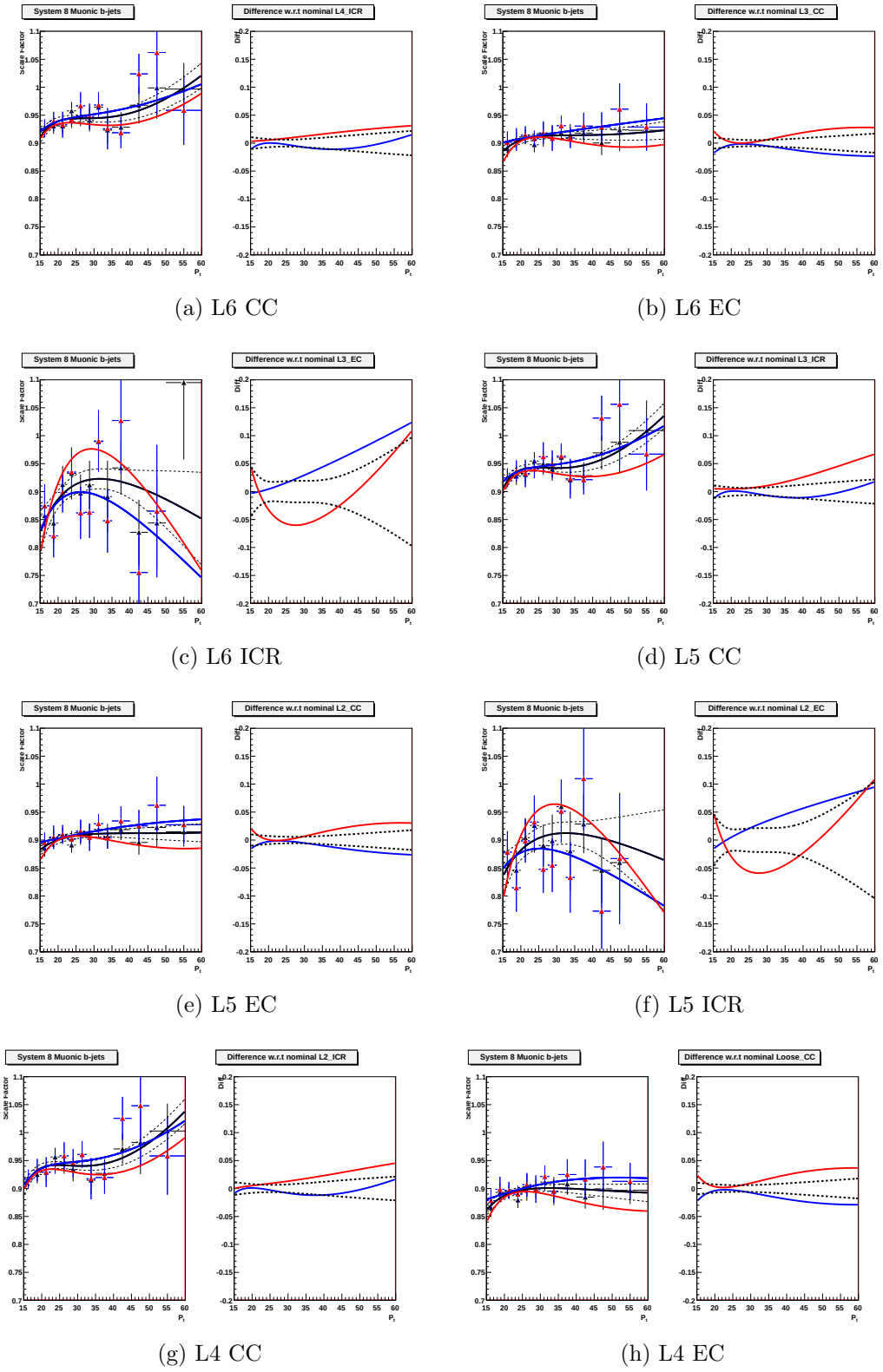


(g) L4 CC



(h) L4 EC

FIGURE B.6 – Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



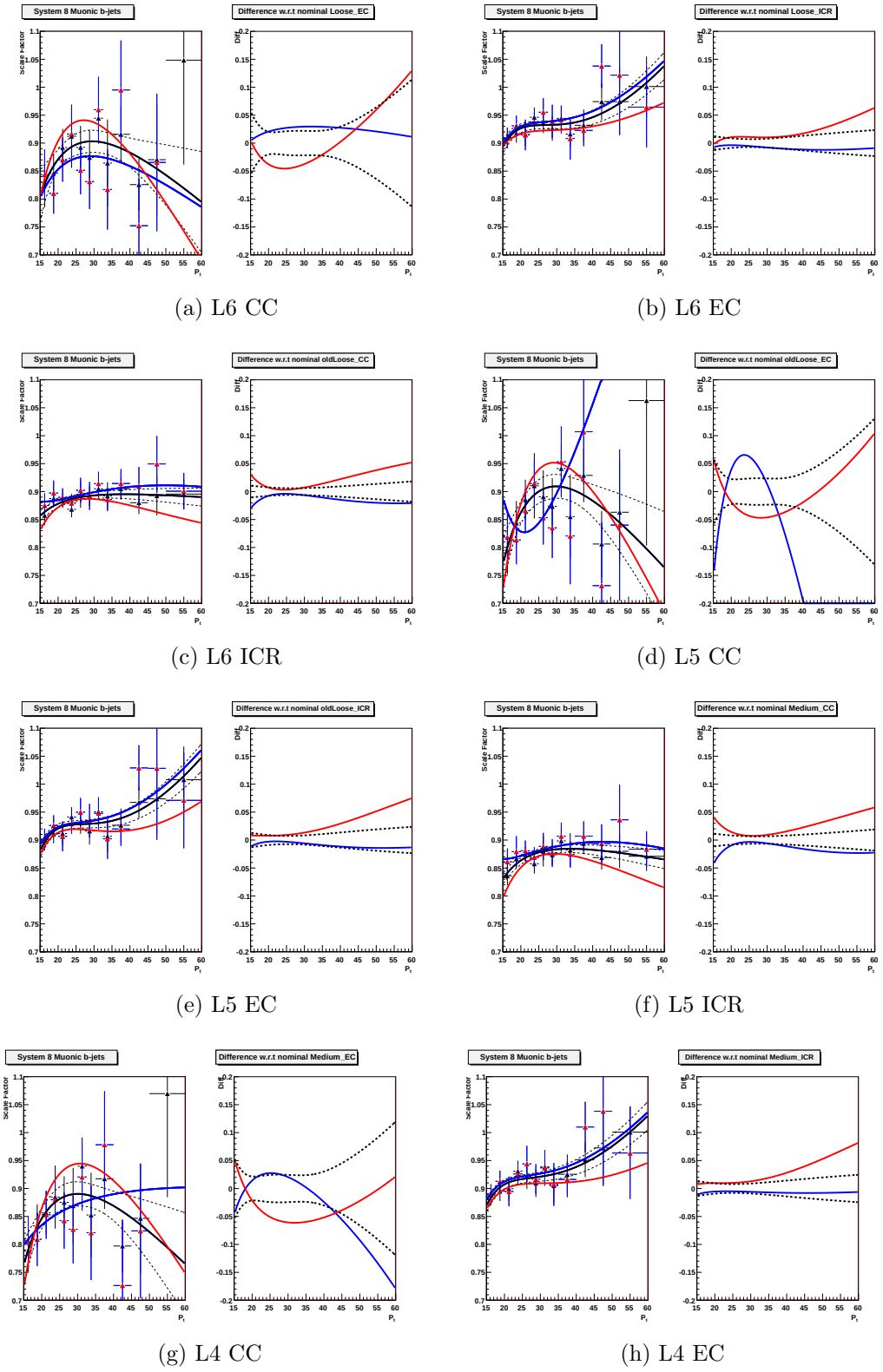
(a) L6 CC (b) L6 EC

(c) L6 ICR (d) L5 CC

(e) L5 EC (f) L5 ICR

(g) L4 CC (h) L4 EC

FIGURE B.7 – Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



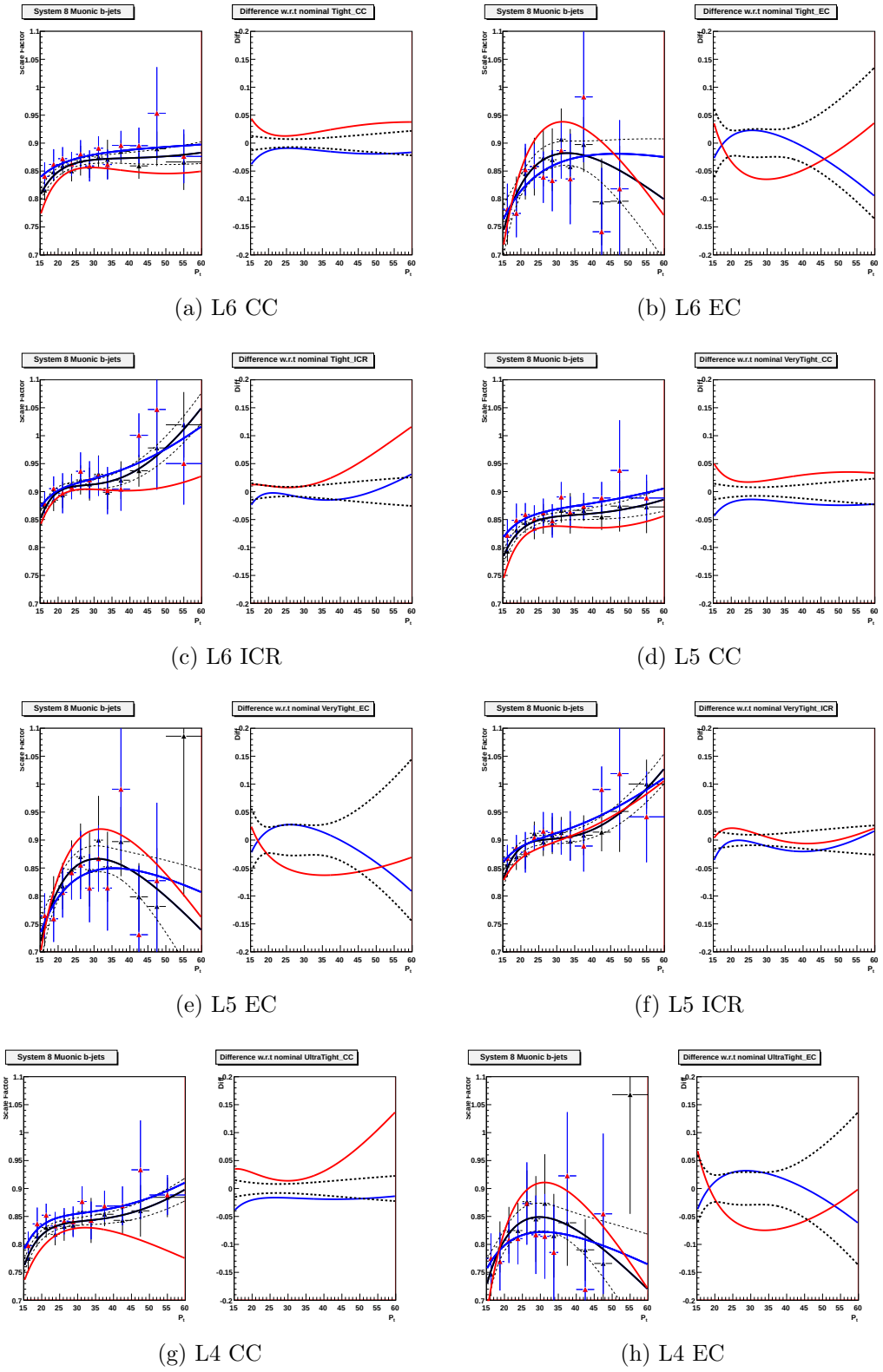
(a) L6 CC (b) L6 EC

(c) L6 ICR (d) L5 CC

(e) L5 EC (f) L5 ICR

(g) L4 CC (h) L4 EC

FIGURE B.8 – Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



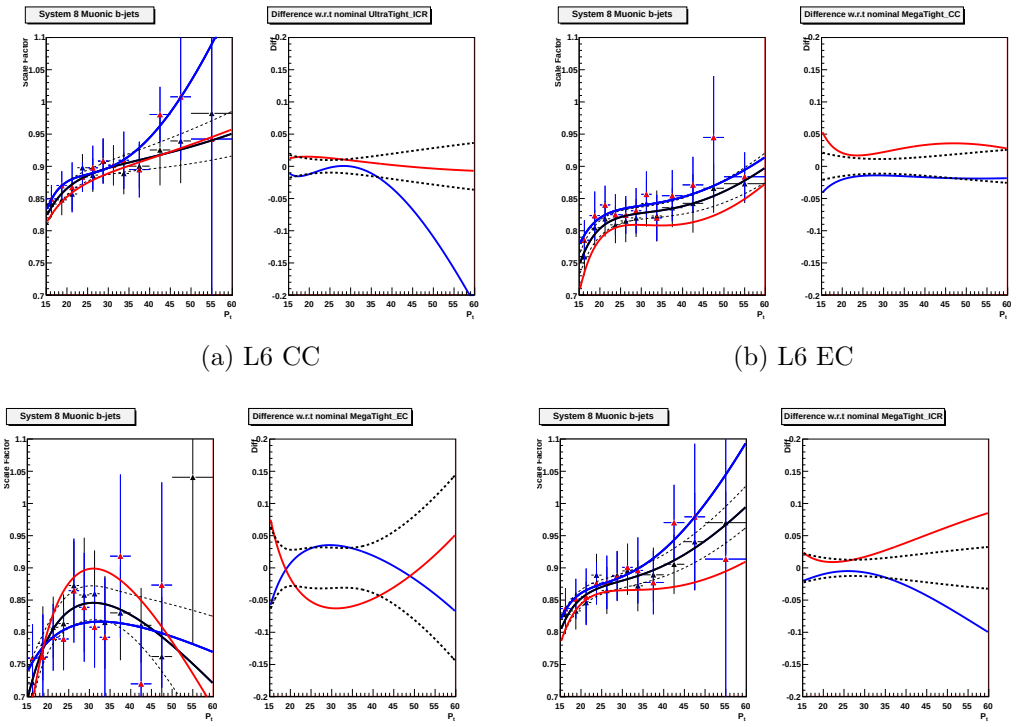
(a) L6 CC (b) L6 EC

(c) L6 ICR (d) L5 CC

(e) L5 EC (f) L5 ICR

(g) L4 CC (h) L4 EC

FIGURE B.9 – Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.



(a) L6 CC (b) L6 EC

(c) L6 ICR (d) L5 CC

FIGURE B.10 – Les facteurs d'échelle pour différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets beaux, dérivés pour différentes régions en $|\eta|$ (CC : $|\eta| < 1.1$, ICR : $1.1 < |\eta| < 1.5$ et EC : $|\eta| > 1.5$) et pour différentes périodes de prise de données (Run IIb1 en bleu et Run IIb2 en rouge), ainsi que les facteurs d'échelle nominaux dérivés inclusivement sur les périodes de prise de données (en noir). Chaque figure à gauche représente le rapport des facteurs d'échelle dérivés pour une Run2b2 sur inclusif (rouge) et RunIIb1 sur inclusif (en bleu). Les courbes en pointillés noir correspondent aux variations à plus ou moins un écart standard des facteurs d'échelles inclusifs.

Bibliographie

[1] Kurt Riesselmann. Limitations of a standard model higgs boson. *arxiv :hep-ph/9711456v1*, 1997.

[2] Fabiola and Gianotti. Physics at the lhc. *Physics Reports*, 403 404(0) :379 – 399, 2004.

[3] The ATLAS and CMS Collaborations. Combined standard model higgs boson searches with up to 2.3 $fb^{-}1$ of pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ tev at the lhc. *ATLAS-CONF-2011-157 – CMS PAS HIG-11-023*, Nov 2011.

[4] Helge Voss. Decision tree and boosting. *TMVA Workshop, CERN*, 2011.

[5] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, H. Voss, M. Backes, T. Carli, O. Cohen, A. Christov, D. Dannheim, K. Danielowski, S. Henrot-Versille, M. Jachowski, K. Kraszewski, A. Krasznahorkay Jr., M. Kruk, Y. Mahalalel, R. Ospanov, X. Prudent, A. Robert, D. Schouten, F. Tegenfeldt, A. Voigt, K. Voss, M. Wolter, and A. Zemla. Tmva - toolkit for multivariate data analysis. *arxiv :physics/0703039v5*, 2009.

[6] Wade Fisher. Collie : A confidence level limit evaluator. *Note interne DØ 5595*, 2009.

[7] Torbjörn Sjöstrand, Leif Lönnblad, Stephen Mrenna, and Peter Skands. Pythia 6.3 physics and manual. *arxiv :hep-ph/0308153v1*, 2003.

[8] J. Campbell, R.K. Ellis, F. Maltoni, and S. Willenbrock. Production of a w boson and two jets with one b-quark tag. *arxiv :hep-ph/0611348v2*, 2006.

[9] The Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group. Cross section and branching ratio recommendations for tevatron higgs searches. 2011.

[10] P.Curie. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique. *J. Phys. Theor. Appl. 3*, 1(393-415), 1894.

[11] E.Noether. Invariante variationsprobleme. *Transport Theory and Statistical Physics 1*, 3(183-207), 1918.

[12] W-M Yao et al. Review of particle physics. *Journal of Physics G*, 33(1), 2006.

[13] H and David Politzer. Asymptotic freedom : An approach to strong interactions. *Physics Reports*, 14(4) :129 – 180, 1974.

[14] David J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1343–1346, Jun 1973.

[15] C. S. Wu and I. Shaknov. The angular correlation of scattered annihilation radiation. *Phys. Rev.*, 77 :136–136, Jan 1950.

[16] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, 109 :1015–1017, Feb 1958.

[17] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12 :132–133, 1964.

[18] Peter W. Higgs. BROKEN SYMMETRIES AND THE MASSES OF GAUGE BOSONS. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, 1964.

[19] F. Englert and R. Brout. BROKEN SYMMETRY AND THE MASS OF GAUGE VECTOR MESONS. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–322, 1964.

[20] G.'t Hooft. Renormalization of massless yang-mills fields. *Nuclear Physics B*, 33(1) :173 – 199, 1971.

[21] G.'t Hooft. Renormalizable lagrangians for massive yang-mills fields. *Nuclear Physics B*, 35(1) :167 – 188, 1971.

[22] D0 Collaboration and V.M. Abazov. Evidence for an anomalous like-sign dimuon charge asymmetry. *arxiv :1005.2757v1*, 05 2010.

[23] Stefano and Bertolini. Quantum effects in a two higgs doublet model of the electroweak interactions. *Nuclear Physics B*, 272(1) :77 – 98, 1986.

[24] Manuel Drees. An introduction to supersymmetry. *arxiv :hep-ph/9611409v1*, 1996.

[25] G.L. Kane J.F. Gunion, H.E. Haber and S. Dawson. *The Higgs hunter's guide.* Frontier in Physics, 1990.

[26] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Ludwig, K. Moenig, M. Schott, and J. Stelzer. Updated status of the global electroweak fit and constraints on new physics. *arxiv :1107.0975v1*, 07 2011.

[27] M. Carena, J. S. Conway, H. E. Haber, and J. D. Hobbs. Report of the higgs working group of the tevatron run 2 susy/higgs workshop. *arxiv :hep-ph/0010338v2*, 2000.

[28] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira. Hdecay : a program for higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension. *arxiv :hep-ph/9704448v1.*

[29] R. Barate et al. Observation of an excess in the search for the standard model Higgs boson at ALEPH. *Phys. Lett.*, B495 :1–17, 2000.

[30] P. Abreu et al. Search for the standard model Higgs boson at LEP in the year 2000. *Phys. Lett.*, B499 :23–37, 2001.

[31] M. Acciarri et al. Search for the standard model Higgs boson in e+ e- collisions at s**(1/2) up to 202-GeV. *Phys. Lett.*, B508 :225–236, 2001.

[32] G. Abbiendi et al. Search for the standard model Higgs boson in e+ e- collisions at s**(1/2) = 192-GeV - 209-GeV. *Phys. Lett.*, B499 :38–52, 2001.

[33] G. Abbiendi. Search for the standard model higgs boson at lep. *arxiv :hep-ex/0306033v1*, 2003.

[34] V. M. et al Abazov. Search for the standard model higgs boson in the $h \to ww \to \nu q\overline{q}$ decay channel. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :171802, Apr 2011.

[35] Combined standard model higgs boson searches with up to 2.3 fb-1 of pp collisions at sqrts=7 tev at the lhc. Technical Report ATLAS-CONF-2011-157, CERN, Geneva, Nov 2011.

[36] Dave McGinnis. Run II handbook. *http ://www-bd.fnal.gov/runII/index.html.*

[37] S. Abachi et al (The DØ Collaboration). The dø detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 338 :185 – 253, 1994.

[38] The DØ Upgrade Collaboration. Dø silicon tracker technical design report.

[39] The DØ Upgrade Collaboration. Central fiber tracker technical design report. *DØ note 4164.*

[40] The DØ Collaboration. Dø layer 0 conceptual design report. *DØ note 4415.*

[41] Tamsin L. Edwards et al. Determination of the effective inelastic p anti-p cross-section for the D0 Run II luminosity measurement. FERMILAB-TM-2278-E.

[42] The dø offline reconstruction program.

[43] H. Greenlee. The d0 kalman track fit. *Note interne Dø 4303*, 2003.

[44] Alexander Khanov. Htf : histogramming method for finding tracks. the algorithm description. *Note interne DØ 3778*, 2000.

[45] Guennadi Borissov. Ordering or chaos or... technical details of aa tracking.

[46] Gavin Hesketh. Central track extrapolation through the dø detector. *Note interne Dø 4079.*

[47] Vertex reconstruction and track bundling at the lep collider using robust algorithms. *Computer Physics Communications*, 96 :189 – 208, 1996.

[48] J. D'Hondt, P. Vanlaer, R. Fruhwirth, and W. Waltenberger. Sensitivity of robust vertex fitting algorithms. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51 :2037–2044, 2004.

[49] A. Schwartzman. Probabilistic primary vertex selection. *Note interne DØ 4042*, 2002.

[50] Oleg Brandt, SungWoong Cho, Michael Cooke, Michael Eads, Dave Hedin, Jeong Ku Lim, Sung Park, Angelo Santos, Boris Tuchming, Yuriy Yatsunenko, and SungWoo Youn. Muon identification certification for the summer 2009 extended dataset (run iib-1 and iib-2). *Note interne DØ 6025*, 2010.

[51] Gregorio Bernardi and Sophie Trincaz-Duvoid. Improvement of the nada algoritm : Hot cell killing in dø run ii data. *Note interne Dø 4057*, 2002.

[52] Xuebing Bu, Tim Head, Konstantinos Petridis, Maiko Takahashi, and Yunhe Xie. Electron identification for summer 2010. *Note interne Dø 6116*, 2010.

[53] A. Abdesselam. Comparison of h-matrices for electron identification in dø run ii. *Note interne Dø 3745*, 2000.

[54] Oleksiy Atramentov. Utilizing cft and smt hits count for photon and electron reconstruction. *Note interne Dø 4444*, 2004.

[55] Yanwen Liu Xuebing Bu. Artificial neural network using central preshower detector information for electron and photon selection. *Note interne Dø 5650*, 2008.

[56] Eric Kajfasz Samuel Calvet, Patrice Verdier. Towards missinget certification and unclustered energy studies. *Note interne Dø 4927*, 2005.

[57] Bernard Andrieu Emmanuel Buasto. Jet algorithms in the dø run ii software : Description and user's guide. *Note interne Dø 4457*, 2004.

[58] Pavel Demine Kazu Hanagaki Ia Iashvili Alexander Kupco Jiri Kvita Vivian O'Dell Nirmalya Parua Christophe Royon Jyothsna Rani Markus Wobisch Jean-Laurent Agram, Subhendu Chakraborti. Jet energy scale at dø run ii. *Note interne DØ 4720*, 2004.

[59] Nikola Makovec and Jean-François Grivaz. Shifting, smearing and removing simulated jets. *Note interne Dø 4914*, 2005.

[60] Christophe Ochando and Jean-François Grivaz. Ssr for p17. *Note interne DØ 5609*.

[61] Murilo Rangel, Brendan Casey, and Aurelio Juste. Improving jet enenrgy resolution with the cps detector. *Note interne DØ 5767*, 2008.

[62] Emanuel Strauss, Paul Grannis, and John Hobbs. Jet resolution improvements using an h-matrix. *Note interne DØ 5785*, 2008.

[63] Florian Miconi. Final state radiation recovery. *Note interne DØ 6321*, 2012.

[64] Nicolas Osman and Arnaud Duperrin. Three jet channel update.

[65] Byron P. Roe, Hai-Jun Yang, Ji Zhu, Yong Liu, Ion Stancu, and Gordon McGregor. Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification. *arxiv :physics/0408124v2*, 2004.

[66] D0 Collaboration and V.M. Abazov. Observation of single top-quark production. *arxiv :0903.0850v2*, 03 2009.

[67] Harrison B. Prosper. Boosting : Or how to make a silk purse out of a sow's ear. *Note interne DØ 4834*, 2005.

[68] Suman B Beri, Rajwant Kaur, and Harrison B Prosper. Bayesian neural network. *Note interne DØ 4846*, 2005.

[69] A. A. Berezina, E. E. Boos, V. E. Bunichev, and L. V. Dudko. "best variables" method and implementation of neural networks in physics analysis. *Note interne DØ 5000*, 2006.

[70] J. Clutter. Performance of the svt b-tagging algorithm on p17 data. *Note interne Dø 5385*, 2007.

[71] R. Frühwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 262(444), 1987.

[72] D.Bloch, F.Filthaut, D.Gele, S.Greder, I.Ripp-Baudot, and B.Winjngaarden. Jet lifetime b-tagging. *Note interne Dø 4069*, 2002.

[73] Tim Scanlon. A neural network b-tagging tool. *Note interne Dø 4889*.

[74] D.Bloch, F.Filthaut, D.Gele, S.Greder, Anne-Catherine Le Bihan, and I.Ripp-Baudot. Systemd or how to signal, backgrounds efficiencies with real data. *Note interne DØ 4159*, 2003.

[75] Thomas Gadfort, Sebastien Greder, and Tim Scanlon. Performance of the dø nn b-tagging tool on lepton-photon 2009 run iib data. *Note interne DØ 5803*.

[76] D0 Collaboration and V. Abazov. Search for wh associated production in 9.7 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at the fermilab tevatron. En préparation.

[77] D0 Collaboration and V.M. Abazov. Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of —vtb—. *arxiv :hep-ex/0612052v2*, 2006.

[78] CDF Collaboration, T. Aaltonen, B. Álvarez Gonzálezv, S. Amerio, D. Amidei, A. Anastassov, A. Annovi, J. Antos, G. Apollinari, J.A. Appel, A. Apresyan, T. Arisawa, A. Artikov, J. Asaadi, W. Ashmanskas, B. Auerbach, A. Aurisano, F. Azfar, W. Badgett, A. Barbaro-Galtieri, V.E. Barnes, B.A. Barnett, P. Barriaee, P. Bartos, M. Baucecc, G. Bauer, F. Bedeschi, D. Beecher, S. Behari, G. Bellettinidd, J. Bellinger, D. Benjamin, A. Beretvas, A. Bhatti, M. Binkley, D. Bisellocc, I. Bizjakii, K.R. Bland, C. Blocker, B. Blumenfeld, A. Bocci, A. Bodek, D. Bortoletto, J. Boudreau, A. Boveia, B. Braua, L. Brigliadoribb, A. Brisuda, C. Bromberg, E. Brucken, M. Bucciantoniodd, J. Budagov, H.S. Budd, S. Budd, K. Burkett, G. Busettocc, P. Bussey, A. Buzatu, S. Cabrerax, C. Calancha, S. Camarda, M. Campanelli, and et al. (454 additional authors not shown). Search for wz+zz production with met + jets with b enhancement at sqrt(s) = 1.96 tev. *arxiv :1108.2060v2*, 08 2011.

[79] Mark Owen and Marc Hohlfeld. Trigger Efficiencies for the OR of Single Electron Triggers in p17 Data. *Note interne DØ 5409*, 2007.

[80] Yuri Fisyak and John Womersley. Dø geant simulation of the total apparatus response. *Note interne Dø 3191*, 1997.

[81] M. Goossens et al. Geant, detector description and simulation tool. *GEANT user's guide CERN*, 1994.

[82] døsim.

[83] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A.D. Polosa. Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *hep-ph/0206293v2*, 2002.

[84] A. Pukhov et al. CompHEP : A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33. 1999.

[85] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky, and W.K. Tung. New generation of parton distributions with uncertainties from global qcd analysis. *arxiv :hep-ph/0201195v3*, 2002.

[86] J. Alwall, S. Hoeche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lonnblad, F. Maltoni, M.L. Mangano, M. Moretti, C.G. Papadopoulos, F. Piccinini, S. Schumann, M. Treccani, J. Winter, and M. Worek. Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions. *arxiv :0706.2569v2*, 06 2007.

[87] D. Gillberg. Heavy flavour removal and determination of weighting factors for alpgen $w + jets$ monte carlo. *Note interne DØ 5129*.

[88] John Campbell, Keith Ellis, and Ciaran Williams. Mcfm - monte carlo for femtobarn processes.

[89] Mansoora Shamim and Tim Bolton. Generator level reweighting of pt of z boson. *Note interne DØ 5565*, 2008.

[90] Daniel Boline. Jet multiplicity dependent reweighting of the z boson pt in p20. *Note interne DØ 5569*, 2009.

[91] G. Hesketh. W pt re-weighting for alpgen and pythia. *Note interne DØ 5786*, 2008.

[92] Wade Fisher, Joseph Haley, and Darren Price. Studies of alpgen parameters, corrections and associated uncertainties. *Note interne DØ 5966*, 2009.

[93] Johan Alwall, Stefan Hoche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lonnblad, et al. Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions. *Eur.Phys.J.*, C53 :473–500, 2008.

[94] A. L. Read. Presentation of search results : the cls technique. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 28(2693), 2002.

[95] J. Neymann and E. S. Pearson. On the problem of the most efficient tests of statistical hypotheses. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, 231(694-706), 1933.

[96] Wade Fisher. Systematics and limit calculations. *Note interne DØ 5309*, 2008.