

**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

Particules, Noyaux, Cosmologie
(École Doctorale 517)

Présentée par

M. Émilien CHAPON

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

Recherche du boson de Higgs et de couplages de jauge quartiques anormaux
dans le canal WW en électrons dans l'expérience D0 au Tevatron

soutenue le 3 juillet 2013

devant le jury composé de :

M. Christophe ROYON Directeur de thèse

M. Albert DE ROECK Rapporteur

M. Aurelio JUSTE Rapporteur

M. Gregorio BERNARDI Examineur

M. Jacques CHAUVEAU Examineur

M. Eckhard ELSSEN Examineur

M. Stéphane LAVIGNAC Examineur

Table des matières

Introduction	1
Bibliographie	3
I Notions de théorie	5
1 Le modèle standard	7
1.1 Rappels succincts	8
1.1.1 Propagation des fermions libres : spineurs et lagrangien de Dirac	8
1.1.2 Fermions en interaction : l'électrodynamique quantique (QED)	9
1.2 Construction mathématique du modèle standard	10
1.2.1 Lagrangien avant brisure de symétrie électrofaible	10
1.2.2 Le mécanisme de Brout–Englert–Higgs	12
1.3 Phénoménologie	18
1.3.1 Symétries et quantités conservées	18
1.3.2 Interaction faible	20
1.3.3 Interaction forte	22
1.3.4 Paramètres	22
1.4 Succès et limites	25
1.4.1 Succès	25
1.4.2 Limites	27
1.5 Conclusions	29
Bibliographie	29
2 Phénoménologie du boson de Higgs	35
2.1 Le boson de Higgs du modèle standard	36
2.1.1 Production	36
2.1.2 Désintégration	39
2.2 Quelques modèles pour un boson de Higgs non standard	42
2.2.1 Modèle fermiophobic	42
2.2.2 Modèle avec une quatrième génération de fermions	43
2.2.3 Autres alternatives au modèle standard	44
2.3 Contraintes théoriques et expérimentales	45
2.3.1 Contraintes théoriques	45
2.3.2 Contraintes expérimentales	47
2.3.3 Après la découverte	48
2.4 Conclusions	48
Bibliographie	49

II	Contexte expérimental	53
3	L'expérience DØ au Tevatron	55
3.1	Le Tevatron	55
3.1.1	Introduction	55
3.1.2	Quelques notions relatives aux accélérateurs	56
3.1.3	La chaîne d'accélération	58
3.1.4	Le Run I et le Run II	64
3.2	L'expérience DØ	65
3.2.1	Système de coordonnées	67
3.2.2	Le trajectographe	68
3.2.3	Le calorimètre	72
3.2.4	Le système à muons	79
3.2.5	Luminosité instantanée	81
3.2.6	Le système de déclenchement	83
3.2.7	Acquisition des données	87
	Bibliographie	88
4	Simulation et reconstruction dans DØ	91
4.1	Simulation des événements	92
4.1.1	Générateurs Monte-Carlo	93
4.1.2	Simulation du détecteur	101
4.1.3	Interactions multiples	102
4.2	Reconstruction et identification des objets	102
4.2.1	Traces des particules chargées	102
4.2.2	Vertex	103
4.2.3	Électrons	104
4.2.4	Photons	109
4.2.5	Muons	111
4.2.6	Jets	113
4.2.7	Taus	115
4.2.8	Étiquetage des jets de b	115
4.2.9	Énergie transverse manquante	117
4.3	Corrections apportées à la simulation	118
4.3.1	$p_T(Z)$ inclusif	118
4.3.2	$p_T(W)$ dépendant de N_{jet}	119
4.3.3	Luminosité instantanée	119
4.3.4	Position z du vertex primaire	119
4.4	Conclusion	120
	Bibliographie	121

III	Analyse de données	125
5	Sélection et modélisation des événements	127
5.1	Introduction	128
5.2	Notations et définition des grandeurs utilisées	130
5.2.1	Notations	130
5.2.2	Définitions	130
5.3	Présentation de l'analyse	131
5.3.1	Stratégie d'analyse	131
5.3.2	Données utilisées	132
5.3.3	Signaux	134
5.3.4	Bruits de fond	136
5.3.5	Simulation Monte-Carlo	138
5.4	Pré-sélection	138
5.4.1	Jets	139
5.4.2	Normalisation des échantillons	140
5.5	Corrections à la simulation	141
5.5.1	Contribution $W\gamma^*$ dans le fond WZ	143
5.5.2	Repondération des événements diboson WW	144
5.5.3	Repondération des événements $gg \rightarrow H$	145
5.5.4	Repondération de la qualité des électrons et du nombre de coups dans la couche 0	145
5.5.5	Repondération du p_T du boson Z dépendante de la multiplicité de jets	147
5.5.6	Repondération de variables cinématiques des jets	147
5.5.7	Repondération de l'énergie non agglomérée	148
5.5.8	Estimation du fond multijet	157
5.5.9	Correction du fond W +jets	159
5.6	Accord entre données et simulation après la présélection	170
5.7	Conclusion	171
	Bibliographie	171
6	Recherche du boson de Higgs et section efficace WW	175
6.1	Les techniques d'analyse multivariée	175
6.1.1	Préliminaire sur les coupures rectangulaires	177
6.1.2	Arbres de décision	177
6.2	Discriminants utilisés dans l'analyse	180
6.2.1	Réjection du fond Drell-Yan	183
6.2.2	Discriminant final	190
6.2.3	Discriminant WW	194
6.2.4	BDT utilisés dans la correction du fond W +jets	195
6.3	Résumé des nombres d'événements	195
6.4	Incertitudes systématiques	196
6.5	Résultats de l'analyse	200

6.5.1	Éléments de statistiques et méthode employée	200
6.5.2	Résultats	206
6.6	Conclusion	214
	Bibliographie	216
7	Recherche de couplages anormaux $WW\gamma\gamma$	219
7.1	Contexte théorique	219
7.1.1	Physique diffractive	219
7.1.2	Couplages anormaux entre le photon et le boson W	222
7.2	Recherche de couplages anormaux $WW\gamma\gamma$	227
7.2.1	Échantillons Monte-Carlo	227
7.2.2	Sélection des événements et arbres de décision	230
7.2.3	Incertitudes systématiques	234
7.2.4	Résultats	235
7.3	Conclusions	240
	Bibliographie	240
	Conclusion	243
	Bibliographie	244
A	Exemples de techniques d'analyse multivariée	247
A.1	Fonction de vraisemblance (Likelihood)	248
A.2	Matrice H	249
A.3	Réseau de neurones	249
A.4	Comparaison des différentes méthodes	249
B	Couplages de jauge quartiques anormaux au LHC	253
B.1	ATLAS Forward Physics	253
B.2	Contexte théorique	253
B.3	Procédure d'analyse	255
B.4	Conclusion	257
	Bibliographie	257
	Remerciements	259

Introduction

*Tiens, prends ton baryton, dis,
Tiens donc, donne-nous le ton, [...]
Et c'est parti!*

Les Double Six (*Westwood Walk*, 1962)

Le paysage de la physique des particules a subi des changements majeurs entre le début de cette thèse, en septembre 2010, et sa fin en juin 2013. On peut notamment qualifier l'année 2012 de date-clé dans l'histoire de la physique des particules. En 2012, une nouvelle particule a été découverte au LHC [1, 2], dont la majeure partie de la communauté s'accorde aujourd'hui à dire qu'il s'agit très probablement du boson de Higgs. Cet événement est intervenu peu après une sorte de « passage de relais » entre le Tevatron, arrêté le 30 septembre 2011, et le LHC, dont les toutes premières collisions sont intervenues le 23 novembre 2009.

Mais avant tout, qu'est-ce que le boson de Higgs ? Plus de détails seront donnés dans les chapitres 1 et 2, mais essayons déjà d'en esquisser les propriétés. La théorie actuelle décrivant les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions est appelée le modèle standard. Il s'agit d'une théorie élaborée à la fin des années 1960, dont les prédictions ont toutes été vérifiées depuis par les différentes expériences étudiant le comportement des particules élémentaires à haute énergie. Parmi ses nombreuses prédictions, le modèle standard inclut l'existence d'un certain nombre de particules, toutes confirmées par l'expérience.

La dernière particule prédite par le modèle standard qu'il restait à observer est le boson de Higgs. Celui-ci a été recherché activement depuis trois décennies, malgré la difficulté de la tâche. Le rôle de cette particule dans le modèle standard est en outre très particulier. Toutes les particules élémentaires connues jusqu'ici peuvent être divisées en deux catégories : les particules de matière (leptons et quarks), fermions de spin $1/2$, et les bosons vecteurs des interactions fondamentales (photon, W , Z et gluons), de spin 1. Le boson de Higgs est la seule particule scalaire¹ fondamentale de la théorie, c'est aussi le seul boson qui ne soit pas le vecteur d'une interaction de jauge. En outre, il permet de donner une masse aux bosons vecteurs de l'interaction faible, les bosons W et Z , ainsi qu'à tous les fermions, avec pour corollaire le fait qu'il se couple à toutes les particules du modèle standard, proportionnellement à leur masse.

Revenons un peu plus en détail sur la chronologie des événements. À la fin de l'année 2010, le boson de Higgs n'avait toujours pas été observé, mais les résultats des expériences $D\bar{O}$ et CDF au Tevatron commençaient à exclure un domaine de masses possibles pour le boson de Higgs, autour de deux fois la masse du boson W [3]. Cette exclusion, initiée à l'été 2008 [4], fournissait les premières contraintes

1. On appelle scalaire une particule de spin 0 (et de parité $P = +1$).

expérimentales sur la masse du boson de Higgs issues d'une recherche directe, depuis les résultats finaux du LEP en 2003 [5] donnant une bonne inférieure sur la masse du boson de Higgs à $114,4 \text{ GeV}/c^2$ (à 95% de niveau de confiance). À la fin de l'année 2010, l'analyse des données enregistrées par DØ et CDF permettait d'exclure un boson de Higgs avec une masse comprise entre 158 et $175 \text{ GeV}/c^2$ (et aussi entre 100 et $109 \text{ GeV}/c^2$, domaine déjà exclu par le LEP) [6].

L'année 2010 marque également la première année de fonctionnement du LHC, après l'incident de 2008. Très peu de collisions proton-proton ont été enregistrées en 2010 (environ 45 nb^{-1} pour chacune des expériences ATLAS et CMS), mais dès l'été 2011 les meilleures contraintes sur la masse du boson de Higgs provenaient du LHC [7, 8]. Le point culminant a été l'annonce le 4 juillet 2012 au CERN, conjointement par ATLAS et CMS, de la découverte d'une nouvelle particule dans les données du LHC [9, 1, 2], la probabilité que ces données puissent correspondre à l'hypothèse de bruit de fond seul étant inférieure à 5×10^{-7} (correspondant à 5 déviations standard). Ce même mois, les expériences du Tevatron publiaient la première indication de la désintégration en $b\bar{b}$ d'une particule compatible avec le boson découvert au CERN [10].

L'objet de cette thèse concerne les données recueillies auprès du détecteur DØ au Tevatron, et plus précisément l'ensemble des données enregistrées au cours du Run II. Les deux analyses de données présentées ici constituent donc les résultats finaux de la part de la collaboration DØ sur ces sujets.

La première analyse de données qui sera présentée est la recherche du boson de Higgs se désintégrant en paire de bosons W , dans les événements avec deux électrons et de l'énergie transverse manquante [11, 12]. Ce canal de recherche du boson de Higgs est l'un des plus sensibles au Tevatron (avec les canaux équivalents considérant les événements avec deux muons ou un électron ou un muon), en particulier à haute masse, c'est-à-dire pour une masse du boson de Higgs proche de deux fois la masse du boson W (autour de $165 \text{ GeV}/c^2$). La même analyse de données a également permis de mesurer la section efficace de production de paires de bosons W , ainsi que de tester deux modèles de boson de Higgs au-delà du modèle standard (avec une quatrième génération de fermions ou pour un boson de Higgs fermiophobe).

Cette analyse de recherche du boson de Higgs a ensuite été réutilisée pour rechercher des couplages quartiques anormaux (différents de ceux prévus par le modèle standard) entre le photon et le boson W , en utilisant le même type d'événements (deux électrons et de l'énergie transverse manquante provenant de la désintégration d'une paire de bosons W) [13]. La spécificité de cette analyse est que la paire de bosons W est produite par l'interaction de deux photons émis par le proton et l'antiproton, ceux-ci n'étant pas dissociés après l'interaction. La recherche de modifications des couplages entre le photon et le boson W est un bon moyen de rechercher une physique au-delà du modèle standard : de telles modifications pourraient par exemple intervenir s'il existe de nouvelles particules massives, inconnues à l'heure actuelle, qui modifieraient ces couplages en intervenant dans des diagrammes en boucle. Il s'agit en outre de la première analyse recherchant ce type de couplages anormaux au Tevatron, et d'une amélioration des meilleures contraintes depuis celles

publiées par la collaboration OPAL en utilisant les données du collisionneur électron-positon LEP du CERN.

Dans ce manuscrit, nous commencerons par présenter le contexte théorique, le chapitre 1 étant consacré au modèle standard et le chapitre 2 donnant plus de détails sur le boson de Higgs. Une deuxième partie décrira le dispositif expérimental, depuis la description de l'accélérateur Tevatron et du détecteur DØ dans le chapitre 3 à celle des méthodes nécessaires à la simulation et la reconstruction des événements, dans le chapitre 4. Ce dernier chapitre mentionnera notamment les développements apportés à l'identification des photons dans DØ dans le cadre de cette thèse. Enfin, une dernière partie détaillera les deux analyses de données. Le chapitre 5 présentera la sélection et la modélisation des événements utilisés dans l'analyse de recherche du boson de Higgs, en particulier la modélisation de l'énergie transverse manquante et du fond W +jets, et le chapitre 6 sera consacré aux techniques employées pour effectivement rechercher le boson de Higgs et mesurer la section efficace de production de paires de bosons W . La recherche de couplages anormaux quartiques entre le photon et le boson W sera enfin décrite dans le chapitre 7.

Bibliographie

- [1] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1 (2012), [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [2] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30 (2012), [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [3] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Combination of Tevatron searches for the standard model Higgs boson in the $W+W^-$ decay mode*, Phys. Rev. Lett. **104**, 061802 (2010), [arXiv:1001.4162 \[hep-ex\]](#).
- [4] G. Bernardi *et al.* (Tevatron New Phenomena Higgs Working Group and CDF and D0 Collaboration), *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production at High Mass ($155 - 200 - \text{GeV}/c^2$) with 3 fb^{-1} of data* (2008), [arXiv:0808.0534 \[hep-ex\]](#).
- [5] R. Barate *et al.* (LEP Working Group for Higgs boson searches, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. **B565**, 61 (2003), [arXiv:hep-ex/0306033 \[hep-ex\]](#).
- [6] The T.E.V.N.P.H. Working Group (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 6.7 fb^{-1} of Data* (2010), [arXiv:1007.4587 \[hep-ex\]](#).

-
- [7] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Update of the Combination of Higgs Boson Searches in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, rap. tech. ATLAS-CONF-2011-135, CERN, Geneva (2011).
- [8] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Combination of Higgs Searches*, rap. tech. CMS-PAS-HIG-11-022, CERN, Geneva (2011).
- [9] *Les expériences du CERN observent une particule dont les caractéristiques sont compatibles avec celles du boson de Higgs tant attendu* (2012), <http://cds.cern.ch/journal/CERNBulletin/2012/28/News%20Articles/1459454?ln=fr>.
- [10] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron*, Phys. Rev. Lett. **109**, 071804 (2012), arXiv:1207.6436 [hep-ex].
- [11] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for Higgs boson production in oppositely charged dilepton and missing energy events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D86**, 032010 (2012), arXiv:1207.1041 [hep-ex].
- [12] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for Higgs boson production in oppositely charged dilepton and missing energy final states in 9.7 fb $^{-1}$ of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D** (2013), arXiv:1301.1243 [hep-ex].
- [13] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for anomalous quartic $WW\gamma\gamma$ couplings in dielectron and missing energy final states in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D88**, 012005 (2013), arXiv:1305.1258 [hep-ex].

Première partie

Notions de théorie

Le modèle standard

– Pour Téléchat, en direct et en
exclusivité, pouvez-vous nous dire qui
vous êtes ?

– Si je peux ? Vous me prenez pour un
imbécile ? J’suis un gluon, quoi !

Roland Topor et Henri Xhonneux
(*Téléchat*, 1983)

Sommaire

1.1	Rappels succincts	8
1.1.1	Propagation des fermions libres : spineurs et lagrangien de Dirac	8
1.1.2	Fermions en interaction : l’électrodynamique quantique (QED)	9
1.2	Construction mathématique du modèle standard	10
1.2.1	Lagrangien avant brisure de symétrie électrofaible	10
1.2.2	Le mécanisme de Brout–Englert–Higgs	12
1.3	Phénoménologie	18
1.3.1	Symétries et quantités conservées	18
1.3.2	Interaction faible	20
1.3.3	Interaction forte	22
1.3.4	Paramètres	22
1.4	Succès et limites	25
1.4.1	Succès	25
1.4.2	Limites	27
1.5	Conclusions	29
	Bibliographie	29

Pour commencer, nous allons présenter dans ce chapitre le modèle standard de la physique des particules, qui décrit la manière dont les constituants élémentaires de la matière interagissent par le biais de trois des quatre interactions fondamentales : l’interaction électromagnétique et les interactions nucléaires faible et forte¹. La physique des particules fournit les constituants élémentaires de toute la matière² : les

1. La gravité n’est pas incluse dans le modèle standard, car son intensité est beaucoup plus faible que celle des trois autres interactions fondamentales.

2. On parle ici de toute la matière « visible » : l’univers comporte également une part plusieurs fois plus importante de matière noire, dont la nature est inconnue à ce jour et que le modèle standard ne prévoit pas. On en reparlera dans la section 1.4.2.

quarks s'assemblent en nucléons, eux-même formant des noyaux atomiques, grâce à l'interaction forte ; ces noyaux s'associent à des électrons pour former des atomes, grâce à l'interaction électromagnétique ; et ces atomes s'associent à leur tour en molécules ou en cristaux, également par interaction électromagnétique. L'interaction faible, quant à elle, participe notamment à la fusion nucléaire dans les étoiles et aux désintégrations β de noyaux radioactifs. En ajoutant la relativité générale et la physique statistique, on devrait (en principe) avoir une description complète des lois fondamentales de la nature, et donc atteindre une sorte d'idéal réductionniste en permettant d'expliquer tous les phénomènes observables à l'aide de quelques lois. Cet idéal n'est en pratique pas vraiment atteint : on verra par exemple à la fin de ce chapitre dans quelle mesure le modèle standard promet de remplir ce rôle pour les particules élémentaires.

Après avoir rappelé succinctement la propagation des fermions libres et l'électrodynamique quantique, nous déroulerons la construction mathématique du modèle standard, avec une attention particulière au mécanisme de Brout–Englert–Higgs (BEH). Nous développerons ensuite les aspects phénoménologiques les plus importants du modèle standard, en incluant les principales caractéristiques de l'interaction faible et de l'interaction forte. Enfin, nous nous demanderons si le modèle standard pourrait être (ou ne pas être) une théorie complète et exhaustive pour décrire les particules élémentaires et leurs interactions, à la lumière d'arguments expérimentaux et théoriques.

1.1 Rappels succincts

1.1.1 Propagation des fermions libres : spineurs et lagrangien de Dirac

Les fermions libres, en théorie quantique des champs [1], sont décrits par des bi-spineurs de Dirac :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

où ψ_L et ψ_R sont chacun des spineurs de Weyl, c'est-à-dire des objets à deux composantes complexes. Ceux-ci sont caractérisés par la manière dont ils se transforment sous les rotations $\vec{\theta}$ et les boosts de Lorentz $\vec{\beta}$ infinitésimaux :

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow \left(1 - i\vec{\theta} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} - \vec{\beta} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} \right) \psi_L \\ \psi_R &\rightarrow \left(1 - i\vec{\theta} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} + \vec{\beta} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} \right) \psi_R. \end{aligned} \quad (1.2)$$

On dit que ψ_L appartient à la représentation $(\frac{1}{2}, \mathbf{0})$ du groupe de Poincaré, et ψ_R à la représentation $(\mathbf{0}, \frac{1}{2})$: ce sont des spineurs respectivement gauche (ou lévogyre) et droit (ou dextrogyre).

Dans l'équation 1.2, on a introduit les matrices de Pauli, qui sont une base de l'algèbre de Lie de $SU(2)$ dans sa représentation fondamentale :

$$\sigma^\mu = (1, \vec{\sigma}) = \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right], \quad \tilde{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma}). \quad (1.3)$$

La propagation des fermions libres est donnée par le lagrangien de Dirac, qu'on obtient en écrivant les opérateurs invariants de Lorentz agissant sur Ψ :

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \bar{\Psi}(i\rlap{\not{\partial}} - m)\Psi, \quad (1.4)$$

où $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0$ et $\rlap{\not{\partial}} = \gamma^\mu \partial_\mu$. Les matrices γ sont données par

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \tilde{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Pour la suite, il est aussi utile de définir ici la matrice γ^5 :

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Une propriété remarquable de la matrice γ^5 est qu'elle permet de projeter un spineur Ψ sur ses composantes de chiralité gauche et droite : $\psi_L = \frac{1-\gamma^5}{2}\Psi$, $\psi_R = \frac{1+\gamma^5}{2}\Psi$.

1.1.2 Fermions en interaction : l'électrodynamique quantique (QED)

On part du lagrangien de l'électromagnétisme :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + eA_\mu J^\mu, \quad (1.7)$$

où α est la constante de structure fine, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$. On peut montrer que de ce lagrangien découle directement les équations de Maxwell régissant l'électrodynamique classique. On identifie le quadrivecteur potentiel $A = (V; \vec{A})$ et le quadrivecteur courant $J = (\rho; \vec{j})$. Le tenseur électromagnétique s'écrit $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

On veut à présent expliciter le courant J^μ pour coupler l'électromagnétisme à des particules de matière, des fermions de spin 1/2, dont la dynamique est donnée par le lagrangien de Dirac (équation 1.4). On écrit pour cela $J^\mu = \bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$. On veut en outre que le lagrangien reste invariant sous les transformations de jauge, c'est-à-dire qu'il présente une symétrie $U(1)$ locale. On sait que cette symétrie est déjà présente dans les équations de Maxwell : celles-ci restent inchangées sous la transformation

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{\alpha}\partial_\mu\Lambda(x), \quad (1.8)$$

où $\Lambda(x)$ est une fonction arbitraire de l'espace et du temps³. La transformation de jauge prend la forme d'un changement local de phase sur la fonction d'onde du fermion :

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{i\Lambda(x)}\Psi, \quad (1.10)$$

où α est la constante de couplage du fermion au champ de jauge A_μ , apparaissant déjà dans l'équation 1.7. En effet, en rajoutant au lagrangien le terme cinétique $\bar{\Psi}i\not{D}\Psi$ (provenant du lagrangien de Dirac, équation 1.4), on obtient :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\Psi}i\not{D}\Psi, \quad (1.11)$$

où on a introduit la dérivée covariante, $D_\mu = \partial_\mu + i\alpha A_\mu$. On a obtenu un lagrangien, celui de l'électrodynamique quantique (QED), décrivant la dynamique d'un champ vectoriel A_μ de spin 1 (le photon), d'un fermion Ψ de spin 1/2, et leurs interactions. On a cependant pour le moment omis d'ajouter des termes de masses pour ces deux champs. En effet, on peut se convaincre aisément qu'un terme de masse pour le photon violerait l'invariance de jauge (et on constate expérimentalement que le photon est de masse nulle). Un terme de masse pour le fermion est autorisé dans le cadre de la QED mais pose d'autres problèmes dans le modèle standard ; nous les évoquerons plus loin.

Notons enfin que l'invariance du lagrangien sous la symétrie de jauge $U(1)_{\text{EM}}$ induit l'existence d'une quantité conservée (d'après le théorème de Noether [2]) : la charge électrique Q_{EM} .

1.2 Construction mathématique du modèle standard

1.2.1 Lagrangien avant brisure de symétrie électrofaible

Le lagrangien du modèle standard décrit la propagation de fermions et de champs de jauge, et leurs interactions ; il combine la théorie électrofaible [3, 4, 5] à la chromodynamique quantique, qui est la théorie quantique de l'interaction forte [6, 7]. Le groupe de jauge correspondant est $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ (rappelons que les 8 générateurs de $SU(3)$ correspondent aux matrices λ_α de Gell-Mann et que les 3 générateurs de $SU(2)$ correspondent aux 3 matrices σ_j de Pauli). On notera respectivement g_S , g_2 et g_1 les constantes de couplage de ces trois groupes de jauge, et G_μ^a , W_μ^a et B_μ leurs champs de jauge.

3. On peut d'ailleurs montrer que $F_{\mu\nu}$ est invariant de jauge, car observable : en effet, on a

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_1 & -E_2 & -E_3 \\ E_1 & 0 & -B_2 & B_3 \\ E_2 & B_2 & 0 & -B_1 \\ E_3 & -B_3 & B_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Le modèle standard correspond à une théorie renormalisable [8, 9], une propriété importante qui lui permet d'être prédictive sans dépendre d'une coupure pour supprimer les effets à haute énergie.

Secteur de jauge Commençons par écrire le terme correspondant à la propagation des champs de jauge libres. Celui-ci s'écrit [10]

$$\mathcal{L}_{\text{jauge}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.12)$$

où on a introduit les tenseurs de force des champs :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_S f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.13)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.14)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.15)$$

avec f^{abc} les constantes de structure du groupe $SU(3)$ et ε^{abc} le tenseur complètement antisymétrique.

Secteur fermionique On a vu que le terme cinétique des fermions libres s'écrit $i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi = i\bar{\Psi}\not{\partial}\Psi$ (voir le lagrangien de Dirac, équation 1.4). Afin d'obtenir un lagrangien invariant de jauge, on introduit la dérivée covariante, de manière analogue à ce qu'on a vu plus haut pour la QED :

$$D_\mu\Psi = \left(\partial_\mu + ig_S \frac{\lambda_\alpha}{2} G_\mu^\alpha + ig_2 \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j + ig_1 \frac{Y_q}{2} B_\mu \right) \Psi, \quad (1.16)$$

où Y_q est l'hypercharge, reliée à la charge électrique Q et à la troisième composante de l'isospin faible T_3 par la formule de Gell-Mann–Nishijima [11, 12] :

$$Q = T_3 + \frac{Y_q}{2}. \quad (1.17)$$

Ainsi, le lagrangien décrivant la propagation des fermions de masse nulle et leur interaction avec les champs de jauge s'écrit simplement :

$$\mathcal{L}_{\text{fermions}} = i\bar{\Psi}\not{D}\Psi. \quad (1.18)$$

Champs fermioniques Décrivons plus précisément les champs fermioniques que nous avons jusqu'ici caché sous le symbole « Ψ ». Dans le modèle standard, les fermions sont regroupés en trois familles (ou générations), chacune possédant les mêmes propriétés⁴. Pour une génération de fermions, les fermions gauches sont regroupés en doublets d'isospin, alors que les fermions droits sont des singlets :

⁴ Le couplage de Yukawa (et donc la masse) des fermions est cependant différent d'une famille à l'autre, comme on le verra plus loin.

$$\Psi = (Q_L(\mathbf{3},\mathbf{2})_{1/6}; L_L(\mathbf{1},\mathbf{2})_{-1/2}; u_R^C(\bar{\mathbf{3}},\mathbf{1})_{-2/3}; d_R^C(\bar{\mathbf{3}},\mathbf{1})_{1/3}; e_R^C(\mathbf{1},\mathbf{1})_1; N(\mathbf{1},\mathbf{1})_0), \quad (1.19)$$

où, par exemple, $Q_L(\mathbf{3},\mathbf{2})_{1/6}$ signifie que Q_L est dans les représentations $\mathbf{3}$ (triplet) de $SU(3)_C$ et $\mathbf{2}$ (doublet) de $SU(2)_L$, et d'hypercharge $1/6$. $N(\mathbf{1},\mathbf{1})_0$ représente un hypothétique neutrino droit, stérile (c'est-à-dire n'interagissant que gravitationnellement). Les nombres quantiques de ces champs sont résumés dans le tableau 1.1.

	u_L	d_L	$(u_R)^C$	$(d_R)^C$	ν_L	e_L	$(e_R)^C$
Q	$2/3$	$-1/3$	$-2/3$	$1/3$	0	-1	1
T_3	$1/2$	$-1/2$	0	0	$1/2$	$-1/2$	0
Y	$1/6$	$1/6$	$-2/3$	$1/3$	$-1/2$	$-1/2$	1

TABLE 1.1 – Charge électromagnétique Q , isospin faible T_3 et hypercharge Y des champs fermioniques d'une génération de fermions. Un éventuel neutrino droit ν_R n'est pas inclus dans ce tableau, il serait stérile (singlet de $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$: $Q = T_3 = Y = 0$).

L'indice L (R) accolé aux champs de l'équation 1.19 correspond à l'opérateur de chiralité $\frac{1-\gamma^5}{2}$ ($\frac{1+\gamma^5}{2}$), qui permet de sélectionner la composante gauche (droite) d'un spineur de Weyl :

$$Q_L = \frac{1-\gamma^5}{2} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad L_L = \frac{1-\gamma^5}{2} \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}, \quad e_R = \frac{1+\gamma^5}{2} e, \quad q_R = \frac{1+\gamma^5}{2} q. \quad (1.20)$$

En pratique, l'équation 1.18 s'écrit plus explicitement $\mathcal{L}_{\text{fermions}} = i\bar{Q}_L \not{D} Q_L + i\bar{L}_L \not{D} L_L + \dots$. Le fait qu'il existe trois générations de fermions et non une seule implique quelques subtilités qui seront détaillées plus loin : on a omis jusqu'ici un indice implicite i parcourant les générations, tel que $e_i = (e, \mu, \tau)$, $u_i = (u, c, t)$, etc.

1.2.2 Le mécanisme de Brout–Englert–Higgs

Les champs de jauge et les fermions tels que nous les avons décrits pour le moment sont de masse nulle, or on sait expérimentalement que les bosons vecteurs de l'interaction faible ainsi que les fermions sont massifs. Le problème est qu'un terme de la forme $\frac{1}{2} M_V^2 W_\mu W^\mu$ pour les champs de jauge violerait l'invariance de jauge. En outre, un terme de la forme $m_f \bar{\Psi}_f \Psi_f$ pour les fermions ne serait pas invariant sous transformation de $SU(2)_L$, car les fermions gauches sont regroupés en doublets de $SU(2)_L$ alors que les fermions droits sont des singlets de $SU(2)_L$.

En bref, il n'est pas possible d'inclure de terme de masse « à la main » dans le lagrangien. En revanche, il est possible de les faire apparaître « dynamiquement », grâce au mécanisme de Brout–Englert–Higgs–Guralnik–Hagen–Kibble (BEH) [13, 14, 15, 16].

1.2.2.1 Qu'est-ce qu'une brisure spontanée de symétrie ?

Commençons par rappeler brièvement ce qu'est une brisure de symétrie en physique. D'une manière générale, on emploie ce terme lorsque l'état fondamental d'un système possède moins de symétries que le système lui-même. C'est le cas par exemple d'un système ferromagnétique isolé (non soumis à un champ magnétique extérieur) à température inférieure à sa température critique. Un tel système est invariant par rotation, mais son aimantation doit choisir une certaine direction, « au hasard », brisant ainsi l'invariance par rotation.

Développons un peu plus l'exemple du système ferromagnétique, qu'on supposera à deux dimensions ici (le système présente donc une symétrie $SO(2)$). On restera dans le domaine du qualitatif, le but étant simplement de présenter quelques caractéristiques de la brisure de symétrie que nous retrouverons dans le mécanisme BEH.

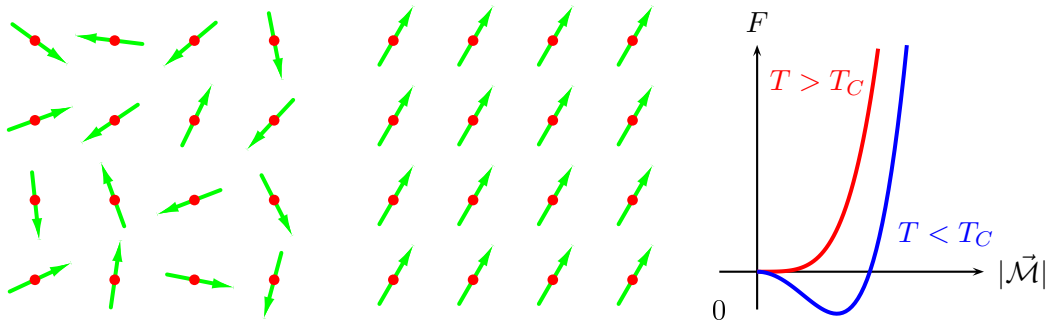


FIGURE 1.1 – Gauche : représentation schématique d'un réseau de spins à deux dimensions pour $T > T_C$. Le système est invariant par rotation. Milieu : le même réseau de spin pour $T < T_C$. La symétrie est brisée. Droite : allure de l'énergie libre d'un système ferromagnétique en fonction de la magnétisation, en-dessous (courbe bleue) et au-dessus (courbe rouge) de la température critique T_C .

À haute température, l'agitation thermique est plus forte que l'interaction des spins entre eux, et l'état le plus favorable, d'énergie libre minimale, est obtenu pour une magnétisation nulle, c'est-à-dire que chaque spin prend une direction aléatoire, indépendante de ses voisins (voir figure 1.1, à gauche). Cet état d'énergie libre minimale conserve l'invariance par rotation du système : il ne possède aucune direction privilégiée.

En revanche, en dessous d'une température critique appelée température de Curie T_C , l'énergie libre du système admet un minimum pour une aimantation non nulle (voir figure 1.1, à droite). L'état du système correspondant possède une direction privilégiée, celle qui correspond à son aimantation : l'invariance par rotation est brisée.

Considérons à présent les excitations du système autour de l'état d'énergie libre minimale (voir figure 1.2, à gauche). Tout d'abord, on peut considérer ce qu'il se

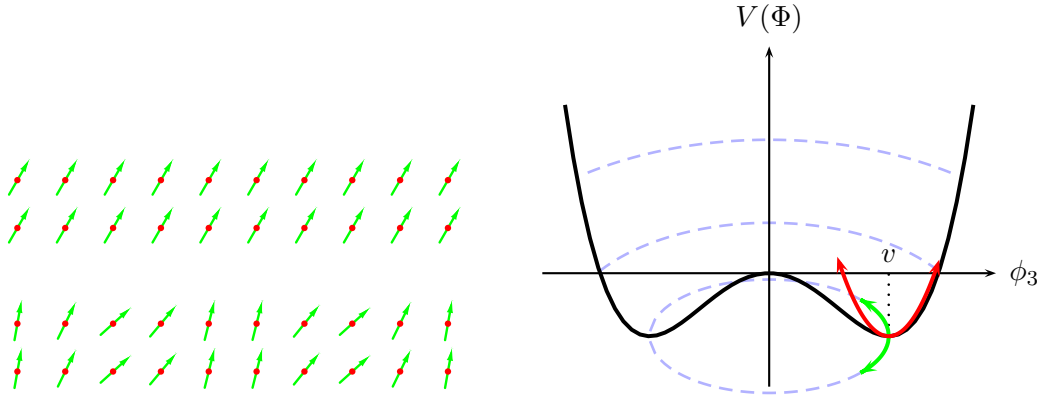


FIGURE 1.2 – Gauche : en haut, un état fondamental du système ferromagnétique, avec tous les spins alignés ; en bas, une excitation d’onde de spin de basse énergie. Droite : représentation du potentiel de Higgs dans le plan (ϕ_3, ϕ_4) . La flèche verte représente les excitations d’énergie nulle correspondant aux bosons de Goldstone ; la flèche rouge représente l’excitation correspondant au boson de Higgs.

passé si on « tourne » localement quelques spins. Dans la limite des grandes longueurs d’onde, c’est-à-dire dans la limite où on tourne simultanément tous les spins, cela ne coûte pas d’énergie (puisque l’on passe d’un état à un autre de même énergie) : cela correspondrait à un champ bosonique de masse nulle. En revanche, si on modifie la norme de quelques spins, cela coûte de l’énergie même dans la limite des grandes longueurs d’onde : on a un champ bosonique massif. Techniquement, on dit que le fait qu’on ait une symétrie continue non préservée par le vide conduit à la présence de bosons de masse nulle (c’est le théorème de Goldstone [17]), et que la rigidité du vide conduit à la présence d’un boson de masse non nulle.

1.2.2.2 La brisure spontanée de la symétrie électrofaible

On commence par se donner un doublet complexe de $SU(2)$ de champs scalaires, d’hypercharge 1, appelé doublet de Higgs [18] :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

On voit donc que ce champ Φ a quatre degrés de liberté réels. Ce champ est soumis à un potentiel $V(\Phi)$ qui inclut tous les termes invariants de jauge de dimension 4 :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.22)$$

Dans ce potentiel, le paramètre μ^2 peut être positif ou négatif⁵. Si on ajoute le terme d’énergie cinétique, la dynamique de notre champ de Higgs est donnée par le

5. Le paramètre λ est nécessairement positif, afin que le potentiel soit borné par le bas.

lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{H}} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi). \quad (1.23)$$

On s'intéresse au cas où $\mu^2 < 0$, et où le potentiel $V(\Phi)$ a donc l'allure donnée sur la figure 1.2. La valeur moyenne du champ Φ pour l'état vide (c'est-à-dire dans l'état fondamental ; on l'abrège en *vev*, pour *vacuum expectation value*) est alors non nulle. L'expression de cette *vev* est ⁶

$$\langle \Phi \rangle_0 = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2}. \quad (1.24)$$

À présent, on va réécrire le champ Ψ en fonction des excitations du vide au premier ordre :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) + i\phi_4 \end{pmatrix} = e^{i\theta_a(x)\sigma^a/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

Dans l'équation 1.25, les trois $\theta_a(x)$ correspondent à ce qui serait les trois bosons de Goldstone de masse nulle (correspondant à la flèche verte sur la figure 1.2 à droite), et $H(x)$ correspond au boson de Higgs massif (flèche rouge sur la figure 1.2 à droite). Grâce à l'invariance de jauge, on peut effectuer une transformation de jauge sur Φ pour en éliminer la phase en tout point de l'espace-temps :

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\theta_a(x)\sigma^a/v} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

On réécrit alors explicitement la dérivée covariante de Φ :

$$\begin{aligned} |D_\mu \Phi|^2 &= \left| \left(\partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) & -\frac{ig_2}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{ig_2}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8} g_2^2 (v + H)^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} (v + H)^2 |g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu|^2. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Pour aller plus loin, on a besoin de définir les nouveaux champs W_μ^\pm , Z_μ et A_μ , qui seront les champs physiques correspondant aux bosons W^\pm et Z et au photon, comme des combinaisons linéaires des champs W_μ^a et B_μ :

6. On suppose que la *vev* est concentrée sur la direction ϕ_3 , sans perte de généralité puisque le vide peut choisir une direction arbitraire. Notons que la composante chargée du doublet de Higgs ne peut acquérir aucune *vev*. Dans le cas contraire, le vide serait chargé électriquement.

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.28)$$

$$Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.29)$$

$$A_\mu = \frac{g_1 W_\mu^3 + g_2 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.30)$$

On cherche alors les termes de masse de ces nouveaux champs dans l'équation 1.27. Ces termes sont de la forme :

$$M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2} M_A^2 A_\mu A^\mu. \quad (1.31)$$

En identifiant ces termes, on se rend compte qu'on trouve que les bosons W^\pm et Z sont massifs, et que le photon est sans masse :

$$M_W = \frac{1}{2} v g_2 \quad (1.32)$$

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \quad (1.33)$$

$$M_A = 0. \quad (1.34)$$

On a donc atteint notre but : en partant d'une théorie invariante de jauge, on a obtenu trois bosons massifs et un boson non massif, grâce au mécanisme BEH. Autrement dit, le groupe de jauge initial $SU(2)_L \times U(1)_Y$ a été brisé en $U(1)_Q$, qui correspond au groupe de jauge de l'électromagnétisme. Ce groupe $U(1)_Q$ reste non brisé et le champ de jauge qui lui est associé (le photon) est donc sans masse, comme on le désirait.

On peut aussi raisonner en termes de degrés de liberté : au départ, nous avons quatre champs de jauge de masse nulle, chacun possédant deux degrés de liberté (deux polarisations transversales), et un doublet de Higgs avec quatre degrés de liberté réels. Après la brisure spontanée de symétrie, trois des degrés de liberté du doublet de Higgs, correspondant aux trois bosons de Goldstone de masse nulle, ont été « mangés » par les champs W^\pm et Z , acquérant ainsi une masse et donc un degré de liberté supplémentaire : une polarisation longitudinale. Le quatrième degré de liberté du doublet de Higgs correspond quant à lui à un nouveau champ scalaire massif : le boson de Higgs.

Masse des fermions Notons que la masse des fermions peut également être générée naturellement grâce au mécanisme BEH. On a pour cela besoin d'introduire l'isodoublet de Higgs $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$, qui est d'hypercharge $Y = -1$. Pour chaque génération de fermion, on introduit le lagrangien de Yukawa suivant ⁷, invariant sous

7. Une interaction de Yukawa est une interaction entre un champ fermionique et un champ scalaire. Son nom fait référence à Hideki Yukawa, qui l'a introduite pour décrire l'interaction forte entre nucléons par échange de pions [19].

$SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_F = -\lambda_e \bar{L}_L \Phi e_R - \lambda_d \bar{Q}_L \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q}_L \tilde{\Phi} u_R + \text{h.c.} \quad (1.35)$$

où la mention h.c. signifie qu'il faut ajouter l'hermitien conjugué de ce qui précède. En remplaçant à nouveau Φ par son expression en fonction de H (équation 1.26), on obtient :

$$\mathcal{L}_F = -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e (v + H) \bar{e}_L e_R + \dots \quad (1.36)$$

On a donc généré des termes de masses pour nos fermions, à nouveau en partant d'un lagrangien invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ces masses s'expriment en fonction des couplages de Yukawa des fermions au doublet de Higgs :

$$m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}. \quad (1.37)$$

On reparle ici du fait qu'il existe trois générations de fermions, et non une seule. Cela implique qu'en fait de simples scalaires, les m_f (et les λ_f) pourraient être des matrices 3×3 mélangeant les différentes générations. Par exemple, pour les leptons chargés, on aurait :

$$M^e = \mathbf{U}_L^{e\dagger} \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \mathbf{U}_R^e, \quad (1.38)$$

où les \mathbf{U} sont des matrices unitaires 3×3 ($\mathbf{U}^{-1} = \mathbf{U}^\dagger$). En pratique on choisit les champs fermioniques de manière à ce que ces matrices de masse soient diagonales, ce qui est sans conséquence sur la plupart des autres termes du lagrangien, sauf pour ce qui est du couplage des fermions aux champs W_μ^\pm : ces champs sont les seuls qui fassent intervenir simultanément les deux composantes d'un doublet de $SU(2)_L$, tous les autres étant diagonaux. On définit en conséquence la matrice de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM) [20, 21], $\mathbf{V}^q = \mathbf{U}_L^q \mathbf{U}_L^{d\dagger}$, et son équivalent dans le secteur leptonique, la matrice de Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata (PMNS) [22, 23], $\mathbf{V}^\ell = \mathbf{U}_L^\nu \mathbf{U}_L^{e\dagger}$.

Dynamique du boson de Higgs Développons le potentiel scalaire de l'équation 1.22 en utilisant l'expression 1.26 :

$$\begin{aligned} V(H) &= \frac{\mu^2}{2} (0, v + H) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} + \frac{\lambda}{4} \left| (0, v + H) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= -\frac{1}{2} \lambda v^2 (v + H)^2 + \frac{1}{4} \lambda (v + H)^4, \end{aligned} \quad (1.39)$$

où on a utilisé que $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$. Le lagrangien du champ de Higgs est donc

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(\partial^\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{\lambda}{4} v^4. \quad (1.40)$$

Si on omet le terme constant⁸, ce lagrangien décrit un champ scalaire massif avec une masse

$$M_H = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}, \quad (1.41)$$

ainsi que des auto-interactions avec des vertex à trois ou quatre bosons de Higgs. En résumé, le boson de Higgs se couple aux fermions (avec une constante de couplage proportionnelle leur masse), aux bosons de jauge (avec une constante de couplage proportionnelle à leur masse au carré) et à lui-même (avec une constante de couplage proportionnelle à sa masse au carré). Ces couplages sont résumés dans le tableau 1.2.

Diag.					
Coupl.	$\frac{m_f}{v}$	$2\frac{M_V^2}{v}$	$2\frac{M_H^2}{v^2}$	$3\frac{M_H^2}{v}$	$3\frac{M_H^2}{v^2}$

TABLE 1.2 – Résumé des couplages du boson de Higgs aux fermions, aux bosons de jauge et à lui-même.

Ces prédictions sur les couplages du boson de Higgs sont d'ores et déjà comparées aux données disponibles, au Tevatron [24] et par les collaborations ATLAS [25] et CMS [26], et de nombreux théoriciens [27, 28, 29, 30] ont inclus ces résultats expérimentaux dans leurs analyses. Dans tous les cas le résultat est le même : les observations sont pour le moment en tout point compatibles avec le modèle standard (voir figure 1.3). Ces mêmes observations semblent également confirmer que la nouvelle particule est un boson scalaire ($J^P = 0^+$) [24, 31, 26], comme le boson de Higgs du modèle standard.

1.3 Phénoménologie

1.3.1 Symétries et quantités conservées

Résumons les symétries que présente le lagrangien du modèle standard, ainsi que les quantités conservées correspondantes (d'après le théorème de Noether) :

- l'invariance sous les transformations globales du groupe de Poincaré (translations et transformations de Lorentz, dont boosts et rotations) entraîne la

8. On serait tenté de comparer ce terme $\frac{\lambda}{4}v^4$ à la constante cosmologique. Celle-ci donne une densité d'énergie du vide d'environ 10^{-47} GeV^4 , contre environ $1,2 \cdot 10^8 \text{ GeV}^4$ pour le potentiel de Higgs (avec $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$). Il s'agit de l'un des endroits où le modèle standard semble avoir besoin d'une grande quantité de réglage fin (*fine-tuning*), ici sur 55 ordres de grandeur.

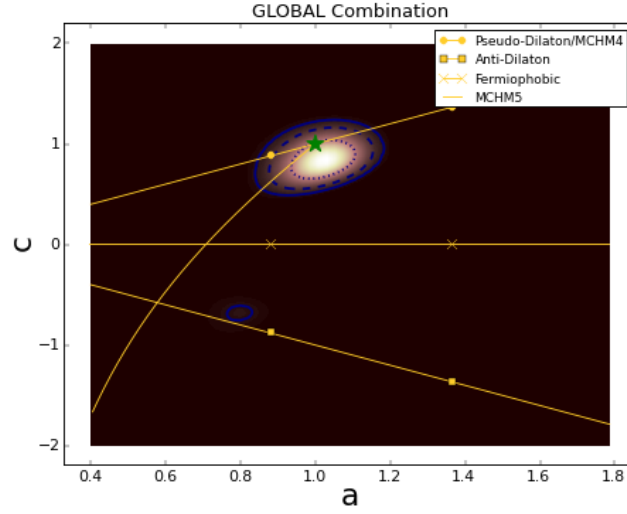


FIGURE 1.3 – Zone du plan (a, c) favorisée par les données [27], où a est le couplage du boson de Higgs aux bosons vecteurs massifs relativement au modèle standard et c est son équivalent pour les fermions ($a = c = 1$ dans le modèle standard, ce que représente l'étoile verte sur le graphe).

- conservation du tenseur énergie-impulsion (dont conservation de l'énergie, de l'impulsion et du moment angulaire) ;
- l'invariance de jauge locale (groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$) entraîne la conservation des trois charges de couleur (rouge, vert, bleu), de l'isospin faible et de l'hypercharge (et donc de la charge électrique $Q = T_3 + \frac{Y_q}{2}$) ;
- d'autres invariances par changement de phase global ($U(1)$) entraînent la conservation des nombres baryonique et leptoniques de famille⁹.

Symétrie « custodiale » Avant brisure de la symétrie électrofaible, le potentiel de Higgs $V(\Phi)$ exhibe une invariance par rotation $O(4)$ dans l'espace à 4 dimensions des ϕ_i , isomorphe à une symétrie $SU(2)_L \times SU(2)_R$. Après la brisure de symétrie, il subsiste une symétrie $O(3)$, isomorphe à $SU(2)_C$: c'est ce qu'on appelle la symétrie custodiale¹⁰ [32], qui est équivalente à la symétrie d'isospin faible (qui consiste à échanger les deux composantes d'un doublet d'isospin). Cette symétrie implique que le paramètre ρ est égal à l'unité dans le modèle standard (à l'ordre des arbres) [33] :

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \quad (1.42)$$

9. La masse non nulle des neutrinos autorise leur oscillation d'une saveur à une autre et donc la violation des nombres leptoniques de saveur. Seul le nombre leptonique global reste conservé.

10. Le terme est impropre, mais il ne semble pas exister de traduction correcte consacrée à l'anglais *custodial symmetry*.

Cette symétrie n'est pas exacte, en raison des masses différentes des fermions d'un même doublet d'isospin, et les calculs aux ordres supérieurs donnent une correction de quelques pourcents au paramètre ρ . La symétrie custodiale est aussi violée par les interactions de jauge électrofaibles (plus précisément $U(1)_Y$).

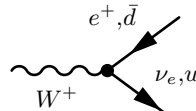
Symétrie de saveur Les masses des quarks u , d et s étant toutes trois très faibles, le modèle standard possède également une symétrie $SU(3)_{\text{saveur}}$ approchée (elle serait exacte si les trois masses étaient égales). Cette symétrie permet de décrire l'interaction forte et d'expliquer la spectroscopie des baryons et mésons observés [34, 35]. L'interaction forte est aujourd'hui décrite par la chromodynamique quantique (QCD), reposant sur le groupe $SU(3)_C$.

1.3.2 Interaction faible

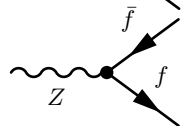
On peut faire une première remarque importante en ce qui concerne l'interaction faible : au contraire du photon pour l'interaction électromagnétique et des gluons pour l'interaction forte, les bosons W^\pm et Z sont massifs. Cela a pour conséquence que l'interaction faible est une interaction à courte portée. On peut le comprendre en se souvenant du principe d'incertitude d'Heisenberg, $\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar$: les bosons échangés lors de l'interaction sont virtuels et ont un temps de vie limité (et donc une portée limitée), du fait qu'ils violent temporairement la conservation de l'énergie.

Corollairement, on note que l'interaction « faible » mérite son nom non pas en raison de la valeur de sa constante de couplage, mais en raison de la masse des bosons W^\pm et Z . C'est en particulier ce qui explique la valeur si faible de la constante de Fermi ($G_F \approx 1,17 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$), introduite par Fermi en 1934 lorsqu'il a modélisé la désintégration β par une interaction effective de contact [36].

Intéressons-nous à présent à la forme du couplage des fermions aux champs physiques des bosons W^\pm et Z , en explicitant les termes de courant chargé (CC) et de courant neutre (NC) ¹¹ :



$$\mathcal{L}_{\text{CC}} = \frac{g_2}{\sqrt{2}} (J_\mu^+ W^{+\mu} + J_\mu^- W^{-\mu}) \quad (1.43)$$



$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = \frac{g_2}{\cos \theta_W} J_\mu^Z Z^\mu \quad (1.44)$$

où les J_μ sont donnés par :

$$J_\mu^+ = \frac{1}{2} \bar{f}_u \gamma_\mu (1 - \gamma_5) f_d \quad (1.45)$$

$$J_\mu^Z = \frac{1}{4} \bar{f} \gamma_\mu (\hat{v}_f - \hat{a}_f \gamma_5) f, \quad (1.46)$$

11. On omet la contribution du photon au terme de courant neutre.

où f_u (f_d) est la composante d'isospin $+\frac{1}{2}$ ($-\frac{1}{2}$) du doublet d'isospin. Ces expressions permettent de dégager les principales caractéristiques de l'interaction faible.

- Le courant chargé fait intervenir le projecteur de chiralité $\frac{1-\gamma_5}{2}$, ce qui signifie que seuls les fermions gauches se couplent aux bosons W^\pm . Cette violation maximale de la parité par l'interaction faible a été constatée dès 1957 par Wu [37], ce qui a poussé Feynman et Gell-Mann à modifier l'année suivante la théorie de Fermi de l'interaction faible pour prendre cela en compte [38]. On dit souvent que cette interaction a une structure V–A (vecteur moins vecteur-axial), correspondant au terme $1 - \gamma_5$.
- L'expression du courant neutre est plus complexe, car elle n'est ni purement vectorielle, ni purement axiale. Elle dépend des coefficients \hat{v}_f et \hat{a}_f qui ont l'expression suivante, en fonction de l'isospin faible T_3 et de la charge Q du fermion :

$$\hat{v}_f = 2T_3 - 4Q \sin^2 \theta_W, \quad \hat{a}_f = 2T_3. \quad (1.47)$$

Ces expressions pour le couplage du boson Z aux fermions ont été vérifiées au LEP notamment [39] (voir figure 1.4), mais aussi à DØ [40] avec une meilleure précision pour le couplage aux quarks légers (u , d).

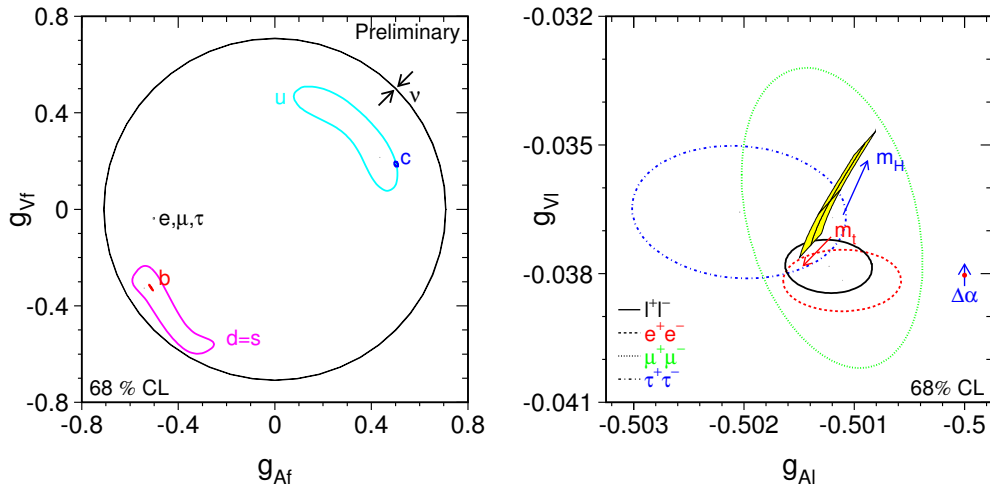


FIGURE 1.4 – Couplages vecteur \hat{v}_f et vecteur-axial \hat{a}_f des fermions au boson Z , pour tous les fermions (à gauche) et pour les leptons chargés (à droite) d'après les résultats du LEP [39]. Sur le graphe de droite, la zone colorée en jaune correspond à la prédiction du modèle standard pour $114 \text{ GeV}/c^2 < M_H < 1000 \text{ GeV}/c^2$ et $m_t = 178 \pm 4,3 \text{ GeV}/c^2$.

- À cause du fait que les bosons W^\pm induisent une « rotation » d'un doublet de $SU(2)_L$, les courants chargés produisent un changement de saveur sur les quarks. Ce changement de saveur est décrit par la matrice CKM introduite

plus haut, et provient du fait que les états propres de masse ne sont pas les mêmes que les états propres de saveur pour l'interaction faible. En revanche, le caractère unitaire de la matrice CKM interdit les courants neutres changeant la saveur (FCNC ou *flavor changing neutral currents*) : c'est le mécanisme de Glashow–Illiopoulos–Maiani (GIM) [41].

1.3.3 Interaction forte

La spécificité la plus marquante de l'interaction forte est sa propriété de liberté asymptotique, qui conduit au confinement de la couleur. D'un point de vue théorique, cela provient de la dépendance de la constante de couplage en fonction de l'échelle d'énergie à cause des équations du groupe de renormalisation. Celles-ci donnent la relation entre la constante de couplage fort α_S à une échelle Q^2 en fonction d'une valeur de référence à une échelle μ^2 :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \alpha_S(\mu^2) \frac{11N_C - 2n_f}{12\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2}}, \quad (1.48)$$

où $N_C = 3$ est le nombre de couleurs et n_f est le nombre de saveurs « actives » à l'échelle d'énergie considérée (c'est-à-dire le nombre de saveurs de quark telles que $m_q < Q$). On s'aperçoit que la constante de couplage diverge à basse énergie (elle diverge à haute énergie pour l'interaction électromagnétique¹²), ce qui implique que les calculs perturbatifs ne sont pas possibles à basse énergie (c'est-à-dire à grande distance). L'échelle en énergie Λ_{QCD} telle que $\alpha_S(\Lambda_{\text{QCD}}^2) \approx 1$ est appelée échelle QCD et vaut environ $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 217 \text{ MeV}$. Pour des échelles en énergie inférieures à cette valeur, par exemple pour calculer la masse des hadrons, les calculs perturbatifs ne sont plus possibles et il est nécessaire d'utiliser la QCD sur réseau (*lattice QCD*).

Cette caractéristique de la constante de couplage fort entraîne les propriétés de liberté asymptotique ($\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_S(Q^2) = 0$, voir figure 1.5) et de confinement de la couleur. Les objets colorés, quarks et gluons, ne sont donc pas observables directement, car il faudrait une énergie infinie pour les séparer (voir le potentiel d'interaction, figure 1.5). Ils doivent se regrouper en objets neutres (ou singlets) de couleur, les hadrons, qui peuvent être des mésons (composés d'un quark et d'un anti-quark) ou des baryons (composés de trois quarks).

1.3.4 Paramètres

1.3.4.1 Le secteur de jauge et le secteur de Higgs

Le secteur de jauge est paramétré par les trois constantes de couplages g_S , g_1 et g_2 , correspondant respectivement aux groupes de jauge $\text{SU}(3)_C$, $\text{SU}(2)_L$ et $\text{U}(1)_Y$ ¹³.

12. Dans le cas de l'interaction faible, comme pour l'interaction forte, la constante de couplage diminue à haute énergie, mais le comportement à basse énergie est différent à cause des masses élevées des bosons W^\pm et Z .

13. On omet le paramètre $\bar{\Theta}$ de violation de CP dans l'interaction forte, qui semble très petit expérimentalement : c'est le problème CP fort. Une résolution de ce problème fait intervenir l'axion,

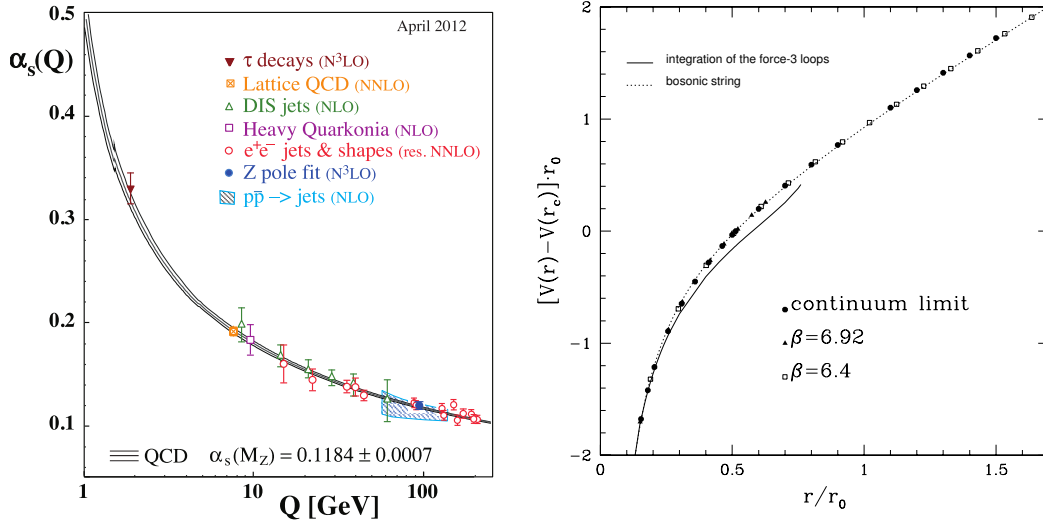


FIGURE 1.5 – Gauche : Dépendance de la constante de couplage fort en fonction de l'échelle en énergie, mesurée à différentes échelles [42]. Droite : potentiel d'interaction quark-antiquark obtenu grâce à des calculs de QCD sur réseau [43]. Le potentiel est de la forme $V(r) = -\frac{A}{r} + \sigma r + V_0$.

Le secteur de Higgs, quant à lui, fait intervenir deux paramètres supplémentaires à cause du potentiel de Higgs : μ^2 et λ . On a donc cinq paramètres en tout.

Ces cinq paramètres g_S , g_1 , g_2 , μ^2 et λ sont ceux qui apparaissent dans le lagrangien, mais dans de nombreux cas il est pratique d'introduire d'autres grandeurs, fonctions de ces paramètres. En ce qui concerne les constantes de couplage, on relie g_1 et g_2 à la charge électrique élémentaire e et à l'angle de Weinberg θ_W (les valeurs proviennent du Particle Data Group [42]) :

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \approx 0,303, \quad \sin \theta_W = \frac{e}{g_2} \approx \sqrt{0,231}. \quad (1.49)$$

Quant au secteur de Higgs, on préfère le paramétrer par la vev v et la masse du boson de Higgs M_H :

$$v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2} \approx 246 \text{ GeV}, \quad M_H = \sqrt{-2\mu^2} \approx 125 \text{ GeV}. \quad (1.50)$$

On a déjà vu que les masses des bosons W^\pm et Z dépendaient directement de ces paramètres :

$$M_W = \frac{1}{2} g_2 v, \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}. \quad (1.51)$$

Enfin, en lieu et place de e , g_2 et g_S , on utilise souvent la constante de structure fine α , la constante de Fermi G_F et la constante de couplage fort α_S :

particule hypothétique pour le moment jamais observée.

$$\alpha(0) = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137} \quad (1.52)$$

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2} = \frac{g_2^2}{4\sqrt{2}M_W^2} \approx 1,17 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (1.53)$$

$$\alpha_S(M_Z) = \frac{g_S^2(M_Z)}{4\pi} \approx 0,1184. \quad (1.54)$$

1.3.4.2 Le secteur fermionique

Trois générations
de fermions

	I	II	III		
masse →	2,3 MeV/c ²	1,28 GeV/c ²	173,5 GeV/c ²	0	125 GeV/c ²
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
nom →	u up	c charm	t top	γ photon	H boson de Higgs
	d down	s strange	b bottom	g gluon	
Quarks	ν_e neutrino électronique	ν_μ neutrino muonique	ν_τ neutrino tauique	Z⁰ boson Z	
	e électron	μ muon	τ tau	W[±] boson W	
Leptons					Bosons de jauge

FIGURE 1.6 – Contenu en particules du modèle standard. Les fermions sont organisés en générations (I, II, III). Pour chaque particule, ses principales propriétés sont données : masse (d'après [42]), charge (en unités de la charge électrique élémentaire e) et spin. Notons que les gluons sont en réalité au nombre de huit. Enfin, ce tableau ne fait pas mention de la quatrième interaction fondamentale, la gravité, qui n'est pas incluse dans le modèle standard.

Le secteur fermionique est paramétré, quant à lui, par neuf paramètres de Yukawa (trois pour les leptons chargés, six pour les quarks), correspondant à la masse de ces particules. Ces masses sont données dans la figure 1.6. À ces neuf masses,

il faut ajouter les paramètres de la matrice CKM, qui sont au nombre de quatre : trois angles de mélange (θ_{12} , θ_{13} et θ_{23}) et une phase de violation de CP (δ).

Notons que dans la formulation initiale du modèle standard, les neutrinos sont supposés être de masse nulle. En effet, un terme de masse pour les neutrinos nécessite de postuler l'existence de neutrinos droits, stériles et hypothétiques. On sait expérimentalement (à cause de leur oscillation d'une saveur à l'autre [44]) que les neutrinos sont de masse non nulle, mais le mécanisme théorique de génération de leur masse n'est pour le moment pas élucidé et pose plusieurs questions ouvertes (les neutrinos sont-ils des fermions de Dirac ou de Majorana¹⁴ ? Leur masse si faible pourrait-elle provenir d'un mécanisme de type balançoire (*see-saw*)¹⁵ ? etc.). Outre leurs trois masses, les neutrinos nécessitent l'introduction d'une matrice de mélange, la matrice PMNS, qui dépend de quatre paramètres à l'instar de la matrice CKM, si les neutrinos sont des fermions de Dirac. Si ce sont des fermions de Majorana, la matrice PMNS dépend de six paramètres (il y a deux phases physiques supplémentaires dans ce cas).

Si on compte le nombre de paramètres du modèle standard, on a donc trois constantes de couplage, deux paramètres pour le potentiel de Higgs, neuf masses de fermions, et quatre paramètres pour la matrice CKM, soit 18 paramètres (19 avec $\bar{\Theta}$). En ajoutant les trois masses des neutrinos et les quatre ou six paramètres de la matrice PMNS, on arrive à 25 ou 27 paramètres (26 ou 28 avec $\bar{\Theta}$).

1.4 Succès et limites

1.4.1 Succès

Toutes les prédictions du modèle standard sont jusqu'à aujourd'hui extrêmement bien vérifiées expérimentalement. Depuis sa création dans les années 1970, il a su donner une description cohérente des interactions de particules élémentaires à haute énergie.

En particulier, le modèle standard a prédit l'existence de plusieurs particules élémentaires jusqu'alors non observées (bosons W et Z , boson de Higgs, troisième génération de fermions...) mais qui ont toutes été confirmées. Les propriétés de ces particules sont en tout point conformes aux prédictions : relations entre les masses des particules, interactions (qui interviennent dans les calculs de sections efficaces inclusives ou différentielles, de rapports d'embranchement, etc.). La figure 1.7 compare un grand nombre de ces observables avec leur prédiction obtenue à partir d'un ajustement [45] et montre bien la cohérence de l'ensemble. La figure 1.8 (à gauche), quant à elle, démontre l'existence du vertex ZWW , et par la même occasion le caractère non abélien de l'interaction faible.

14. Fermions de Dirac et de Majorana sont caractérisés par un terme de masse de différent dans le lagrangien. L'une des particularités de fermions de Majorana est qu'ils sont leur propre anti-particule.

15. Le mécanisme de *see-saw* permet de générer naturellement une masse faible pour les neutrinos, en supposant qu'il existe des neutrinos droits additionnels, très massifs et stériles.

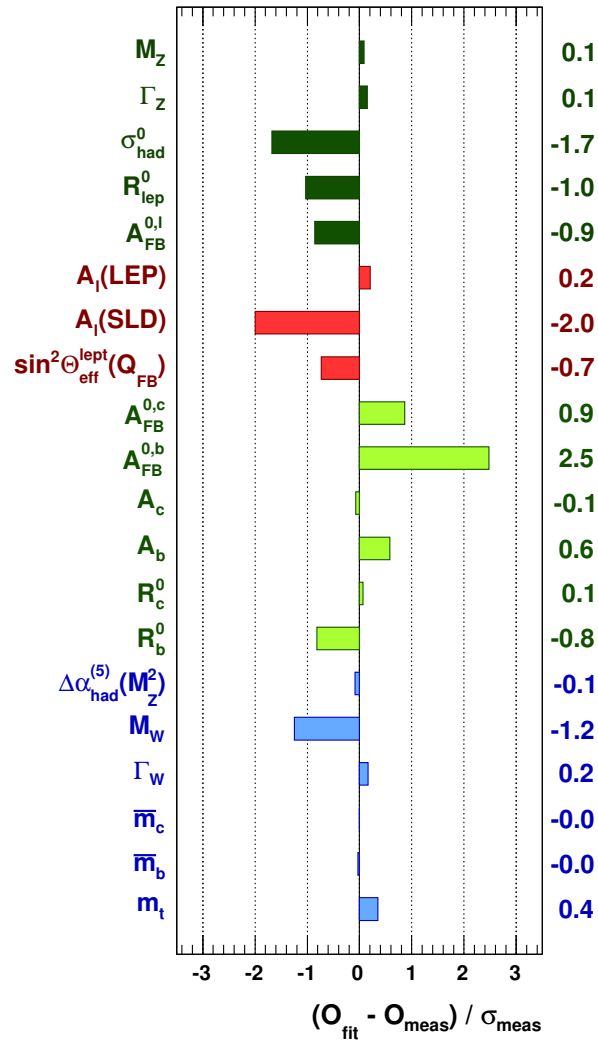


FIGURE 1.7 – Compatibilité de différentes observables avec la prédiction d'un ajustement les prenant toutes en compte en supposant que le modèle standard est valide [45]. On remarque qu'aucune observable ne s'écarte de la valeur prédite de plus de 3 déviations standard.

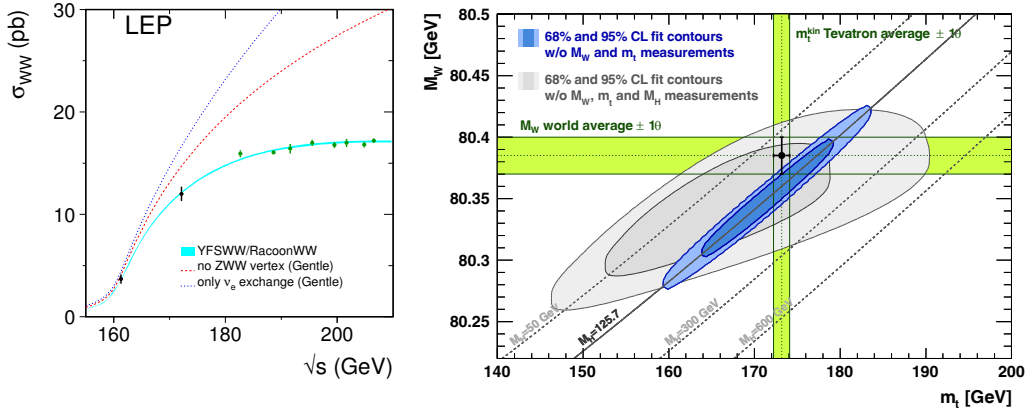


FIGURE 1.8 – Gauche : mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ au LEP, en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse [46]. Les données montrent l'existence du vertex ZWW . Droite : comparaison des mesures des masses du boson W et du quark top (provenant du Tevatron) avec la prédiction du modèle standard pour un boson de Higgs de masse $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$ [47].

Au niveau de précision atteint par les mesures expérimentales, il est nécessaire d'effectuer les calculs plus loin qu'à l'ordre des arbres, et de prendre en compte les corrections radiatives. Citons l'exemple des masses du quark top, du boson W et du boson de Higgs, qui sont fortement liées entre elles du fait que ces deux premières particules sont celles qui se couplent le plus fortement à cette troisième (avec le boson Z , mais dont la masse est connue avec une excellente précision grâce au LEP). La figure 1.8 (à droite) montre que les masses du boson W et du quark top mesurées au Tevatron sont en remarquable accord avec ce que prévoit un boson de Higgs avec une masse $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

1.4.2 Limites

Mesures de précision Malgré ces innombrables succès expérimentaux, il existe quelques mesures en tension avec les prédictions du modèle standard. Citons par exemple les mesures des asymétries avant-arrière dans la production $t\bar{t}$ [48, 49] et dans la production de muons de même signe [50], ou encore la mesure du moment gyromagnétique du muon [51].

Cette dernière mesure est intéressante car il s'agit d'une mesure extrêmement précise (avec une incertitude de 0,5 parties par million) et dont la prédiction théorique nécessite la prise en compte de corrections radiatives poussées (jusqu'à quatre boucles pour les corrections due à la QED, deux boucles pour l'interaction faible, et des effets non perturbatifs pour l'interaction forte). Pourtant, un désaccord supérieur à trois déviations standard existe entre prédiction théorique et mesure expérimen-

tale¹⁶, qui pourrait être dû à la présence de physique au-delà du modèle standard (BSM, *Beyond the Standard Model*) dans les corrections radiatives.

Neutrinos Des tensions plus graves existent cependant avec les observations. Par exemple, le modèle standard prévoit *a priori* que la masse des neutrinos est nulle, or on sait expérimentalement que ce n'est pas le cas (même s'ils sont de masse très faible : inférieure à 2 eV), comme on l'a vu plus haut. Il est possible d'écrire un terme de masse pour les neutrinos, mais cela nécessite de postuler l'existence de neutrinos droits stériles et pour le moment hypothétiques. Ce terme de masse génère de nombreuses questions, à commencer par la nature des neutrinos : on ignore si ce sont des fermions de Dirac ou de Majorana.

Cosmologie En outre, de nombreuses observations indépendantes en cosmologie (rayonnement diffus cosmologique [52], expansion de l'univers [53], collision d'amas de galaxies [54], vitesse des étoiles dans une galaxie [55], etc.) indiquent qu'il existe dans notre univers une « matière noire », cinq fois plus abondante que la matière ordinaire, mais dont la nature est pour le moment inconnue. L'hypothèse la plus probable à l'heure actuelle est qu'elle soit composée de nouvelles particules non prédites par le modèle standard.

D'autres observations en cosmologie ne sont pas expliquées par le modèle standard. C'est le cas de la constante cosmologique, qui engendre l'accélération de l'univers et dont l'origine est attribuée à une « énergie sombre » inconnue. On sait aussi que le modèle standard prédit trop peu de violation de la symétrie CP pour expliquer l'asymétrie matière–antimatière qui est observée¹⁷.

Hiérarchie et naturalité Le modèle standard possède également de nombreuses faiblesses du point de vue théorique. Il a d'abord un problème de hiérarchie, dû à la grande différence entre l'échelle électrofaible ($\Lambda_{EW} \approx 10^2$ GeV) et l'échelle de Planck ($\Lambda_{Pl} \approx 10^{19}$ GeV), ou de manière équivalente entre l'intensité de l'interaction électrofaible et celle de la gravité. Cela conduit entre autres à la nécessité d'un réglage fin (*fine tuning*) entre les paramètres du modèle standard, afin d'éviter par exemple que la masse du boson de Higgs ne diverge à cause des corrections radiatives.

Ce dernier problème est aussi appelé problème de naturalité. Considérons l'expression des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs :

$$(\Delta M_H)^2 = -4 \sum_f m_f^2 \frac{\Lambda_f}{v^2} + (2M_W^2 + M_Z^2 + M_H^2) \frac{\Lambda_b^2}{v^2}, \quad (1.55)$$

16. Une nouvelle expérience est en cours de construction au Fermilab afin d'améliorer la précision sur la mesure du moment gyromagnétique du muon, et de confirmer ou d'infirmer le désaccord entre expérience et prédiction théorique.

17. L'univers est aujourd'hui constitué uniquement de matière, ce qui nécessite l'existence de processus violant la symétrie CP qui aient favorisé la matière par rapport à l'antimatière au moment du Big Bang. Le modèle standard seul fournit trop peu de violation de CP pour expliquer cette asymétrie.

où Λ_f (Λ_b) est la valeur de la coupure utilisée pour régulariser les boucles de fermions (bosons). Si $\Lambda_f \approx \Lambda_b \approx \Lambda_{\text{Planck}}$, cette correction radiative peut être extrêmement grande (sauf si une symétrie permet aux contributions des boucles de fermions et de bosons de se compenser : c'est le cas en supersymétrie). On doit donc ajuster les paramètres à tous les ordres pour avoir une masse observée si faible : c'est le problème de naturalité [56]. Il a cependant été suggéré que ce problème serait un artefact dû à la procédure de renormalisation et à une compréhension incomplète du modèle standard, et en particulier de ses effets non perturbatifs [57].

Autres questions sans réponse De nombreuses autres questions restent en suspens dans le modèle standard. Comment inclure la quatrième interaction fondamentale connue, la gravité ? Pourquoi le signe de μ^2 dans le potentiel de Higgs est-il négatif ? Comment expliquer le problème CP fort ? Pourquoi y a-t-il tant de paramètres dans le modèle standard, et comment expliquer leur valeur ? En particulier, comment expliquer la si grande différence entre les masses des différentes particules, du neutrino au quark top ? Pourquoi y a-t-il trois générations de fermions ? Pourquoi les trois interactions fondamentales ne sont-elles pas unifiées à haute énergie (alors que c'est le cas en supersymétrie par exemple) ?

1.5 Conclusions

À partir d'un ensemble restreint de considérations de symétrie, le modèle standard parvient à donner une description cohérente du comportement des particules élémentaires à haute énergie, pourtant complexe et varié. En revanche, il n'est pas exempt de défauts, ce qui pousse beaucoup de physiciens à penser que le modèle standard ne serait qu'une théorie effective, pendant à basse énergie d'une théorie plus vaste qu'il reste à établir. À la question de savoir si nous arrivons au bout du réductionnisme [58], tout indique donc qu'il reste beaucoup de choses à découvrir en physique des hautes énergies.

Bibliographie

- [1] M. E. Peskin et D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory* (Westview, Boulder, CO, 1995).
- [2] E. Noether, *Invariant Variation Problems*, Gott. Nachr. **1918**, 235 (1918), [arXiv:physics/0503066 \[physics\]](#).
- [3] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [4] A. Salam et J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Lett. **13**, 168 (1964).
- [5] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).

-
- [6] D. Gross et F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [7] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ?*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [8] G. 't Hooft, *Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields*, Nucl. Phys. **B35**, 167 (1971).
- [9] G. 't Hooft et M. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nucl. Phys. **B44**, 189 (1972).
- [10] F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics* (Wiley, New York, NY, 1984).
- [11] T. Nakano et K. Nishijima, *Charge Independence for V-particles*, Prog. Theor. Phys. **10**, 581 (1953).
- [12] M. Gell-Mann, *The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets*, Il Nuovo Cimento **4**, 848 (1956), ISSN 0029-6341, <http://dx.doi.org/10.1007/BF02748000>.
- [13] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12**, 132 (1964).
- [14] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
- [15] F. Englert et R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).
- [16] G. Guralnik, C. Hagen, et T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964).
- [17] J. Goldstone, *Field theories with « superconductor » solutions*, Il Nuovo Cimento **19**, 154 (1961), ISSN 0029-6341, <http://dx.doi.org/10.1007/BF02812722>.
- [18] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model*, Phys. Rept. **457**, 1 (2008), arXiv:hep-ph/0503172 [hep-ph].
- [19] H. Yukawa, *On the interaction of elementary particles*, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17**, 48 (1935).
- [20] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [21] M. Kobayashi et T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

-
- [22] B. Pontecorvo, *Mesonium and anti-mesonium*, Sov. Phys. JETP **6**, 429 (1957).
- [23] Z. Maki, M. Nakagawa, et S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [24] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Higgs Boson Studies at the Tevatron* (2013), arXiv:1303.6346 [hep-ex].
- [25] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Combined coupling measurements of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-034, CERN, Geneva (2013).
- [26] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV*, rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-005, CERN, Geneva (2013).
- [27] J. Ellis et T. You, *Updated Global Analysis of Higgs Couplings*, JHEP **1306**, 103 (2013), arXiv:1303.3879 [hep-ph].
- [28] A. Djouadi et G. Moreau, *The couplings of the Higgs boson and its CP properties from fits of the signal strengths and their ratios at the 7+8 TeV LHC* (2013), arXiv:1303.6591 [hep-ph].
- [29] A. Falkowski, F. Riva, et A. Urbano, *Higgs At Last* (2013), arXiv:1303.1812 [hep-ph].
- [30] P. P. Giardino, K. Kannike, I. Masina, M. Raidal, *et al.*, *The universal Higgs fit* (2013), arXiv:1303.3570 [hep-ph].
- [31] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Study of the spin of the new boson with up to 25 fb⁻¹ of ATLAS data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-040, CERN, Geneva (2013).
- [32] R. A. Diaz et R. Martinez, *The Custodial symmetry*, Rev. Mex. Fis. **47**, 489 (2001), arXiv:hep-ph/0302058 [hep-ph].
- [33] D. Ross et M. Veltman, *Neutral Currents in Neutrino Experiments*, Nucl. Phys. **B95**, 135 (1975).
- [34] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [35] G. Zweig, *An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking*, rap. tech., CERN (1964).
- [36] E. Fermi, *An attempt of a theory of beta radiation. 1.*, Z.Phys. **88**, 161 (1934).
- [37] C. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes, *et al.*, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).

- [38] R. Feynman et M. Gell-Mann, *Theory of Fermi interaction*, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
- [39] G. Altarelli et M. W. Grunewald, *Precision electroweak tests of the standard model*, Phys. Rept. **403-404**, 189 (2004), arXiv:hep-ph/0404165 [hep-ph].
- [40] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\ell}$ and Z-light quark couplings using the forward-backward charge asymmetry in $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ events with $\mathcal{L} = 5.0 \text{ fb}^{-1}$ at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$* , Phys. Rev. **D84**, 012007 (2011), arXiv:1104.4590 [hep-ex].
- [41] S. Glashow, J. Iliopoulos, et L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).
- [42] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).
- [43] S. Necco et R. Sommer, *The $N(f) = 0$ heavy quark potential from short to intermediate distances*, Nucl. Phys. **B622**, 328 (2002), arXiv:hep-lat/0108008 [hep-lat].
- [44] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande's first 300 days*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1158 (1998), arXiv:hep-ex/9805021 [hep-ex].
- [45] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, *et al.*, *Updated Status of the Global Electroweak Fit and Constraints on New Physics*, Eur. Phys. J. **C72**, 2003 (2012), arXiv:1107.0975 [hep-ph].
- [46] S. Schael *et al.* (ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, LEP Electroweak Working Group), *Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP* (2013), arXiv:1302.3415 [hep-ex].
- [47] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, *et al.*, *The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC*, Eur. Phys. J. **C72**, 2205 (2012), arXiv:1209.2716 [hep-ph].
- [48] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of the top quark forward-backward production asymmetry and its dependence on event kinematic properties*, Phys.Rev. **D87**, 092002 (2013), arXiv:1211.1003 [hep-ex].
- [49] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Forward-backward asymmetry in top quark-antiquark production*, Phys. Rev. **D84**, 112005 (2011), arXiv:1107.4995 [hep-ex].
- [50] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of the anomalous like-sign dimuon charge asymmetry with 9 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions*, Phys. Rev. **D84**, 052007 (2011), arXiv:1106.6308 [hep-ex].

-
- [51] G. Bennett *et al.* (Muon G-2 Collaboration), *Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL*, Phys. Rev. **D73**, 072003 (2006), [arXiv:hep-ex/0602035](#) [hep-ex].
- [52] P. Ade *et al.* (Planck Collaboration), *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters* (2013), [arXiv:1303.5076](#) [astro-ph.CO].
- [53] A. G. Riess *et al.* (Supernova Search Team), *Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant*, Astron. J. **116**, 1009 (1998), [arXiv:astro-ph/9805201](#) [astro-ph].
- [54] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, *et al.*, *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, Astrophys. J. **648**, L109 (2006), [arXiv:astro-ph/0608407](#) [astro-ph].
- [55] V. Rubin, N. Thonnard, et J. Ford, W.K., *Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 / $R = 4kpc$ to UGC 2885 / $R = 122 kpc$* , Astrophys. J. **238**, 471 (1980).
- [56] L. Susskind, *Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory*, Phys. Rev. **D20**, 2619 (1979).
- [57] W. A. Bardeen, *On naturalness in the standard model*, rap. tech. FERMILAB-CONF-95-391-T, FERMILAB, Batavia, IL (1995).
- [58] W. N. Cottingham et D. A. Greenwood, *An introduction to the standard model of particle physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1998).

Phénoménologie du boson de Higgs

C'est la crise, offrez des bosons de Higgs !

Martin Vidberg (<http://vidberg.blog.lemonde.fr/2012/07/06/offrez-des-bosons-de-higgs/>)

Sommaire

2.1	Le boson de Higgs du modèle standard	36
2.1.1	Production	36
2.1.2	Désintégration	39
2.2	Quelques modèles pour un boson de Higgs non standard .	42
2.2.1	Modèle fermiophobique	42
2.2.2	Modèle avec une quatrième génération de fermions	43
2.2.3	Autres alternatives au modèle standard	44
2.3	Contraintes théoriques et expérimentales	45
2.3.1	Contraintes théoriques	45
2.3.2	Contraintes expérimentales	47
2.3.3	Après la découverte	48
2.4	Conclusions	48
	Bibliographie	49

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit comment le boson de Higgs s'inscrit dans le modèle standard et quel est son rôle dans celui-ci. Nous allons à présent introduire, dans le présent chapitre, les notions les plus importantes concernant le boson de Higgs, d'un point de vue expérimental, lorsqu'on souhaite le rechercher auprès d'un collisionneur hadronique, en particulier au Tevatron. De nombreuses excellentes revues existent sur le sujet [1, 2, 3, 4, 5], nous irons donc ici à l'essentiel en dressant un panorama des points à garder à l'esprit afin de comprendre les stratégies déployées pour rechercher le boson de Higgs au Tevatron.

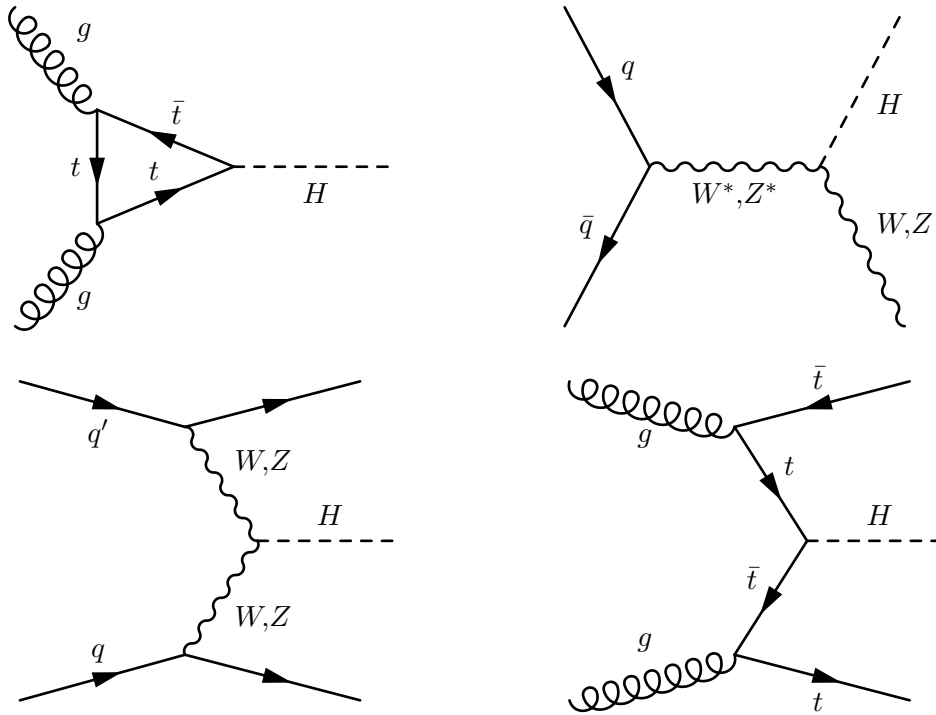


FIGURE 2.1 – Modes de production du boson de Higgs, de gauche à droite et de haut en bas : fusion de gluons (ggH), production associée avec un boson vecteur (VH), fusion de bosons vecteurs (VBF ou qqH), et production associée à une paire top-antitop ($t\bar{t}H$).

2.1 Le boson de Higgs du modèle standard

2.1.1 Production

Grâce à sa propriété d'interagir à la fois avec les fermions, avec un couplage proportionnel à leur masse, et aux bosons de jauge, avec un couplage proportionnel à leur masse au carré, le boson de Higgs peut être produit de plusieurs manières dans les collisionneurs hadroniques (voir figure 2.1), chacune disposant de ses spécificités.

Fusion de gluons La fusion de gluons, souvent notée ggH (voir figure 2.1 en haut à gauche), est le mode de production du boson de Higgs ayant la plus grande section efficace, au Tevatron mais aussi au LHC. Puisque le boson de Higgs ne se couple pas au gluon à l'ordre des arbres (le gluon étant de masse nulle), ce mode de production fait intervenir une boucle de quarks. Tous les quarks interviennent en principe dans cette boucle, mais en pratique la contribution du quark top est la plus importante. La contribution du quark b est faible mais non négligeable, pouvant atteindre 10%. La production de boson de Higgs par fusion de gluons est donc sensible au couplage du boson de Higgs aux fermions (on en reparlera dans la section 2.2), et en particulier au quark top.

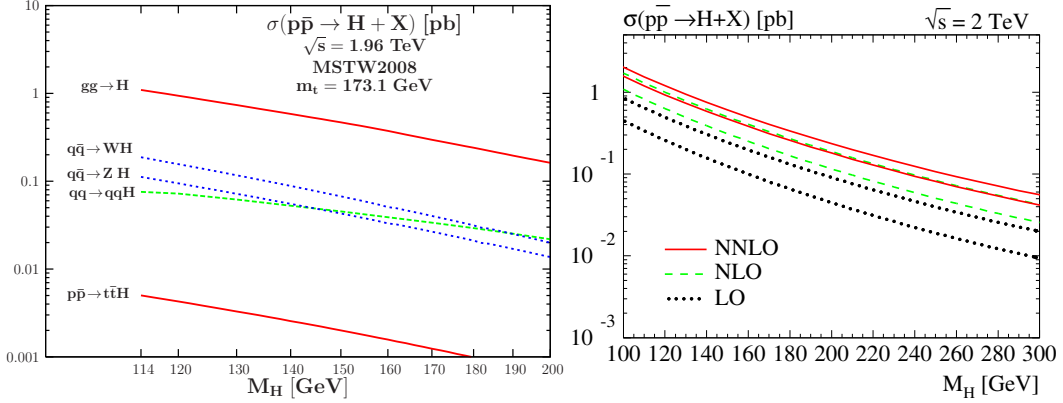


FIGURE 2.2 – Gauche : sections efficace de production du boson de Higgs dans ses différents modes de production, au Tevatron, en fonction de sa masse [6]. Droite : Section efficace de production du boson de Higgs par fusion de gluons en fonction de sa masse, à LO, NLO et NNLO [7]. À chaque ordre, les deux courbes représentent deux choix pour les échelles de renormalisation et de factorisation : $\mu_R = \mu_F = \frac{1}{2}M_H$ (courbes du haut) et $\mu_R = \mu_F = 2M_H$ (courbes du bas).

En ce qui concerne le calcul de la section efficace, la prise en compte des ordres supérieurs est importante, comme on le voit sur la figure 2.2 (à droite). En effet, le processus ggH est caractérisé par des facteurs K importants : au Tevatron, $K = \frac{\sigma_{\text{NLO}}}{\sigma_{\text{LO}}} \approx 2,5$ et $\frac{\sigma_{\text{NNLO}}}{\sigma_{\text{LO}}} \approx 3^1$ (LO ou *leading order* correspond au calcul à l'ordre dominant, NLO ou *next-to-leading order* au calcul à l'ordre suivant, etc.). La figure 2.2 montre aussi que la section efficace obtenue par des calculs NLO est si différente de celle obtenue par des calculs LO que les bandes d'incertitude théorique de ces deux calculs ne se chevauchent pas. Celles-ci sont obtenues usuellement en faisant varier les échelles de renormalisation (μ_R) et de factorisation (μ_F) entre $\frac{1}{2}M_H$ et $2M_H$ (la valeur centrale étant obtenue pour $\mu_R = \mu_F = M_H$)². En réalité, ces bandes d'incertitude ne tiennent pas compte de toutes les incertitudes théoriques. En particulier, il faut aussi ajouter l'incertitude liée au choix des fonctions de distribution de partons (PDF), qui est de l'ordre de 10%.

Au final, la section efficace de production du boson de Higgs au Tevatron par fusion de gluons est de 0,95 pb pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. Cela peut sembler relativement élevé (on attend de l'ordre du millier de bosons de Higgs produits par fb^{-1} de luminosité intégrée enregistrée), mais cela ne comprend ni les rapports d'embranchement du boson de Higgs (voir section 2.1.2), ni l'efficacité des coupures expérimentales. C'est aussi bien inférieur aux sections efficaces de production des principaux bruits

1. La prise en compte d'effets d'ordre supérieur à NNLO est partiellement possible grâce à la resommation des gluons mous, connue jusqu'à NNLL. On reparlera de cette procédure dans la section 4.1.1.2 du chapitre 4.

2. Le choix de la gamme de variation des échelles utilisées dans le calcul pour évaluer l'importance des ordres supérieurs est arbitraire et non motivé théoriquement. La figure 2.2, à droite, montre d'ailleurs que ce choix conduit à une sous-évaluation de cette incertitude.

de fond (voir figure 5.1).

Production associée avec un boson vecteur Le deuxième processus de production du boson de Higgs au Tevatron est la production associée à un boson vecteur massif, aussi appelée Higgsstrahlung et notée VH (diagramme en haut à droite de la figure 2.1). Le processus est similaire avec un boson W ou Z (la section efficace dans le premier cas est approximativement le double du deuxième cas). Dans les deux cas, un boson vecteur est produit hors couche de masse par annihilation $q\bar{q}$ (ou $q\bar{q}'$ pour le processus WH), *via* un processus Drell-Yan standard, puis un boson de Higgs est émis dans l'état final ce qui ramène le boson vecteur sur couche de masse. Grâce à ce processus, on teste donc cette fois-ci le couplage du boson de Higgs aux bosons W et Z .

La section efficace du processus VH est connue à l'ordre NNLO en incluant également les corrections électrofaibles à une boucle. Le facteur K correspondant par rapport à l'ordre LO est de l'ordre de 1,4 au Tevatron, mais comme pour le processus ggH les bandes d'incertitude d'échelle pour les ordres LO et NLO ne se chevauchent pas (l'incertitude d'échelle est d'environ 3% à NNLO). Il faut ajouter environ 5% d'incertitude due aux PDF.

En dépit d'une section efficace de production plus faible d'un facteur 5 (WH) à 10 (ZH) que le processus ggH (pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$, $\sigma_{WH} = 0,13 \text{ pb}$ et $\sigma_{ZH} = 0,079 \text{ pb}$), le processus VH est très intéressant expérimentalement car le boson de Higgs n'est cette fois pas produit seul. La présence additionnelle d'un boson vecteur massif dans l'état final permet de grandement faciliter la réjection des bruits de fond dans la recherche du boson de Higgs, en particulier lorsque celui-ci se désintègre en paire de quarks bottom (voir section 2.1.2). Pour réduire le bruit de fond multijet, on s'intéresse particulièrement aux désintégrations leptoniques du boson vecteur ($Z \rightarrow \ell^+\ell^-$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, $W \rightarrow \ell\nu$).

Fusion de bosons vecteurs La fusion de bosons vecteurs, souvent notée VBF (de l'anglais *vector boson fusion*) ou qqH , est le troisième mode de production du boson de Higgs au Tevatron (voir figure 2.1, en bas à gauche). La section efficace de ce processus est encore inférieure à celle de la production associée VH , ou au maximum du même ordre de grandeur : $\sigma_{VBF} = 0,067 \text{ pb}$ pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. Cependant ce processus n'est pas dénué d'intérêt expérimentalement : outre le fait qu'il s'agisse d'un deuxième mode de production permettant de tester le couplage du boson de Higgs aux bosons (avec le processus VH), le processus VBF produit un boson de Higgs en association avec deux jets à l'avant³. L'identification de ces jets dans l'événement permet de faciliter l'identification des événements de signal et la réjection des bruits de fond.

3. La partie « à l'avant » du détecteur désigne la région à haute valeur absolue de la pseudorapidité, c'est-à-dire proche de l'axe du faisceau.

Production associée à une paire top-antitop Il existe un quatrième mode de production du boson de Higgs, associé à une paire de quarks top et antitop, noté $t\bar{t}H$ (ou $Q\bar{Q}H$ en général si on inclut $b\bar{b}H$, de section efficace légèrement plus élevée mais plus difficile expérimentalement). On ne s'attardera pas davantage sur ce processus car il possède une section efficace de production extrêmement faible au Tevatron (environ 4fb pour $M_H = 125\text{ GeV}/c^2$). En outre, seuls les processus ggH , VH et VBF sont inclus dans l'analyse de recherche de boson de Higgs décrite dans cette thèse, et le canal $t\bar{t}H$ n'est pas considéré.

2.1.2 Désintégration

Nous allons présenter brièvement dans cette section les caractéristiques des différents modes de désintégration du boson de Higgs étudiés dans les analyses de données à $D\bar{O}$, à savoir $H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Un tableau récapitulatif comparant les caractéristiques de ces différents modes est disponible en fin de section (tableau 2.1).

D'une manière générale, puisque le boson de Higgs se couple à toutes les particules proportionnellement à leur masse, il a tendance à se désintégrer préférentiellement dans les particules les plus lourdes, selon l'espace des phases disponible, comme on peut le voir sur la figure 2.3.

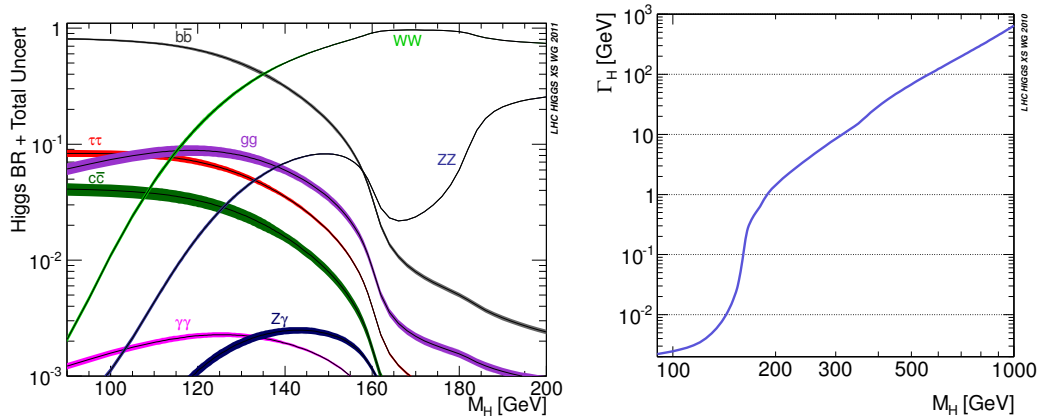


FIGURE 2.3 – Gauche : rapports d'embranchement du boson de Higgs dans ses différents canaux de désintégration et incertitudes associées, en fonction de sa masse. Droite : largeur de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse. À basse masse, le boson de Higgs est une résonance très étroite : sa largeur est de quelques MeV seulement. Les deux graphes sont issus de la référence [8].

$H \rightarrow W^+W^-$ Commençons par présenter la désintégration du boson de Higgs en paire de bosons W , puisqu'il s'agit du canal étudié dans cette thèse. C'est le mode de désintégration dominant pour un boson de Higgs de masse supérieure à

135 GeV/c², donc même avant le seuil de production de deux bosons W sur couche de masse.

Expérimentalement, il existe de nombreuses manières de rechercher le boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow W^+W^-$. Celle qui permet la meilleure sensibilité est de considérer le mode de production par fusion de gluons, et la désintégration en $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell'^-\bar{\nu}'$, ce qui conduit à des événements avec deux leptons et de l'énergie transverse manquante. Malgré un rapport d'embranchement relativement faible ($\mathcal{B}(W \rightarrow \ell\nu) \approx 11\%$), la présence de deux leptons dans l'état final permet de rejeter le fond multijet.

Parmi les autres stratégies notables pour rechercher le boson de Higgs en $H \rightarrow W^+W^-$, citons le canal semi-leptonique ($W^+W^- \rightarrow \ell\nu jj$), les tripletons ($VH \rightarrow VW^+W^- \rightarrow \ell\ell'\ell'' + X$) ou encore les canaux avec deux leptons de même signe ($VH \rightarrow VW^+W^- \rightarrow \ell^\pm\ell^\pm + X$).

$H \rightarrow ZZ$ Le second mode de désintégration en bosons est $H \rightarrow ZZ$. Il est caractérisé par un rapport d'embranchement modéré, en particulier si on se souvient qu'il faut aussi prendre en compte les rapports d'embranchement des bosons Z selon leur mode de désintégration. Le sous-canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell'\ell\ell'$ est particulièrement intéressant, car il s'agit de l'un des canaux ayant conduit à la découverte du boson de Higgs au LHC. Son rapport d'embranchement très faible est compensé, au LHC, par le fait que l'excellente résolution des détecteurs permet de reconstruire un pic étroit en masse. Cela permet en outre d'étudier aisément les propriétés du boson de Higgs (spin, parité, etc.). En revanche, ce canal est d'une importance mineure au Tevatron, à la fois en raison d'un taux de production trop faible et d'une résolution moindre des détecteurs.

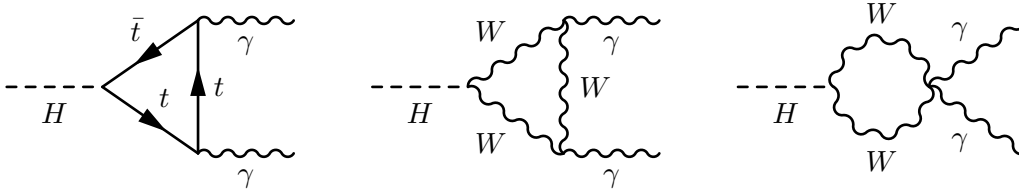


FIGURE 2.4 – Diagrammes de Feynman contribuant à la désintégration du boson de Higgs en deux photons. Le diagramme de droite est sensible au couplage de jauge quartique $WW\gamma\gamma$ (voir chapitre 7), mais des couplages $WW\gamma\gamma$ anormaux briseraient la compensation entre les deux diagrammes faisant intervenir des bosons, faisant diverger cette contribution.

$H \rightarrow \gamma\gamma$ La désintégration du boson de Higgs en deux photons possède plusieurs particularités par rapport aux autres modes de désintégration. Non seulement le couplage du boson de Higgs n'est généré qu'à l'ordre des boucles (le couplage du boson de Higgs au photon est nul à l'ordre des arbres car le photon est de masse nulle), mais en plus plusieurs diagrammes contribuent significativement, faisant principalement intervenir des quarks top et des bosons W (voir figure 2.4). Le calcul montre

que la contribution des boucles de bosons W est environ 5 fois plus importante que celle de quarks top, et les deux contributions ont des signes opposés.

Le rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons reste très faible (de l'ordre d'une fraction de pourcent, voir figure 2.3). On peut faire le même commentaire que pour le mode $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell'\ell'$: on dispose d'un canal expérimental où le boson de Higgs peut être complètement reconstruit, et avec une excellente résolution en masse, mais le rapport d'embranchement est faible (moins faible que pour $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell'\ell'$, mais le bruit de fond est plus important). En outre, l'observation du boson de Higgs en deux photons exclut la possibilité qu'il puisse être de spin 1 [9, 10]. Une fois de plus, ce canal, qui est l'un des plus sensibles au LHC, n'apporte qu'une contribution secondaire aux résultats de recherche de boson de Higgs au Tevatron.

$H \rightarrow b\bar{b}$ Ce mode de désintégration du boson de Higgs en paire de quarks bottom possède le plus grand rapport d'embranchement pour $M_H < 135 \text{ GeV}/c^2$. Il s'agit de l'un des canaux les plus sensibles au Tevatron, avec $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell'^-\bar{\nu}'$. En revanche, la recherche du boson de Higgs dans ce mode de désintégration n'est pas possible si on considère le processus ggH , car la section efficace de production du bruit de fond $gg \rightarrow b\bar{b}$ lui est trop supérieure. C'est pourquoi les analyses de recherche du boson de Higgs en $H \rightarrow b\bar{b}$ se concentrent sur le processus VH , car la présence additionnelle d'un boson vecteur permet de considérablement réduire le bruit de fond. En particulier on considère les états finaux $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$, $ZH \rightarrow \ell^+\ell^-b\bar{b}$ et $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$. Notons que ces canaux de recherche du boson de Higgs sont plus difficiles au LHC qu'au Tevatron, à cause d'un rapport signal sur bruit plus défavorable.

$H \rightarrow \tau^+\tau^-$ Le dernier mode de désintégration que nous évoquerons est celui du boson de Higgs en paire de leptons tau. Au Tevatron comme au LHC, il s'agit d'un canal à la sensibilité moindre comparé à d'autres, en particulier à cause de difficultés expérimentales : il ne s'agit pas d'un canal de découverte. En effet le lepton tau n'est pas observé directement et peut se désintégrer de plusieurs manières ($\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \text{hadrons} + \nu_\tau$), conduisant à de nombreuses signatures expérimentales, faisant toutes intervenir de l'énergie transverse manquante. En revanche, le mode de désintégration $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ a plusieurs spécificités intéressantes : il a un rapport d'embranchement assez élevé à basse masse, et il s'agit du seul mode de désintégration permettant de tester le couplage du boson de Higgs aux leptons. Il est également très modifié dans le cas d'un boson de Higgs supersymétrique par exemple (voir section 2.2.3).

Les caractéristiques des différents canaux de recherche du boson de Higgs sont comparées dans le tableau 2.1.

Canal	$WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	$ZZ \rightarrow \ell\ell'\ell'$	$\gamma\gamma$	$b\bar{b}$	$\tau^+\tau^-$
Couplage	b	b	b+f	f	f
Résolution sur M_H	–	+	+	–	–
Sensibilité au Tevatron ($\int \mathcal{L}dt \approx 10 \text{ fb}^{-1}$)	0,7 – 10	10 – 50	8 – 15	1,3 – 10	10 – 50
Sensibilité au LHC ($\int \mathcal{L}dt \approx 25 \text{ fb}^{-1}$)	0,07 – 2	0,1 – 1,5	0,5 – 1	0,8 – 2	0,7 – 1,5

TABLE 2.1 – Comparaison des caractéristiques de différents canaux de recherche du boson de Higgs : sensibilité au couplage du boson de Higgs aux fermions (f) ou aux bosons (b), qualité de la résolution sur M_H (mauvaise (–) ou bonne (+)), sensibilité approximative au Tevatron (par expérience, en unités de la prédiction du modèle standard, pour $M_H \in [110,200] \text{ GeV}/c^2$ et pour $\int \mathcal{L}dt = 10 \text{ fb}^{-1}$) et au LHC (*idem*, pour $\int \mathcal{L}dt = 25 \text{ fb}^{-1}$).

2.2 Quelques modèles pour un boson de Higgs non standard

2.2.1 Modèle fermiophobique

Il existe des modèles dans lesquels le boson de Higgs est fermiophobique : cela signifie que son couplage aux fermions est nul à l'ordre des arbres. Il ne s'agit pas d'une théorie à part entière, mais plutôt d'une propriété que peuvent avoir certaines théories. Il existe plusieurs moyens de construire un boson de Higgs fermiophobique, par exemple dans le cadre d'un boson de Higgs composite [11] ou dans le cadre de théories avec plusieurs doublets ou un triplet de Higgs [12]. Par ailleurs, le couplage du boson de Higgs aux fermions dans de telles théories peut être plus ou moins supprimé par rapport à celui du modèle standard. Dans ce qui suit, on se place dans le cadre du modèle du boson de Higgs fermiophobique, noté FHM. Le boson de Higgs dans ce modèle est noté H_f , et H_{SM} dans le modèle standard. Dans le FHM, le couplage du boson de Higgs aux fermions est nul à l'ordre des arbres, mais le couplage aux bosons est identique à ce qu'il est dans le modèle standard.

La première conséquence est que le mode de production dominant dans le modèle standard, la fusion de gluons $gg \rightarrow H_f$, est désormais supprimé à un niveau négligeable, puisque sa contribution dominante provenait d'une boucle de quarks top. Il existe bien des contributions électrofaibles à deux boucles à ce mode de production, mais elles ne donnent qu'une section efficace extrêmement faible. En revanche, les deux autres modes de production les plus importants, la production associée $p\bar{p} \rightarrow VH_f + X$ et la fusion de bosons vecteurs $q'\bar{q} \rightarrow H_f q''\bar{q}'''$, sont très peu modifiés par rapport au modèle standard : leur section efficace de production reste la même que dans le modèle standard, à 2% ou 3% près.

L'autre conséquence du FHM est que les modes de désintégration du boson de Higgs sont grandement modifiés (voir figure 2.5). Bien sûr, les modes de désintégration en paire de fermions, telle que $H_f \rightarrow b\bar{b}$ et $H_f \rightarrow \tau^+\tau^-$, disparaissent

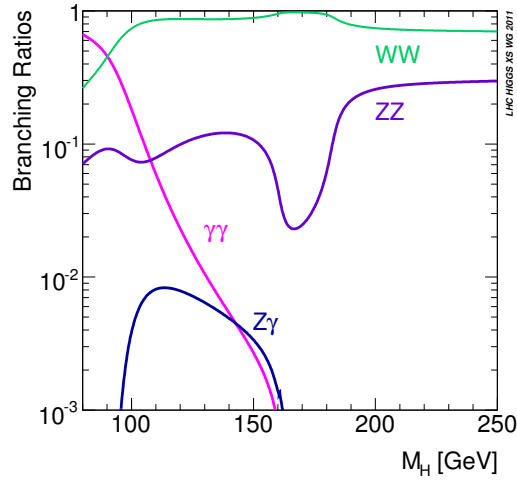


FIGURE 2.5 – Rapports d'embranchement du boson de Higgs fermiophobe dans ses différents canaux de désintégration, en fonction de sa masse [13].

pratiquement, car ils ne sont possibles que par l'intermédiaire de boucles faisant intervenir des bosons vecteurs faibles. Il ne reste que les modes de désintégration en bosons vecteurs : $H_f \rightarrow \gamma\gamma$, W^+W^- , $Z\gamma$ et ZZ . Le mode de désintégration en deux photons en particulier est très amplifié.

Les contraintes expérimentales sur ce modèle sont discutées dans la section 6.5.2.3.

2.2.2 Modèle avec une quatrième génération de fermions

Le nombre de générations de fermions n'est pas imposé dans le modèle standard, et en particulier il n'est pas interdit qu'il en existe une quatrième. Des contraintes existent cependant, comme par exemple le nombre de neutrinos légers ($m_\nu < M_Z$) qui a été déduit de la largeur de désintégration du boson Z au LEP : $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ [14]. D'autres contraintes existent également, provenant à la fois de mesures directes et indirectes [15].

Dans une extension du modèle standard avec une quatrième génération de fermions (un tel modèle est noté SM4), tout le reste de la théorie est identique au modèle standard, en particulier le mécanisme de Brout–Englert–Higgs. En revanche, la phénoménologie du boson de Higgs est modifiée, car de nouveaux fermions interviennent dans les boucles. La modification la plus notable se produit pour le mécanisme de production du boson de Higgs par fusion de gluons. Celui-ci fait intervenir une boucle de quarks, la contribution dominante étant celle du quark top (voir section 2.1.1). Dans le SM4, deux quarks additionnels sont présents, notés u_4 et b_4 pour le quark de type up et down respectivement, et leur masse est supérieure à celle du quark top. Dans la limite où les quarks t , u_4 et b_4 sont infiniment lourds, on attend naïvement une augmentation d'un facteur 3 de l'élément de matrice as-

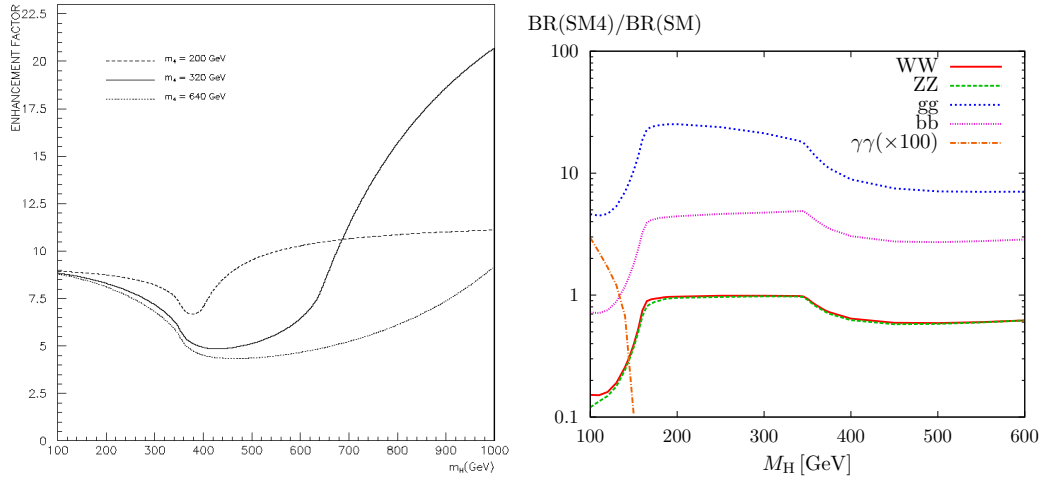


FIGURE 2.6 – Gauche : augmentation de la section efficace $\sigma(gg \rightarrow H)$ dans le SM4 par rapport au modèle standard [16], pour différentes hypothèses sur la masse des quarks de quatrième génération (supposés presque dégénérés en masse). La courbe en trait plein correspond à peu près à l’hypothèse utilisée dans la section 6.5.2.4. Droite : rapport des rapports d’embranchement du boson de Higgs dans différents canaux dans le SM4 par rapport à leur valeur dans le modèle standard [13]. Le graphe suppose $m_{d_4} = m_{l_4} = 600 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{u_4} \approx 650 \text{ GeV}/c^2$.

socié à la fusion de gluons (puisque trois quarks lourds contribuent à la boucle au lieu d’un seul), et donc d’un facteur 9 de la section efficace. En pratique la section efficace $\sigma(gg \rightarrow H)$ est augmentée d’un facteur 7 à 9 dans le SM4 par rapport au modèle standard [16] (voir figure 2.6).

En ce qui concerne les rapports d’embranchement du boson de Higgs dans ses différents canaux de désintégration, il existe également certaines modifications [17] (voir figure 2.6). Si les canaux $H \rightarrow W^+W^-$ et $H \rightarrow ZZ$ voient leur rapport d’embranchement peu modifié dans le SM4 par rapport au modèle standard (pour la gamme en masse à laquelle le $D\theta$ est sensible), la modification principale vient bien sûr du canal $H \rightarrow gg$, qui est très favorisé. En contrepartie, le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est très supprimé, car ce canal est dominé par une boucle de bosons W interférant destructivement avec une boucle de quarks lourds (t dans le modèle standard, mais aussi u_4 et b_4 dans le SM4). Le canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ est quant à lui supprimé d’un facteur environ $1/2$.

Les contraintes expérimentales sur les modèles avec une quatrième génération de fermions sont discutées dans la section 6.5.2.4.

2.2.3 Autres alternatives au modèle standard

Mentionnons que le mécanisme de Brout-Englert-Higgs tel qu’il est décrit dans le modèle standard, avec un seul doublet de $SU(2)$, peut être modifié dans des ex-

tensions du modèle standard. En particulier, le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) fait partie de la classe de modèles contenant deux doublets de Higgs, appelés 2HDM. Dans le MSSM, l'un des deux doublets de Higgs ne se couple qu'aux fermions de type up, et l'autre aux fermions de type down (on dit qu'il s'agit d'un 2HDM de type II [18]), et leurs vev sont respectivement notées v_u et v_d . On note également $\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}$. Le MSSM comporte cinq bosons de Higgs : trois neutres, notés H , h et A (ou collectivement notés ϕ), et deux chargés, H^+ et H^- . À grand $\tan \beta$, ce modèle possède plusieurs caractéristiques intéressantes : en raison d'un couplage renforcé du boson de Higgs au quark b , la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \phi)$ peut être significativement augmentée, ainsi que le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(\phi \rightarrow b\bar{b})$. Enfin, notons que si le secteur de Higgs du MSSM est complètement décrit par les seuls paramètres $\{m_A, \tan \beta\}$ à l'ordre des arbres, les corrections radiatives introduisent une dépendance aux autres paramètres du MSSM. Des contraintes fortes sur les paramètres du MSSM sont apportées par les résultats récents du LHC [19, 20].

Les mécanismes alternatifs de brisure de la symétrie électrofaible ne se résument pas au MSSM, ni même aux 2HDM. Citons par exemple les modèles où le boson de Higgs est une particule composite, comme c'est le cas par exemple dans les modèles de technicouleur ; des modèles sans boson de Higgs comme c'est possible en introduisant des dimensions supplémentaires d'espace-temps ; ou enfin le NMSSM (*next-to-minimal supersymmetric model*), qui ajoute un singlet de Higgs supplémentaire par rapport au MSSM et prédit sept bosons de Higgs physiques.

2.3 Contraintes théoriques et expérimentales

Avant même que le boson de Higgs ne soit découvert au LHC, sa masse, bien qu'étant un paramètre libre du modèle standard, pouvait déjà être contrainte au moyen de plusieurs arguments. Certains de ces arguments sont purement théoriques, d'autres proviennent de mesures expérimentales indirectes.

2.3.1 Contraintes théoriques

2.3.1.1 Largeur du boson de Higgs, unitarité

Un premier argument pour un boson de Higgs relativement léger est d'exprimer que sa largeur Γ_H devrait être plus petite que sa masse M_H , afin que l'on puisse considérer qu'il s'agit bien d'une particule. Pour $M_H \gg M_W, M_Z$, la largeur du boson de Higgs peut être approchée par la relation

$$\Gamma_H \approx \frac{3}{16\pi} G_F \frac{M_H^3}{\sqrt{2}} = \frac{3}{32\pi} \frac{M_H^3}{v^2} \quad (2.1)$$

Par conséquent, si $M_H > 1300 \text{ GeV}/c^2$, la largeur du boson de Higgs est plus grande que sa masse : on a donc une première limite supérieure sur M_H .

En considérant que l'unitarité ne doit pas être violée dans le processus de diffusion de bosons W , $WW \rightarrow WW$, on obtient aussi que $M_H < 710 \text{ GeV}/c^2$ [2].

2.3.1.2 Trivialité et stabilité du vide

Comme tous les paramètres de couplage, la constante d'auto-couplage λ du potentiel de Higgs dépend de l'échelle en énergie μ au moyen d'une équation du groupe de renormalisation (RGE). Lorsque λ devient grand, cette équation donne la dépendance suivante de λ en fonction de l'échelle en énergie μ [2] :

$$\lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)\ln(\mu^2/v^2)}{4\pi^2}} \quad (2.2)$$

Deux contraintes distinctes peuvent être établies sur la masse du boson de Higgs grâce à des considérations sur la constante d'auto-couplage λ .

Limite de trivialité ou de perturbativité La première constatation que l'on peut tirer de cette équation est que λ diverge pour une certaine échelle en énergie Λ_c , appelée le pôle de Landau. Cela correspond à l'échelle à partir de laquelle la théorie n'est plus perturbative. La valeur de cette échelle en énergie est

$$\Lambda_c = v \exp \frac{4\pi^2 v^2}{3M_H^2} \quad (2.3)$$

Ceci nous donne une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs, appelée limite de trivialité [21]. Pour une théorie restant valide jusqu'à l'échelle de Planck, c'est-à-dire $\Lambda_c = \Lambda_{\text{Planck}} \sim 10^{19}$ GeV, on obtient $M_H \lesssim 200$ GeV/ c^2 .

Stabilité du vide On ne veut pas seulement éviter que λ diverge à haute énergie, on voudrait également que $\lambda(\mu^2)$ reste positive : dans le cas contraire le potentiel de Higgs n'est plus borné par le bas, et le vide devient instable. Pour exprimer cette condition, il faut cette fois reprendre l'équation du groupe de renormalisation pour $\lambda \sim 0$, en prenant en compte les termes provenant de la masse du quark top. On trouve [2]

$$\lambda(\mu^2) \sim \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{-12m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \log \frac{\mu^2}{v^2} \quad (2.4)$$

Si on demande $\lambda(\mu^2) > 0$, on a une nouvelle condition sur M_H (cette fois une borne inférieure), qui dépend de l'échelle maximum μ jusque laquelle elle est valide [22]. En pratique, on peut relâcher légèrement cette contrainte, et autoriser que $\lambda < 0$, en demandant que le vide soit non pas stable mais métastable, ce qui signifie que sa durée de vie doit être grande devant l'âge de l'univers. En effet, dans ce cas le vide ne se trouve plus que dans un minimum local du potentiel de Higgs, qu'il pourrait quitter sous l'effet de fluctuations quantiques (métastabilité à température nulle) ou thermiques (métastabilité à température finie).

La combinaison des limites de trivialité et de stabilité du vide est montrée sur la figure 2.7.

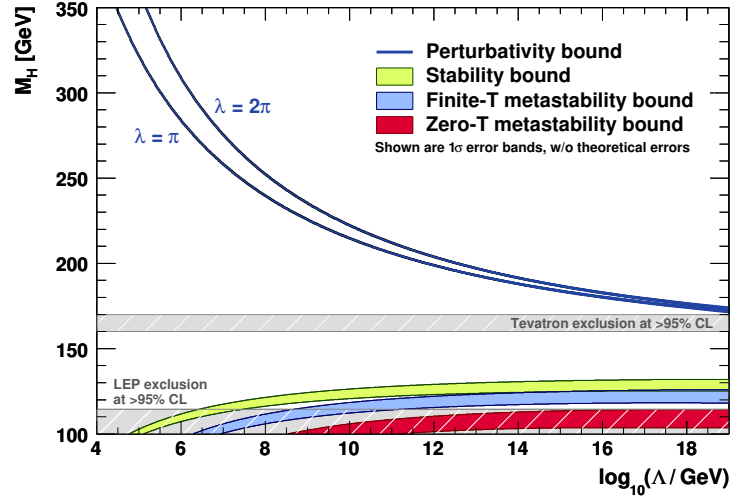


FIGURE 2.7 – Limites inférieure (provenant de la stabilité du vide) et supérieure (provenant de la trivialeité) sur la masse du boson de Higgs, en fonction de l'échelle maximale Λ de validité de la théorie (ou échelle de nouvelle physique). Les limites montrées sur ce graphe utilisent les équations du groupe de renormalisation à deux boucles [23].

2.3.2 Contraintes expérimentales

Avant l'entrée en service du LHC, même si le boson de Higgs restait encore à observer, les expériences de physique des particules avaient déjà permis d'apprendre beaucoup de choses sur la masse du boson de Higgs.

D'abord, de nombreuses mesures de précision d'observables du modèle standard (tels que les masses du quark top et des bosons W et Z , les valeurs des constantes de couplage des interactions forte, faible et électromagnétique, etc.), principalement au LEP et au Tevatron, permettent de contraindre indirectement la masse du boson de Higgs, puisque ces observables dépendent de corrections radiatives faisant intervenir le boson de Higgs. Ces mesures indirectes favorisaient une masse du boson de Higgs $M_H = 90_{-23}^{+30} \text{ GeV}/c^2$ [24] (voir figure 2.8).

En outre, le boson de Higgs a également été recherché directement. Le LEP, d'abord, a posé une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs : $M_H > 114,4 \text{ GeV}/c^2$ [25]. Le Tevatron, ensuite, a progressivement pu exclure un domaine en masse autour de $165 \text{ GeV}/c^2$ [26, 27]. Si on combine le résultat de ces recherches directes avec les mesures indirectes évoquées précédemment, on obtient que $M_H = 120_{-5}^{+12} \text{ GeV}/c^2$ [24] (voir figure 2.8), ce qui est en parfait accord avec la masse de la nouvelle particule observée au LHC en 2012 [28, 29].

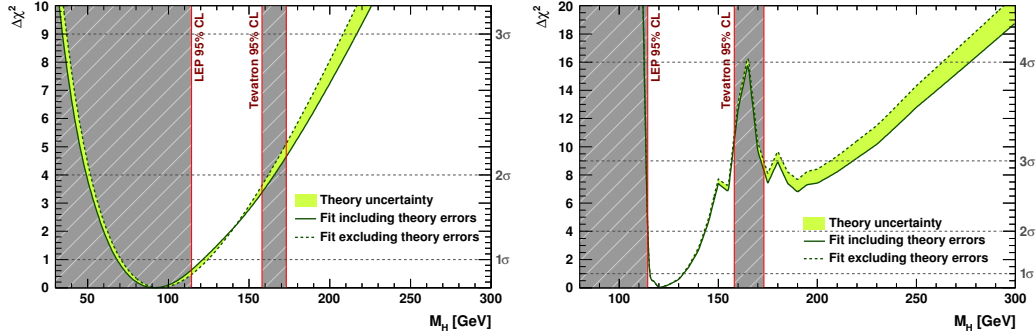


FIGURE 2.8 – Qualité de l’ajustement des différentes observables du modèle standard ($\Delta\chi^2$ par rapport au meilleur ajustement) en fonction de la masse du boson de Higgs en incluant (droite) ou non (gauche) les résultats de recherches directes [24]. Une vingtaine d’observables sont incluses dans l’ajustement.

2.3.3 Après la découverte

La découverte d’une nouvelle particule a été annoncée conjointement par les expériences ATLAS et CMS au LHC en juillet 2012. Toutes les mesures de ses propriétés effectuées depuis sont compatibles avec ce qu’on attend pour le boson de Higgs du modèle standard : section efficace de production, rapports d’embranchement, spin et parité. On sait désormais que sa masse est $M_H = 125,5 \text{ GeV}/c^2$ environ avec une précision meilleure que $1 \text{ GeV}/c^2$ ⁴.

Tout d’abord, comme on l’a déjà vu, la valeur observée de M_H est en parfait accord avec les autres observables du modèle standard, et le tout forme un ensemble cohérent [33]. La comparaison avec les contraintes théoriques est également frappante [30] (voir figure 2.9) : la valeur observée de M_H permet que le modèle standard reste valide jusqu’à la masse de Planck, en tout cas en ce qui concerne la perturbativité. En ce qui concerne la stabilité du vide, on s’aperçoit que le modèle standard correspond à la limite entre métastabilité et stabilité du vide, le plus probable étant que le vide est métastable. Il est aussi remarquable que les observations sont compatibles avec l’hypothèse que l’auto-couplage du Higgs est nul à l’échelle de Planck ($\lambda(\Lambda_{\text{Planck}}) = 0$), ce qui signifierait que ce couplage a une origine uniquement radiative.

2.4 Conclusions

Le boson de Higgs a un rôle très particulier dans le modèle standard : seul scalaire fondamental et seul boson non associé à une interaction, il se couple à toutes les autres particules du modèle standard proportionnellement à leur masse, ce qui ré-

4. La collaboration ATLAS donne $M_H = 125,5 \pm 0,2(\text{stat})_{-0,6}^{+0,5}(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$ [31], et la collaboration CMS donne $M_H = 125,7 \pm 0,3(\text{stat}) \pm 0,3(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$ [32].

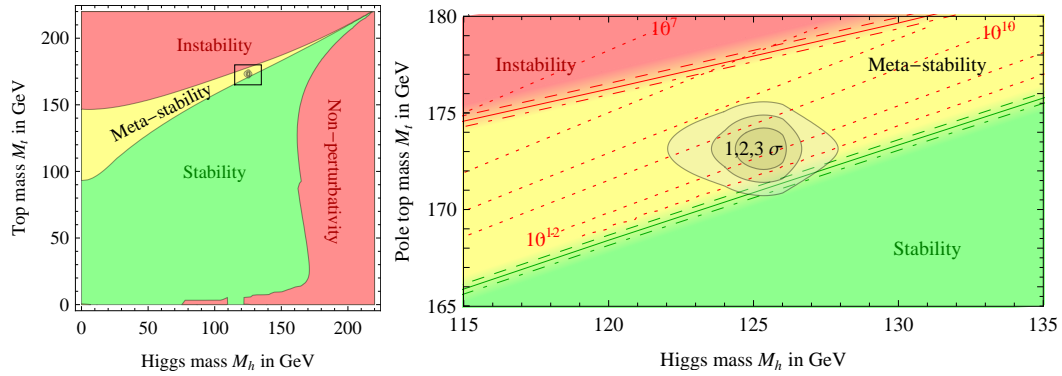


FIGURE 2.9 – Régions de stabilité, métastabilité et instabilité du vide dans le plan $m_t - M_H$ (déterminées au moyen de calculs NNLO) [30]. Le graphe de droite représente un zoom sur la région correspondant aux valeurs mesurées des masses du quark top et du boson de Higgs.

sulte en une phénoménologie très riche, en particulier en ce qui concerne ses modes de production et de désintégration. Seul paramètre du modèle standard encore inconnu jusqu'en 2012, la masse du boson de Higgs était cependant déjà contrainte, à la fois par des arguments théoriques et par des observations expérimentales (recherches directes et mesures indirectes). La découverte du boson de Higgs en 2012, à une masse compatible avec toutes ces contraintes, a été une confirmation supplémentaire de l'excellente validité du modèle standard pour décrire les particules fondamentales et leurs interactions. En revanche, cela signifie que, malgré ses défauts théoriques, le modèle standard semble rester cohérent jusque l'échelle de Planck, et que les signes forts de physique au-delà du modèle standard se font toujours attendre.

Bibliographie

- [1] J. F. Gunion, S. Dawson, H. E. Haber, et G. L. Kane, *The Higgs hunter's guide*, Frontiers in Physics (Westview, Boulder, CO, 1990).
- [2] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model*, Phys. Rept. **457**, 1 (2008), [arXiv:hep-ph/0503172](#) [hep-ph].
- [3] S. Dawson, *Introduction to Electroweak Symmetry Breaking*, AIP Conf.Proc. **1116**, 11 (2009), [arXiv:0812.2190](#) [hep-ph].
- [4] M. S. Carena et H. E. Haber, *Higgs boson theory and phenomenology*, Prog. Part. Nucl. Phys. **50**, 63 (2003), [arXiv:hep-ph/0208209](#) [hep-ph].
- [5] J. R. Ellis, M. K. Gaillard, et D. V. Nanopoulos, *A Phenomenological Profile of the Higgs Boson*, Nucl. Phys. **B106**, 292 (1976).

-
- [6] J. Baglio et A. Djouadi, *Predictions for Higgs production at the Tevatron and the associated uncertainties*, JHEP **1010**, 064 (2010), arXiv:1003.4266 [hep-ph].
- [7] R. Harlander et W. Kilgore, *Scalar and pseudoscalar Higgs production at hadron colliders* (2002), arXiv:hep-ph/0211380 [hep-ph].
- [8] S. Dittmaier *et al.* (LHC Higgs Cross Section Working Group), *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables* (2011), arXiv:1101.0593 [hep-ph].
- [9] L. Landau, *On the angular momentum of a two-photon system*, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **60**, 207 (1948).
- [10] C.-N. Yang, *Selection Rules for the Dematerialization of a Particle Into Two Photons*, Phys. Rev. **77**, 242 (1950).
- [11] R. Contino, *The Higgs as a Composite Nambu-Goldstone Boson* (2010), arXiv:1005.4269 [hep-ph].
- [12] A. Akeroyd, *Fermiophobic Higgs bosons at the Tevatron*, Phys. Lett. **B368**, 89 (1996), arXiv:hep-ph/9511347 [hep-ph].
- [13] LHC Higgs Cross Section Working Group, *Cross sections*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.
- [14] S. Schael *et al.* (ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group), *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, Phys. Rept. **427**, 257 (2006), arXiv:hep-ex/0509008 [hep-ex].
- [15] B. Holdom, W. Hou, T. Hurth, M. Mangano, *et al.*, *Four Statements about the Fourth Generation*, PMC Phys. **A3**, 4 (2009), arXiv:0904.4698 [hep-ph].
- [16] E. Arik, O. Cakir, S. Cetin, et S. Sultansoy, *Observability of the Higgs boson and extra SM families at the Tevatron*, Acta Phys. Polon. **B37**, 2839 (2006), arXiv:hep-ph/0502050 [hep-ph].
- [17] G. D. Kribs, T. Plehn, M. Spannowsky, et T. M. Tait, *Four generations and Higgs physics*, Phys. Rev. **D76**, 075016 (2007), arXiv:0706.3718 [hep-ph].
- [18] L. J. Hall et M. B. Wise, *Flavour changing Higgs boson couplings*, Nucl. Phys. **B187**, 397 (1981).
- [19] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Search for the neutral Higgs bosons of the Minimal Supersymmetric Standard Model in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1302**, 095 (2013), arXiv:1211.6956 [hep-ex].
- [20] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Higgs to tau tau (MSSM) (HCP)*, rap. tech. CMS-PAS-HIG-12-050, CERN, Geneva (2012).

- [21] B. Grzadkowski et M. Lindner, *Stability of triviality mass bounds in the Standard Model*, Phys. Lett. **B178**, 81 (1986).
- [22] G. Altarelli et G. Isidori, *Lower limit on the Higgs mass in the standard model : An Update*, Phys. Lett. **B337**, 141 (1994).
- [23] J. Ellis, J. Espinosa, G. Giudice, A. Hoecker, *et al.*, *The Probable Fate of the Standard Model*, Phys. Lett. **B679**, 369 (2009), [arXiv:0906.0954 \[hep-ph\]](#).
- [24] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, *et al.*, *Updated Status of the Global Electroweak Fit and Constraints on New Physics*, Eur. Phys. J. **C72**, 2003 (2012), [arXiv:1107.0975 \[hep-ph\]](#).
- [25] R. Barate *et al.* (LEP Working Group for Higgs boson searches, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. **B565**, 61 (2003), [arXiv:hep-ex/0306033 \[hep-ex\]](#).
- [26] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Combination of Tevatron searches for the standard model Higgs boson in the $W+W^-$ decay mode*, Phys. Rev. Lett. **104**, 061802 (2010), [arXiv:1001.4162 \[hep-ex\]](#).
- [27] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Higgs Boson Studies at the Tevatron* (2013), [arXiv:1303.6346 \[hep-ex\]](#).
- [28] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1 (2012), [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [29] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30 (2012), [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [30] G. Degrandi, S. Di Vita, J. Elias-Miro, J. R. Espinosa, *et al.*, *Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO*, JHEP **1208**, 098 (2012), [arXiv:1205.6497 \[hep-ph\]](#).
- [31] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Combined measurements of the mass and signal strength of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-014, CERN, Geneva (2013).
- [32] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV*, rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-005, CERN, Geneva (2013).
- [33] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, *et al.*, *The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC*, Eur. Phys. J. **C72**, 2205 (2012), [arXiv:1209.2716 \[hep-ph\]](#).

Deuxième partie

Contexte expérimental

L'expérience DØ au Tevatron

*Tu veux te décupler, te centupler ?
Trouve des zéros.*

Friedrich Nietzsche

Sommaire

3.1 Le Tevatron	55
3.1.1 Introduction	55
3.1.2 Quelques notions relatives aux accélérateurs	56
3.1.3 La chaîne d'accélération	58
3.1.4 Le Run I et le Run II	64
3.2 L'expérience DØ	65
3.2.1 Système de coordonnées	67
3.2.2 Le trajectographe	68
3.2.3 Le calorimètre	72
3.2.4 Le système à muons	79
3.2.5 Luminosité instantanée	81
3.2.6 Le système de déclenchement	83
3.2.7 Acquisition des données	87
Bibliographie	88

3.1 Le Tevatron

3.1.1 Introduction

Jusqu'à l'entrée en service du LHC au CERN en novembre 2009, le Tevatron était l'accélérateur de particules le plus énergétique au monde, avec une énergie disponible dans le centre de masse de 1,96 TeV. Il s'est arrêté le 30 septembre 2011, après avoir produit près de 12 fb^{-1} de collisions proton-antiproton. Le bilan scientifique est excellent [1] : si le résultat le plus marquant est sans doute la découverte du quark top simultanément par les expériences DØ [2] et CDF [3] le 3 mars 1995, la moisson ne s'arrête pas là. Parmi les plus de 1 000 articles publiés par les collaborations DØ et CDF, on compte aussi l'observation de la production de quark top célibataire, les premières contraintes sur la masse du boson de Higgs [4] (autour de $M_H = 165 \text{ GeV}$)

depuis celles du LEP et les signes d'une nouvelle particule se désintégrant en paire de quarks b [5], l'observation de nouveaux hadrons ($B_c, \Sigma_b, \Xi_b, \Omega_b, \dots$) et la découverte des oscillations du B_S , ou encore de nombreuses mesures précises des paramètres du modèle standard (dont la masse du boson W) et des contraintes sur des modèles de nouvelle physique (dont la supersymétrie).

3.1.2 Quelques notions relatives aux accélérateurs

3.1.2.1 Éléments constitutifs d'un accélérateur

Dans un accélérateur de particules tel que le Tevatron, on a besoin d'opérer plusieurs types de manipulations sur le faisceau. La force de Lorentz $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ implique qu'on va utiliser des champs électriques pour accélérer les particules et des champs magnétiques pour les guider et les dévier. Les principaux éléments dont on dispose pour agir sur le faisceau sont les suivants :

Les cavités radiofréquence (ou cavités RF) permettent d'accélérer les particules, au moyen d'un champ électrique.

Les dipôles sont des aimants à l'intérieur desquels règne un champ magnétique uniforme, permettant de courber la trajectoire des particules (mais sans modifier leur énergie).

Les quadripôles sont des aimants permettant d'agir sur l'extension spatiale transversale du faisceau : s'ils le focalisent selon un axe, ils le défocalisent selon l'autre. Selon un axe donné, ils agissent donc comme une lentille convergente ou divergente, c'est pourquoi on parle souvent d'optiques pour désigner les aimants d'un accélérateur. Ils sont donc organisés en cellules « FODO » (Focalise Défocalise) : on associe en série deux quadripôles avec des axes orthogonaux, ce qui permet que la cellule focalise puis défocalise sur un axe alors que l'inverse se produit sur l'autre axe. En associant des cellules FODO en série, on garde le faisceau focalisé, car il est naturellement divergent dans le vide.

Il existe également des sextupôles, octupôles, etc. permettant d'apporter des corrections d'ordre supérieur sur le faisceau (par exemple le sextupôle contrôle le couplage de la *chromaticité*, c'est-à-dire de la dispersion en impulsion, entre les plans horizontal et vertical). Et les accélérateurs ne sont pas uniquement composés de cavités RF et d'aimants, mais aussi de collimateurs, de moniteurs de position du faisceau, d'éléments destinés à dévier les particules d'une ligne de faisceau à l'autre, etc.

3.1.2.2 Espace des phases

Il existe deux types de faisceaux : les faisceaux pulsés ou non pulsés. Alors que le faisceau d'électrons produit dans un tube cathodique est non pulsé, l'emploi de cavités radiofréquence dans la majorité des complexes d'accélérateurs (dont celui du Tevatron) impose l'usage de faisceaux pulsés. Dans ce cas, les particules sont regroupées en paquets, et on va traiter ces paquets de manière statistique en les

représentant dans l'espace des phases. En l'occurrence, on utilise le plan $(\phi, dp/p)$ où ϕ est la phase des particules par rapport à l'onde radiofréquence créée par les cavités RF. Les zones stables de l'espace des phases, déterminés par les caractéristiques des cavités RF, sont appelées des *buckets*, et elles peuvent être occupées (ou non) par un paquet de particules.

3.1.2.3 Pourquoi un collisionneur proton-antiproton

Le choix d'un collisionneur proton-antiproton pour le Tevatron a d'abord été dicté par son but : il a été conçu davantage dans un but d'exploration de hautes énergies, notamment pour rechercher de nouvelles particules (quark top, boson de Higgs, particules au-delà du modèle standard dont supersymétrie, etc.). Le Tevatron possède les caractéristiques suivantes :

Un collisionneur circulaire, par opposition à un collisionneur linéaire. Cette géométrie est avantageuse lorsqu'on cherche à obtenir des faisceaux de très haute énergie, car alors le faisceau peut passer plusieurs fois par les cavités RF et on n'a pas à construire un accélérateur linéaire gigantesque pour atteindre des grandes énergies. En outre, cela permet que les mêmes paquets de particules passent de nombreuses fois par les points d'interaction où se trouvent les détecteurs.

Un collisionneur symétrique. Cette stratégie permet de maximiser l'énergie disponible dans le centre de masse par rapport à l'énergie des faisceaux de particules utilisés, en comparaison d'un collisionneur asymétrique (par exemple électron-proton comme pour HERA à DESY, Hambourg) ou d'un collisionneur sur cible fixe.

Un collisionneur hadronique, à l'instar du SPS (collisionneur proton-antiproton au CERN de 1981 à 1984) mais à la différence du LEP (collisionneur électron-positon au CERN de 1989 à 2000). L'avantage d'accélérer des protons plutôt que des électrons dans un synchrotron est qu'ils sont environ 2000 fois plus massifs, et qu'on s'affranchit donc des limitations dues au *bremsstrahlung* (ces pertes par rayonnement sont proportionnelles à m^{-4} , elles ne sont que de 9 eV par particule et par tour pour le Tevatron). En contrepartie, on perd la connaissance complète de l'état initiale : avec des protons, on ignore quels partons interagissent et quelle fraction de l'énergie initiale ils portaient. Par conséquent, un collisionneur hadronique est plus adapté pour explorer de la nouvelle physique, alors qu'un collisionneur e^+e^- est idéal pour effectuer des mesures de précision dans le cadre de la théorie déjà connue.

Un collisionneur particule-antiparticule. Dans cette configuration, on peut n'utiliser qu'un tube à vide dans les aimants pour guider les faisceaux qui collisionnent, puisque les particules les composant circulent dans des sens opposés mais sont de charge opposée (leur masse étant par ailleurs égale). L'inconvénient est que la production d'antiprotons est un processus lent et inefficace,

qui limite la luminosité instantanée qu'on peut atteindre (voir section 3.1.2.4).

3.1.2.4 Luminosité

Afin de comprendre les enjeux de la conception d'un accélérateur tel que le Tevatron, introduisons ici le concept de luminosité en physique des particules. La *luminosité instantanée* L , usuellement exprimée¹ en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, permet de lier le nombre d'événements N observés pour un processus donné à sa section efficace σ :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L. \quad (3.1)$$

Puisqu'on cherche à observer des processus physiques extrêmement rares, c'est-à-dire de très petite section efficace de production, on désire maximiser notre luminosité instantanée L . Celle-ci s'exprime en fonction des caractéristiques du faisceau, dans le cas d'un collisionneur $p\bar{p}$ tel que le Tevatron :

$$L = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2 \times (\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F(\sigma_l/\beta^*), \quad (3.2)$$

où f est la fréquence de révolution des particules, B le nombre de paquets dans chaque faisceau, N_p ($N_{\bar{p}}$) le nombre de protons (antiprotons) dans un paquet, σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) la variance de la taille du faisceau de protons (antiprotons) au point d'interaction, et F est un facteur de forme qui dépend du rapport de la longueur σ_l du paquet à la fonction β^* au point d'interaction (déterminée par les aimants, celle-ci est proportionnelle à la taille du faisceau au point d'interaction).

Pour maximiser la luminosité instantanée, puisque la plupart des quantités apparaissant dans cette formule sont des paramètres de la machine, on peut surtout jouer sur le nombre de paquets B et sur le nombre de particules par paquet (en pratique le facteur limitant est le nombre d'antiprotons $N_{\bar{p}}$).

3.1.3 La chaîne d'accélération

3.1.3.1 Le générateur de Cockcroft-Walton

La première étape de l'accélération des protons est le pré-accélérateur, un générateur de Cockcroft-Walton (voir figure 3.2 en haut à gauche). Le Fermilab était le seul laboratoire majeur au monde (avec Los Alamos) à encore utiliser ce type de générateur, inventé dans les années 1930, et il a été décidé de l'arrêter fin août 2012.

Cet appareil permet d'accélérer des ions hydrogène chargés négativement (un proton pour deux électrons), obtenus à partir de dihydrogène gazeux, en utilisant un simple champ électrostatique. La source d'ions H^- est placée dans un dôme soumis à un potentiel électrique négatif de 750 000 V [6]. Lorsque les ions quittent le dôme dans une colonne pour se diriger vers le mur (de potentiel électrique nul), ils acquièrent donc une énergie de 750 keV. Une telle accélération d'ions H^- a lieu quinze fois par seconde, soit toutes les 66 millisecondes.

1. On exprime plutôt les sections efficaces en barns, avec la conversion $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$.

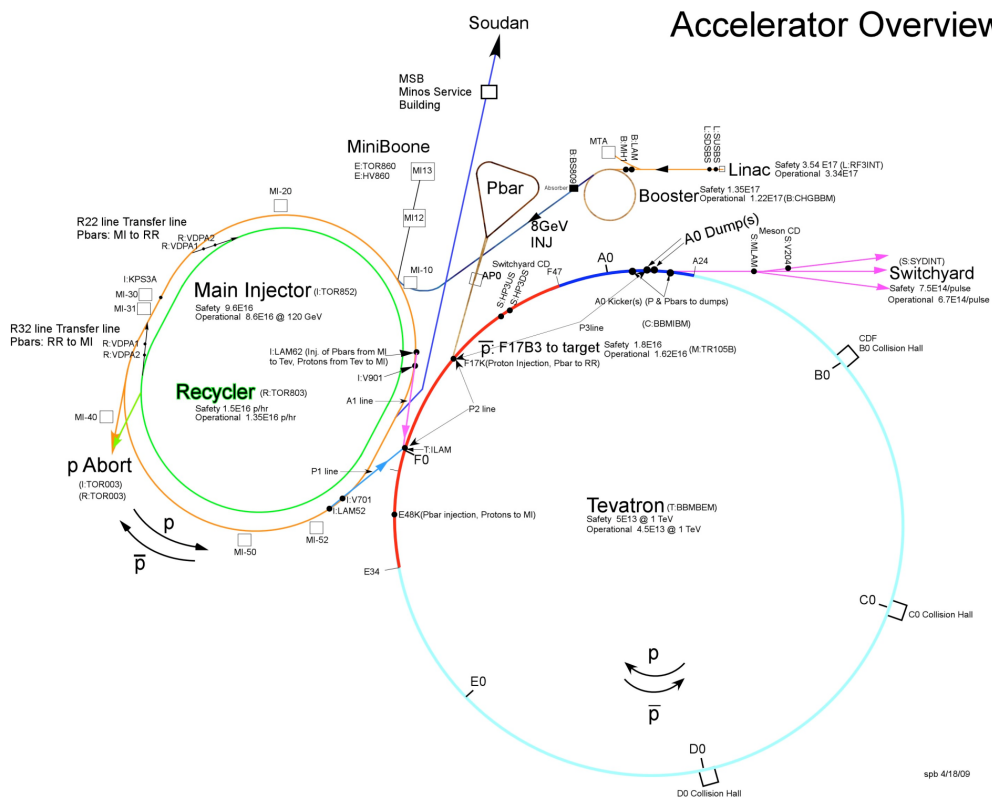


FIGURE 3.1 – Chaîne d'accélérateurs du Tevatron

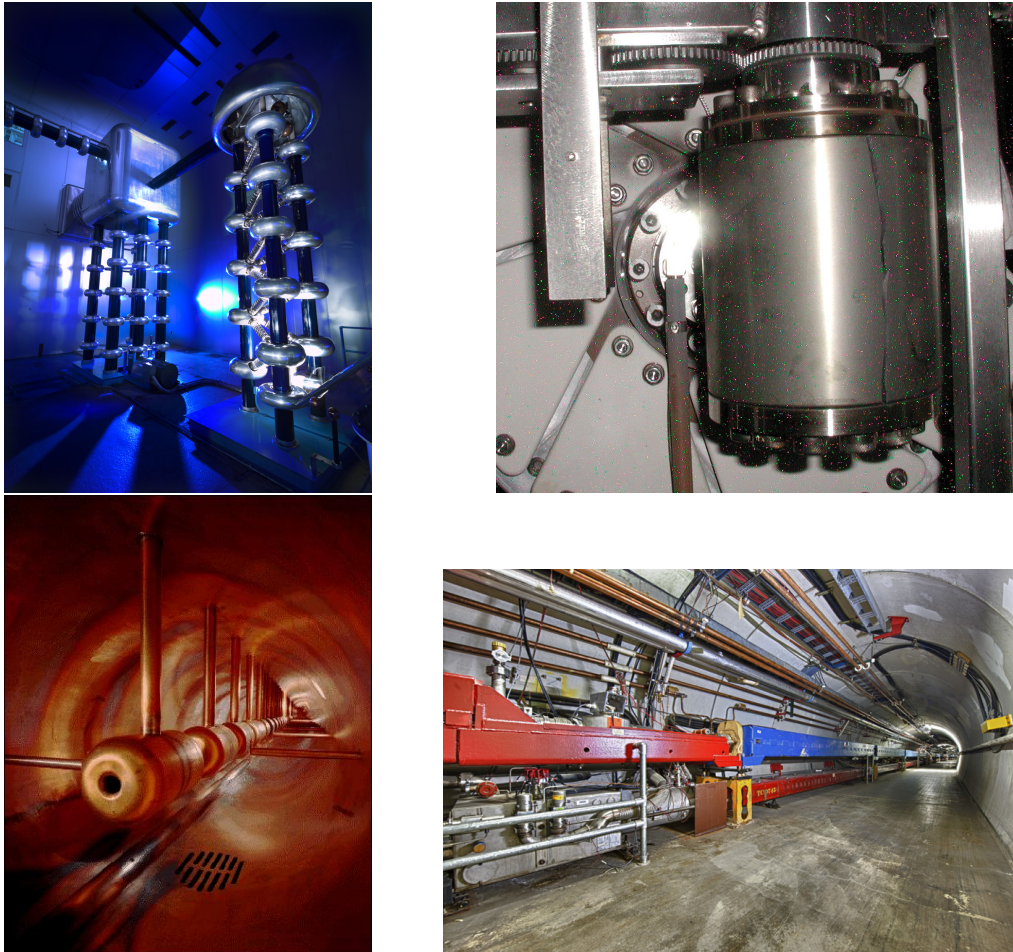


FIGURE 3.2 – Photographies du générateur de Cockcroft-Walton (en haut à gauche), du Linac DTL (en bas à gauche), de la cible de production des antiprotons (en haut à droite; le cylindre vertical est la cible proprement dite et la lentille de lithium est à l'arrière-plan) et du Tevatron (en bas à droite; les aimants supraconducteurs du Tevatron sont en bas alors que les aimants supérieurs sont à température ambiante et servent pour le transfert des faisceaux aux autres parties du complexe d'accélérateurs).

3.1.3.2 Le Linac

Le Linac est un accélérateur linéaire d'environ 150 m permettant d'augmenter l'énergie des ions à 400 MeV [7]. Il est constitué de deux parties, une première partie dite à tubes à dérive et une deuxième partie dite à cavités couplées par le côté.

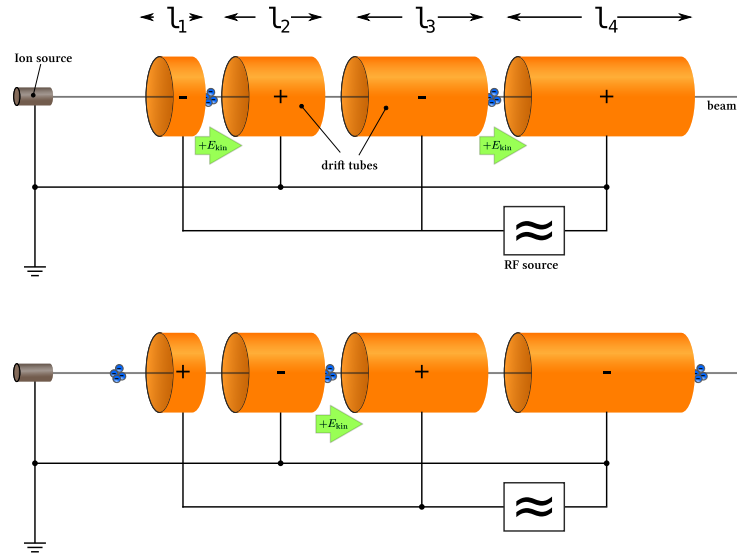


FIGURE 3.3 – Les cavités, en orange, sont soumises à une tension alternativement positive et négative, de sorte qu'il règne entre elles un champ constant dirigé dans un sens ou dans l'autre. Les ions, en bleu, sont donc toujours soumis à un champ dirigé dans le même sens. La taille variable des cavités permet de compenser la vitesse croissante des ions à mesure qu'ils sont accélérés par le Linac.

Dans la première partie du Linac, le *Drift-Tube Linac* (DTL), les ions traversent une série de 7 cavités soumises à un champ électrique oscillant à une fréquence de 201,25 MHz, de sorte qu'ils ressentent toujours un champ électrique dirigé dans le même sens, permettant leur accélération (voir figure 3.3).

La deuxième partie du Linac, le *Side-Coupled cavity Linac* (SCL), amène le faisceau d'ions H^- en sortie du DTL, désormais pulsé, de 116 MeV environ à 400 MeV. Le principe de fonctionnement de cette partie du Linac est similaire à la précédente (série de cavités accélératrices), mais d'une part la fréquence de fonctionnement est quatre fois supérieure (804,96 MHz, mais en conséquence seule une période sur quatre est utilisée), et d'autre part les cavités sont optimisées pour une plus grande accélération (de part leur forme et leur alimentation par klystron de 12 MW). Le champ électrique dans les cavités du SCL est de $7,5 \text{ V m}^{-1}$, soit 3 fois plus que dans le DTL.

3.1.3.3 Le Booster

Le Booster permet d'accélérer les protons, de 400 MeV à 8 GeV, avant de les envoyer au Main Injector [8]. Il s'agit d'un synchrotron de 75 m de rayon, constitué de 19 cavités radiofréquence et d'aimants pour focaliser et courber le faisceau.

Les ions H^- sont débarrassés de leurs deux électrons au moyen d'une feuille de carbone, juste au moment d'être injectés dans le Booster. La raison pour laquelle on a accéléré des ions H^- dans le Linac et non des protons est que cela facilite l'injection des particules depuis le Linac dans le Booster.

On a vu plus tôt que le faisceau a une structure pulsée, en raison de son accélération dans des cavités radiofréquence qui par nature créent un faisceau organisé en paquets. Ces paquets eux-même sont organisés en trains, et un train de la longueur de la circonférence du Booster est appelé « batch », ce qui représente 84 paquets.

3.1.3.4 Main Injector et Recycler

Le Main Injector a pris la succession du Main Ring en 1999, dans l'intervalle entre le Run I et le Run II. D'une circonférence de 3 320 m, il permet d'accélérer des protons en provenance du Booster ou des antiprotons de la source d'antiprotons, de 8 GeV à 150 GeV (ou 120 GeV si les protons sont destinés à la source d'antiprotons ou au faisceau de neutrinos NuMI, qui alimente l'expérience MINOS) [9].

Le Recycler, quant à lui, est situé dans le même tunnel que le Main Injector et permet de stocker les antiprotons. Initialement le but était de récupérer les antiprotons du Tevatron à la fin d'un store (intervalle de temps entre l'injection de nouveaux faisceaux dans le Tevatron et leur abandon), mais cela a été abandonné dès le début du Run II pour des raisons techniques. Son rôle actuel est plutôt d'améliorer la qualité du faisceau en provenance de la source d'antiprotons, en le « refroidissant » davantage que la source d'antiprotons ne le permet (ce refroidissement signifie qu'on réduit la dispersion en impulsion des antiprotons du faisceau, permettant de réduire la taille à la fois longitudinale et transversale des paquets).

3.1.3.5 La source d'antiprotons

La source d'antiprotons accepte des protons à 120 GeV et produit des antiprotons à 8 GeV [10]. Ce processus est très inefficace : pour 10^5 protons arrivant sur la cible, seuls 2 antiprotons sont récupérés et stockés. La source d'antiprotons se compose de trois éléments principaux : la cible proprement dite produisant les antiprotons, ainsi que deux petits synchrotrons de forme triangulaire arrondie et de rayon moyen 90 m, situés dans le même tunnel, le Debuncher et l'Accumulator.

La production d'antiprotons se fait en plusieurs étapes. Pour commencer, les paquets de protons d'un batch en sortie du Main Injector sont envoyés sur une cible constituée d'un alliage de nickel. Les particules produites lors des collisions sont focalisées au moyen d'une lentille en lithium : un cylindre de lithium (le conducteur le moins dense et donc le moins susceptible d'arrêter et diffuser les antiprotons

produits) parcouru par un courant électrique et dont le champ magnétique focalise les antiprotons dans les deux directions transversales.

Les antiprotons produits sont récupérés à l'aide d'un dipôle sélectionnant les particules de charge négative et de 8 GeV d'énergie. Le Debuncher se charge alors de mettre en forme le faisceau pour réduire à la fois sur la dispersion en impulsion et transversale.

Enfin, les antiprotons sont transférés du Debuncher à l'Accumulator juste avant qu'un nouveau batch en provenance du Main Injector ne vienne frapper de nouveau la cible. À l'instar du Recycler et du Debuncher, l'Accumulator n'accélère pas les particules mais il les stocke tout en diminuant la dispersion du faisceau.

3.1.3.6 Le Tevatron

Le Tevatron [11], enfin, est le maillon final de la chaîne d'accélérateurs que nous venons de décrire. Il s'agit d'un synchrotron de 1 km de rayon, et c'est le seul accélérateur cryogénique au Fermilab. En effet ses aimants supraconducteurs en niobium-titane sont refroidis à l'hélium liquide. À l'époque où le Tevatron a été livré, en 1978, il s'agissait du plus grand système au monde refroidi à l'hélium liquide (à environ 4 K). Autre spécificité par rapport aux autres accélérateurs du complexe à Fermilab, il s'agit d'un collisionneur, et les expériences DØ et CDF sont installées autour des points de collision afin de les étudier.

Le Tevatron se compose de six secteurs, chacun comportant une section droite plus importante possédant une fonction spéciale. Par exemple les expériences CDF et DØ sont installées aux points B0 et D0, respectivement. Le point C0 aurait pu accueillir une expérience supplémentaire mais n'est pas utilisé. Les cavités RF permettant d'accélérer les protons et les antiprotons en provenance du Main Injector de 150 GeV à 980 GeV, et de les maintenir à cette énergie, sont quant à elles installées dans la section F0, qui est aussi l'endroit où le Tevatron est connecté au Main Injector.

Structure du faisceau Lors du Run II, le mode de fonctionnement du Tevatron est dit 36×36 : 36 paquets de protons et 36 paquets d'antiprotons (voir figure 3.4). Ces paquets sont répartis en trois trains de 12 paquets, chacun contenant environ 3×10^{11} protons (ou 3×10^{10} antiprotons). Chaque paquet est séparé de 396 ns (soit 21 périodes de la radiofréquence du Tevatron), et chaque train de 2,617 μ s.

Injection du faisceau dans le Tevatron Plusieurs étapes sont nécessaires entre l'injection des protons et des antiprotons dans le Tevatron et l'établissement des collisions.

- Les éléments du Tevatron doivent être ajustés (courants parcourant les aimants, etc.) pour pouvoir accueillir les particules à 150 GeV du Main Injector.
- Les 36 paquets de protons sont transférés depuis le Main Injector dans le Tevatron, puis les paquets d'antiprotons sont transférés depuis le Recycler vers le Main Injector puis le Tevatron.

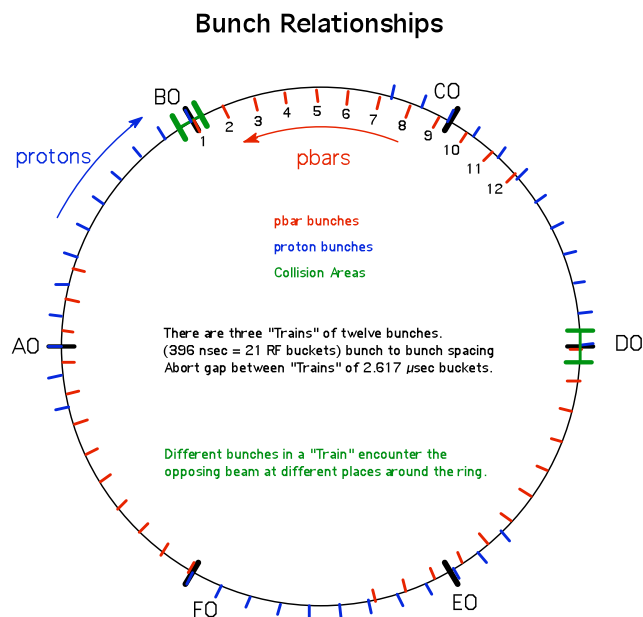


FIGURE 3.4 – Structure des paquets de protons (en bleu) et d'antiprotons (en rouge) dans le Tevatron

- Les faisceaux sont accélérés à leur énergie nominale de 980 GeV.
- La taille du faisceau au point d'interaction est réduite, en abaissant la valeur de β^* , qui passe de 1.7 m à 35 cm.
- Les trajectoires des protons et des antiprotons sont ajustées pour qu'elles se croisent au point d'interaction (dans le reste du Tevatron, ce sont deux hélices ne se croisant jamais, comme les deux brins d'une molécule d'ADN).
- Les faisceaux possèdent un halo de particules ayant quitté la zone stable de l'espace des phases, loin de la trajectoire nominale. Ce halo est indésirable car il peut endommager les détecteurs par radiation et être à l'origine d'événements de bruit de fond. Il est réduit au moyen de collimateurs.
- Une fois toutes ces étapes effectuées, la salle de contrôle du Tevatron prévient les expériences DØ et CDF qu'ils peuvent mettre sous tension leurs détecteurs proches du faisceau en toute sécurité et commencer la prise de données.

L'intervalle de temps entre l'injection de nouveaux faisceaux et leur abandon est appelé un store. Pendant ce store, la luminosité instantanée décroît exponentiellement, à cause de la disparition de protons et d'antiprotons dans les collisions et des pertes dues à la focalisation imparfaite du faisceau.

3.1.4 Le Run I et le Run II

L'opération du Tevatron est divisée en deux grandes périodes, appelées Run I et Run II². Le Run I, dont les données ne sont pas utilisées dans le travail présenté dans

2. Il faut ajouter le Run 0, de 1988 à 1989, pendant lequel CDF a accumulé 4 pb^{-1} de données.

cette thèse, a duré de 1992 à 1996, et pendant cette période le Tevatron a délivré 160 pb^{-1} de collisions $p\bar{p}$ à 1,8 TeV dans le centre de masse. À la fin du Run I, des modifications importantes ont été apportées à la chaîne d'accélération du Tevatron, surtout afin de pouvoir gagner un facteur jusque 10 en luminosité instantanée (pour dépasser les $2,5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ maximum à la fin du Run I), mais aussi pour augmenter légèrement l'énergie dans le centre de masse. En particulier le Run II correspond à la mise en service de deux nouveaux accélérateurs au Fermilab : le Main Injector, en remplacement du Main Ring, et le Recycler, un nouvel anneau de stockage des antiprotons. Dans l'intervalle, les expériences DØ et CDF en ont aussi profité pour modifier leurs détecteurs respectifs. En ce qui concerne DØ, les modifications les plus notables [12] sont un trajectographe entièrement nouveau composé d'une partie à micropistes de silicium, d'une partie à fibres scintillantes et d'un solénoïde, l'ajout de détecteurs de pied de gerbe, le remplacement de la partie à l'avant du système à muons, et l'ajout de détecteurs de protons à l'avant pour la physique diffractive. Mais il faut aussi compter de nombreuses autres modifications dans tous les autres systèmes de détection, en particulier pour préparer la prise de données avec une haute luminosité instantanée.

Le Run II a duré quant à lui du premier mars 2001 au 30 septembre 2011 (la prise de données pour la physique ayant en réalité commencé le 20 avril 2002), correspondant à $11,9 \text{ fb}^{-1}$ de collisions $p\bar{p}$ à 1,96 TeV dans le centre de masse, au rythme de près de 2 fb^{-1} par an pendant les dernières années. Le Run II est lui-même divisé en deux parties, le Run IIa jusqu'en février 2006 et le Run IIb à partir de juin 2006. Cet arrêt du Tevatron a été l'occasion d'atteindre des luminosités instantanées encore plus grandes (de $9 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour le Run IIa à jusque près de $4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour le Run IIb, notamment grâce à l'emploi du refroidissement du faisceau d'antiprotons par faisceau d'électrons, ou *electron cooling*, dans le Recycler), mais aussi pour DØ d'ajouter une couche supplémentaire au trajectographe au silicium (la « couche 0 ») au plus près du faisceau.

3.2 L'expérience DØ

L'expérience DØ [13, 12] est l'une des deux expériences installées au Tevatron, avec CDF. La prise de données a commencé en mai 1992 (près de 7 ans après CDF), et s'est achevée le 30 septembre 2011 avec l'arrêt définitif du Tevatron. Le détecteur possède l'architecture classique d'un détecteur de physique des particules sur collisionneur, illustrée sur la figure 3.5. Plusieurs grands principes imposent cette architecture :

- L'expérience est installée sur un collisionneur symétrique (l'énergie des protons et des antiprotons est identique), donc le détecteur est symétrique par rapport au plan xy .
- On veut détecter une fraction aussi grande que possible des particules créées lors des collisions, il nous faut donc un détecteur le plus hermétique possible. En pratique, les principaux obstacles à une complète herméticité sont

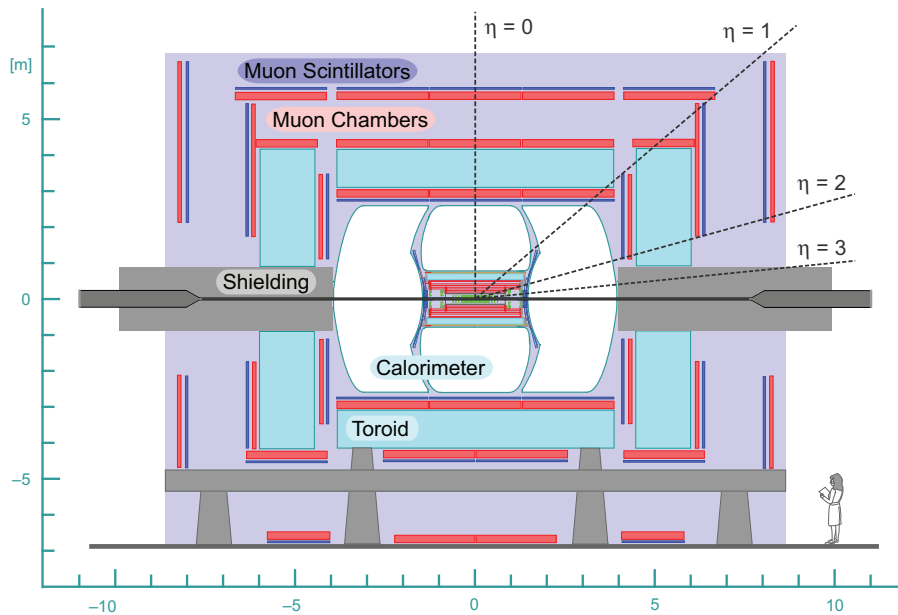


FIGURE 3.5 – Vue en coupe du détecteur DØ et de ses sous-systèmes. Le personnage en bas à droite du schéma donne l'échelle.

la présence de services (câbles d'alimentation et de données, cryogénie, ...) et d'éléments structurels (pieds, supports, ...).

- On veut identifier les particules créées et mesurer leur énergie (et / ou leur impulsion) aussi précisément que possible. En particulier, on veut minimiser la quantité de « matériau mort » (non instrumenté) que les particules vont rencontrer, car de telles parties du détecteur peuvent induire des pertes d'énergie non mesurées pour les particules ou changer leur trajectoire, voire changer leur nature (conversion de photon en paire électron-positon, déclenchement d'une gerbe électromagnétique ou hadronique, etc.).

À cause de toutes ces contraintes, on donne au détecteur une forme cylindrique autour du faisceau, centrée sur le point d'interaction. La figure 3.5 montre une vue en coupe du détecteur DØ. Le premier détecteur en partant du point d'interaction, le plus interne, est le trajectographe, qui permet de mesurer la trace des particules chargées. En particulier, cela permet de reconstruire les *vertex* de l'événement (les endroits dans le tube du faisceau où ont eu lieu les collisions proton-antiproton). Il est constitué de deux parties concentriques, une partie interne au silicium et une partie externe comprenant des fibres scintillantes. Un solénoïde placé à l'extérieur de ce détecteur permet de courber les traces et ainsi de mesurer l'impulsion et la charge des particules. Ce solénoïde était absent au Run I et a réduit la place disponible pour le trajectographe.

À l'extérieur du trajectographe, un calorimètre permet de mesurer l'énergie des électrons, des photons et des hadrons. Ce détecteur est constitué d'un matériau dense où les particules déposent toute leur énergie, et ces dépôts d'énergie sont mesurés. Le calorimètre est divisé en deux parties concentriques, une partie électromagnétique et une partie hadronique. Le rôle de la première est de mesurer l'énergie des photons et des électrons, qui y déposent toute leur énergie. Les hadrons déposent quant à eux l'essentiel de leur énergie dans le calorimètre hadronique.

Géométriquement, le calorimètre se compose d'une partie centrale et de deux parties bouchon, chacune étant contenue dans un cryostat et comprenant les deux parties électromagnétique et hadronique. Pour compenser la présence de matériau mort (solénoïde en amont du calorimètre, parois des cryostats), on adjoint au calorimètre des détecteurs de pied de gerbe (central et à l'avant, en amont du calorimètre) et un détecteur inter-cryostat entre le cryostat du calorimètre central et les cryostats des calorimètres à l'avant.

Les seules particules non arrêtées par le calorimètre sont les neutrinos (non détectés : leur libre parcours moyen dans le plomb est supérieur à une année lumière) et les muons. Pour mesurer l'impulsion de ces derniers, un spectromètre à muons entoure le calorimètre, constitué de chambres à dérive et de scintillateurs détectant le passage des muons et d'un aimant toroïdal dont le champ magnétique courbe la trajectoire des muons et permet de mesurer leur impulsion.

Pour acquérir les signaux des différents systèmes du détecteur DØ, un système de déclenchement est indispensable. Celui-ci recueille des signaux rapides issus de tout le détecteur et doit très rapidement décider si l'événement est suffisamment intéressant pour être enregistré.

Enfin, deux derniers systèmes complètent le détecteur DØ : un moniteur de luminosité et un détecteur de protons à l'avant (ce dernier détecte les protons diffractés à très petits angles et ne sera pas décrit ici).

3.2.1 Système de coordonnées

Avant d'aller plus loin, il est utile d'introduire le système de coordonnées utilisé dans DØ. On définit un repère (x,y,z) tel que l'axe z soit l'axe du faisceau (orienté dans le sens de circulation des protons), que l'axe y soit orienté vertical vers le haut, et l'axe x horizontal, perpendiculaire aux deux premiers et orienté vers l'intérieur de l'anneau (de manière à former un repère orthonormé direct).

À partir de ces axes, on définit un système de coordonnées sphériques (r,θ,ϕ) , centré sur le point d'interaction. Les angles ϕ et θ correspondent respectivement aux angles azimutal et polaire, et r est la distance à partir du point O .

Puisqu'on collisionne des protons et des antiprotons, on sait que les partons à l'origine de l'interaction ont une impulsion quasi nulle dans le plan (x,y) mais non nulle selon l'axe z . Le référentiel du centre de masse associé à la collision est donc « boosté » (au sens boost de Lorentz) par rapport au référentiel du laboratoire.

À cause de cette constatation, il est utile de définir la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right). \quad (3.3)$$

Dans la limite de particules ultra-relativistes ($\frac{mc^2}{E} \rightarrow 0$), la rapidité est égale à la pseudo-rapidité :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (3.4)$$

L'avantage de cette quantité par rapport à l'angle polaire θ est qu'un boost de Lorentz selon l'axe z se traduit par une simple constante additive sur les pseudo-rapidités. En particulier, les différences de pseudo-rapidités sont des invariants de Lorentz (pour des boosts selon l'axe z).

On distinguera dans la suite deux pseudo-rapidités :

La pseudo-rapidité détecteur (η_d) est celle qui est définie à l'aide de l'angle polaire θ par rapport au centre du détecteur (point de coordonnées $(0,0,0)$). Cette pseudo-rapidité est utile lorsqu'on discute d'effets du détecteur.

La pseudo-rapidité physique (η) est quant à elle définie par rapport au vertex d'où est issue la particule. C'est bien sûr celle-ci qu'il faut utiliser dans les calculs cinématiques.

À cause de la translation entre les deux repères (essentiellement selon l'axe du faisceau), ces deux pseudo-rapidités sont différentes et il convient de les distinguer avec précaution.

3.2.2 Le trajectographe

Le système de trajectographie (voir figure 3.6) est le premier détecteur vu par les particules issues de la collision. Il permet de détecter la trace des particules chargées, dont la trajectoire est courbée par un champ magnétique solénoïdal, ce qui permet de déterminer leur impulsion et leur charge. En outre, un autre rôle important de ce système est de déterminer avec précision le lieu des collisions proton-antiproton ayant eu lieu lors de l'événement : s'il y en a eu plusieurs, on désire associer les objets reconstruits dans le reste du détecteur au bon vertex pour vérifier qu'ils proviennent du même vertex. C'est important en particulier pour la détermination de leur impulsion transverse, qui dépend de leur pseudo-rapidité η et donc de la position z sur l'axe du faisceau d'où ils sont issus. Enfin, on a besoin d'une bonne reconstruction des traces pour pouvoir identifier les jets issus d'un quark b : ceux-ci contiennent des mésons beaux qui volent dans le détecteur avant de se désintégrer et produisent donc un vertex secondaire, qu'il faut être capable de reconstruire et de séparer du vertex primaire.

3.2.2.1 Description du détecteur

Le trajectographe se compose de deux parties : un détecteur interne à micropistes de silicium (SMT pour *Silicon Microstrip Tracker*), entouré d'un détecteur à

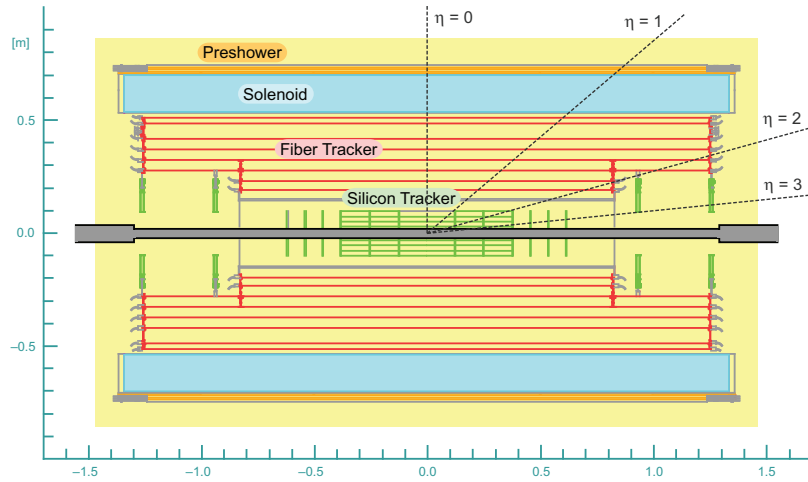


FIGURE 3.6 – Le trajectographe de DØ, avec le SMT au centre autour du tube du faisceau, entouré par le CFT et le solénoïde.

fibres scintillantes (CFT pour *Central Fiber Tracker*). Un solénoïde situé à l'extérieur du trajectographe génère un champ magnétique presque homogène dans celui-ci, nécessaire pour courber les traces et mesurer leur impulsion.

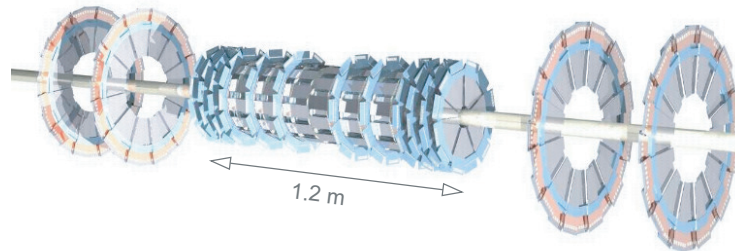


FIGURE 3.7 – Schéma du SMT, avec les tonneaux au centre, entourés des disques F et des disques H.

Le SMT Le SMT (voir figure 3.7) est directement monté autour du tube de faisceau en béryllium, qui a un diamètre externe de 38,1 mm pour une épaisseur de paroi de 0,508 mm. Le principe d'un détecteur à micro-pistes de silicium est le suivant : lorsqu'une particule au minimum d'ionisation traverse une piste, elle ionise localement le silicium et crée des paires électron - trou (environ 22 000 pour une charge de 3,5 fC). Les porteurs de charge dérivent dans le matériau (environ 7 ns pour les électrons) et sont recueillis par les électrodes de lecture.

À cause de la grande taille de la zone d'interaction ($\sigma_z = 25$ cm), il est difficile de

faire en sorte que toutes les traces soient perpendiculaires à la surface des capteurs. C'est pourquoi il a été choisi d'utiliser un enchevêtrement de détecteurs cylindriques (tonneaux) et de disques (voir figure 3.7). Les 6 tonneaux sont constitués de modules appelés échelles, disposés en quatre couches pour un total de 432 modules, et terminés par un disque F. Les 12 disques F et les 4 disques H sont composés de secteurs (respectivement 144 et 96 en tout). En tout le SMT comporte près de 800 000 canaux, dont plus de 90% étaient opérationnels à la fin du Run IIb.

Une cinquième couche a en outre été ajoutée entre le Run IIa et le Run IIb, au plus près du faisceau et appelée couche 0 [14]. Cette couche 0 a pour principal but d'améliorer la résolution sur le paramètre d'impact des traces, et donc la performance des algorithmes d'étiquetage des quarks b . Cette couche couvre la zone $z = \pm 380$ mm avec des capteurs situés à 16 – 17 mm du centre du tube du faisceau, contre 27 mm pour la couche la plus interne du SMT au Run IIa. Une attention particulière a été portée à la résistance aux radiations de la couche 0 lors de sa conception : sa proximité du faisceau la rend très exposée aux radiations.

Les pistes des échelles sont orientées selon l'axe du faisceau, elles ont une longueur typique de 6 cm pour un espacement entre deux pistes de 50 μm (la résolution spatiale du détecteur dépend largement de cet espacement). Chaque couche comporte des échelles sur ses deux faces, disposées en quinconce afin de ne pas laisser d'espace non instrumenté, pour un total de 12 échelles pour les couches 1 et 2 et 24 échelles pour les couches 3 et 4. Les pistes des disques F (resp. H), de dimensions similaires à celles des échelles, font un angle de 30° (resp. 15°) avec le rayon, ce qui permet de coupler l'information sur la position en r et en ϕ .

Les détecteurs au silicium sont très affectés par les dégâts dus aux radiations, en particulier pour les couches les plus proches du faisceau. En effet, à mesure qu'ils vieillissent, la densité de porteurs de charge change à cause de changements dans la structure cristalline, ce qui force à ajuster la tension qu'on doit appliquer pour produire la zone de déplétion dans le semi-conducteur. Pour limiter ces dommages, le SMT est refroidi à moins de 5 °C par un mélange d'eau et d'éthylène de glycol à -10 °C.

Le CFT Le CFT est composé de huit cylindres concentriques entre $r = 20$ cm et $r = 52$ cm, et de longueur 2,52 m (1,66 m pour les deux cylindres les plus internes, à cause des disques H du SMT). Chaque cylindre comporte deux couches de fibres scintillantes (au nombre de 1 280 à 3 520), les fibres de l'une étant alignées selon l'axe du faisceau et celles de l'autre faisant un angle (dit *stéréo*) de $\pm 3^\circ$ avec celui-ci. La lumière de scintillation est acheminée au moyen de fibres optiques à des VLPC (*Visible Light Photon Counters*) situés sous le détecteur DØ. Les fibres ont un diamètre de 835 μm , ce qui permet une résolution spatiale de 100 μm . Le CFT comprend en tout environ 200 km de fibre scintillante pour 800 km de fibre de transmission.

Les fibres sont composées de polystyrène (PS), dopé avec 1% de paraterphénylé (pT) et 1500 ppm de 3-hydroxyflavone (3HF). Les excitations du PS sont transmises de manière non radiative au pT, qui se désexcite en quelques nanosecondes en

émettant de la lumière à 340 nm. Puisque le PS est opaque à cette longueur d'onde, on a besoin du 3HF pour absorber cette lumière et la retransmettre à 530 nm. À cette longueur d'onde la longueur d'atténuation est de 5 m (8 m pour les fibres de transmission).

Les VLPC utilisés pour la détection des photons produits par scintillation sont des détecteurs à avalanche au silicium fonctionnant à très basse température (9 K). Ils sont rapides et peuvent détecter des photons uniques avec une efficacité quantique de plus de 75%. 76 800 canaux de lecture des VLPC sont dédiés au CFT, alors que 22 564 canaux supplémentaires sont dédiés aux détecteurs de pied de gerbe (voir plus loin).

Le solénoïde Afin de mesurer l'impulsion des particules avec autant de précision que possible, il est nécessaire d'avoir un fort champ magnétique pour que la courbure des traces soit aussi grande que possible, comme on le voit sur la formule suivante [15] :

$$d\left(\frac{1}{p_T}\right) = \frac{\Delta\phi}{qBL^2} ds, \quad (3.5)$$

où $d\left(\frac{1}{p_T}\right)$ est la résolution sur l'inverse de l'impulsion transverse, $\Delta\phi$ est l'angle azimutal balayé par l'arc de cercle formé par la trace courbée, q est la charge de la particule, B la norme du champ magnétique, L le rayon du trajectographe et ds la résolution spatiale du trajectographe.

Le solénoïde utilisé dans DØ est un aimant supraconducteur qui génère un champ magnétique de 2 T au centre du détecteur lorsqu'il est traversé par le courant nominal de 4749 A. Parmi les contraintes de conception, il a fallu limiter le budget de matière à moins d'une longueur de radiation X_0 (voir section 3.2.3) pour $\eta = 0$. L'aimant est refroidi à l'hélium liquide par un système cryogénique partagé avec les VLPC.

3.2.2.2 Performances

La résolution spatiale sur la position des traces en combinant les informations du SMT et du CFT est de l'ordre de 15 μm dans le plan transverse et 35 μm suivant l'axe du faisceau. Le CFT seul a quant à lui une résolution de l'ordre de 100 μm . À titre de comparaison, un méson charmé ou beau traverse dans le détecteur une distance typique de $c\tau = 100 - 500 \mu\text{m}$.

Cette résolution spatiale se traduit en une résolution sur l'impulsion des traces qui s'écrit³ :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \left(a \oplus b \frac{p_T}{\text{GeV}/c} \right) \times 10^{-2}. \quad (3.6)$$

Le premier terme est dû aux diffusions multiples (la particule change de trajectoire à cause d'interactions avec le détecteur) et domine à basse énergie. Le deuxième

3. Le symbole \oplus désigne la somme quadratique : $A = a \oplus b \Leftrightarrow A = \sqrt{a^2 + b^2}$. Par exemple, les incertitudes indépendantes sur une grandeur doivent être sommées quadratiquement.

terme est le terme de résolution, dominant à haute impulsion. Il exprime le fait que lorsque l'impulsion augmente, la courbure de la trace de la particule diminue, et donc également la flèche associée. La résolution spatiale du détecteur restant constante, la résolution à haute impulsion est détériorée. Au moment de la conception du trajectographe du Run II, ces paramètres étaient estimés à $a = 1,5\%$ et $b = 0,19\%/GeV/c$ [16].

3.2.3 Le calorimètre

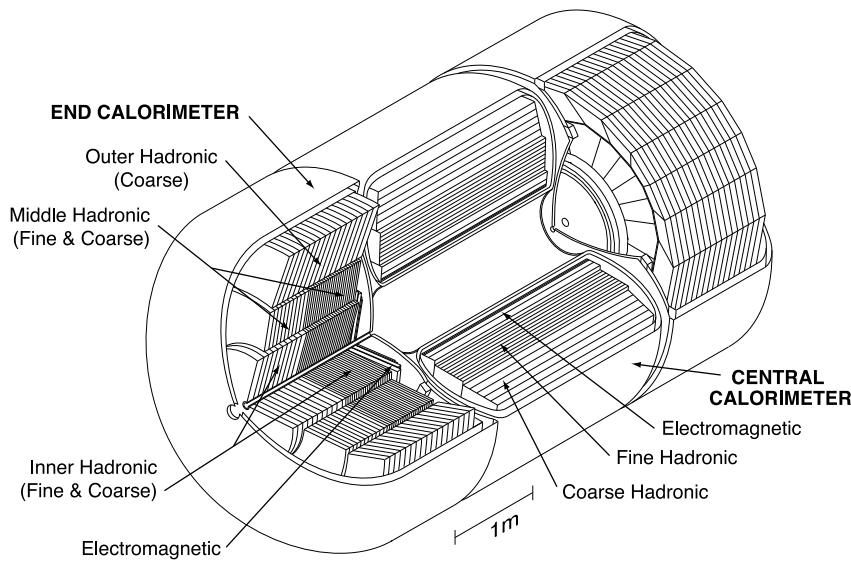


FIGURE 3.8 – Vue d'ensemble du calorimètre.

Le calorimètre (voir figure 3.8) permet de mesurer (destructivement) l'énergie de la plupart des particules qui le traversent, à savoir des électrons, des photons et des hadrons. Lorsque ces particules interagissent avec les milieux denses constituant le calorimètre, ils développent une gerbe de particule (voir figure 3.9) : une gerbe électromagnétique dans le cas des électrons et des photons, ou une gerbe hadronique dans le cas des hadrons [17].

Gerbes électromagnétiques Les deux principales manières qu'a un électron de perdre de l'énergie en interagissant avec la matière sont par ionisation (plutôt à basse énergie) ou par brehmsstrahlung (plutôt à haute énergie). La transition entre les deux régimes a lieu à l'énergie critique $E_c \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1,24}$ pour des liquides ou des solides (où Z est le numéro atomique du matériau). On voit donc qu'un électron de haute énergie émet des photons en interagissant avec la matière, et ces photons peuvent emporter une grande fraction de l'énergie initiale de l'électron.

Les photons, quant à eux, perdent leur énergie essentiellement par effet photoélectrique à basse énergie ou par création de paire électron-positon à haute énergie.

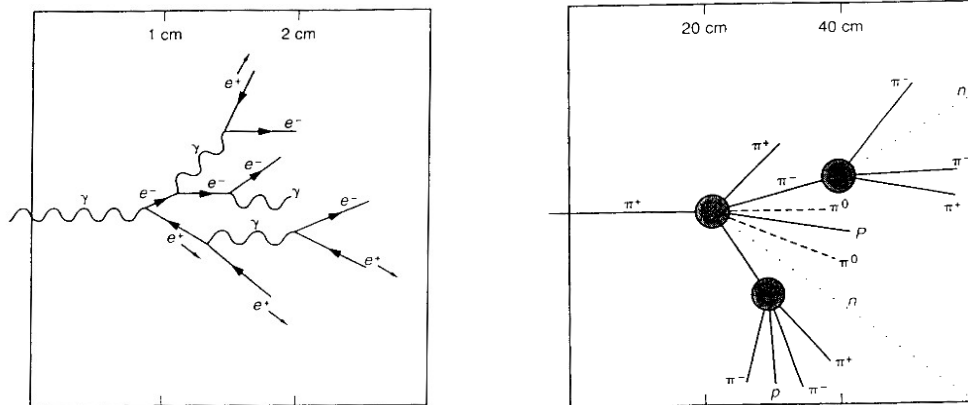


FIGURE 3.9 – Comparaison du développement de gerbes électromagnétique (à gauche) et hadronique (à droite).

Là encore, un photon de haute énergie crée à son tour des électrons et des positons de haute énergie.

Au final, on s'aperçoit qu'un électron ou un photon de haute énergie interagissant avec la matière va rapidement créer un grand nombre d'électrons, de positons et de photons, qu'on appelle une gerbe électromagnétique. À mesure qu'elle progresse dans la matière, chaque particule va créer une nouvelle particule si elle est assez énergétique ($e^- \rightarrow e^- \gamma$ ou $\gamma \rightarrow e^+ e^-$), ou bien être absorbée par la matière dans le cas contraire (ionisation pour les électrons, effet photoélectrique pour les photons). Ce sont les électrons de basse énergie libérés par ces derniers processus qui sont recueillis par les électrodes au sein des cellules du calorimètre (voir plus loin).

Il est utile d'introduire la longueur de radiation X_0 , qui est l'échelle de longueur typique permettant de décrire l'élongation longitudinale des cascades électromagnétiques ($\frac{X_0}{\rho} \approx 3 \text{ cm}$ pour l'uranium). En pratique un électron perd une fraction $1/e$ de son énergie par brehmsstrahlung au bout de $1X_0$, c'est aussi $\frac{7}{9}$ du libre parcours moyen d'un photon pour la production de paire. On introduit aussi le rayon de Molière R_M , qui décrit l'étendue transversale de la gerbe électromagnétique et est du même ordre de grandeur que X_0 (plus précisément $R_M \approx X_0 \times \frac{21 \text{ MeV}}{E_c}$). En moyenne 90% de l'énergie de la particule incidente est déposée dans un cylindre de rayon R_M autour de sa trajectoire initiale.

Gerbes hadroniques La description des interactions des hadrons avec la matière est plus complexe que pour les électrons et les photons car elle est dominée par l'interaction forte, nous n'en esquisserons donc que les grandes lignes ici. Ainsi qu'on le rappelle sur la figure 3.10, on n'observe pas directement les quarks et les gluons produits au moment de l'interaction proton-antiproton mais le produit de leur hadronisation. Ces hadrons doivent être suffisamment stables pour avoir le temps d'atteindre le calorimètre, les autres se désintégrant avant. On parle donc ici

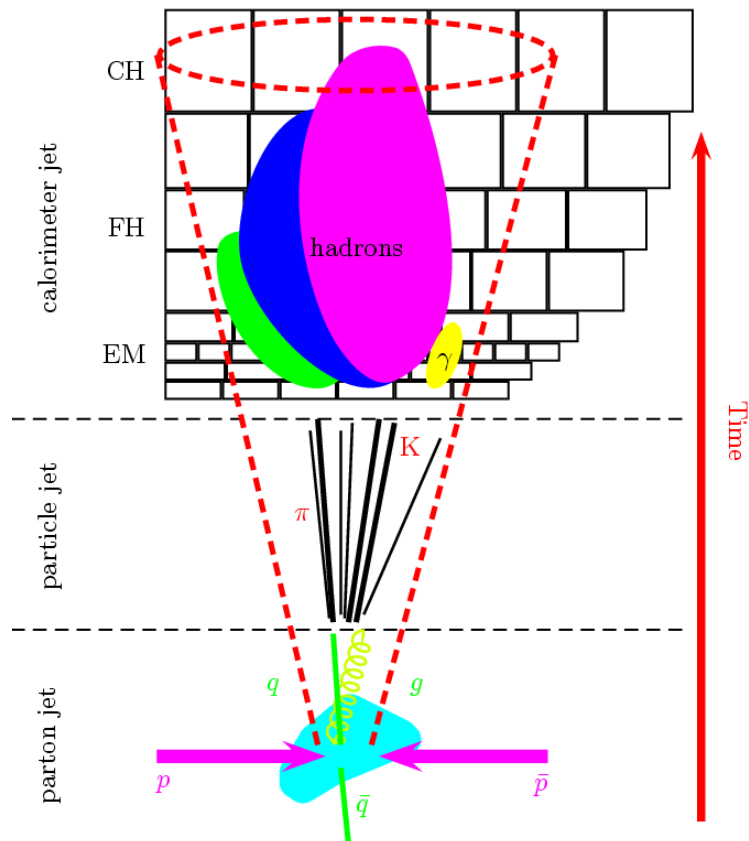


FIGURE 3.10 – Du parton au jet : un ou plusieurs partons (quarks ou gluons) sont émis au moment de l'interaction dure (jet de partons), ces partons s'hadronisent pour donner des objets neutres de couleur pour $SU(3)_C$ (jet de particules) et enfin ces hadrons interagissent avec la matière du calorimètre pour former une gerbe hadronique.

de pions, kaons, protons, neutrons.

Une gerbe hadronique est composée de nombreuses composantes : les mésons η et π^0 peuvent se désintégrer en deux photons, les kaons peuvent produire des muons, et les autres hadrons peuvent déposer leur énergie par ionisation ou excitation mais aussi par interaction avec les noyaux (production de protons et neutrons par spallation, de neutrons par évaporation, et d'autres produits de spallation). Parmi ces particules, une fraction non négligeable (20 – 40%) n'est pas détectée, à cause de l'énergie de recul des noyaux, de photons γ non détectés, etc.

La réponse du calorimètre aux composantes hadroniques (notée h) et électromagnétique (notée e ; due à $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) de la gerbe est en général différente, mais on doit faire en sorte que ces réponses soient les plus proches possibles, sous peine de dégradation significative de la résolution en énergie. Si $\frac{h}{e} = 1$, on dit que le calorimètre est compensé. Dans le cas de DØ, le calorimètre était à peu près compensé pour le Run I, mais ce n'était plus le cas pour le Run II (à cause de changements dans le temps d'intégration du signal des cellules et dans la suppression de zéro⁴).

On introduit la longueur caractéristique d'interaction nucléaire λ_I ($\frac{\lambda_I}{\rho} \approx 12$ cm pour l'uranium), qui est l'équivalent pour les gerbes hadroniques de la longueur de radiation X_0 .

3.2.3.1 Description du détecteur

Le calorimètre de DØ est divisé en deux en partant du point d'interaction : une partie électromagnétique (EM) et une partie hadronique. Cette dernière est elle-même divisée en une partie précise (*Fine Hadronic* ou FH) et une partie grossière (*Coarse Hadronic* ou CH).

DØ utilise un calorimètre à argon liquide, divisé en trois parties possédant chacune leur cryostat propre (maintenant le détecteur à une température de 90 K) : une partie centrale (CC, couvrant la gamme de pseudo-rapidités $|\eta| \lesssim 1$) et deux parties à l'avant (ECN et ECS, étendant la couverture jusque $|\eta| \approx 4$).

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage, car le matériau qui absorbe l'énergie (ici l'argon liquide) n'est pas le même que celui qui la mesure, dans les plaques absorbantes. Dans le cas de DØ, celles-ci sont en uranium pur (calorimètre électromagnétique), en alliage uranium-niobium (calorimètre hadronique fin) ou en cuivre ou en acier inoxydable (calorimètre hadronique grossier ; cuivre dans la partie centrale et acier dans les parties à l'avant). L'autre type de calorimètre est dit homogène, comme ceux de CDF ou de CMS (au LHC). Un calorimètre à échantillonnage comporte l'avantage de comporter plusieurs couches, donc plus d'informations sur la forme de la gerbe et la répartition de l'énergie déposée au sein de celle-ci. En contrepartie, la présence de matériau absorbant non instrumenté (l'uranium) implique qu'il faut extrapoler l'énergie qui y a été déposée, et la résolution en énergie est moins bonne.

4. On appelle *suppression de zéro* la procédure consistant à soustraire au signal des cellules le niveau moyen de bruit.

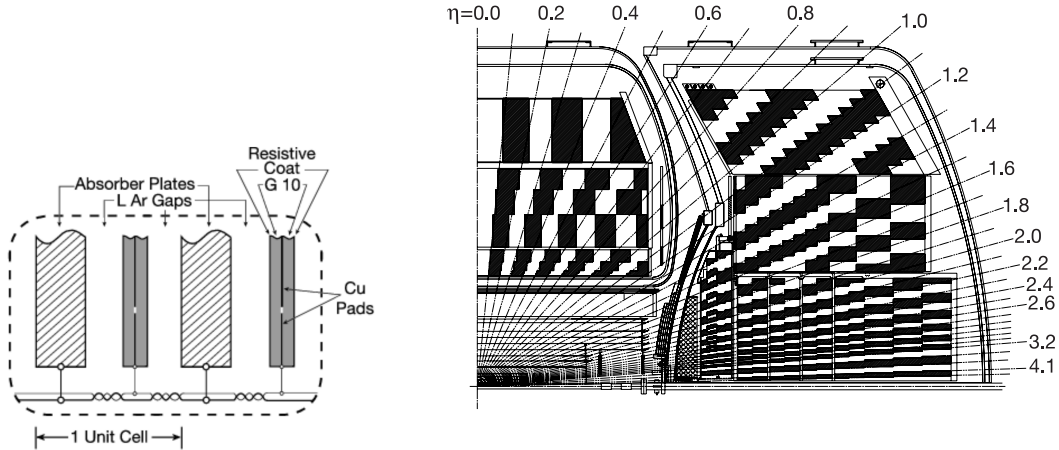


FIGURE 3.11 – À gauche : schéma d'une cellule typique du calorimètre. À droite : vue en coupe d'une partie du calorimètre de DØ, montrant le schéma de segmentation transversale et longitudinale.

En pratique, une cellule du calorimètre (voir figure 3.11) se compose d'une plaque absorbante (reliée à la masse) et d'une électrode de cuivre (soumise à une haute tension, typiquement 2 kV), séparées par un espace et baignant dans l'argon liquide. Lorsqu'une particule de la gerbe traverse l'argon liquide, celui-ci est ionisé et les électrons dérivent vers l'électrode de cuivre. Le courant est alors recueilli pour être lu par l'électronique de lecture (voir plus loin).

Géométriquement, le calorimètre est découpé en couches (quatre couches pour le calorimètre EM, trois à quatre pour FH et une pour CH) et en tours pseudo-projectives de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.1 \times 0.1$. On dit que ces tours sont pseudo-projectives et non projectives car, si les centres des cellules sont bien alignés selon des rayons de rapidité constante issus du point d'interaction, les limites des cellules sont elles perpendiculaires aux plaques absorbantes (voir figure 3.11). La troisième couche du calorimètre électromagnétique, où on attend le maximum de la gerbe (voir figure 3.12), est cependant segmentée plus finement ($\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.05 \times 0.05$).

Les quatre couches du calorimètre électromagnétique ont une épaisseur de 1,4, 2,0, 6,8 et $9,8X_0$ respectivement pour le CC (pour un total de $20X_0$), et 1,6, 2,6, 7,9 et $9,3X_0$ respectivement pour le EC (pour un total de $21,4X_0$). Le calorimètre hadronique fin a une épaisseur de 3 à $4\lambda_I$ (selon η), plus 3,2 à $6\lambda_I$ pour le calorimètre hadronique grossier.

Cependant la quantité de matière en amont de la première électrode est très importante : environ $4,0X_0$ pour $\eta = 0$ ($4,4X_0$ pour $\eta = 2$), ce qui implique que les gerbes électromagnétiques commencent bien en amont du calorimètre. Pour cette raison, des détecteurs de pieds de gerbe, central (*Central PreShower* ou CPS, pour $\eta < 1.3$) et à l'avant (*Forward PreShower* ou FPS, pour $1,5 < |\eta| < 2,5$) ont été installés juste avant les cryostats des calorimètre. Ces détecteurs, constitués de fibres scintillantes dont la lumière est détectée par des VLPC, donnent des informations

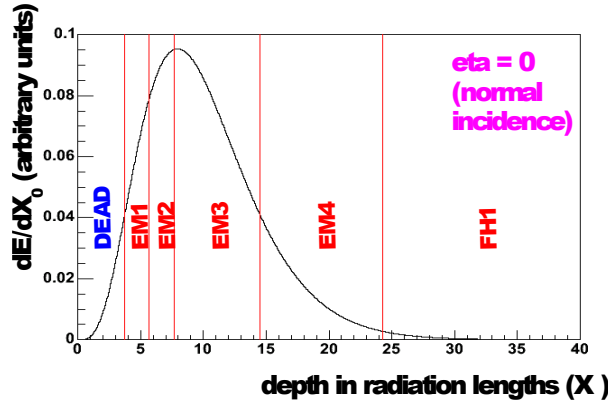


FIGURE 3.12 – Profil d'une gerbe électromagnétique typique à $\eta_D = 0$.

à la fois sur l'énergie et la position des particules qui les traversent, permettant ainsi d'améliorer l'association d'une trace avec un amas calorimétrique pour les électrons par exemple, ou de reconstruire la position du vertex d'origine des photons en combinant l'information du CPS et du calorimètre. Pour initier la gerbe, un radiateur en plomb de 0,5 cm d'épaisseur (soit $1X_0$) et long de 2,43 m (couvrant $|\eta_d| < 1.31$) est situé entre le solénoïde et le CPS, venant s'ajouter à l'épaisseur du solénoïde de $0,9X_0$ en incidence normale. Le FPS est aussi doté d'un absorbeur similaire, d'une épaisseur de $2X_0$.

Pour compenser la couverture incomplète du calorimètre pour des pseudo-rapidités $0,8 < |\eta| < 1,4$, à cause des parois de ses cryostats, DØ comporte également quelques *massless gaps* (des cellules de calorimètre sans absorbeur d'uranium) et un détecteur inter-cryostat (ICD). Ce dernier, intercalé entre les cryostats du CC et du EC des deux côtés du CC, est composé de tuiles scintillantes couvrant la région $1.1 < |\eta| < 1.4$ (aussi appelée région inter-cryostat ou ICR) avec une segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.1 \times 0.1$. La lumière émise par le scintillateur est acheminée à des tubes photo-multiplieurs (PMT) au moyen d'une fibre à décalage de longueur d'onde.

3.2.3.2 Performances

La résolution σ_E/E d'un calorimètre, d'une manière générale, s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}. \quad (3.7)$$

Le terme dominant est le terme stochastique en $\frac{a}{\sqrt{E}}$, qui provient des fluctuations statistiques d'un événement à l'autre (caractéristiques intrinsèques de la gerbe, part de l'énergie perdue dans le matériau mort, etc.). Cependant on a aussi un terme $\frac{c}{E}$ (donc constant avec l'énergie), important seulement à très basse énergie et provenant d'effets tels que les piédestaux ou le bruit de l'électronique. Enfin le terme b , dit

constant, limite la résolution à haute énergie, à cause d'erreurs d'étalonnage ou d'inhomogénéités du détecteur.

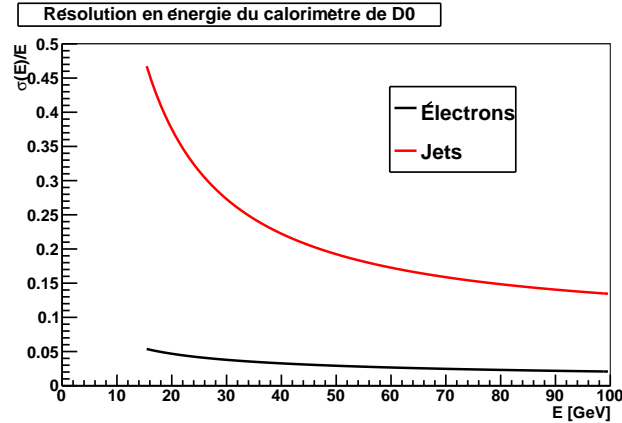


FIGURE 3.13 – Résolution en énergie du calorimètre pour des pions (en rouge) et pour des électrons (en noir).

Pour les électrons (resp. les jets), on donne l'ordre de grandeur de ces paramètres dans la partie centrale [18, 19] : $a = 0,202$ (0,85) $\sqrt{\text{GeV}}$, $b = 0,004$ (0,083) et $c = 0,23$ (6,26) GeV. La figure 3.13 représente l'évolution de la résolution en fonction de l'énergie.

3.2.3.3 Étalonnage

Le calorimètre fournit la mesure principale d'énergie de la plupart des particules, mais sa réponse est inconnue *a priori* et doit être étalonnée. Plusieurs procédures sont utilisées à cette fin, répétées tout au long de la prise de données.

- La réponse de l'électronique est étalonnée régulièrement au moyen de *pulsers* qui soumettent la chaîne d'électronique à des signaux d'amplitude connue. En outre, les piédestaux des convertisseurs analogique-numérique (ADC), correspondant à la sortie en l'absence de signal d'entrée, sont déterminés entre chaque store du Tevatron : ils sont utilisés dans la suppression de zéro.
- La réponse des PMT de l'ICD est étalonnée en envoyant directement de la lumière sur les scintillateurs au moyen de diodes électroluminescentes (LED).
- La réponse globale du calorimètre est étalonnée de plusieurs manières. On commence par un étalonnage relatif : on utilise des données de biais minimum (voir section 3.2.6) pour l'étalonnage « inter-phi », en comparant la réponse d'une tour à η_d donné aux autres du même η_d mais de ϕ différent, et on fait de même ensuite pour les cellules des différentes couches à η_d donné. Ensuite, on étalonne le calorimètre pour différentes tranches en η_d en utilisant des données $Z \rightarrow e^+e^-$, ce qui donne l'échelle absolue en énergie (puisque la masse du boson Z est connue avec une excellente précision). L'échelle en

énergie de l'ICD est déterminée indépendamment en suivant une procédure similaire.

3.2.4 Le système à muons

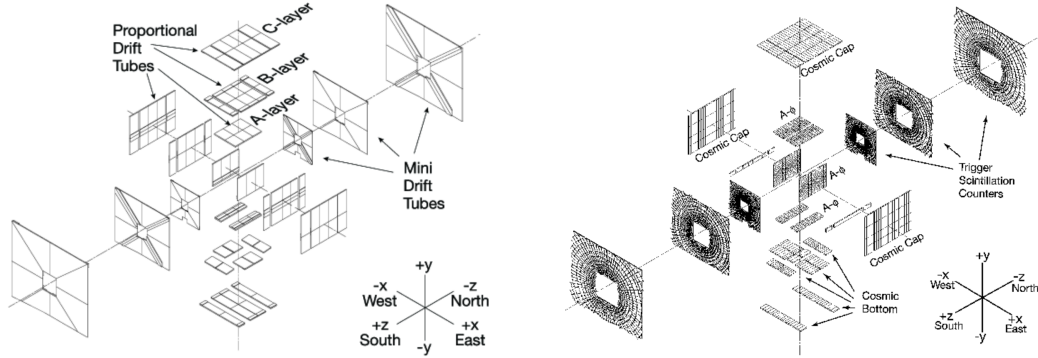


FIGURE 3.14 – Disposition des chambres à dérive (gauche) et des scintillateurs (droite).

Les muons sont assez stables pour sortir du détecteur avant de se désintégrer ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$), car ils peuvent parcourir une très grande distance ($c\tau = 657$ m). Cependant, un muon étant de l'ordre de 200 fois plus lourd qu'un électron, il subit beaucoup moins de pertes par brehmsstrahlung et perd peu d'énergie dans la matière. On ne va donc pas mesurer l'énergie des muons en leur faisant perdre toute leur énergie dans un détecteur, mais plutôt en mesurant leur impulsion, en observant leur trajectoire dans un champ magnétique, selon un principe similaire à celui utilisé dans le trajectographe. On utilise cependant ici un champ toroïdal (d'environ 2 T) au lieu d'un champ solénoïdal.

Le système à muons est donc constitué, outre des aimants toroïdaux, de chambres à dérive (pour les mesures précises) et de scintillateurs (pour le système de déclenchement). On distingue également la partie centrale (couvrant $|\eta| \lesssim 1$) et la partie à l'avant (jusque $|\eta| \approx 2$).

3.2.4.1 Description du détecteur

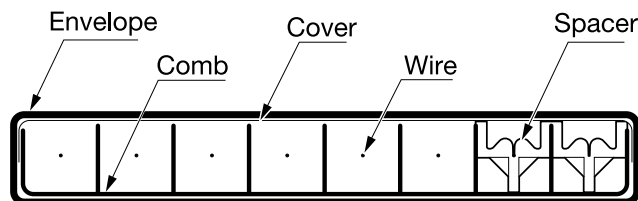


FIGURE 3.15 – Vue en coupe d'un MDT.

Les chambres à dérive sont réparties en trois couches A, B et C, le toroïde se trouvant entre les couches A et B. Elles sont de deux types : chambres à dérive proportionnelles (PDT) dans la partie centrale et mini-tubes à dérive (MDT) dans les parties à l'avant. Dans tous les cas, on a un fil d'anode central entouré d'une cathode (deux pour les PDT), l'espace entre les deux étant rempli d'un mélange de gaz (voir figure 3.15 pour le cas d'un MDT). Lorsqu'un muon traverse la chambre, il ionise le gaz contenu dans la chambre et les électrons produits sont recueillis par l'anode, sous l'effet de la différence de potentiel d'environ 2 kV régnant entre la cathode et l'anode. La mesure du temps de dérive des électrons, ainsi que celle de la répartition de la charge entre les deux cathodes pour les PDT, permet de déterminer la position du passage du muon dans la chambre.

Dans le cas des PDT, les chambres se décomposent en pratique en cellules parallélépipédiques d'environ $5\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 5.6\text{ m}$, remplies d'un mélange de 84% d'argon, 8% de méthane et 8% de CF_4 . Les MDT quant à elles ont une section de $9.4\text{ mm} \times 9.4\text{ mm}$ et une longueur inférieure à 5.8 m, et sont remplies d'un mélange de 90 % de CF_4 pour 10 % de CH_4 . Bien que le principe de fonctionnement des PDT et des MDT soit le même, les MDT bénéficient d'un meilleur temps de réponse (moins de 132 ns contre jusqu'à 500 ns pour les PDT), ainsi que d'une meilleure résolution spatiale (0.7 mm contre 1 à 5 mm pour les PDT). Ces meilleures performances ont justifié l'emploi de MDT pour le Run II en remplacement du système à l'avant utilisé pour les muons au Run I.

On adjoint à ces chambres à dérives des compteurs à scintillation, qui ne donnent qu'une information grossière sur la position mais sont beaucoup plus rapides et permettent leur utilisation dans le système de déclenchement. Dans le système central, des scintillateurs sont associés aux couches A et C de PDT, et aux couches A, B et C du système à l'avant. La technologie exacte utilisée varie selon les cas, mais il s'agit toujours de scintillateurs solides émettant de la lumière lorsqu'ils sont traversés par un muon, laquelle lumière est recueillie par un PMT. Ces détecteurs ont une résolution en temps de l'ordre de quelques nanosecondes, et une efficacité de l'ordre de 99%.

3.2.4.2 Performances

Les tubes à dérive permettent une résolution spatiale sur la position des traces de 1 mm perpendiculairement au fil et 5 mm dans le sens du fil. Les mini-tubes à dérive permettent quant à eux une résolution de 0.7 mm perpendiculairement au fil.

La résolution en impulsion du système à muons s'écrit de manière analogue à celle du trajectographe :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = A p_T \oplus B \sqrt{\cosh(\eta)}. \quad (3.8)$$

On reconnaît les mêmes termes que pour le trajectographe : A est le terme de résolution et B est dû aux diffusions multiples.

Lorsque le muon est bien reconstruit, c'est-à-dire qu'une trace dans le système à muons est associée à une trace avec des coups dans le SMT (section 3.2.2.1), les termes de résolutions pour des muons de pseudo-rapidité centrale $|\eta_{\text{CFT}}| < 1,6$ (resp. à l'avant, $|\eta_{\text{CFT}}| > 1,6$) sont $A = 2,3 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ (resp. $A = 3,9 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$) et $B = 2,5 \times 10^{-2}$ (resp. $B = 3,7 \times 10^{-2}$) [20]. Cela se traduit par une résolution sur l'impulsion des muons de 2,6% dans le meilleur des cas (muons centraux de bas p_T avec des hits dans le SMT), contre 9,3% à 40 GeV. La résolution du système à muons seule, sans combinaison avec le trajectographe, est en revanche bien moins bonne ($A \sim 12 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$, $B \sim 20 \times 10^{-2}$ [21]). La grande valeur du terme de diffusion multiple B provient de la présence du toroïde et rend une meilleure résolution spatiale des mini-tubes à dérive inutile.

3.2.5 Luminosité instantanée

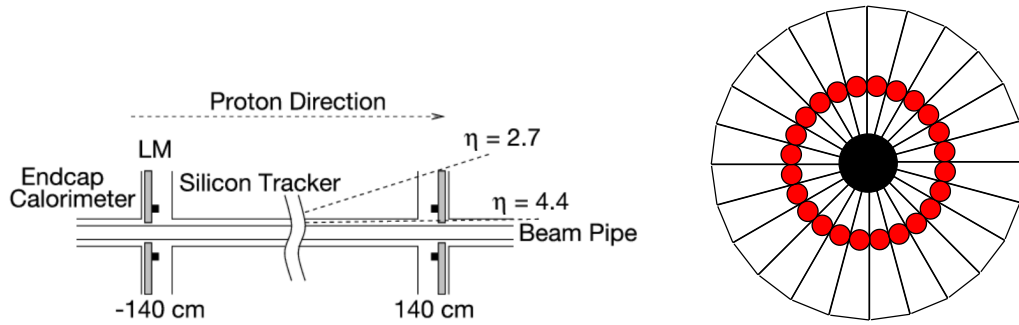


FIGURE 3.16 – Gauche : Position des moniteurs de luminosité. Droite : Schéma d'un moniteur de luminosité avec ses 24 secteurs. La position des PMT est indiquée par les cercles rouges.

Comme on l'a déjà mentionné à la section 3.1.2.4, la luminosité instantanée L permet de lier le nombre d'événements N observés pour un processus donné à sa section efficace σ : $\frac{dN}{dt} = \sigma L$. Puisqu'on mesure des nombres d'événements, on voit qu'une bonne détermination de L est cruciale pour pouvoir mesurer des sections efficaces avec précision.

La luminosité instantanée est mesurée dans DØ à l'aide de deux détecteurs, les moniteurs de luminosité (LM), situés de part et d'autre du SMT, à $z = \pm 140 \text{ cm}$, couvrant la gamme de pseudo-rapidités $2,7 < |\eta| < 4,4$ (voir figure 3.16, gauche). Ces moniteurs sont de simples compteurs et détectent les collisions $p\bar{p}$ inélastiques. Chaque moniteur est composé de 24 secteurs de scintillateur plastique, dont la lumière est recueillie par des PMT (voir figure 3.16, droite). Afin de distinguer les collisions $p\bar{p}$ inélastiques de coups provenant du halo du faisceau, les détecteurs fournissent une mesure du temps de vol des particules, avec une résolution d'environ 0,3 ns (soit environ 9 cm). En pratique on utilise $z_v = \frac{c}{2}(t_- - t_+)$ comme estimateur de la position du vertex, où t_+ et t_- sont les temps fournis par chacun de deux détecteurs. Les événements pour lesquels $|z_v| \geq 100 \text{ cm}$ sont rejetés, car

pour une particule du halo on a $|z_v| \approx 140$ cm. La contamination de collisions inélastiques dans les événements rejetés est très faible ($\sigma_z \approx 30$ cm pour les collisions $p\bar{p}$).

Ensuite, la luminosité instantanée est déterminée à l'aide de la formule $L = \frac{f\bar{N}_{LM}}{\sigma_{LM}}$, où f est la fréquence de croisement des faisceaux, \bar{N}_{LM} est le nombre moyen d'interactions $p\bar{p}$ inélastiques détecté par croisement de faisceaux et σ_{LM} est la section efficace $p\bar{p}$ inélastique totale σ_{inel} corrigée de l'acceptance et de l'efficacité des moniteurs de luminosité [22], aussi appelée constante de luminosité. Cette constante vaut $\sigma_{LM} = \sigma_{p\bar{p},\text{eff}}=48,0\pm 2,9$ mb pour le Run IIa [23] (soit une incertitude de 6,1%) et $\sigma_{LM} = \sigma_{p\bar{p},\text{eff}}=48,3\pm 2$ mb pour le Run IIb [24] (soit une incertitude de 4,2%). L'incertitude sur la constante de luminosité est importante car elle correspond à l'incertitude sur la luminosité intégrée, $\mathcal{L} = \int L dt$.

La section efficace $p\bar{p}$ inélastique totale σ_{inel} s'écrit $\sigma_{\text{inel}} = \sigma_{\text{nd}} + \sigma_{\text{sd}} + \sigma_{\text{dd}}$, où σ_{nd} est la section efficace des événements non diffractifs (le proton et l'antiproton sont détruits), σ_{sd} celle des événements simplement diffractifs (le proton ou l'antiproton est intact) et σ_{dd} celle des événements doublement diffractifs (proton et antiproton sont intacts). La mesure de σ_{inel} a été effectuée par les expériences E710, E811 et CDF et vaut $\sigma_{\text{inel}} = 60,7 \pm 2,4$ mb [25]⁵. Avec A_i l'acceptance du moniteur de luminosité (déterminée par la simulation) correspondant à chaque classe d'événements, la constante de luminosité s'écrit alors :

$$\sigma_{LM} = \sigma_{\text{nd}}A_{\text{nd}} + \sigma_{\text{sd}}A_{\text{sd}} + \sigma_{\text{dd}}A_{\text{dd}}. \quad (3.9)$$

Les valeurs des grandeurs intervenant dans cette formule sont données dans le tableau 3.1.

Processus	section efficace (mb)	acceptance géométrique
Non diffractif	40,5	0,99
Simplement diffractif	17,44	0,33
Doublement diffractif	2,7	0,5

TABLE 3.1 – Sections efficaces et acceptances géométriques des processus inélastiques utilisés pour mesurer la luminosité instantanée [24].

En pratique, à cause de \bar{N}_{LM} , on a besoin de moyenner sur un grand nombre de croisements de faisceaux, mais pendant un temps suffisamment court pour qu'on puisse considérer que la luminosité instantanée est restée constante dans l'intervalle. Ce temps est appelé Luminosity Block et dure de l'ordre d'une minute. Pour déterminer \bar{N}_{LM} , on compte la fraction f_0 de croisements de faisceau où aucune interaction $p\bar{p}$ inélastique n'a été détectée pendant un Luminosity Block, et on utilise la loi statistique de Poisson ($P(X = k) = \frac{\bar{N}_{LM}^k e^{-\bar{N}_{LM}}}{k!}$) :

5. Cette moyenne ne prend pas en compte la mesure de E710. Notons également que les mesures de E811 et CDF sont incompatibles.

$$f_0 = e^{-\bar{N}_{LM}} \quad \text{soit} \quad \bar{N}_{LM} = -\ln f_0. \quad (3.10)$$

3.2.6 Le système de déclenchement

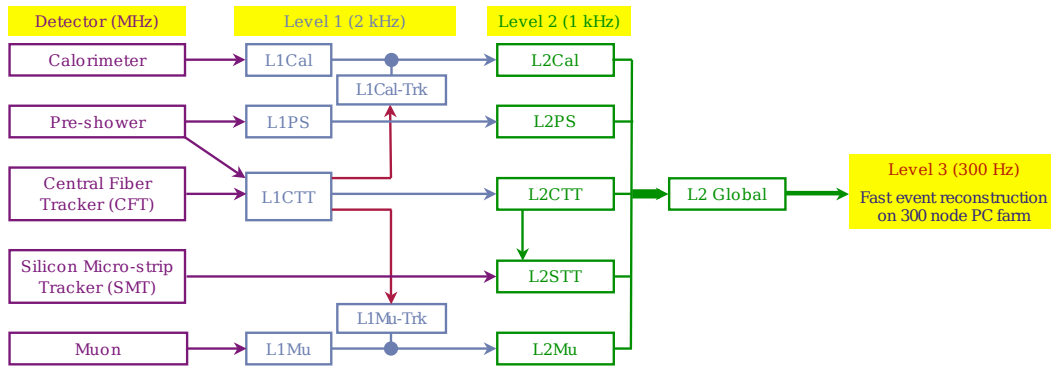


FIGURE 3.17 – Architecture du système de déclenchement à DØ.

On a vu que les faisceaux de protons et d'antiprotons se croisaient toutes les 396 ns au Tevatron, soit avec une fréquence de 2,5 MHz. À raison de quelques centaines de kilo-octets par événement, impossible de tout garder, pour des raisons de bande passante, de temps mort lors de la lecture de tous les canaux du détecteur, de coût du stockage et de temps pour analyser ensuite toutes ces données. On ne peut enregistrer qu'environ 50 à 100 événements par seconde (avec en outre un certain temps mort à chaque enregistrement), soit seulement un événement sur 25 000. Il est donc crucial de posséder un système de déclenchement performant dont les qualités demandées sont une grande rapidité et une grande efficacité.

Étant donnée le tri drastique demandé au système de déclenchement, son architecture à DØ (figure 3.17) est divisée en trois niveaux, de précision et complexité croissantes et de rapidité décroissante, et s'appuyant sur une architecture allant du tout matériel pour le niveau 1 au tout logiciel pour le niveau 3.

On peut définir plusieurs catégories d'événements intéressants, c'est pourquoi il existe une variété d'ensembles de conditions de déclenchement appelés *menus*. Les événements avec un objet de grande impulsion transverse par exemple, en particulier un lepton, sont bien sûr à garder, ainsi que des événements avec une grande impulsion transverse manquante : ils peuvent provenir d'un boson vecteur électrofaible ou d'un top, voire d'un boson de Higgs ou d'un phénomène de nouvelle physique. D'un autre côté, les événements plus « mous » sont également à garder pour les analyses de QCD ou de physique du quark *b*. Cependant, à cause de sections efficaces beaucoup plus élevées, on est obligé de ne garder arbitrairement qu'une fraction de ces événements : on appelle *facteur de prescale* l'inverse de cette fraction.

Il existe des menus de déclenchement particuliers qui utilisent à l'extrême ce système de prescale : tout événement a une chance d'être enregistré indépendam-

ment de ses caractéristiques, on dit alors que c'est un événement de biais minimum ou de biais nul. Si les moniteurs de luminosité détectent une collision inélastique, l'événement pourra être enregistré en tant qu'événement de biais minimum. L'enregistrement d'événements de biais nul peut quant à lui intervenir qu'une collision inélastique soit détectée ou non. De tels événements sont utiles pour suivre le bon fonctionnement du détecteur en temps réel aussi bien que sur le long terme, pour des études liées à l'étalonnage et à la compréhension du détecteur (par exemple de ses bruits électroniques), mais aussi étudier l'effet des interactions multiples, de l'événement sous-jacent et de l'empilement hors-temps (signaux dans le détecteur provenant de l'interaction précédente). Les interactions multiples et l'empilement hors-temps sont collectivement appelés *pile-up*.

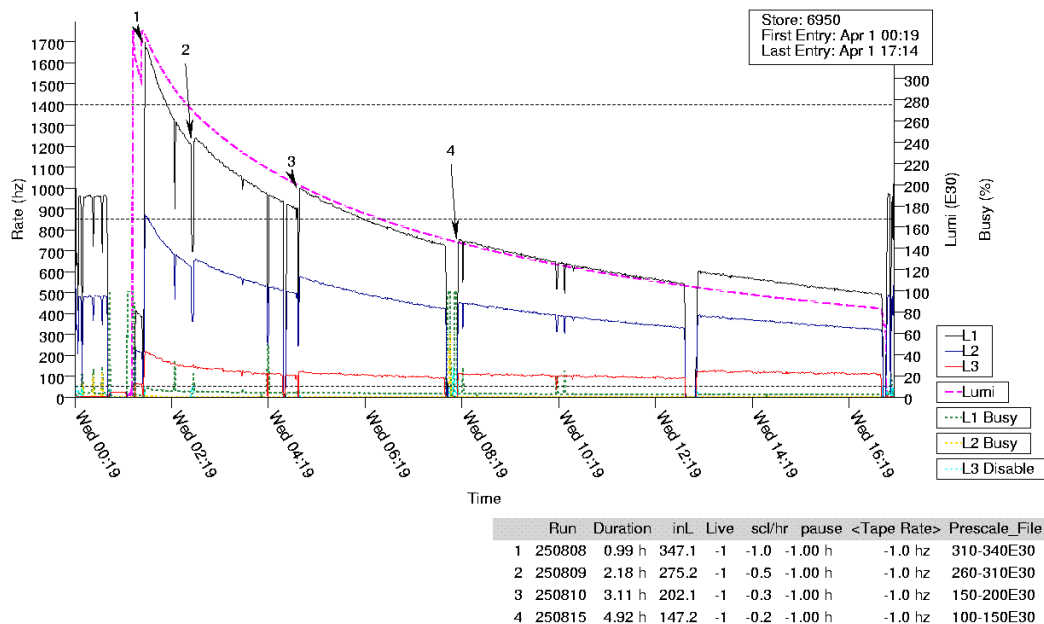


FIGURE 3.18 – Évolution de la luminosité instantanée (tirets roses) et des taux de déclenchement (traits plein noir, bleu et rouge) lors d'un store typique. Le découpage en runs est également visible.

À mesure que la luminosité instantanée décroît pendant un store, il est nécessaire d'ajuster la liste de menus de déclenchement utilisée, ainsi que les facteurs de prescale le cas échéant, afin de maintenir un taux d'événements enregistrés par seconde à peu près constant (voir figure 3.18). C'est pourquoi des listes de menus sont définies par gamme de luminosité instantanée. La prise de données est découpée en *runs* (d'une durée de une à quelques heures en conditions normales), et chaque changement de liste de menus de déclenchement correspond en particulier à un changement de run.

3.2.6.1 Premier niveau de déclenchement (L1)

Le premier niveau se doit d'être capable de rejeter un événement rapidement (en moins de $3,5 \mu\text{s}$) pour ramener le taux d'événements de $2,5 \text{ MHz}$ à environ 2 kHz . Il est constitué d'éléments d'électronique rapide tels que des discriminateurs, qui comparent le signal qui leur est fourni en entrée à une référence pour retourner en sortie une valeur logique (0 ou 1). Par exemple, on peut décider qu'on accepte l'événement si l'énergie déposée dans une tour du calorimètre dépasse un certain seuil. Ces valeurs logiques sont ensuite combinées au moyen de portes logiques, codées dans des processeurs programmables appelés *FPGA* (pour *Field Programmable Gate Array*). Cependant, pour une décision rapide, seule une information partielle provenant du détecteur est disponible, et seuls les sous-détecteurs les plus rapides peuvent être inclus dans la décision (le SMT est exclu par exemple).

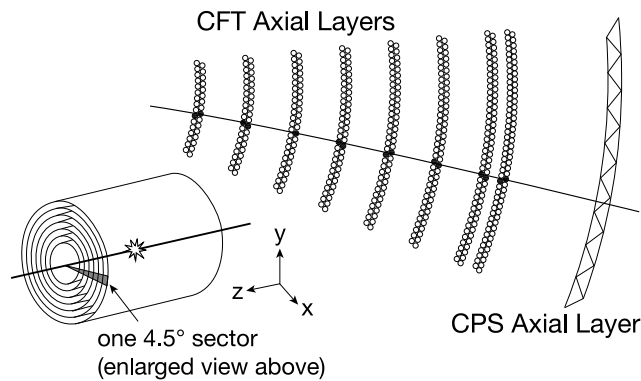


FIGURE 3.19 – Reconstruction d'une trace par le CTT.

Un sous-ensemble important de ce premier niveau de déclenchement est le système central de déclenchement lié aux traces (*Central Track Trigger*, L1CTT). Celui-ci regroupe les informations des fibres axiales du CFT et du CPS, et produit des listes de traces en comparant les coups de ces sous-détecteurs à environ 20 000 modèles de traces prédéfinies (voir figure 3.19), dans des secteurs de $4,5^\circ$ en ϕ et pour quatre seuils en impulsion. Ces listes sont communiquées aux systèmes de déclenchement de niveau 1 du calorimètre et du système à muons. Il fournit également des véto en occupation, agissant comme une première approximation de l'isolation des traces.

En ce qui concerne le calorimètre, les énergies des cellules sont sommées par tours de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$, et les dépôts les plus énergétiques sont comparés aux positions des traces trouvées par le L1CTT pour former des candidates électrons, jets ou taus.

Le système de déclenchement pour le système à muons essaie lui aussi d'associer les traces fournies par le L1CTT à des coups dans les scintillateurs des couches A et/ou B, puis à des coups dans les chambres à fils correspondantes.

3.2.6.2 Deuxième niveau de déclenchement (L2)

Le deuxième niveau accepte un taux d'événements d'environ 2 kHz déterminé par le temps de lecture du SMT et le temps de lecture du système à muons, qu'il doit ramener à moins de 1 kHz. Il prend pour cela des décisions en moins de 100 μ s. À la différence du niveau L1, entièrement implémenté de manière « matérielle » (FPGA et composants dédiés), le niveau L2 mélange matériel et logiciel et s'appuie en partie sur des codes en C++ tournant sur des ordinateurs spécifiques (processeurs *L2beta*).

Les objets provenant du niveau L1 sont raffinés (en particulier pour le calorimètre et les muons), chaque sous-système étant traité par une chaîne spécifique fonctionnant en parallèle. Pour le calorimètre, les tours sont combinées entre elles autour des tours les plus énergétiques (des « graines » caractérisées par $E_T \geq 1$ ou 2 GeV) pour former une liste de candidats électrons / photons ou jets. La qualité des candidats muons est améliorée en combinant la sortie du niveau L1 avec des informations supplémentaires des tubes à dérive et des scintillateurs, en particulier sur le temps d'arrivée des signaux.

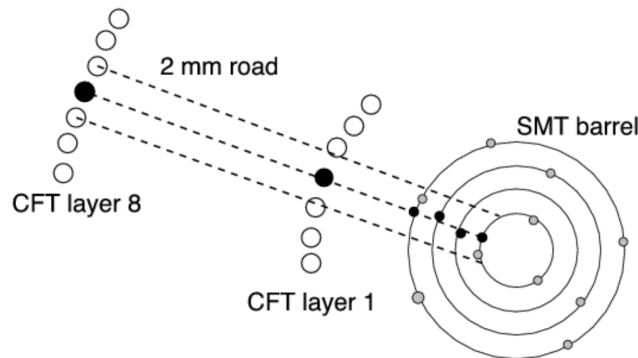


FIGURE 3.20 – Prise en compte des coups du SMT pour améliorer les traces du L1CTT.

Les informations du SMT sont lues pour être incluses dans le niveau L2. Les traces fournies par le L1CTT sont propagées vers l'intérieur et des coups dans le SMT sont recherchés sur leur route (voir figure 3.20). Grâce à la résolution spatiale bien supérieure du SMT, cela permet à la fois de rejeter des fausses traces et de déterminer un éventuel paramètre d'impact de la trace par rapport à l'axe du faisceau pour détecter la désintégration de particules à long temps de vie tels que les hadrons B .

Toutes ces informations sont combinées dans L2Global, qui est la première étape du processus de déclenchement à pouvoir établir des corrélations entre tous les sous-détecteurs.

3.2.6.3 Troisième niveau de déclenchement (L3)

Si l'événement a été accepté par le niveau L2, l'ensemble du détecteur DØ est lu (il manquait jusqu'ici la mesure précise de l'énergie des cellules du calorimètre) et les données sont traitées par le niveau L3, qui permet des menus de déclenchement complexes adaptés à la physique tout en ne sélectionnant qu'environ 50 événements par seconde enregistrés pour une analyse postérieure hors-ligne. Ici l'implémentation est complètement logicielle, l'événement est complètement reconstruit par une version rapide des algorithmes utilisés pour la reconstruction hors-ligne. Le traitement est effectué sur une ferme de calcul dédiée (réaffectée au calcul hors-ligne depuis l'arrêt de la prise de données), et la prise de décision par le niveau L3 prend environ 1 s par événement.

La reconstruction complète de l'événement au niveau L3 permet des menus adaptés à la physique que l'on recherche. On peut demander un électron ou un muon et de l'énergie transverse manquante par exemple pour sélectionner des candidats W , une contrainte de masse invariante entre deux muons pour un déclenchement adapté au J/ψ , ou encore deux jets au-dessus d'un certain seuil en énergie dans une certaine gamme en pseudo-rapidité.

3.2.7 Acquisition des données

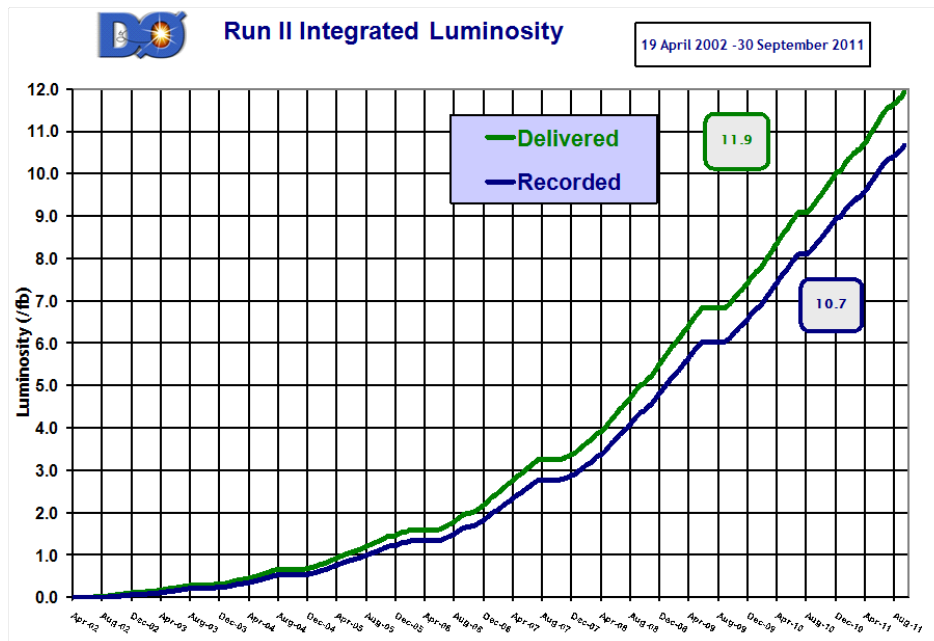


FIGURE 3.21 – Luminosité intégrée en fonction du temps, fournie par le Tevatron (en vert) et enregistrée par DØ (en bleu).

Bien que grandement automatisée, l'acquisition des données nécessite une inter-

vention humaine, assurée par une équipe de quatre personnes en salle de contrôle de DØ se relayant selon le système des trois-huit (*shifts*). Tout membre de la collaboration doit participer à cette tâche, à l'un des quatre postes : calorimètre et système à muons (auquel j'étais affecté), trajectographe, acquisition des données, ou capitaine d'équipe.

Cette intervention humaine permet de réagir rapidement aux problèmes éventuels pouvant surgir pendant la prise de données, avec l'objectif que la fraction enregistrée par DØ des collisions $p\bar{p}$ fournies par le Tevatron soit le plus proche possible de 100%, mais celle-ci est d'environ 90% en pratique. L'inefficacité d'enregistrement (procédures de préparation du détecteur en début de store ou de run, périodes d'indisponibilité du détecteur suite à des problèmes techniques, etc.) est responsable de la différence entre la courbe verte (luminosité fournie par le Tevatron) et la courbe bleue (luminosité enregistrée par DØ) de la figure 3.21.

3.2.7.1 Qualité des événements

À cette inefficacité s'en ajoute une autre : la qualité des données enregistrées est vérifiée, et les données dégradées (sous-détecteur bruyé ou non disponible, etc.) sont retirées du lot considéré par les analyses de physique. Au final, DØ dispose de 9.7fb^{-1} de données de bonne qualité pour le Run II, soit environ 90% du total des données enregistrées.

Des données peuvent être déclarées de mauvaise qualité à différentes échelles (pour tout un run, seulement quelques LBN ou quelques événements) et pour différentes raisons. Dans le cas d'une armoire d'électronique (*crate*) défectueuse, tout le run est rejeté car cela cause un grand trou dans l'acceptance du détecteur. On peut aussi avoir des problèmes de basses ou de hautes tensions, du bruit électronique, ou des canaux défectueux ou hors-service (ces derniers ne causent le rejet du LBN ou du run que s'ils sont trop nombreux, car il y en a toujours une quantité non nulle même dans des conditions normales de fonctionnement). Le cas du calorimètre est particulier, car une série de motifs de bruit affectant un événement de temps à autre ont été identifiés et ces événements sont rejetés individuellement.

Bibliographie

- [1] *Tevatron interactive timeline* (2011), <http://www.fnal.gov/pub/tevatron/milestones/interactive-timeline.html>.
- [2] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995), arXiv:hep-ex/9503003 [hep-ex].
- [3] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), *Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995), arXiv:hep-ex/9503002 [hep-ex].
- [4] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Combination of*

- Tevatron searches for the standard model Higgs boson in the $W+W-$ decay mode*, Phys. Rev. Lett. **104**, 061802 (2010), [arXiv:1001.4162 \[hep-ex\]](#).
- [5] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron*, Phys. Rev. Lett. **109**, 071804 (2012), [arXiv:1207.6436 \[hep-ex\]](#).
- [6] Fermilab Operations Division, *Concepts rookie book* (2010).
- [7] Fermilab Operations Division, *Linac rookie book* (2012).
- [8] Fermilab Operations Division, *Booster Rookie Book* (2009).
- [9] Fermilab Operations Division, *Main injector rookie book* (2010).
- [10] Fermilab Operations Division, *Antiproton source rookie book* (2011).
- [11] Fermilab Operations Division, *Tevatron Rookie Book* (2009).
- [12] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *The Upgraded D0 detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A565**, 463 (2006), [arXiv:physics/0507191 \[physics.ins-det\]](#).
- [13] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), *The D0 Detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A338**, 185 (1994).
- [14] R. Angstadt *et al.* (D0 Collaboration), *The Layer 0 Inner Silicon Detector of the D0 Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A622**, 298 (2010), [arXiv:0911.2522 \[physics.ins-det\]](#).
- [15] S. Desai, *Making tracks at d0* (2010), https://indico.fnal.gov/conferenceDisplay.py?confId=D0_a10775.
- [16] H. Schellman, *Central Tracker Performance II (Emphasis on Silicon) Acceptance and Resolution*, DØ Note 1114 (1991).
- [17] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).
- [18] A. Schwartzman, *Missing Et Significance Algorithm in RunII data*, DØ Note 4254 (2003).
- [19] I. A. Bertram, M. Bhattacharjee, J. Blazey, S. Y. Choi, *et al.*, *Single Jet Resolutions at D0 for Run 1*, DØ Note 3414 (1998).
- [20] M. Arthaud, F. Deliot, B. Tuchming, V. Sharyy, *et al.*, *Muon Momentum Oversampling for p20 Data*, DØ Note 5449 (2007).
- [21] D. Hedin, *Run IIb local muon momentum resolution*, DØ Note 5998 (2009).

- [22] T. L. Edwards *et al.* (D0 Collaboration), *Determination of the effective inelastic $p\bar{p}$ cross-section for the D0 Run II luminosity measurement* (2004).
- [23] T. Andeen *et al.* (D0 Collaboration), *The D0 experiment's integrated luminosity for Tevatron Run IIa* (2007).
- [24] B. Casey *et al.*, *The D0 Run IIb Luminosity Measurement*, Nucl. Instrum. Meth. **A698**, 208 (2013), [arXiv:1204.0461](https://arxiv.org/abs/1204.0461) [hep-ex].
- [25] S. Klimenko, J. Konigsberg, et T. M. Liss, *Averaging of the inelastic cross sections measured by the CDF and the E811 experiments* (2003).

Simulation et reconstruction dans DØ

*At that moment, an event – or is “event”
the word for it? – takes place which
cannot be described, and hence no
attempt will be made to describe it.*

Douglas Hofstadter (*Gödel, Escher,
Bach: an Eternal Golden Braid*, 1979).

Sommaire

4.1	Simulation des événements	92
4.1.1	Générateurs Monte-Carlo	93
4.1.2	Simulation du détecteur	101
4.1.3	Interactions multiples	102
4.2	Reconstruction et identification des objets	102
4.2.1	Traces des particules chargées	102
4.2.2	Vertex	103
4.2.3	Électrons	104
4.2.4	Photons	109
4.2.5	Muons	111
4.2.6	Jets	113
4.2.7	Taus	115
4.2.8	Étiquetage des jets de b	115
4.2.9	Énergie transverse manquante	117
4.3	Corrections apportées à la simulation	118
4.3.1	$p_T(Z)$ inclusif	118
4.3.2	$p_T(W)$ dépendant de N_{jet}	119
4.3.3	Luminosité instantanée	119
4.3.4	Position z du vertex primaire	119
4.4	Conclusion	120
	Bibliographie	121

4.1 Simulation des événements

La modélisation des données enregistrées par les expériences de physique des particules est un problème extrêmement difficile, faisant intervenir de nombreux phénomènes dont beaucoup ne sont pas calculables analytiquement à partir de premiers principes. Il y a quelques années, cette modélisation ne nécessitait pas de programmes informatiques complexes. Pour rechercher la présence d'une nouvelle particule dans des émulsions photographiques de chambres à bulle, par exemple, il « suffit » d'identifier les produits de désintégration de la particule inconnue pour en déduire ses propriétés (comme par exemple pour la découverte du baryon Ω^- , voir figure 4.1). Cependant, on s'intéresse aujourd'hui à des effets très fins, dans un environnement au rapport signal / bruit souvent très défavorable, nécessitant une compréhension précise des phénomènes mis en jeu.

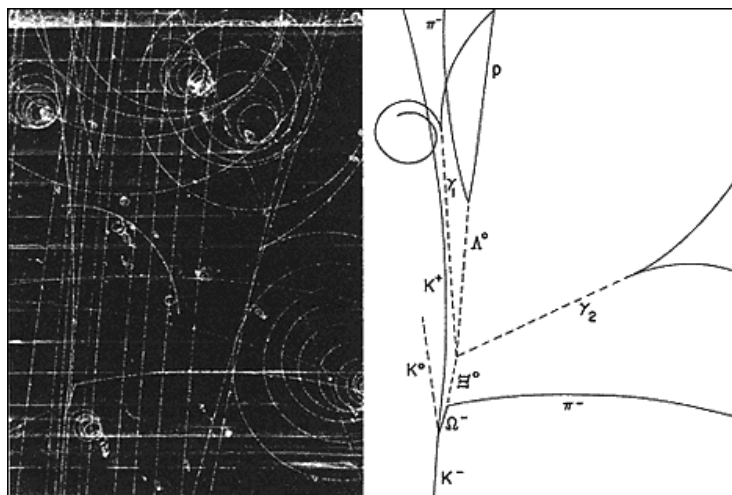


FIGURE 4.1 – Photographie des traces en chambre à bulles ayant conduit à la découverte du baryon Ω^- à Brookhaven [1]. À droite, le schéma donne l'identification donnée aux différentes traces sur la photographie.

On distingue deux grandes étapes dans cette modélisation des données. On commence par générer un événement, c'est-à-dire à construire une liste de particules (nature, quadri-impulsion) produites à partir d'une collision dure proton-antiproton (on ne parlera pas ici des autres types de collisions : électron-positon, ion-ion, etc.). La génération regroupe un grand nombre de techniques très différentes [2, 3] que nous présenterons dans une première section. Cette liste de particules générées est ensuite donnée à un logiciel simulant la réponse du détecteur, que nous décrirons rapidement dans une deuxième section. Enfin, nous évoquerons dans une troisième section la manière dont l'empilement des événements (le pile-up) est pris en compte.

4.1.1 Générateurs Monte-Carlo

Les générateurs Monte-Carlo font intervenir de nombreux ingrédients très variés (voir figure 4.2), au point que la combinaison de plusieurs logiciels est souvent nécessaire. L'élément central est l'élément de matrice relatif au processus dur (par exemple $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$). On a besoin des fonctions de distribution de partons (PDF) pour faire la correspondance entre les hadrons incidents et les partons intervenant dans notre élément de matrice. Ensuite, à cause de la propriété de liberté asymptotique de l'interaction forte, les quarks et gluons produits dans le processus dur forment une gerbe de partons. Les partons incidents peuvent aussi émettre des gluons et former eux aussi une gerbe de partons. En outre, il est possible que plusieurs partons des hadrons incidents interagissent simultanément. Tous ces partons, ainsi que les partons spectateurs des hadrons incidents, se recombinent en fonction de leur couleur et s'hadronisent. Enfin, les particules instables créées (leptons τ , pions, kaons, ρ , etc.) se désintègrent en particules stables. Ces particules stables sont celles qui interagissent avec le détecteur, c'est donc leur liste qui est donnée à la simulation du détecteur.

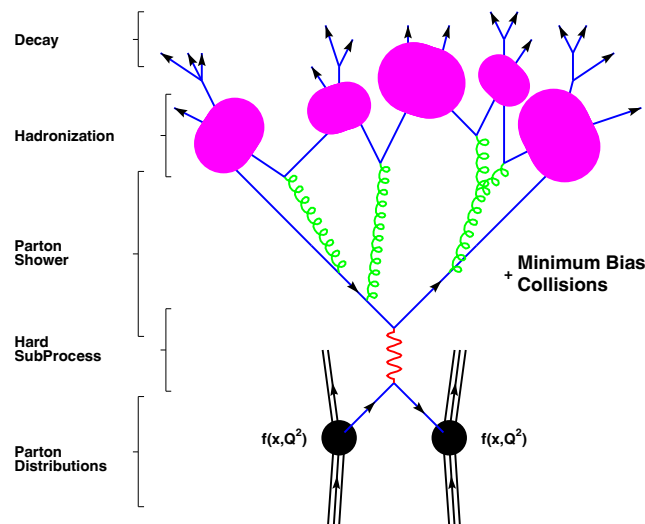


FIGURE 4.2 – Schématisation des différents ingrédients nécessaires à la génération d'un événement lors d'une interaction dure hadron-hadron.

4.1.1.1 Fonctions de distribution de partons

Dans des collisions proton-antiproton, on ne connaît pas l'état initial, puisqu'on ignore la nature et l'impulsion des partons ayant interagi dans l'interaction dure. Cependant, on a une connaissance statistique de cet état initial, donnée par les fonctions de distribution de partons (ou PDF). Schématiquement, celles-ci sont des fonctions de densité de probabilité de trouver un parton d'une certaine nature avec une certaine fraction x de l'impulsion longitudinale initiale du proton ou de l'an-

tiproton, dépendant de l'échelle d'énergie Q^2 ¹. Les PDF sont notées par la même lettre que le parton qu'elles décrivent : g , u , d , \bar{u} , etc. La PDF de l'antiproton s'obtient à partir de celle du proton en échangeant $q \leftrightarrow \bar{q}$.

À cause de la nature non perturbative de la QCD à basse énergie, les PDF ne sont pas calculables analytiquement (même si leur évolution l'est – voir paragraphe suivant – et que la forme de l'état initial peut être suggérée). Elles ne sont pas prédites non plus par les calculs de QCD sur réseau. En conséquence, elles sont extraites d'ajustements sur des résultats expérimentaux. Plusieurs lots de PDF existent, avec différents choix de paramétrisation et différents lots de données utilisés. Les PDF utilisées par défaut dans DØ sont celles de la collaboration CTEQ², mais on peut également citer les PDF HERA [5] (utilisant uniquement les données du collisionneur $e^\pm p$ du même nom), MSTW [6] (Martin, Stirling, Thorne et Watt ; voir figure 4.3), ABKM [7] (Alekhin, Blümlein, Klein et Moch), NNPDF [8] (*Neural Network PDF*, qui utilise des réseaux de neurones, voir annexe A.3), etc. Ces PDF sont déterminées à partir de données aux origines variées : collisions sur cible fixe, données enregistrées aux collisionneurs HERA ($e^\pm p$) et Tevatron ($p\bar{p}$), etc.

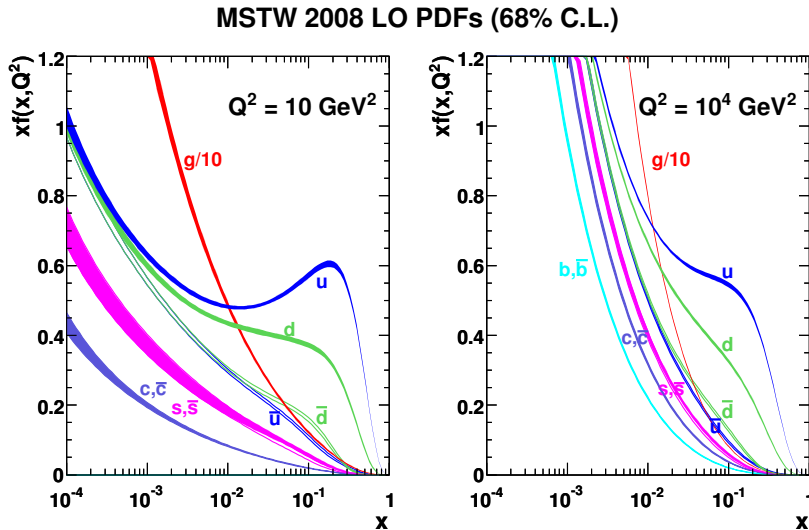


FIGURE 4.3 – Représentation des PDF du proton fournies par MSTW, pour $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ (gauche) et $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ (droite).

Décrivons qualitativement le contenu de ces PDF. À bas Q^2 et à grand x , on retrouve la description du proton en termes de quarks de valence : $u(x, Q^2) \sim 2d(x, Q^2) \gg g(x, Q^2)$, avec un maximum pour $x = 1/3$. À plus petit x , la contribution dominante provient des gluons, mais aussi des quarks de la mer puisque les

1. Mentionnons qu'il existe également des PDF « non intégrées », qui dépendent de x et Q^2 mais aussi de k_t , l'impulsion transverse du parton au sein du proton.
 2. On utilise la version CTEQ6L1 [4]. Ces PDF sont calculées à l'ordre dominant ou LO, voir section 4.1.1.2.

gluons peuvent former des paires quark–antiquark (voir figure 4.4). Dans certains cas particulier (événements avec des jets à l’avant par exemple), l’évolution des PDF à petit x est donnée par l’équation de Balitsky–Fadin–Kuraev–Lipatov (BFKL).

À plus grand Q^2 (soit à plus petite longueur d’onde), le nombre « apparent » de partons dans le proton augmente : schématiquement, on « zoome » sur les partons et on devient sensible aux fluctuations quantiques. L’évolution en Q^2 des PDF à grand Q^2 est donnée par les équations de Gribov–Lipatov–Dokshitzer–Altarelli–Parisi (DGLAP), grâce aux fonctions de fractionnement (*splitting functions*), qui donnent la probabilité associée aux processus $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$, etc.

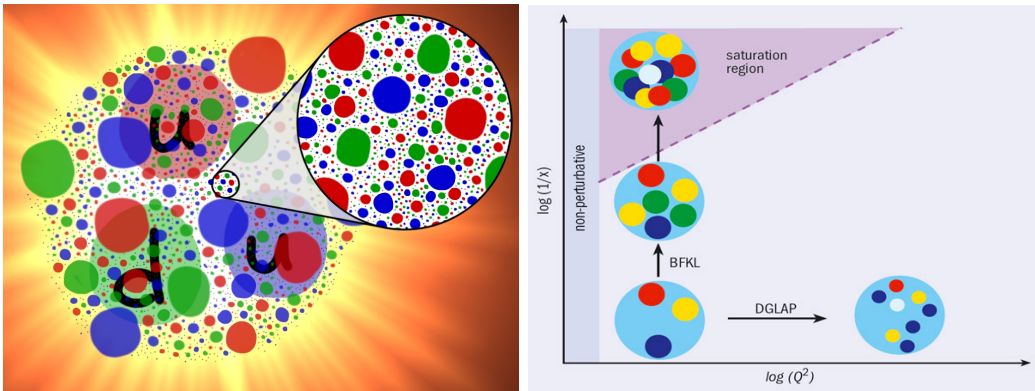


FIGURE 4.4 – Gauche : vue schématique d’un proton. Lorsqu’on le sonde à des échelles plus petites, le nombre de quarks et de gluons semble augmenter, représentés ici sous forme de taches colorées. Droite : à grand Q^2 , le nombre de partons augmente mais leur taille diminue, alors qu’à petit x , ce nombre augmente mais leur taille reste constante. On parle alors de saturation à petit x .

4.1.1.2 Élément de matrice

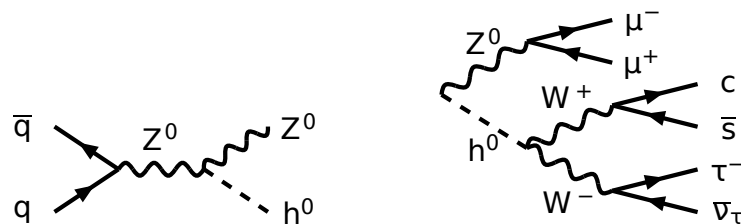


FIGURE 4.5 – Gauche : diagramme de Feynman pour la production de boson de Higgs associée à un boson Z . Droite : désintégration des résonances lourdes.

L’étape centrale de la génération d’événements est le calcul de l’élément de matrice associé au processus que l’on souhaite étudier (voir figure 4.5 pour le processus

$q\bar{q} \rightarrow ZH$). Schématiquement, l'élément de matrice permet d'obtenir la section efficace au niveau partonique : $\frac{\partial\sigma(x_i)}{\partial x_i}$ où les x_i sont les variables dont dépend la section efficace (énergie et impulsion des particules de l'état final, spins, etc.). On tire donc aléatoirement une impulsion et un spin pour chacun des partons de l'état initial, et on en déduit la loi de probabilité pour les caractéristiques des particules de l'état final.

Le terme de Monte-Carlo désigne une technique générique utilisée en physique numérique. Elle permet de générer des événements si l'on connaît à l'avance la loi de probabilité sous-jacente. On tire au hasard les variables aléatoires dont dépend la loi de probabilité, et on garde ensuite l'événement avec une probabilité donnée par la loi.

Après cette étape, on a donc un ensemble d'événements distribués selon le processus choisi. Cependant les PDF doivent être prises en compte pour obtenir les bonnes conditions initiales. En outre, les particules de l'état final ne sont la plupart du temps pas observables directement. En ce qui concerne les résonances lourdes (boson de Higgs, bosons vecteurs faibles, etc., voir figure 4.5), leur désintégration est effectuée dans le code, en prenant en compte leur largeur de désintégration et d'éventuelles corrélations de spin avec les produits de désintégration. Cependant les objets colorés par exemple (quarks, gluons) ne sont pas observables directement non plus et forment des gerbes de partons (voir paragraphe suivant). On peut décomposer la génération de l'événement en ces différentes étapes à cause d'échelles de temps différentes : si le processus dur et la désintégration des résonances lourdes correspondent à des échelles de temps très rapides, le développement de la gerbe de partons et l'hadronisation correspondent à des temps plus longs.

Le calcul d'éléments de matrice provient de la théorie des perturbations, le développement étant effectué en fonction des constantes de couplage (α , α_S , etc.). Le diagramme de la figure 4.5 représente l'ordre des arbres, il s'agit ici de l'ordre dominant (LO, pour *leading order*). Cependant, pour un calcul plus précis, il faut inclure les contributions des ordres suivants (NLO, pour *next-to-leading order*, puis NNLO, etc.), c'est-à-dire des diagrammes comprenant davantage de vertex et dont l'amplitude contient une puissance plus grande des constantes de couplage. Ces corrections peuvent provenir de boucles (corrections virtuelles) ou de radiations dans l'état initial ou dans l'état final (corrections réelles).

En QCD, il arrive que la série perturbative converge mal. Il peut alors être possible d'effectuer une « resommation des grands logarithmes », c'est-à-dire d'identifier une partie connue à tous les ordres de la série perturbative et de la factoriser. Ces grands logarithmes proviennent de divergences infrarouges, à cause de l'émission de gluons mous. Si le calcul d'une observable \hat{O} est de la forme $\hat{O} = 1 + \alpha_S(L^2 + L + 1) + \alpha_S^2(L^4 + L^3 + L^2 + L + 1) + \dots$, on essaie de factoriser la partie en $\alpha_S L^2$ pour obtenir une expression de la forme $\hat{O} = \exp(Lg_1(\alpha_S L) + g_2(\alpha_S L) + \alpha_S g_3(\alpha_S L) + \dots) C(\alpha_S)$, où $C(\alpha_S)$ est une série en α_S de meilleure convergence. Le terme $Lg_1(\alpha_S L)$ est le terme de logarithme dominant (LL, pour *leading log*), $g_2(\alpha_S L)$ le terme de logarithme sous-dominant (NLL, pour *next-to-leading log*), etc. L'avantage de cette « resommation » est qu'elle fournit une

approximation de l'ordre suivant de la série perturbative, et elle améliore la précision du calcul théorique (la dépendance aux paramètres d'échelle non physiques est moindre).

Les générateurs les plus utilisés implémentent les éléments de matrice à l'ordre de arbres pour de nombreux processus, comme c'est le cas pour HERWIG ou PYTHIA. Certains sont spécialisés dans certains processus, comme APLGEN qui décrit en particulier à l'ordre des arbres les processus du type $nW + mZ + lH + N$ jets. Il existe également des codes permettant de générer automatiquement le code correspondant à l'élément de matrice d'un processus arbitraire, comme COMPHEP ou MADGRAPH. Enfin il existe des générateurs prenant en compte l'ordre suivant pour certains processus, tels que MC@NLO. Dans ce dernier cas, tous les autres éléments de la chaîne de génération des événements (PDF, gerbes de partons, ...) doivent aussi être considérés à NLO pour que l'ensemble soit cohérent.

Cependant, peu de générateurs implémentent également les effets décrits ci-après : gerbe de partons, événement sous-jacent, hadronisation. Seuls quelques générateurs généralistes, appelés générateurs de gerbe et d'hadronisation, en sont capables : PYTHIA, HERWIG, SHERPA... Les événements générés avec les autres programmes cités ci-dessus doivent donc être ensuite traités à l'aide d'un de ces générateurs de gerbe et d'hadronisation.

4.1.1.3 Gerbes de partons

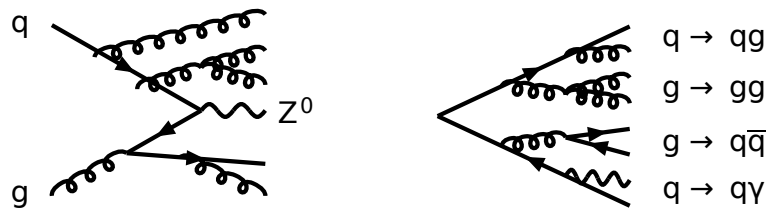


FIGURE 4.6 – Gerbe de partons dans l'état initial (ISR ou *initial state radiation*, à gauche) et dans l'état final (FSR ou *final state radiation*, à droite).

Comme indiqué précédemment, il faut tenir compte du fait que les partons de l'état final, mais aussi ceux de l'état initial, peuvent émettre des particules (quarks ou gluons). Cela est d'autant plus important que la probabilité pour un quark ou un gluon d'émettre un gluon diverge lorsque le gluon est colinéaire (angle d'ouverture $\theta_{qg} \rightarrow 0$) ou mou (énergie du gluon $E_g \rightarrow 0$). En outre la constante de couplage de la QCD diverge également à basse énergie (pour $Q^2 \rightarrow \Lambda_{\text{QCD}}$). À cause de toutes ces raisons, il est impossible de décrire exactement ce qui se passe : on doit prendre en compte l'interférence de nombreux processus, chacun pour une grande contribution positive ou négative, pour un résultat qu'on sait en réalité fini puisqu'on observe une section efficace finie.

Plutôt que de faire le calcul exactement, on doit donc utiliser un modèle pour décrire la gerbe de partons. L'idée est de factoriser notre processus en une partie d'in-

teraction dure (décrite par l'élément de matrice évoqué au paragraphe précédent), une partie de radiations dans l'état initial et une partie de radiations dans l'état final (voir figure 4.6). Pour développer ces gerbes de partons, on part des partons intervenant dans l'interaction dure et on considère qu'ils ont une certaine probabilité d'émettre un quark ou un gluon, donnée par les fonctions de fractionnement de DGLAP (voir section 4.1.1.1).

Schématiquement, la gerbe de partons est un processus de Markov dans lequel les valeurs successives d'une variable d'évolution t , d'une fraction d'impulsion z et d'un angle azimutal θ sont générées, en plus des saveurs des partons émis pendant le développement de la gerbe. La variable d'évolution part d'une certaine valeur T dépendant de l'interaction dure, et la valeur suivante est donnée par l'équation $\Delta_i(T, t_0) = \mathcal{R}\Delta_i(t, t_0)$, où Δ_i est le facteur de forme de Sudakov, t_0 est une coupure de régularisation intervenant dans celui-ci et $\mathcal{R} \in [0,1]$ est un nombre aléatoire. Le facteur de forme de Sudakov dépend des fonctions de fractionnement de DGLAP et les relie à l'évolution de la gerbe.

En répétant ce processus, on obtient une suite de valeurs pour t , z et θ , correspondant aux caractéristiques des différents partons composant la gerbe. Le branchement s'arrête lorsque t est plus petit que la valeur de coupure t_0 . Les caractéristiques précises de la gerbe dépendent de la correspondance entre t et l'impulsion du parton émis dans le branchement (PYTHIA et HERWIG utilisent des modèles différents).

Le principe pour le développement de la gerbe de partons de l'état initial est similaire, bien que plus complexe car cette fois l'échelle augmente à chaque branchement (jusqu'à atteindre l'échelle Q^2 de l'interaction dure).

Le principe des gerbes de partons est intéressant car il permet en pratique une resommation des logarithmes dominants à tous les ordres (calculs LL), mais il a ses limites, notamment en ce qui concerne la radiation de partons durs et l'étude de processus exclusifs ($V + n$ jets, etc.). En effet dans de tels cas il vaut mieux considérer la radiation du ou des partons durs à l'intérieur de l'élément de matrice. Il est donc désirable de combiner les deux approches si possible, en faisant attention notamment d'éviter le double-comptage et d'être cohérent dans l'ordre des calculs utilisés (LO, NLO, ...).

4.1.1.4 Interactions multiples parton-parton et débris de faisceau

Lors d'une collision hadron-hadron à haute énergie, il n'est pas rare que plusieurs partons interagissent simultanément (voir figure 4.7). Les interactions supplémentaires peuvent la plupart du temps induire des jets supplémentaires de basse énergie, il est donc important de bien les modéliser. Dans PYTHIA par exemple, l'extension spatiale des hadrons est considérée et le nombre d'interactions dépend du paramètre d'impact de la collision.

Les partons spectateurs des hadrons initiaux (ou débris du faisceau), n'ayant pas participé à l'interaction dure, sont aussi à considérer, y compris leur faible impulsion transverse (≈ 1 GeV) provenant du mouvement des partons à l'intérieur du hadron. En effet, il s'agit d'objets colorés, et ils interagissent donc avec les produits de

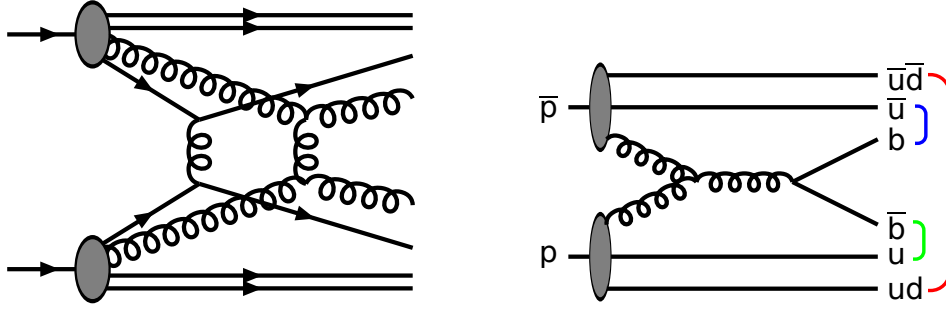


FIGURE 4.7 – Gauche : interactions multiples dans une collision hadron–hadron. Droite : reconnexion de couleur.

l'interaction dure. Cette étape de l'événement est appelée reconnexion de couleur : après le développement de la gerbe de partons mais avant l'hadronisation, tous les objets de couleur de l'événement, quarks et gluons, se recombinent pour former des objets neutres de couleur. Mais les partons issus de l'interaction dure, en particulier ceux émis le plus à l'avant, sont susceptibles de s'associer aux débris du faisceau (ou aux partons issus des interactions multiples), comme sur la figure 4.7.

Interactions multiples parton-parton et reconnexion de couleur avec les débris de faisceau sont souvent regroupées sous le terme d'événement sous-jacent : il s'agit de tout ce qui ne concerne pas l'interaction dure. Ce type de physique à bas p_T est difficile à simuler et il est nécessaire d'ajuster les paramètres des modèles phénoménologiques correspondants à partir des données.

4.1.1.5 Hadronisation

L'hadronisation permet de passer de la gerbe de partons aux hadrons qui seront détectés, après leur désintégration éventuelle. La difficulté est que ces hadrons sont décrits par la QCD non perturbative : on a donc besoin de modèles. Les principaux modèles existants sont la fragmentation de cordes, utilisée dans PYTHIA, et la fragmentation d'amas, utilisée dans HERWIG.

D'une manière générale, la QCD se distingue de la QED en ce qu'elle est non-abélienne : les gluons peuvent interagir avec eux-mêmes, et les lignes de champs restent confinées dans des régions en forme de tube formant des « cordes » (voir figure 4.8). Le potentiel d'interaction entre deux quarks, déterminé grâce à des calculs de QCD sur réseau, est de la forme :

$$V(r) \approx \frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + \kappa r. \quad (4.1)$$

La partie coulombienne est importante à courte distance, en particulier pour la structure des hadrons. La partie linéaire est assimilable à une tension de corde. Lorsque cette tension devient trop grande, la corde se « casse » et il y a création d'une paire quark-antiquark en son milieu (voir figure 4.8). C'est la base du modèle de Lund utilisé dans PYTHIA. Ce modèle a cependant besoin de paramètres supplémentaires

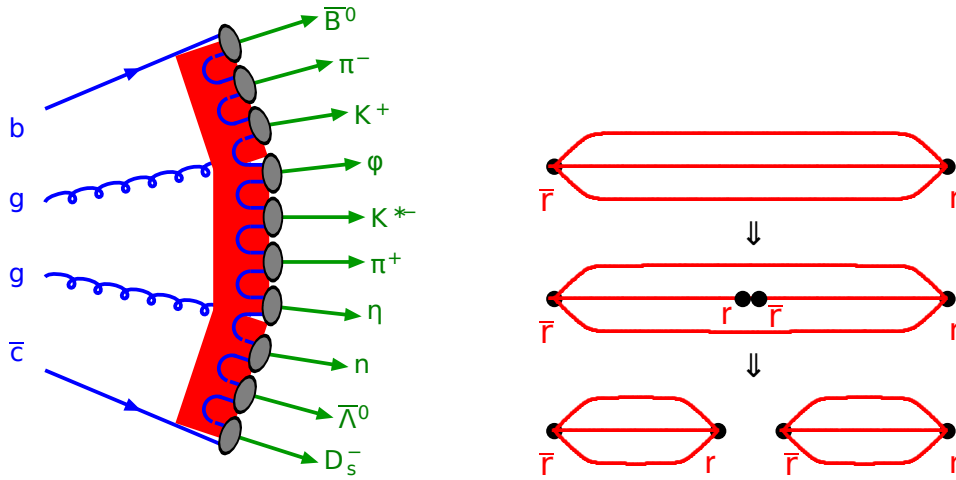


FIGURE 4.8 – Gauche : schéma de la production de hadrons à partir d’une gerbe de partons. Droite : lignes de champ créées par deux charges colorées, et création d’une paire $q\bar{q}$.

pour tenir compte des complications de la production de hadrons : spin, fonctions d’onde hadroniques, etc.

Le modèle des amas utilisé par HERWIG est légèrement différent. Ici on se base sur le fait que le flux de couleur est local dans l’évolution de la gerbe. Les gluons issus de la gerbe de partons sont forcés de se convertir en paires quark-antiquark, puis on forme des amas singulets de couleur. Ceux-ci se désintègrent en hadrons selon l’espace des phases disponible. Cependant la version naïve de ce modèle donne des distributions cinématiques non réalistes, et des paramètres supplémentaires sont nécessaires pour décrire correctement les données.

4.1.1.6 Désintégration des particules ordinaires

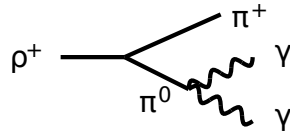


FIGURE 4.9 – Désintégration de particules instables.

La dernière étape avant la simulation du détecteur est d’obtenir une liste de particules stables. Il existe des codes spécialisés dans cette tâche, permettant de tenir correctement des effets de polarisation par exemple : TAUOLA pour les leptons τ , EVTGEN pour les mésons B , etc.

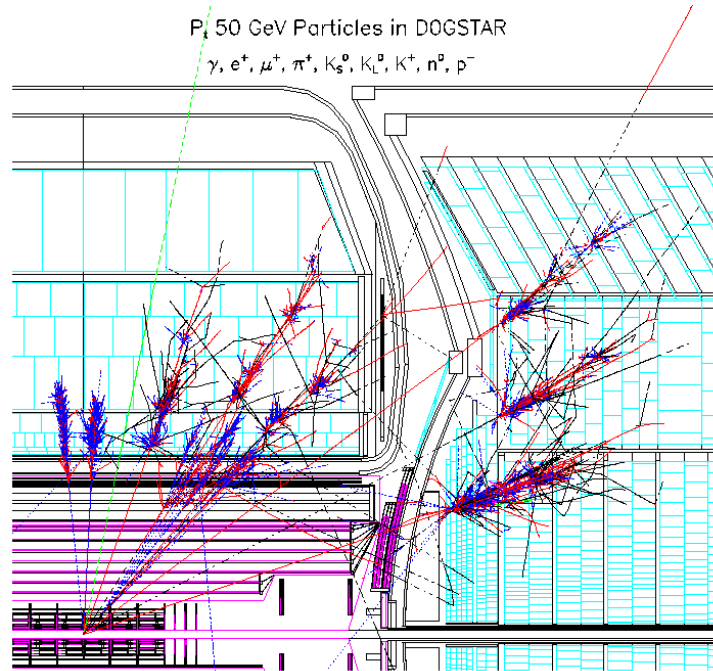


FIGURE 4.10 – Représentation de l’interaction entre différentes particules de 50 GeV avec le détecteur DØ. De gauche à droite, soit à pseudo-rapidité croissante : γ , e^+ , μ^+ , π^+ , K_S^0 , K_L^0 , K^+ , n , \bar{p}

4.1.2 Simulation du détecteur

Une fois que le générateur Monte-Carlo a fourni une liste de particules stables produites dans l’événement, celle-ci est fournie à un logiciel simulant l’interaction des particules avec la matière, et la réponse du détecteur au passage de celles-ci. Le logiciel utilisé dans DØ est appelé DØSTAR et est basé sur GEANT3 [9].

Techniquement, DØSTAR contient un modèle de l’expérience listant l’emplacement des sous-détecteurs ainsi que du matériau mort. La modélisation inclut le développement de gerbes suite à l’interaction avec la matière, ainsi que le signal recueilli par les différents sous-détecteurs. La simulation de l’électronique de DØ est ensuite effectuée grâce au logiciel DØSIM.

Il a été montré (par le groupe en charge de la mesure de la masse du boson W notamment [10]) que DØSTAR présente plusieurs défauts. En particulier, le matériau mort en amont du calorimètre est mal modélisé (il manque environ $0,35 X_0$), et certains réglages de GEANT3 faussent la description du développement des gerbes électromagnétiques. En conséquence, une version plus détaillée de la simulation du détecteur, appelée SLOWDØSTAR, a été développée. Comme son nom l’indique, celle-ci est beaucoup plus lente que DØSTAR, et SLOWDØSTAR n’est utilisé que pour des études précises. En particulier il n’a pas été utilisé dans l’analyse présentée dans cette thèse (voir chapitre 5). DØSTAR reste utilisé pour la production d’échantillons

Monte-Carlo en grande quantité.

4.1.3 Interactions multiples

On sait qu'à haute luminosité on peut avoir plusieurs interactions proton-antiproton pour un même croisement de faisceau (6 en moyenne pour une luminosité instantanée de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). En outre, le temps entre deux croisements de faisceau, 396 ns pour le Run II, est inférieur à la durée typique des signaux dans le détecteur (par exemple, le signal d'une cellule du calorimètre, après mise en forme par l'électronique, dure 1,2 μs), ce qui entraîne de l'empilement hors-temps (signaux dans le détecteur provenant de l'interaction précédente).

Ces deux effets, collectivement appelés *pile-up*, sont délicats à modéliser dans la simulation. La stratégie choisie dans DØ est de simuler complètement une collision proton-antiproton avec une interaction dure comme décrit ci-avant, et de lui superposer un événement de données enregistré avec un menu de déclenchement de biais nul. Cela permet en même temps d'introduire des effets de détecteur difficiles à simuler, tels que le bruit électronique. La dernière étape est de repondérer les événements afin d'obtenir le même spectre en luminosité instantanée que dans les données (voir section 4.3.3).

4.2 Reconstruction et identification des objets

Les données brutes enregistrées par le détecteur DØ ne sont qu'une collection de coups et d'énergies déposées dans ses différents sous-détecteurs. Pour qu'elles soient utilisables dans des analyses de physique, il faut reconstruire et identifier les particules qui ont été produites lors de la collision proton-antiproton. Un amas calorimétrique est identifié selon les cas comme un électron, un photon ou un jet, voire un τ . Il faut également reconnaître les jets ayant été initiés par un hadron beau, c'est l'étiquetage des jets de b . Enfin, la reconstruction de l'énergie transverse manquante (ou \cancel{E}_T) doit permettre de décider si elle est due à des effets instrumentaux ou à la présence d'une ou plusieurs particules (des neutrinos par exemple) s'étant échappé du détecteur sans avoir interagi.

4.2.1 Traces des particules chargées

Un événement comprend de nombreux coups enregistrés dans le SMT et dans le CFT (voir figure 4.11), d'où on veut extraire une liste de traces. Chaque trace est assimilable à une hélice possédant 5 paramètres :

- d_{DCA} , la distance d'approche minimale (*Distance of Closest Approach*) de la trace à l'axe z du faisceau ;
- z_0 , la position de la particule au point d'approche minimale ;
- ϕ , l'angle azimutal de la particule au point d'approche minimale ;
- θ , l'angle polaire de la trajectoire ;

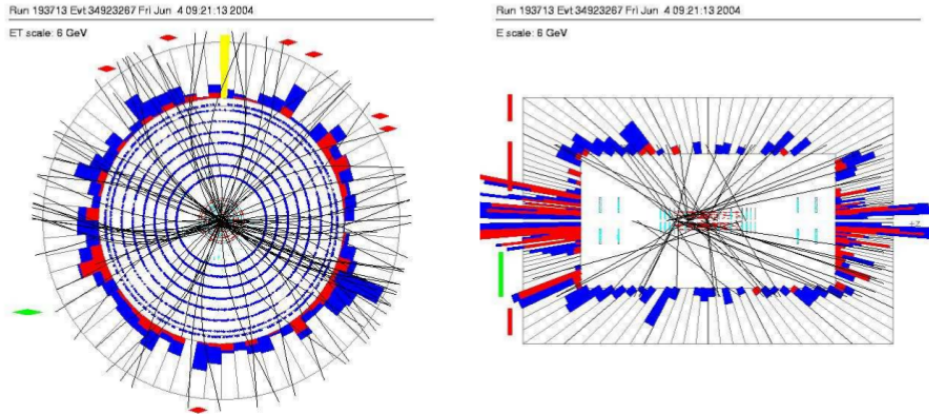


FIGURE 4.11 – Représentation d'un événement typique dans DØ, à gauche dans le plan transverse (x,y) et à droite en coupe longitudinale (r,z) . Remarquer les nombreux coups dans le CFT (points bleus) et dans le SMT (points rouges). Les dépôts calorimétriques sont également représentés (rectangles rouges et bleus).

- $\gamma = qB/p_T$, la courbure de la trace (où q est la charge de la particule, p_T son impulsion transverse, et B la valeur du champ magnétique).

Plusieurs algorithmes existent pour rechercher les traces correspondant aux coups dans le SMT et le CFT. Le premier, l'algorithme HTF (pour *Histogram Track Finder*) [11] teste toutes les trajectoires possibles (en supposant $d_{DCA} = z_0 = 0$ et en se plaçant dans le plan x,y uniquement) et cherche si certaines correspondent à davantage de coups. Le second, l'algorithme AA (pour *Alternative Algorithm*) [12], part de trois coups dans les couches les plus internes du SMT et cherche à propager la trace correspondante vers l'extérieur. Les listes préliminaires de traces obtenues par les deux algorithmes sont combinées et doivent ensuite être filtrées pour éliminer les fausses traces et améliorer la précision sur les paramètres des traces.

4.2.2 Vertex

À partir de la liste de traces obtenues, on recherche les vertex d'où elles semblent tirer leur origine. On distingue deux types de vertex :

- les vertex primaires, qui matérialisent le lieu de l'interaction ou des interactions proton-antiproton ayant eu lieu dans l'événement ;
- les vertex secondaires, provenant de la désintégration de particules au temps de vie relativement long (mésons beaux notamment, voir section 4.2.8).

Le fait d'identifier ces vertex permet également d'améliorer la précision de la reconstruction des traces, puisque ce vertex constitue un point supplémentaire à considérer dans l'ajustement de la trace.

Parmi les vertex primaires, on identifie en particulier celui correspondant à l'interaction dure d'intérêt de l'événement. Il est défini comme celui dont la somme des

impulsions transverses qui lui sont associées est la plus grande.

4.2.3 Électrons

La première étape dans la reconstruction des électrons est la reconstruction des amas (*clusters*) calorimétriques. Un algorithme commence par rechercher les cellules du calorimètre électromagnétique (EM) dont l'énergie dépasse un certain seuil. Ces cellules sont ensuite combinées à leurs voisines dans un cône de rayon $\mathcal{R} < 0,2$, où $(\mathcal{R})^2 = (\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2$, et dans les quatre couches du calorimètre électromagnétique (EM1-EM4) et la première couche du calorimètre hadronique fin (FH1). Ensuite, un algorithme tente d'associer ces amas à une trace, et évalue la qualité de l'association, à la fois spatialement et par le rapport E/p (ou plus exactement E_T/p_T), où E_T est l'énergie du dépôt calorimétrique et p_T l'impulsion de la trace.

Une fois ces amas reconstruits, il s'agit d'identifier quels sont ceux qui correspondent à des électrons, et quels sont ceux qui correspondent à du bruit, des jets ou des photons. Nous allons décrire deux méthodes d'identification des électrons à DØ, l'une basée sur des coupures et l'autre multivariée (c'est cette dernière qui est utilisée dans l'analyse décrite dans cette thèse), après avoir introduit les variables utiles à ces méthodes. Nous n'évoquerons que l'identification des électrons dans le CC et dans le EC, la région inter-cryostat (ICR) n'étant pas utilisée dans l'analyse décrite dans cette thèse et nécessitant une identification particulière des électrons.

4.2.3.1 Variables utiles pour l'identification des objets électromagnétiques

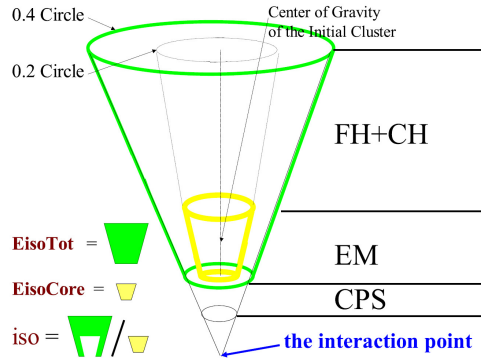


FIGURE 4.12 – Définition de l'isolation calorimétrique. Avec les notations du schéma, celle-ci est définie comme $E_{isoTot}/E_{isoCore}$ (voir texte).

Donnons la définition de quelques unes des variables les plus importantes pour l'identification des objets électromagnétiques.

Fraction électromagnétique (emfrac) : fraction de l'énergie de l'amas déposée dans le calorimètre EM.

Isolation : $\text{isolation} = (E_{\text{tot}}(0,4) - E_{\text{EM}}(0,2))/E_{\text{EM}}(0,2)$, où $E_{\text{tot}}(0,4)$ est l'énergie totale déposée dans un cône de $\mathcal{R} = 0,4$ autour du barycentre de l'amas et $E_{\text{EM}}(0,2)$ est l'énergie déposée dans le calorimètre EM dans un cône de $\mathcal{R} = 0,2$ autour du barycentre de l'amas (voir figure 4.12).

Isolation de trace (IsoHC4) : énergie des traces telles que $0,05 < \mathcal{R} < 0,4$ par rapport à la trace associée au dépôt calorimétrique.

flS1(i) : extension de l'amas dans la couche i du calorimètre et dans la direction perpendiculaire au faisceau. **sigphi** = **flS1(3)** est la valeur de cette variable pour la couche EM3, où le maximum de la gerbe est attendu.

flS2(i) : extension de l'amas dans la couche i du calorimètre et dans la direction parallèle au faisceau. **sigZ** = **flS2(3)** est la valeur de cette variable pour la couche EM3, où le maximum de la gerbe est attendu.

D'autres variables existent, dont la définition est multivariée.

Hmx7, Hmx8 : il s'agit d'une matrice H (voir annexe A.2), définie dans les calorimètres CC (Hmx7) et EC (Hmx8), comparant la forme de la gerbe contenue dans l'amas à celle d'un électron.

lhood8 : fonction de vraisemblance (voir annexe A.1) permettant de distinguer un électron d'un jet, prenant en compte à la fois la forme de la gerbe et la qualité de l'association de l'amas et de la trace.

NN7 (CC), NN4 (EC) : réseaux de neurones (voir annexe A.3) permettant de distinguer un électron d'un jet en utilisant à la fois des variables relatives à la trace, à la gerbe dans le calorimètre et à l'information fournie par le CPS.

Discriminant hits-on-roads : ce discriminant compare la trace théorique qu'aurait dû laisser un électron ou un positon correspondant à l'énergie de l'amas calorimétrique à la liste des coups dans le SMT et le CFT. La valeur du discriminant est alors $D = \frac{P_e(n_{tot})}{P_e(n_{tot}) + P_\gamma(n_{tot})}$, avec $P_e(n_{tot})$ la probabilité que le nombre n_{tot} de coups trouvé corresponde à un électron (ou un positon) et $P_\gamma(n_{tot})$ la probabilité correspondante pour un photon.

Quelques unes de ces variables sont représentées sur les figures 4.13 à 4.15, pour le CC, en comparant la distribution pour les électrons et pour les jets.

4.2.3.2 Identification des électrons basée sur des coupures

Dans la version précédente de l'analyse présentée dans cette thèse [13], l'identification des électrons était basée sur des coupures [14]. Plusieurs définitions³ existaient, appelées Point0, Point1, Point2 et Point05, chacune déclinée dans une version CC et une version EC, et correspondant à des critères plus ou moins contraignants selon la pureté souhaitée. Les variables utilisées sont emfrac, l'isolation calorimétrique (IsoE0), IsoHC4, Hmx7 (ou Hmx8), sigphi, NN7 (ou NN4), la probabilité de

3. Une définition, ou point de fonctionnement, est un ensemble de coupures sur des variables d'identification.

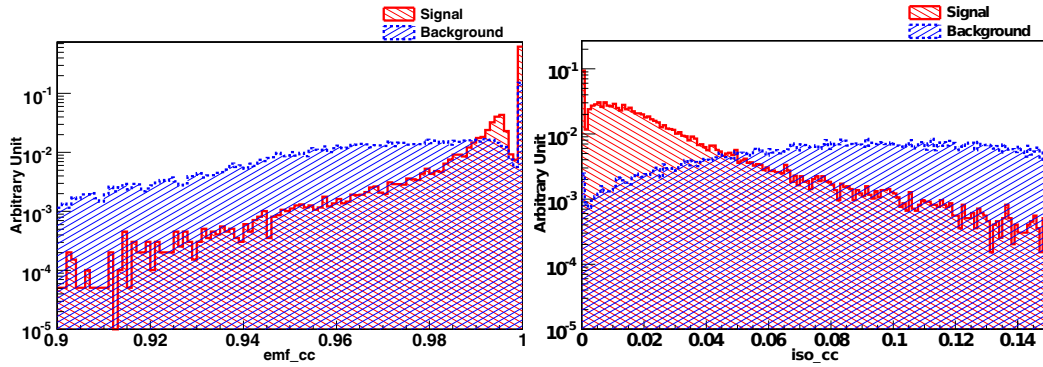


FIGURE 4.13 – Distribution de la fraction électromagnétique (gauche) et de l'isolation calorimétrique (droite), dans le CC, pour des électrons (rouge) et pour des jets (bleu).

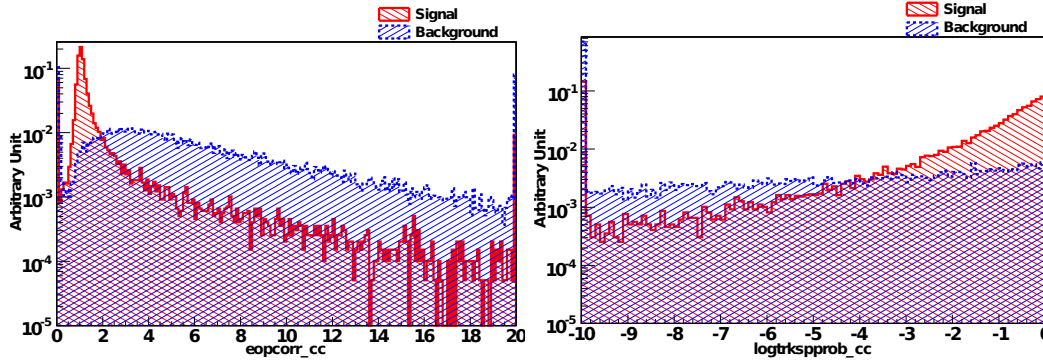


FIGURE 4.14 – Distribution de E/p (gauche) et du logarithme de la probabilité de χ^2 de l'association spatiale de l'amas calorimétrique et de la trace (droite), dans le CC, pour des électrons (rouge) et pour des jets (bleu).

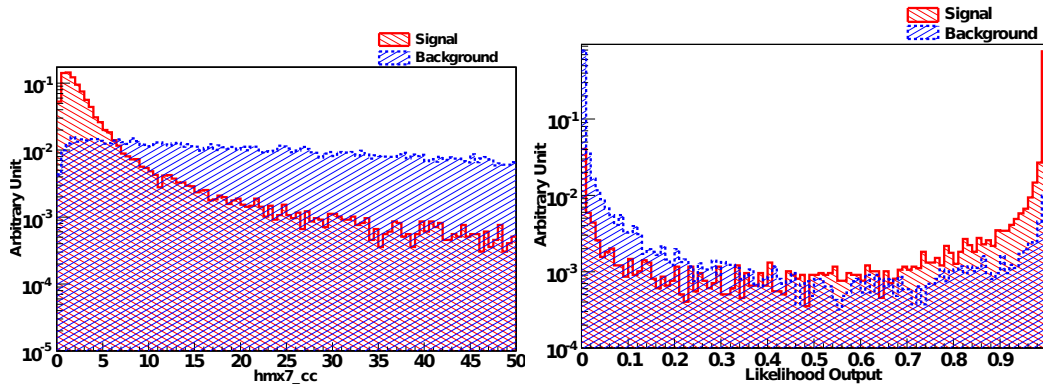


FIGURE 4.15 – Distribution de Hmx7 (gauche) et de lhood8 (droite), dans le CC, pour des électrons (rouge) et pour des jets (bleu).

χ^2 d'association spatiale de l'amas et de la trace (TrkMatch), lhood8, E/p , et éventuellement la valeur du discriminant hits-on-roads (pour la définition Point0 dans le CC).

Variable	Point05 (CC)	Point1 (EC)
emfrac <	0,9	0,9
IsoE0 <	0,15	0,1
IsoHC4 <	3,5	$f_1(\eta_D)$
Hmx7 (CC), Hmx8 (EC) <	-	40
sigphi <	-	$f_2(\eta_D)$
NN7 (CC), NN4 (EC) <	0,3	0,05
TrkMatch >	0	0
Discriminant hits-on-roads >	-	-
lhood8 >	0,05	0,05
E/p <	8	-

TABLE 4.1 – Exemples de coupures utilisées pour l'identification des électrons. Ce sont de simples coupures rectangulaires, sauf celles sur IsoHC4 et sigphi qui dépendent de $|\eta_D|$ [14].

Les coupures utilisées dans le résultat de la référence [13] sont données dans le tableau 4.1. Bien que de nombreuses variables multivariées soient déjà utilisées, les définitions sont relativement complexes et font intervenir un grand nombre de variables. On aimerait pouvoir identifier les électrons en coupant sur une variable unique, ce qui permettrait à la fois probablement d'améliorer la pureté des échantillons d'électrons obtenus (car les coupures rectangulaires ne prennent pas en compte les corrélations entre variables), mais aussi d'avoir une plus grande liberté dans l'estimation de la contribution des électrons faussement identifiés, puisqu'on pourrait faire varier continûment une coupure sur ce discriminant unique.

4.2.3.3 Identification multivariée des électrons (EMV)

L'identification multivariée des électrons se sert d'une forêt d'arbres de décision (BDT, voir section 6.1.2) pour discriminer les électrons des jets. Ce BDT a été entraîné sur des échantillons de données du Run I Ib1, Run I Ib2 et Run I Ib3, le signal étant constitué d'électrons issus du processus $Z \rightarrow e^+e^-$ et le bruit de fond de jets issus d'événements multijets. Dans tous les cas, les candidats électrons doivent être associés à une trace⁴, alors que l'identification basée sur les coupures possédait certaines définitions s'affranchissant de cette association.

Les événements de signal ont été sélectionnés par une méthode dite *tag and probe*. On sélectionne un premier électron, dit marqué (*tag*), avec des critères très

4. Tous les candidats électrons considérés par l'identification EMV doivent être associés à une trace pour éviter d'avoir à développer un BDT spécifique pour les candidats non associés à une trace.

contraignants. Ensuite, on cherche un deuxième candidat électron dans l'événement, la sonde (*probe*), avec des critères beaucoup plus lâches mais tel que la masse invariante des deux électrons est compatible avec la masse du boson Z . On obtient ainsi un échantillon d'électrons très pur, mais assez peu biaisé grâce aux critères lâches de sélection de l'électron *probe*, qui sera utilisé dans l'entraînement du BDT.

Les événements de bruit de fond ont été sélectionnés de manière similaire, sauf que cette fois le *tag* est un jet. Le candidat électron *probe* vérifie les mêmes critères que pour l'échantillon d'électrons, sauf qu'il doit être dos à dos avec le jet *tag* ($\Delta\phi > 2,8$) et loin du pic en masse du Z ($M < 60 \text{ GeV}/c^2$), afin de s'assurer que notre candidat électron est en réalité un jet issu d'un événement dijet.

Ensuite, un BDT a été entraîné séparément dans quatre catégories, selon que le candidat électron est dans le CC ou le EC et selon que la luminosité instantanée est inférieure ou supérieure à $180 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les variables utilisées sont nombreuses et reprennent les variables introduites à la section 4.2.3.1, y compris les variables multivariées, et d'autres variables similaires relatives à la qualité de la trace et de son association à l'amas calorimétrique, au CPS, et à la forme de la gerbe (tous les $\text{flrS1}(i)$, $\text{flrS2}(i)$ et les fractions d'énergie dans les différentes couches du calorimètre sont inclus).

Enfin, des points de fonctionnement ont été définis, c'est-à-dire des points de coupure sur le BDT, séparément dans le CC et le EC. Ceux-ci permettent d'obtenir approximativement la même efficacité de sélection des électrons ou le même taux de mauvaise identification de jets en électrons que les définitions équivalentes définies avec des coupures, comme résumé dans le tableau 4.2. Les deux méthodes d'identification des électrons sont comparées dans la figure 4.16. Dans l'analyse de recherche du boson de Higgs présentée plus loin, on utilise les définitions `emvPoint05_eff` pour le CC et `emvPoint1_eff` pour le EC (voir section 5.4).

Ancienne définition	EMV (eff)	EMV (fake)
Point0	-	-
Point05	<code>emvPoint05_eff</code> (CC seulement)	-
Point1	<code>emvPoint1_eff</code>	<code>emvPoint1_fake</code>
Point2	<code>emvPoint2_eff</code>	<code>emvPoint2_fake</code>

TABLE 4.2 – Correspondance entre les définitions d'identification des électrons basées sur des coupures et les nouvelles définitions EMV. Les définitions EMV (eff) ont la même efficacité d'identification des électrons que les anciennes définitions, et les définitions EMV (fake) ont le même taux de mauvaise identification des jets.

4.2.3.4 Corrections à la simulation

Quelle que soit la méthode d'identification des électrons choisie, des facteurs d'échelle sont nécessaires pour corriger la différence d'efficacité de sélection entre données et simulation. Ces facteurs d'échelle dépendent de η_D , ϕ_D et de la luminosité

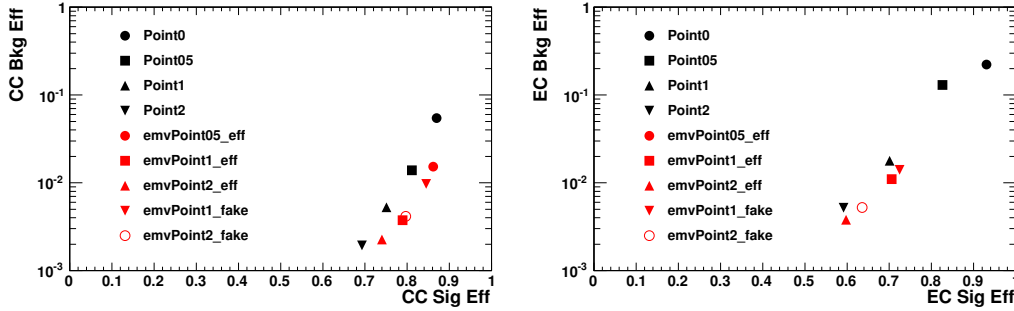


FIGURE 4.16 – Comparaison du taux de mauvaise identification des jets en fonction de l’efficacité d’identification des électrons pour les anciennes définitions (en noir) et les nouvelles pour l’identification EMV (en rouge).

instantanée, et correspondent à une correction de l’ordre de 10 à 20%. Ils sont calculés en comparant l’efficacité de sélection des électrons par la méthode *tag and probe* dans les données et la simulation.

La dépendance résiduelle des facteurs d’échelle en fonction de l’impulsion transverse de l’électron est en général faible et n’est pas incluse dans la correction « officielle ». Cependant elle était plus importante pour l’identification des électrons basée sur des coupures, en particulier à bas p_T , et une correction était donc appliquée en ce sens dans la version précédente de l’analyse $H \rightarrow WW \rightarrow e\bar{e}e\nu$ [13]. Cette correction n’était plus nécessaire dans la dernière version de l’analyse [15].

4.2.3.5 Échelle en énergie des électrons

Le problème de l’échelle en énergie des électrons est directement relié à celui de l’étalonnage du calorimètre (voir section 3.2.3.3). Puisque le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage, seule une partie de l’énergie déposée est mesurée ($f \approx 15\%$). Le reste doit être extrapolé en appliquant un poids judicieusement choisi à chaque cellule lorsqu’on somme l’énergie des cellules de l’amas pour en déduire celle de l’électron. Une correction doit en outre être appliquée au résultat, en fonction de la pseudo-rapidité et de l’énergie de l’amas, à cause en particulier des pertes d’énergie en amont du calorimètre. Cette correction est déterminée à partir d’électrons soumis à une simulation précise du détecteur avec SLOWDOGSTAR, elle peut atteindre plus de (10–20)% à grande pseudo-rapidité (où la quantité de matériau mort est plus importante) et à basse énergie.

4.2.4 Photons

L’identification officielle des photons utilise des coupures sur plusieurs variables, mais il a été tenté dans le cadre de cette thèse de développer une identification multivariée, similaire à celle développée pour les électrons.

Dans tous les cas, un candidat photon est un amas calorimétrique passant les mêmes coupures de présélection que pour les électrons.

4.2.4.1 Identification basée sur des coupures

L'identification basée sur des coupures [16] est similaire à celle décrite pour les électrons. Elle comprend des coupures sur l'isolation calorimétrique, *emfrac*, *IsoHC4*, *Hmx8*, *sigphi*, *sigZ*, et sur deux réseaux de neurones analogues à ceux utilisés pour les électrons et appelés NN5 (CC) et NN4 (EC). Trois définitions existent, nommées *Core0*, *Core1* et *Core2*, de la plus lâche à la plus stricte, déclinées en une version CC et une version EC. L'efficacité de sélection des photons est de l'ordre de (80–90)%, pour une probabilité de fausse identification des jets de (1–5)%.

Ces définitions ne comprennent pas de coupure sur l'association du dépôt calorimétrique à une trace, ce qui permet de calculer les facteurs d'échelle dans un échantillon $Z \rightarrow ee$ comme pour les électrons (voir section 4.2.3.4). Ces facteurs dépendent ici des p_T , η_D et ϕ_D du candidat photon. Cependant, afin de différencier les photons des électrons, deux coupures supplémentaires sont utilisées, sur la probabilité de χ^2 d'association de l'amas calorimétrique à une trace et sur le discriminant *hits-on-roads*. Un facteur d'échelle séparé est calculé (dans un échantillon $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$) pour corriger l'efficacité de cette coupure supplémentaire dans la simulation, il correspond à une correction de l'ordre de 5%.

4.2.4.2 Identification multivariée

D'emblée, on s'aperçoit d'une différence fondamentale lorsqu'on veut développer une méthode d'identification des photons : il n'existe pas de processus de grande section efficace permettant de sélectionner un échantillon pur de photons dans les données, au contraire de ce qu'on avait avec le boson Z pour les électrons. Le processus $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ permet bien de sélectionner un échantillon assez pur de photons, mais avec une statistique beaucoup plus limitée. En conséquence, nous sommes obligés d'entraîner notre discriminant (on choisit d'utiliser un BDT) sur des échantillons Monte-Carlo, ce qui implique des imperfections potentielles quant à la modélisation des variables utilisées.

La stratégie initialement envisagée était d'utiliser deux BDT (voir figure 4.17), l'un entraîné pour reconnaître les photons des jets (le « BDT jet/ γ »), et l'autre entraîné pour reconnaître les photons des électrons (le « BDT e/γ »). Les mêmes coupures lâches de présélection ont été appliquées à tous les candidats photons. Tous les échantillons utilisés pour l'entraînement proviennent donc de la simulation : production QCD $\gamma\gamma$ pour les photons, *emjet* (jets passant les coupures de présélection pour les électrons et les photons) pour les jets, et $Z \rightarrow ee$ pour les électrons, sélectionnés par une méthode *tag and probe* identique à celle employée pour sélectionner un échantillon d'électrons dans les données, pour tester nos résultats.

La difficulté à laquelle on est confronté est que certaines des variables les plus discriminantes sont mal modélisées dans la simulation. Il convient donc de sélectionner

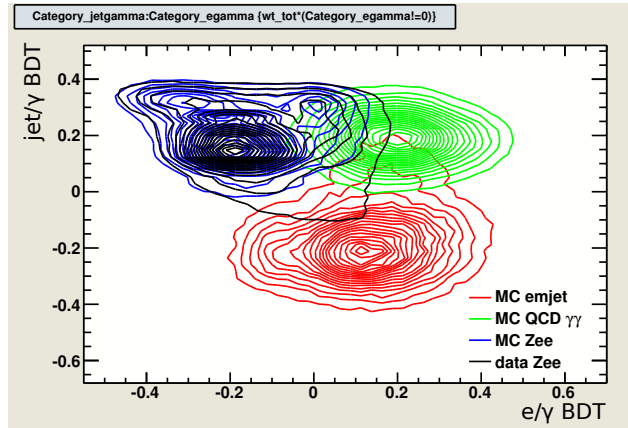


FIGURE 4.17 – Distribution du BDT jet/γ en fonction du BDT e/γ , pour différents lots de candidats photons : échantillons Monte-Carlo de jets (rouge), photons (vert) et électrons (bleu), et échantillon d'électrons provenant des données (noir). On constate la bonne séparation entre les différentes populations.

les variables d'entrée des BDT avec soin, en fonction non seulement de leur pouvoir de discrimination mais aussi de la qualité de leur modélisation dans la simulation.

En raison de ces problèmes de modélisation, on choisit de modifier légèrement la stratégie initiale : on entraîne un BDT qui n'est pas utilisé seul, mais en conjonction avec des coupures lâches sur d'autres variables robustes, un peu comme l'utilisation qui est faite du réseau de neurones dans l'identification standard des photons basée sur des coupures. Ce BDT n'est entraîné que pour reconnaître les jets des photons, car on désire une réponse similaire pour les électrons et les photons afin de pouvoir calculer des facteurs d'échelle de correction de la simulation.

La distribution du BDT obtenu est donnée sur la figure 4.18. Malgré le bon accord données / Monte-Carlo apparent, les facteurs d'échelle calculés à partir des données sont beaucoup plus grands que pour l'identification traditionnelle des photons (voir figure 4.19). Ce constat reste vrai même si on entraîne le BDT sur des échantillons simulés avec SLOWD0GSTAR, pourtant plus proches des données. Pour cette raison, l'identification des photons utilisée dans les analyses de $D\bar{O}$ reste celle décrite dans la section 4.2.4.1.

4.2.5 Muons

D'une manière générale, on définit deux types principaux de muons [17] : les muons locaux, qui ne sont associés qu'à des coups dans le système à muons, et les muons associés à une trace centrale (c'est-à-dire associés à la fois à des coups dans le système à muons et à une trace reconstruite dans le trajectographe central).

Dans le cas des muons associés à une trace centrale, qui permettent une bien meilleure résolution sur la mesure de leur impulsion, leur qualité est fonction de plusieurs critères indépendants :

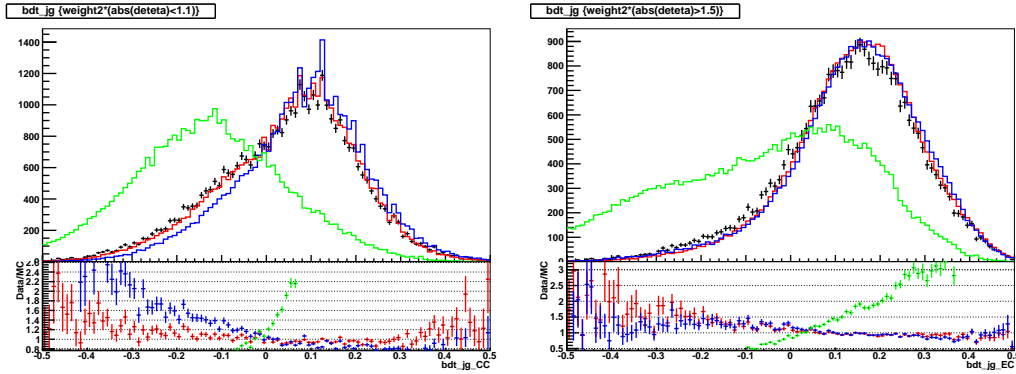


FIGURE 4.18 – Distribution du BDT jet/ γ dans le CC (à gauche) et dans le EC (à droite), pour des échantillons Monte-Carlo de jets (vert), photons (bleu) et électrons (rouge), et échantillon d'électrons provenant des données (noir). La partie basse du graphe représente le rapport entre les différents histogrammes correspondant aux échantillons Monte-Carlo et celui des données.

- le nombre de couches différentes du système à muons touchées et le temps associé à ces coups (veto contre les muons cosmiques, voir ci-après) ;
- la qualité de la trace centrale associée au muon, fonction du nombre de coups dans le SMT et / ou le CFT, de la qualité de l'ajustement de la trace aux coups dans le trajectographe, et de la distance de moindre approche de la trace à l'axe du faisceau ;
- l'isolation du muon, dépendant de la distance entre le muon et le jet le plus proche, de la somme des p_T des traces dans un cône de $\mathcal{R} = 0,5$ autour du muon, et de l'énergie déposée dans le calorimètre pour $0,1 < \mathcal{R} < 0,4$ autour du muon.

Le veto contre les muons cosmiques mentionné plus haut est une coupure sur le temps associé aux coups dans les chambres à muons : il doit être compatible avec le croisement de faisceaux à 10 ns près. Cette coupure, qui a une efficacité d'environ 99%, permet de rejeter les muons issus de rayons cosmiques, dont le temps d'arrivée est aléatoire. En outre de tels muons ne passent en général pas par l'axe du faisceau et peuvent donc également être rejetés en demandant une bonne qualité de la trace centrale.

Dans le cas de l'isolation du muon, le but est spécifiquement de rejeter les muons provenant de jets, en particulier de désintégrations semi-leptoniques de hadrons charmés ou beaux, pour sélectionner les muons provenant des processus électrofaibles comme $W \rightarrow \mu\nu$ ou $Z \rightarrow \mu\mu$.

L'efficacité de reconstruction des muons est de 70% à 90% environ, selon les critères de qualité exigés [18]. De même que pour les électrons et les photons, des facteurs d'échelle sont nécessaires pour corriger la différence d'efficacité entre données et simulation [17]. Ces facteurs sont calculés indépendamment pour chacun des trois critères définis plus haut (qualité de la trace locale, qualité de la trace cen-

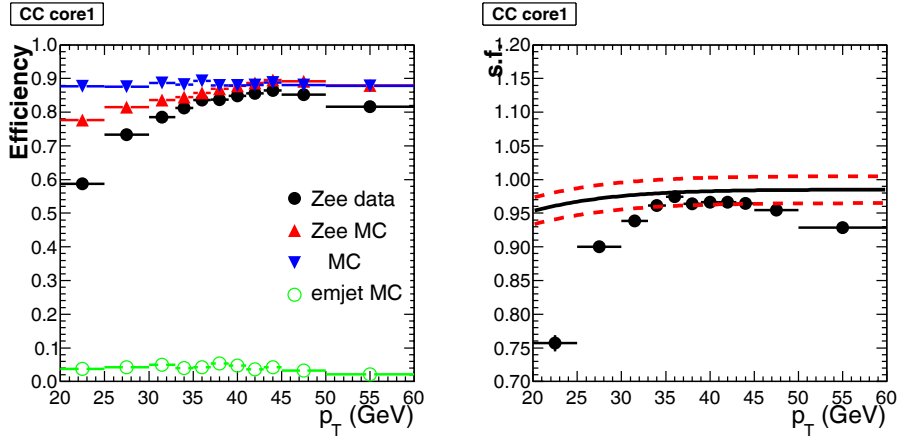


FIGURE 4.19 – Gauche : efficacité d’identification des photons pour l’un des nouveaux points de fonctionnement utilisant le BDT jet/γ , pour des échantillons Monte-Carlo de jets (vert), photons (bleu) et électrons (rouge), et échantillon d’électrons provenant des données (noir), en fonction du p_T du candidat photon. Droite : facteurs d’échelle pour la simulation, définis comme le rapport de l’efficacité pour les électrons dans les données et dans la simulation. Les points noirs, obtenus pour la nouvelle identification, montrent des facteurs d’échelle à la fois plus grands et plus instables que pour l’identification nominale, dont les facteurs d’échelle sont figurés par la bande en traits pointillés.

trale, isolation) à partir d’événements $Z \rightarrow \mu\mu$ sélectionnés par une méthode *tag and probe*. La paramétrisation de cette correction est différente pour chaque critère (selon les cas, elle peut dépendre d’une combinaison de p_T , d_{DCA} , η_D ou η_{CFT} , ϕ_D , \mathcal{L}), et la correction est de l’ordre de 5% à chaque fois.

Enfin, une dernière correction importante est nécessaire dans la simulation. La résolution sur la mesure de l’impulsion transverse des muons est sur-estimée dans le Monte-Carlo (en raison notamment d’une sous-estimation de l’effet des diffusions multiples), et les valeurs prédites ont besoin d’être dégradées pour correspondre à la résolution observée dans les données [19].

4.2.6 Jets

4.2.6.1 Identification des jets et confirmation de vertex

À l’instar des électrons et des photons, la reconstruction des jets commence par la recherche d’amas calorimétriques. Dans le cas des jets un algorithme de cône avec point médian⁵ (*midpoint*) [20] de rayon $\mathcal{R} = 0,5$ est utilisé (certaines analyses de

5. Un algorithme de cône a besoin de graines pour initier les cônes. L’algorithme de cône simple considère toutes les cellules au-dessus d’un certain seuil en énergie (500 MeV dans $D0$), repérées par leur impulsion \vec{p}_i . L’algorithme de cône avec point médian ajoute à la liste de graines les milieux entre deux cellules, $\vec{p}_i + \vec{p}_j$.

QCD considèrent également un rayon $\mathcal{R} = 0,7$). Notons que bien qu'il s'agisse d'un algorithme de cône, il est faiblement sensible aux radiations infrarouges et colinéaires grâce à l'utilisation de points médians, une propriété importante pour un algorithme de jet d'un point de vue théorique (voir figure 4.20).

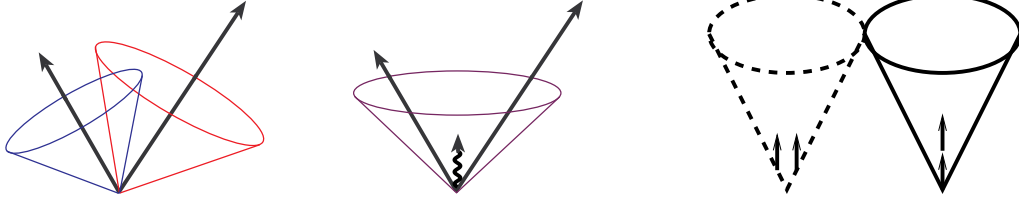


FIGURE 4.20 – Gauche : illustration de la sensibilité aux radiations infrarouges dans les algorithmes de cône. Si les jets sont formés autour de graines (particules représentées par des flèches de longueur proportionnelle à leur énergie), une émission molle de gluon peut modifier la topologie des jets trouvés. Droite : sensibilité des algorithmes de cône aux radiations colinéaires. Dans le premier cas l'énergie est divisée entre deux tours du calorimètre et l'énergie est insuffisante pour produire une graine, alors qu'un jet est trouvé dans le deuxième cas.

Une fois les jets ainsi formés, et après avoir appliqué l'échelle en énergie des jets (voir paragraphe suivant), des coupures sont appliquées pour rejeter les jets provenant de bruit ou d'une gerbe électromagnétique (électron ou photon). Ces coupures concernent notamment la fraction d'énergie déposée dans les couches EM (pour rejeter les gerbes électromagnétiques) et dans les couches CH (les couches CH étant réputées bruyantes), ainsi que le nombre de cellules bruyantes dans le jet et l'association à un jet reconstruit par le système de déclenchement de niveau 1.

Il reste à vérifier si le jet provient du vertex primaire : c'est la *confirmation de vertex*. On dit que c'est le cas si au moins deux des traces associées au jet pointent vers le vertex primaire.

Enfin, comme pour l'identification des autres types de particules, une correction est nécessaire dans la simulation [21]. Cette correction dépend de η_D , de la position en z du vertex et du p_T du jet, et peut atteindre 10 à 20%.

4.2.6.2 Échelle en énergie des jets (JES)

Relier l'énergie mesurée d'un jet à l'énergie des partons qui l'ont initié est un problème complexe [22, 23]. D'une manière générale, la correction à appliquer est de la forme :

$$E_{\text{jet}}^{\text{corr}} = \frac{E_{\text{jet}}^{\text{brute}} - O}{F_{\eta} \cdot R \cdot S} \cdot k_{\text{biais}}, \quad (4.2)$$

où $E_{\text{jet}}^{\text{corr}}$ est l'énergie corrigée du jet, $E_{\text{jet}}^{\text{brute}}$ son énergie non corrigée (l'énergie de l'amas calorimétrique), O la correction constante en énergie (*offset*), R la

correction absolue en énergie (réponse), F_η la correction relative dépendant de η (inter-calibration en η), S la correction due aux effets de gerbe (*showering*) et k_{biais} la correction due aux autres biais.

La première étape est de déterminer le terme O , qui représente la contribution du pile-up et du bruit électronique à l'énergie du jet. Ce terme est déterminé en fonction de η_D et du nombre de vertex primaires dans des événements de biais nul et de biais minimum.

Ensuite, la correction absolue en énergie R est déterminée dans des événements photon + jet, en demandant que l'énergie du jet corresponde à celle du photon. Le facteur R est la correction la plus importante (de l'ordre de 30%) et tient compte des pertes d'énergie dans les parties non instrumentées et de la non compensation du calorimètre. À la fois le photon et le jet doivent être centraux ($|\eta| < 0,4$ pour le jet) et ils doivent être dos à dos. Cette correction absolue doit ensuite être étendue aux jets non centraux, ce qui est le rôle du facteur F_η déterminé dans des événements photon + jet (dominés par des jets de quark et de basse énergie) et dijet (dominés par des jets de gluon et de haute énergie).

La correction S tient compte à la fois de l'énergie du jet déposée hors du cône, et de l'énergie de particules n'appartenant pas au jet déposée à l'intérieur du cône. Elle est déterminée en comparant le profil de dépôt d'énergie obtenu dans la simulation à l'observation dans les données ou la simulation pour des événements photon + jet avec un seul vertex primaire. Cette correction est de l'ordre de 2 à 3%. Les biais résiduels, dont par exemple les effets de la suppression de zéro (voir section 3.2.3), correspondent à une correction de l'ordre du pour-cent.

Dans la simulation, on peut vérifier la validité de l'échelle en énergie des jets en comparant l'énergie obtenue à celle qui est donnée au niveau des particules. L'incertitude sur l'échelle en énergie des jets est inférieure à 2% pour les jets centraux dans la plupart des cas.

4.2.7 Taus

Les leptons τ ne peuvent être identifiés en tant que tels que lorsqu'ils se désintègrent hadroniquement (65% des cas ; ils se désintègrent en $\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ ou $e\bar{\nu}_e\nu_\tau$ sinon). Trois types de taus sont définis dans $D\mathcal{O}$, selon leur signature expérimentale, c'est-à-dire selon que l'amas calorimétrique est associé à un amas dans le calorimètre électromagnétique ou non, et selon que plus d'une trace sont associées à l'amas ou non. L'identification des taus [24] se fait au moyen d'un réseau de neurones dont les variables d'entrée sont reliées à l'isolation, à la forme de la gerbe et à la qualité de l'association entre la ou les traces et l'amas calorimétrique.

4.2.8 Étiquetage des jets de b

Il est crucial de repérer les jets d'un événement initiés par un quark bottom et contenant donc un hadron beau, par exemple pour les analyses étudiant les propriétés du quark top ou recherchant le boson de Higgs se désintégrant en $b\bar{b}$. L'identi-

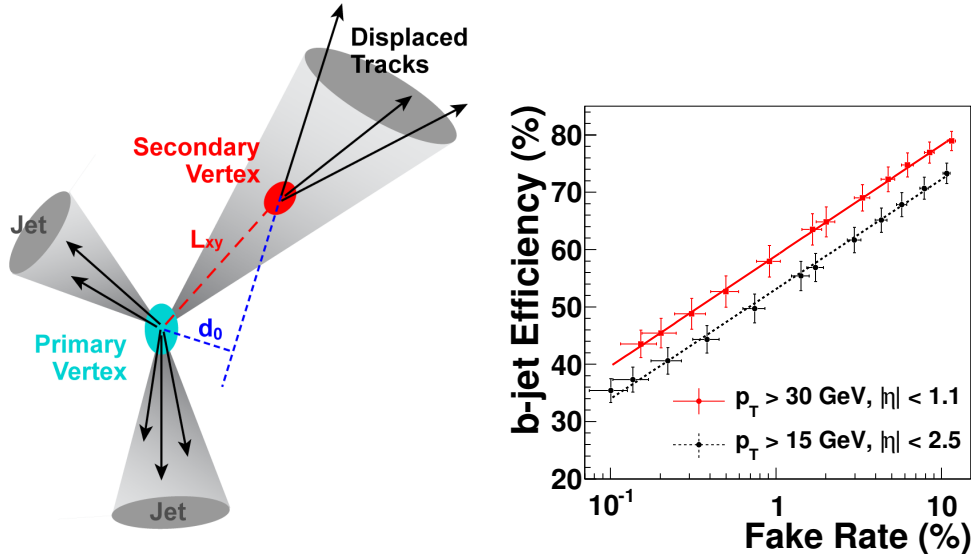


FIGURE 4.21 – Gauche : caractéristiques principales d'un jet de b , avec le vertex secondaire situé à une distance L_{xy} du vertex primaire et des traces déplacées de paramètre d'impact d_0 par rapport au vertex primaire. Droite : efficacité d'identification des jets de b en fonction du taux de mauvaise identification, pour différents points de fonctionnement et pour l'algorithme basé sur un réseau de neurones [25].

fication de ces jets de b utilise le fait que les hadrons beaux ont un temps de vie relativement long ($c\tau \approx 450 \mu\text{m}$). En conséquence, on cherche des traces possédant un grand paramètre d'impact par rapport à l'axe du faisceau, et un vertex secondaire déplacé par rapport à l'axe du faisceau (voir figure 4.21).

Plusieurs outils existent dans DØ pour identifier les jets de b [25] :

- l'algorithme SVT [26] (*Secondary Vertex Tagger*), qui tente de reconstruire des vertex secondaires à partir des traces de grand paramètre d'impact ;
- l'algorithme JLIP [27] (*Jet Lifetime Probability*), qui estime la probabilité que toutes les traces associées à un jet proviennent du vertex primaire à partir de leur paramètre d'impact (elle est proche de 0 pour un jet de b) ;
- l'algorithme CSIP [28] (*Counting Signed Impact Parameter*) qui évalue la signification statistique du paramètre d'impact des traces associées au jet ;
- l'algorithme SLT (*Soft Lepton Tagger*) qui repère la présence d'un muon dans un jet, pouvant provenir de la désintégration semi-leptonique d'un hadron beau.

En pratique, une meilleure efficacité d'identification des jets de b est obtenue en combinant ces différents algorithmes dans un seul discriminant multivarié. Un réseau de neurones a été développé dans le passé [25] (voir figure 4.21 pour sa performance), mais les analyses les plus récentes utilisent un outil plus performant, appelé BL et basé sur plusieurs BDT combinés dans un réseau de neurones [29] pour distinguer

les jets de b des jets initiés par un quark léger (u, d, s) ou un gluon.

Remarquons que les hadrons charmés ont également un temps de vol assez élevé ($c\tau = 100\ \mu\text{m}$ à $300\ \mu\text{m}$). Pour cette raison, un discriminant appelé BC a été développé sur le modèle du BL pour discriminer les jets de b des jets de c .

Une fois de plus, des facteurs d'échelle doivent être appliqués pour corriger l'efficacité d'identification dans la simulation. Une première correction est apportée concernant la probabilité qu'un jet soit « étiquetable », c'est-à-dire qu'il soit possible de lui appliquer les algorithmes d'étiquetage des jets de b (cela signifie qu'il doit être associé à au moins une trace correspondant à des coups dans le SMT et dont le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire est de moins de 2 mm dans le plan transverse et 4 mm selon z). La deuxième correction concerne la probabilité que le jet soit identifié comme un jet de b , et peut atteindre 50%.

4.2.9 Énergie transverse manquante

Dans une collision proton-antiproton, on ignore la fraction de l'énergie initiale du proton et de l'antiproton portée par les partons interagissant, et le référentiel du centre de masse est boosté selon l'axe du faisceau par rapport au référentiel du laboratoire. Cependant, l'impulsion transverse des partons à l'intérieur du proton et de l'antiproton est faible ($< 1\ \text{GeV}$), ce qui implique que la somme des impulsions transverses de toutes les particules créées lors de la collision doit être nulle.

Lorsqu'on réalise cette somme expérimentalement, on trouve en général une valeur non nulle, qui peut être due à la résolution finie de la mesure de l'énergie des différents objets, mais aussi à la production d'une ou plusieurs particules non détectées dans la collision (des neutrinos par exemple, voire des particules exotiques comme des neutralinos). L'énergie transverse manquante⁶, notée \cancel{E}_T , est alors une mesure de la somme des impulsions transverses de ces particules non détectées.

Dans $D\mathcal{O}$, l'estimation de \cancel{E}_T commence par la somme vectorielle des énergies des cellules du calorimètre [30] :

$$\vec{\cancel{E}}_T^{\text{brut}} = - \sum_{\text{cellules}} \vec{E}_T, \quad (4.3)$$

où les cellules considérées dans la somme sont toutes les cellules des couches électromagnétiques (EM) et hadroniques fines (FH) du calorimètre, ainsi que du détecteur inter-cryostat (ICD) et des *massless gaps*, correspondant à une énergie positive⁷. Les cellules du calorimètre hadronique grossier ne sont pas considérées dans la somme car elles sont trop bruyantes et conduiraient à des valeurs faussement élevées pour \cancel{E}_T . L'énergie vectorielle \vec{E}_T des cellules est calculée en fonction de leur position (η, ϕ) par rapport au vertex primaire : $E_x = \sin(\theta) \cos(\phi) E_{\text{cellule}}$, $E_y = \sin(\theta) \sin(\phi) E_{\text{cellule}}$ (avec $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$).

6. En toute rigueur, on devrait parler d'impulsion transverse manquante, mais on parle d'énergie transverse manquante malgré tout car la mesure est basée sur le calorimètre, qui mesure des énergies et non des impulsions.

7. Une cellule du calorimètre peut avoir une énergie négative à cause de la suppression de zéro.

Cette valeur brute de \cancel{E}_T a besoin d'être corrigée de l'échelle en énergie des différents objets identifiés dans l'événement :

- électrons et photons,
- jets,
- muons (en prenant garde de ne pas soustraire l'énergie déposée par les muons dans le calorimètre),
- taus,
- part de l'énergie des jets déposée dans le calorimètre hadronique grossier.

Chaque correction consiste à additionner l'énergie brute calorimétrique de l'objet en question et à retirer l'énergie corrigée de l'échelle en énergie. Bien sûr, on s'assure qu'aucun objet n'apparaît simultanément dans plusieurs listes (les électrons et les jets, par exemple). La quantité ainsi obtenue est celle qui est utilisée dans les analyses de physique.

4.3 Corrections apportées à la simulation

Un certain nombre de corrections doivent être appliquées à la simulation, en raison d'une modélisation imparfaite en l'état. Ces imperfections peuvent être dues au générateur, par exemple si on utilise un générateur à l'ordre dominant alors qu'on sait que les effets venant d'ordres supérieurs sont significatifs, ou à des effets de détecteur mal modélisés dans la simulation. Certaines de ces corrections sont spécifiques à chaque analyse de physique (voir section 5.5), mais d'autres peuvent être partagées au niveau de DØ, car les mêmes échantillons MC sont partagés entre plusieurs analyses. Nous allons décrire ici les principales corrections parmi ces corrections « standard ».

Les corrections que nous allons décrire ici sont des *repondérations*. Cela signifie que l'on va modifier les poids des événements de la simulation, événement par événement, en suivant une procédure du type :

$$w'_i = w_i \times f(v_i), \quad (4.4)$$

où w'_i est le nouveau poids de l'événement i , w_i son ancien poids, et v_i la valeur de la variable v pour l'événement i . La fonction f peut être déterminée à partir des données ou de la théorie (comparaison de différents générateurs, ...), on la choisit pour obtenir la bonne forme de distribution pour la variable v après la repondération. Cette fonction peut être ou bien une fonction analytique, ou bien un histogramme (autrement dit une fonction en escalier).

4.3.1 $p_T(Z)$ inclusif

Le générateur ALPGEN interfacé avec PYTHIA, utilisé pour modéliser le fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$, est connu pour ne pas bien reproduire le spectre en p_T du Z observé dans les données, car il s'agit d'un générateur à l'ordre dominant seulement. On applique donc à chaque événement un poids afin que le spectre corresponde à celui observé

dans les événements des Run IIa et Run IIb [31]. La fonction de repondération utilisée [32] est une fonction analytique définie par morceau (voir figure 4.22).

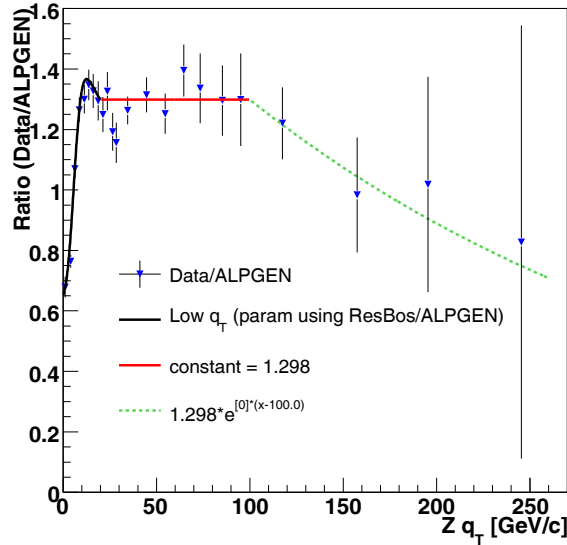


FIGURE 4.22 – Fonction repondération obtenue en comparant les données et les prédictions du générateur ALPGEN, en fonction du p_T du boson Z [32].

4.3.2 $p_T(W)$ dépendant de N_{jet}

De même que pour le boson Z , le spectre en p_T du boson W dans les événements W +jets est mal modélisé par ALPGEN interfacé avec PYTHIA. La correction appliquée [33] dérive de celle pour le Z , multipliée par le rapport $\frac{p_T(W)}{p_T(Z)}$ prédit par des calculs NNLO [34].

4.3.3 Luminosité instantanée

Les échantillons d'événements de données de biais nul utilisés pour la production MC ne possèdent pas le même profil de luminosité que les données utilisées pour l'analyse. La luminosité est donc repondérée, et le résultat obtenu est représenté sur la figure 4.23. Techniquement, cette repondération est effectuée à l'aide d'un histogramme et est calculée pour chaque échantillon MC indépendamment, afin que chacune présente un profil de luminosité correct.

4.3.4 Position z du vertex primaire

De même que pour la luminosité instantanée, la distribution en z de la position du vertex primaire doit être corrigée pour correspondre à celle observée dans les données. Le résultat est représenté sur la figure 4.24. Une fois encore la correction

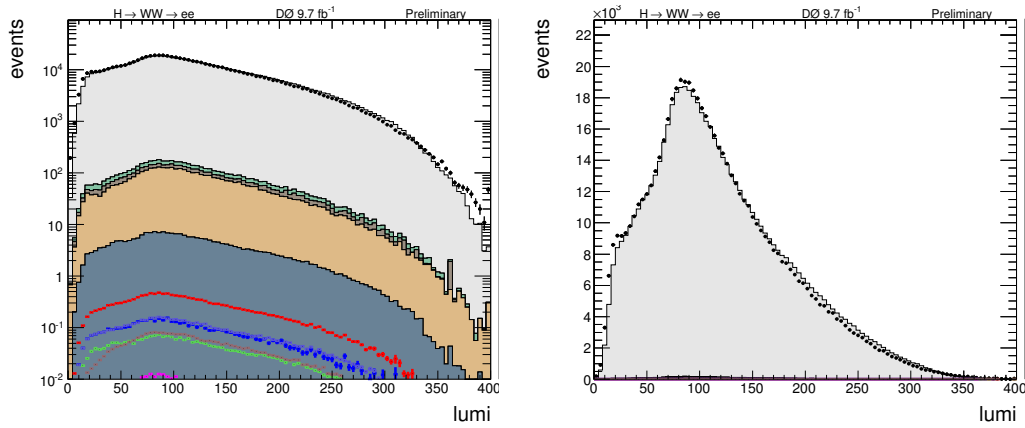


FIGURE 4.23 – Distribution de la luminosité instantanée après repondération. L'accord entre données et simulation n'est pas parfait partout, probablement à cause d'effets dus à la sélection des événements, mais il est suffisant pour prendre correctement en compte les effets dus à la luminosité instantanée.

est appliquée à l'aide d'un histogramme, déterminé pour chaque période de prise de données.

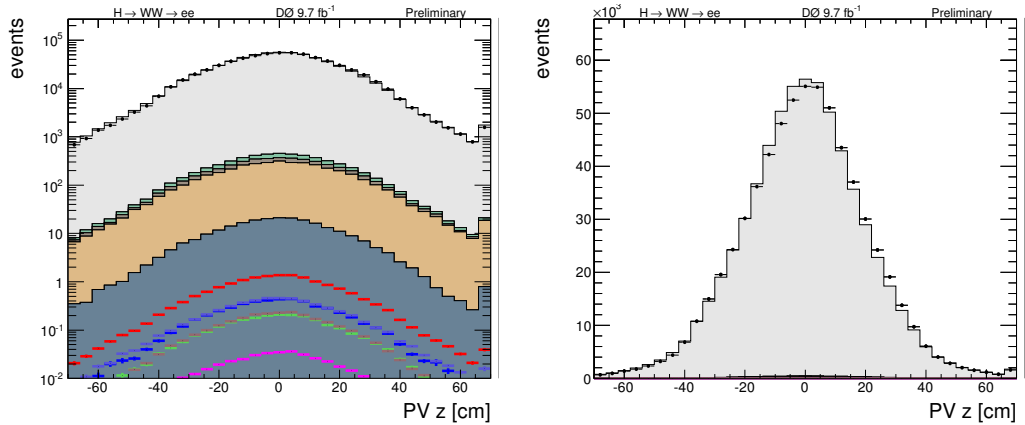


FIGURE 4.24 – Distribution de la position du vertex selon l'axe z après repondération.

4.4 Conclusion

Nous avons donné une vue d'ensemble des méthodes permettant de faire le lien entre la physique du processus dur d'une collision proton-antiproton et les signaux détectés par notre détecteur. La simulation des événements, tout d'abord, est un processus très complexe en plusieurs étapes, de la génération d'événements pour un processus donné à la simulation du détecteur, en passant par la modélisation des

gerbes de partons et de l'hadronisation. Ensuite, les signaux recueillis dans le détecteur doivent être interprétés en termes d'objets physiques produits dans la collision : électrons, photons, jets, muons, etc. Enfin, parce qu'on sait notre modélisation du détecteur imparfaite et incomplète, il est nécessaire d'appliquer plusieurs corrections, afin d'obtenir les mêmes efficacités d'identification des objets physiques que dans les données et d'inclure des effets d'ordre supérieur en théorie des perturbations, par exemple en ce qui concerne l'impulsion transverse du boson vecteur dans les événements V +jets.

Bibliographie

- [1] V. Barnes, P. Connolly, D. Crennell, B. Culwick, *et al.*, *Observation of a Hyperon with Strangeness -3* , Phys. Rev. Lett. **12**, 204 (1964).
- [2] M. Dobbs, S. Frixione, E. Laenen, K. Tollefson, *et al.*, *Les Houches guidebook to Monte Carlo generators for hadron collider physics*, pp. 411–459 (2004), arXiv:hep-ph/0403045 [hep-ph].
- [3] T. Sjöstrand, *Monte carlo generators for the lhc* (2005), <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a042790>.
- [4] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston, H. Lai, *et al.*, *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **0207**, 012 (2002), arXiv:hep-ph/0201195 [hep-ph].
- [5] F. Aaron *et al.* (H1 and ZEUS Collaboration), *Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive e^+p Scattering Cross Sections at HERA*, JHEP **1001**, 109 (2010), arXiv:0911.0884 [hep-ex].
- [6] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, et G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63**, 189 (2009), arXiv:0901.0002 [hep-ph].
- [7] S. Alekhin, J. Blumlein, S. Klein, et S. Moch, *The 3, 4, and 5-flavor NNLO Parton from Deep-Inelastic-Scattering Data and at Hadron Colliders*, Phys. Rev. **D81**, 014032 (2010), arXiv:0908.2766 [hep-ph].
- [8] R. D. Ball *et al.* (NNPDF Collaboration), *A Determination of parton distributions with faithful uncertainty estimation*, Nucl. Phys. **B809**, 1 (2009), arXiv:0808.1231 [hep-ph].
- [9] R. Brun et F. Carminati, *Cern program library long writeup w5013* (1993).
- [10] J. Stark, *The calorimeter, dead material, and a precise simulation thereof*, All D0 Meeting (2006), https://indico.fnal.gov/conferenceDisplay.py?confId=D0_a061060.
- [11] A. Khanov, *HTF : histogramming method for finding tracks. The algorithm description.*, DØ Note 3778 (2000).

- [12] G. Borrisov, *Ordering a chaos or... technical details of aa tracking* (2003), http://www-d0.fnal.gov/global_tracking/talks/20030228/talk-adm-030228.ps.
- [13] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for Higgs boson production in oppositely charged dilepton and missing energy events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D86**, 032010 (2012), [arXiv:1207.1041](https://arxiv.org/abs/1207.1041) [hep-ex].
- [14] X. Bu, T. Head, K. Petridis, M. Takahashi, *et al.*, *Electron Identification for Summer 2010*, DØ Note 6116 (2010).
- [15] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for Higgs boson production in oppositely charged dilepton and missing energy final states in 9.7 fb $^{-1}$ of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D** (2013), [arXiv:1301.1243](https://arxiv.org/abs/1301.1243) [hep-ex].
- [16] X. Bu, E. Chapon, G. Chen, K. P. Petridis, *et al.*, *Photon Identification for Run II data*, DØ Note 6257 (2011).
- [17] O. Brandt, S. Cho, M. Cook, M. Eads, *et al.*, *Muon Identification Certification for the Summer 2009 Extended Dataset (Run IIB-1 and -2)*, DØ Note 6025 (2010).
- [18] O. Brandt, S. Cho, et D. Hedin, *Muon identification certification and treatment of systematic uncertainties for the Run IIB dataset*, DØ Note 6326 (2012).
- [19] O. Brandt, D. Hedin, L. Feng, et A. Santos, *Muon Momentum Oversmearing Update for Run IIB1 and Run IIB2 Data Taking Epochs and Run IIB2 Monte Carlo*, DØ Note 6314 (2012).
- [20] G. C. Blazey, J. R. Dittmann, S. D. Ellis, V. D. Elvira, *et al.*, *Run II jet physics*, pp. 47–77 (2000), [arXiv:hep-ex/0005012](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0005012) [hep-ex].
- [21] X. Bu, D. Li, et J. Lim, *Jet identification for Reprocessed IIB data*, DØ Note 6356 (2012).
- [22] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of the inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D85**, 052006 (2012), [arXiv:1110.3771](https://arxiv.org/abs/1110.3771) [hep-ex].
- [23] D0 Collaboration, *DZero Final RunIIa Jet Energy Scale*, http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/public_RunIIa/.
- [24] R. Madar et F. Couderc, *Tau lepton identification using MVA optimizations, CPS detector and bID tools*, DØ Note 6061 (2010).
- [25] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *b-Jet Identification in the D0 Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A620**, 490 (2010), [arXiv:1002.4224](https://arxiv.org/abs/1002.4224) [hep-ex].
- [26] A. Schwartzman et M. Narain, *b-quark jet identification via Secondary Vertex Reconstruction*, DØ Note 4080 (2003).

-
- [27] D. Bloch, B. Clément, D. Gelé, S. Greder, *et al.*, *Performance of the JLIP b-tagger in p14*, DØ Note 4348 (2004).
- [28] R. Demina, A. Khanov, et F. Rizatdinova, *b-tagging with Counting Signed Impact Parameter method*, DØ Note 4049 (2002).
- [29] S. Greder et I. Ripp-Baudot, *B-tagging with combined multivariate techniques*, DØ Note 5936 (2011).
- [30] S. Calvet, P. Verdier, et E. Kajfasz, *Towards MissingET Certification and Unclustered Energy Studies*, DØ Note 4927 (2005).
- [31] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of the shape of the boson transverse momentum distribution in $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + X$ events produced at $\sqrt{s}=1.96$ -TeV*, Phys. Rev. Lett. **100**, 102002 (2008), arXiv:0712.0803 [hep-ex].
- [32] M. Shamim et T. Bolton, *Generator Level Reweighting of p_T of Z Boson*, DØ Note 5565 (2008).
- [33] G. Hesketh, *W p_T re-weighting for Alpgen and Pythia*, DØ Note 5786 (2008).
- [34] K. Melnikov et F. Petriello, *Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha(s)^{**2})$* , Phys. Rev. **D74**, 114017 (2006), arXiv:hep-ph/0609070 [hep-ph].

Troisième partie

Analyse de données

Sélection et modélisation des événements

Dear Higgs Boson, we know you're out there. We can feel you now. We know that you're afraid.

Abstruse Goose
(<http://abstrusegoose.com/118>)

Sommaire

5.1	Introduction	128
5.2	Notations et définition des grandeurs utilisées	130
5.2.1	Notations	130
5.2.2	Définitions	130
5.3	Présentation de l'analyse	131
5.3.1	Stratégie d'analyse	131
5.3.2	Données utilisées	132
5.3.3	Signaux	134
5.3.4	Bruits de fond	136
5.3.5	Simulation Monte-Carlo	138
5.4	Pré-sélection	138
5.4.1	Jets	139
5.4.2	Normalisation des échantillons	140
5.5	Corrections à la simulation	141
5.5.1	Contribution $W\gamma^*$ dans le fond WZ	143
5.5.2	Repondération des événements diboson WW	144
5.5.3	Repondération des événements $gg \rightarrow H$	145
5.5.4	Repondération de la qualité des électrons et du nombre de coups dans la couche 0	145
5.5.5	Repondération du p_T du boson Z dépendante de la multiplicité de jets	147
5.5.6	Repondération de variables cinématiques des jets	147
5.5.7	Repondération de l'énergie non agglomérée	148
5.5.8	Estimation du fond multijet	157
5.5.9	Correction du fond W +jets	159
5.6	Accord entre données et simulation après la présélection	170

5.7 Conclusion	171
Bibliographie	171

Ce chapitre présente la sélection et la modélisation des événements pour l'analyse de physique effectuée pendant la thèse, ayant pour but de recherche le boson de Higgs dans le canal avec deux électrons de charge opposée et de l'énergie transverse manquante [1] (comme on l'attend dans le canal de désintégration dominant, $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ ¹). Cette analyse repose sur une base commune avec les canaux similaires correspondant aux autres saveurs de leptons (deux muons de charge opposée [2] ou un électron et un muon de charge opposée [3]), et une fois ces trois canaux combinés les contraintes posées sur la production de boson de Higgs du modèle standard sont les plus fortes pour $M_H > 135 \text{ GeV}/c^2$ parmi les canaux de recherche explorés à DØ.

5.1 Introduction

Quel que soit l'état final dans lequel on recherche le boson de Higgs, on est confronté au même constat, illustré dans la figure 5.1 : les événements de signal que l'on cherche sont très rares, et il existe dans le modèle standard d'autres processus produisant des événements avec une topologie plus ou moins proche mais avec une section efficace de production plus grande de plusieurs ordres de grandeurs.

Partant de ce constat, on peut identifier quelques grands principes à garder à l'esprit lorsqu'on conçoit la stratégie de l'analyse, afin d'obtenir les résultats les plus sensibles et les plus solides possibles.

Ne rater aucun événement Higgs potentiel. On a vu que le rapport signal sur bruit (S/B) est extrêmement faible, il faut donc tout faire pour maximiser S , c'est-à-dire maximiser l'acceptance. Cela passe par exemple par le choix de menus de déclenchement et de stratégies d'identification des leptons les plus efficaces possibles, et au niveau de DØ par la prise en compte d'un maximum d'états finaux possibles de la désintégration du boson de Higgs.

Des outils d'analyse fiables. En cherchant un signal rare au sein d'un immense bruit de fond, on est amené à utiliser des techniques complexes dont il faut démontrer la validité et la fiabilité. Pour cela, on vérifie la compréhension des données dans des régions de contrôle, où l'on n'attend pas ou peu d'événements de signal mais qui ont des caractéristiques proches. Un autre test important des techniques d'analyse employées est de mesurer la section efficace d'un processus du modèle standard connu, correspondant à un état final proche du signal que l'on cherche mais ayant une section efficace de production bien plus grande. Par exemple, la mesure de la section efficace de production non

1. Les états finaux avec des leptons tau se désintégrant leptoniquement, par exemple $W^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau\nu_\tau$, sont naturellement pris en compte.

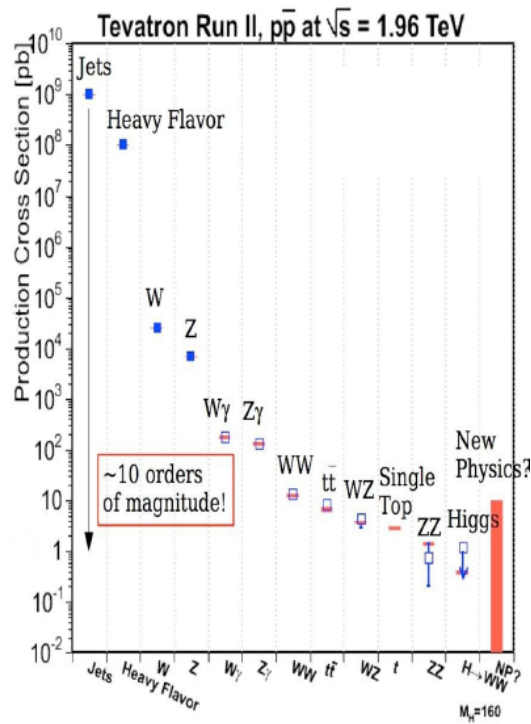


FIGURE 5.1 – Résumé des sections efficaces de production de quelques processus du modèle standard. On constate un écart de près de 10 ordres de magnitude entre la section efficace de production de jets et celle de production du boson de Higgs dans le canal en paire de bosons W .

résonante de paires de bosons W nous permet de valider la recherche de boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow W^+W^-$.

Catégoriser les événements. En partant d'un premier lot de données contenant tous les candidats d'événements de signal, tout le travail d'analyse est de s'efforcer de définir des catégories d'événements, qui seront plus ou moins représentées en signal ou en bruit de fond (et en tel ou tel signal ou bruit de fond). Pour cela, toutes les principales analyses de $D\bar{O}$ cherchant le boson de Higgs s'appuient sur des techniques d'analyse multivariée (MVA, voir section 6.1), telles que des arbres de décision (DT) dans le cas de l'analyse $H \rightarrow W^+W^-$. De telles techniques permettent de combiner plusieurs variables dans un seul discriminant, en profitant des corrélations existant entre elles. Ces discriminants peuvent être entraînés pour rejeter un bruit de fond particulier (par exemple $Z+\text{jets}$ ou W^+W^-), ou tous les bruits de fond simultanément. Le discriminant final, utilisé pour effectivement rechercher un excès dans les données dans une région où on attend du signal, rentre dans cette dernière catégorie.

On part de l'hypothèse qu'on ignore si le boson de Higgs existe réellement dans la nature ou non, puisque c'était le cas au début de cette thèse en 2010 (même s'il s'agit probablement de la particule dont la découverte a été annoncée au CERN par les expériences ATLAS et CMS le 4 juillet 2012 [4, 5]). La dernière étape de l'analyse est donc de comparer la compatibilité des données avec deux hypothèses : « il y a un boson de Higgs », ou « il n'y a pas de boson de Higgs », pour chaque hypothèse sur la masse du boson de Higgs. Le discriminant utilisé pour rejeter le fond $Z/\gamma^*+\text{jets}$ et le discriminant final sont différents pour chaque masse de boson de Higgs, ce qui permet d'optimiser l'analyse pour les caractéristiques différentes du signal dans chaque cas. Pour chaque masse du boson de Higgs on fait varier sa section efficace de production pour mettre une limite supérieure sur celle-ci.

5.2 Notations et définition des grandeurs utilisées

5.2.1 Notations

\cancel{E}_T : énergie transverse manquante (parfois aussi notée MET).

p_T^X : impulsion transverse de la particule X .

$\Delta\phi(X,Y)$: différence d'angle azimutal entre les impulsions ou les quantités X et Y (X ou Y peut être \cancel{E}_T).

$\mathcal{R}(X,Y)$: distance dans le plan η,ϕ entre les impulsions ou les quantités X et Y :

$$\mathcal{R}(X,Y) = \sqrt{\Delta\eta^2(X,Y) + \Delta\phi^2(X,Y)} \quad (5.1)$$

5.2.2 Définitions

minQual : valeur de la Likelihood8 (ou lhood8, voir section 4.2.3) de l'électron de plus mauvaise qualité (c'est donc le minimum des Likelihood8 des deux électrons).

minEmv : équivalent de minQual en remplaçant la Likelihood8 par la valeur de sortie du BDT EMV (aussi simplement notée EMV, voir section 4.2.3).

$M_T(e, \cancel{E}_T)$: masse transverse d'un électron et de l'énergie transverse manquante. La masse transverse est l'équivalent de la masse invariante lorsqu'on considère des impulsions transverses :

$$M_T^2(e, \cancel{E}_T) = p_T^e \cancel{E}_T (1 - \cos(\Delta\phi(e, \cancel{E}_T))) \quad (5.2)$$

$M_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T)$: minimum de la masse transverse entre l'énergie transverse manquante et chacun des deux électrons.

M_{T2} : cette variable, proposée dans les références [6, 7], est semblable à la masse transverse, mais étendue aux états finaux avec deux particules visibles et deux particules invisibles.

$\cancel{E}_T^{\text{Scaled}}$: cette variable est destinée à juger si l'énergie transverse manquante provient d'une mauvaise mesure de l'impulsion des jets. La fluctuation dans la mesure d'énergie du jet peut être approchée par $\Delta E^{\text{jet}} \cdot \sin \theta^{\text{jet}}$, où ΔE^{jet} est proportionnel à $\sqrt{E^{\text{jet}}}$ (on néglige la dépendance de la résolution en énergie des jets selon leur position dans le calorimètre). La présence du terme $\sin \theta^{\text{jet}}$ permet la projection dans le plan transverse à l'axe du faisceau, puisqu'on parle de contribution à l' \cancel{E}_T . L'angle $\Delta\phi(\text{jet}, \cancel{E}_T)$ entre cette projection de la fluctuation d'énergie et l'énergie transverse manquante fournit une évaluation de la contribution du jet à l'énergie transverse manquante. L'énergie transverse manquante réduite $\cancel{E}_T^{\text{Scaled}}$ est définie comme suit :

$$\cancel{E}_T^{\text{Scaled}} = \frac{\cancel{E}_T}{\sqrt{\sum_{\text{jets}} (\Delta E^{\text{jet}} \cdot \sin \theta^{\text{jet}} \cdot \cos \Delta\phi(\text{jet}, \cancel{E}_T))^2}} \quad (5.3)$$

$\cancel{E}_T^{\text{Special}}$: l'énergie transverse manquante spéciale permet d'amoinrir la signification statistique de l' \cancel{E}_T pour les événements où l' \cancel{E}_T est proche, dans le plan transverse, de tout autre objet (électron ou jet). En effet, une telle situation pourrait indiquer que l'énergie de l'objet en question a mal été mesurée. On définit l'énergie transverse manquante spéciale $\cancel{E}_T^{\text{Special}}$:

$$\begin{aligned} \cancel{E}_T^{\text{Special}} &= \cancel{E}_T \text{ si } \Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{ plus proche électron ou jet}) > \pi/2 \\ \cancel{E}_T^{\text{Special}} &= \cancel{E}_T \times \sin(\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{ plus proche électron ou jet})) \text{ sinon} \end{aligned} \quad (5.4)$$

La comparaison entre \cancel{E}_T et $\cancel{E}_T^{\text{Special}}$ est montrée sur la figure 5.2.

5.3 Présentation de l'analyse

5.3.1 Stratégie d'analyse

Les grands principes d'analyse énoncés dans l'introduction (section 5.1) sont tous appliqués dans cette analyse. On commence par sélectionner des événements comprenant deux électrons de bonne qualité et de charge opposée : c'est la *pré-sélection*,

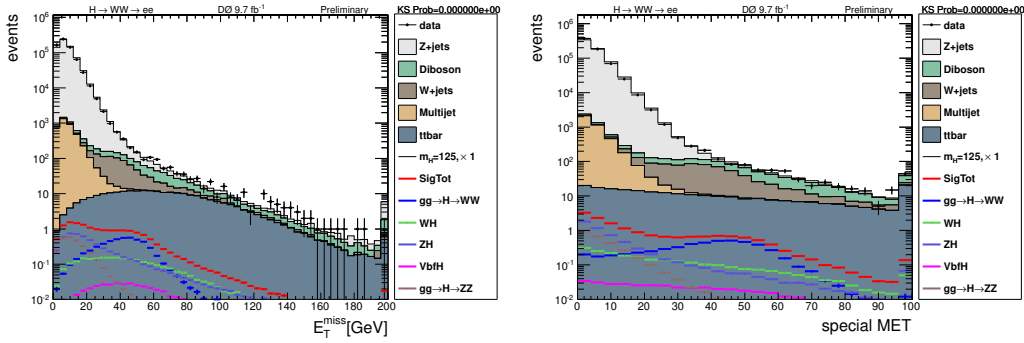


FIGURE 5.2 – Distribution de \cancel{E}_T (gauche) et $\cancel{E}_T^{\text{Special}}$ (droite), dans les données (points noirs) et la simulation (histogrammes colorés). La séparation entre les processus avec ou sans « vraie » \cancel{E}_T (avec ou sans neutrino) est améliorée avec $\cancel{E}_T^{\text{Special}}$.

très efficace sur le signal. Les événements sont ensuite répartis dans cinq catégories, selon le nombre de jets qu'ils contiennent (0, 1, ou 2 ou plus)² et selon leur ressemblance avec un événement W^+W^- (grâce à une coupure sur un discriminant multivarié, le WW-DT), comme indiqué sur la figure 5.3. Notons qu'un événement donné n'est associé qu'à une et une seule catégorie. Un autre discriminant est entraîné dans chaque catégorie de multiplicité de jets pour rejeter le bruit de fond $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$, dominant à pré-sélection. En coupant sur ce discriminant, appelé DY-DT, on définit la *sélection finale*. Enfin, un discriminant final, le Fd, est entraîné dans chaque catégorie pour chercher la présence de signal dans les données et poser une limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs. Plus de détails sur les discriminants multivariés utilisés dans l'analyse sont donnés au chapitre 6.

5.3.2 Données utilisées

Le résultat présenté ici utilise l'ensemble des données du Run II enregistrées par DØ (entre avril 2002 et le 30 septembre 2011) et de bonne qualité³, à savoir $9,7 \text{ fb}^{-1}$ de collisions proton-antiproton.

Le détail des luminosités intégrées correspondant à chaque période de prise de données est donné dans le tableau 5.1. Le Run IIb est découpé en quatre périodes, délimitées par des périodes d'arrêt du Tevatron au cours desquelles des interventions mineures ont été effectuées sur le détecteur. La réponse du détecteur étant légèrement différente d'une période à l'autre (changements dans l'étalonnage du détecteur, etc.), à chaque période de prise de données correspond une version spécifique de la simulation Monte-Carlo (MC). Cependant, les périodes Run IIb3 et Run IIb4 étant

2. Dans la suite on appellera *0-jet* les événements sans jet passant les coupures définies à la section 5.4.1, *1-jet* les événements possédant exactement un tel jet et *2-jet* les événements possédant deux ou plus jets.

3. Voir section 3.2.7.1.

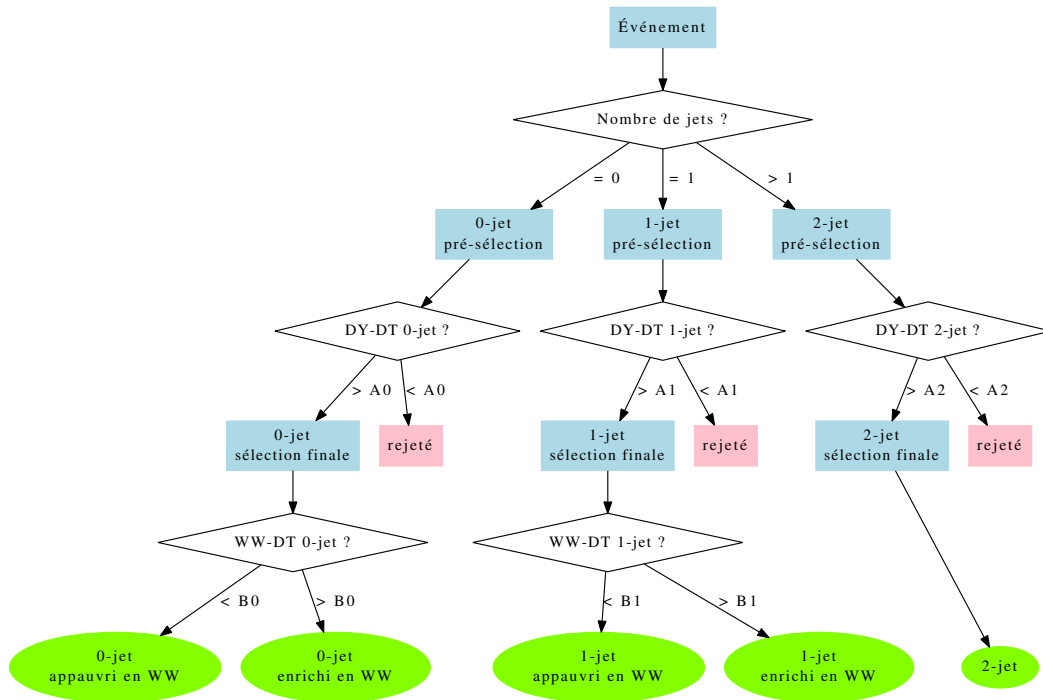


FIGURE 5.3 – Classification des événements dans l'analyse. Chaque losange représente un test sur l'événement : nombre de jets reconstruits ou valeur d'un discriminant. Les ellipses vertes sont les cinq catégories finales où sont entraînés les discriminants finaux et où sont calculées les limites.

très similaires, elles sont toutes deux modélisées par le MC Run IIb3.

Période	Dates de début et de fin	$\int \mathcal{L} dt$ [pb^{-1}]	MC correspondant
Run IIa	avril 2002 - février 2006	1081	Run IIa
Run IIb1	juin 2006 - août 2007	1218	Run IIb1
Run IIb2	octobre 2007 - juin 2009	3040	Run IIb2
Run IIb3	septembre 2009 - juillet 2010	1994	Run IIb3
Run IIb4	septembre 2010 - septembre 2011	2404	Run IIb3

TABLE 5.1 – Pour chaque période, dates de début et de fin de la prise de données et luminosité intégrée correspondante après avoir imposé les critères de qualité des données. Le nom de la version du MC utilisée pour modéliser la période de prise de données est aussi indiqué.

Menus de déclenchement Dans cette analyse, aucun menu de déclenchement spécifique n'est explicitement requis, afin de maximiser l'acceptance. La plupart des événements sont sélectionnés par des menus de déclenchement un seul électron, mais les menus de déclenchement demandant deux électrons ou un électron et un jet contribuent aussi. Cette approche inclusive en terme de déclenchement fonctionne car les menus de déclenchement avec des électrons énergétiques ont une efficacité proche de 100%. L'inefficacité résiduelle de déclenchement est prise en compte en normalisant le MC aux données dans la fenêtre en masse du boson Z , ce qu'on appelle la normalisation de surface (voir section 5.4.2).

5.3.3 Signaux

Cette analyse est principalement dédiée à la recherche du boson de Higgs dans le canal $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$, car c'est celui qui domine l'état final considéré, deux électrons de signe opposé et de l'énergie transverse manquante (\cancel{E}_T). Cependant, un grand nombre de processus pouvant également être sélectionnés pour l'analyse, c'est-à-dire susceptibles de produire deux électrons de charge opposée, sont également pris en compte, résumés dans le tableau 5.2. Tous ces processus ont été générés pour une masse hypothétique du boson de Higgs comprise entre $100 \text{ GeV}/c^2$ et $200 \text{ GeV}/c^2$ avec un pas de $5 \text{ GeV}/c^2$ (sauf $ZH \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$, uniquement disponible pour $M_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$). Plus d'informations sur les modes de production et de désintégration du boson de Higgs sont disponibles dans la section 2.1.1.

La contribution relative de ces différents signaux après la pré-sélection est représentée sur la figure 5.4. Attention cependant, la contribution des signaux ZH et $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ$ est beaucoup plus faible après la sélection finale, car dans leur cas les deux électrons proviennent d'un boson Z . Leur topologie des événements pour ces processus est donc très similaire à celle d'un événement du bruit de fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$, et ces événements sont pour la plupart rejetés.

Mode de production	Modes de désintégration
Fusion de gluons ($gg \rightarrow H$)	$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu$ $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell q\bar{q}$
Fusion de bosons vecteur (VBF, $q\bar{q}' \rightarrow q'\bar{q}''H$)	$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$
Production associée ($q\bar{q}' \rightarrow V^* \rightarrow VH$, où $V = W, Z$)	$H \rightarrow W^+W^-$ $H \rightarrow ZZ$ $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ $H \rightarrow b\bar{b}$ (ZH seulement)

TABLE 5.2 – Modes de production et de désintégration du boson de Higgs considérés dans cette analyse. Dans le cas de la production de boson de Higgs associée à un boson vecteur, tous les modes de désintégration des bosons W et Z sont pris en compte.

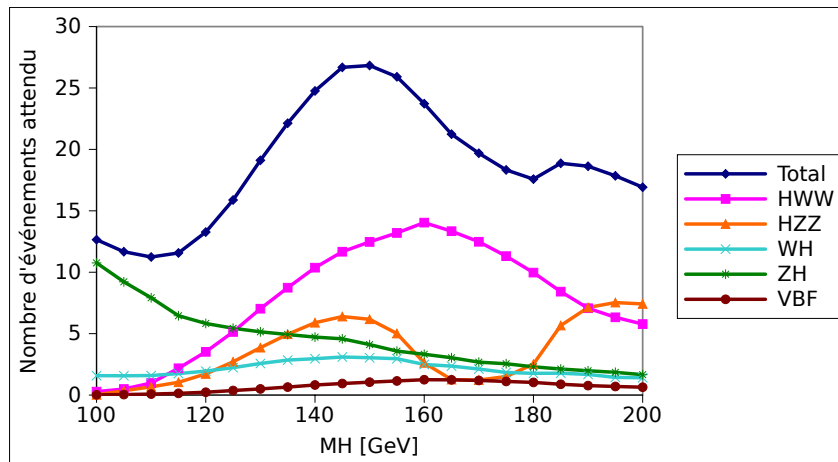


FIGURE 5.4 – Nombre d'événements attendu par classe de signal, en fonction de l'hypothèse sur la masse du boson de Higgs M_H , après la pré-sélection. La ligne « Total » représente le total de toutes les contributions, et « HWW » et « HZZ » ne concernent que le mode de production par fusion de gluons.

5.3.4 Bruits de fond

On peut diviser les bruits de fond considérés en deux catégories : les fonds instrumentaux et les fonds physiques. Tous les fonds sont estimés à l'aide de la simulation MC (avec cependant des corrections dont certaines sont estimées à partir des données : voir section 5.5), à l'exception du fond multijet qui est entièrement estimé à partir des données. La figure 5.5 donne la légende qui est utilisée sur toutes les figures de la suite de cette thèse, sauf mention contraire.

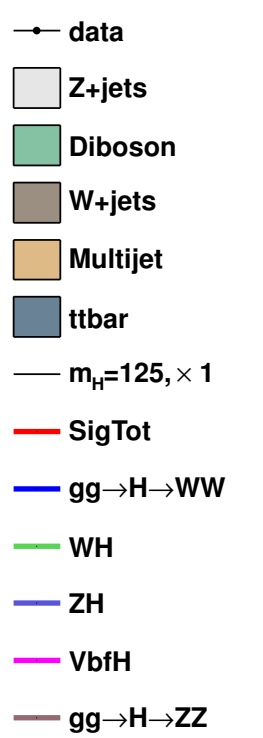


FIGURE 5.5 – Légende des couleurs utilisées dans les figures de cette thèse. La ligne rouge « SigTot » donne la contribution totale attendue pour un signal de boson de Higgs, et les autres couleurs donnent la contribution individuelle de chaque catégorie de signal (VbfH signifie fusion de bosons vecteurs).

5.3.4.1 Bruits de fond instrumentaux

Les processus entrant dans cette catégorie sont dits instrumentaux car ils ne font pas intervenir deux électrons (voir figure 5.6). Cela signifie que l'un ou les deux électrons reconstruits dans l'événement sont en réalité un jet ou un photon faussement identifiés comme un électron, et qu'on peut s'aider de variables relatives à la qualité des électrons pour les discriminer du signal.

Les événements multijet sont caractérisés par la production de deux jets ou plus, par un processus purement QCD. À cause des fortes incertitudes théoriques associées

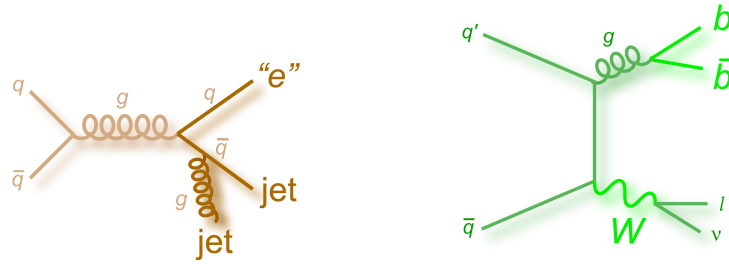


FIGURE 5.6 – Diagrammes de Feynman de production des fonds multijet (gauche) et W +jets (droite).

à ce type de processus, ce fond est entièrement estimé à partir des données (voir section 5.5.8). Ce type d'événements est le deuxième fond dominant à la pré-sélection (après le fond Z +jets), mais il est facile à discriminer du signal car il se caractérise par deux électrons de mauvaise qualité (puisque faussement identifiés), souvent dos à dos, et peu d'énergie transverse manquante (pas de neutrino dans l'état final).

Un seul des deux électrons des événements W +jets est faussement identifié, mais ce processus fait intervenir un neutrino : il y a donc de l'énergie transverse manquante au niveau partonique. Ce bruit de fond est par conséquent l'un des fonds dominants à la sélection finale, et il est en outre associé à de fortes erreurs systématiques à cause de sa nature instrumentale : sa modélisation par la simulation est peu fiable et doit être corrigée (voir section 5.5.9).

5.3.4.2 Bruits de fond physiques

À l'inverse des fonds instrumentaux, les bruits de fond physiques font intervenir deux électrons dans leur état final au niveau partonique (voir figure 5.7).

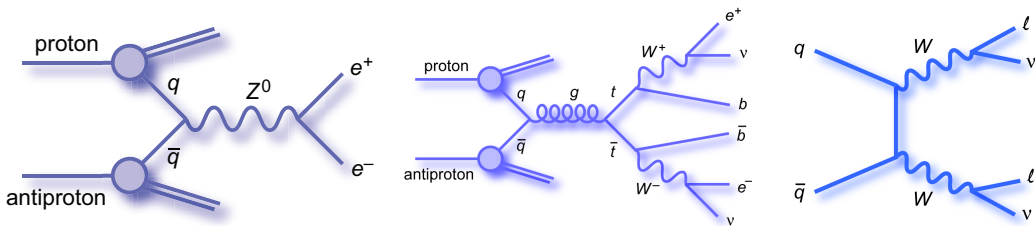


FIGURE 5.7 – Diagrammes de Feynman de production des fonds Z +jets (gauche), $t\bar{t}$ (milieu) et W^+W^- (droite).

Le fond Z/γ^* +jets, aussi appelé processus de Drell-Yan, est de loin le processus dominant à la pré-sélection. Il fait intervenir la conversion d'une paire quark-antiquark en une paire électron-positon par l'intermédiaire d'un photon virtuel ou d'un boson Z . Un ou plusieurs jets peuvent être aussi présents dans l'événement à

cause de radiations de l'état initial. Malgré sa section efficace très élevée, ce processus est assez facile à rejeter, car les électrons sont émis dos à dos et il n'y a pas de neutrino dans l'état final (donc pas de « vraie » énergie transverse manquante).

Le fond $t\bar{t}$ n'est important qu'à la sélection finale et dans les catégories d'événements avec au moins un jet. Par contre, ce processus produit une paire de bosons W , c'est-à-dire exactement l'état final recherché pour le signal. Heureusement, la présence additionnelle de deux jets de b dans l'événement permet de le discriminer du signal.

Le fond diboson (WW , WZ ou ZZ) comprend quant à lui le fond WW , dit irréductible. En effet, la seule chose qui différencie le fond $p\bar{p} \rightarrow W^+W^-$ du signal $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ est le fait qu'il ne soit pas résonant. En utilisant en outre le fait que le boson de Higgs est de spin 0, on peut utiliser les différences de distribution angulaire des électrons pour discriminer le fond WW du signal.

5.3.5 Simulation Monte-Carlo

Tous les processus de signal et de bruit de fond du modèle standard considérés dans cette analyse (à l'exception du fond multijet) sont générés à l'aide des générateurs PYTHIA [8] (version 6.319 ou 6.413). Les fonds W +jets et Z/γ^* +jets font exception et ont été générés à l'aide du générateur ALPGEN [9] (version 2.11), PYTHIA se chargeant alors de l'hadronisation. Dans tous les cas, les fonctions de distribution de partons CTEQ6L1 [10] sont utilisées, et le détecteur est simulé de manière détaillée à l'aide de GEANT3 [11]. Les sections efficaces de production des différents processus sont évaluées de la manière la plus précise possible à l'heure actuelle. Plus de détails sur la simulation Monte-Carlo sont disponibles dans la section 4.1.

Comme énoncé dans la section 5.3.2, à chaque période de prise de données correspond une version de la simulation, prenant en compte les modifications apportées au détecteur (par exemple l'ajout de la couche 0 pour le Run IIb) et l'évolution de la calibration et des efficacités des différentes parties du détecteur.

5.4 Pré-sélection

Les critères définissant ce qu'on appelle la « pré-sélection » sont les suivants :

- Deux électrons identifiés à l'aide des critères `emvPoint05_eff` dans le CC et `emvPoint1_eff` dans le EC⁴.
- Les électrons doivent être de signe opposé.
- Les deux électrons doivent être dans l'acceptance du calorimètre (CC : $|\eta_d| < 1,1$, ou EC : $1,5 < |\eta_d| < 2,5$). Les événements avec deux électrons dans le EC sont rejetés à cause d'un rapport S/B trop faible.
- L'électron de plus haute (plus basse) impulsion transverse doit vérifier $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ ($p_T > 10 \text{ GeV}/c$).
- La masse invariante des deux électrons doit vérifier $M_{e^+e^-} > 15 \text{ GeV}/c^2$.

4. Voir section 4.2.3 pour la définition de ces critères. Les événements avec plus de deux électrons sont gardés, mais alors seuls les deux électrons de plus haute impulsion transverse sont considérés.

- Les deux électrons doivent provenir du même vertex ($\Delta z_{\text{vertex}}(e^+e^-) < 2 \text{ cm}$).

Remarquons qu'aucune coupure explicite sur les jets ou sur l'énergie transverse manquante n'est réalisée à ce stade de l'analyse. En revanche, quelques coupures supplémentaires sont appliquées.

Orthogonalité avec d'autres analyses de recherche du boson de Higgs

Il est important de s'assurer que des événements ne peuvent pas être pris en compte simultanément par plusieurs analyses de recherche du boson de Higgs : c'est ce qu'on appelle *l'orthogonalité* entre les différentes analyses. En effet, les résultats de toutes ces analyses sont destinés à être combinés, or un événement candidat Higgs qui serait malencontreusement sélectionné par deux analyses différentes conduirait la combinaison à surestimer l'excès global. Les événements suivants sont donc rejetés de l'analyse $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ (c'est un *veto*) :

- pour l'orthogonalité avec l'analyse trileptons [12] (sensible en particulier au processus $VH \rightarrow VVV$ où $V = W, Z$), les événements contenant un muon ou plus ;
- pour l'orthogonalité avec l'analyse $ZH \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$ [13], les événements avec les caractéristiques suivantes :
 - au moins un jet de b passant les critères « MegaTight » (voir section 4.2.8),
 - au moins un autre jet passant les critères de la section 5.4.1,
 - la masse invariante des deux électrons est $M_{e^+e^-} \in [60 \text{ GeV}/c, 150 \text{ GeV}/c]$.

Pour ce qui est de l'orthogonalité avec d'autres analyses de recherche du boson de Higgs (telles que $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu jj$ ou $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\tau_{\text{had}}$), elle est assurée au sein des analyses en question (par exemple à l'aide d'un veto sur les électrons supplémentaires).

Coupure supplémentaire Une coupure supplémentaire a été introduite dans l'analyse lors de l'été 2012, suite au constat d'une modélisation imparfaite d'une partie de l'espace des phases, heureusement pauvre en signal. En conséquence les événements possédant les caractéristiques suivantes sont rejetés :

- exactement un jet selon les critères de la section 5.4.1, $\cancel{E}_T > 50 \text{ GeV}$ et $\min(\Delta\phi(\cancel{E}_T, e)) < 1$;
- au moins deux jets selon les critères de la section 5.4.1, $\cancel{E}_T > 50 \text{ GeV}$, $\min(\Delta\phi(\cancel{E}_T, e)) < 1,5$ et $\min\text{Emv} < 0.8$.

$\min(\Delta\phi(\cancel{E}_T, e))$ est le minimum de la différence d'angle azimutal entre l'énergie transverse manquante et chacun des deux électrons, et $\min\text{Emv}$ est le minimum de la quantité EMV utilisée pour l'identification des électrons (section 4.2.3) entre les deux électrons.

L'effet de ces coupures supplémentaires est visible sur la figure 5.8.

5.4.1 Jets

Les événements considérés dans cette analyse sont classés selon le nombre de jets qu'ils possèdent (zéro, un, ou deux ou plus). Ces jets sont sélectionnés selon

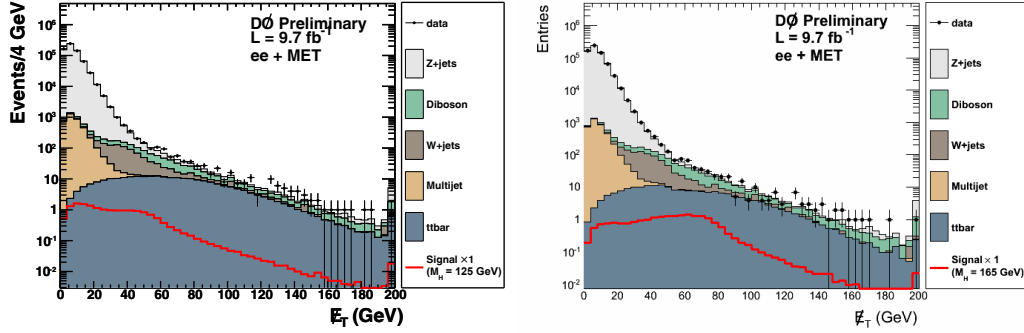


FIGURE 5.8 – Distribution de \cancel{E}_T avant (gauche) et après (droite) les coupures supplémentaires. On remarque la disparition de l'excès de données au-dessus de 50 GeV, et surtout au-dessus de 120 GeV. Le signal est différent sur les deux graphes : $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$ à gauche, $M_H = 165 \text{ GeV}/c^2$ à droite.

les critères standards de $D\bar{O}$ (voir section 4.2.6). En outre, ils doivent vérifier les critères suivants :

- $p_T > 20 \text{ GeV}/c$,
- la confirmation de vertex est utilisée lorsqu'elle est disponible, c'est-à-dire pour le Run IIb.

5.4.2 Normalisation des échantillons

Chaque échantillon MC est normalisé selon sa section efficace théorique et la luminosité intégrée correspondante (par exemple, les échantillons de MC Run IIa sont normalisés à la luminosité intégrée du Run IIa). Cette normalisation est obtenue en multipliant le poids de tous les événements d'un échantillon MC donné par :

$$k_{\text{norm}} = \frac{\sigma \times \mathcal{L}}{N_{\text{gen}}} \quad (5.5)$$

où σ est la section efficace de production du processus en question, \mathcal{L} la luminosité intégrée de l'époque de prise de données considérée et N_{gen} le nombre d'événements MC générés. Selon les processus, la quantité de MC générée correspond à de 10 fois à plus de 100 fois la luminosité intégrée correspondante dans les données, ce qui permet de modéliser les queues de distribution et les événements rares correctement.

On affine cette normalisation en utilisant une procédure appelée *normalisation de surface*, en comparant données et simulation dans un échantillon dominé par les événements Z +jets (pour ne pas être biaisé par la présence éventuelle de signal dans les données). Cette procédure comporte deux étapes, une première indépendante du nombre de jets dans l'événement et une deuxième dépendant du nombre de jets.

Lors de la première étape, un facteur de normalisation de surface est calculé pour corriger toute mauvaise modélisation de l'efficacité d'identification des électrons ou

de l'efficacité de déclenchement. En même temps, cela permet d'annuler partiellement l'incertitude sur la mesure de la luminosité (6,1% [14, 15]) ainsi que celle sur la section efficace de production d'événements Z +jets. En effet, on peut dire que notre analyse de recherche du boson de Higgs ne met pas directement des limites sur sa section efficace de production, à strictement parler, mais sur son rapport à la section efficace de production du processus Z +jets, à cause de cette normalisation de surface. L'incertitude sur la mesure de la luminosité disparaît dans ce rapport.

Le facteur de normalisation est calculé comme suit :

$$S = \frac{N_{\text{data}}}{N_{\text{MC}}} \quad \text{pour} \quad 80 \text{ GeV}/c^2 < M_{e^+e^-} < 100 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.6)$$

Ce facteur S est calculé indépendamment pour chacune des 4 époques Run IIa, Run IIb1, Run IIb2 et Run IIb3 (dans ce dernier cas le MC Run IIb3 est comparé aux données Run IIb3 et Run IIb4), et pour les événements CCCC et CCEC⁵, afin de corriger des efficacités d'identification des électrons ou de déclenchement différentes dans chaque cas. Cette normalisation de surface inclusive (indépendante du nombre de jets) est appliquée à tous les échantillons MC. Sa valeur est similaire selon l'époque MC, sa dispersion permet d'évaluer l'erreur systématique qui lui est associée.

La deuxième étape dépend de la multiplicité en jets de l'événement et n'est appliquée qu'aux échantillons MC Z/γ^* +jets. Elle permet de corriger la dépendance de la section efficace de production Z/γ^* +jets avec le nombre de jets, mal reproduite par ALPGEN qui est un générateur à l'ordre dominant seulement (LO ou Leading Order), ainsi qu'une éventuelle mauvaise modélisation de l'efficacité de reconstruction des jets. On calcule de nouveaux facteurs de normalisation de surface en comparant données et simulation comme suit :

$$\alpha_{i\text{-jet}} = \frac{N_{\text{data}}^{i\text{-jet}}}{S \times N_{\text{MC}}^{i\text{-jet}}} \quad \text{pour} \quad 80 \text{ GeV}/c^2 < M_{e^+e^-} < 100 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.7)$$

où i – jet vaut 0 – jet pour les événements avec exactement 0 jet, 1 – jet pour les événements avec exactement 1 jet et 2 – jet pour les événements avec 2 jets ou plus. La dispersion des valeurs obtenues (voir le tableau 5.3) est compatible avec l'incertitude statistique qui leur est associée. La distribution de la masse invariante des deux électrons est visible sur la figure 5.9.

5.5 Corrections à la simulation

Comme cela a été évoqué dans la section 4.3, des corrections sont apportées à la simulation pour améliorer la qualité de modélisation des données. Le tableau 5.4

5. Les événements CCCC correspondent aux événements dont les deux électrons sont dans le CC ($|\eta_d| < 1,1$). Les événements CCEC correspondent aux événements dont l'un des électrons est dans le CC et l'autre dans le EC ($1,5 < |\eta_d| < 2,5$)

	Run IIb3	Run IIb2	Run IIb1	Run IIa
S	0,970/0,947	0,960/0,937	1,011/0,965	0,997/0,928
$\alpha_{0\text{-jet}}$	1,02	1,02	1,01	1,01
$\alpha_{1\text{-jet}}$	0,90	0,90	0,93	0,99
$\alpha_{2\text{-jet}}$	0,97	0,91	0,97	0,97

TABLE 5.3 – Tableau résumant les facteurs de normalisation de surface (S), et les corrections dépendant de la multiplicité de jets $\alpha_{i\text{-jet}}$. Les deux valeurs pour S correspondent aux facteurs de normalisation de surface respectifs des événements CCCC et CCEC. La dispersion des S et des $\alpha_{i\text{-jet}}$ selon l'époque étant plus grande que l'incertitude statistique associée (inférieure à 1%), on associe à ces facteurs une incertitude systématique évaluée à partir de cette dispersion (voir section 6.4).

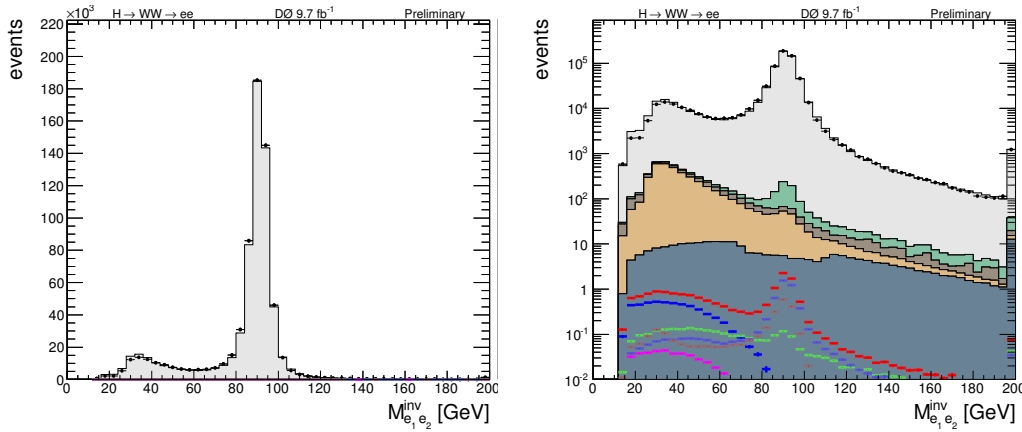


FIGURE 5.9 – Distribution de la masse invariante des deux électrons après normalisation de surface. Dans ces graphes ainsi que dans tous les autres graphes du même type de cette thèse, la dernière classe d'événements (le dernier bin) de l'histogramme inclut tous les événements au-dessus de la borne supérieure de l'histogramme.

résume les repondérations appliquées à la simulation dans cette analyse. Les corrections correspondant aux quatre premières lignes de ce tableau ($p_T(Z)$, $P_T(W)$, luminosité instantanée, position z du faisceau) sont communes à la plupart des analyses de $D\bar{O}$ et ont été décrites dans la section 4.3. Nous ne décrivons donc dans la suite que les autres corrections, spécifiques à cette analyse.

Nom	Processus	Jets	Type	Section
$p_T(Z)$ inclusif	Z/γ^* +jets	Incl.	fonction	4.3.1
$p_T(W)$ dépendant de N_{jet}	W +jets	Incl.	fonction	4.3.2
Luminosité instantanée	Tous	Incl.	histo.	4.3.3
Position z du faisceau	Tous	Incl.	histo.	4.3.4
Contribution $W\gamma^*$ dans WZ	Diboson WZ	Incl.	histo.	5.5.1
p_T^{WW} (MC@NLO)	Diboson WW	Incl.	histo.	5.5.2
$\Delta\phi(WW)$	Diboson WW	Incl.	histo.	5.5.2
$p_T(WW)$ (HQT)	$gg \rightarrow H \rightarrow WW$	Incl.	histo.	5.5.3
Likelihood8 / N-L0 hits	Tous	Incl.	histo.	5.5.4
Énergie non agglomérée	Tous	0, 1, ≥ 2	histo.	5.5.7.2
$p_T(Z)$ dépendant de N_{jet}	Z/γ^* +jets	0, 1, ≥ 2	histo.	5.5.5
$ \eta (j_1)$	Z/γ^* +jets	1, ≥ 2	histo.	5.5.6
$ \eta (j_2)$	Z/γ^* +jets	≥ 2	histo.	5.5.6
$\Delta R(j_1, j_2)$	Z/γ^* +jets	≥ 2	histo.	5.5.6

TABLE 5.4 – Résumé des repondérations appliquées et, pour chacune d’entre elles, des processus concernés. Les quatre premières repondérations sont communes à la plupart des analyses de $D\bar{O}$. La colonne « jets » précise si la correction est appliquée sans coupure sur le nombre de jets (« Incl. ») ou si elle est calculée indépendamment dans chaque classe de multiplicité de jets, et lesquelles.

Certaines de ces repondérations, en particulier celles qui sont spécifiques à l’analyse, ne sont associées directement à aucune incertitude systématique. Cependant, des études ont montré que l’effet de beaucoup de ces repondérations est très faible sur les résultats finaux, et qu’il pouvait être couvert par d’autres incertitudes systématiques (par exemple celle sur la modélisation de l’énergie transverse manquante).

En plus de ces repondérations, nous évoquerons également dans cette section la manière dont le fond multijet est estimé à partir des données. Nous décrivons aussi la méthode employée pour corriger le fond W +jets.

5.5.1 Contribution $W\gamma^*$ dans le fond WZ

Les événements WZ que nous utilisons ont été générés à l’aide du générateur PYTHIA, mais ces événements ne prennent pas en compte la contribution $W\gamma^*$, particulièrement importante à basse masse invariante des deux électrons.

En conséquence, la contribution $W\gamma^*$ a été estimée à l’aide de MC@NLO [16]. La correction est appliquée en fonction de la masse invariante des deux électrons

au niveau générateur : on fait le rapport des prédictions de PYTHIA et MC@NLO (voir figure 5.10, gauche). La normalisation est choisie de manière à ce que l'intégrale sous le pic du Z ($81 \text{ GeV}/c^2 < M_{e^+e^-} < 101 \text{ GeV}/c^2$) soit la même pour les deux générateurs. L'effet de cette correction sur le spectre de masse invariante des deux électrons est visible sur la figure 5.10, à droite. L'effet de cette repondération ayant peu d'incidence sur le résultat final, aucune incertitude systématique ne lui est dédiée.

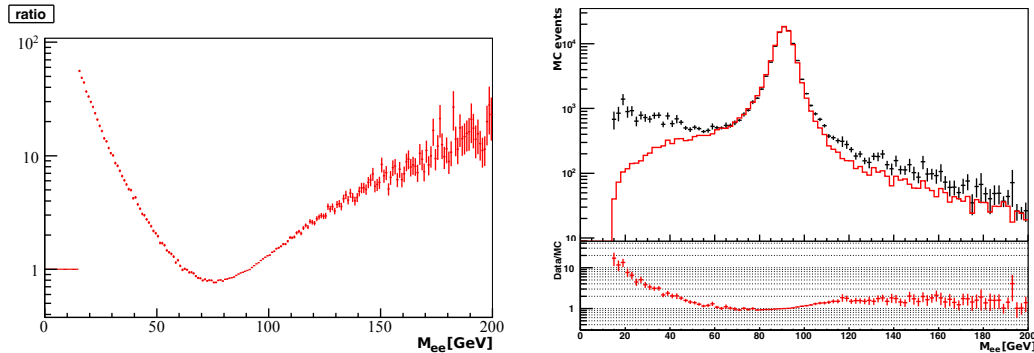


FIGURE 5.10 – Gauche : rapport de la distribution de masse du boson Z/γ^* au niveau générateur entre MC@NLO et PYTHIA. Droite : comparaison de la masse invariante reconstruite des deux leptons après présélection dans l'échantillon WZ , avant (ligne rouge) et après (points noirs) la repondération. Le graphe du bas montre le rapport des distributions, après correction au numérateur et avant au dénominateur. On constate la nette augmentation du nombre d'événements prédit à basse masse.

5.5.2 Repondération des événements diboson WW

Les événements diboson WW ont été générés à l'aide de PYTHIA, donc à l'ordre dominant seulement. Or il est important que la modélisation de ce bruit de fond, qui est notre fond le plus semblable au signal, soit aussi réaliste que possible. Plusieurs corrections sont nécessaires pour tenir compte des effets d'ordre supérieur.

Une première correction est établie à l'aide de MC@NLO [16]. Cette correction est paramétrée simultanément par le p_T de la paire WW et du boson W de plus haut p_T .

Une deuxième correction est nécessaire pour inclure la contribution de la fusion de gluons $gg \rightarrow WW$, qui est absente de PYTHIA. En effet cette contribution fait intervenir un diagramme en boîte, donc au troisième ordre de la théorie des perturbations. Cette contribution est obtenue grâce au générateur GG2WW [17] et la repondération correspondante est paramétrée par la différence d'angle azimutal entre les deux électrons $\Delta\phi(e^+e^-)$, à cause de corrélations de spin différentes entre les processus $gg \rightarrow WW$ et $q\bar{q} \rightarrow WW$. La figure 5.11 montre la distribution de $\Delta\phi(e^+e^-)$ pour les différents modes de production de paire de bosons W .

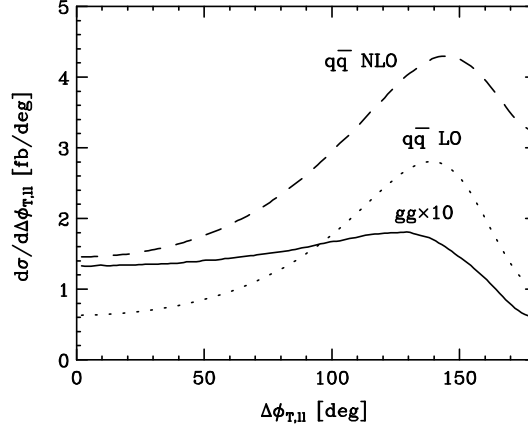


FIGURE 5.11 – Distributions de $\Delta\phi(e^+e^-)$ pour le processus $q\bar{q} \rightarrow WW$ à l'ordre dominant (LO, pointillés) et à l'ordre suivant (NLO, tirets), ainsi que pour le processus $gg \rightarrow WW$ (trait plein, normalisation multipliée par 10). Ce graphe, issu de la référence [17], a été tracé pour le LHC (collisions pp , $\sqrt{s} = 14$ TeV) et en incluant des coupures similaires à celles utilisées dans notre analyse, ainsi que $\cancel{E}_T > 25$ GeV.

5.5.3 Repondération des événements $gg \rightarrow H$

La distribution en p_T du boson de Higgs étant mal reproduite par le générateur PYTHIA, générateur à l'ordre dominant (LO) seulement, nous appliquons une repondération sur cette variable grâce aux prédictions du générateur HQT [18], qui est un générateur NNLL+NLO (voir section 4.1.1.2). Ce générateur fournit également une incertitude systématique sur cette repondération en faisant varier l'échelle du processus, que est prise en compte (voir figure 5.12).

5.5.4 Repondération de la qualité des électrons et du nombre de coups dans la couche 0

La fonction de vraisemblance des électrons (Likelihood8, voir section 4.2.3) permet de discriminer les électrons isolés de bonne qualité des électrons faussement identifiés. En tant que telle, elle est utilisée dans cette analyse (indirectement) comme variable d'entrée du discriminant final et dans la correction du fond W +jets (section 5.5.9). Elle était aussi utilisée auparavant dans l'identification des électrons, avant que l'on décide d'utiliser la nouvelle identification multivariée des électrons reposant sur la variable EMV. On note toutefois que les quantités Likelihood8 et EMV sont très corrélées.

En pratique, la fonction vraisemblance des électrons intervient dans la quantité $n\text{HitsL0minlh8}$, qui est nombre de coups dans la couche 0 pour l'électron de plus basse qualité, c'est-à-dire de plus basse Likelihood8.

Étant donnée l'importance des variables Likelihood8 et $n\text{HitsL0minlh8}$, on repondère les événements en fonction de ces deux variables simultanément. En ef-

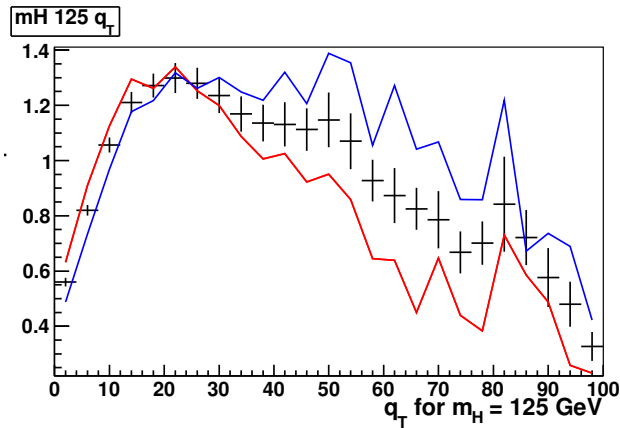


FIGURE 5.12 – Rapport de la distribution en p_T du boson de Higgs fournie par HQT divisée par celle fournie par PYTHIA (en noir ; les barres d’erreur ne tiennent compte que de la statistique). Les incertitudes systématiques sur cette fonction de repondération sont aussi tracées en rouge et en bleu.

fet ces deux variables sont mal modélisées dans la simulation, peut-être à cause d’une mauvaise description des matériaux morts dans le modèle du détecteur. On fait également dépendre la repondération de l’impulsion transverse de l’électron de plus basse qualité, et on calcule la correction à appliquer séparément pour chacune des 4 époques de MC et selon que l’électron de plus basse qualité est dans le CC ou le EC. La correction est calculée en comparant les données et les simulations pour un échantillon dominé par les événements de Z +jets (*i.e.* tel que $75 \text{ GeV}/c^2 < M_{e^+e^-} < 105 \text{ GeV}/c^2$), et elle est appliquée à tous les échantillons de simulation car on corrige un défaut de modélisation de la simulation du détecteur. L’effet de cette correction (qui peut être assez important, la variance des poids étant de 30%) est visible sur la figure 5.13.

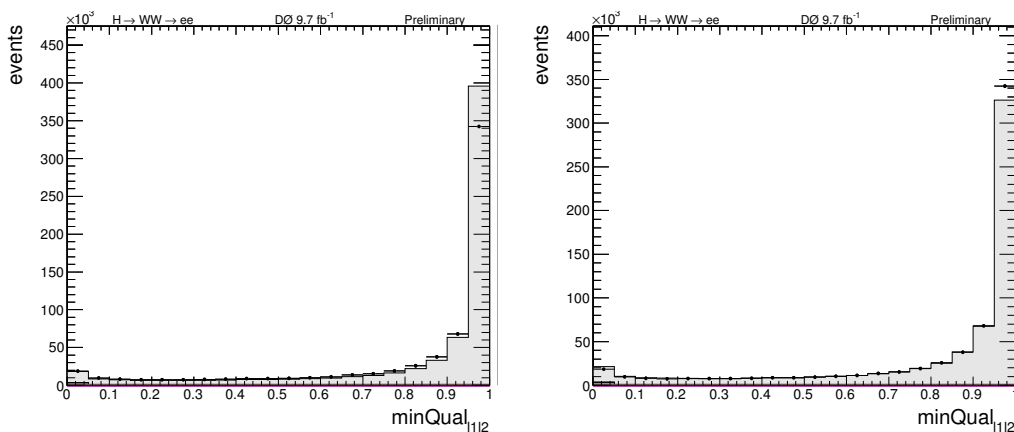


FIGURE 5.13 – Distribution de la variable minQual (voir section 5.2.2) avant (gauche) et après (droite) repondération.

5.5.5 Repondération du p_T du boson Z dépendante de la multiplicité de jets

On a déjà effectué une repondération de l'impulsion transverse du boson Z indépendante du nombre de jets dans l'événement, mais cette correction est insuffisante et une correction résiduelle reste à appliquer, dépendante cette fois du nombre de jets. Cette correction n'est bien sûr appliquée qu'aux échantillons Z +jets de la simulation. Il est à noter que puisque cette correction affecte les distributions des variables cinématiques des événements Z +jets, elle induit un léger changement (1% à 2%) sur la normalisation de surface dépendant de la multiplicité de jets, cette normalisation étant calculée avec une coupure sur $M_{e^+e^-}$. La figure 5.14 montre l'effet de cette correction, de l'ordre de 3% en moyenne.

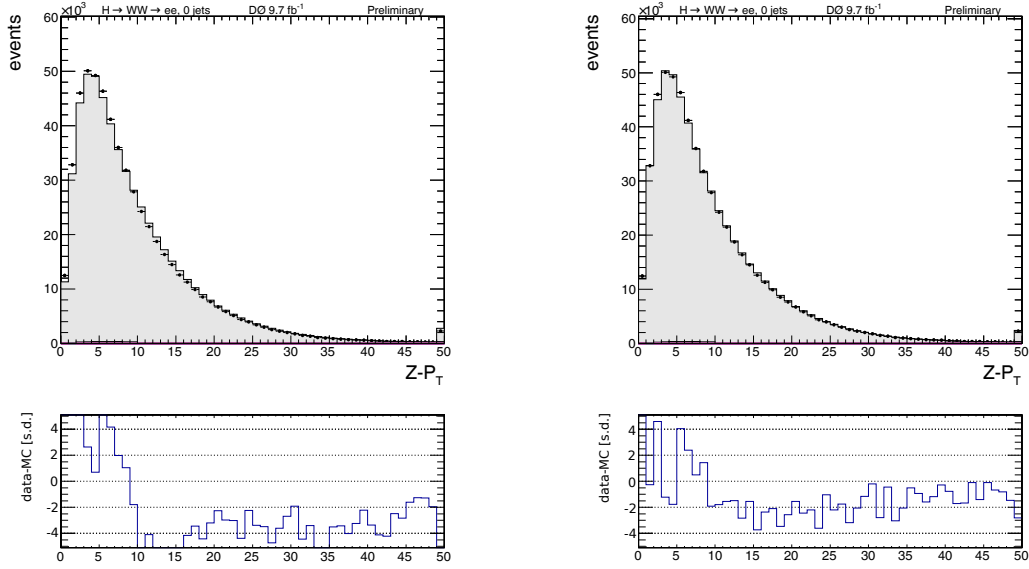


FIGURE 5.14 – Distribution du p_T du boson Z avant (gauche) et après (droite) correction, pour les événements 0-jet. La partie basse du graphe donne le nombre de déviations standard correspondant à l'écart entre données et MC.

5.5.6 Repondération de variables cinématiques des jets

Certaines variables relatives à la cinématique des jets sont utilisées comme variables d'entrée du discriminant final, il est donc nécessaire de s'assurer de leur bonne modélisation. Or on s'aperçoit qu'ALPGEN reproduit mal les distributions en pseudo-rapidité des jets produits dans les événements Z +jets, ainsi que leur angle d'ouverture $\Delta R(j_1, j_2)$. Cela peut être dû à la fois au fait qu'ALPGEN est un générateur à l'ordre dominant, mais aussi à une modélisation imparfaite de l'efficacité de reconstruction des jets. Ces variables sont donc repondérées (voir figure 5.15 ; $|\eta_{\text{jet } 1}|$ dans le lot d'événements avec 1 jet et $|\eta_{\text{jet } 1}|$, $|\eta_{\text{jet } 2}|$ et $\Delta R(j_1, j_2)$ dans le lot

d'événements avec 2 jets ou plus).

En pratique, on a constaté que ces repondérations sont une correction marginale et ont un effet faible (inférieur à 1%) sur les limites obtenues, car les variables relatives à la cinématique des jets sont peu utilisées par le discriminant final.

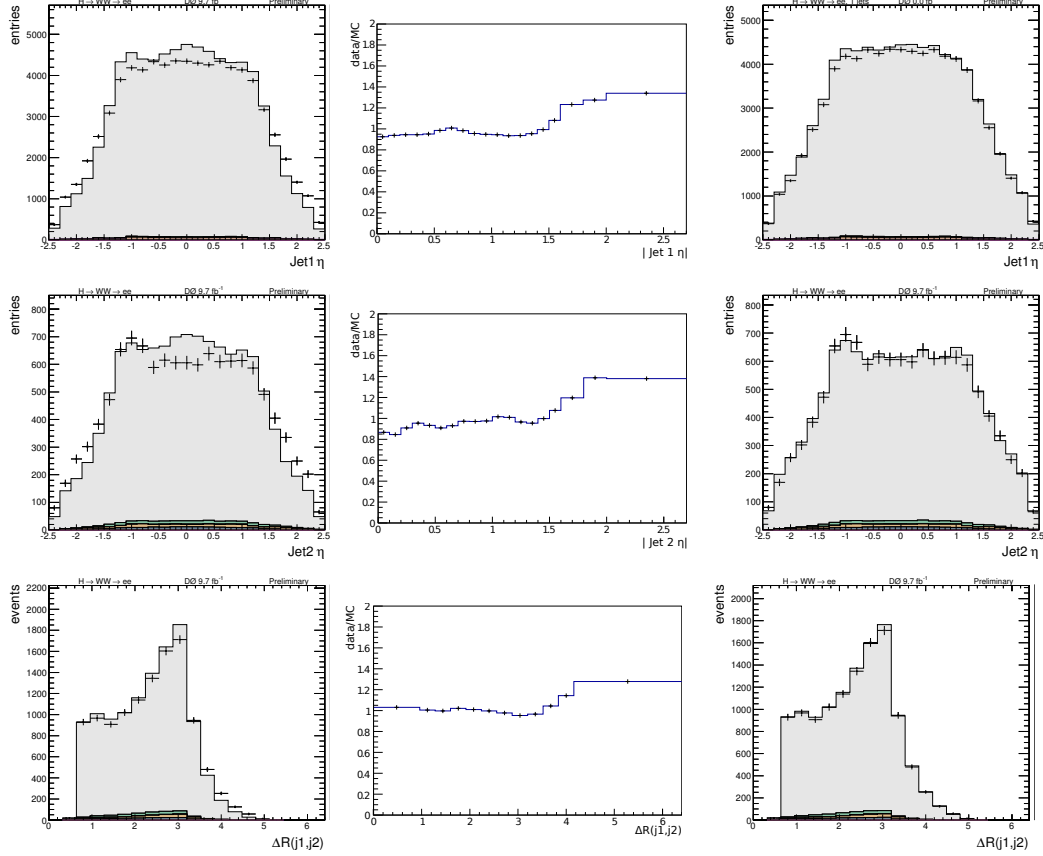


FIGURE 5.15 – Distributions des variables cinématiques des jets avant et après repondération. Les graphes montrent $\eta_{\text{jet}1}$ (haut), $\eta_{\text{jet}2}$ (milieu), et $\Delta R(\text{jet}1, \text{jet}1)$ (bas) pour le lot avec 2 jets reconstruits ou plus (sauf $\eta_{\text{jet}1}$ qui est montré pour le lot avec 1 jet reconstruit). Pour chaque variable, sont montrés la distribution avant repondération (gauche), la fonction de repondération (milieu), et la distribution après repondération (droite).

5.5.7 Repondération de l'énergie non agglomérée

L'énergie transverse manquante \cancel{E}_T joue évidemment un rôle central dans cette analyse. En particulier, puisque notre fond principal, le fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$, ne comporte pas de « vraie » \cancel{E}_T (pas de neutrino dans l'état final), toute \cancel{E}_T mesurée dans ces événements est d'origine instrumentale. Une excellente modélisation de l'énergie transverse manquante est donc cruciale puisque c'est l'une des meilleures variables pour discriminer le fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$ du signal.

Cependant, on s'aperçoit que l'énergie transverse manquante n'est pas bien modélisée dans la simulation : elle a tendance à être surestimée. Une repondération directe de cette grandeur ne serait pas satisfaisante étant donnée son importance dans l'analyse : le risque serait de biaiser la présence d'un éventuel signal dans les données car on forcerait la prédiction du fond au données, « gommant » ainsi le signal.

En revanche, on s'aperçoit qu'une autre grandeur est mal modélisée dans la simulation : l'énergie non agglomérée ou sUE_T , décrite dans la section 5.5.7.1. En outre, une repondération de cette grandeur améliore grandement la modélisation de l'énergie transverse manquante, ainsi que des quantités liées (angle entre \vec{E}_T et p_T des électrons, etc.). On choisit donc d'utiliser cette repondération dans l'analyse.

5.5.7.1 L'énergie non agglomérée

L'énergie non agglomérée⁶ est définie comme étant la somme des énergies de toutes les cellules des calorimètres électromagnétique et hadronique fin, ainsi que de l'ICR, non associées à un objet reconstruit (jet, objet électromagnétique ou muon). On introduit deux quantités :

– l'énergie non agglomérée scalaire sUE_T

$$sUE_T = \sum_{\substack{\text{cellules non} \\ \text{associées à un} \\ \text{amas calorimétrique}}} \|\vec{p}_T^{\text{cellule}}\| \quad (5.8)$$

– l'énergie non agglomérée vectorielle \vec{UE}_T

$$\vec{UE}_T = \sum_{\substack{\text{cellules non} \\ \text{associées à un} \\ \text{amas calorimétrique}}} \vec{p}_T^{\text{cellule}} \quad (5.9)$$

En conséquence, l'énergie non agglomérée est directement liée à l'énergie transverse manquante, puisqu'en première approximation $\vec{E}_T = \vec{UE}_T + \vec{O}_T$, où \vec{O}_T est la somme vectorielle des impulsions transverses de tous les objets reconstruits dans l'événement (voir section 5.5.7.3). Physiquement, sUE_T correspond à la fois à l'énergie déposée par des particules de trop basse énergie pour être reconstruites (issues de l'événement sous-jacent et éventuellement des interactions supplémentaires), et mais aussi à l'énergie émise par un objet calorimétrique (surtout jet) mais qui serait émise en dehors du cône de 0,5 utilisé pour la reconstruction et donc non associée à l'objet.

La figure 5.16 montre qu'il existe une corrélation linéaire entre la norme de \vec{UE}_T et le nombre de vertex primaires dans l'événement. Cette corrélation est attendue intuitivement : l'interaction dure donne l'ordonnée à l'origine, et chaque interaction $p\bar{p}$ dans l'événement apporte sa contribution à \vec{UE}_T par la création de particules de basse énergie. La figure 5.18 montre également l'allure de la distribution de sUE_T .

6. aussi appelée LeBob dans DØ, pour Low Energy Background Objects.

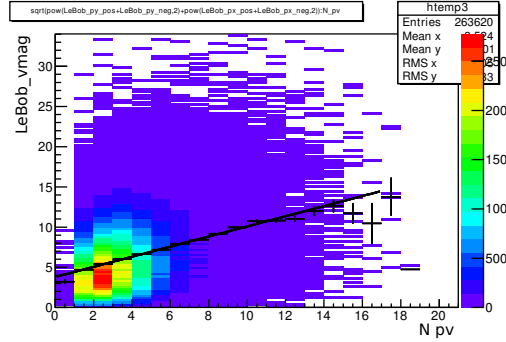


FIGURE 5.16 – Énergie non agglomérée vectorielle en fonction du nombre de vertex primaires dans l'événement. Les croix noires donnent la moyenne de $||\vec{U}E_T||$ pour un nombre de vertex primaires donné et peuvent être ajustées par une droite.

Les hypothèses sur l'origine de la mauvaise modélisation à la fois de sUE_T et \vec{E}_T sont multiples. On peut supposer que le générateur est mal réglé, en particulier en ce qui concerne la modélisation de l'événement sous-jacent et de la multiplicité de particules créés lors des collisions. Si tel est le cas, la quantité d'énergie déposée par les particules de basse énergie peut être repondérée pour correspondre aux données, et c'est ce qui est fait dans l'analyse (section 5.5.7.2).

Une autre approche est de considérer qu'on a plutôt affaire à un effet du détecteur (mauvaise modélisation du bruit du calorimètre par exemple, ou mauvaise modélisation de sa réponse). Il faudrait donc corriger la composante $\vec{U}E_T$ au sein de l'énergie transverse manquante. Plutôt qu'une repondération, on va alors modifier la valeur de \vec{E}_T en fonction de $\vec{U}E_T$, et c'est l'approche décrite dans la section 5.5.7.3. Cependant cette approche s'est avérée moins efficace et n'est donc pas utilisée dans l'analyse.

5.5.7.2 La correction et son impact sur l'énergie transverse manquante

Dans l'analyse, l'énergie non agglomérée scalaire sUE_T est repondérée ; c'est la correction la plus simple qu'on puisse appliquer, et on considère que puisque $\vec{U}E_T$ intervient dans \vec{E}_T on a va en même temps améliorer la modélisation de l'énergie transverse manquante. Cette repondération est effectuée séparément pour chaque multiplicité de jets et pour les événements CCCC et CCEC, et elle appliquée à tous les échantillons MC, signal compris. En effet on corrige des effets de détecteur et / ou de modélisation des processus mous (événement sous-jacent, interactions multiples) qui sont indépendants de la physique en jeu dans le processus dur. La fonction de repondération pour les événements sans jet reconstruit est visible sur la figure 5.17, et la figure 5.18 montre son effet sur l'énergie non agglomérée scalaire. La modélisation de l'énergie transverse manquante après correction n'est pas parfaite (voir figure 5.19 pour les événements sans jet reconstruit), mais l'amélioration est très nette.

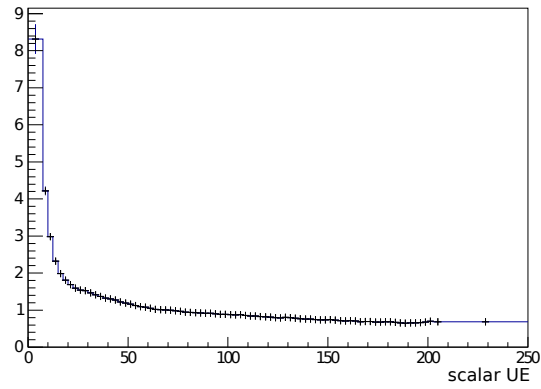


FIGURE 5.17 – Correction appliquée à l'énergie non agglomérée scalaire pour les événements sans jet reconstruit.

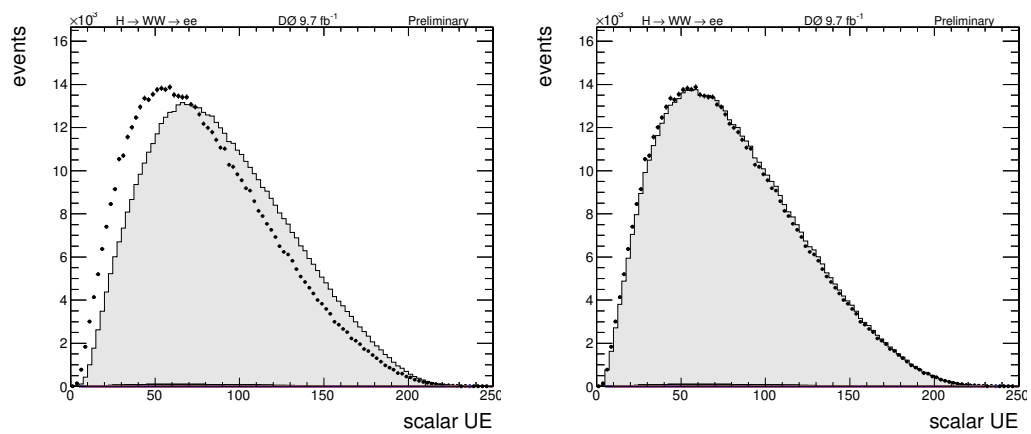


FIGURE 5.18 – Distribution de l'énergie non agglomérée scalaire pour les événements sans jet reconstruit, avant (gauche) et après (droite) correction.

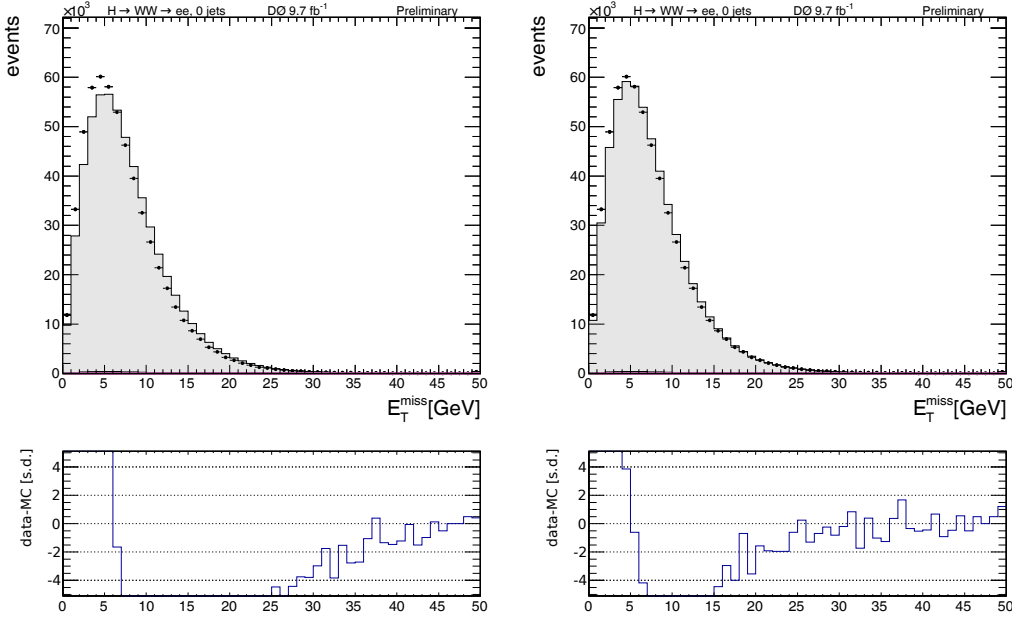


FIGURE 5.19 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour les événements sans jet reconstruit, avant (gauche) et après (droite) correction. La partie basse du graphe donne le nombre de déviations standard correspondant à l'écart entre données et MC.

5.5.7.3 Recherche de corrections alternatives

La correction de la mauvaise modélisation d'une variable par une repondération est très efficace, mais potentiellement dangereuse. En effet on force la simulation à correspondre aux données, ce qui risque de faire disparaître un éventuel signal présent dans les données (même si le risque est ici très faible, d'une part parce qu'on calcule la correction à une étape entièrement dominée par le fond Z +jets, et d'autre part parce que l'allure de la distribution pour l'énergie non agglomérée est la même pour les signal et les bruits de fond). En outre, il n'est pas évident que la repondération soit la méthode la plus adaptée. On va chercher des corrections alternatives qui modifient la valeur et / ou la direction de l'énergie transverse manquante sans toucher au poids des événements. Plus précisément, on va essayer de corriger la contribution de l'énergie non agglomérée à l'énergie transverse manquante.

Première tentative L'idée la plus simple est la suivante : on va essayer d'appliquer une « échelle d'énergie » à l'énergie non agglomérée, puisque l'énergie transverse manquante est déjà corrigée de l'échelle en énergie de tous les objets reconstruits (électrons, photons, jets, muons, taus). Schématiquement, la correction s'écrit

$$\vec{E}_T \leftarrow \vec{E}_T - s \times U\vec{E}_T \quad (5.10)$$

où s est la correction à « l'échelle en énergie » de l'énergie non agglomérée, à

déterminer. Ce paramètre s dépend de l'époque du MC (on s'aperçoit qu'il est inutile qu'il dépende d'autre chose, comme le nombre de jets ou sUE_T). Le paramètre vaut, naïvement, $1 - s = \frac{\text{RMS}((\vec{U}E_T)_x^{\text{data}})}{\text{RMS}((\vec{U}E_T)_x^{\text{MC}})} \approx 0,9$. Cette correction est assez peu efficace (voir figure 5.20). On peut affiner cette correction de la manière suivante :

$$(\vec{E}_T)_{x,y} \leftarrow (\vec{E}_T)_{x,y} - s_{x,y}(\vec{U}E_T)_{x,y} - A_{x,y} \quad (5.11)$$

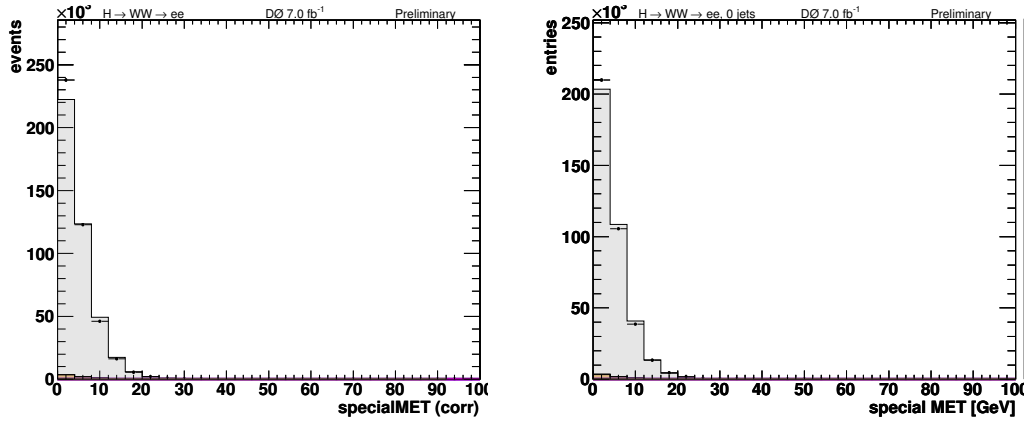


FIGURE 5.20 – Comparaison de la distribution de $\vec{E}_T^{\text{Special}}$ après correction du type $\vec{E}_T \leftarrow \vec{E}_T - s \times \vec{U}E_T$ (gauche) ou après repondération de sUE_T (droite). On constate que la correction est insuffisante.

On a autorisé une correction affine, et différente selon les axes x et y , car on constate à la fois dans les données et dans la simulation que $\langle (\vec{E}_T)_{x,y} \rangle \neq 0$ et $\langle (\vec{U}E_T)_{x,y} \rangle \neq 0$. Cet effet peut être dû à une asymétrie du bruit dans le calorimètre (par exemple cela pourrait s'expliquer par des longueurs de câble différentes entre le haut et le bas du calorimètre). À présent, les paramètres s_x , s_y , A_x et A_y sont déterminés itérativement, en minimisant le χ^2 entre les histogrammes donnant la distribution de $(\vec{E}_T)_{x,y}$ dans les données et dans la simulation.

Au final, cette correction permet une amélioration de la modélisation de l'énergie transverse manquante, mais cette amélioration est inférieure à celle obtenue par la repondération de sUE_T . La méthodologie employée ne permet pas de corriger correctement le défaut de modélisation, ce qui motive une deuxième tentative de correction.

Deuxième tentative À présent, on garde le même principe général que pour la première tentative, à ceci près qu'on ne se place plus dans la base (x,y) mais dans une base différente, construite à partir de O_T (voir figure 5.21) :

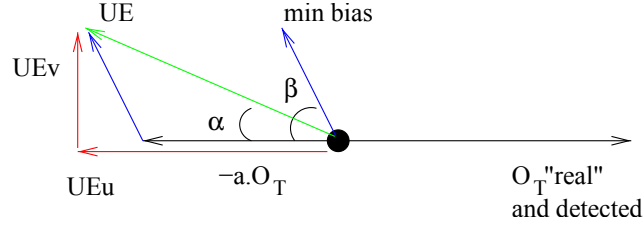


FIGURE 5.21 – Résumé des contributions à l'énergie non agglomérée UE_T dans un événement sans \cancel{E}_T . La flèche noire $-a.O_T$ représente les objets de basse énergie reculant face aux objets reconstruits (par exemple pour un événement $Z \rightarrow e^+e^-$ on a $O_T = p_T^Z$). La flèche bleue correspond à la contribution de la composante « biais minimum » de l'événement, c'est-à-dire l'événement sous-jacent et les interactions multiples. Le total donne l'énergie non agglomérée, en vert.

$$\vec{O}_T = \sum_{\substack{\text{good} \\ \text{reconstructed} \\ \text{objects}}} \vec{p}_T \quad (5.12)$$

Cette nouvelle base est définie comme $(\vec{u} = \frac{\vec{O}_T}{\|\vec{O}_T\|}, \vec{v})$, telle que (\vec{u}, \vec{v}) soit une base orthonormée. Pour une grandeur vectorielle \vec{X} , on note alors (X_u, X_v) ses coordonnées dans cette base. Elle est d'une utilité particulière dans les événements où on a un axe privilégié bien défini : par exemple dans un événement $Z + 0$ jet, on a $O_T = p_T^Z$.

La motivation pour calculer une correction dans cette base vient de l'idée que la mauvaise modélisation de \cancel{E}_T et sUE_T ne provient peut-être pas seulement d'une mauvaise modélisation du détecteur, mais aussi d'effets d'émission de particules en dehors du cône de reconstruction des électrons et des jets.

Cette motivation se voit mieux si on étudie l'allure de la projection de $\vec{\cancel{E}}_T$ (figure 5.22) et \vec{UE}_T (figure 5.23) dans la base (\vec{u}, \vec{v}) .

De même que pour la première tentative, on cherche une correction de la forme

$$(\vec{\cancel{E}}_T)_{u,v} \leftarrow (\vec{\cancel{E}}_T)_{u,v} - s_{u,v}(\vec{UE}_T)_{u,v} - A_{u,v} \quad (5.13)$$

Les paramètres s_u et A_u (respectivement s_v et A_v) sont une fois de plus déterminés itérativement en minimisant un χ^2 entre les histogrammes donnant la distribution de $(\vec{\cancel{E}}_T)_u$ (respectivement $(\vec{\cancel{E}}_T)_v$) dans les données et le MC, et dépendent de l'époque du MC.

La correction obtenue permet une modélisation parfaite de \cancel{E}_T , ce qui est remarquable étant donné le faible nombre de paramètres dans notre correction. Cependant, on s'aperçoit que l'angle de l'énergie transverse manquante est modifié de manière non réaliste, ce qui a pour conséquence que les variables liées à la direction de $\vec{\cancel{E}}_T$ sont grandement dégradées (voir figures 5.24 et 5.25), malgré l'excellent comportement de sa norme.

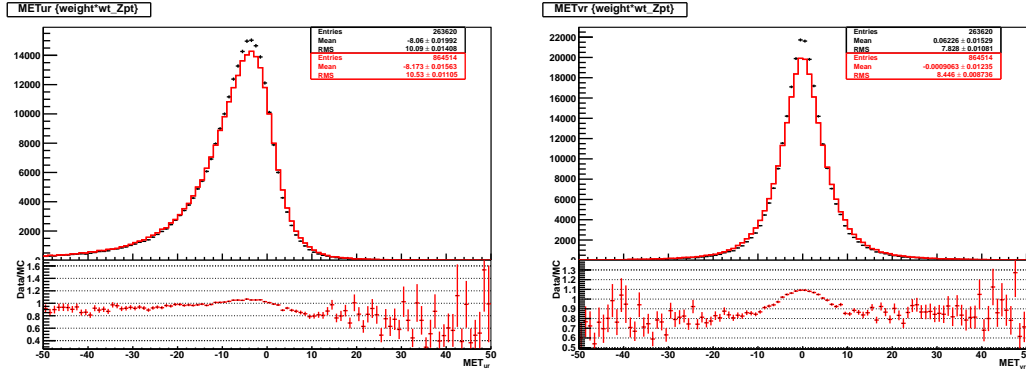


FIGURE 5.22 – Projection sur les axes u (gauche) et v (droite) de l'énergie transverse manquante pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Les données sont représentées par les points noirs et le MC par l'histogramme rouge. La partie basse du graphe donne le rapport données / MC.

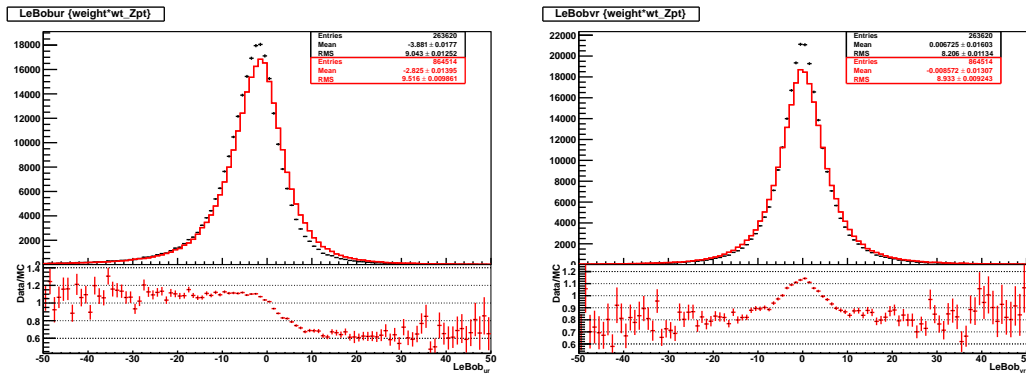


FIGURE 5.23 – Projection sur les axes u (gauche) et v (droite) de l'énergie non agglomérée pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Les données sont représentées par les points noirs et le MC par l'histogramme rouge. La partie basse du graphe donne le rapport données / MC.

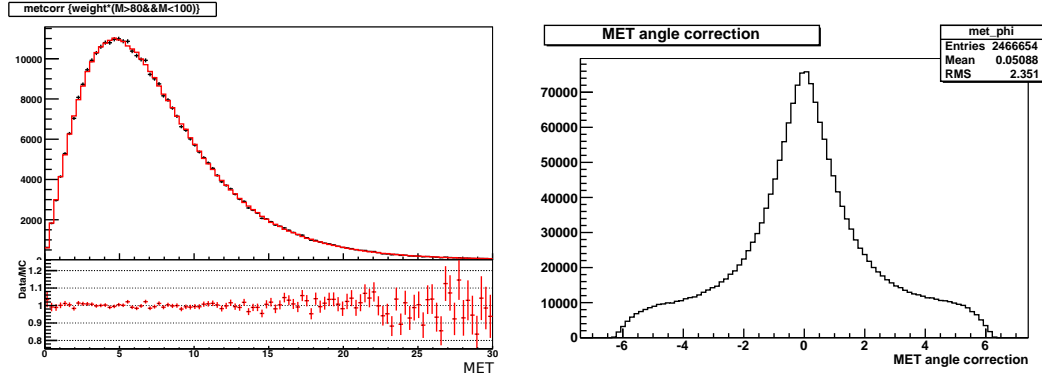


FIGURE 5.24 – Gauche : énergie transverse manquante dans des événements $Z \rightarrow e^+e^-$, corrigée par la méthode dans la base (\vec{u}, \vec{v}) . On constate le parfait accord entre données (points noirs) et MC (histogramme rouge). La partie basse du graphe représente le rapport données / MC. Droite : variation d’angle azimutal de la direction de l’énergie transverse manquante avant et après correction. Noter l’écart-type de près de $3\pi/4$, qui resterait supérieur à $\pi/2$ même avec une coupure $\cancel{E}_T > 40$ GeV.

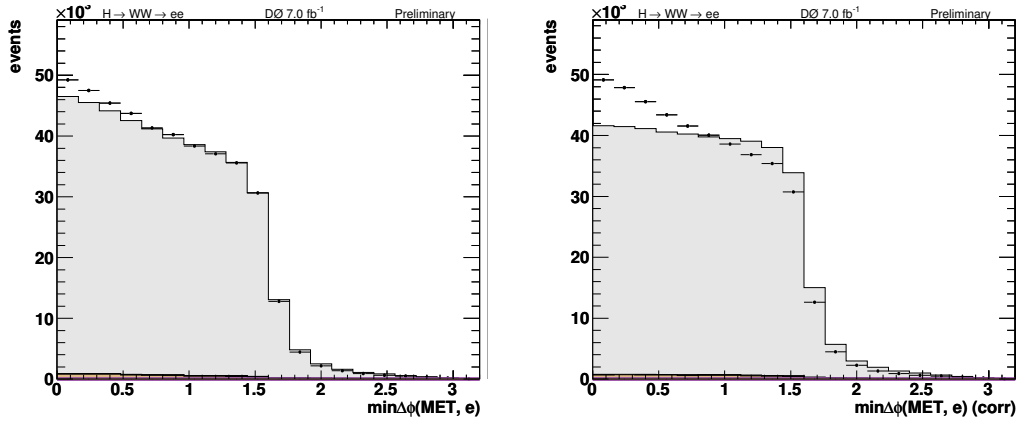


FIGURE 5.25 – Différence minimum d’angle azimutal entre la direction de \cancel{E}_T et l’impulsion des deux électrons, avant (gauche) et après (droite) correction (dans la base (\vec{u}, \vec{v})). L’accord entre données et MC est très dégradé après la correction.

Conclusion On voit que malgré plusieurs approches essayées dans la recherche d'une correction alternative à la repondération de sUE_T , aucune correction ne permet des résultats aussi bons que cette repondération. C'est donc cette correction qui est gardée dans l'analyse.

5.5.8 Estimation du fond multijet

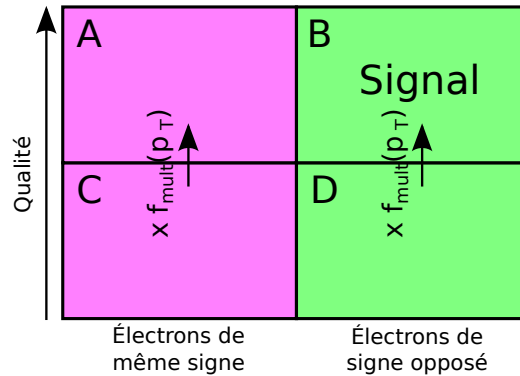


FIGURE 5.26 – Vue d'ensemble de la méthode ABCD (voir le texte pour plus de détails).

Le fond multijet est estimé à l'aide d'une méthode dite *méthode ABCD* (voir figure 5.26). Le but de cette méthode est de déterminer la contribution inconnue du fond multijet dans la région du signal, en se servant de régions de contrôle orthogonales à celle-ci. On définit quatre régions de l'espace des phases, ici selon que l'événement possède deux électrons de même charge ou de charge opposée, et selon que les deux électrons sont de bonne ou de mauvaise qualité. La région du signal est celle avec deux électrons de bonne qualité et de charge opposée (région B sur le schéma), et les événements avec deux électrons de mauvaise qualité (régions C et D) sont dominés par le fond multijet.

La méthode se décompose en deux étapes :

- On se place d'abord dans la région avec deux électrons de même charge (régions A et C), orthogonale à la région du signal. On détermine le facteur de correction f_{mult} , qui permet d'obtenir à partir de la région C la contribution du fond multijet dans la région A.
- On applique ensuite cette même correction à la région D pour modéliser le fond multijet dans la région du signal (région B). Cela suppose que la cinématique des événements multijet dans les régions A et C est la même que dans les régions B et D, autrement dit on s'appuie sur le fait que l'identification de la charge des « électrons » dans un événement multijet est presque aléatoire.

Dans notre analyse, la forme du fond multijet est déterminée directement depuis un échantillon de données en inversant la coupure sur EMV utilisée pour l'identification des électrons (cette coupure devient donc $EMV < -0,96$ dans le CC et EMV

$< -0,74$ dans le EC). Les électrons doivent cependant toujours être associés à une trace, car c'est le cas de tous les électrons utilisés dans l'analyse. Cet échantillon spécial de données est appelé *l'échantillon multijet*, correspondant aux régions C et D selon la notation introduite ci-dessus.

La normalisation du fond multijet est obtenue à partir de la différence entre les données et les échantillons MC des fonds du modèle standard dans un échantillon d'événements avec deux électrons de même signe satisfaisant les critères de pré-sélection. Cette différence est paramétrée en fonction du p_T des deux électrons.

$$N_{Data}^{\pm\pm}(p_T^i) = N_{mc}^{\pm\pm}(p_T^i) + f_{mult} N_{mult}^{\pm\pm}(p_T^i) \quad (5.14)$$

où la normalisation de l'échantillon MC Z +jets est ajustée pour correspondre aux données dans le pic en masse du Z , pour corriger la modélisation imparfaite dans la simulation de l'erreur sur l'identification de la charge des électrons (le taux de mauvaise identification de la charge est sous-estimé d'un facteur entre 1,5 et 2 dans la simulation, ainsi qu'on s'en aperçoit en étudiant les événements avec deux électrons de même charge).

Le nombre d'événements multijet dans la région du signal peut être estimé de la manière suivante :

$$N_{mult|sig}^{\pm\mp} = f_{mult}(p_T^i) \times N_{mult}^{\pm\mp}(p_T^i) \quad (5.15)$$

où

$$f_{mult}(p_T^i) = \frac{N_{data}^{\pm\pm}(p_T^i) - N_{MC}^{\pm\pm}(p_T^i)}{N_{mult}^{\pm\pm}(p_T^i)} \quad (5.16)$$

et $N_{mult|sig}^{\pm\mp}$ correspond au nombre d'événements dans l'échantillon multijet dans la région du signal (avec deux électrons de signe opposé). Pour $i = 2$, $N_{MC}^{\pm\pm}(p_T^i)$ est multiplié par $f_{mult}(p_T^1)$.

Ces corrections sont calculées itérativement. Une première correction est d'abord calculée en fonction du p_T de l'électron le plus énergétique (p_T^1) et appliquée au fond multijet. Ensuite la correction résiduelle est calculée et appliquée en fonction du p_T du deuxième électron (p_T^2). En outre les fonctions d'ajustement sont évaluées séparément pour le Run IIa et le Run IIb, pour les événements CCCC et CCEC et dans les différents lots de multiplicité de jet (sauf dans le lot avec 2 jets ou plus, où la correction utilisée est celle calculée sur le lot inclusif en nombre de jets à cause d'une statistique trop limitée dans le lot 2 jets pour calculer une correction).

La fonction d'ajustement utilisée pour la correction est une exponentielle plus une constante :

$$f(p_T) = a + b \times e^{-c*p_T} \quad (5.17)$$

L'ajustement est réalisé pour $p_T < 45 \text{ GeV}/c$ ($p_T < 35 \text{ GeV}/c$ pour p_T^2) pour éviter le pic jacobien du Z . En effet, pour des p_T plus grands, le fond Z +jets domine complètement le fond multijet et on ne contraint pas mieux l'ajustement. La valeur

de la fonction de correction est donnée par la figure 5.27, et l'effet de la correction par la figure 5.28.

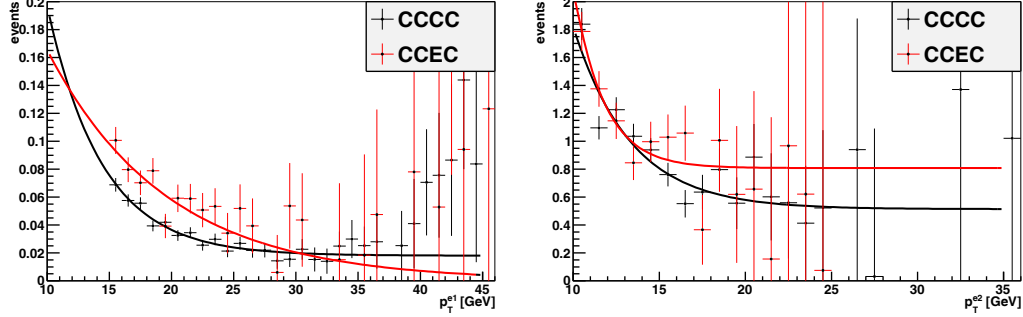


FIGURE 5.27 – Fonctions de corrections f_{mult} ajustées pour le premier (gauche) et le deuxième (droite) électron de plus haute impulsion transverse, pour le Run IIb et pour le lot inclusif en nombre de jets. Les points correspondent au membre de droite de l'équation 5.16, ajustés par f_{mult} .

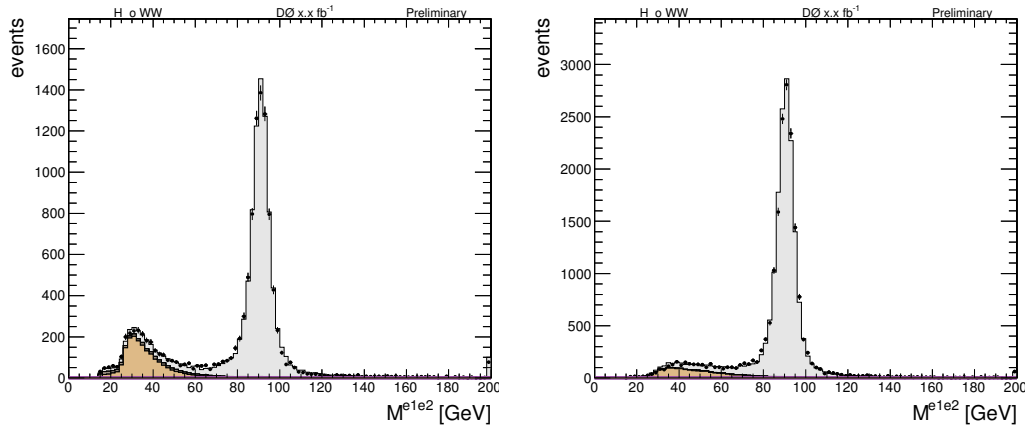


FIGURE 5.28 – La masse invariante des deux électrons dans l'échantillon avec deux électrons de même charge, après correction du fond multijet, pour les données Run IIb, pour les événements CCCC (gauche) et CCEC (droite).

5.5.9 Correction du fond W +jets

En plus de la repondération du p_T^W décrite à la section 4.3.2, il est nécessaire d'appliquer une correction supplémentaire aux échantillons MC W +jets pour corriger le désaccord constaté entre données et simulation pour ce processus. Cette correction est calculée pour différentes sources d'électrons faussement identifiés dans les événements W +jets, provenant ou bien de photons émis par un quark de l'état initial ou de l'état final ou par l'électron issu du W , ou bien de jets émis conjointement au boson W .

La stratégie est la suivante :

- définir une région de contrôle enrichie en événements W +jets à l'aide d'événements avec deux électrons de même signe ;
- dans cette région de contrôle, développer un discriminant multivarié pour distinguer les différentes composantes du fond W +jets ;
- dans les lots avec 0 ou 1 jet, utiliser la méthode des gabarits (*template method* en anglais) sur la sortie de ce MVA, où les gabarits proviennent des échantillons MC W +jets. Cet ajustement donne les fractions relatives des différentes composantes du fond W +jets dans les données ;
- utiliser les résultats de cet ajustement pour corriger la normalisation des différentes composantes du fond W +jets dans la région du signal.

Plusieurs raisons peuvent motiver le besoin de cette correction dans le MC : une mauvaise modélisation de la probabilité de production de photons, quarks ou gluons dans l'état final, ainsi qu'une mauvaise modélisation de la probabilité pour un jet ou un photon d'être faussement identifié comme un électron. Afin d'être applicable dans la région du signal, la correction doit corriger indépendamment chaque source d'électrons faussement identifiés.

La région de contrôle W +jets a été choisie en sélectionnant une série de coupures sur les événements avec deux électrons de même signe pour supprimer le fond Z +jets (voir figure 5.29 et 5.30) :

- $M_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 30 \text{ GeV}/c^2$;
- $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$;
- $M_{e^+e^-} \in [15 \text{ GeV}/c^2, 80 \text{ GeV}/c^2]$;
- $\Delta\phi_{e^+e^-} < 3 \text{ rad}$

5.5.9.1 Information au niveau générateur dans les événements W +jets/ γ

Source de $e^{\min Q}$	0 jet	1 jet
γ	149±6 (65%)	19±2 (51%)
q/g	43±2 (19%)	11±1 (30%)
e	33±2 (14%)	5±1 (13%)
$e\&\gamma$	0,6±0,2 (0,2%)	0,3±0,1 (1%)
$e\&q/g$	0,3±0,2 (0,1%)	0,1±0,1 (0,3%)
Non associé	0,2±0,1 (0,1%)	1±0,3 (3%)
Total	228±7	37±2

TABLE 5.5 – Origine de l'électron de plus mauvaise qualité dans les événements W +jets/ γ pour les lots avec 0 ou 1 jet. Le nombre d'événements correspond à ce que l'on attend pour $9,7\text{fb}^{-1}$ de luminosité intégrée. Chaque association est exclusive : par exemple la ligne γ signifie que l'électron de plus mauvaise qualité a été associé à un photon (ISR ou FSR) et rien d'autre. Le cas e désigne le cas où l'électron de plus mauvaise qualité est associé à l'électron issu de la désintégration du boson W .

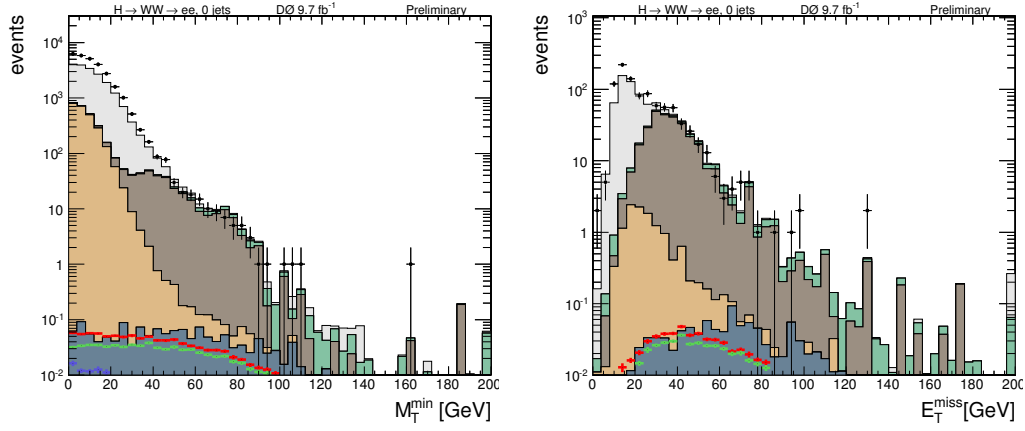


FIGURE 5.29 – Gauche : masse transverse minimale entre l'électron et l'énergie transverse manquante dans le lot sans jet reconstruit pour les événements avec deux électrons de même charge. Droite : énergie transverse manquante dans le lot sans jet reconstruit pour les événements avec deux électrons de même charge et $M_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 30 \text{ GeV}/c^2$. Note : la probabilité de mauvaise identification de la charge des électrons n'a pas été corrigée dans le MC, ce qui explique le déficit de MC Z/γ^* .

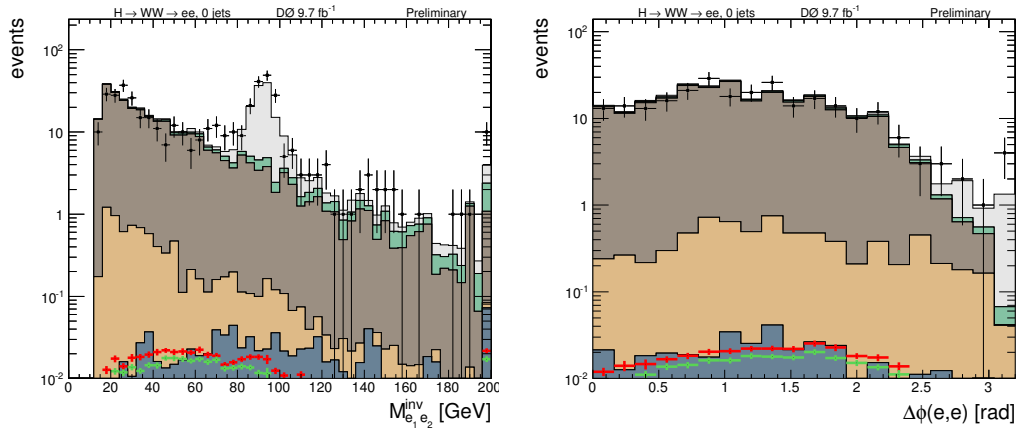


FIGURE 5.30 – Gauche : Masse invariante des deux électrons pour le lot sans jet reconstruit pour les événements avec deux électrons de même charge, $M_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 30 \text{ GeV}/c^2$ et $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$. Droite : différence d'angle azimutal entre les deux électrons pour le lot sans jet reconstruit pour les événements avec deux électrons de même charge, $M_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 30 \text{ GeV}/c^2$, $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{e^+e^-} \in [15, 80] \text{ GeV}/c^2$. Note : la probabilité de mauvaise identification de la charge des électrons n'a pas été corrigée dans le MC, ce qui explique le déficit de MC Z/γ^* .

Le but de cette correction est de normaliser les différentes sources d'électrons faussement identifiés dans l'échantillon MC $W+\text{jets}/\gamma$. Les différentes sources d'électrons faussement identifiés sont étudiées en associant l'électron à l'un des objets suivants au niveau générateur :

- un photon émis par l'un des quarks de l'état initial (aussi appelé photon ISR, pour *Initial State Radiation*)⁷ ;
- un photon émis par le boson W (aussi appelé photon FSR, pour *Final State Radiation*) ;
- un quark ou un gluon de l'état initial.

L'électron faussement identifié (en pratique l'électron de plus mauvaise qualité) est associé à l'un de ces objets si leur écart angulaire est $\Delta\mathcal{R} < 0.5$. Le tableau 5.5 résume les contributions attendues des différentes sources d'électron faussement identifié pour les lots avec 0 jet ou 1 jet, dans la région de contrôle enrichie en $W+\text{jets}$. Dans environ 15% des cas, on constate que l'électron de plus mauvaise qualité est associé à un électron au niveau générateur, et que c'est l'électron de plus haute qualité qui est faussement identifié.

5.5.9.2 Correction dans les lots avec 0 ou 1 jet

Pour évaluer les fractions respectives des différentes sources d'électrons faussement identifié (quark / gluon, photon ISR, photon FSR), on utilise la méthode des gabarits (*template method*).

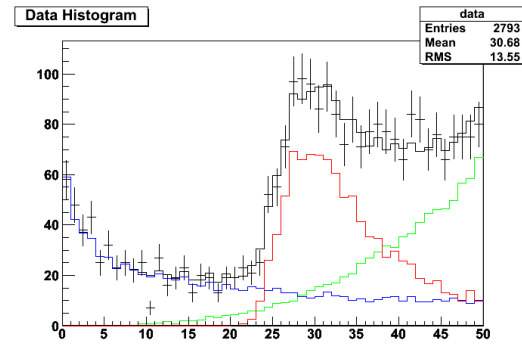


FIGURE 5.31 – Illustration de la méthode des gabarits sur un exemple imaginaire. Les histogrammes bleu, rouge et vert sont obtenus à partir de la simulation et correspondent à trois processus différents. On ajuste leurs contributions respectives pour que leur somme (histogramme noir) corresponde à la distribution observée dans les données (points noirs).

Principe de la méthode La méthode des gabarits est utilisée lorsqu'on veut connaître les contributions de différents processus dans les données. On choisit pour

7. Les photons issus d'une désintégration de π^0 ne sont pas comptés dans cette catégorie.

cela une variable qui permette de discriminer entre ces différents processus. On trace la distribution de cette variables dans les données, et pour les différents processus à partir de la simulation. Enfin, on ajuste la normalisation de chaque processus de manière à ce que la somme des distributions pour les différents processus permette de retrouver celle qu'on observe dans les données (voir figure 5.31).

Application à la correction du fond W +jets Les gabarits sont établis en utilisant deux arbres de décision (BDT, voir section 6.1) :

- un BDT pour discriminer les événements $W + q/g$ des événements $W + \gamma$, noté $\text{BDT}_{part/\gamma}$,
- un BDT pour discriminer, parmi les événements $W + \gamma$, ceux où le photon provient de l'état initial (photon ISR) de ceux où il provient de l'état final (photon FSR) : ce BDT est noté $\text{BDT}_{FSR/ISR}$.

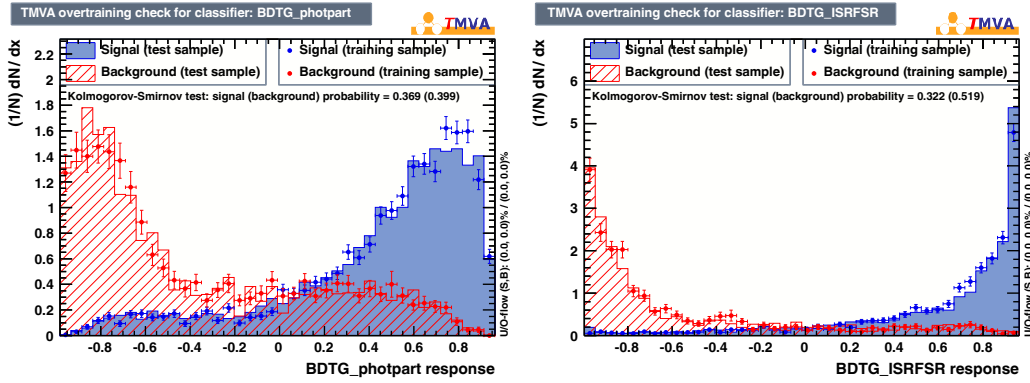


FIGURE 5.32 – Gauche : valeur de sortie du $\text{BDT}_{part/\gamma}$. Les événements $W + q/g$ sont en rouge et concentrés en -1, les événements $W + \gamma$ sont en bleu et concentrés en +1. Droite : sortie du $\text{BDT}_{FSR/ISR}$. Les événements où le photon provient d'ISR sont en rouge et concentrés en -1, les événements où le photon provient de FSR sont en bleu et concentrés en +1.

Les deux BDT ont été entraînés sur les événements W +jets avec deux électrons de signe opposé passant les coupures de pré-sélection. La sortie de ces BDT est visible sur la figure 5.32, elle prend des valeurs comprises entre -1 et 1. La même liste de variables d'entrée a été utilisée pour les deux BDT, proche de celle utilisée pour le Fd pour les événements sans jet reconstruit :

- p_T de l'électron de plus haute énergie ;
- p_T du second électron de plus haute énergie ;
- η de l'électron de plus haute énergie ;
- η du second électron de plus haute énergie ;
- masse invariante des deux électrons $M_{e^+e^-}$;
- énergie transverse manquante \cancel{E}_T ;
- $\cancel{E}_T^{\text{Special}}$;
- M_{T2} ;
- différence d'angle azimutal entre les deux électrons $\Delta\phi(e^+, e^-)$;

- $\mathcal{R}(e^+, e^-)$;
- angle azimutal minimum entre \cancel{E}_T et chaque électron ;
- angle azimutal minimum entre \cancel{E}_T et chaque électron ;
- masse transverse minimum entre \cancel{E}_T et chaque électron, $M_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T)$;
- EMV minimum entre les deux électrons, minEmv ;
- fonction de vraisemblance (lhood8) minimum entre les deux électrons, minQual ;
- nombre de coups dans la couche 0 pour l'électron de moindre lhood8 (Run I Ib).

Trois des variables les plus discriminantes du $\text{BDT}_{part/\gamma}$ sont représentées sur la figure 5.33. On constate que les événements $W + \gamma$, en bleu, sont caractérisés par un minEmv plus grand (car un photon ressemble à un électron), un plus petit nombre de coups dans la couche 0 pour l'électron de plus basse qualité (c'est-à-dire le photon), et un $\mathcal{R}(e^+, e^-)$ plus petit, ainsi qu'on pouvait s'y attendre.

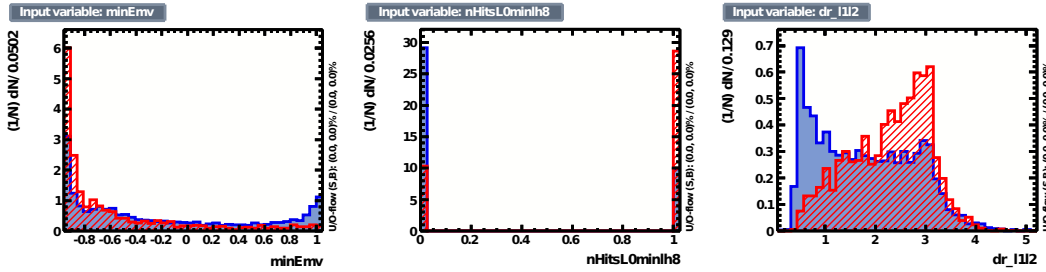


FIGURE 5.33 – Distribution de minEmv (gauche), du nombre de coups dans la couche 0 pour l'électron de moindre lhood8 (milieu) et de $\mathcal{R}(e^+, e^-)$ (droite) pour les événements utilisés dans l'entraînement du $\text{BDT}_{part/\gamma}$. Les événements $W + \gamma$ sont en bleu et les événements $W + q/g$ en rouge.

Trois des variables les plus discriminantes du $\text{BDT}_{FSR/ISR}$ sont représentées sur la figure 5.34. On constate que les événements $W + \gamma$ FSR sont caractérisés par un photon plus mou, et donc une masse invariante $M_{e^+e^-}$ plus faible et un spectre en p_T plus mou. En outre les photons FSR sont émis proches de l'électron, d'où un $\mathcal{R}(e^+, e^-)$ plus petit que pour les photons ISR.

Pour chacune des trois catégories d'électrons faussement identifiés, on remplit un histogramme à 4 classes, ainsi qu'indiqué dans le tableau 5.6. Ces histogrammes servent de gabarits pour l'ajustement.

	$\text{BDT}_{part/\gamma} < 0$	$\text{BDT}_{part/\gamma} \geq 0$
$\text{BDT}_{FSR/ISR} < 0$	classe 0	classe 2
$\text{BDT}_{FSR/ISR} \geq 0$	classe 1	classe 3

TABLE 5.6 – Classification des événements dans l'histogramme utilisé pour la méthode des gabarits, en fonction de la sortie des deux BDT.

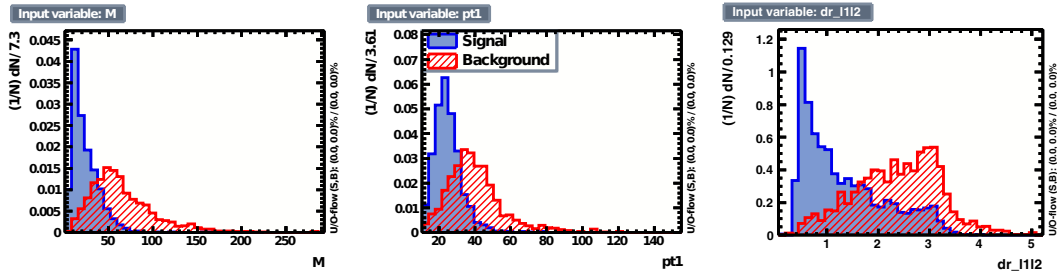


FIGURE 5.34 – Distribution de $M_{e^+e^-}$ (gauche), du p_T de l'électron de plus grande impulsion (milieu) et de $\mathcal{R}(e^+, e^-)$ (droite) pour les événements utilisés dans l'entraînement du $\text{BDT}_{FSR/ISR}$. Les événements $W + \gamma$ FSR sont en bleu et les événements $W + \gamma$ ISR en rouge.

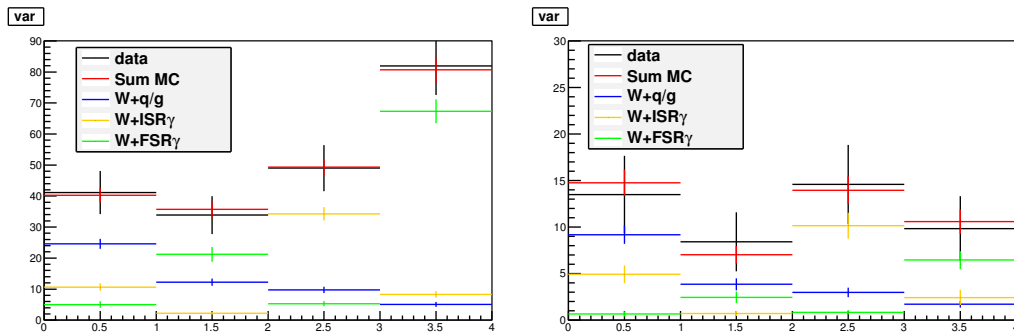


FIGURE 5.35 – Contribution des événements où l'électron faussement identifié provient d'un photon ISR, d'un photon FSR, ou d'un quark ou d'un gluon, dans la distribution utilisée dans la méthode des gabarits, dans le lot avec 0 jet (gauche) ou 1 jet (droite). Les quatre classes des histogrammes sont définies dans le tableau 5.6.

Ainsi, la plupart des événements $W + q/g$ se trouvent dans les classes 0 ou 1, la plupart des événements $W + \gamma$ ISR dans la classe 2, et $W + \gamma$ FSR dans la classe 3. On note que chaque événement n'apparaît qu'une fois dans l'histogramme. En outre, comme chacun des deux BDT est effectivement tracé sur deux classes, cette méthode est assez peu sensible à de petits défauts de modélisation des variables d'entrée du BDT.

	ISR γ	FSR γ	quark / gluon
0 jet	$0,27 \pm 0,09$	$0,48 \pm 0,10$	$0,25 \pm 0,10$
1 jet	$0,39 \pm 0,24$	$0,22 \pm 0,18$	$0,38 \pm 0,27$

TABLE 5.7 – Fraction des différentes populations de W +jets obtenue après ajustement par la méthode des gabarits en utilisant MIGRAD. Les erreurs sur les fractions sont aussi indiquées.

	ISR γ	FSR γ	quark / gluon
ISR γ	1	-0,083	-0,549
FSR γ	-0,083	1	-0,275
quark / gluon	-0,549	-0,275	1

TABLE 5.8 – Matrice de corrélation entre les erreurs de MIGRAD dans le lot avec 0 jet.

	ISR γ	FSR γ	quark / gluon
ISR γ	1	-0,064	-0,556
FSR γ	-0,064	1	-0,391
quark / gluon	-0,556	-0,391	1

TABLE 5.9 – Matrice de corrélation entre les erreurs de MIGRAD dans le lot avec 1 jet.

Dans les lots avec 0 ou 1 jet, l'histogramme décrit ci-dessus est tracé pour chacune des trois populations d'événements W +jets/ γ . Il est aussi tracé pour les données, à partir desquelles on soustrait la contribution des fonds non W +jets/ γ . À l'aide d'un ajustement avec la méthode des gabarits, la contribution fractionnelle de chacune des trois populations est ajustée à partir de l'histogramme des données soustrait des fonds, avec la contrainte que la somme des trois contributions fractionnelles doit être 1.

Enfin, en comparant les données aux nombres d'événements prédits par la simulation Monte-Carlo, on peut déduire un facteur d'échelle pour chacune des trois populations et pour les lots à 0 et 1 jet indépendamment. Pour chaque population,

	ISR γ	FSR γ	quark / gluon
0 jet	0,60	1,59	1,13
1 jet	1,40	1,32	1,50
> 1 jet	1,89 \pm 1,1		

TABLE 5.10 – Tableau résumant les facteurs d'échelle pour les trois composantes du fond W +jets/ γ dans chaque lot de multiplicité de jet. L'incertitude sur les facteurs des lots 0-jet et 1-jet n'est pas indiquée car il faut prendre en compte les corrélations (voir texte), mais elle est de l'ordre de 8% pour le lot 0-jet et 30% pour le lot 1-jet.

le facteur k_i ($i = W + q/g, W + \gamma$ ISR ou $W + \gamma$ FSR) à appliquer aux événements MC est :

$$k_i = \frac{f_i(N^{\text{données}} - N^{\text{autre}})}{N_i^{\text{Wjets}}} \quad (5.18)$$

où :

- f_i est la fraction donnée par l'ajustement ;
- $N^{\text{données}}$ est le nombre d'événements de données dans la région de contrôle W +jets ;
- N^{autre} est le nombre d'événements non W +jets/ γ prédit par le MC ;
- N_i^{Wjets} est le nombre d'événements W +jets/ γ prédit par le MC pour la population i avant l'ajustement.

Le tableau 5.7 donne les fractions retournées par l'ajustement pour les différentes populations. Les tableaux 5.8 et 5.9 donnent les matrices de corrélation entre les résultats de l'ajustement, tels que donnés par MIGRAD. Le tableau 5.10 donne les facteurs d'échelle affectés à chaque population. Notons qu'à cause de la faible quantité de données disponibles dans la région de contrôle W +jets/ γ dans le lot avec 2 jets ou plus, un seul facteur d'échelle global a été calculé dans ce lot de multiplicité de jets.

5.5.9.3 Incertitude systématique

On assigne deux types d'incertitude systématique à cette correction W +jets : une première n'affectant que la normalisation du discriminant final et une deuxième affectant la forme de la distribution.

La première est une incertitude systématique *plate*⁸ et tient compte de la statistique limitée disponible à la fois dans les données et dans le MC. Ces incertitudes systématiques sont fixées à 8%, 30% et 50% pour les lots avec 0, 1 ou > 1 jets respectivement, et elles sont décorrélatées d'un lot de multiplicité de jets à l'autre.

La deuxième incertitude systématique est concernée la forme de la distribution et ne s'applique qu'aux lots avec 0 ou 1 jet. Elle est évaluée en faisant varier chacune

8. Voir section 6.4

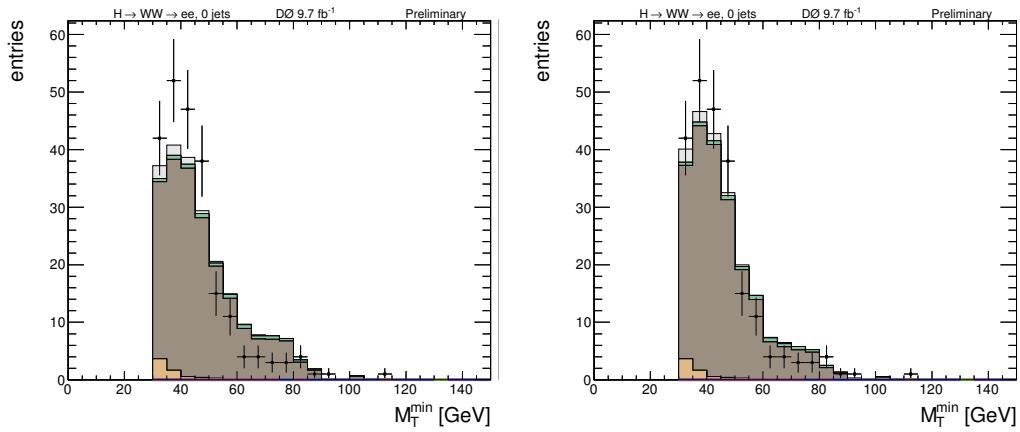


FIGURE 5.36 – Masse transverse minimum entre l'électron et l'énergie transverse manquante dans la région de contrôle $W+\text{jets}/\gamma$ avant (gauche) et après (droite) correction, pour le lot sans jet reconstruit.

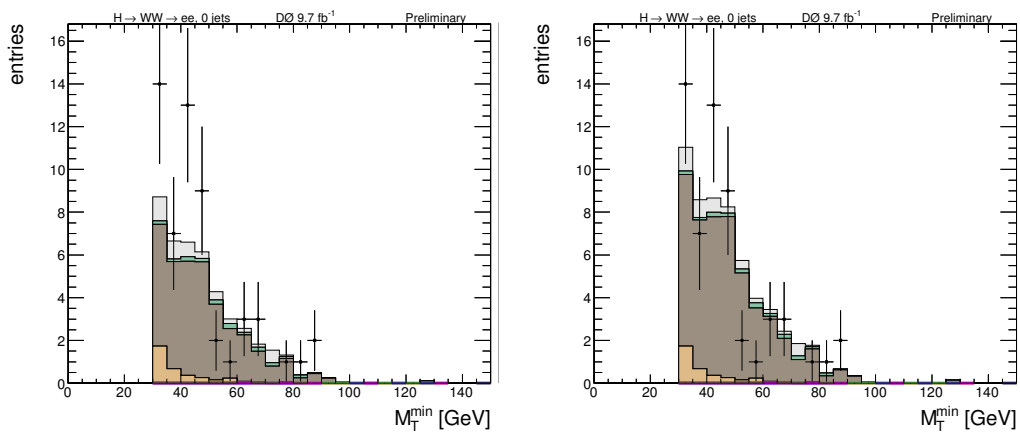


FIGURE 5.37 – Masse transverse minimum entre l'électron et l'énergie transverse manquante dans la région de contrôle $W+\text{jets}/\gamma$ avant (gauche) et après (droite) correction, pour le lot avec un jet reconstruit.

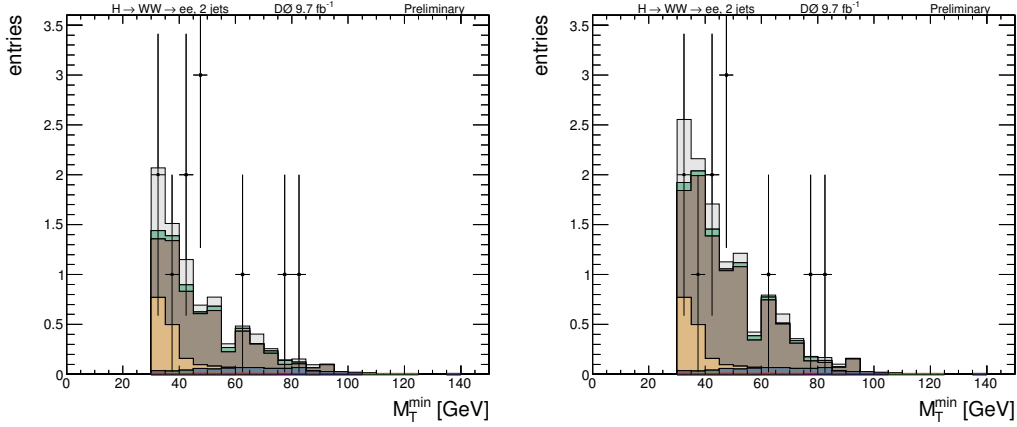


FIGURE 5.38 – Masse transverse minimum entre l'électron et l'énergie transverse manquante dans la région de contrôle $W+\text{jets}/\gamma$ avant (gauche) et après (droite) correction, pour le lot avec jets reconstruits ou plus.

des trois fractions données par la méthode des gabarits à l'intérieur des erreurs retournées par l'ajustement.

On prend en compte les corrélations entre les erreurs en diagonalisant la matrice de corrélation et en prenant les variations selon les vecteurs propres de cette matrice. En pratique, après la méthode des gabarits, MIGRAD donne les résultats suivants :

- les fractions ajustées et les erreurs correspondantes $f_i \pm \sigma_i$ ($i = 1, 2, 3$) de chaque population de $W+\text{jets}/\gamma$ (données dans le tableau 5.7) :

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \end{pmatrix}, \quad (5.19)$$

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix}, \quad (5.20)$$

- la matrice de corrélation pour les erreurs (donnée dans les tableaux 5.8 et 5.9) :

$$C = \begin{pmatrix} 1 & c_{12} & c_{13} \\ c_{12} & 1 & c_{23} \\ c_{13} & c_{23} & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.21)$$

En utilisant ceci, on peut déduire la matrice de covariance pour les résultats de l'ajustement :

$$\Sigma = (\sigma_i \sigma_j c_{ij}) = \mathbf{e}^t C \mathbf{e} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & c_{12} & c_{13} \\ c_{12} & 1 & c_{23} \\ c_{13} & c_{23} & 1 \end{pmatrix} (\sigma_1 \quad \sigma_2 \quad \sigma_3) \quad (5.22)$$

Soient λ_α ($\alpha = 1,2,3$) les valeurs propres de Σ et \mathbf{v}_α ($\alpha = 1,2,3$) les vecteurs propres correspondants. Alors pour chaque α on évalue les facteurs d'échelle pour la correction W +jets à nouveau, en changeant les fractions :

$$\mathbf{f} \rightarrow \mathbf{f}' = \mathbf{f} \pm \sqrt{\lambda_\alpha} \cdot \mathbf{v}_\alpha \quad (5.23)$$

Les nouvelles fractions f'_i nous donnent des nouveaux facteurs d'échelle k'_i . On obtient trois incertitudes systématiques, une pour chaque vecteur propre, qui sont à présent toutes décorrélées.

5.6 Accord entre données et simulation après la présélection

Le bon accord à la présélection entre données et simulation est visible dans le tableau 5.11 et sur les figures 5.39 et 5.40.

	Data	Fond total	Signal	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$t\bar{t}$	W +jets	Diboson	Multijet
0 jet	572831	575445 ± 11509	7.1	566846	4727	15	623	517	2718
1 jet	75326	77130 ± 4628	5.0	75162	663	66	143	243	853
≥ 2 jets	11413	11885 ± 1783	4.0	11256	105	129	29	185	181

TABLE 5.11 – Nombres d'événements attendus et observés à la pré-sélection dans les différents lots de multiplicité de jets. Le signal est pour une masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. L'incertitude sur le bruit de fond inclut à la fois les incertitudes statistiques et systématiques.

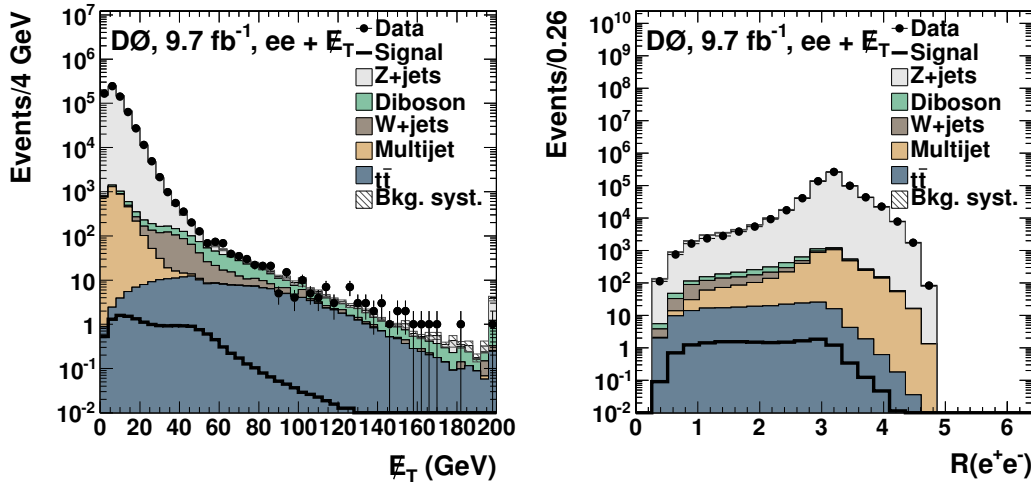


FIGURE 5.39 – Distributions à pré-sélection en combinant toutes les classes de multiplicité de jets : énergie transverse manquante (gauche) et $\mathcal{R}(e^+, e^-)$ (droite). Le signal (ligne noire) correspond à une masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

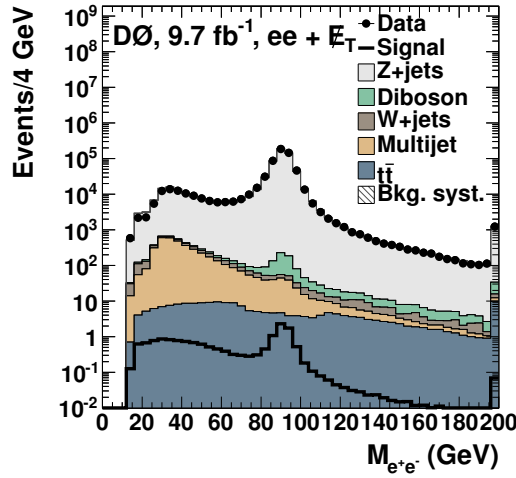


FIGURE 5.40 – Distribution de la masse invariante des deux électrons à pré-sélection et en combinant toutes les classes de multiplicité de jets. Le signal (ligne noire) correspond à une masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit la sélection et la modélisation des événements pour l'analyse de recherche du boson de Higgs se désintégrant en $H \rightarrow WW \rightarrow e\bar{e}e\bar{e}$. Nous avons vu que la sélection des événements s'efforce d'être la moins restrictive possible, par exemple en n'imposant pas de menu de déclenchement explicite et en n'imposant pas de valeur minimale pour \cancel{E}_T . Cela permet à la fois d'avoir une grande efficacité de sélection du signal, et de disposer d'une grande statistique pour valider notre modélisation des données.

Cette modélisation est vérifiée à la fois dans un échantillon dominé par le fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$, et dans des régions de contrôle dédiées en ce qui concerne les fonds multijet et $W + \text{jets}$. Cependant, on s'aperçoit que la simulation ne permet pas de modéliser les données de manière satisfaisante. Plusieurs corrections sont nécessaires, pour corriger des effets d'ordre supérieur non pris en compte par les générateurs à l'ordre dominant (PYTHIA, ALPGEN), ou pour corriger une simulation imparfaite du détecteur. Grâce à ces corrections, on atteint un niveau de compréhension satisfaisant des données, ce qui permet de passer à la recherche du boson de Higgs proprement dite.

Bibliographie

- [1] E. Chapon, A. Juste, R. Nayyar, et K. A. Petridis, *Search for Standard Model Higgs Bosons with Opposite Charge Dielectrons and Missing Transverse Energy using Boosted Decision Trees with 9.7 fb^{-1} of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$* , DØ Note 6330 (2012).

-
- [2] A. Fauré, Z. Hubacek, A. Juste, et B. Tuchming, *Search for Standard Model Higgs Bosons with Opposite Charge Dimuons and Missing Transverse Energy using Boosted Decision Trees with 9.7fb^{-1} of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$* , DØ Note 6338 (2012).
- [3] M. Holfeld et J. Weichert, *Search for Standard Model and Fermiophobic Higgs Bosons in Final States with Opposite Charge Electrons and Muons and Missing Transverse Energy Using the Full Run 2 Data Set of 9.7fb^{-1} of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$ and Measurement of the WW Cross Section*, DØ Note 6359 (2012).
- [4] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1 (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [5] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30 (2012), arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [6] C. Lester et D. Summers, *Measuring masses of semiinvisibly decaying particles pair produced at hadron colliders*, Phys. Lett. **B463**, 99 (1999), arXiv:hep-ph/9906349 [hep-ph].
- [7] H.-C. Cheng et Z. Han, *Minimal Kinematic Constraints and $m(T2)$* , JHEP **0812**, 063 (2008), arXiv:0810.5178 [hep-ph].
- [8] T. Sjostrand, S. Mrenna, et P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605**, 026 (2006), arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph].
- [9] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307**, 001 (2003), arXiv:hep-ph/0206293 [hep-ph].
- [10] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston, H. Lai, *et al.*, *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **0207**, 012 (2002), arXiv:hep-ph/0201195 [hep-ph].
- [11] R. Brun et F. Carminati, *Cern program library long writeup w5013* (1993).
- [12] V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), *Search for Higgs boson production in trilepton and like-charge electron-muon final states with the DØ detector* (2013), arXiv:1302.5723 [hep-ex].
- [13] V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson in $ZH \rightarrow \ell^+\ell^-b\bar{b}$ production with the DØ detector in 9.7fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **109**, 121803 (2012), arXiv:1207.5819 [hep-ex].

-
- [14] T. Andeen *et al.* (D0 Collaboration), *The D0 experiment's integrated luminosity for Tevatron Run IIa* (2007).
- [15] B. Casey *et al.*, *The D0 Run IIb Luminosity Measurement*, Nucl. Instrum. Meth. **A698**, 208 (2013), arXiv:1204.0461 [hep-ex].
- [16] S. Frixione et B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **0206**, 029 (2002), arXiv:hep-ph/0204244 [hep-ph].
- [17] T. Binoth, M. Ciccolini, N. Kauer, et M. Kramer, *Gluon-induced WW background to Higgs boson searches at the LHC*, JHEP **0503**, 065 (2005), arXiv:hep-ph/0503094 [hep-ph].
- [18] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian, et M. Grazzini, *The $q(T)$ spectrum of the Higgs boson at the LHC in QCD perturbation theory*, Phys. Lett. **B564**, 65 (2003), arXiv:hep-ph/0302104 [hep-ph].

Recherche du boson de Higgs et section efficace WW

– *Did you see the Higgs boson?*
 – *Nope.*
 – *Huh.*
 – *Well, then.*
 – *Until the theorists get back to us,
 wanna try hitting pigeons with the
 proton stream?*

Randall Munroe
 (<http://xkcd.com/401/>)

Sommaire

6.1 Les techniques d'analyse multivariée	175
6.1.1 Préliminaire sur les coupures rectangulaires	177
6.1.2 Arbres de décision	177
6.2 Discriminants utilisés dans l'analyse	180
6.2.1 Réjection du fond Drell-Yan	183
6.2.2 Discriminant final	190
6.2.3 Discriminant WW	194
6.2.4 BDT utilisés dans la correction du fond W +jets	195
6.3 Résumé des nombres d'événements	195
6.4 Incertitudes systématiques	196
6.5 Résultats de l'analyse	200
6.5.1 Éléments de statistiques et méthode employée	200
6.5.2 Résultats	206
6.6 Conclusion	214
Bibliographie	216

6.1 Les techniques d'analyse multivariée

Beaucoup de problèmes, en physique des particules, nécessitent de distinguer un signal d'un bruit de fond, au sein de données caractérisées par un certain nombre

de variables. Il peut s'agir par exemple de différencier un électron d'un jet, ou un événement dû à la désintégration du boson de Higgs d'un événement dû à la désintégration de deux bosons W produits de manière directe. Dans tous les cas, on cherche à être le plus efficace possible dans cette discrimination, en dépit du recouvrement plus ou moins fort du signal et du bruit de fond dans l'espace des phases, et de la forte prédominance du bruit de fond sur le signal dans de nombreux cas (en particulier pour la recherche du boson de Higgs).

Pour ces raisons, il est la plupart du temps nécessaire d'avoir recours à une technique d'analyse multivariée (abrégée en anglais en MVA pour *Multivariate Analysis*). Cela permet de tenir compte au maximum des informations que l'on possède sur le signal et le bruit de fond : distribution des variables, corrélations entre elles, etc. En contrepartie, si ces informations proviennent de la simulation, celle-ci doit être d'autant plus précise et détaillée pour décrire correctement toutes les caractéristiques du signal et du bruit de fond.

Dans la plupart des cas, en particulier pour les réseaux de neurones et pour les arbres de décision, le discriminant multivarié possède un grand nombre de degrés de liberté. La détermination de ces paramètres se fait alors grâce à l'analyse des données par un logiciel, c'est ce qu'on appelle *l'apprentissage* ou *l'entraînement*. Le logiciel le plus utilisé en physique des particules est TMVA [1], intégré à ROOT [2] ; c'est lui qui a été utilisé dans l'analyse présentée ici.

Le logiciel permet d'ajuster les paramètres du discriminant sur un lot où la nature de chaque événement, signal ou bruit de fond, est connue (ce lot provient en général de la simulation). On évalue ensuite ce discriminant sur un lot d'événements de nature inconnue pour les classifier. Étant donné le grand nombre de paramètres dans certains cas, il faut s'affranchir du *sur-entraînement* (*overtraining* en anglais), qui s'apparente à un sur-échantillonnage : il s'agit du cas où la statistique du lot d'entraînement est trop limitée par rapport au nombre de paramètres qu'on ajuste, c'est-à-dire où le discriminant est trop spécifique au lot d'entraînement. Pour évaluer ce biais potentiel, on se réserve un lot de test composé d'événements de nature connue, pour vérifier que la réponse du discriminant est la même dans les lots d'entraînement et de test. TMVA réalise par exemple un test de Kolmogorov-Smirnov entre la réponse du discriminant pour les deux lots pour évaluer leur compatibilité.

Les discriminants multivariés utilisés dans cette analyse sont tous des forêts d'arbres de décision, dont nous allons décrire le principe. Quelques autres classes de discriminants multivariés sont décrits dans l'annexe A.

Dans ce qui suit, pour illustrer nos propos, on se propose de considérer le cas simple et imaginaire de deux lots de données, signal et bruit de fond, caractérisés par deux variables, var0 et var1 , corrélées de manière très non-linéaire (voir figure 6.1). Dans le cas général, la valeur du discriminant considéré sera notée \mathcal{D} , et ses N variables d'entrée sont notées $x_1 \dots x_N$.

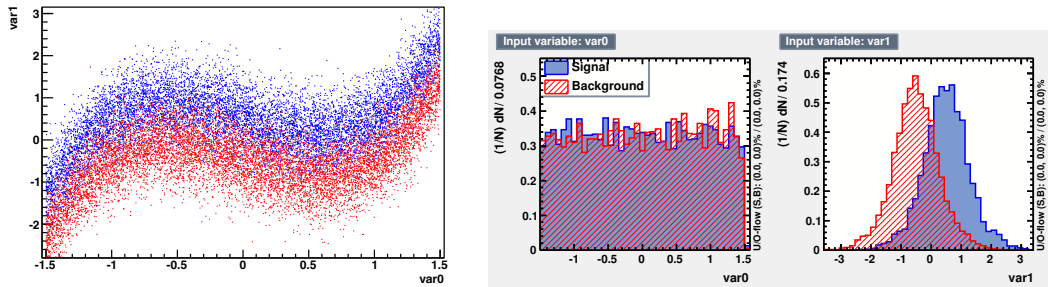


FIGURE 6.1 – Lot d'entraînement des différentes techniques d'analyse multivariée présentées dans le texte. Le « signal » est en bleu et le « bruit de fond » en rouge. Le graphe de droite donne la projection sur les axes du graphe de gauche. La distribution est uniforme pour la variable var0 (en abscisse) et gaussienne pour la variable var1 (en ordonnée).

6.1.1 Préliminaire sur les coupures rectangulaires

Il s'agit de la technique la plus simple possible pour discriminer signal et bruit de fond : on découpe l'espace des phases en deux régions, signal et bruit de fond, en coupant simultanément sur plusieurs variables discriminantes. En d'autres termes, on a simplement

$$\mathcal{D} = \begin{cases} 1 & \text{si } x_1 < \alpha_1, x_2 > \alpha_2, \dots, x_N < \alpha_N \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \quad (6.1)$$

où α_i est la valeur de la coupure sur la variable i . On remarque qu'au contraire de toutes les autres méthodes présentées ici, les coupures rectangulaires donnent une réponse binaire : un événement donné est considéré comme du signal *ou* du bruit de fond (voir figure 6.2).

6.1.2 Arbres de décision

Un arbre de décision est une sorte d'extension poussée des coupures rectangulaires¹. Cependant, au lieu de ne sélectionner qu'un hypercube de l'espace des phases, un arbre de décision permet d'appliquer les coupures les unes après les autres et de définir un nombre arbitraire de régions (les « feuilles » de l'arbre, voir figure 6.3 gauche). L'espace des phases est ainsi découpé en une série de régions rectangulaires, dominées tantôt par du signal ou du bruit de fond. En pratique, l'entraînement se déroule de la manière suivante : on commence par couper sur la variable la plus discriminante, pour définir une région de signal et une région de

1. Les deux approches ne sont pas antagonistes : on utilise souvent des arbres de décision en conjonction avec des coupures rectangulaires lâches. Par exemple, dans cette analyse, la présélection est définie par des coupures rectangulaires, et des arbres de décision sont ensuite utilisés pour discriminer le signal des bruits de fond.

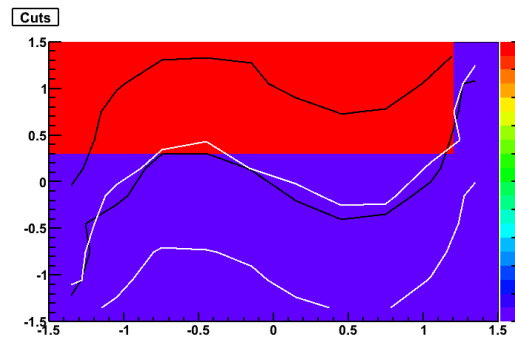


FIGURE 6.2 – Illustration des coupures rectangulaires. Les contours rappellent l’emplacement du signal (en noir) et du bruit de fond (en blanc). La valeur du discriminant est aussi donnée en chaque point du plan : les plus basses valeurs, correspondant au bruit de fond, sont en bleu et les plus hautes, correspondant au signal, sont en rouge. Les coupures ont été choisies pour une efficacité sur le signal de 50%.

bruit de fond. Dans chacune des deux régions, on choisit de nouveau la variable la plus discriminante pour définir de nouvelles régions, etc.

À la limite, un arbre de décision peut reconnaître parfaitement le lot d’entraînement, en définissant des régions peuplées par un seul événement, de signal ou de bruit de fond. Pour éviter cela (car on serait alors évidemment dans un cas extrême de sur-entraînement), on se fixe une condition pour limiter la croissance de l’arbre, par exemple un nombre minimum d’événements par feuille, et / ou une profondeur maximale (c’est-à-dire un nombre maximal de coupures successives avant d’arriver à une feuille).

En pratique, on ne se limite pas à un seul arbre de décision : un tel discriminant serait à la fois trop peu performant et trop sensible au sur-entraînement. On considère donc une *forêt* d’arbres de décisions. Plusieurs méthodes existent pour construire cette forêt : les algorithmes de *boost* et le *bagging*. Ces algorithmes consistent tous deux à construire plusieurs discriminants en modifiant le lot d’entraînement à chaque fois ; ils ne sont pas spécifiques aux arbres de décision mais c’est pour ce type de discriminant qu’ils sont le plus utilisés. La sortie du discriminant tient alors compte du nombre d’arbres de la forêt ayant classé l’événement comme signal ou comme bruit de fond. Le choix du nombre d’arbres utilisés est le fruit d’un compromis : plus ce nombre est élevé, meilleure est la performance de la forêt, mais plus on est sujet au sur-entraînement.

Pour construire une forêt d’arbres de décision avec l’algorithme de boost (on obtient alors un BDT, de l’anglais *boosted decision trees*), on commence par entraîner un premier arbre comme énoncé ci-avant. On repondère alors les événements en attribuant un poids plus grand aux événements qui ont été mal classés, et on entraîne un nouvel arbre avec les événements repondérés. On réitère ainsi un grand nombre de fois, jusqu’à obtenir une forêt d’arbres. Le terme *boost* signifie qu’on cherche à

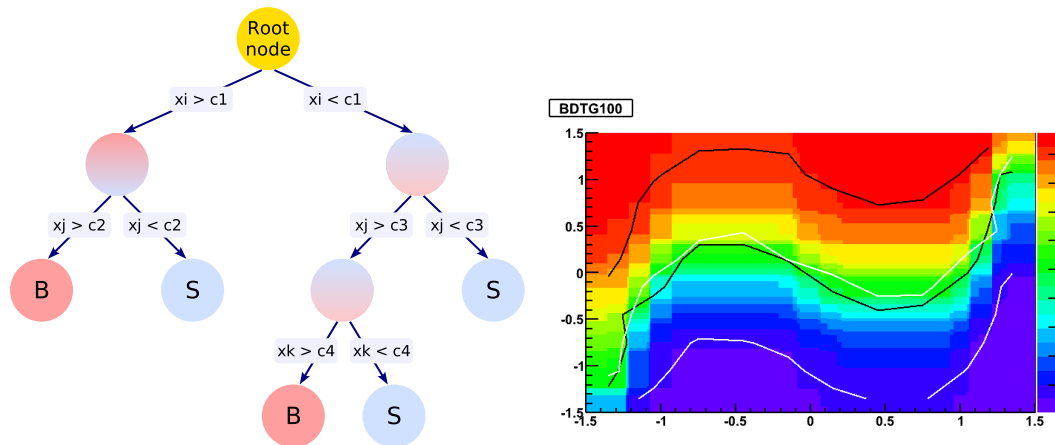


FIGURE 6.3 – Gauche : schéma générique d'un arbre de décision. Droite : illustration d'une forêt de 100 arbres de décision. Les contours rappellent l'emplacement du signal (en noir) et du bruit de fond (en blanc). La valeur du discriminant est aussi donnée en chaque point du plan : les plus basses valeurs, correspondant au bruit de fond, sont en bleu et les plus hautes, correspondant au signal, sont en rouge.

améliorer ainsi un discriminant peu performant à la base (l'arbre de décision seul). Plusieurs variantes d'algorithmes de boost existent, qui diffèrent par la mise en œuvre de la repondération.

Même si l'algorithme de bagging n'est pas un algorithme de boost au sens strict du terme, on appelle aussi BDT les forêts générées avec cet algorithme. On choisit cette fois d'entraîner un grand nombre d'arbres en ré-échantillonnant le lot d'entraînement de départ. Cela signifie que le lot d'entraînement de chaque arbre est constitué en piochant au hasard des événements du lot de départ, avec possibilité de remise (un même événement peut donc apparaître plusieurs fois). En pratique, cela est réalisé en appliquant un poids à chaque événement selon une distribution de Poisson. L'idée du bagging est principalement d'amoinrir l'effet des fluctuations statistiques (et donc du sur-entraînement) en moyennant sur un grand nombre d'arbres entraînés avec des lots différents. On constate également une amélioration de la performance grâce à cet algorithme.

Une variante de l'algorithme de bagging permet d'obtenir des *forêts aléatoires* [3] (*random forests* en anglais). Le principe est alors le même, sauf que chaque arbre n'est désormais entraîné qu'en utilisant une partie des variables de départ et une partie des événements, ces parties étant choisies aléatoirement pour chaque arbre. C'est cet algorithme qui est utilisé dans notre analyse. Même si on devrait employer le sigle RF (*random forest*) pour nos discriminants, on gardera l'appellation BDT, qui est utilisé dans TMVA pour désigner collectivement tous les discriminants à base d'arbres de décision.

Enfin, mentionnons qu'on peut « tailler » les arbres de décision une fois qu'ils ont été construits (*pruning* en anglais). Il s'agit là encore d'une stratégie pour limiter

le sur-entraînement, consistant à retirer les parties des arbres apportant peu de discrimination. Cependant cette taille n'est pas utilisée dans notre analyse.

Notons que les incertitudes systématiques ne sont pas prises en compte dans la construction des arbres de décisions. Les algorithmes se basent sur des dérivés de $S/(S+B)$, ignorant l'incertitude sur S et sur B . C'est l'un des intérêts de définir des régions dominées par tel ou tel signal ou bruit de fond : cela permet de contraindre indépendamment les incertitudes systématiques de chacun.

6.2 Discriminants utilisés dans l'analyse

Dans notre analyse de recherche du boson de Higgs, plusieurs BDT sont utilisés, afin d'utiliser au maximum toutes les informations disponibles pour chaque événement et ainsi optimiser la séparation entre signal et bruit de fond.

Un premier BDT, appelé DY-DT, permet de rejeter le fond Z/γ^* +jets (Drell-Yan ou DY), dominant après la pré-sélection. Un tel BDT est en réalité entraîné pour chaque hypothèse sur la masse du boson de Higgs et pour chaque multiplicité de jets. Une coupure sur le DY-DT, déterminée dans chaque cas séparément, définit la *sélection finale*.

Un deuxième BDT, noté WW -DT, permet de discriminer le fond WW des autres fonds du modèle standard : il permet à la fois de définir des régions enrichies et appauvries en fond WW , et de mesurer la section efficace de production de ce processus. Le WW -DT est entraîné séparément dans les lots d'événements avec 0 ou 1 jet reconstruit. Il n'est pas utilisé dans le lot 2-jet, très pauvre en événements WW .

Enfin, un troisième BDT, appelé discriminant final ou Fd-DT, est entraîné pour reconnaître le signal de tous les fonds du modèle standard. L'entraînement est réalisé avec des événements passant la sélection finale (c'est-à-dire la coupure sur le DY-DT), séparément pour chaque hypothèse de masse du boson de Higgs, pour chaque multiplicité de jets, et dans les régions enrichies et appauvries en fond WW (soit 18×5 Fd-DT distincts, pour les 18 points de masse et les 5 catégories d'événements du schéma 6.4).

Nous évoquerons également les deux BDT spécifiques à la correction du fond W +jets et permettant de distinguer les différentes contributions de ce fond entre elles.

Les paramètres utilisés sont ceux d'une forêt aléatoire ou *random forest* (voir section 6.1.2) et sont décrits dans le tableau 6.1.

On a vu que les BDT sont sujets au sur-entraînement. Il est donc important d'entraîner les BDT sur un échantillon dédié, différent de celui utilisé pour tracer des histogrammes et calculer les limites sur la production de boson de Higgs. En effet, le sur-entraînement se traduit par une sur-estimation de la performance du discriminant, lorsqu'elle est évaluée sur le lot d'entraînement, par rapport à sa performance réelle. Il faut donc définir des lots d'entraînement indépendants du lot utilisé pour le calcul de limites.

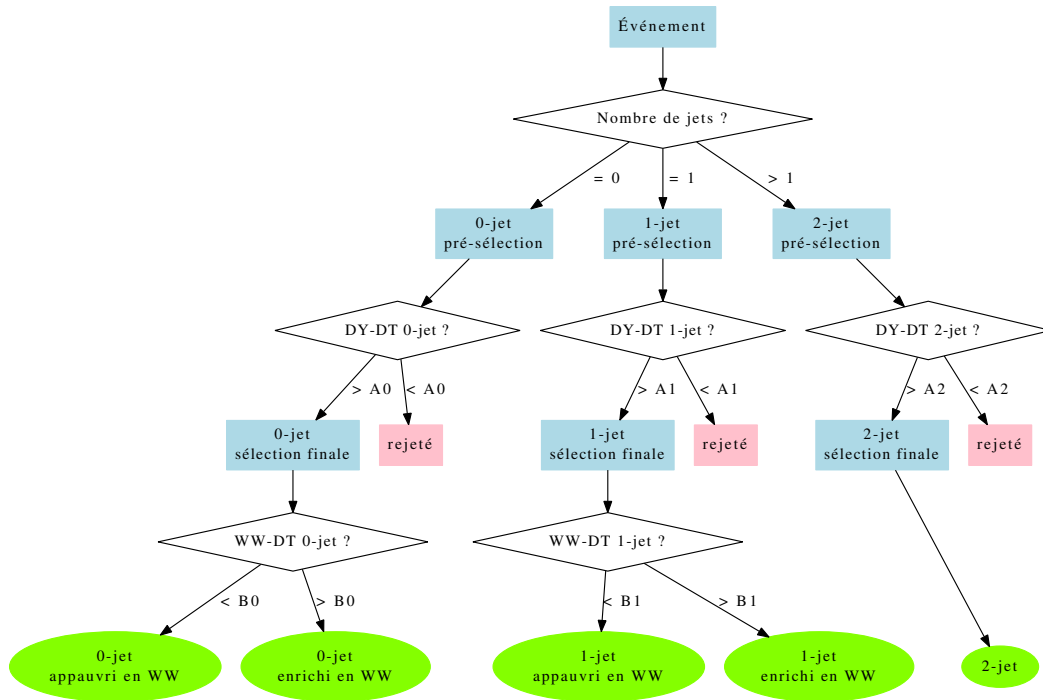


FIGURE 6.4 – Classification des événements dans l'analyse. Chaque losange représente un test sur l'événement : nombre de jets reconstruits ou valeur d'un BDT. Les ellipses vertes sont les cinq catégories finales où sont entraînées les Fd-DT et où sont calculées les limites.

Il convient également d'utiliser des lots d'entraînement disjoints pour les différentes BDT qu'on utilise. Dans le contraire, le risque serait d'entraîner nos différents BDT à reconnaître, par exemple, un même lot d'événements de signal qui pourrait être une fluctuation statistique non représentative de la « vraie » loi. Il est donc préférable d'entraîner les différents BDT sur des lots indépendants. Le BDT WW est malgré tout entraîné avec les mêmes événements que le Fd-DT (voir les paragraphes correspondants).

En conséquence, une procédure a été établie pour répartir les événements entre les différents lots d'entraînement et de test. Cette répartition se fait en fonction des numéros de run et d'événement, uniques pour chaque événement. Elle est résumée dans le tableau 6.2. Décrivons-la rapidement, sachant que le DY-DT est entraîné avec des événements passant la pré-sélection alors que les WW -DT et Fd-DT sont entraînés avec des événements passant la coupure sur le DY-DT :

- L'échantillon Z +jets est d'abord divisé en deux parties égales, l'une pour l'entraînement et l'autre pour le calcul de limites.
- L'échantillon d'entraînement est divisé en deux parts inégales, l'une pour le DY-DT et l'autre pour le Fd-DT.
- À cause du grand nombre d'événements après la pré-sélection, la part la

Nombre d'arbres	200
Algorithme utilisé pour construire la forêt	<i>random forest</i>
Nombre de variables choisies aléatoirement pour entraîner chaque arbre	8
Nombre d'événements choisis aléatoirement pour entraîner chaque arbre	Nombre d'événements du lot d'entraînement complet
Profondeur maximale de l'arbre	9
Nombre minimal d'événements par feuille	20 (50 pour le DY-DT)
Critère utilisé pour déterminer sur quelle variable et où couper (dans la croissance des arbres)	Index de Gini
Taille (<i>pruning</i>)	Non

TABLE 6.1 – Paramètres utilisés pour l'entraînement des BDT (à l'exception du BDT utilisé dans la correction W +jets). L'index de Gini, utilisé pour déterminer sur quelle variable et où couper lors de la croissance des arbres, vaut $p \cdot (1 - p)$, où $p = S/(S + B)$ est la pureté. Ces paramètres ont été optimisés pour maximiser le pouvoir de séparation des BDT entre signal et bruit de fond, tout en minimisant les risques de sur-entraînement.

plus petite est utilisée pour le DY-DT.

- La taille des deux sous-divisiones dépend de la multiplicité de jets. 1/16 du nombre total d'événements MC est utilisé pour l'entraînement du DY-DT pour les événements sans jet reconstruit, contre 1/8 pour les événements avec un seul jet et 1/4 pour les événements avec deux jets ou plus.
- Le signal est divisé en trois parts égales : une pour le DY-DT, une pour le Fd-DT et une pour le calcul de limites.
- Les autres fonds ne sont pas utilisés dans l'entraînement du DY-DT et sont donc divisés en deux parts égales, une pour l'entraînement du Fd-DT et une pour le calcul de limites.
- Cependant le cas du fond $t\bar{t}$ est un peu particulier. Il se trouve que ce fond comporte un très grand nombre d'événements MC par rapport à sa section efficace assez faible, et chaque événement, en prenant en compte cette section efficace, a au final un poids très faible comparé au poids moyen constaté dans les autres échantillons MC. Or il a été constaté qu'une trop grande dispersion des poids des événements utilisés dans l'entraînement d'un BDT dégrade la performance de celui-ci, comparativement au cas où les poids sont plus homogènes. On n'utilise donc que 10% des événements MC $t\bar{t}$ disponibles² pour l'entraînement du Fd-DT : chaque événement $t\bar{t}$ a alors un poids 10 fois plus grand, moins éloigné de la moyenne des autres processus.

2. La très grande quantité d'événements MC $t\bar{t}$ disponible a été générée avant tout pour les besoins des études des propriétés du quark top.

- Le cas des BDT utilisés pour la correction du fond W +jets est particulier. Ils ont été entraînés avec des événements avec deux électrons de signe opposé et passant les coupures de la région de contrôle décrite dans la section 5.5.9. Cet échantillon n'est certes pas parfaitement orthogonal à la région du signal, mais il l'est à la région où les BDT sont évalués pour la correction, composée d'événements avec des électrons de même signe. On ne s'attend donc à aucun biais significatif sur le résultat final du à un éventuel sur-entraînement de ces BDT.

Processus	Entraînement		Calcul de limites
	DY-DT	Fd-DT, WW -DT	
Signal	1/3	1/3*	1/3*
Z +jets	0 jet	1/16	7/16*
	1 jet	1/8	3/8*
	≥ 2 jets	1/4	1/4*
W +jets			
Multijet	0	1/2*	1/2*
Diboson			
$t\bar{t}$	0	1/20*	1/2*

TABLE 6.2 – Fractions d'événements utilisées dans les différents lots, entraînement des BDT et calcul de limites (test), pour les différents processus. L'astérisque à côté des fractions pour les Fd-DT et WW -DT rappelle que ces BDT sont entraînés uniquement sur des événements ayant passé la coupure sur le DY-DT, parmi la fraction du total indiquée.

6.2.1 Réjection du fond Drell-Yan

Le premier BDT utilisé dans l'analyse sert à rejeter le fond Z/γ^* +jets, qui représente jusqu'à 99% des événements après la pré-sélection. Les variables utilisées s'appuient surtout sur la cinématique des électrons (impulsion transverse, masse invariante, différence d'angle azimutal, ...) et sur l'énergie transverse manquante, que ce soit sa valeur ou d'autres variables évaluant la probabilité qu'elle soit due à une fluctuation, telles que la distance angulaire entre la \cancel{E}_T et les autres objets reconstruits.

La liste des variables d'entrée du DY-DT est la suivante, dans le lot d'événements sans jet reconstruit :

- impulsion transverse de l'électron de plus haute impulsion ;
- impulsion transverse du second électron de plus haute impulsion ;
- masse invariante des deux électrons ;
- angle d'ouverture azimutal entre les deux électrons, $\Delta\phi(e^+,e^-)$;
- angle d'ouverture dans le plan (η, ϕ) entre les deux électrons, $\mathcal{R}(e^+,e^-)$;
- énergie transverse manquante \cancel{E}_T ;

- $\cancel{E}_T^{\text{Special}}$;
- masse transverse minimale entre \cancel{E}_T et chaque électron, $M_T^{\text{min}}(\ell, \cancel{E}_T)$;
- minimum de l'angle d'ouverture azimutal entre l' \cancel{E}_T et chacun des deux électrons ;
- maximum de l'angle d'ouverture azimutal entre l' \cancel{E}_T et chacun des deux électrons ;
- masse transverse entre \cancel{E}_T et les deux électrons, $M_T(\cancel{E}_T, e_1, e_2)$;
- M_{T2} ;
- pour chaque électron, la quantité $q \times \eta$, où q est la charge³ ;
- l'impulsion transverse du système diélectron, p_T^Z ;
- $H_T = \|\sum_{\text{jets}} \vec{p}_T^{\text{jet}}\|$, où la somme est réalisée y compris sur les jets ne vérifiant pas la confirmation de vertex (c'est le seul endroit de l'analyse où de tels jets sont considérés directement).

Dans le lot d'événements avec un seul jet reconstruit, on garde les variables précédentes et on ajoute les variables suivantes :

- $\cancel{E}_T^{\text{Scaled}}$;
- l'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion ;
- angle d'ouverture azimutal entre \cancel{E}_T et le jet de plus haute impulsion.

Enfin, dans le lot d'événements avec deux jets ou plus, on considère aussi les variables suivantes en plus de celles du lot avec un seul jet :

- impulsion transverse du second jet de plus haute impulsion ;
- différence de pseudo-rapacité entre les jets de plus haute énergie, $\Delta\eta(j_1, j_2)$;
- masse invariante des deux jets de plus haute énergie, $M(j_1, j_2)$;
- minimum de l'angle d'ouverture azimutal entre la \cancel{E}_T et chacun des deux jets de plus haute énergie ;
- maximum de l'angle d'ouverture azimutal entre la \cancel{E}_T et chacun des deux jets de plus haute énergie.

Toutes ces variables exploitent le fait que le fond Drell-Yan comporte deux électrons émis dos à dos, sans \cancel{E}_T . Si cette dernière est proche d'un objet reconstruit par exemple, il est possible qu'elle soit due à une fluctuation dans la mesure de l'énergie de cet objet, et non à la présence de neutrinos dans l'événement.

Les variables les plus utilisées par les BDT sont M_{T2} , $\cancel{E}_T^{\text{Special}}$, $M_T^{\text{min}}(\ell, \cancel{E}_T)$, \cancel{E}_T , $\mathcal{R}(e^+, e^-)$, p_T^Z . Leur allure est représentée sur les figures 6.5 à 6.7. Dans tous les cas, on retrouve le fait que le fond DY est caractérisé par des valeurs de \cancel{E}_T beaucoup plus faibles que le signal, et par des électrons émis dos à dos (alors qu'ils sont émis plus proches l'un de l'autre pour le signal).

Les figures 6.8 et 6.9 montrent la distribution du DY-DT pour une hypothèse sur la masse du boson de Higgs $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$ et pour les trois lots de multiplicité de jets. On remarque que dans l'ensemble les événements $Z/\gamma^* + \text{jets}$ correspondent à une valeur du DY-DT proche de -1 , et proche de 1 pour le signal. Cependant certains événements de signal sont aussi affectés à une valeur du DY-DT de -1 :

3. Le fait de multiplier η par la charge de l'électron est peu utile dans le cas du DY-DT mais permet d'exploiter l'asymétrie avant-arrière du fond $W + \text{jets}$ dans le Fd-DT.

il s'agit pour la plupart d'événements $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow ee + X$ et $ZH \rightarrow ee + X$, pour lesquels les électrons proviennent d'un boson Z et qui sont donc difficiles à discriminer du fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$.

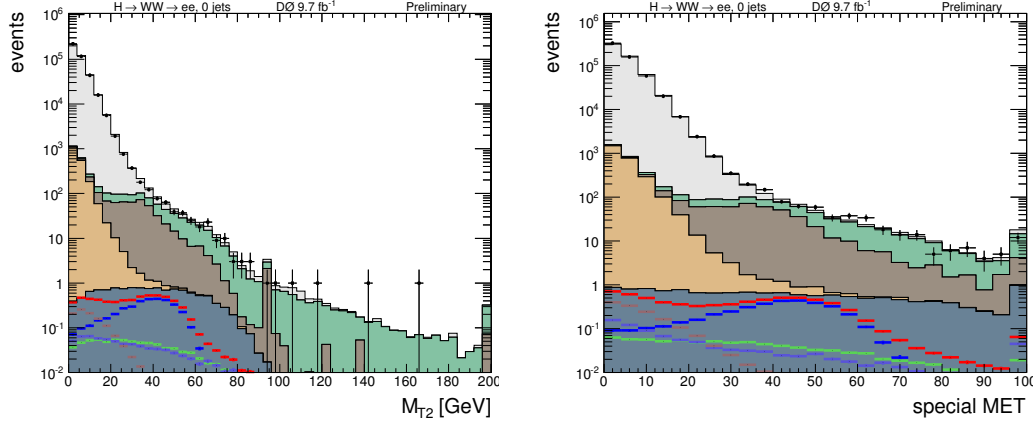


FIGURE 6.5 – Distribution de M_{T2} (gauche) et $\cancel{E}_T^{\text{Special}}$ (droite) après la pré-sélection pour les événements 0-jet. Le signal correspond à une hypothèse sur la masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

Le choix de la coupure sur le DY-DT, utilisée pour définir la sélection finale, se fait en conservant la même réjection du fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$ que dans la version de l'analyse basée sur des coupures [4]⁴. Le choix exact de la coupure sur le DY-DT n'a qu'un impact limité sur les limites obtenues au final, mais la procédure décrite ici semble donner les meilleurs résultats possibles. En pratique, on trace l'efficacité sur le signal en fonction de la réjection du fond Drell-Yan pour différentes valeurs de coupures sur le DY-DT et on choisit celle qui donne la réjection voulue sur le fond, comme indiqué sur la figure 6.10.

La figure 6.11 montre la distribution de la masse invariante des deux électrons et de \cancel{E}_T après la sélection finale et pour tous les lots de multiplicité de jets combinés. On constate que le fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$, ainsi que le fond multijet, ont bien été fortement réduits par la coupure sur le DY-DT.

4. Dans cette version de l'analyse, le fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$ était rejeté par des coupures : pour le canal $e\bar{e}\nu$, la sélection finale était définie par $\Delta\phi(e^+, e^-) < 2,5$, $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$, $\cancel{E}_T^{\text{Scaled}} > 6 \text{ GeV}$ et $M_T^{\text{min}}(\ell, \cancel{E}_T) > 30 \text{ GeV}$. Cependant l'analyse faisait l'usage de techniques multivariées pour le calcul de limites sur la production de boson de Higgs, puisque le discriminant final était la sortie d'un réseau de neurones.

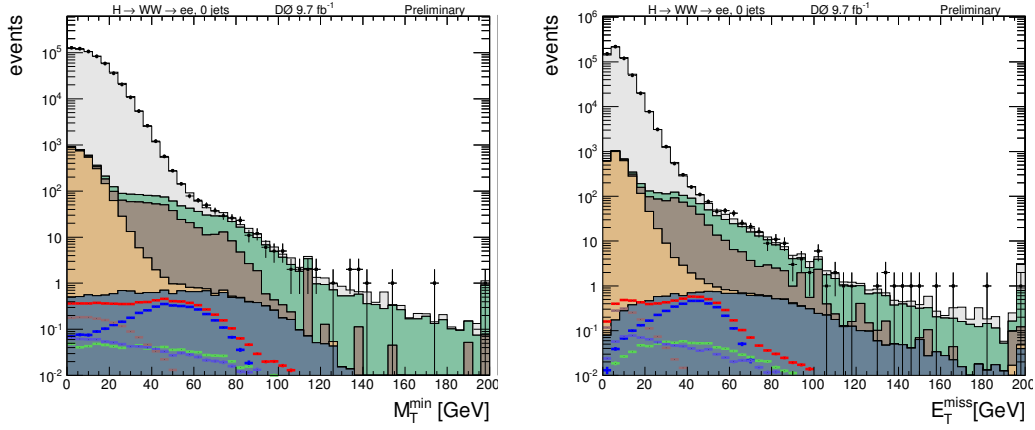


FIGURE 6.6 – Distribution de $M_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T)$ (gauche) et \cancel{E}_T (droite) après la pré-sélection pour les événements 0-jet. Le signal correspond à une hypothèse sur la masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

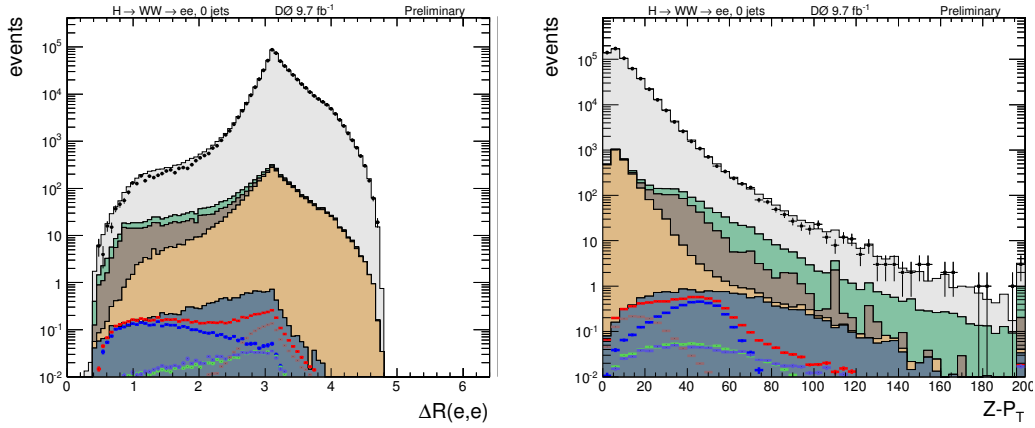


FIGURE 6.7 – Distribution de $\mathcal{R}(e^+, e^-)$ (gauche) et p_T^Z (droite) après la pré-sélection pour les événements 0-jet. Le signal correspond à une hypothèse sur la masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

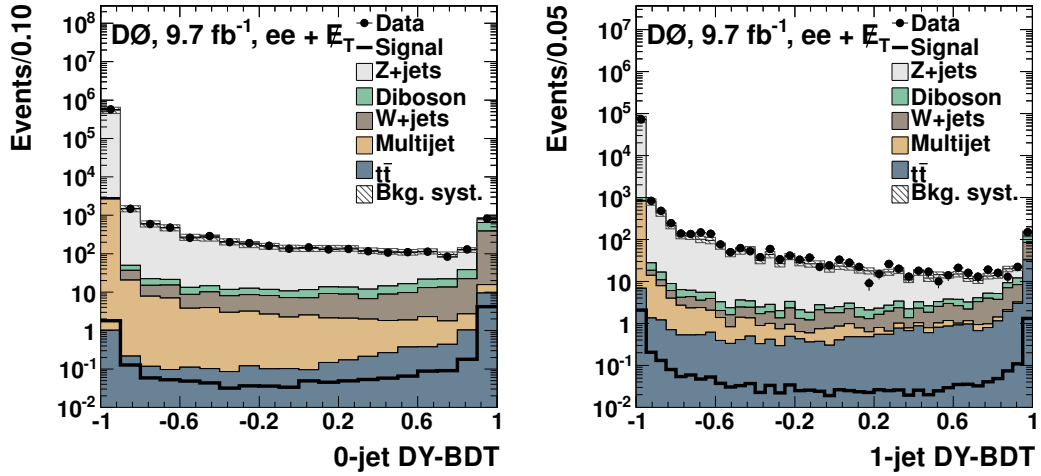


FIGURE 6.8 – Distribution du DY-DT pour les événements avec zéro (gauche) ou un (droite) jet reconstruit, et pour une hypothèse sur la masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. La coupure sur ces DY-DT pour cette hypothèse sur M_H se situe à 0,45 pour les événements 0-jet et 0,25 pour les événements 1-jet.

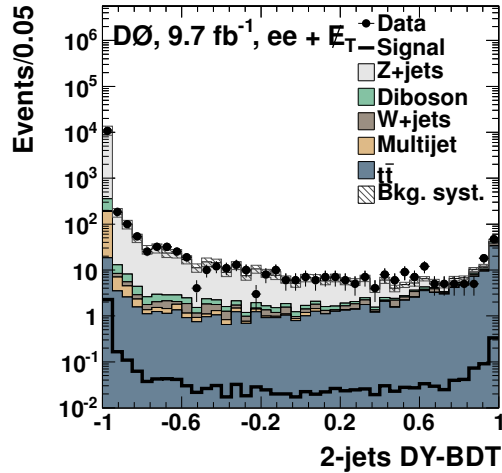


FIGURE 6.9 – Distribution du DY-DT pour les événements avec deux jets reconstruits ou plus, et pour une hypothèse sur la masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. La coupure sur ce BDT pour cette hypothèse sur M_H se situe à $-0,25$.

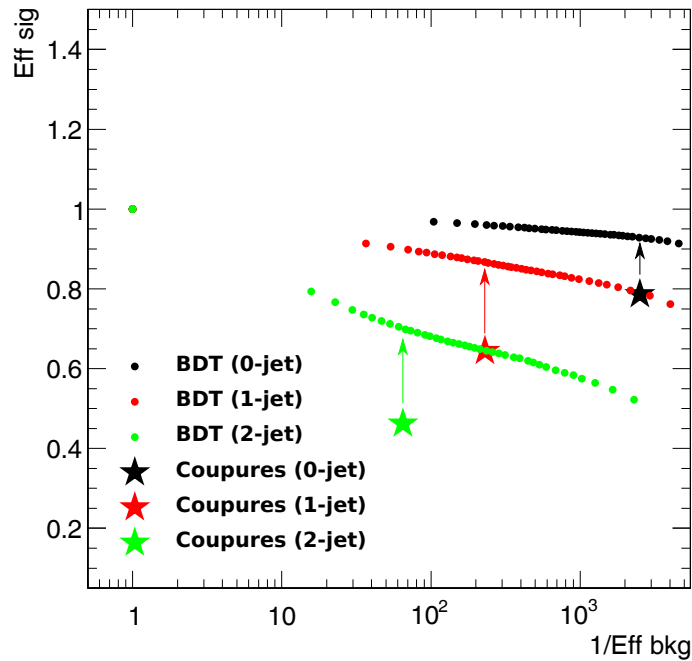


FIGURE 6.10 – Efficacité pour le signal en fonction de l'inverse de l'efficacité pour le fond Drell-Yan, pour différentes coupures sur le DY-DT et pour une masse hypothétique du boson de Higgs de $M_H = 165 \text{ GeV}/c^2$. Il y a une couleur par multiplicité de jets : noir pour les événements 0-jet, rouge pour les événements 1-jet et vert pour les événements 2-jet. Les étoiles représentent la performance correspondante pour les coupures utilisées dans l'ancienne version de l'analyse, et les disques celle pour différents choix de coupure sur le DY-DT. Les flèches montrent comment la valeur de la coupure est choisie : on désire la même efficacité de réjection du bruit de fond, ce qui conduit à une meilleure efficacité pour le signal.

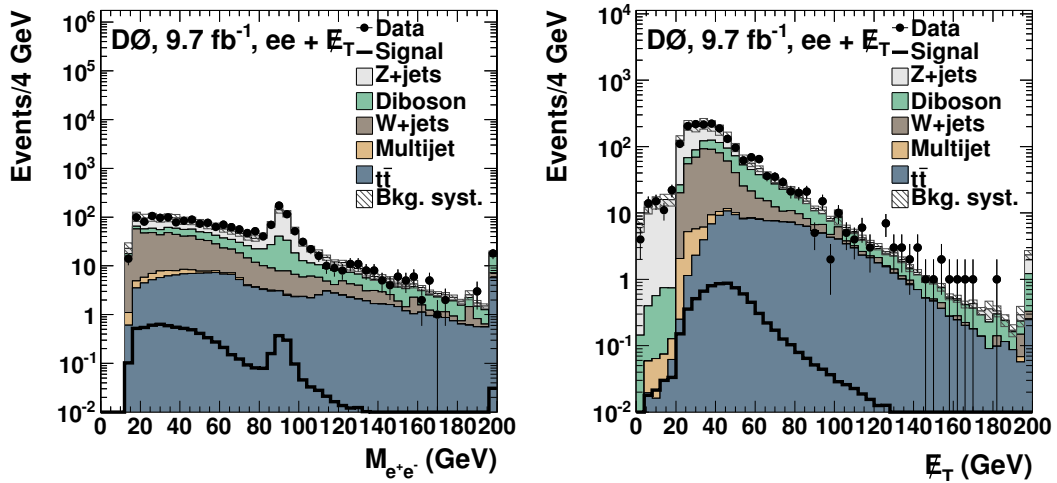


FIGURE 6.11 – Distributions de la masse invariante des deux électrons (gauche) et de \cancel{E}_T (droite) après la sélection finale. La bande hachurée représente l'incertitude systématique totale sur la prédiction du bruit de fond, et le signal est celui attendu pour un boson de Higgs de masse $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. On constate un bon accord entre les données et la prédiction du MC.

6.2.2 Discriminant final

Le discriminant final, ou Fd-DT, permet de discriminer le signal de tous les fonds du modèle standard, pour les événements ayant passé la coupure sur le DY-DT et dans chacune des 5 catégories définies sur la figure 6.4. Les variables utilisées par le Fd-DT sont les mêmes que celles du DY-DT (qui sont toujours discriminantes), auxquelles on ajoute les variables suivantes :

- minimum du discriminant EMV entre les deux électrons, minEmv (voir section 5.2.2) ;
- nombre de coups dans la couche 0 pour l'électron de qualité minimum (c'est-à-dire de moindre lhood8 , voir section 5.2.2) ;
- nombre de coups dans la couche 0 pour l'électron de qualité maximum (c'est-à-dire de plus grande lhood8) ;
- pour $N_{\text{jet}} = 1$, la sortie du discriminant d'étiquetage des jets de b ;
- pour $N_{\text{jet}} \geq 2$, le minimum et le maximum, entre les deux jets de plus grande énergie, de la sortie du discriminant d'étiquetage des jets de b .

minEmv (voir figure 6.12) et les nombres de coups dans la couche 0 sont des variables cruciales dans la discrimination des événements W +jets, pour lesquels l'un des deux électrons est un jet ou un photon faussement identifié. Le discriminant d'étiquetage des jets de b (voir figure 6.13), quant à lui, permet de reconnaître les événements $t\bar{t}$. En effet, ces événements sont toujours associés à deux jets issus d'un quark b , alors qu'on n'attend pas de tels jets pour le signal. Enfin, les variables angulaires telles que $\Delta\phi(e^+,e^-)$ ou $\mathcal{R}(e^+,e^-)$ (voir figure 6.14) tiennent compte de corrélations angulaires entre les deux électrons différentes entre le signal de boson de Higgs et le fond WW . Cela est dû au fait que le boson de Higgs du modèle standard est une particule de spin 0, ce qui entraîne des corrélations de spin entre les bosons W , et entre les électrons.

Les figures 6.15 à 6.17 montrent la distribution des Fd-DT pour chaque catégorie d'événements et pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. Une fois de plus le bruit de fond est concentré aux basses valeurs du Fd-DT, alors que le signal se retrouve plutôt aux hautes valeurs du Fd-DT. On constate également que chaque catégorie possède une composition en bruits de fond et un rapport S/B différents, la catégorie la plus riche en signal étant bien sûr le lot 0-jet enrichi en WW (puisque le signal $H \rightarrow WW$ est lui même semblable au fond WW). Toutes ces distributions de Fd-DT montrent un bon accord entre données et MC.

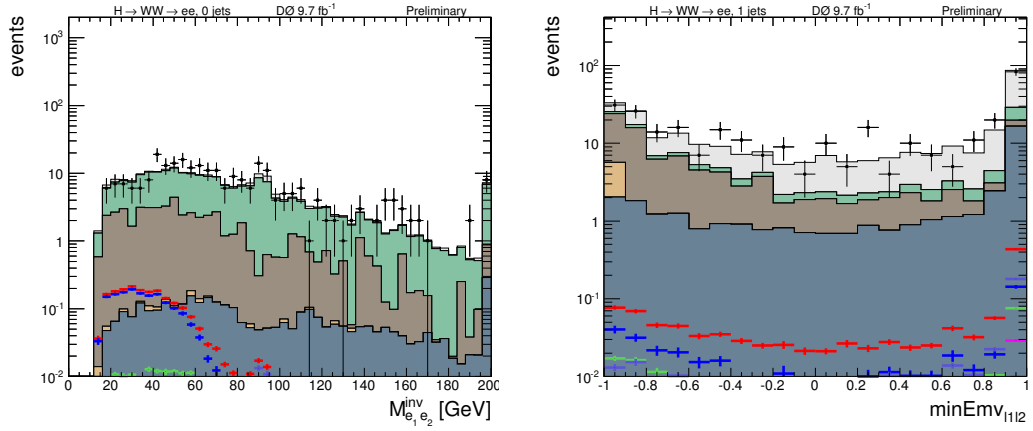


FIGURE 6.12 – Gauche : distribution de la masse invariante des deux électrons dans le lot d'événements 0-jet enrichi en WW . Il s'agit de l'une des variables les plus discriminantes pour le Fd-DT dans cette classe d'événements. Droite : distribution de minEmv pour le lot d'événements 1-jet appauvri en WW . On constate l'excellente discrimination contre le fond W +jets. Pour les deux graphes, le signal est celui attendu pour un boson de Higgs de masse $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

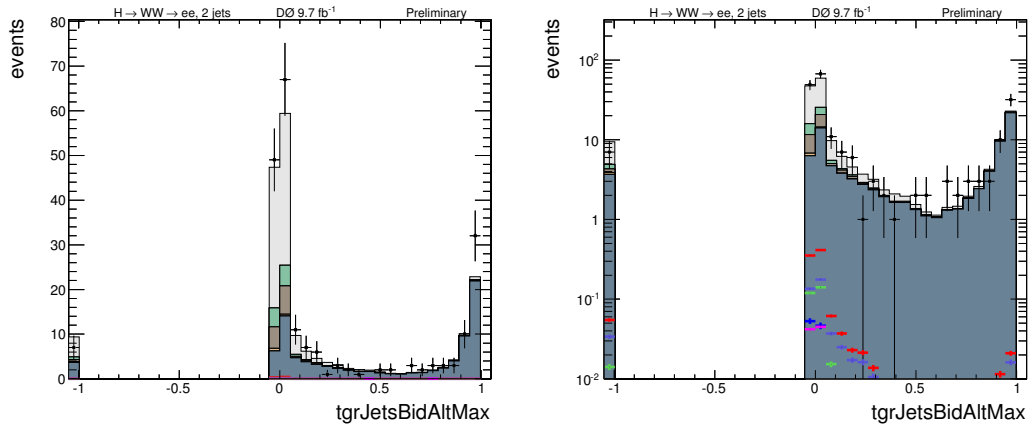


FIGURE 6.13 – Distribution du maximum entre les deux jets de plus haute énergie de la sortie du discriminant d'étiquetage des jets de b , pour les événements 2-jet, sur une échelle linéaire (gauche) et logarithmique (droite). Le signal est celui attendu pour un boson de Higgs de masse $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

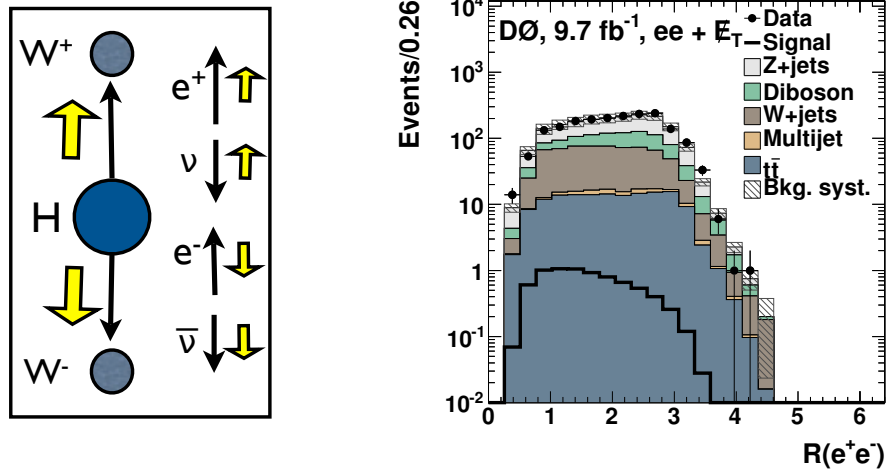


FIGURE 6.14 – Gauche : illustration des corrélations de spin dues au fait que les deux bosons W sont issus d’une particule de spin 0 (le boson de Higgs). Cela implique que les deux électrons sont préférentiellement émis proches l’un de l’autre, alors qu’ils sont plutôt émis dos à dos dans le cas du fond WW (voir aussi figure 5.11). Droite : cet effet se retrouve dans la distribution de $\mathcal{R}(e^+, e^-)$ après la sélection finale. La bande hachurée représente l’incertitude systématique totale sur la prédiction du bruit de fond, et le signal est celui attendu pour un boson de Higgs de masse $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

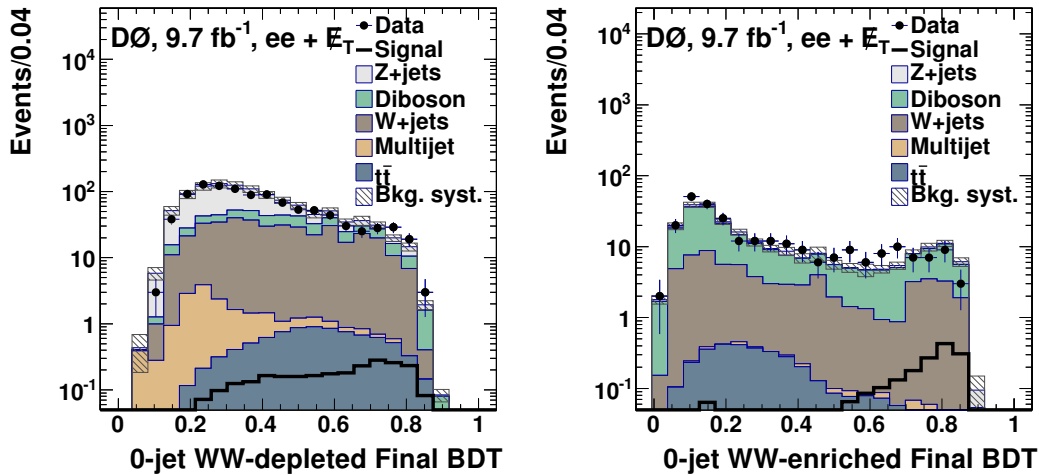


FIGURE 6.15 – Distribution du discriminant final pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$ pour le lot d’événements 0-jet appauvri (gauche) et enrichi (droite) en WW .

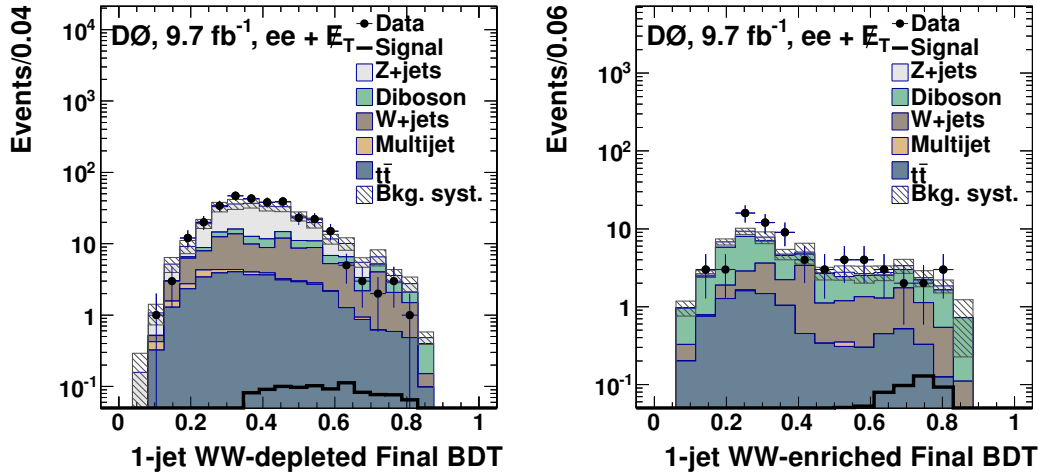


FIGURE 6.16 – Distribution du discriminant final pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$ pour le lot d'événements 1-jet appauvri (gauche) et enrichi (droite) en WW .

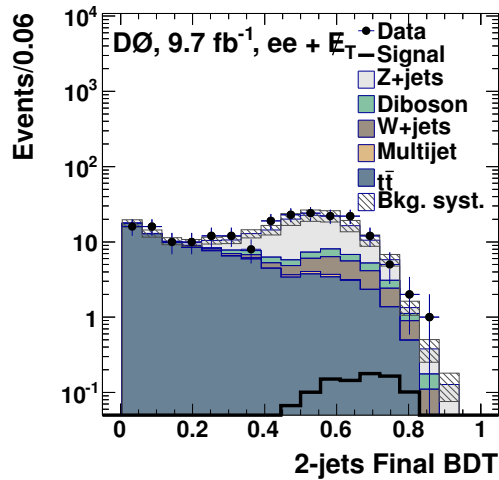


FIGURE 6.17 – Distribution du discriminant final pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$ pour le lot d'événements 2-jet.

6.2.3 Discriminant WW

Le WW -DT est entraîné pour reconnaître le fond diboson WW des autres fonds du modèle standard. Il est entraîné exactement de la même manière que le Fd-DT, en utilisant simplement le processus $p\bar{p} \rightarrow W^+W^-$ non résonant comme signal à la place de la production de boson de Higgs. En particulier, les variables d'entrée sont les mêmes que pour le Fd-DT. La distribution du WW -DT est montrée sur la figure 6.18.

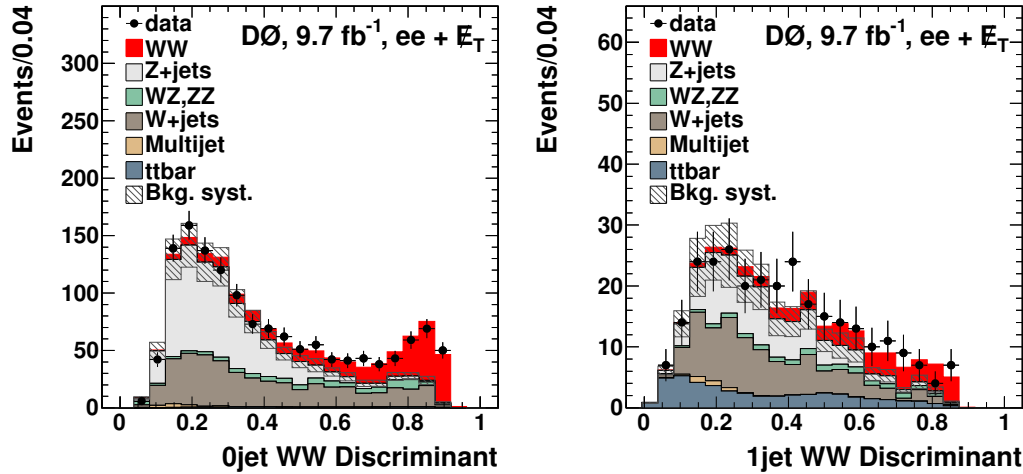


FIGURE 6.18 – Distribution du WW -DT pour les événements 0-jet (gauche) ou 1-jet (droite).

Ce BDT est entraîné séparément pour les événements 0-jet et 1-jet, et a deux objectifs :

- permettre la mesure de la section efficace de production de paire de bosons W non résonante (voir section 6.5.2.1) ;
- définir, pour les lots d'événements 0-jet et 1-jet, deux catégories : l'une enrichie et l'autre appauvrie en événements WW (voir figure 6.4). Le fond WW étant l'une des sources dominantes d'incertitudes systématiques dans la recherche du boson de Higgs, le fait de définir une région enrichie en ce fond permet de mieux contraindre les incertitudes systématiques qui lui sont associées.

Dans les catégories ainsi définies, le fond WW a une signification statistique respectivement grande (pour la catégorie enrichie en WW) ou petite (pour celle appauvrie en WW) par rapport aux autres bruits de fond. On définit cette signification statistique de la manière suivante :

$$WW_{\text{sig}} = \frac{WW}{\sqrt{WW + \text{bdf} + (0,07 \times \text{bdf})^2}}, \quad (6.2)$$

où WW est le nombre d'événements WW et bdf est le nombre d'événements pour les autres bruits de fond. Le dernier terme du dénominateur prend en compte une

dégradation de 7% à cause des incertitudes systématiques⁵ (cette valeur correspond à l'ordre de grandeur de l'impact des incertitudes systématiques après qu'elles ont été contraintes dans l'ajustement pour le calcul de limites).

On choisit la coupure définissant les régions enrichies et appauvries en WW de manière à maximiser cette signification statistique dans la région enrichie en WW (voir figure 6.19). L'idée est de pouvoir contraindre au mieux les incertitudes systématiques liées au fond WW . La valeur de la coupure sur le WW -DT utilisée est 0,7 (0,6) pour les événements 0-jet (1-jet), respectivement. Si on n'avait pas considéré le terme dû aux incertitudes systématiques, on aurait trouvé une valeur de coupure plus basse, mais le lot des événements pour lesquels le WW -DT est supérieur à la coupure aurait été moins pur et il aurait été plus difficile de contraindre les incertitudes systématiques associées au fond WW .

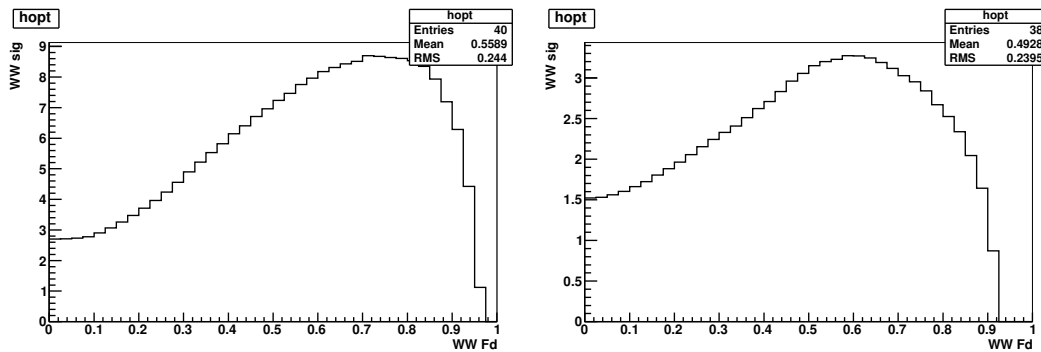


FIGURE 6.19 – Signification statistique du fond WW en fonction de la coupure sur le WW -DT, pour les événements 0-jet (gauche) et 1-jet (droite).

6.2.4 BDT utilisés dans la correction du fond W +jets

Complétons enfin la description des BDT utilisés dans la correction du fond W +jets, déjà détaillée dans la section 5.5.9, en précisant les réglages utilisés. Ceux-ci sont légèrement différents de ceux des autres BDT. Il ne s'agit pas d'une forêt aléatoire, pour des raisons de simplicité les réglages par défaut « BDTG » de TMVA ont été utilisés, comme indiqué dans le tableau 6.3.

6.3 Résumé des nombres d'événements

Le tableau 6.4 donne les nombres d'événements observés dans les données et attendus pour les différents processus d'après la simulation, pour les différentes catégories d'événements considérées dans l'analyse et après la pré-sélection (pré-

⁵. Ce terme est au carré car c'est par exemple ainsi qu'interviennent les incertitudes systématiques dans le calcul de limites (voir équation 6.10).

Nombre d'arbres	200
Algorithme utilisé pour construire la forêt	<i>Stochastic gradient boosting</i>
Profondeur maximale de l'arbre	3
Nombre maximal de nœuds dans l'arbre	5
Nombre minimal d'événements par feuille	40
Critère utilisé pour déterminer sur quelle variable et où couper (dans la croissance des arbres)	Index de Gini
Taille (<i>pruning</i>)	Non

TABLE 6.3 – Paramètres utilisés pour l'entraînement des BDT utilisés dans la correction W +jets. L'index de Gini, utilisé pour déterminer sur quelle variable et où couper lors de la croissance des arbres, vaut $p \cdot (1 - p)$, où $p = S/(S + B)$ est la pureté. Sans entrer dans les détails, le *Stochastic gradient boosting* est un algorithme de boost qui comprend aussi du *bagging*, c'est-à-dire que chaque nouvel arbre est entraîné sur un sous-échantillon aléatoire du lot d'entraînement de départ.

sél.) et la sélection finale (sél. fin.) et pour une hypothèse sur la masse du boson de Higgs de $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

6.4 Incertitudes systématiques

Nos modèles décrivant les signaux et les bruits de fond sont entachés d'un certain nombre d'incertitudes systématiques qu'il convient de prendre en compte. Deux types d'incertitudes systématiques sont considérés dans cette analyse :

- des incertitudes systématiques n'affectant que la normalisation de la distribution du discriminant final, telles que les incertitudes sur la section efficace de production des différents processus,
- des incertitudes systématiques affectant à la fois la normalisation et la forme de la distribution du discriminant final, telles que la résolution ou l'échelle d'énergie des jets.

Détaillons à présent les différentes incertitudes systématiques considérées dans cette analyse.

- L'incertitude sur la repondération du p_T du boson Z commune à $D\bar{O}$ est calculée en faisant varier les paramètres de la fonction de repondération de ± 1 déviation standard. Cette incertitude n'affecte que la forme du discriminant final et non sa normalisation.
- La correction du fond W +jets est associée à deux incertitudes systématiques, l'une affectant la normalisation et l'autre la forme du discriminant final. Ces incertitudes sont décrites dans la section 5.5.9.3.
- L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets (Jet Energy Scale, JES) est prise en compte en la faisant varier de ± 1 déviation standard. Cette variation entraîne

Échantillon	Inclusif pré-sél.	0-jet		1-jet		2-jet		
		pré-sél.	sél. fin. (app. en WW) (enr. en WW)	pré-sél.	sél. fin. (app. en WW) (enr. en WW)	pré-sél.	sél. fin.	
Données	659570	572831	1023	266	75326	311	11413	214
Signal (total)	16,2	7,1	2,6	2,0	5,0	1,1	4,0	1,1
$gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$	5,2	3,9	1,7	1,6	1,2	0,44	0,19	0,12
$gg \rightarrow H \rightarrow ZZ$	2,7	1,4	0,08	0,02	0,86	0,02	0,40	0,01
WH	2,3	0,85	0,36	0,24	0,74	0,22	0,67	0,32
ZH	5,7	0,92	0,41	0,12	2,1	0,37	2,6	0,51
VBF	0,38	0,07	0,04	0,02	0,17	0,07	0,14	0,10
Fond total	664460,5	575445,1	1075,8	241,2	77130,3	287,7	11885,1	198,6
$Z \rightarrow e^+e^-$	653263,6	566845,6	515,9	12,5	75162,1	147,3	11255,9	65,3
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	5494,3	4726,6	31,3	0,31	662,5	6,7	105,2	16,3
$t\bar{t}$	210,2	14,7	8,4	3,4	66,3	37,6	129,2	91,9
W +jets	795,0	622,8	371,2	53,2	143,1	69,3	29,1	13,0
WW	416,9	345,5	82,5	147,6	62,0	12,5	9,5	5,7
WZ	273,8	88,7	28,9	12,3	96,6	6,2	88,5	2,7
ZZ	254,0	83,0	24,4	11,7	84,3	4,3	86,8	2,5
Multijets	3752,6	2718,2	13,1	0,17	853,4	3,7	180,9	1,2

TABLE 6.4 – Nombre d'événements attendus pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

- une modification de l'énergie des jets qui implique des migrations entre les différents lots de multiplicité de jets.
- De même, l'incertitude sur la résolution en énergie des jets (Jet Energy Resolution, JER) est prise en compte en faisant la faisant varier de ± 1 déviation standard.
 - L'incertitude relative à l'efficacité d'identification des jets n'affecte que la normalisation du discriminant final et est corrélée entre les lots de multiplicité de jets. Elle est de $+0,5\%$ pour les lots 0-jet et 1-jet, et -1% pour le lot 2-jet.
 - L'efficacité de confirmation de vertex des jets est également associée à une incertitude systématique, qui affecte à la fois la forme et la normalisation des échantillons.
 - La section efficace théorique de production du boson de Higgs par fusion de gluons est entachée d'une incertitude systématique due aux fonctions de distributions de partons (le calcul théorique utilise MSTW 2008 [5]), dépendant du nombre de jets [6, 7] :
 - $7,6\%$ pour les événements 0-jet,
 - $13,8\%$ pour les événements 1-jet,
 - $29,7\%$ pour les événements 2-jet.
 - Les incertitudes sur la production $gg \rightarrow H$ sont estimées d'après la prescription décrite dans la référence [8], c'est-à-dire en traitant comme non corrélées les incertitudes d'échelle sur les prédictions de section efficace NNLL inclusive [9, 7], NLO ≥ 1 jet [6] et NLO ≥ 2 jets [10]. Cette prescription se traduit en la matrice de covariance suivante pour la production exclusive $gg \rightarrow H + 0$ jet, $+1$ jet et $+2$ jets ou plus :

$$\begin{pmatrix} (26,6\%)^2 & -(28,3\%)^2 & 0 \\ -(28,3\%)^2 & (41,8\%)^2 & -(20,5\%)^2 \\ 0 & -(20,5\%)^2 & (33,0\%)^2 \end{pmatrix}. \quad (6.3)$$

- L'incertitude théorique sur la section efficace de production du boson de Higgs est estimée à $6,2\%$ pour la production associée [11] et $4,9\%$ pour la fusion de bosons vecteurs [12]. Cette incertitude provient essentiellement des PDF et de la valeur de α_s utilisée, mais aussi d'incertitudes d'échelle dues aux effets d'ordre supérieur.
- Dans le cas du signal $gg \rightarrow H$, le spectre en p_T du boson de Higgs est redondé pour correspondre à la prédiction du générateur NNLL+NLO HqT (voir section 5.5.3). Pour prendre en compte l'incertitude relative à la procédure de re-sommation des gluons mous, une incertitude systématique affectant la forme de la distribution du discriminant final est estimée en regardant le changement fractionnaire du spectre en p_T du boson de Higgs dans RESBOS avec une variation d'échelle $2M_H$:

$$\text{HqT} \times \left(1 \pm \frac{\Delta\text{RESBOS}}{\text{RESBOS}(m_H)}\right), \quad (6.4)$$

- où ΔRESBOS est la différence entre le spectre en p_T du boson de Higgs prédit par le générateur RESBOS pour une échelle de M_H et pour une échelle de $2M_H$.
- L’incertitude théorique sur la section efficace de production des bruits de fond est estimée à 4% pour le fond $Z/\gamma^*+\text{jets}$, 6% pour le fond $W+\text{jets}$, 6% pour le fond diboson, et 7% pour le fond $t\bar{t}$. Ces incertitudes sont une évaluation des effets d’ordre supérieur. L’incertitude de 4% sur le fond $Z/\gamma^*+\text{jets}$ affecte tous les échantillons, à cause de la normalisation de surface qui consiste à normaliser la prédiction de tous les échantillons pour coller aux données dans le pic en masse du boson Z (voir section 5.4.2). Cette incertitude inclut en réalité une incertitude de 2,5% sur les distributions de partons, affectant tous les processus.
 - L’estimation du fond multijet est entachée d’une incertitude systématique de 30%, décorrélée entre chaque lot de multiplicité de jets et n’affectant que la normalisation de la distribution du discriminant final. Cette incertitude a été déterminée en comparant différentes paramétrisations de l’estimation du fond multijet.
 - Une incertitude systématique est également prise en compte pour les facteurs de normalisation de surface spécifiques à chaque lot de multiplicité de jets. L’incertitude est de 2, 6 et 15% pour les lots 0-jet, 1-jet et 2-jet respectivement. Ces facteurs de normalisation dépendant de la multiplicité de jets n’étant appliqués qu’aux échantillons $Z/\gamma^*+\text{jets}$, l’incertitude systématique ne concerne que ce bruit de fond.
 - Puisque le DY-DT n’est pas parfaitement modélisé pour les bruits de fond comportant une \cancel{E}_T d’origine instrumentale, cela peut se traduire par un biais sur la coupure sur ce BDT. Une incertitude systématique de 15% est appliquée au fond $Z/\gamma^*+\text{jets}$ pour prendre en compte cet effet.
 - L’incertitude sur la repondération sur fond WW calculée à l’aide du générateur MC@NLO (voir section 5.5.2) est évaluée en prenant 50% de la différence sur la forme du discriminant final selon que la repondération est appliquée ou non.
 - La repondération du spectre en $\Delta\phi(e,e)$ appliquée au fond WW pour prendre en compte la contribution de la fusion de gluons $gg \rightarrow WW$ (voir section 5.5.2) est aussi associée à une incertitude systématique. Celle-ci est estimée comme 30% de la différence sur la forme du discriminant final selon que la repondération est appliquée ou non⁶. L’impact de cette incertitude sur la forme du discriminant final est inférieur à 1%.
 - L’efficacité d’identification des jets de b se traduit par des poids associés à chaque jet. Ces poids possèdent une incertitude systématique, qui est prise en compte. Les jets de quarks légers et de quarks lourds (c , b) sont traités séparément, ce qui signifie dans le cas de notre analyse que l’incertitude sur l’efficacité d’identification des jets de b pour le fond $t\bar{t}$ est décorrélée de celle pour les autres processus.

6. On prend moins de 50% de la différence car on prend en compte un effet NNLO, supposé peu dépendre de variations d’échelle.

	Σ bruits de fond	Signal	$Z + jets/\gamma$	$W + jets$	$t\bar{t}$	Diboson	Multijet
b -ID	-	forme	forme	forme	forme	forme	-
W +jets	-	-	-	forme+norm.	-	-	-
JES	-	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	-
JER	-	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	-
Conf. vtx	-	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	-
Jet ID	-	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	-
Rep. p_T du Z	-	-	forme	-	-	-	-
Rep. p_T du W	-	-	-	forme	-	-	-
Rep. WW	-	forme	-	-	-	forme (WW)	-
Rep. $GG2WW$	-	-	-	-	-	forme (WW)	-
Multijet	-	-	-	-	-	-	30
σ	-	-	-	6	10	7	-
$\sigma_{gg \rightarrow H}$ (0/1/2 jets)	-	7,6/13,8/29,7	-	-	-	-	-
σ_{VH}	-	6,2	-	-	-	-	-
$\sigma_{qq \rightarrow H}$	-	4,9	-	-	-	-	-
Norm. de surface	4	4	-	-	-	-	-
Coupure DY-DT	-	-	15	-	-	-	-

TABLE 6.5 – Résumé des incertitudes systématiques affectées aux différents processus. Ces incertitudes peuvent affecter la forme et / ou la normalisation (norm.) de la distribution du discriminant final. Si seule la normalisation est affectée, la valeur de l’incertitude systématique est indiquée en pour-cents.

Un résumé des incertitudes systématiques considérées dans cette analyse est donné dans le tableau 6.5. Les incertitudes systématiques ayant le plus fort impact sur les résultats (pour $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$) sont celles sur la normalisation de surface, sur la section efficace du fond diboson, et sur la correction du fond W +jets.

6.5 Résultats de l’analyse

6.5.1 Éléments de statistiques et méthode employée

Après la sélection finale, la distribution du discriminant final observée dans les données est cohérente avec ce qui est attendu avec les fond du modèle standard seuls (sans signal de boson de Higgs). Par conséquent, des limites sur la section efficace de production du boson de Higgs sont établies pour $M_H \in [100,200] \text{ GeV}/c^2$, avec un pas de $5 \text{ GeV}/c^2$ ⁷. La méthode utilisée est une méthode fréquentiste modifiée, dite CL_s , avec un test statistique de logarithme de rapport de fonctions de vraisemblance (*log-likelihood ratio* ou LLR) [13, 14], que nous allons décrire ici. Le calcul de limites utilise le logiciel Collie [15]. En outre ce logiciel utilise une technique appelée maximisation de profil (profilage ou *profiling*) qui désigne la pratique de déterminer le meilleur ajustement du modèle aux données en minimisant une fonction de χ^2 de Poisson (c’est-à-dire en maximisant une fonction de vraisemblance), en faisant varier les paramètres de nuisances correspondant aux incertitudes systématiques [16].

7. Pour chaque point de masse, des DY-DT et Fd-DT sont entraînés, afin de tenir compte des spécificités différentes du signal. Les coupures sur le DY-DT sont également différentes pour chaque point de masse.

Inférence statistique, approche fréquentiste, approche bayésienne Le problème auquel on est confronté est le suivant : on réalise une expérience, et on veut en extraire de l'information pour améliorer notre compréhension du modèle censé décrire les données obtenues (le modèle standard). Le problème est qu'on ne dispose que d'une quantité finie de données, il s'agit donc de distinguer les fluctuations statistiques des effets dus à une caractéristique du modèle. Dans notre cas, si on observe quelques événements en plus de ce qui est attendu en l'absence de boson de Higgs, à partir de quel moment pourra-t-on être « sûr » que cet excès provient de la désintégration du boson de Higgs et non d'une fluctuation statistique ?

En d'autres termes, on cherche à *inférer*, à partir d'une réalisation particulière des données de l'expérience, les paramètres des lois de probabilité sous-jacentes. On cherche en particulier à quantifier notre connaissance de ces paramètres, par exemple en estimant quelles valeurs ces paramètres valent « probablement » au vu des données, tout en sachant qu'il n'existe qu'une « vraie » valeur. On appelle *estimateur* une grandeur qui permet de remonter à la « vraie » valeur d'un paramètre du modèle, à partir d'un lot de données statistiquement limité.

Deux approches se distinguent pour s'attaquer à ce problème : les approches *fréquentiste* et *bayésienne*. Chacune donne une définition différente de ce qu'est un intervalle de confiance.

- **L'approche fréquentiste** prend le point de vue que les données que l'on a obtenues ne sont qu'une réalisation de l'expérience parmi tous les résultats possibles. La probabilité est interprétée comme la fréquence du résultat d'une expérience reproductible. On simule donc des pseudo-expériences, à partir des prédictions du modèle. L'intervalle de confiance fréquentiste est alors l'intervalle des valeurs du paramètre données par l'estimateur pour, par exemple, 68% des pseudo-expériences. Notons que dans cette approche fréquentiste on ne définit pas de probabilité pour une hypothèse ou un paramètre du modèle.
- **L'approche bayésienne**, quant à elle, se base sur les concepts de probabilité *a priori* et *a posteriori*, d'après le théorème de Bayes :

$$p(\{v\}|\text{data}) = \frac{\mathcal{L}(\text{data}|\{v\})\pi(v)}{\int \mathcal{L}(\text{data}|\{v'\})\pi(\{v'\})d\{v'\}}, \quad (6.5)$$

où $\mathcal{L}(\text{data}|\{v\})$ est une fonction de vraisemblance permettant de quantifier l'accord des données avec les paramètres v du modèle. Ce théorème découle directement de la loi des probabilités conditionnelles : $p(AUB) = p(A|B)p(B) = p(B|A)p(A)$, où $p(A|B)$ signifie « probabilité de A étant donné B ». Dans le théorème de Bayes, $\{v\}$ correspond à un ensemble de valeurs des paramètres du modèle. Cependant, dans ce cas la terminologie est un peu différente. $p(\{v\}|\text{data})$ est la *probabilité a posteriori* des paramètres du modèle étant donné les résultats de l'expérience (elle exprime donc notre « croyance » dans telle valeur du paramètre plutôt que telle autre), et $\pi(\{v\})$ est la *densité a priori* des paramètres du modèle, qui exprime la connaissance que l'on a à propos de l'endroit où se trouve la vraie valeur des paramètres. Les données de l'expérience permettent donc de mettre à jour cette connaissance *a priori*

pour en déduire la probabilité *a posteriori*. Celle-ci permet de construire un intervalle de confiance (ou de croyance) bayésien.

Notons que bien que les définitions fréquentiste et bayésienne de l'intervalle de confiance soient très différentes, dans la pratique on constate que les deux approches donnent des résultats compatibles (voir référence [17] par exemple : pour calculer ses limites sur la production de boson de Higgs, DØ utilise une approche fréquentiste modifiée, appelée CL_s et détaillée plus loin, alors que CDF utilise une approche bayésienne). L'utilisation du point de vue fréquentiste ou bayésien dépend du problème, mais aussi de l'avis du physicien.

Test statistique Considérons pour commencer le cas simple où on observe d événements, pour s attendus pour le signal et b pour le bruit de fond, sans incertitude systématique sur les prédictions pour le signal et le bruit de fond. On définit le rapport de fonctions de vraisemblance poissonniennes :

$$Q(s,b,d) = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^d/d!}{e^{-b}(b)^d/d!}. \quad (6.6)$$

En réalité, on ne mesure pas un seul nombre d'événements : on combine plutôt N_{canaux} canaux différents, chacun nous donnant un histogramme contenant N_{classes} classes (N_{classes} bins). Le rapport de fonctions de vraisemblance s'écrit :

$$Q = \prod_{i=1}^{N_{\text{canaux}}} \prod_{j=1}^{N_{\text{classes}}} \frac{e^{-(s_{ij}+b_{ij})}(s_{ij}+b_{ij})^{d_{ij}}/d_{ij}!}{e^{-b_{ij}}(b_{ij})^{d_{ij}}/d_{ij}!} \quad (6.7)$$

$$= \prod_{i=1}^{N_{\text{canaux}}} \prod_{j=1}^{N_{\text{classes}}} e^{-(s_{ij})} \left(\frac{s_{ij}+b_{ij}}{b_{ij}} \right)^{d_{ij}}. \quad (6.8)$$

Autrement dit, en prenant le logarithme, on obtient la quantité Γ , appelée *logarithme de rapport de fonctions de vraisemblance* ou LLR (log-likelihood ratio) :

$$\Gamma = -2 \ln(Q) = 2 \sum_{i=1}^{N_{\text{canaux}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{classes}}} (s_{ij} - d_{ij} \ln(1 + s_{ij}/b_{ij})). \quad (6.9)$$

Il reste à introduire un ingrédient manquant : les incertitudes systématiques. En effet, les prédictions s_{ij} et b_{ij} ne sont pas certaines et dépendent de N_{par} paramètres de nuisance, notés η_k . On note également $R_k = (\eta_k - \eta_k^0)/\sigma_k$ la déviation du paramètre η_k à partir de sa valeur centrale η_k^0 , en unités de sa déviation caractéristique σ_k . On considère alors le test de χ^2 suivant :

$$\chi^2(H) = -2 \ln P(\text{data}|H,\theta) = 2 \sum_{i=1}^{N_{\text{classes}}} (p(H)'_i - d_i) - d_i \ln \left(\frac{p(H)'_i}{d_i} \right) + \sum_{k=1}^{N_{\text{par}}} R(H)_k^2, \quad (6.10)$$

où H est notre modèle (hypothèse) et $p(H)'_i$ sa prédiction du nombre d'événements attendus dans la classe i de l'histogramme en prenant les paramètres de nuisance déviés de R_k de leur valeur centrale. En considérant deux hypothèses, absence de signal (H_0 ou hypothèse nulle) ou présence de signal (H_1 ou hypothèse de test). Notre LLR devient alors :

$$\begin{aligned} \Gamma &= -2 \ln(Q(\text{data}, \theta)) = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(\text{data} | H_1, \hat{\theta}_1)}{\mathcal{L}(\text{data} | H_0, \hat{\theta}_0)} \right) \\ &= 2 \sum_{i=1}^{N_{\text{classes}}} \left[(\hat{p}(H_1)'_i - \hat{p}(H_0)'_i) - d_i \ln \left(\frac{\hat{p}(H_1)'_i}{\hat{p}(H_0)'_i} \right) \right] + \sum_{k=1}^{N_{\text{par}}} \left(\hat{R}(H_1)_k^2 - \hat{R}(H_0)_k^2 \right), \end{aligned} \quad (6.11)$$

où θ sont les paramètres de nuisance, $\hat{\theta}_1$ les valeurs de paramètres de nuisance minimisant l'ajustement du modèle aux données pour l'hypothèse H_1 et $\hat{\theta}_0$ les valeurs de paramètres de nuisance minimisant l'ajustement du modèle aux données pour l'hypothèse H_0 . On retrouve la même forme que le LLR poissonnien sans systématiques (équation 6.9, avec $\hat{p}(H_1)'_i \equiv s_i + b_i$ et $\hat{p}(H_0)'_i \equiv b_i$), avec l'addition d'un terme tenant compte des systématiques.

La méthode CL_s On veut à présent savoir si la valeur du LLR Γ calculée à partir des données nous permet de déterminer laquelle des deux hypothèses H_0 ou H_1 est la plus probable, et surtout de quantifier la préférence des données pour l'une ou l'autre des hypothèses. Pour cela, on utilise ici une approche fréquentiste, qui consiste à réaliser un grand nombre de pseudo-expériences pour chacune des deux hypothèses H_0 et H_1 . Pour réaliser une pseudo-expérience, on génère aléatoirement des nombres d_i (les pseudo-données) d'après une loi de Poisson de paramètre $p(H)'_i$, en ayant au préalable tiré les paramètres de nuisance η_k suivant une loi gaussienne de moyenne η_k^0 et de variance σ_k (voir figure 6.20). À partir de ces pseudo-données d_i , on calcule le LLR Γ , en ajustant les paramètres de nuisance pour les hypothèses H_0 et H_1 indépendamment, exactement comme on l'aurait fait pour de vraies données. On trace alors la distribution des valeurs de LLR obtenues avec nos pseudo-expériences, selon que l'on a supposé au départ l'hypothèse H_0 ou l'hypothèse H_1 . Les distributions sont peuplées de quelques milliers de pseudo-expériences. Un exemple de distribution de LLR est montré sur la figure 6.20. En pratique, on représente la distribution de LLR simultanément pour plusieurs valeurs d'un paramètre (la masse du boson de Higgs dans notre cas), comme indiqué sur la figure 6.21.

À partir de ces distributions de LLR, on définit les quantités suivantes (voir figure 6.22) :

- $CL_b \equiv$ fraction de pseudo-expériences obtenues à partir de l'hypothèse H_0 moins ressemblantes au signal que les données (c'est-à-dire de LLR plus grand) ;
- $CL_{sb} \equiv$ fraction de pseudo-expériences obtenues à partir de l'hypothèse H_1 moins ressemblantes au signal que les données ;

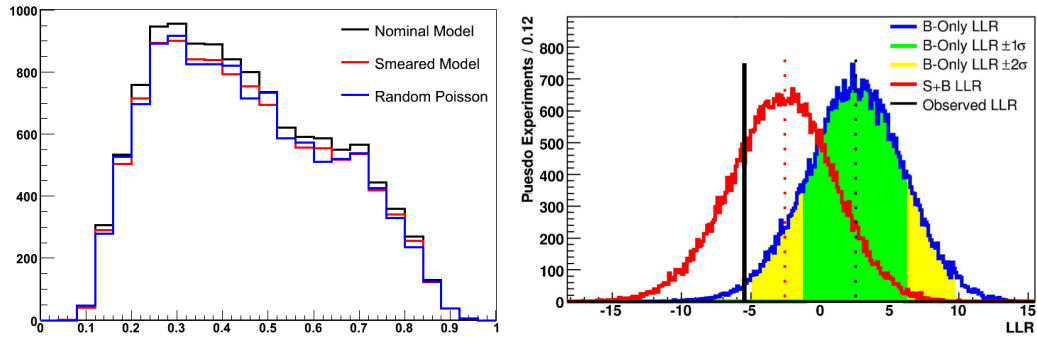


FIGURE 6.20 – Gauche : pour un exemple imaginaire, comparaison du modèle nominal (noir), du modèle après variation des paramètres de nuisance (rouge) et de la distribution obtenue après tirage des pseudo-données (bleu). Droite : exemple de distribution de LLR. La distribution en bleu a été tracée en partant de l’hypothèse H_0 (bruit de fond seul), et la distribution en rouge en partant de l’hypothèse H_1 (signal + bruit de fond). La médiane de chacune de ces distributions est repérée par une ligne verticale pointillée respectivement noire et rouge. Dans le cas de la distribution pour l’hypothèse H_0 , les intervalles correspondant à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ gaussiens sont également repérés respectivement en vert et jaune. Enfin, le LLR « observé », c’est-à-dire calculé à partir des données, est repéré par une ligne verticale en trait plein noir.

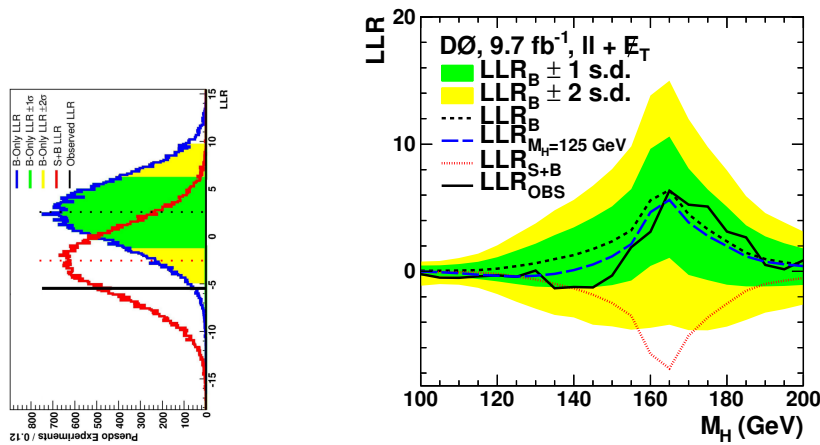


FIGURE 6.21 – Droite : distribution de LLR dans l’analyse de recherche de boson de Higgs présentée dans cette thèse, en fonction de M_H . Chaque tranche verticale de ce graphe donne les caractéristiques de la distribution de LLR pour une masse donnée (schématisée à gauche) : médianes des distributions de LLR pour l’hypothèse H_0 en tirets noirs et H_1 en pointillés rouges ; LLR observé en trait plein noir ; et bandes à 1 et 2 déviations standard sur la distribution de LLR pour H_0 en vert et jaune respectivement.

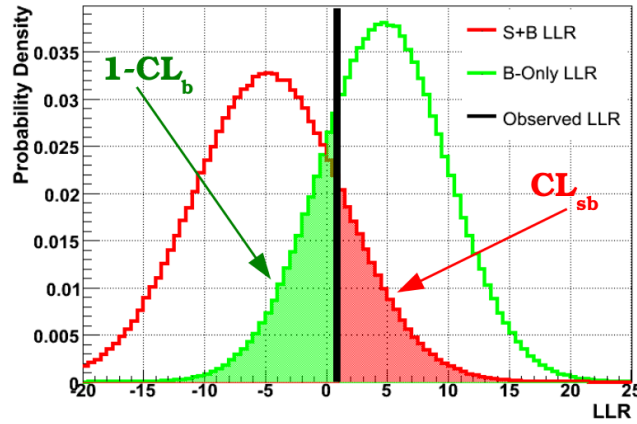


FIGURE 6.22 – Définition des quantités CL_b (ici $1 - CL_b$) et CL_{sb} , à partir des distributions de LLR pour les hypothèses de bruit de fond seul (en vert) et signal + bruit de fond (en rouge). Le LLR observé est représenté par la ligne verticale noire.

$$- CL_s \equiv \frac{CL_{sb}}{CL_b}.$$

Le niveau de confiance est défini comme étant $1 - \alpha = 1 - CL_s$ (par exemple $\alpha = 5\%$ pour définir un intervalle à 95% de niveau de confiance). On remarque qu'une approche fréquentiste pure correspondrait à $1 - \alpha = 1 - CL_{sb}$: en effet cette condition signifie que dans l'hypothèse signal + bruit de fond, une fraction $1 - \alpha$ des expériences donnent un LLR plus petit (plus ressemblant au signal) que celui qui est observé. Cependant une telle approche ne prend pas en compte la séparation entre signal et bruit de fond. La méthode CL_s permet par exemple d'établir clairement que, dans le cas de la figure 6.23, on est sensible au signal pour $M_H = 110 \text{ GeV}/c^2$ mais pas pour $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. L'approche CL_s est dite fréquentiste modifiée, elle est plus conservatrice qu'une approche fréquentiste pure. Plus précisément, la probabilité de couverture d'un intervalle à 95% de niveau de confiance par l'approche CL_s est en réalité toujours supérieure à 95%⁸.

La dernière étape est d'utiliser la méthode CL_s pour établir une limite supérieure sur la section efficace de production du boson de Higgs, qui est le but recherché dans notre analyse. Pour cela, on fait varier cette section efficace, ce qui affecte la distribution de LLR pour l'hypothèse H_1 : cette distribution est d'autant plus séparée de celle de H_0 et éloignée vers les valeurs négatives que la section efficace est grande. On cherche donc la valeur de cette section efficace telle qu'on ait $1 - \alpha = 1 - CL_s$, où $1 - \alpha$ est le niveau de confiance désiré (par exemple 95%). Cette étape est très coûteuse en temps de calcul, car pour chaque nouvelle valeur de la section efficace on doit recommencer toute la méthode CL_s (tirage de pseudo-expériences, ajustement des paramètres de nuisance, etc.).

8. On parle d'*overcoverage* en anglais : pour un intervalle à 95% de niveau de confiance, avec la méthode CL_s , la probabilité d'exclure l'hypothèse H_1 alors qu'elle est vraie est inférieure à 5%.

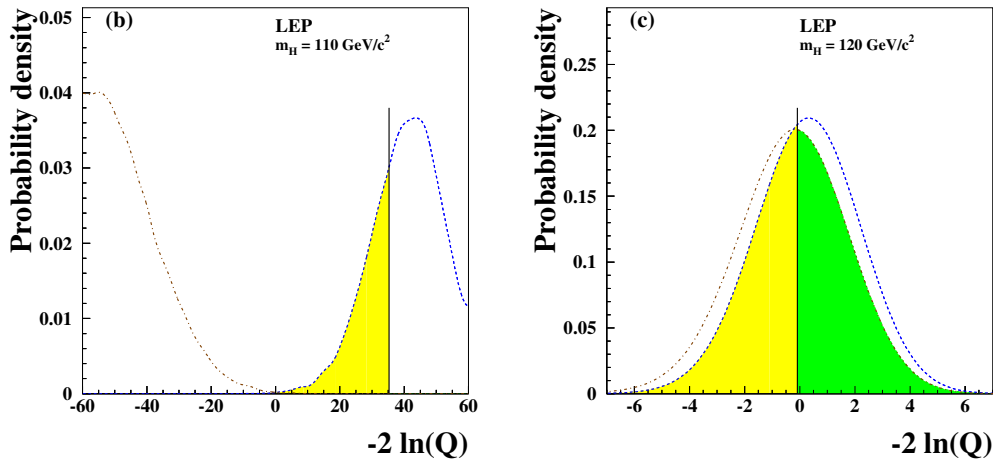


FIGURE 6.23 – Distributions de LLR dans le cas de la recherche de boson de Higgs au LEP [18], pour $M_H = 110 \text{ GeV}/c^2$ (gauche) et $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ (droite). L'aire coloriée en jaune représente $1 - CL_b$, et l'aire coloriée en vert représente CL_{sb} . $CL_s = \frac{CL_{sb}}{CL_b}$ est proche de 0 dans le premier cas et proche de 1 dans le deuxième cas.

6.5.2 Résultats

Il est temps à présent d'appliquer la méthode décrite plus haut pour obtenir les résultats désirés. On commence par réaliser une mesure de la section efficace de production non résonante de paires de bosons W , ce qui constitue en même temps un test de nos techniques d'analyse. On cherche ensuite à mettre des limites sur la production du boson de Higgs du modèle standard, mais aussi dans le cadre du modèle de boson de Higgs fermiophobique et dans le cadre de modèles avec une quatrième génération de fermions.

6.5.2.1 Mesure de la section efficace de production WW

Pour commencer, la section efficace de production WW non résonante a été mesurée. La principale motivation pour cette mesure est qu'il s'agit d'une bonne vérification de la validité des méthodes utilisées dans l'analyse. En effet, on cherche à mesurer la section efficace d'un processus conduisant au même état final que le signal recherché, à savoir une paire de bosons W (voir figure 6.24), à la différence près que sa section efficace est plus de 50 fois plus élevée que celle du boson de Higgs. Il est donc important de vérifier qu'on est capable de mesurer correctement la section efficace de ce processus, en outre le principal bruit de fond pour l'analyse de recherche du boson de Higgs, pour s'assurer que nos autres résultats sur le boson de Higgs sont valides.

L'analyse est la même que pour la recherche de boson de Higgs (ce qui inclut

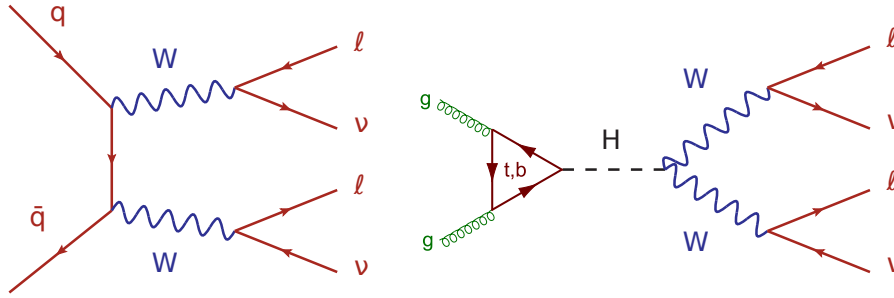


FIGURE 6.24 – Comparaison des diagrammes de Feynman correspondant aux processus $q\bar{q} \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ (gauche) et $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ (droite).

aussi les mêmes incertitudes systématiques), malgré quelques modifications aussi restreintes que possible :

- Le DY-DT a été ré-entraîné en considérant comme signal la production WW au lieu du signal de boson de Higgs. Les processus WZ et ZZ sont toujours considérés comme du bruit de fond.
- Les événements avec 2 jets reconstruits ou plus ne sont pas considérés dans la mesure, étant donnée la contribution extrêmement faible du processus WW pour ces événements. Les nombres d'événements attendus et observés pour les lots 0-jet et 1-jet sont donnés dans le tableau 6.6.
- Le Fd-DT a été remplacé par le WW -DT. Pour rappel, celui-ci a les mêmes caractéristiques que le Fd-DT, sauf que le processus WW est considéré comme signal à la place de la production de boson de Higgs. La distribution de ce WW -DT a été donnée sur la figure 6.18

Le logiciel COLLIE est une fois encore utilisé pour la mesure de la section efficace du processus WW . La méthode employée est similaire à celle décrite plus haut, sauf qu'on ne considère cette fois que l'hypothèse H_1 dans l'ajustement. Autre différence, la section efficace du signal est à présent laissée libre dans l'ajustement. Le résultat est présenté dans la figure 6.25 : on mesure une section efficace de $13,3 \pm 1,1$ (stat) $\pm 1,1$ (syst) pb dans le canal ee , et la combinaison des trois canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ donne $11,6 \pm 0,4$ (stat) $\pm 0,6$ (syst) pb. La prédiction théorique NLO [19] est de $11,3 \pm 0,7$ pb, et l'impact sur cette mesure d'un éventuel boson de Higgs n'a pas été prise en compte mais est estimée à de l'ordre de 0,1 pb. La figure 6.25 montre aussi la distribution de la combinaison des WW -DT des trois canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$, réarrangés par $\log(s/b)$.

6.5.2.2 Limites sur la production du boson de Higgs du modèle standard

On commence par réaliser l'analyse dans l'hypothèse où le boson de Higgs ressemble à celui du modèle standard. On utilise les distributions du discriminant final dans les différentes catégories d'événements, comme sur les figures 6.15 à 6.17. On applique la méthode CL_s décrite précédemment pour différentes hypothèses sur la masse du boson de Higgs, entre $100 \text{ GeV}/c^2$ et $200 \text{ GeV}/c^2$ avec un pas de $5 \text{ GeV}/c^2$

Échantillon	0-jet		1-jet	
	pré-sél.	final	pré-sél.	final
Données	572831 ± 757	1396 ± 37	75326 ± 274	141 ± 12
Signal att. WW	346	253 ± 11	62,0	$28,4 \pm 3$
Fond total	575100	1217 ± 59	77068	$104,9 \pm 23$
Fond + signal att.	575445	1470 ± 60	77130	$133,2 \pm 23$

TABLE 6.6 – Nombre d'événements pour la mesure de la section efficace du processus WW dans le canal ee . Les erreurs proviennent des incertitudes systématiques après ajustement.

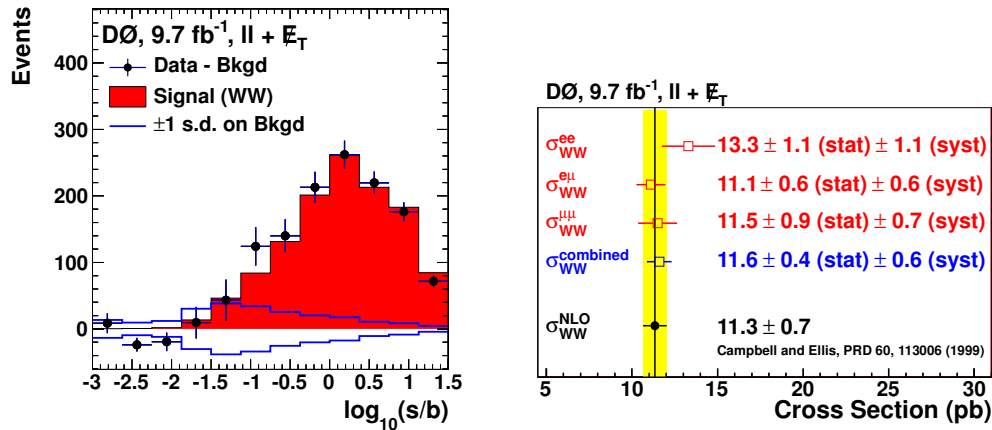


FIGURE 6.25 – Gauche : distribution de la combinaison des discriminants WW des trois canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ utilisés pour la mesure de la section efficace de production WW . Les classes de l'histogramme sont triées en fonction de $\log(s/b)$. Droite : résultats de la mesure de section efficace $p\bar{p} \rightarrow WW$ dans chaque canal, et leur combinaison.

(on ne teste pas les masses de boson de Higgs inférieures à $100 \text{ GeV}/c^2$ car elles ont déjà été exclues par le LEP [18]).

Les résultats sont présentés sur la figure 6.26 pour le canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ et sur la figure 6.27 pour la combinaison des canaux $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$. Le tableau 6.7 résume lui aussi les limites sur la production de boson de Higgs dans les deux cas. On note un léger excès dans les données à basse masse (entre 100 et $160 \text{ GeV}/c^2$), mais cet excès est à la fois compatible avec l'hypothèse de bruit de fond seul et l'hypothèse d'un boson de Higgs avec une masse $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$.

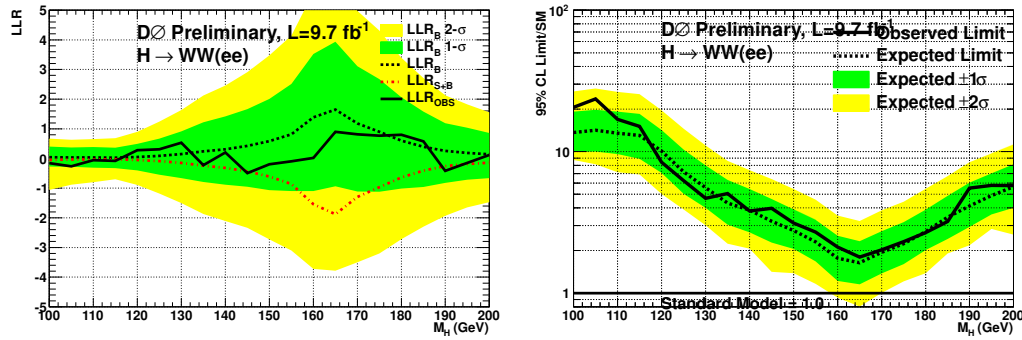


FIGURE 6.26 – Résultats pour le canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ seul. Gauche : LLR observée en fonction de M_H (en trait plein noir). La courbe montre aussi les LLR attendues pour l'hypothèse de bruit de fond seul (en trait pointillé noir) et pour l'hypothèse signal + bruit de fond (en trait pointillé rouge). Droite : Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow H + X)$, en unités de la prédiction du modèle standard, en fonction de M_H . Sur les deux graphes, les bandes vertes et jaunes représentent respectivement les incertitudes à ± 1 et ± 2 déviations standard sur la prédiction pour l'hypothèse bruit de fond seul.

Les résultats de cette analyse, à eux seuls, permettent déjà d'exclure un boson de Higgs avec une masse comprise entre 159 et $176 \text{ GeV}/c^2$. Cependant, il est intéressant de les combiner avec les autres canaux de recherche à DØ [20] et au Tevatron [17], afin d'obtenir une sensibilité encore meilleure. Les résultats sont présentés sur la figure 6.28 pour la combinaison des analyses de DØ d'une part, et de DØ et CDF d'autre part. On constate que dans ce dernier cas, la sensibilité est telle qu'on a presque le potentiel d'exclure toute la gamme de masses du boson de Higgs entre 100 et $185 \text{ GeV}/c^2$. Cependant, on constate un fort excès de données par rapport à l'hypothèse de bruit de fond seul, de l'ordre de trois déviations standard, entre 120 et $140 \text{ GeV}/c^2$ environ. Cet excès est compatible avec l'observation d'un nouveau boson s'apparentant au boson de Higgs par les collaborations ATLAS [21] et CMS [22] au LHC (voir figure 6.29). Notons également que les collaborations ATLAS et CMS annoncent chacune un excès de données dans le canal $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'$ par rapport à l'attente pour le bruit de fond seul, compatible avec l'attente pour un boson de Higgs du modèle standard, avec une signification statistique d'environ 4

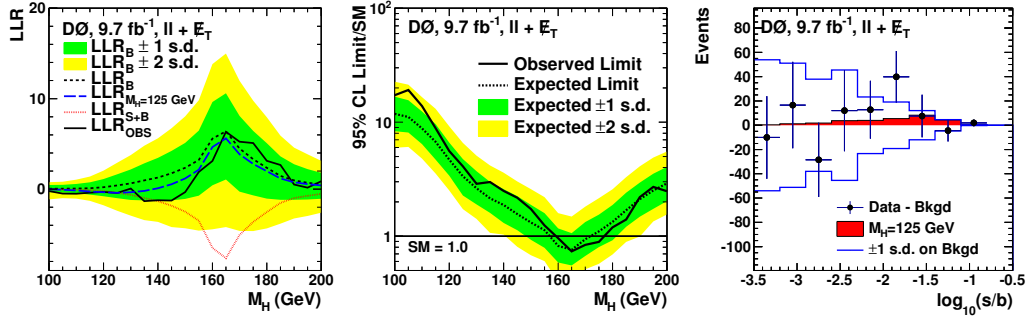


FIGURE 6.27 – Résultats combinés des trois canaux $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$: ee , $e\mu$ et $\mu\mu$. Gauche : LLR observée en fonction de M_H (en trait plein noir). La courbe montre aussi les LLR attendues pour l’hypothèse de bruit de fond seul (en trait pointillé noir), pour l’hypothèse signal + bruit de fond (en trait pointillé rouge), et pour un signal $M_H = 125$ GeV/ c^2 (en trait pointillé bleu). Milieu : Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H + X)$, en unités de la prédiction du modèle standard, en fonction de M_H . Sur les deux graphes, les bandes vertes et jaunes représentent respectivement les incertitudes à ± 1 et ± 2 déviations standard sur la prédiction pour l’hypothèse bruit de fond seul. Droite : distribution des discriminants finaux dans les données après soustraction de la prédiction du bruit de fond, pour $M_H = 125$ GeV/ c^2 . Les classes de l’histogramme ont été remaniées de manière à ce que chacune présente un rapport signal sur bruit similaire. La bande en bleu représente l’incertitude totale sur le bruit de fond (après contrainte des incertitudes systématiques dans l’ajustement).

M_H (GeV/ c^2)	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150
Att. ee	13,6	14,2	13,5	13,0	10,1	7,21	5,56	4,32	3,86	3,22	2,77
Obs. ee	20,6	23,6	16,9	15,1	8,41	6,25	4,67	5,05	3,80	3,98	3,13
Att. $\ell\ell$	11,8	11,1	8,84	6,73	4,70	3,36	2,64	2,15	1,88	1,56	1,32
Obs. $\ell\ell$	17,2	19,1	13,9	8,85	5,58	4,10	2,88	2,99	2,50	2,17	1,73
M_H (GeV/ c^2)	155	160	165	170	175	180	185	190	195	200	
Att. ee	2,30	1,76	1,64	1,94	2,24	2,72	3,44	4,12	4,90	5,65	
Obs. ee	2,70	2,11	1,79	2,02	2,31	2,68	3,21	5,53	5,76	5,76	
Att. $\ell\ell$	1,13	0,82	0,76	0,94	1,10	1,34	1,69	2,11	2,52	2,91	
Obs. $\ell\ell$	1,24	0,96	0,74	0,84	0,89	1,20	1,40	2,20	2,71	2,48	

TABLE 6.7 – Limites supérieures attendue (Att.) et observée (Obs.) à 95% de niveau de confiance sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H + X)$, en unités de la prédiction du modèle standard, pour le canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ et pour la combinaison des trois canaux $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$.

déviations standard [23, 24].

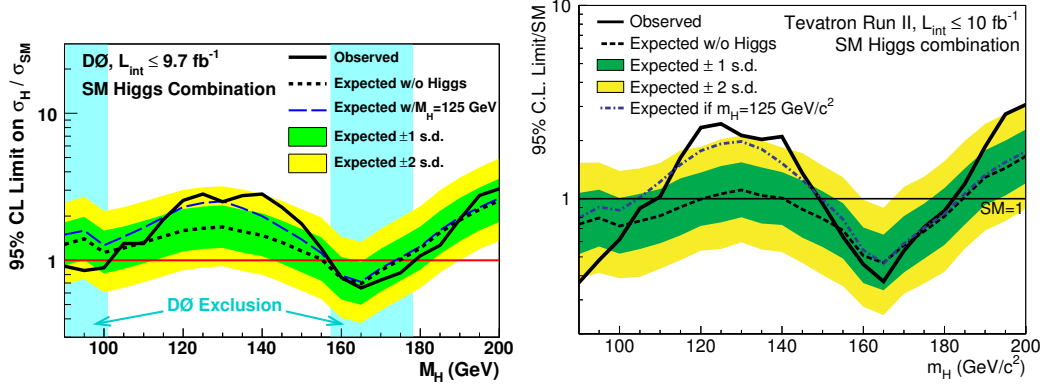


FIGURE 6.28 – Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H + X)$, en unités de la prédiction du modèle standard, en fonction de M_H . Les résultats sont issus de la combinaison de toutes les analyses de $D\bar{O}$ à gauche [20], et de celles de $D\bar{O}$ et CDF à droite [17].

6.5.2.3 Limites sur la production du boson de Higgs fermiophobique

La même procédure d'analyse a été utilisée pour tester l'existence d'un boson de Higgs tel que décrit par les modèles de boson de Higgs fermiophobique (FHM), introduits en section 2.2.1. Rappelons qu'un tel boson de Higgs est supposé conserver les mêmes couplages aux bosons que dans le modèle standard, mais le couplage aux fermions est nul à l'ordre des arbres. La principale conséquence est que la section efficace de production du boson de Higgs par fusion de gluons devient extrêmement faible, puisqu'elle faisait intervenir une boucle de fermions lourds (en particulier le quark top) dans le modèle standard. Les rapports d'embranchement du boson de Higgs sont également modifiés, en particulier à basse masse. Les modes de désintégration en $b\bar{b}$ et en $\tau^+\tau^-$, prépondérants dans le modèle standard, sont désormais interdits, et le rapport d'embranchement du boson de Higgs en W^+W^- s'en trouve augmenté.

Les modifications apportées à l'analyse pour rechercher le boson de Higgs fermiophobique, par rapport à l'analyse de recherche du boson de Higgs du modèle standard, sont les suivantes :

- suppression des processus $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ et $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ$,
- modification des sections efficaces de production et des rapports d'embranchement pour les autres modes de production du boson de Higgs (VBF, WH et ZH),
- ré-entraînement des BDT utilisés dans l'analyse, DY-DT et Fd-DT, pour tenir compte des spécificités du signal dans le cas d'un boson de Higgs fermiophobique.

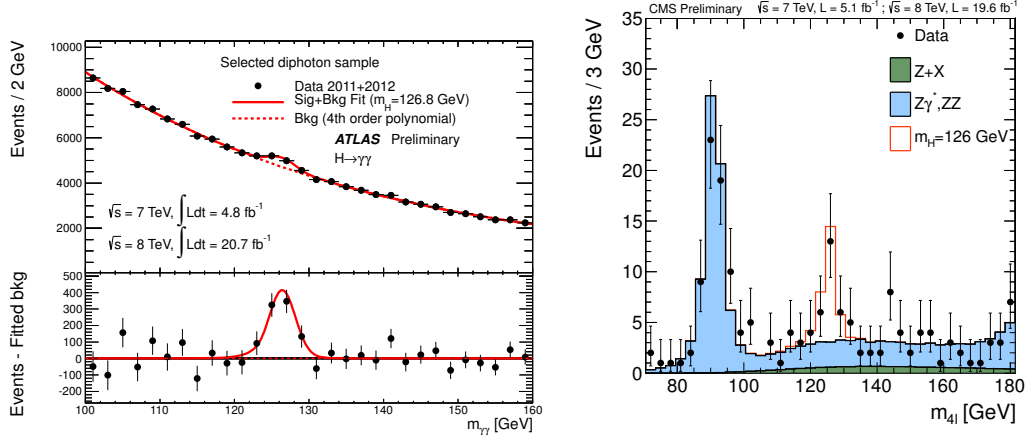


FIGURE 6.29 – Gauche : spectre de masse invariante de deux photons dans ATLAS [25]. Un excès est clairement visible autour de $126 \text{ GeV}/c^2$, dû à la désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma$. Droite : spectre de masse invariante de quatre leptons dans CMS [26]. Une fois de plus, le pic dû au signal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow llll$ est bien visible autour de $126 \text{ GeV}/c^2$.

Les limites obtenues sur la section efficace de production du boson de Higgs dans le cadre du modèle fermiophobique sont présentées dans la figure 6.30 et le tableau 6.8, pour le canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ seul et pour la combinaison avec les autres canaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$. À titre de comparaison, les résultats de la combinaison du Tevatron [17] et de la collaboration CMS [27] sont donnés dans la figure 6.31.

M_H (GeV/c^2)	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150
Att. ee	3,14	4,24	4,40	4,81	4,75	5,11	5,09	5,14	5,63	5,67	6,23
Obs. ee	4,13	4,02	5,10	7,71	6,93	7,12	7,65	7,01	8,60	8,36	7,07
Exp. ll	1,53	1,85	1,85	1,91	2,03	2,15	2,29	2,37	2,53	2,71	2,81
Obs. ll	1,97	2,33	2,85	2,59	2,23	3,14	2,96	2,42	3,05	3,15	2,61
M_H (GeV/c^2)	155	160	165	170	175	180	185	190	195	200	
Att. ee	6,04	6,10	5,98	6,83	7,60	8,43	9,85	11,20	13,06	13,83	
Obs. ee	8,02	5,50	5,84	6,39	5,78	7,98	8,83	10,54	13,36	14,96	
Exp. ll	2,75	2,70	2,62	3,01	3,41	3,78	4,58	5,40	6,10	6,60	
Obs. ll	3,24	3,16	2,70	3,23	3,12	3,89	4,76	5,23	6,90	8,70	

TABLE 6.8 – Limites supérieures attendue (Att.) et observée (Obs.) à 95% de niveau de confiance sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H + X)$, en unités de la prédiction du FHM, pour le canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ et pour la combinaison des trois canaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$.

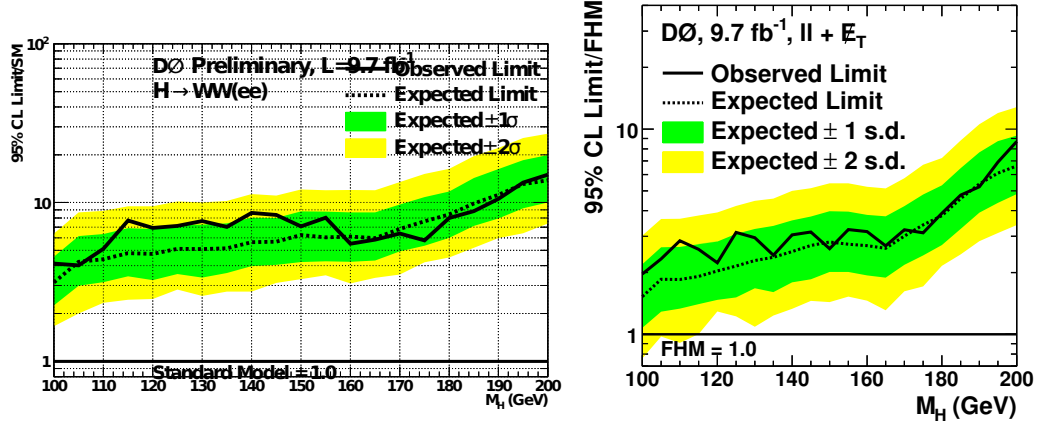


FIGURE 6.30 – Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow H + X)$, en unités de la prédiction du FHM, en fonction de M_H . Les résultats sont issus du canal $H \rightarrow WW \rightarrow eee$ à gauche, et de la combinaison des trois canaux $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ à droite.

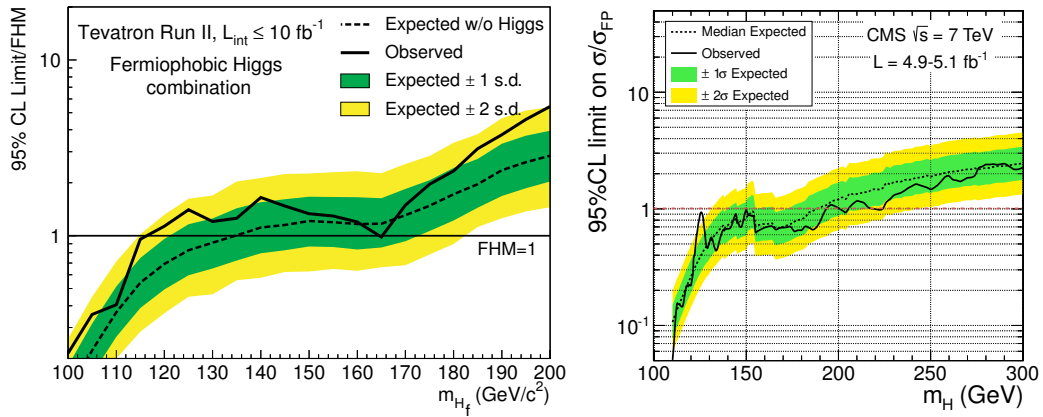


FIGURE 6.31 – Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la production de boson de Higgs fermiophobe fournies par la combinaison de analyses au Tevatron [17] (gauche) et par la collaboration CMS [27] (droite).

6.5.2.4 Limites sur la production du boson de Higgs dans le cadre de modèles avec une quatrième génération de fermions

Les modèles introduisant une quatrième génération de fermions ont été présentés dans la section 2.2.2. On suppose ici qu'il existe une quatrième génération de fermions, plus lourds que ceux de la troisième génération. L'impact le plus marquant sur notre analyse est que la section efficace de production de boson de Higgs par fusion de gluons est augmentée d'un facteur 7 à 9 [28]. En effet, ce mode de production est dominé par un diagramme avec une boucle de quarks top dans le modèle standard, et une boucle analogue avec les nouveaux fermions lourds peut désormais contribuer à ce processus.

Par conséquent, l'analyse est effectuée de nouveau en ne considérant que les signaux $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ et $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ$, et en étendant la gamme de masses du bosons de Higgs testées jusque $300 \text{ GeV}/c^2$ (par pas de 10 entre 200 et $300 \text{ GeV}/c^2$). Les BDT utilisés dans l'analyse, DYDT et Fd-DT, ont aussi été ré-entraînés pour tenir compte de la modification du signal.

Les limites sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H) \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ sont directement calculées en picobarns, et comparées à la prédiction de deux modèles types avec une quatrième génération de fermions [29], avec différentes hypothèses sur la masse des nouveaux fermions. Dans les deux cas on suppose que la masse des nouveaux quarks de type down et up est respectivement de 400 et $450 \text{ GeV}/c^2$. Dans le scénario « basse masse » (4G-low), on fixe la masse du lepton chargé à $100 \text{ GeV}/c^2$, et celle du neutrino à $80 \text{ GeV}/c^2$, juste au-delà des limites expérimentales. Dans le scénario « haute masse » (4G-high), les masses du lepton chargé et du neutrino sont toutes deux fixées à $1000 \text{ GeV}/c^2$.

Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 6.32 et dans le tableau 6.9, à la fois pour le canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ seul et pour la combinaison des trois canaux $H \rightarrow WW \rightarrow \nu l \nu l$. Le canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ permet à lui seul d'exclure une masse de boson de Higgs entre 130 et $195 \text{ GeV}/c^2$ environ dans ces modèles, et entre 120 et $225 \text{ GeV}/c^2$ environ pour la combinaison des canaux $H \rightarrow WW \rightarrow \nu l \nu l$.

Notons que les résultats récents du LHC concernant le boson de Higgs [21, 22] indiquent que le taux de production du boson de Higgs est compatible avec celui du modèle standard avec trois générations de fermions, et en tout cas incompatible avec celui prédit dans le cadre d'une quatrième génération de fermions (qui prédit des taux de production plus faible en $\gamma\gamma$ et en ZZ , et plus élevé en $\tau\tau$). Cette classe de modèles est donc désormais exclue [30, 31, 32].

6.6 Conclusion

Après avoir présenté les différentes techniques multivariées utilisées dans l'analyse ainsi que les incertitudes systématiques considérées, nous avons résumé les résultats obtenus.

En ce qui concerne la recherche du boson de Higgs du modèle standard, on exclut à 95% de niveau de confiance, à l'aide du canal ee seul, une section efficace

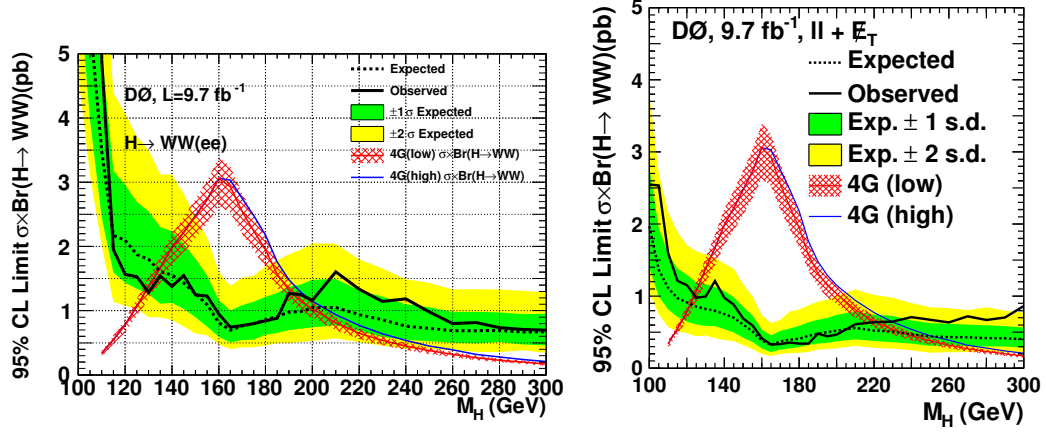


FIGURE 6.32 – Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la section efficace $\sigma(pp\bar{p} \rightarrow H) \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$, en picobarns, en fonction de M_H . Les résultats sont issus du canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\bar{e}\nu$ à gauche, et de la combinaison des trois canaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ à droite. La prédiction de deux modèles avec une quatrième génération de fermions, 4G (low) et 4G (high) (voir texte), est aussi indiquée.

M_H (GeV/ c^2)	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150
Att, ee	8,99	5,54	3,49	2,17	2,10	1,87	1,80	1,61	1,56	1,43	1,27
Obs, ee	14,37	12,21	4,91	1,95	1,56	1,53	1,29	1,54	1,38	1,55	1,25
Att, ll	1,97	1,37	1,11	0,97	0,91	0,85	0,82	0,80	0,75	0,70	0,61
Obs, ll	2,55	2,53	1,60	1,21	1,15	0,98	1,00	1,21	0,98	0,88	0,69
M_H (GeV/ c^2)	155	160	165	170	175	180	185	190	195	200	210
Att, ee	1,10	0,81	0,70	0,76	0,80	0,86	0,91	0,98	0,98	1,05	1,05
Obs, ee	1,23	0,95	0,75	0,77	0,80	0,84	0,88	1,27	1,25	1,16	1,61
Att, ll	0,51	0,38	0,32	0,37	0,40	0,41	0,45	0,48	0,50	0,52	0,56
Obs, ll	0,59	0,42	0,33	0,34	0,36	0,34	0,34	0,48	0,44	0,47	0,61
M_H (GeV/ c^2)	220	230	240	250	260	270	280	290	300		
Att, ee	0,94	0,86	0,76	0,72	0,69	0,69	0,69	0,67	0,67		
Obs, ee	1,34	1,14	1,18	0,98	0,80	0,82	0,73	0,71	0,70		
Att, ll	0,52	0,51	0,47	0,44	0,43	0,43	0,42	0,42	0,40		
Obs, ll	0,64	0,65	0,71	0,67	0,63	0,72	0,67	0,70	0,86		

TABLE 6.9 – Limites supérieures attendue (Att.) et observée (Obs.) à 95% de niveau de confiance sur $\sigma(pp\bar{p} \rightarrow H) \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$, en picobarns, pour le canal $H \rightarrow WW \rightarrow e\bar{e}\nu$ et pour la combinaison des trois canaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$.

de production du boson de Higgs supérieure à 7,21 fois la prédiction du modèle standard pour une masse $M_H = 125 \text{ GeV}/c^2$ (pour 6,25 attendus), et 1,64 fois (1,79 attendus) pour $M_H = 165 \text{ GeV}/c^2$.

Des modèles au-delà du modèle standard ont également été considérés. Le canal ee seul est en mesure d'exclure à 95% de niveau de confiance une section efficace de production du boson de Higgs supérieure à 7,12 fois la prédiction du modèle de boson de Higgs fermiophobic, pour 5,11 attendus. En outre, on exclut la gamme de masses $130 < M_H < 195 \text{ GeV}/c^2$ environ pour le boson de Higgs dans le cadre de modèles avec une quatrième génération de fermions.

Enfin, on mesure dans le canal ee une section efficace de production $p\bar{p} \rightarrow WW$ de $13,3 \pm 1,1$ (stat) $\pm 1,1$ (syst) pb, en bon accord avec la prédiction théorique de $11,3 \pm 0,7$ pb.

Bibliographie

- [1] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, *et al.*, *TMVA : Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS **ACAT**, 040 (2007), [arXiv:physics/0703039](#).
- [2] R. Brun et F. Rademakers, *ROOT : An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A389**, 81 (1997).
- [3] L. Breiman, *Random forests*, Machine Learning **45**, 5 (2001), ISSN 0885-6125.
- [4] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for Higgs boson production in dilepton and missing energy final states with 5.4 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **104**, 061804 (2010), [arXiv:1001.4481 \[hep-ex\]](#).
- [5] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, et G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63**, 189 (2009), [arXiv:0901.0002 \[hep-ph\]](#).
- [6] C. Anastasiou, G. Dissertori, M. Grazzini, F. Stockli, *et al.*, *Perturbative QCD effects and the search for a $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ signal at the Tevatron*, JHEP **0908**, 099 (2009), [arXiv:0905.3529 \[hep-ph\]](#).
- [7] D. de Florian et M. Grazzini, *Higgs production through gluon fusion : Updated cross sections at the Tevatron and the LHC*, Phys. Lett. **B674**, 291 (2009), [arXiv:0901.2427 \[hep-ph\]](#).
- [8] I. W. Stewart et F. J. Tackmann, *Theory Uncertainties for Higgs and Other Searches Using Jet Bins*, Phys. Rev. **D85**, 034011 (2012), [arXiv:1107.2117 \[hep-ph\]](#).
- [9] C. Anastasiou, R. Boughezal, et F. Petriello, *Mixed QCD-electroweak corrections to Higgs boson production in gluon fusion*, JHEP **0904**, 003 (2009), [arXiv:0811.3458 \[hep-ph\]](#).

-
- [10] J. M. Campbell, R. K. Ellis, et C. Williams, *Hadronic production of a Higgs boson and two jets at next-to-leading order*, Phys. Rev. **D81**, 074023 (2010), arXiv:1001.4495 [hep-ph].
- [11] J. Baglio et A. Djouadi, *Predictions for Higgs production at the Tevatron and the associated uncertainties*, JHEP **1010**, 064 (2010), arXiv:1003.4266 [hep-ph].
- [12] P. Bolzoni, F. Maltoni, S.-O. Moch, et M. Zaro, *Higgs production via vector-boson fusion at NNLO in QCD*, Phys. Rev. Lett. **105**, 011801 (2010), arXiv:1003.4451 [hep-ph].
- [13] T. Junk, *Confidence level computation for combining searches with small statistics*, Nucl. Instrum. Meth. **A434**, 435 (1999), arXiv:hep-ex/9902006 [hep-ex].
- [14] A. L. Read, *Presentation of search results : The CL(s) technique*, J. Phys. **G28**, 2693 (2002).
- [15] W. Fischer, *Collie : A Confidence Level Limit Evaluator*, DØ Note 5595 (2008).
- [16] W. Fisher (D0 Collaboration), *Systematics and limit calculations* (2006).
- [17] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Higgs Boson Studies at the Tevatron* (2013), arXiv:1303.6346 [hep-ex].
- [18] R. Barate *et al.* (LEP Working Group for Higgs boson searches, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. **B565**, 61 (2003), arXiv:hep-ex/0306033 [hep-ex].
- [19] J. M. Campbell et R. K. Ellis, *An Update on vector boson pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. **D60**, 113006 (1999), arXiv:hep-ph/9905386 [hep-ph].
- [20] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Combined search for the Higgs boson with the D0 experiment* (2013), arXiv:1303.0823 [hep-ex].
- [21] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1 (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [22] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30 (2012), arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [23] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the $WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ decay channel with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-030, CERN, Geneva (2013).

- [24] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Evidence for a particle decaying to $W+W-$ in the fully leptonic final state in a standard model Higgs boson search in pp collisions at the LHC*, rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-003, CERN, Geneva (2013).
- [25] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of proton-proton collision data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-012, CERN, Geneva (2013).
- [26] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Properties of the Higgs-like boson in the decay H to ZZ to $4l$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV* , rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-002, CERN, Geneva (2013).
- [27] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Search for a fermiophobic Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , JHEP **1209**, 111 (2012), arXiv:1207.1130 [hep-ex].
- [28] E. Arik, O. Cakir, S. Cetin, et S. Sultansoy, *Observability of the Higgs boson and extra SM families at the Tevatron*, Acta Phys. Polon. **B37**, 2839 (2006), arXiv:hep-ph/0502050 [hep-ph].
- [29] C. Anastasiou, R. Boughezal, et E. Furlan, *The NNLO gluon fusion Higgs production cross-section with many heavy quarks*, JHEP **1006**, 101 (2010), arXiv:1003.4677 [hep-ph].
- [30] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Searches for Higgs bosons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the context of four-generation and fermiophobic models*, Phys. Lett. **B725**, 36 (2013), arXiv:1302.1764 [hep-ex].
- [31] A. Lenz, *Constraints on a fourth generation of fermions from higgs boson searches*, Advances in High Energy Physics **2013**, 910275 (2013).
- [32] O. Eberhardt, G. Herbert, H. Lacker, A. Lenz, *et al.*, *Impact of a Higgs boson at a mass of 126 GeV on the standard model with three and four fermion generations*, Phys. Rev. Lett. **109**, 241802 (2012), arXiv:1209.1101 [hep-ph].

Recherche de couplages anormaux

$WW\gamma\gamma$

Do you see the light?

James Brown (*Blues Brothers*, 1979)

Sommaire

7.1	Contexte théorique	219
7.1.1	Physique diffractive	219
7.1.2	Couplages anormaux entre le photon et le boson W	222
7.2	Recherche de couplages anormaux $WW\gamma\gamma$	227
7.2.1	Échantillons Monte-Carlo	227
7.2.2	Sélection des événements et arbres de décision	230
7.2.3	Incertitudes systématiques	234
7.2.4	Résultats	235
7.3	Conclusions	240
	Bibliographie	240

Ce chapitre présente la recherche de couplages de jauge quartiques anormaux entre le photon et le boson W ($WW\gamma\gamma$) dans les événements avec deux électrons de signe opposé et de l'énergie transverse manquante [1, 2]. Il s'agit d'une extension de l'analyse présentée dans les chapitres 5 et 6, utilisant pratiquement les mêmes techniques d'analyse de données.

7.1 Contexte théorique

7.1.1 Physique diffractive

7.1.1.1 Introduction

Dans les interactions proton–antiproton dont nous avons parlé jusqu'ici, nous avons toujours considéré que le proton et l'antiproton étaient détruits dans l'état final. Cela est essentiellement dû au fait que les partons intervenant dans l'interaction (quark, gluon) sont des objets colorés, et par conséquent le proton et l'antiproton après interaction ne sont plus neutres de couleur et sont détruits.

En revanche, il existe des événements pour lesquels le proton et / ou l'antiproton est simplement dévié du faisceau à petit angle [3], d'où le terme de diffraction. Le proton et / ou l'antiproton peuvent également survivre à l'interaction sans être détruits. Expérimentalement ce type d'événements se manifeste par une zone d'activité nulle (en dehors du bruit) dans le détecteur, appelée *rapidity gap*. Cela signifie qu'il n'y a pas d'échange de couleur entre le proton (ou l'antiproton) et les objets produits dans le système central. Les *rapidity gaps* permettent de définir expérimentalement les événements diffractifs.

De tels événements ont notamment été observés et étudiés dans les expériences du collisionneur HERA, qui était un collisionneur électron-proton situé à DESY. Alors qu'en temps normal on observait une forte activité hadronique dans la région proche du faisceau dans la direction du proton, à cause des débris du proton après l'interaction, une telle activité n'était pas observée dans environ 10% des cas.

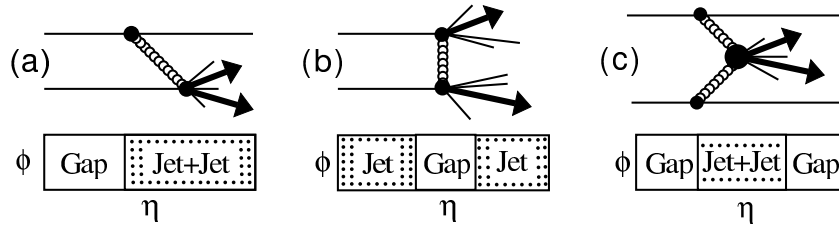


FIGURE 7.1 – Types d'événements diffractifs rencontrés dans un collisionneur hadronique : (a) simplement diffractif (SD), (b) doublement diffractif (DD) et (c) double échange de pomérons (DPE) [4]. La partie inférieure de la figure schématise la répartition typique de l'énergie dans le détecteur dans chaque cas, en fonction de η et ϕ , entre régions vides d'énergie (*rapidity gaps*) et jets.

Dans le cas de collisions proton-antiproton, les événements diffractifs se distinguent des événements non diffractifs (ND) par la présence d'une zone en pseudo-rapacité vide d'activité (*rapidity gap*). On interprète la présence de cette zone vide d'activité par l'échange d'une ou plusieurs particules ayant les nombres quantiques du vide (et en particulier neutres de couleur), appelées pomérons. Celles-ci sont des trajectoires au sens de la théorie de Regge [5] : elles correspondent à une paramétrisation de la dépendance en énergie d'une section efficace. Le poméron apparaît comme un singlet de couleur constitué de quarks et de gluons.

On distingue trois classes d'événements diffractifs (voir figure 7.1) : les événements simplement diffractifs (SD), doublement diffractifs (DD) ou par double échange de pomérons (DPE). Dans le premier cas, le proton ou l'antiproton est intact après l'interaction, alors que l'autre est détruit. Le transfert de quantité de mouvement est faible, et le proton ou l'antiproton intact est dévié à petit angle. Les événements doublement diffractifs sont similaires aux événements simplement diffractifs, sauf qu'à la fois le proton et l'antiproton sont dissociés. Enfin, dans le cas des événements DPE, à la fois le proton et l'antiproton survivent à la collision. Ces différentes classes d'événements diffractifs se distinguent par une topologie différente

et une répartition différente des régions vides d'activité ou non dans le détecteur en fonction de la pseudo-rapidité, comme on peut le voir sur la figure 7.1.

Expérimentalement, les événements de type DPE, pour lesquels à la fois le proton et l'antiproton sont intacts après interaction, sont similaires à une autre classe d'événements : les interactions par échange de photons.

7.1.1.2 Processus par échange de photons

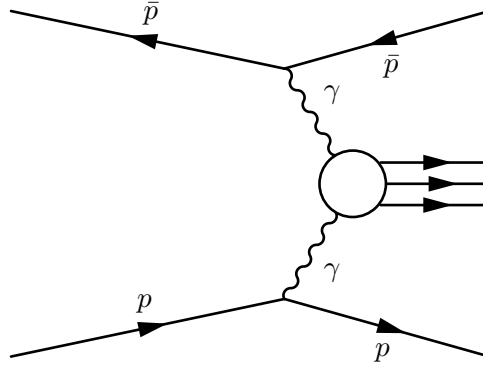


FIGURE 7.2 – Interaction proton–antiproton par échange de photons. Le proton et l'antiproton sont déviés à petit angle et le système central est produit dans le détecteur central sans débris de proton ou d'antiproton.

Au Tevatron ou au LHC, les faisceaux de protons (et antiprotons) ne peuvent pas seulement interagir par interaction forte, mais aussi par échange de photons. Puisque le photon n'est pas un objet coloré, le proton (ou l'antiproton) peut rester intact dans l'état final¹. On a alors un processus du type $p\bar{p} \rightarrow pX\bar{p}$, où l'objet X est produit par échange de photons : $\gamma\gamma \rightarrow X$ (voir figure 7.2).

Le calcul de sections efficaces de processus faisant intervenir un échange de photons se fait à l'aide de l'approximation du photon équivalent (*Equivalent Photon Approximation* ou EPA) [9]. Celle-ci donne le spectre d'émission de photons par une particule chargée, en fonction de l'énergie E_γ du photon et de sa virtualité Q^2 [8] :

$$dN = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{dQ^2}{Q^2} \left[\left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right) \left(1 - \frac{Q_{\min}^2}{Q^2}\right) F_E + \frac{E_\gamma^2}{2E^2} F_M \right], \quad (7.1)$$

où E est l'énergie du proton incident de masse m_p , $Q_{\min}^2 \equiv m_p^2 E_\gamma^2 / [E(E - E_\gamma)]$ est la virtualité minimale du photon autorisée par la cinématique et F_E et F_M dépendent des facteurs de forme électrique et magnétique. Ce spectre décroît très

1. La fraction d'événements par échange de photons pour lesquels le proton ou l'antiproton est mal connue. La mesure de processus exclusifs, comme celle de la production exclusive de paire de photons par CDF [6], permet cependant de l'estimer comme étant proche de 1, en tout cas pour une faible masse invariante des deux photons. La collaboration CMS semble cependant indiquer que cette probabilité de survie est plus faible à haute masse invariante des deux photons [7].

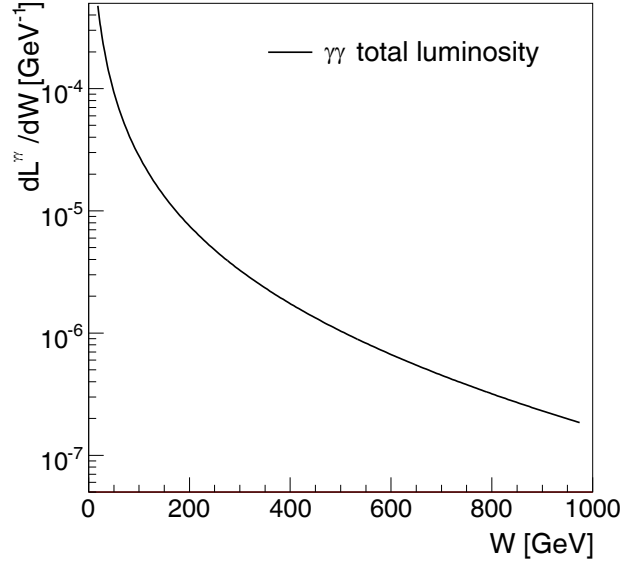


FIGURE 7.3 – Luminosité relative effective $\gamma\gamma$ dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV, en fonction de la masse invariante des deux photons (adapté de la référence [8]). La virtualité maximale des photons est fixée à $Q^2 = 2$ GeV².

rapidement avec la virtualité du photon, et la contribution pour $Q^2 > 2 - 4$ GeV² peut être négligée. Au final, il faut intégrer ce flux pour obtenir la section efficace différentielle totale $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour un processus $p\bar{p} \rightarrow pX\bar{p}$ par échange de photons :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int \frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(W)}{d\Omega} \frac{dL^{\gamma\gamma}}{dW} dW, \quad (7.2)$$

où $d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}/d\Omega$ est la section efficace différentielle du processus $\gamma\gamma \rightarrow X$, en fonction de la masse invariante W du système des deux photons. L'allure de $\frac{dL^{\gamma\gamma}}{dW}$ est donnée sur la figure 7.3 pour le LHC.

7.1.2 Couplages anormaux entre le photon et le boson W

On désire étudier le processus $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$, comme montré sur la figure 7.4. Dans le modèle standard, les interactions correspondantes s'écrivent :

$$\mathcal{L}_{WW\gamma} = -ie(A_\mu W_\nu^- \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\mu W^{+\nu} + W_\mu^- W_\nu^+ \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\mu A^\nu + W_\mu^+ A_\nu \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\mu W^{-\nu}) \quad (7.3)$$

$$\mathcal{L}_{WW\gamma\gamma} = -e^2(W_\mu^- W^{+\mu} A_\nu A^\nu - W_\mu^- A^\mu W_\nu^+ A^\nu), \quad (7.4)$$

où la dérivée asymétrique s'écrit $X \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\mu Y = X\partial^\mu Y - Y\partial^\mu X$. On voit que le processus $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ fait à la fois intervenir les couplages de jauge trilineaire

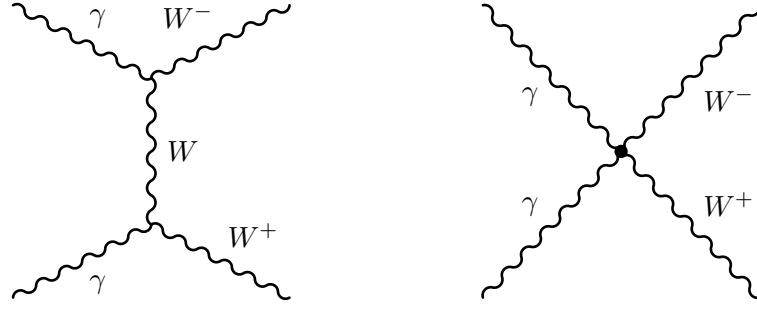


FIGURE 7.4 – Diagrammes de Feynman contribuant au processus $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$. Les deux diagrammes existent dans le modèle standard : celui de gauche fait intervenir le couplage trilinéaire $WW\gamma$, et celui de droite le couplage quartique $WW\gamma\gamma$, représenté par un point. Les couplages anormaux quartiques correspondent au diagramme de droite.

$WW\gamma$ (*triple gauge couplings* ou TGC) et quartique $WW\gamma\gamma$ (*quartic gauge couplings* ou QGC), tous deux présents dans le modèle standard.

On s'intéresse à modifier ces interactions au moyen de nouveaux opérateurs dans le lagrangien du modèle standard, pour simuler les effets à basse énergie d'une théorie inconnue au-delà du modèle standard (*Beyond Standard Model* ou BSM) dont l'échelle d'énergie typique (c'est-à-dire la masse typique des nouvelles particules) est inaccessible au Tevatron. On s'intéresse à l'étude de couplages de jauge quartiques anormaux (*anomalous quartic gauge couplings* ou AQGC). Le processus $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ serait aussi modifié par des couplages de jauge trilinéaires anormaux, mais la sensibilité à ceux-ci au moyen de ce processus n'est pas compétitive avec celle que l'on obtient en étudiant des événements $W\gamma$ [10].

On désire construire un lagrangien avec les opérateurs d'ordre le plus bas respectant la symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, ainsi que la symétrie custodiale $SU(2)_C$.

Seuls deux opérateurs de dimension 4 respectent ces conditions [11] :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_4^0 &= \frac{1}{4}g_0g_W(\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu)^2 \\ \mathcal{L}_4^C &= \frac{1}{4}g_Cg_W^2(\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}_\nu)(\vec{W}^\mu \cdot \vec{W}^\nu).\end{aligned}\tag{7.5}$$

Ces opérateurs sont paramétrés par g_0 et g_C , mais ils ne font intervenir que les bosons W et Z et non des photons. On doit donc considérer des opérateurs de dimension supérieure. Des opérateurs de dimension 5 ne peuvent clairement pas être construits, car il faut contracter un nombre pair d'indices de Lorentz pour obtenir un opérateur invariant de Lorentz. Ainsi les opérateurs d'ordre le plus bas faisant intervenir deux photons sont de dimension six et sont au nombre de deux :

$$\mathcal{L}_6^0 = -\frac{\pi\alpha}{4\Lambda^2} a_0 F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} (\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu) \quad (7.6)$$

$$\mathcal{L}_6^C = -\frac{\pi\alpha}{4\Lambda^2} a_C F_{\alpha\mu} F^{\alpha\nu} (\vec{W}^\mu \cdot \vec{W}^\nu). \quad (7.7)$$

Ces opérateurs sont paramétrés par les nouvelles constantes de couplage a_0 , a_C , et la constante de structure fine $\alpha = e^2/(4\pi)$. La nouvelle échelle Λ est introduite afin que la densité lagrangienne soit bien de dimension quatre, et peut être interprétée comme l'échelle typique de masse de la nouvelle physique. Si on exprime les opérateurs suivants en terme des champs bosoniques physiques (en exprimant le triplet de $SU(2)_C$) et en exprimant le produit

$$\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}_\nu = 2 \left(W_\mu^+ W_\nu^- + \frac{1}{2 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z_\nu \right) \quad (7.8)$$

on arrive à l'expression suivante pour le lagrangien effectif quartique :

$$\mathcal{L}_6^0 = \frac{-e^2 a_0^W}{8 \Lambda^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} W^{+\alpha} W_\alpha^- - \frac{e^2}{16 \cos^2 \theta_W} \frac{a_0^Z}{\Lambda^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} Z^\alpha Z_\alpha \quad (7.9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_6^C &= \frac{-e^2 a_C^W}{16 \Lambda^2} F_{\mu\alpha} F^{\mu\beta} (W^{+\alpha} W_\beta^- + W^{-\alpha} W_\beta^+) \\ &\quad - \frac{e^2}{16 \cos^2 \theta_W} \frac{a_C^Z}{\Lambda^2} F_{\mu\alpha} F^{\mu\beta} Z^\alpha Z_\beta, \end{aligned} \quad (7.10)$$

où $F_{\mu\nu}$ est le tenseur du champ électromagnétique : $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

Dans l'équation précédente, on a autorisé des couplages différents pour les bosons W et Z : $a_0 \rightarrow (a_0^W, a_0^Z)$ et $a_C \rightarrow (a_C^W, a_C^Z)$, ce qui viole la symétrie custodiale mais permet un traitement plus générique.

La structure de \mathcal{L}_6^0 montre que les indices de Lorentz des photons et des bosons W sont indépendants, ce qui indique que cet opérateur peut être interprété comme l'échange d'un scalaire neutre, dont le propagateur n'a pas d'indice de Lorentz. Le terme \mathcal{L}_6^C , quant à lui, pourrait provenir de boucles de fermions chargés [12]. Ces opérateurs conservent les parités C , P et T séparément, et constituent donc une extension naturelle du modèle standard.

7.1.2.1 Unitarité

Si rien n'est fait, les amplitudes de diffusion obtenues avec les opérateurs \mathcal{L}_6^0 et \mathcal{L}_6^C divergent quadratiquement à haute énergie [13]. En effet, l'unitarité de la matrice de diffusion S impose une condition sur les amplitudes partielles de diffusion a_J [8] :

$$a_J(\sqrt{s}) = \frac{1}{32} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \mathcal{A}(\sqrt{s}, \cos \theta, a_0, a_C) P_J(\cos \theta), \quad (7.11)$$

où $P_J(\cos \theta)$ est le Polynôme de Legendre d'ordre J dépendant de l'angle polaire θ dans le système $\gamma\gamma$ et \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse du système $\gamma\gamma$. La

condition d'unitarité sur l'amplitude de diffusion J pour le processus $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ s'écrit [14] :

$$\beta \sum_{\lambda_1, \lambda_2} |a_J(\sqrt{s})|^2 \leq \frac{1}{4}, \quad (7.12)$$

où $\beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$ est la vitesse d'un boson W dans le référentiel du centre de masse et les indices λ_1, λ_2 sont les états de polarisation des bosons W . Pour des couplages anormaux quartiques, les contraintes les plus fortes proviennent de l'onde partielle $J = 0$ [13]. La condition d'unitarité s'écrit alors² :

$$\frac{1}{N} \left(\frac{\alpha a s}{16} \right)^2 \left(1 - \frac{4M_W^2}{s} \right)^{1/2} \left(3 - \frac{s}{M_W^2} + \frac{s^2}{4M_W^4} \right) \leq 1, \quad (7.13)$$

où a désigne a_0^W/Λ^2 ou a_C^W/Λ^2 , et $N = 1/4$ (4) pour a_0^W/Λ^2 (a_C^W/Λ^2). On constate que cette condition est nécessairement violée pour une énergie \sqrt{s} suffisamment grande. Pour éviter la divergence des amplitudes de diffusion à haute énergie, on introduit un facteur de forme :

$$a_0^W/\Lambda^2 \rightarrow \frac{a_0^W/\Lambda^2}{(1 + W_{\gamma\gamma}/\Lambda)^n}. \quad (7.14)$$

Cependant il n'existe pas de prescription sur les valeurs de n et Λ . Dans l'analyse présentée plus loin, on prend $n = 2$, et on considère plusieurs valeurs de la coupure Λ . En particulier on considère $\Lambda = 1000$ GeV (respectivement $\Lambda = 500$ GeV), ce qui est nécessaire pour restaurer l'unitarité pour des valeurs de a_0^W/Λ^2 plus petites que $1 \cdot 10^{-5}$ GeV⁻² (respectivement $2 \cdot 10^{-4}$ GeV). Ce sont également des valeurs de Λ couramment utilisées dans la littérature [13, 8, 7].

La condition d'unitarité 7.13 est représentée sur les figures 7.5 et 7.6 pour quelques valeurs de a_0^W , a_C^W , et Λ indiquées plus haut.

7.1.2.2 Contraintes expérimentales

D'après l'expression du Lagrangien 7.9, on voit qu'il n'est pas possible de contraindre les paramètres anormaux et Λ indépendamment. Les limites expérimentales sont donc posées sur a_0^W/Λ^2 and a_C^W/Λ^2 . Les meilleures limites actuelles publiées sur ces paramètres proviennent de la collaboration OPAL [15] :

$$\begin{aligned} -0,020 \text{ GeV}^{-2} &< a_0^W/\Lambda^2 < 0,020 \text{ GeV}^{-2} \\ -0,052 \text{ GeV}^{-2} &< a_C^W/\Lambda^2 < 0,037 \text{ GeV}^{-2} \\ -0,007 \text{ GeV}^{-2} &< a_0^Z/\Lambda^2 < 0,023 \text{ GeV}^{-2} \\ -0,029 \text{ GeV}^{-2} &< a_C^Z/\Lambda^2 < 0,029 \text{ GeV}^{-2}. \end{aligned} \quad (7.15)$$

2. Cette équation provient de l'ordre des arbres et ne prend pas en compte les ordres supérieurs.

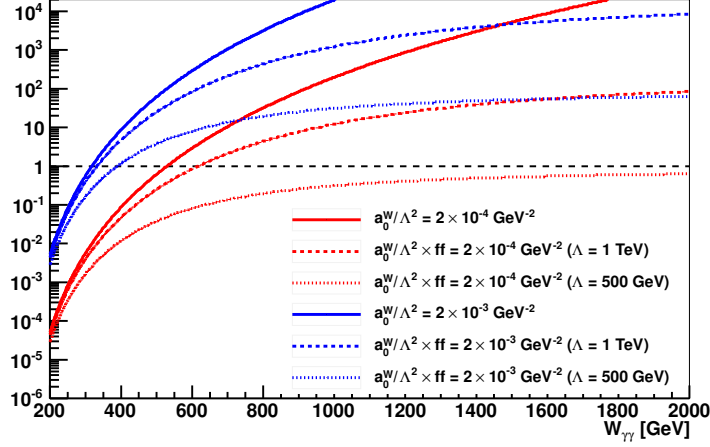


FIGURE 7.5 – Condition d’unitarité (équation 7.13) pour des couplages anormaux $a_0^W/\Lambda^2 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ (rouge) et $2 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$ (bleu) en fonction de la masse invariante des deux photons. L’unitarité est violée au-dessus de la ligne horizontale à 1. Le facteur de forme est utilisé pour les quatre courbes notées « ff », et la valeur de la coupure est donnée dans la légende.

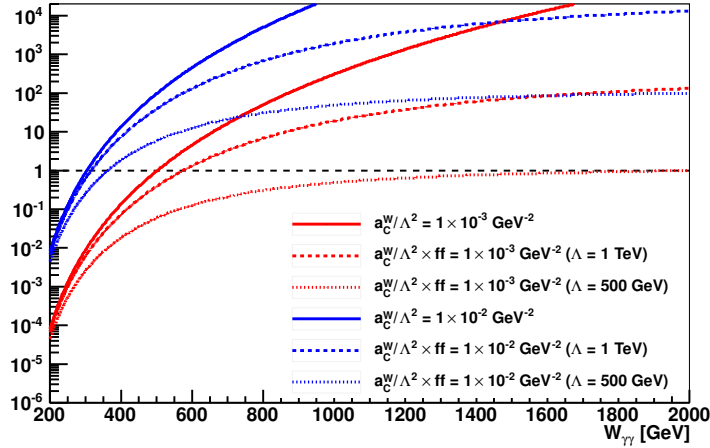


FIGURE 7.6 – Condition d’unitarité (équation 7.13) pour des couplages anormaux $a_C^W/\Lambda^2 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$ (rouge) et $1 \cdot 10^{-2} \text{ GeV}^{-2}$ (bleu) en fonction de la masse invariante des deux photons. L’unitarité est violée au-dessus de la ligne horizontale à 1. Le facteur de forme est utilisé pour les quatre courbes notées « ff », et la valeur de la coupure est donnée dans la légende.

Cependant, la collaboration CMS a récemment annoncé des limites sur les AQC [7]. Les limites sur les paramètres anormaux sont données à la fois dans le cas où aucun facteur de forme n'est considéré :

$$\begin{aligned} -4,0 \times 10^{-6} < a_0^W/\Lambda^2 < 4,0 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2} \\ -1,5 \times 10^{-5} < a_C^W/\Lambda^2 < 1,5 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \end{aligned} \quad (7.16)$$

et dans le cas où un facteur de forme est considéré avec une coupure $\Lambda = 500 \text{ GeV}$:

$$\begin{aligned} -0,00015 < a_0^W/\Lambda^2 < 0,00015 \text{ GeV}^{-2} \\ -0,0005 < a_C^W/\Lambda^2 < 0,0005 \text{ GeV}^{-2}. \end{aligned} \quad (7.17)$$

Une étude similaire est également prévue dans la collaboration ATLAS [8, 16].

7.2 Recherche de couplages anormaux $WW\gamma\gamma$

Les couplages anormaux quartiques introduits plus haut ont été recherchés dans les données de $D\bar{O}$ [1].

7.2.1 Échantillons Monte-Carlo

Les échantillons Monte-Carlo utilisés dans cette analyse sont essentiellement identiques à ceux utilisés dans l'analyse $H \rightarrow WW$. En fait, en pratique les mêmes fichiers ROOT ont été utilisés que dans l'analyse $H \rightarrow WW$, ce qui inclut les mêmes corrections et repondérations.

Cependant le signal est bien sûr différent, et à cause de la nature diffractive du signal, des processus de bruits de fond diffractifs ont aussi dû être considérés. Ces processus additionnels ont été tous générés à l'aide de FPMC [17], un générateur Monte-Carlo dédié à la physique « à l'avant » (physique des événements diffractifs). Les prédictions de FPMC ont été vérifiées à l'aide de POMWIG [18] et HERWIG++ [19]. Les échantillons générés ont été simulés et reconstruits de la même manière que les échantillons Monte-Carlo décrits dans la section 5.3.5, ce qui inclut une simulation du détecteur à l'aide de GEANT3. Pour tous les processus diffractifs générés, signal et bruit de fond, quatre échantillons distincts ont été produits, traités avec quatre versions (époques) de la simulation (voir section 5.3.2) : Run IIa, Run IIB1, Run IIB2 et Run IIB3.

Les mêmes corrections et repondérations ont été appliquées aux échantillons FPMC que pour les échantillons utilisés dans l'analyse $H \rightarrow WW$, en utilisant les mêmes paramètres et fonctions de corrections qu'utilisés dans l'analyse $H \rightarrow WW$. En particulier, les mêmes facteurs de normalisation de surface ont été utilisés (voir section 5.4.2), à la fois en ce qui concerne les facteurs inclusifs (appliqués à tous les échantillons MC) et ceux qui dépendent du nombre de jets (appliqués uniquement aux échantillons $Z/\gamma^* + \text{jets}$).

7.2.1.1 Signal

Comme nous l'avons vu plus haut, le signal AQC que nous considérons est paramétré par deux paramètres, a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 . Le signal $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}WW$ a été généré en faisant varier un seul de ces paramètres à la fois, en gardant l'autre égal à 0, c'est-à-dire à sa valeur dans le modèle standard. Dix valeurs de a_0^W/Λ^2 et douze valeurs de a_C^W/Λ^2 ont été considérées, à chaque fois pour cinq hypothèses sur le facteur de forme (pas de facteur de forme, ou en utilisant un facteur de forme avec une coupure $\Lambda = 200$ GeV, $\Lambda = 500$ GeV, $\Lambda = 1$ TeV, ou $\Lambda = 2$ TeV).

Afin d'augmenter l'efficacité de sélection des événements générés, deux leptons (électron ou muon³) ont été demandés au niveau générateur, avec $p_T > 7$ GeV/ c pour le plus énergétique et $p_T > 5$ GeV/ c pour le deuxième⁴.

7.2.1.2 Bruits de fond diffractifs

Six nouveaux bruits de fond ont été ajoutés aux bruits de fond non diffractifs déjà considérés dans l'analyse $H \rightarrow WW$: production exclusive de paire e^+e^- , $\tau^+\tau^-$ et W^+W^- par échange de photons, et production inclusive de paire e^+e^- , $\tau^+\tau^-$ et W^+W^- par double échange de pomérons (voir figure 7.7). Pour ces derniers processus, la structure du pomeron est issue de mesures à HERA [20], avec en plus une probabilité de survie du proton de 10% (telle que mesurée par la collaboration CDF [21]).

20 000 événements ont été générés pour chaque processus et pour chacune des quatre époques de la simulation, pour une luminosité intégrée équivalente d'au moins 30 fb^{-1} (voir tableau 7.1).

7.2.1.3 Dissociation des proton et antiproton

Dans FPMC, le proton et l'antiproton ne sont pas dissociés dans l'état final. Cependant on ignore dans quelle mesure cette hypothèse est vérifiée expérimentalement, même si on s'attend à ce que le proton ou l'antiproton sont dissociés après l'interaction dans environ (10–20)% des cas. Dans notre analyse, on ne peut pas distinguer les cas où le proton ou l'antiproton sont dissociés ou non après l'interaction, car ceux-ci sont diffractés à petit angle et ne sont pas détectés.

Cette hypothèse de non-dissociation semble être validée par la mesure de la collaboration CDF de la section efficace de production exclusive de paire e^+e^- par échange de photons [6]. En effet, cette mesure donne $\sigma_{e^+e^-}^{\text{exclusive, mesurée}}(|\eta(e)| < 1, E_T(e) > 2,5 \text{ GeV}/c) = 2,88_{-0,48}^{+0,57}(\text{stat}) \pm 0,63(\text{syst}) \text{ pb}$, en bon accord avec la

3. La coupure au niveau générateur requiert un électron ou un muon, bien que les muons ne soient pas considérés dans cette analyse. Lorsque les échantillons ont été générés, on ne voulait pas exclure la possibilité que les muons puissent être également inclus à terme dans l'analyse. En demandant un électron ou un muon au niveau générateur, on permet que les mêmes échantillons MC de signal puissent servir pour analyser à la fois les états finaux avec des électrons ou des muons.

4. Rappelons que l'analyse demande, après reconstruction, deux électrons avec $p_T > 15$ GeV/ c et $p_T > 10$ GeV/ c .

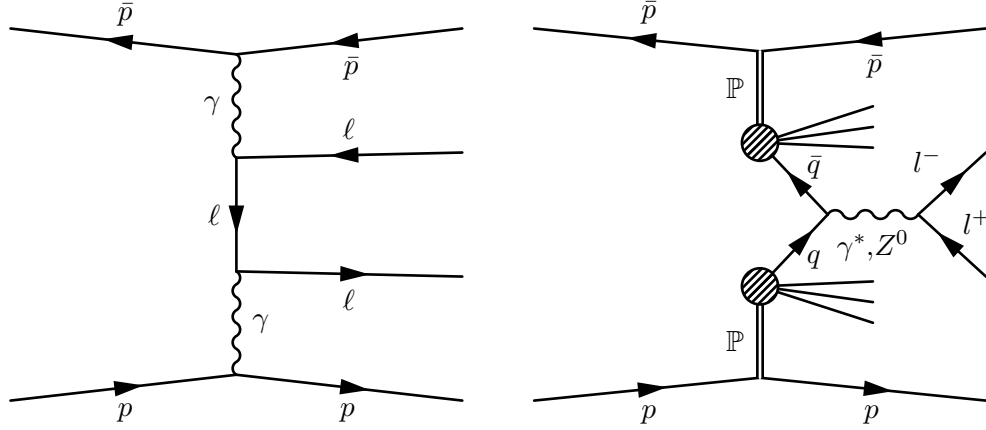


FIGURE 7.7 – Diagrammes schématiques pour la production exclusive de paire de leptons par échange de photons (gauche) et production inclusive de paire de leptons par échange de pomérons (droite).

Type d'interaction	Processus	$\sigma \times \mathcal{B} \times \varepsilon[\text{fb}]$	$\int \mathcal{L}[\text{fb}^{-1}]$
QED (photon exchange)	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}e^+e^-$	529	151
QED (photon exchange)	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\tau^+\tau^-$	6	13 300
QED (photon exchange)	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}W^+W^-$	0,2	133 000
QCD (pomeron exchange)	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}e^+e^-$	2564	31
QCD (pomeron exchange)	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\tau^+\tau^-$	20	31
QCD (pomeron exchange)	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}W^+W^-$	0,2	400 000

TABLE 7.1 – Section efficace de production des différents processus diffractifs considérés, après avoir requis deux leptons (électron ou muon) avec respectivement $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ et $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ dans l'état final au niveau générateur. En considérant que 80 000 événements ont été générés pour chaque processus, la luminosité intégrée équivalente est aussi donnée dans la dernière colonne.

prédiction théorique donnée par le générateur LPAIR [22] en l'absence de dissociation des proton et antiproton, $\sigma_{e^+e^-}^{\text{exclusive, LPAIR}}(|\eta(e)| < 1, E_T(e) > 2,5 \text{ GeV}/c) = 3,25 \pm 0,07 \text{ pb}$. Notons en revanche que cette mesure est dominée par des événements avec des électrons de bas p_T : on ignore quelle importance prend la dissociation à plus haut p_T . Une incertitude systématique de 20% a été affectée à la section efficace théorique de production du signal dans notre analyse, pour rendre compte de cette incertitude sur la dissociation ou non du proton ou de l'antiproton après l'interaction (voir aussi section 7.2.3).

La prédiction du générateur LPAIR donnée ci-dessus a également été comparée à celle du générateur FPMC pour le même processus et les mêmes coupures. FPMC donne $\sigma_{e^+e^-}^{\text{exclusive, FPMC}}(|\eta(e)| < 1, E_T(e) > 2,5 \text{ GeV}/c) = 3,3 \pm 0,09 \text{ pb}$, en bon accord avec la prédiction de LPAIR.

7.2.2 Sélection des événements et arbres de décision

7.2.2.1 Pré-sélection

La pré-sélection des événements est presque identique à celle de l'analyse $H \rightarrow WW$ (voir section 5.4). En résumé, rappelons que celle-ci demande deux électrons de charge opposée reconstruits dans le CC ($|\eta_D| < 1,1$) ou le EC ($1,5 < |\eta_D| < 2,5$), d'impulsion transverse $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ pour les plus énergétiques et $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ pour l'autre, et de masse invariante $M_{e^+e^-} > 15 \text{ GeV}/c^2$. Les événements avec deux électrons dans le EC sont rejetés.

Puisque l'on s'intéresse à un signal diffractif, une coupure supplémentaire est ajoutée à la pré-sélection : seuls les événements ne comportant pas de jet passant les critères de la section 5.4.1 (confirmation de vertex et $p_T > 20 \text{ GeV}/c$) sont considérés. En d'autres termes, pour reprendre la terminologie du chapitre 5, seuls les événements du lot 0-jet sont considérés dans cette analyse.

Les figures 7.8 et 7.9 montrent la distribution de quelques variables après la pré-sélection, pour les données et la prédiction du bruit de fond. Le signal pour $a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ et différentes hypothèses sur le facteur de forme est également montré. Les graphes montrent clairement les principales caractéristiques du signal, à savoir des leptons plutôt centraux et très énergétiques par rapport aux bruits de fond.

7.2.2.2 DY-DT et sélection finale

En suivant la même procédure que pour l'analyse $H \rightarrow WW$, une fois de plus, la sélection finale est définie à l'aide d'une coupure sur une forêt d'arbres de décisions (BDT), appelée DY-DT, entraînée pour reconnaître le signal du fond Drell-Yan (Z/γ^* +jets). Puisque la statistique Monte-Carlo est limitée pour un lot donné de paramètres du signal, les signaux pour toutes les valeurs de a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 et pour différentes hypothèses sur le facteur de forme (pas de facteur de forme ou avec un facteur de forme et une coupure $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ ou 2 TeV) ont été combinés dans l'entraînement du DY-DT. Ceci est possible car les caractéristiques cinématiques du

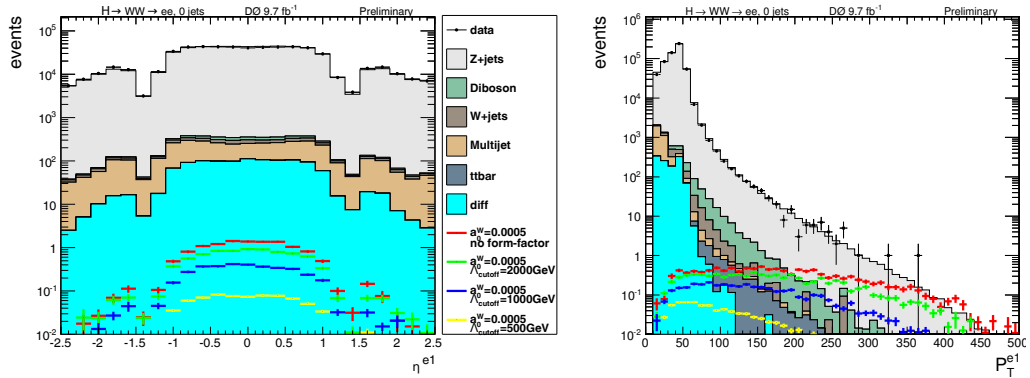


FIGURE 7.8 – Distribution après la pré-sélection de la pseudo-rapidité (gauche) et de l'impulsion transverse (droite) de l'électron le plus énergétique. Le signal pour $a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ et différentes hypothèses sur le facteur de forme (sans facteur de forme ou avec un facteur de forme et $\Lambda = 0,5, 1$ ou 2 TeV) est également montré.

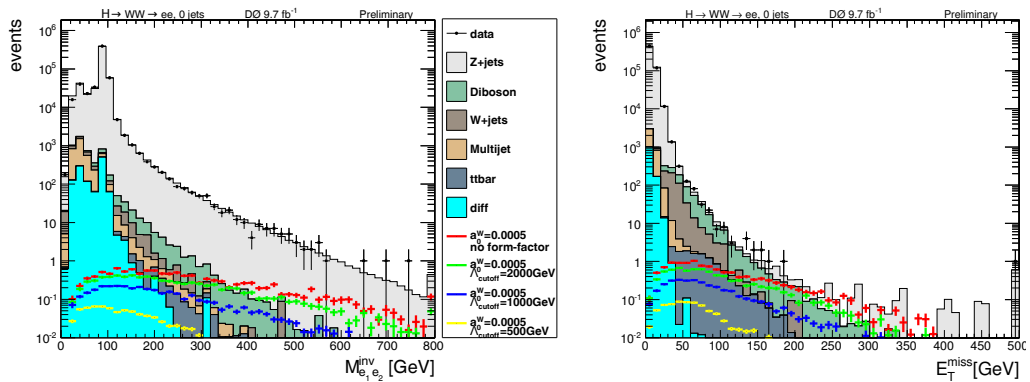


FIGURE 7.9 – Distribution après la pré-sélection de la masse invariante des deux électrons (gauche) et de l'énergie transverse manquante (droite). Le signal pour $a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ et différentes hypothèses sur le facteur de forme (sans facteur de forme ou avec un facteur de forme et $\Lambda = 0,5, 1$ ou 2 TeV) est également montré.

signal ne dépendent pas trop des valeurs des paramètres anormaux (voir figure 7.10), car on considère des valeurs assez grandes de a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 .

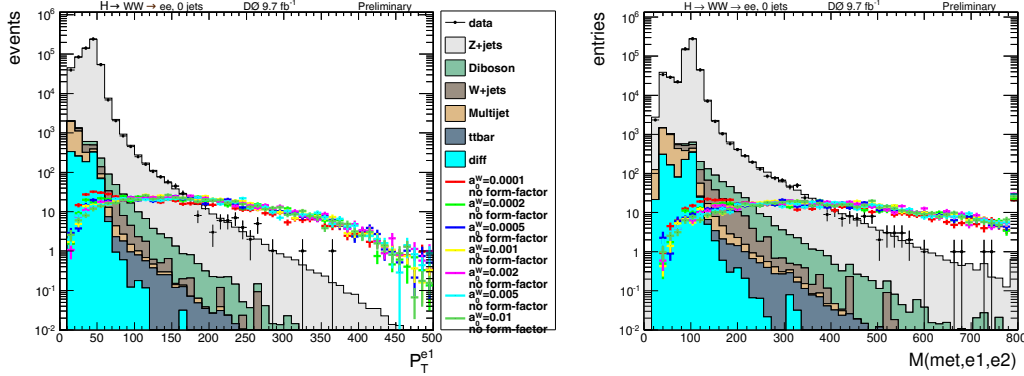


FIGURE 7.10 – Distribution après la pré-sélection de l’impulsion transverse de l’électron le plus énergétique (gauche) et de la masse transverse $M_T(\cancel{E}_T, e_1, e_2)$ entre l’énergie transverse manquante et les deux électrons (droite). Le signal pour différentes valeurs de a_0^W/Λ^2 (entre 10^{-4} GeV^{-2} et 10^{-2} GeV^{-2}) et sans facteur de forme est également montré, normalisé dans tous les cas à la même section efficace.

Hormis l’utilisation d’un signal différent dans l’entraînement, le DY-DT utilisé ici est en tout point identique à celui utilisé dans l’analyse $H \rightarrow WW$. En particulier, la même liste de variables d’entrée est utilisée (voir section 6.2.1). La sortie de ce BDT est représentée sur la figure 7.11, pour $a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$. La sélection finale est définie par une coupure à 0,8 sur le DY-DT.

Le tableau 7.2 donne les nombres d’événements dans les données et attendus pour les différents processus selon la simulation. Le signal correspond à $a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ et sans facteur de forme.

7.2.2.3 Discriminant final

À nouveau à l’instar de la stratégie choisie pour l’analyse $H \rightarrow WW$, un deuxième BDT est entraîné pour reconnaître le signal de tous les processus de bruit de fond restants : il s’agit du discriminant final ou Fd-DT. Une fois encore, les mêmes variables d’entrée sont utilisées que dans le cas de l’analyse $H \rightarrow WW$. En outre, comme dans le cas du DY-DT, tous les signaux sans facteur de forme ou avec un facteur de forme et $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ ou 2 TeV ont été utilisés dans l’entraînement du Fd-DT.

La distribution du Fd-DT après la sélection finale est visible sur la figure 7.12. L’efficacité de la sélection finale pour quelques points de signal est donnée dans le tableau 7.3. La raison pour laquelle la section efficace du signal (après coupures au niveau générateur) a été fixée à 1 pb est double :

- D’une part, cela permet de comparer directement la forme du signal et l’efficacité de la sélection finale.

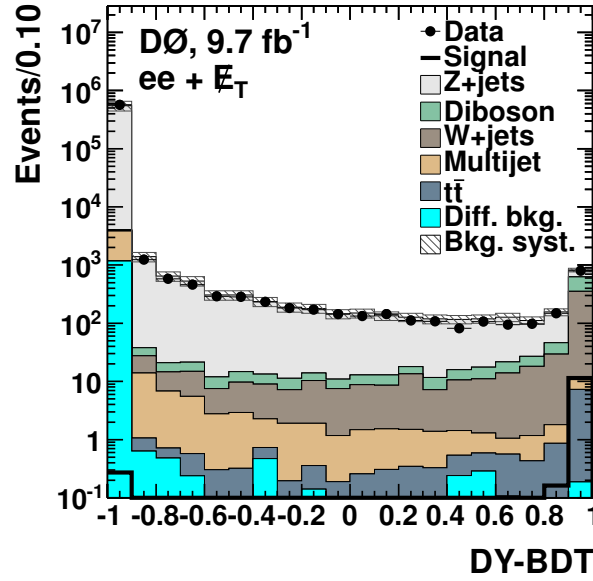


FIGURE 7.11 – Distribution du DY-DT après la présélection. Le signal pour $a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ et sans facteur de forme est également montré.

Échantillon	Pré-sélection	Sélection finale
Données	572700 ± 757	946 ± 31
Signal	$12,23 \pm 0,23$	$11,55 \pm 0,22$
Fond total	$576576,19 \pm 288,47$	$982,91 \pm 10,22$
$Z \rightarrow ee$	$566800,06 \pm 286,06$	$291,13 \pm 3,49$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$4725,95 \pm 23,11$	$22,10 \pm 1,20$
$t\bar{t}$	$14,64 \pm 0,19$	$7,97 \pm 0,14$
W +jets	$622,83 \pm 11,59$	$369,62 \pm 9,38$
WW	$345,45 \pm 1,90$	$222,81 \pm 1,49$
WZ	$88,68 \pm 0,72$	$30,65 \pm 0,42$
ZZ	$82,91 \pm 0,48$	$33,06 \pm 0,29$
Diff.	$1180,30 \pm 23,72$	$0,19 \pm 0,10$
Multijets	$2715,37 \pm 12,09$	$5,38 \pm 0,38$

TABLE 7.2 – Nombres d'événements après la pré-sélection et après la sélection finale, pour les données, le signal ($a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ et sans facteur de forme), et pour les différents bruits de fond considérés dans l'analyse (« diff » représente les bruits de fond diffractifs, par échange de photons ou de pomérons). Les incertitudes données sont d'origine statistique uniquement.

- D'autre part, cette procédure est pratique pour obtenir les plots des figures 7.14 à 7.15. En effet, Collie donne la limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur la section efficace du signal, en unités de la section efficace donnée en entrée. Si celle-ci est de 1 pb, alors on obtient directement des limites sur $\sigma \times \mathcal{B}$ en pb.

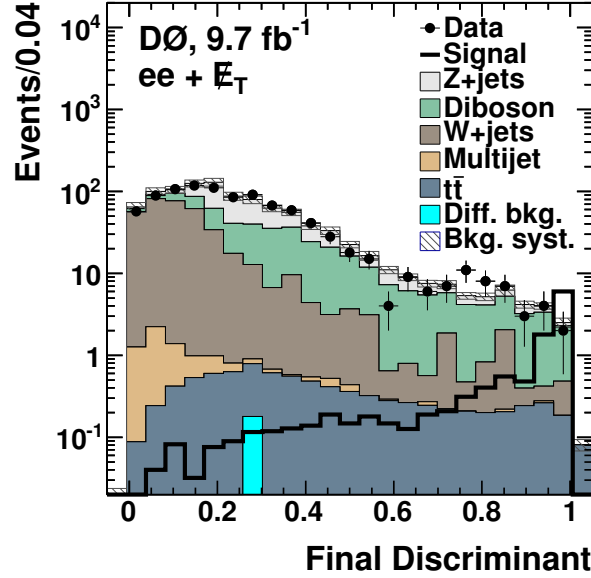


FIGURE 7.12 – Distribution du Fd-DT après la sélection finale. Le signal pour $a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$ et sans facteur de forme est également montré.

$a_0^W/\Lambda^2[\text{GeV}^{-2}]$	Nombre d'événements après la sélection finale
$1 \cdot 10^{-4}$	408
$2 \cdot 10^{-4}$	433
$5 \cdot 10^{-4}$	477
$1 \cdot 10^{-3}$	518

TABLE 7.3 – Nombre d'événements après la sélection finale, pour le signal et pour différentes valeurs de a_0^W/Λ^2 . Dans tous les cas un facteur de forme est utilisé avec une coupure $\Lambda = 500 \text{ GeV}$. La section efficace du signal est fixée à 1 pb après coupures au niveau générateur (au moins deux leptons, électron ou muon, avec respectivement $p_T > 7 \text{ GeV}$ et $p_T > 5 \text{ GeV}$; voir texte).

7.2.3 Incertitudes systématiques

La plupart des incertitudes systématiques considérées dans cette analyse sont identiques à celles considérées dans l'analyse $H \rightarrow WW$. Un résumé de toutes les

incertitudes systématiques est présenté dans le tableau 7.4 (voir section 6.4 plus de détails). Bien sûr, les incertitudes systématiques non pertinentes pour la présente analyse ne sont pas considérées, telles que celles sur la section efficace des différents processus de production du boson de Higgs ou encore celle sur l'efficacité d'étiquetage des jets de b . Cependant, les incertitudes systématiques suivantes ont été ajoutées :

- Puisque la distribution de l'énergie non agglomérée est très différente entre les processus diffractifs et non diffractifs (voir figure 7.13), une incertitude systématique affectant la forme du Fd-DT a été ajoutée, correspondant à la différence entre l'application ou non de la repondération de l'énergie non agglomérée. Cette incertitude systématique est corrélée séparément entre les processus diffractifs (signal et bruit de fond) et entre les processus non diffractifs, mais non corrélée entre ces deux catégories. L'amplitude de cette incertitude systématique est d'environ 4% pour les processus non diffractifs (jusque 15% pour Z/γ^* +jets), environ 40% pour les bruits de fond diffractifs et environ 5% pour le signal.
- La section efficace théorique pour les processus diffractifs par double échange de pomérons (DPE) est peu précise : la densité de gluons n'est connue qu'à 40% près à grand β^5 , ce qui peut donner un facteur 2 d'incertitude sur ce bruit de fond. En outre, le fond $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ n'est pas parfaitement connu non plus. Comme mentionné plus haut, les événements où le proton et l'antiproton ne sont pas dissociés après l'interaction dominant à bas p_T , mais on ignore dans quelle mesure c'est toujours le cas à haut p_T . La même incertitude très conservatrice de 100% affectant la normalisation du Fd-DT est considérée pour tous les bruits de fond diffractifs, DPE et échange de photons. L'effet de cette incertitude systématique est de moins de 0,2% au final, étant donné la contribution négligeable des bruits de fond diffractifs après la sélection finale.
- L'incertitude sur la section efficace du signal est difficile à évaluer. Elle est fixée à 20% dans l'analyse, ce qui correspond à la proportion de protons dissociés observée à HERA et est cohérent avec l'incertitude utilisée dans l'analyse de la collaboration CMS [7]. Cette incertitude est prise en compte dans le code de limites, mais est aussi représentée sous la forme d'une bande d'incertitude sur les graphes (voir figures 7.14 à 7.15).

7.2.4 Résultats

Puisque les données semblent compatibles avec la prédiction du bruit de fond seul, des limites peuvent être posées sur les paramètres anormaux a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 . Le logiciel Collie et la méthode CL_s ont été utilisés, exactement comme dans l'analyse $H \rightarrow WW$, en comparant la distribution du Fd-DT dans les données et dans la simulation.

5. β est la fraction de l'impulsion longitudinale du poméron emportée par le parton qui participe à l'interaction.

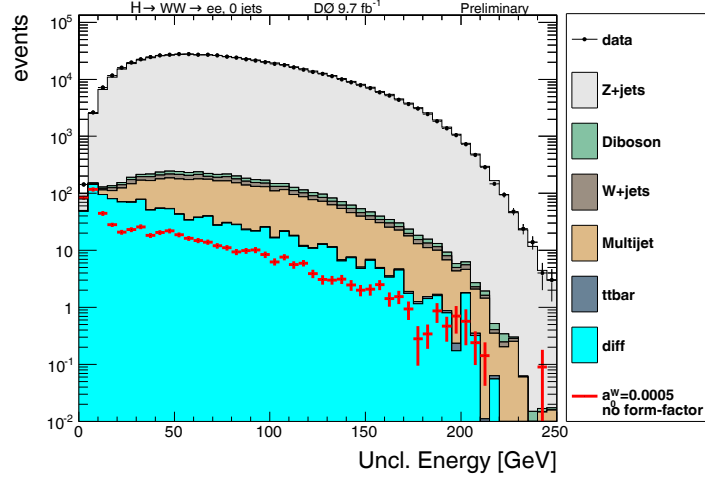


FIGURE 7.13 – Distribution de l'énergie non agglomérée après la pré-sélection. Le signal pour $a_0^W/\Lambda^2 = 5 \cdot 10^{-4}$ GeV et sans facteur de forme est aussi montré.

	Σ bdf	Signal	$Z + jets/\gamma$	$W + jets$	$t\bar{t}$	Diboson	QCD	diff
$W+jets$	-	-	-	forme+norm.	-	-	-	-
JES		forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	-	forme+norm.
JER		forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	-	forme+norm.
Conf. vtx		forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	forme+norm.	-	forme+norm.
Jet ID		norm.	norm.	norm.	norm.	norm.	-	norm.
Rep. $Z - p_T$ Rew		-	forme	-	-	-	-	-
Rep. $W - p_T$ Rew		-	-	forme	-	-	-	-
Rep. WW		forme	-	-	-	forme (WW)	-	-
Rep. GG2WW		-	-	-	-	forme (WW)	-	-
Multijet	-	-	-	-	-	-	30	-
σ	-	20	-	6	10	7	-	100
Norm. de surface	4	4	-	-	-	-	-	-
Njet dep. Factor	-	-	2	-	-	-	-	-
Coupure DY-DT	-	-	15	-	-	-	-	-
Rep. UE_T		forme	forme	forme	forme	forme	forme	forme

TABLE 7.4 – Résumé des incertitudes systématiques affectées aux différents processus. Ces incertitudes peuvent affecter la forme et / ou la normalisation (norm.) de la distribution du discriminant final. Si seule la normalisation est affectée, la valeur de l'incertitude systématique est indiquée en pourcents.

7.2.4.1 Limites sur un seul paramètre

Dans cette section, on cherche les intervalles autorisés pour un seul paramètre, ce qui signifie que l'on étudie a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 indépendamment. En d'autres termes, lorsque l'on considère que a_0^W/Λ^2 est différent de 0, a_C^W/Λ^2 vaut toujours 0, et inversement.

Les limites sur un seul paramètre sont présentées sur les figures 7.14 et 7.15 pour a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 et pour différentes hypothèses sur le facteur de forme. Les intervalles autorisés pour les paramètres anormaux et pour les différentes hypothèses sur le facteur de forme sont résumés dans les tableaux 7.5 et 7.6.

Décrivons la procédure utilisée pour obtenir ces limites. Pour commencer, une limite supérieure sur la section efficace du signal est calculée pour chaque valeur de a_0^W/Λ^2 et de a_C^W/Λ^2 , et pour chaque hypothèse sur le facteur de forme. Cette limite supérieure sur la section efficace varie peu d'une valeur des paramètres anormaux à l'autre, mais elle est moins bonne pour les petites valeurs des paramètres anormaux, car dans ce cas les bosons W sont moins boostés (cela correspond au pic autour de 0 sur les figures 7.14 et 7.15 ; notons qu'on n'est de toute manière pas sensible à cette région car la section efficace correspondante du signal est trop faible).

Ensuite, ces limites supérieures sur la section efficace sont comparées à la prédiction de la théorie (correspondant à la ligne rouge sur les figures 7.14 et 7.15). L'intervalle autorisé pour les paramètres anormaux est alors défini comme l'intervalle à l'intérieur duquel la limite supérieure sur la section efficace est supérieure à la prédiction théorique. L'interpolation entre les différents points est linéaire pour les limites supérieures observées sur la section efficace, et de type spline cubique⁶ pour la prédiction théorique.

Facteur de forme	Intervalle autorisé [GeV^{-2}]	
	observé	attendu
Pas de facteur de forme	[-0,00047, 0,00043]	[-0,00046, 0,00043]
$\Lambda = 500 \text{ GeV}$	[-0,0024, 0,0025]	[-0,0024, 0,0025]
$\Lambda = 1000 \text{ GeV}$	[-0,00096, 0,00092]	[-0,00097, 0,00089]

TABLE 7.5 – Intervalles autorisés attendus et observés à 95% de niveau de confiance pour a_0^W/Λ^2 , pour différentes hypothèses sur le facteur de forme.

7.2.4.2 Limites sur les deux paramètres simultanément

Des limites sur les deux paramètres simultanément ont également été calculées. Ce sont les contours dans le plan $(a_0^W/\Lambda^2, a_C^W/\Lambda^2)$ correspondant aux limites sur la section efficace du signal (à 68% ou 95% de niveau de confiance), telles qu'obtenues

6. Une spline est une fonction polynôme définie par morceaux. La spline cubique est un polynôme d'ordre 3 défini par morceaux permettant d'obtenir une fonction de classe C^1 interpolant un ensemble de points : cette fonction est continue, et sa dérivée est continue.

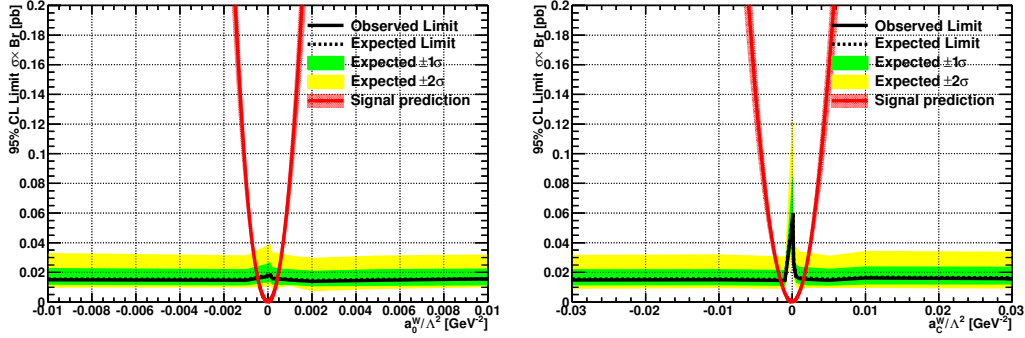


FIGURE 7.14 – Limites observée (trait plein) et attendue (trait pointillé) à 95% de niveau de confiance sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}WW) \times \mathcal{B}(WW \rightarrow e\nu e\nu)$ en fonction de a_0^W/Λ^2 (gauche) et a_C^W/Λ^2 (droite) lorsqu'aucun facteur de forme n'est utilisé. La prédiction de la théorie est aussi montrée (ligne rouge), associée à une bande d'incertitude de 20%.

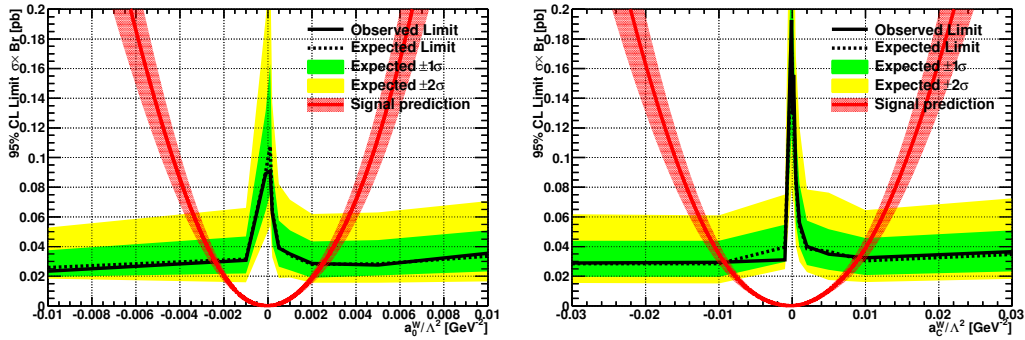


FIGURE 7.15 – Limites observée (trait plein) et attendue (trait pointillé) à 95% de niveau de confiance sur $\sigma(p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}WW) \times \mathcal{B}(WW \rightarrow e\nu e\nu)$ en fonction de a_0^W/Λ^2 (gauche) et a_C^W/Λ^2 (droite) lorsqu'un facteur de forme est utilisé avec $\Lambda = 500$ GeV. La prédiction de la théorie est aussi montrée (ligne rouge), associée à une bande d'incertitude de 20%.

Facteur de forme	Intervalle autorisé [GeV^{-2}]	
	observé	attendu
Pas de facteur de forme	$[-0,0016, 0,0016]$	$[-0,0016, 0,0015]$
$\Lambda = 500$ GeV	$[-0,0092, 0,0090]$	$[-0,0094, 0,0092]$
$\Lambda = 1000$ GeV	$[-0,0035, 0,0033]$	$[-0,0035, 0,0033]$

TABLE 7.6 – Intervalles autorisés attendus et observés à 95% de niveau de confiance pour a_C^W/Λ^2 , pour différentes hypothèses sur le facteur de forme.

pour les limites sur un seul paramètre. Le tracé de ces contours utilise une grille de prédictions théoriques pour la section efficace du signal en fonction de a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 , obtenue à l'aide de FPMC, comme le montre la figure 7.16. Les limites obtenues pour différentes hypothèses sur le signal sont visibles sur la figure 7.17.

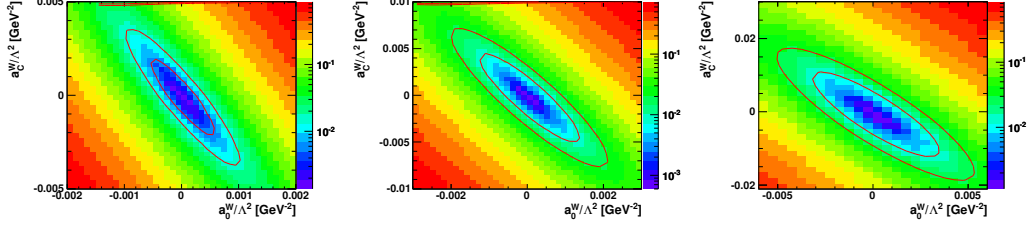


FIGURE 7.16 – Prédiction théorique du signal AQGC en fonction de a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 . La section efficace est en pb et comprend les coupures au niveau générateur (au moins deux leptons, électron ou muon, avec respectivement $p_T > 7$ GeV et $p_T > 5$ GeV). Les contours correspondant aux limites à 68% et 95% de niveau de confiance sont aussi montrés. Les trois graphes correspondent à différentes hypothèses sur le signal : sans facteur de forme (à gauche), ou avec un facteur de forme et $\Lambda = 1000$ GeV (milieu) ou $\Lambda = 500$ GeV (droite).

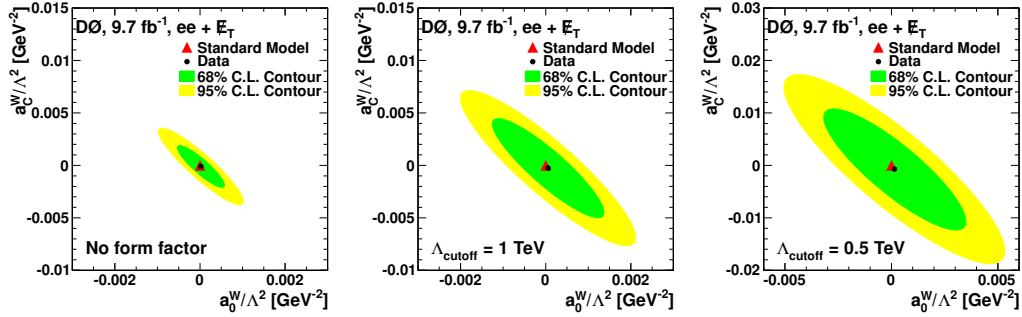


FIGURE 7.17 – Intervalles autorisés à 68% et 95% de niveau de confiance pour a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 pour différentes hypothèses sur le facteur de forme : sans facteur de forme (à gauche), ou avec un facteur de forme et $\Lambda = 1000$ GeV (milieu) ou $\Lambda = 500$ GeV (droite).

La collaboration CMS a également étudié la production exclusive de paire de bosons W pour contraindre les couplages quartiques de jauge entre le photon et le boson W [7]. Grâce à la plus grande énergie dans le centre de masse disponible au LHC, leur sensibilité aux couplages anormaux est environ dix fois meilleure qu'au Tevatron, et on approche de la sensibilité au processus avec les couplages du modèle standard, comme on peut le voir sur la figure 7.18.

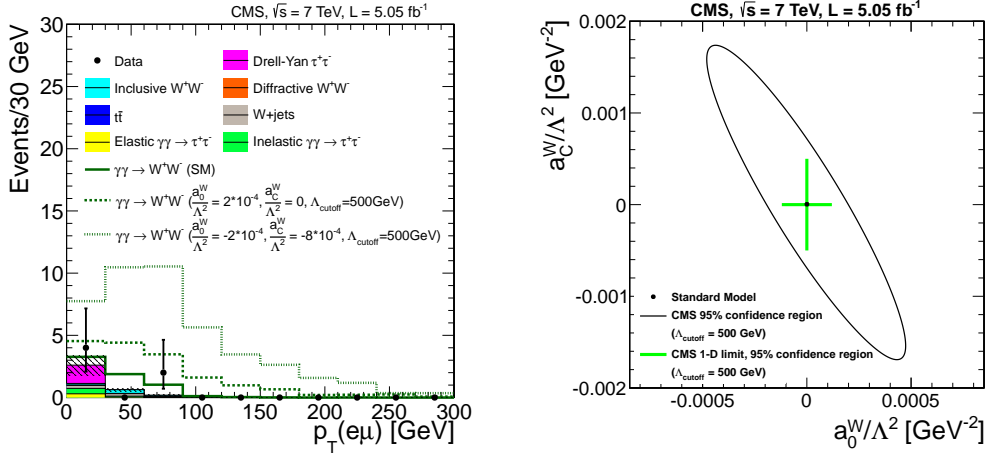


FIGURE 7.18 – Gauche : impulsion transverse du système $e\mu$ lorsqu’aucune trace supplémentaire n’est associée au vertex primaire. Droite : intervalle autorisé à 95% de niveau de confiance pour les paramètres a_0^W/Λ^2 et a_C^W/Λ^2 , pour un facteur de forme avec $\Lambda = 500$ GeV. Les figures sont issues de la référence [7].

7.3 Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre la recherche de couplages de jauge quartiques anormaux entre le photon et le boson W . De tels couplages proviennent d’opérateurs de dimension 6, et représentent la contrepartie effective à basse énergie d’effets inconnus à haute énergie. Les meilleures limites publiées sur ces couplages proviennent de la collaboration OPAL.

Il est possible d’obtenir une bonne sensibilité sur ces couplages anormaux en réinterprétant les résultats de l’analyse $H \rightarrow WW \rightarrow e\bar{\nu}e\nu$ à $D\bar{O}$, c’est-à-dire en gardant le même état final mais en recherchant des événements produits par le processus $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}W^+W^-$, par échange de photons entre le proton et l’antiproton. Pour un facteur de forme avec une coupure $\Lambda = 500$ GeV, on obtient un intervalle autorisé pour a_0^W/Λ^2 (a_C^W/Λ^2) de $[-0,0024, 0,0025]$ ($[-0,0092, 0,0090]$), soit un facteur 5 à 10 de mieux que les limites de la collaboration OPAL [15] (pourtant obtenues sans utiliser de facteur de forme dans le signal), mais un facteur 10 à 20 fois moins bien que le résultat préliminaire de la collaboration CMS [7]. On s’attend à un résultat encore meilleur au LHC en détectant les protons intacts déviés à petit angle après l’interaction [8] (voir annexe B).

Bibliographie

- [1] E. Chapon et C. Royon, *Search for anomalous quartic $\gamma\gamma WW$ couplings in opposite-sign dielectron plus missing transverse energy final states, for 9.7 fb $^{-1}$ of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, DØ Note 6378 (2013).

-
- [2] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for anomalous quartic $WW\gamma\gamma$ couplings in dielectron and missing energy final states in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D88**, 012005 (2013), arXiv:1305.1258 [hep-ex].
- [3] M. Boonekamp, F. Chevallier, C. Royon, et L. Schoeffel, *Understanding the Structure of the Proton : From HERA and Tevatron to LHC*, Acta Phys. Polon. **B40**, 2239 (2009), arXiv:0902.1678 [hep-ph].
- [4] L. Schoeffel, *Advances in diffraction of subnuclear waves*, Prog. Part. Nucl. Phys. **65**, 9 (2010), arXiv:0908.3287 [hep-ph].
- [5] A. Irving et R. Worden, *Regge Phenomenology*, Phys. Rept. **34**, 117 (1977).
- [6] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *Observation of Exclusive Gamma Gamma Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **108**, 081801 (2012), arXiv:1112.0858 [hep-ex].
- [7] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Study of exclusive two-photon production of $W(+)W(-)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and constraints on anomalous quartic gauge couplings*, JHEP **1307**, 116 (2013), arXiv:1305.5596 [hep-ex].
- [8] E. Chapon, C. Royon, et O. Kepka, *Anomalous quartic $W W$ gamma gamma, $Z Z$ gamma gamma, and trilinear WW gamma couplings in two-photon processes at high luminosity at the LHC*, Phys. Rev. **D81**, 074003 (2010), arXiv:0912.5161 [hep-ph].
- [9] V. Budnev, I. Ginzburg, G. Meledin, et V. Serbo, *The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation*, Phys. Rept. **15**, 181 (1975).
- [10] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Limits on anomalous trilinear gauge boson couplings from WW , WZ and $W\gamma$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Lett. **B718**, 451 (2012), arXiv:1208.5458 [hep-ex].
- [11] G. Belanger et F. Boudjema, *Probing quartic couplings of weak bosons through three vectors production at a 500-GeV NLC*, Phys. Lett. **B288**, 201 (1992).
- [12] G. Belanger et F. Boudjema, *$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ and $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ as tests of novel quartic couplings*, Phys. Lett. **B288**, 210 (1992).
- [13] O. J. Eboli, M. Gonzalez-Garcia, S. Lietti, et S. Novaes, *Anomalous quartic gauge boson couplings at hadron colliders*, Phys. Rev. **D63**, 075008 (2001), arXiv:hep-ph/0009262 [hep-ph].
- [14] U. Baur et D. Zeppenfeld, *Probing the $W W$ gamma Vertex at Future Hadron Colliders*, Nucl. Phys. **B308**, 127 (1988).

-
- [15] G. Abbiendi *et al.* (OPAL Collaboration), *Constraints on anomalous quartic gauge boson couplings from ν anti- ν gamma gamma and q anti- q gamma gamma events at LEP-2*, Phys. Rev. **D70**, 032005 (2004), [arXiv:hep-ex/0402021](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0402021) [hep-ex].
- [16] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment*, rap. tech. CERN-LHCC-2011-012. LHCC-I-020, CERN, Geneva (2011).
- [17] M. Boonekamp, V. Juranek, O. Kepka, et C. Royon, *Forward physics Monte Carlo*, pp. 758–762 (2009), [arXiv:0903.3861](https://arxiv.org/abs/0903.3861) [hep-ph], <http://cern.ch/fpmc>.
- [18] A. Aktas *et al.* (H1 Collaboration), *Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross-section at HERA*, Eur. Phys. J. **C48**, 715 (2006), [arXiv:hep-ex/0606004](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606004) [hep-ex].
- [19] G. Marchesini, B. Webber, G. Abbiendi, I. Knowles, *et al.*, *HERWIG : A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991*, Comput. Phys. Commun. **67**, 465 (1992).
- [20] C. Royon, L. Schoeffel, R. B. Peschanski, et E. Sauvan, *Pomeron structure functions from HERA to Tevatron and LHC*, Nucl. Phys. **B746**, 15 (2006), [arXiv:hep-ph/0602228](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0602228) [hep-ph].
- [21] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), *Diffractive dijets with a leading anti-proton in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5043 (2000).
- [22] J. Vermaseren, *Two Photon Processes at Very High-Energies*, Nucl. Phys. **B229**, 347 (1983).

Conclusion

*You don't find the Higgs boson. The
Higgs boson finds you.*

Abstruse Goose

(<http://abstrusegoose.com/49>)

Dans ce manuscrit, nous avons présenté deux analyses des données du détecteur DØ permettant de tester les prédictions du modèle standard dans le secteur électrofaible. Dans les deux cas, le lot complet de données enregistrées par DØ au cours du Run II du Tevatron ont été utilisées.

La première analyse de données, présentée dans les chapitres 5 et 6, concernait la recherche du boson de Higgs se désintégrant en paire de bosons W , dans le canal avec deux électrons de charge opposée et de l'énergie transverse manquante [1]. En combinant avec les autres canaux dileptoniques (avec deux muons ou un électron et un muon de charge opposée), nous avons été en mesure d'exclure à 95% de niveau de confiance un boson de Higgs avec une masse comprise dans l'intervalle $159 < M_H < 176 \text{ GeV}/c^2$. Nous avons également considéré deux modèles pour un boson de Higgs non standard : le modèle standard avec une quatrième génération de fermions, et l'hypothèse d'un boson de Higgs fermiophobique, et nous avons pu poser des limites sur la production de boson de Higgs dans ces modèles, en fonction de sa masse. Enfin, nous avons pu mesurer la section efficace de production de paires de bosons W au Tevatron, avec une précision comparable à l'incertitude théorique.

Les résultats de cette analyse de données sont inclus dans les combinaisons des recherches du boson de Higgs auprès de la collaboration DØ [2] et du Tevatron [3]. Le poids de cette analyse dans ces combinaisons est important : il s'agit de l'analyse la plus sensible à haute masse (pour une masse du boson de Higgs plus grande que $135 \text{ GeV}/c^2$ environ), mais sa contribution est également significative à plus basse masse, où ce sont les analyses recherchant le boson de Higgs se désintégrant en paire de quarks b qui dominent la combinaison [4]. En particulier, le léger excès observé dans les données dans notre analyse par rapport à l'hypothèse de bruit de fond seul, qui est d'environ une déviation standard à basse masse, participe à l'excès de trois déviations standard environ observé dans la combinaison du Tevatron autour de $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$.

La deuxième analyse de données, présentée dans le chapitre 7 concernait la recherche de couplages de jauge quartiques anormaux $WW\gamma\gamma$, en utilisant les événements avec deux électrons de charge opposée et de l'énergie transverse manquante [5]. Les techniques d'analyse utilisées ici sont reprises de la recherche du boson de Higgs se désintégrant en paire de bosons W décrite plus haut. Les limites que nous avons pu établir sur ces couplages anormaux sont les premières en provenance d'une expérience au Tevatron, et aussi les plus contraignantes au moment de la publication des résultats.

Aujourd'hui, en 2013, le Tevatron a définitivement cessé de produire des collisions proton-antiproton, et ce depuis son arrêt le 30 septembre 2011. Les résultats présentés dans ce manuscrit sont donc les derniers de la collaboration DØ sur ces sujets et ne seront plus mis à jour, puisque toutes les données disponibles ont été analysées. Les expériences CDF et DØ disposent du plus important lot de données issues de collisions proton-antiproton à ce jour, à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, et de nombreux résultats restent à venir utilisant ce lot de données. Cependant, le LHC au CERN est désormais le collisionneur hadronique le plus énergétique au monde, ayant produit des collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2010 et 2011 et à $\sqrt{s} = 8$ TeV en 2012, représentant respectivement environ 5fb^{-1} et 20fb^{-1} .

Dans de nombreux cas, en particulier pour l'étude du boson de Higgs et la recherche de nouvelle physique (et en particulier de nouvelles particules très massives), la quantité de données et l'énergie dans le centre de masse plus grandes au LHC permettent aux expériences ATLAS et CMS, mais aussi ALICE et LHCb, d'obtenir une meilleure sensibilité que ce qui est possible au Tevatron. C'est le cas en particulier pour la recherche du boson de Higgs : les expériences ATLAS et CMS observent la nouvelle particule « semblable au boson de Higgs » avec une signification statistique supérieure à 5 déviations standard, à la fois dans le canaux en deux photons [6, 7] et en quatre leptons [8, 9], mais aussi en $WW \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'$ avec une signification statistique d'environ 4 déviations standard [10, 11]. Pour la recherche de couplages de jauge quartiques anormaux entre le photon et le boson W aussi, la sensibilité est bien meilleure au LHC : en utilisant seulement les données à $\sqrt{s} = 7$ TeV, la collaboration CMS annonce une sensibilité 10 fois meilleure que DØ [12].

Ces analyses restent pertinentes au Tevatron, pour de nombreuses raisons : espace des phases et état initial différents (proton-antiproton au lieu de proton-proton, plus basse énergie)⁷, contreponds indépendant aux résultats du LHC. En particulier pour la recherche du boson de Higgs, les résultats au Tevatron dans les canaux $b\bar{b}$ restent très compétitifs face à ceux du LHC. Cependant, les nouveaux résultats concernant la recherche de nouvelle physique et l'étude du boson de Higgs sont pour la plupart désormais du ressort du LHC, grâce aux données enregistrées avant 2013 d'abord, puis grâce à celles qui viendront à partir de 2015 avec des collisions à $\sqrt{s} = 13$ ou 14 TeV et à plus haute luminosité instantanée. L'étude précise des propriétés du boson de Higgs nécessitera un collisionneur utilisant des électrons, qu'il soit linéaire (ILC, CLIC) ou circulaire (TLEP).

Bibliographie

- [1] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for Higgs boson production in oppositely charged dilepton and missing energy final states in 9.7fb^{-1} of $p\bar{p}$ col-*

7. Pour ces raisons, de nombreuses mesures sont spécifiques au Tevatron : mesure de la masse du boson W avec une excellente précision, asymétrie avant-arrière du quark top, mesures de sections efficaces différentielles de processus QCD et électrofaibles, certaines études en physique du quark b , etc.

- lisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D** (2013), arXiv:1301.1243 [hep-ex].
- [2] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Combined search for the Higgs boson with the D0 experiment* (2013), arXiv:1303.0823 [hep-ex].
- [3] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Higgs Boson Studies at the Tevatron* (2013), arXiv:1303.6346 [hep-ex].
- [4] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron*, Phys. Rev. Lett. **109**, 071804 (2012), arXiv:1207.6436 [hep-ex].
- [5] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Search for anomalous quartic $WW\gamma\gamma$ couplings in dielectron and missing energy final states in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D88**, 012005 (2013), arXiv:1305.1258 [hep-ex].
- [6] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-012, CERN, Geneva (2013).
- [7] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Updated measurements of the Higgs boson at 125 GeV in the two photon decay channel*, rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-001, CERN, Geneva (2013).
- [8] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-013, CERN, Geneva (2013).
- [9] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Properties of the Higgs-like boson in the decay H to ZZ to $4l$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*, rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-002, CERN, Geneva (2013).
- [10] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the $WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ decay channel with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-030, CERN, Geneva (2013).
- [11] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Evidence for a particle decaying to W^+W^- in the fully leptonic final state in a standard model Higgs boson search in pp collisions at the LHC*, rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-003, CERN, Geneva (2013).
- [12] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Study of exclusive two-photon production of $W^{(+)}W^{(-)}$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and constraints on anomalous quartic gauge couplings*, JHEP **1307**, 116 (2013), arXiv:1305.5596 [hep-ex].

Exemples de techniques d'analyse multivariée

Sommaire

A.1	Fonction de vraisemblance (Likelihood)	248
A.2	Matrice H	249
A.3	Réseau de neurones	249
A.4	Comparaison des différentes méthodes	249

Dans cette annexe, nous allons présenter quelques autres types d'analyse multivariée : la fonction de vraisemblance, la matrice H et le réseau de neurones. Ces trois approches sont utilisées dans l'identification des électrons. Les arbres de décision ont déjà été introduits dans la partie 6.1.

Rappelons qu'on se propose de considérer le cas simple et imaginaire de deux lots de données, signal et bruit de fond, caractérisés par deux variables corrélées de manière très non-linéaire (voir figure A.1). La valeur du discriminant considéré sera notée \mathcal{D} , et ses N variables d'entrée sont notées $x_1 \dots x_N$.

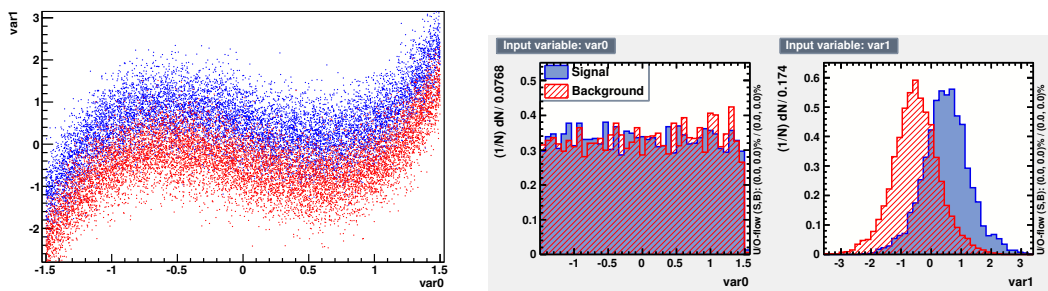


FIGURE A.1 – Lot d'entraînement des différentes techniques d'analyse multivariée présentées dans le texte. Le « signal » est en bleu et le « bruit de fond » en rouge. Le graphe de droite donne la projection sur les axes du graphe de gauche. La distribution est uniforme pour la variable var0 (en abscisse) et gaussienne pour la variable var1 (en ordonnée).

A.1 Fonction de vraisemblance (Likelihood)

La fonction de vraisemblance apporte en peu de complexité. L'idée est de construire, pour chaque variable, une fonction de densité de probabilité (PDF) qui reproduise la distribution observée dans le signal et le bruit de fond. On utilise en pratique un rapport de fonctions de vraisemblance :

$$\mathcal{D} = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B}, \quad (\text{A.1})$$

où la fonction de vraisemblance (pour le signal S et pour le fond B) est définie comme

$$\mathcal{L}_{S(B)} = \prod_{i=1}^N p_{S(B),i}(x_i). \quad (\text{A.2})$$

$p_{S(B),i}$ est la PDF pour la variable i et pour le signal (le bruit de fond) et est normalisée à 1 :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p_{S(B),i}(x_i) dx_i = 1, \quad \forall i. \quad (\text{A.3})$$

Cependant, un inconvénient majeur de cette méthode est que les corrélations entre les différentes variables ne sont pas prises en compte (ce qui est problématique dans notre exemple, voir figure A.2 gauche).

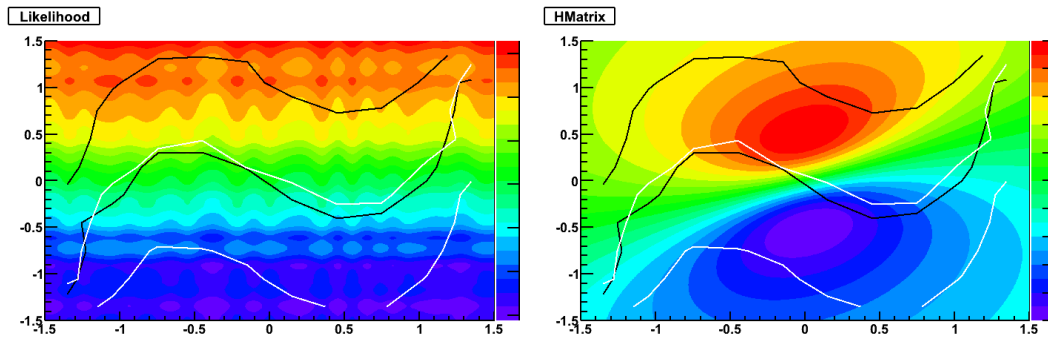


FIGURE A.2 – Illustration de la fonction de vraisemblance (gauche) et de la méthode de la matrice H (droite). Les contours rappellent l'emplacement du signal (en noir) et du bruit de fond (en blanc). La valeur du discriminant est aussi donnée en chaque point du plan : les plus basses valeurs, correspondant au bruit de fond, sont en bleu et les plus hautes, correspondant au signal, sont en rouge.

A.2 Matrice H

Les corrélations entre les variables d'entrée sont en revanche prises en compte dans la méthode de la matrice H. La méthode reste très simple : elle suppose que chacune des variables d'entrée est distribuée selon une PDF gaussienne. La compatibilité d'un événement donné avec le signal ou le bruit de fond est évaluée en comparant ses variables aux valeurs moyennes constatées dans le lot d'entraînement, en tenant compte des corrélations grâce à une matrice de covariance C (dont l'inverse est appelée matrice H). Cette comparaison est effectuée au moyen d'une fonction de χ^2 :

$$\chi_U^2 = \sum_{i,j=1}^N (x_i - \bar{x}_{U,i}) C_{U,ij}^{-1} (x_j - \bar{x}_{U,j}), \quad (\text{A.4})$$

où $U = S, B$, $\bar{x}_{U,i}$ est la moyenne de la variable i dans l'échantillon $U = S, B$ et C_U est la matrice de covariance des variables dans l'échantillon $U = S, B$. La valeur du discriminant est alors

$$\mathcal{D} = \frac{\chi_B^2 - \chi_S^2}{\chi_B^2 + \chi_S^2}. \quad (\text{A.5})$$

L'allure de ce discriminant dans notre exemple est visible sur la figure A.2.

A.3 Réseau de neurones

Un réseau de neurones est un ensemble de neurones simulés interconnectés, où chaque neurone donne une réponse qui dépend de la valeur de ses entrées, d'après une fonction en général non-linéaire. Les réseaux de neurones sont typiquement organisés en couches, les neurones de la couche k prenant en entrée la sortie des neurones de la couche $k - 1$. On a obligatoirement au moins deux couches, la couche d'entrée et la couche de sortie. On ajoute à cette disposition une ou plusieurs couches intermédiaires, appelées couches cachées.

L'architecture du réseau de neurones utilisé dans notre exemple est visible sur la figure A.3 à gauche, et sa sortie sur la même figure, à droite.

Les réseaux de neurones ont l'avantage de permettre de prendre en compte les corrélations complexes entre leurs variables d'entrée. Cependant, lorsque le nombre de variables d'entrée augmente, ils sont complexes à optimiser, en particulier parce que leur performance est dégradée par les variables peu discriminantes. C'est pourquoi on préfère utiliser des arbres de décision dans notre analyse de recherche du boson de Higgs.

A.4 Comparaison des différentes méthodes

Une méthode souvent employée pour comparer la performance de différentes méthodes d'analyse multivariée est la courbe ROC (de l'anglais *Receiver operating*

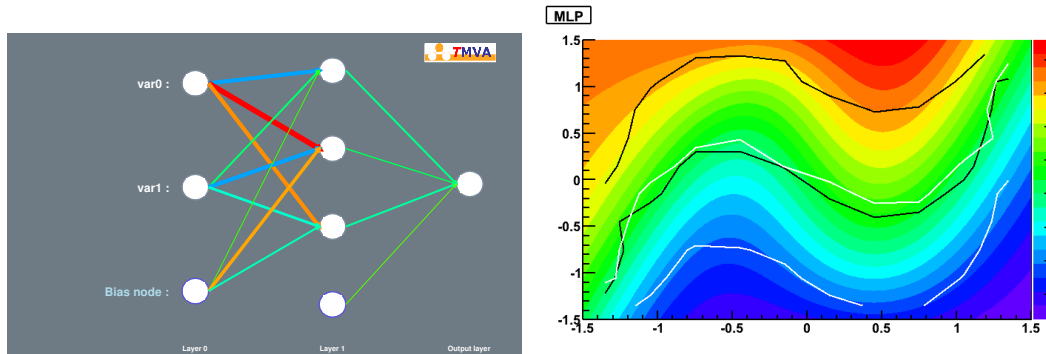


FIGURE A.3 – Gauche : Architecture du réseau de neurones utilisé dans notre exemple, avec la couche 0 ou couche d'entrée, la couche 1 ou couche cachée, et la couche de sortie. Droite : Illustration du réseau de neurones. Les contours rappellent l'emplacement du signal (en noir) et du bruit de fond (en blanc). La valeur du discriminant est aussi donnée en chaque point du plan : les plus basses valeurs, correspondant au bruit de fond, sont en bleu et les plus hautes, correspondant au signal, sont en rouge.

characteristic), qui donne la réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité sur le signal. En effet cette courbe permet de visualiser quelle méthode permet la plus grande efficacité sur le signal tout en rejetant au maximum le bruit de fond (on veut donc s'approcher le plus possible du coin en haut à droite du graphe). Cette courbe ROC est donnée dans la figure A.4 pour les différentes méthodes que nous avons considérées.

On vérifie que le réseau de neurones et la forêt avec de nombreux arbres de décision sont les meilleures méthodes et ont une performance proche. À cause des corrélations complexes dans notre exemple, les méthodes plus simples sont nettement moins performantes.

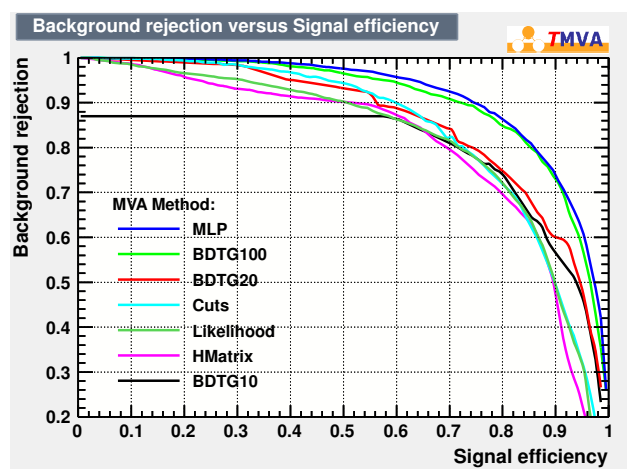


FIGURE A.4 – Courbe ROC (voir texte) pour les différentes méthodes d’analyse multivariée introduites dans les sections 6.1 et A, pour notre exemple fictif à deux variables. Les méthodes sont classées dans la légende selon l’intégrale sous la courbe ROC (plus elle est grande, meilleure est la méthode). MLP correspond au réseau de neurones ; BDTG10, BDTG20 et BDTG100 aux forêts de 10, 20 ou 100 arbres de décision ; Cuts aux coupures rectangulaires ; Likelihood à la fonction de vraisemblance, et HMatrix à la matrice H .

Couplages de jauge quartiques anormaux au LHC

Sommaire

B.1	ATLAS Forward Physics	253
B.2	Contexte théorique	253
B.3	Procédure d'analyse	255
B.4	Conclusion	257
	Bibliographie	257

Dans cette annexe, nous allons présenter une étude réalisée juste avant cette thèse sur la sensibilité aux couplages de jauge quartiques anormaux $WW\gamma\gamma$ et $ZZ\gamma\gamma$ au LHC [1]. Cette étude, utilisant la simulation uniquement, a la particularité de s'appuyer en partie sur l'hypothèse que des détecteurs de protons très à l'avant sont installés conjointement au détecteur ATLAS. Ceux-ci permettent de détecter les protons déviés à petit angle après interaction par échange de photons, et donc de rejeter complètement le fond des événements non diffractifs.

B.1 ATLAS Forward Physics

L'étude présentée dans cette annexe utilise les détecteurs du projet ATLAS Forward Physics (AFP) [2], qui est un projet d'extension de l'expérience ATLAS. Il comprendra des détecteurs de protons à l'avant qui seront installés de part et d'autre du détecteur central, à environ 220 m du point d'interaction (voir figure B.1), dans des tubes de faisceau mobiles (*movable beam pipes*). Chaque station accueillera à la fois des détecteurs au silicium, mesurant la position des protons diffractés, et des détecteurs mesurant le temps de vol des protons depuis le point d'interaction afin de rejeter le *pile-up*.

B.2 Contexte théorique

On étudie le processus QED $pp \rightarrow ppWW$, dans lequel la paire de bosons W est produite par un échange de photons entre les protons. On utilise l'approximation de photon équivalent (flux de Budnev [3]). Les photons ont typiquement une faible virtualité Q^2 mais peuvent avoir une grande énergie. En particulier, on peut

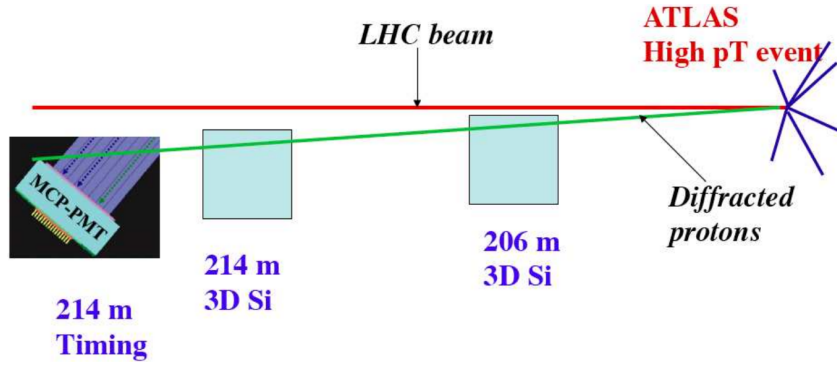


FIGURE B.1 – Emplacement schématique des différentes stations accueillant les détecteurs du projet AFP.

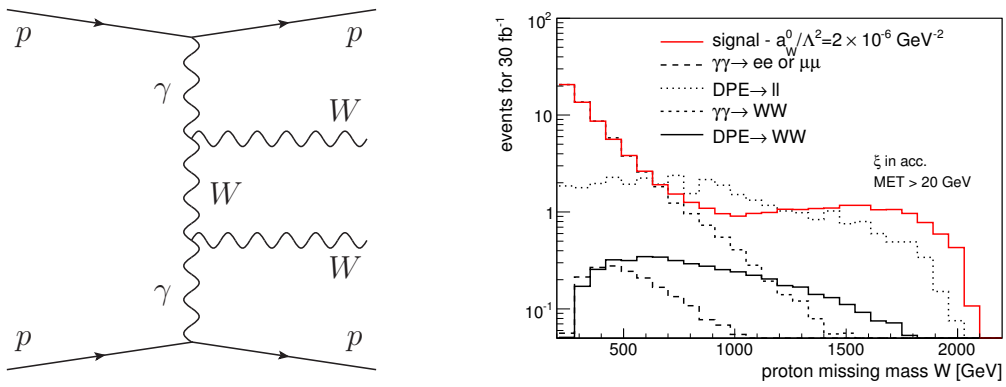


FIGURE B.2 – Gauche : diagramme de Feynman pour $pp \rightarrow ppWW$. Droite : distribution de la masse du système central produit pour le signal ($a_0^W/\Lambda^2 = 2 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$) et le bruit de fond.

avoir une grande masse du système central $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{s\xi_1\xi_2}$ (où ξ est la fraction de l'impulsion perdue par le proton). La section efficace pour ce processus est assez grande dans le modèle standard ($\sigma_{pp \rightarrow ppWW} = 95,6 \text{ fb}$), même à grande masse ($\sigma_{pp \rightarrow ppWW}(W = M_X > 1 \text{ TeV}) = 5.9 \text{ fb}$). Comme on le verra, ce processus est très sensible aux effets au-delà du modèle standard, en particulier les couplages de jauge anormaux.

On considère des opérateurs de dimension 6 pour l'implémentation des couplages de jauge anormaux $\gamma\gamma WW$ et $\gamma\gamma ZZ$:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_6^0 &= \frac{-e^2 a_0^W}{8 \Lambda^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} W^{+\alpha} W_{\alpha}^{-} - \frac{e^2}{16 \cos^2 \theta_W} \frac{a_0^Z}{\Lambda^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} Z^{\alpha} Z_{\alpha} \\ \mathcal{L}_6^C &= \frac{-e^2 a_C^W}{16 \Lambda^2} F_{\mu\alpha} F^{\mu\beta} (W^{+\alpha} W_{\beta}^{-} + W^{-\alpha} W_{\beta}^{+}) - \frac{e^2}{16 \cos^2 \theta_W} \frac{a_C^Z}{\Lambda^2} F_{\mu\alpha} F^{\mu\beta} Z^{\alpha} Z_{\beta}\end{aligned}\quad (\text{B.1})$$

Tous les paramètres anormaux (a_0^W , a_0^Z , a_C^W , a_C^Z) sont égaux à 0 dans le modèle standard. On considère seulement les couplages anormaux $\gamma\gamma WW$ et $\gamma\gamma ZZ$ (ces derniers ne seront pas discutés plus en détail ici), mais de nombreux autres sont possibles ($\gamma\gamma$, Higgs, etc.). Notons qu'à cause de la dimension 6 des opérateurs qu'on vient d'introduire, l'unitarité est violée à haute énergie, et on doit introduire un facteur de forme pour éviter des divergences quadratiques dans les amplitudes de diffusion : $a_0^W/\Lambda^2 \rightarrow \frac{a_0^W/\Lambda^2}{(1+W_{\gamma\gamma}/\Lambda)^2}$ où $\Lambda \sim 2 \text{ TeV}$ est l'échelle de nouvelle physique.

B.3 Procédure d'analyse

On se concentre sur les événements où les deux bosons W se désintègrent leptoniquement. La signature expérimentale est alors deux leptons, deux protons dans les détecteurs à l'avant, et rien d'autre dans le détecteur. Les bruits de fond possibles sont la production inélastique de WW , la production de paire de leptons par échange de photons pour par double échange de pomérons (DPE), et la production de paire de bosons W par DPE. Cependant, la production exclusive de paire de leptons correspond à des leptons émis dos à dos et sans \cancel{E}_T , et les processus par DPE mettent en jeu des dépôts d'énergie dans les régions à l'avant du détecteur ainsi qu'un plus grand nombre de traces, à cause des débris des pomérons.

Plus précisément, pour la pré-sélection on requiert deux leptons reconstruits (ee , $e\mu$ ou $\mu\mu$) avec $|\eta^{e,\mu}| < 2.5$ et $p_T^{e,\mu} > 10 \text{ GeV}/c$, deux protons détectés dans l'acceptance d'AFP ($\xi \in [0,0015; 0,15]$), et rien d'autre. Des coupures supplémentaires sur l' \cancel{E}_T et l'angle d'ouverture entre les deux leptons ($\Delta\phi_{\ell\ell}$) permettent de rejeter la production de paire de leptons. Pour rejeter la production de paire de bosons W par DPE et augmenter la sensibilité aux couplages anormaux, on coupe aussi sur la masse W du système central, reconstruite avec AFP, et sur l'impulsion transverse du lepton le plus énergétique. La sélection finale est donc la suivante : $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$, $W > 800 \text{ GeV}/c^2$, $M_{\ell\ell} \notin [80; 100] \text{ GeV}/c^2$, $\Delta\phi_{\ell\ell} < 3.13$ et $p_T^{\text{lep1}} > 160 \text{ GeV}/c$. L'effet de ces coupures sur les nombres d'événements attendus est donné dans le tableau B.1.

Coupure / processus	$\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$	$\gamma\gamma \rightarrow WW$	DPE $\rightarrow \ell\ell$	$ a_0^W/\Lambda^2 = 5.4 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$
$p_T^{\text{lep1,2}} > 10 \text{ GeV}$	50619	99	18464	202
$0,0015 < \xi < 0,15$	21058	89	11712	116
$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$	14,9	77	36	104
$W > 800 \text{ GeV}$	0,42	3,2	16	24
$M_{\ell\ell} \notin [80; 100] \text{ GeV}/c^2$	0,42	3,2	13	24
$\Delta\phi < 3.13 \text{ rad}$	0,10	3,2	12	24
$p_T^{\text{lep1}} > 160 \text{ GeV}/c$	0	0,69	0,20	17

TABLE B.1 – Évolution du nombre d'événements attendus après les différentes coupures, en supposant 30 fb^{-1} de données.

Les résultats obtenus avec la simulation rapide (ATLFAST++) sont jusqu'à quatre ordres de grandeur plus sensibles que les limites du LEP [4] (voir tableau B.2 et figure B.3), ou deux ordres de grandeur plus sensibles que les recherches utilisant le processus $pp \rightarrow \ell^\pm \nu \gamma \gamma$ [5]. Cependant, la simulation rapide ne permet pas d'étudier l'effet du *pile-up* et la réjection des processus non diffractifs. C'est pourquoi l'analyse a également été réalisée en utilisant la simulation complète du détecteur ATLAS [2]. L'exclusivité de l'événement est définie à l'aide du temps de vol du proton, mais aussi du nombre de traces associées au vertex. En effet, pour le signal seulement deux traces sont attendues correspondant au vertex (provenant de la désintégration leptonique des bosons W), alors que pour le bruit de fond (par exemple $t\bar{t}$), beaucoup plus de traces sont attendues. En plus des bruits de fond mentionnés précédemment avec la simulation rapide, on considère alors aussi la production simplement diffractive de paire de bosons W et les bruits de fond non diffractifs ($t\bar{t}$, diboson, W/Z +jets, Drell-Yan, top célibataire ou *single top*). La simulation suppose une résolution de 10 ps pour les détecteurs AFP, et deux hypothèses pour la luminosité : respectivement 40 (200) fb^{-1} de données avec $\mu = 23$ (46) interactions par croisement de faisceaux. Les résultats avec la simulation complète sont montrés dans le tableau B.3 et sont très similaires à ceux obtenus avec la simulation rapide.

Couplages	Limites OPAL [GeV^{-2}]	Sensibilité (5σ , $\mathcal{L} = 200 \text{ fb}^{-1}$)
a_0^W/Λ^2	$[-0,020, 0,020]$	$2,7 \cdot 10^{-6}$
a_0^Z/Λ^2	$[-0,052, 0,037]$	$9,6 \cdot 10^{-6}$
a_C^W/Λ^2	$[-0,007, 0,023]$	$5,5 \cdot 10^{-6}$
a_C^Z/Λ^2	$[-0,029, 0,029]$	$2,0 \cdot 10^{-5}$

TABLE B.2 – Sensibilité aux paramètres anormaux en utilisant la simulation rapide.

Sensibilité à a_0^W/Λ^2	5σ	95% C.L.	Limites OPAL
$\mathcal{L} = 40 \text{ fb}^{-1}$, $\mu = 23$	$5.5 \cdot 10^{-6}$	$2.4 \cdot 10^{-6}$	$[-0.020, 0.020]$
$\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$, $\mu = 46$	$3.2 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	

TABLE B.3 – Sensibilité en utilisant la simulation complète.

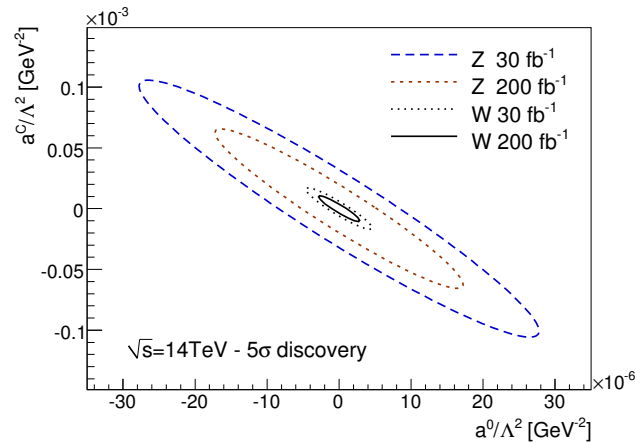


FIGURE B.3 – Contours de découverte à 5σ pour les couplages WW et ZZ à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ et pour $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$ ou $\mathcal{L} = 200 \text{ fb}^{-1}$.

B.4 Conclusion

L'étude présentée dans cette annexe montre bien le potentiel d'une recherche de couplages de jauge quartiques anormaux en utilisant les détecteurs du projet AFP. Les limites attendues sur les paramètres anormaux sont jusqu'à quatre ordres de grandeur meilleures que celles provenant de la collaboration OPAL au LEP.

Bibliographie

- [1] E. Chapon, C. Royon, et O. Kepka, *Anomalous quartic $W W \gamma \gamma$, $Z Z \gamma \gamma$, and trilinear $WW \gamma \gamma$ couplings in two-photon processes at high luminosity at the LHC*, Phys. Rev. **D81**, 074003 (2010), arXiv:0912.5161 [hep-ph].
- [2] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment*, rap. tech. CERN-LHCC-2011-012, LHCC-I-020, CERN, Geneva (2011).
- [3] V. Budnev, I. Ginzburg, G. Meledin, et V. Serbo, *The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation*, Phys. Rept. **15**, 181 (1975).
- [4] G. Abbiendi *et al.* (OPAL Collaboration), *Constraints on anomalous quartic gauge boson couplings from ν anti- $\nu \gamma \gamma$ and q anti- $q \gamma \gamma$ events at LEP-2*, Phys. Rev. **D70**, 032005 (2004), arXiv:hep-ex/0402021 [hep-ex].
- [5] P. Bell, *Quartic Gauge Couplings and the Radiation Zero in $pp \rightarrow \ell^\pm \nu \gamma \gamma$ events at the LHC*, Eur. Phys. J. **C64**, 25 (2009), arXiv:0907.5299 [hep-ph].

Remerciements

Merci, merci, merci

Orchestre National de Jazz, direction
Laurent Cugny (1997)

Merci tout d'abord à tous les membres de mon jury, en particulier mes rapporteurs Aurelio Juste et Albert De Roeck pour leur revue d'un manuscrit plus épais que prévu, mais aussi aux autres examinateurs, Gregorio Bernardi, Jacques Chauveau, Eckhard Elsen et Stéphane Lavignac. Ce fut un plaisir de vous compter parmi mon jury à ma soutenance (merci à Raphaël Granier de Cassagnac pour l'aide à l'organisation!), et vos commentaires sur le manuscrit me furent très précieux. La relecture de Marc et Boris me permit également de corriger de nombreuses erreurs et imprécisions.

Je remercie chaleureusement Christophe auprès de qui j'ai tant appris, pour son soutien pendant toute la durée de ma thèse, et dont l'aide dans ma recherche de postdoc me fut précieuse. C'est surtout grâce à toi si j'ai eu la chance de participer à plusieurs articles et d'être autant envoyé en conférences! Sur ce dernier point, merci beaucoup également à Didier et Marc, qui m'ont accordé le soutien respectivement du SPP et de son groupe DØ pour concrétiser mes déplacements en conférence ou au Fermilab. Merci également à Anne-Isabelle d'avoir réussi à obtenir au début de ma thèse la contribution du SPP à mon financement pour les trois ans.

Le groupe DØ du SPP mérite dans son ensemble des remerciements spéciaux. Avant tout, je dois énormément à Boris, qui m'a tout appris de l'analyse, que ce soit sur le plan de la physique ou du code. Quelle équipe avons-nous formé avec Zdenek et Alexandre! J'ai également pu profiter de l'expertise de Slava pour démêler les mystères du framework de DØ, `vjets_cafe` en tête, et des éclairages de Marc sur de nombreux points théoriques. Et, au-delà du cadre du travail, impossible de passer sous silence l'ambiance au Fermilab ou à Chicago, des soirées pelmeni – vodka de Slava finissant souvent en conversations surréalistes (Boris et Alexandre n'y sont pas pour rien) aux sorties jazz ou blues dans Chicago avec Marc, Fred et tout le reste du groupe.

Mes compagnons de bureau successifs dans la pièce 10F méritent également une place à part ici. Le duo Romain – Matthieu du début a été remplacé par deux compères du même acabit, respectivement Antoine et Alexandre, le tout sous l'arbitrage d'une Cécile jamais en reste face à un tel festival de kamoulox. En bref, un bureau 100% thésards, 100% DØ ou presque, dont on ne ressort pas indemne. N'oublions pas les autres thésards du SPP, à la cohésion scellée tous les vendredi midi mais aussi lors des soirées jeux et autres sorties : Timothée, Jérémy, Sofia, Fabrice, Joany, Léa, Nicolas, Arnaud, Hervé, Homéro, Michael, Vincent, Marc...

Pour en revenir à des personnes ayant contribué plus directement au contenu de ce manuscrit, je dois remercier Tim, Xuebing et Yunhe pour leur aide dans le

développement de l'identification multivariée des photons, Leo et Ken pour l'étude de l'énergie non agglomérée, et surtout Ruchika et Kostas à qui je dois tout pour la recherche du boson de Higgs en WW dans le canal diélectrons. Je ne compte pas le temps que nous avons passé pour tenter de régler tous les problèmes à temps pour faire approuver l'analyse pour une conférence. En ce qui concerne la partie relative aux couplages anormaux, je tiens à remercier pour leur aide essentielle Olda, incollable en ce qui concerne la physique et le générateur FPMC, et Patrice, pour ce qui concerne la production des échantillons Monte-Carlo nécessaires à l'analyse dans $D\bar{O}$.

Après une bonne journée de soumission de jobs et résolution de bugs, rien de tel qu'un peu de musique pour se détendre... Les occasions de faire sonner mes saxophones n'ont pas manqué, que ce soit avec Have Funk, le Jazzband, le Not So Small Band ou les Planches à Musique. Olivier, Jean, Antoine, Mathias, et tous les autres, merci pour toutes ces répétitions, tous ces concerts et représentations ! Les PàM ont encore plus à partager, du chinois du lundi aux vacances, grâce entre autres à Florent, Jérémy, Tom, Cécile, Mélanie, Noémie, Rémy, Guilhem, Grégoire, Baptiste, Benjamin, Romain, Pat, ... Merci aussi à Geoffrey, Noémie, Rémy, Matthis, d'avoir hébergé mon encombrant sax bar entre deux répétitions.

Toujours pour décompresser, les soirées en compagnie d'anciens NPAC (Sophie, Marine, Sandra, Alexandre, Loïc, Driss, Joany, Timothée, Nadir, Nicolas...) furent également les bienvenues. Nicolas, tu as bien du mérite de m'avoir supporté au retour du labo tous les soirs pendant trois ans. Nos conversations passionnées en réaction à l'actualité de la physique des particules me manqueront... Beaucoup de mérite pour toi aussi Clélia, qui m'as tant apporté malgré les tracas de ta propre thèse. Je suis persuadé que nous vivrons encore beaucoup de choses ensemble.

Enfin, merci à ma famille pour leur soutien tout au long de la thèse, et en particulier à mes parents pour leur aide indispensable à l'organisation de la soutenance.

Recherche du boson de Higgs et de couplages de jauge quartiques anormaux dans le canal WW en électrons dans l'expérience D0 au Tevatron

Résumé

Deux analyses de physique sont présentées dans cette thèse, testant toutes deux le secteur électrofaible du modèle standard en utilisant des événements avec deux électrons de charge opposée et de l'énergie transverse manquante. Les événements sont sélectionnés parmi les $9,7\text{fb}^{-1}$ de collisions $p\bar{p}$ enregistrées par le détecteur D0 auprès du collisionneur Tevatron du Fermilab à $\sqrt{s} = 1,96\text{ TeV}$.

La première analyse est la recherche du boson de Higgs se désintégrant en $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$. Pour valider la méthodologie de recherche, la section efficace de production non résonnante de paire de bosons W est mesurée. Dans la recherche du boson de Higgs, aucun excès significatif au-dessus de l'attente pour le bruit de fond n'est observé. Des limites supérieures sur la section efficace de production du boson de Higgs sont donc calculées, dans le cadre du modèle standard, mais aussi dans l'hypothèse d'une quatrième génération de fermions, et dans le contexte de couplages fermiophobiques du boson de Higgs.

Une recherche de couplages de jauge quartiques anormaux entre le photon et le boson W est ensuite présentée, en utilisant la production exclusive de paire de bosons W , permettant un accès à des effets de nouvelle physique. La sélection des événements et les techniques d'analyse utilisées sont essentiellement identiques à celles utilisées pour la première analyse, la recherche du boson de Higgs. Les limites établies sur ce type de couplages anormaux sont les premières au Tevatron et les plus contraignantes à la date de la publication.

Mots clés : Tevatron ; modèle standard (physique nucléaire) ; boson de Higgs ; boson W ; électrons ; couplages de jauge anormaux.

Résumé en anglais

Two physics analyzes are presented in this thesis, both probing the electroweak sector of the Standard Model using events with two oppositely charged electrons and missing transverse energy. The events are selected from the 9.7 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions collected with the D0 detector at the Fermilab Tevatron Collider at $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$.

The first analysis is a search for the Higgs boson in $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$. To validate the search methodology, the non-resonant WW production cross section is measured. In the Higgs boson search, no significant excess above the background expectation is observed. Upper limits on the Higgs boson production cross section are therefore derived, within the Standard Model, but also within a theoretical framework with a fourth generation of fermions, and in the context of fermiophobic Higgs boson couplings.

A search for anomalous quartic gauge couplings between the photon and the W boson is then presented, using exclusive W boson pair production, allowing to probe new physics effects. The selection of the events and the analysis techniques used are mostly identical to those used in the first analysis, the search for the Higgs boson. The limits set on this type of anomalous couplings are the first ones from the Tevatron and the most stringent ones at the time of the publication.