

Université Pierre et Marie Curie
Paris VI

THESE

présentée par

Lars SONNENSCHNEIN

pour obtenir

le diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

Sujet:

La physique du boson de Higgs du modèle standard
auprès de l'expérience DØ

soutenue le 15 Decembre 2006 devant le jury composé de MM.

G. Bernardi

J. Chauveau (rapporteur)

P. Debu (président)

L. Fayard (rapporteur)

Th. Hebbeker

Y. Sirois (rapporteur)

Résumé

Le détecteur de l'expérience DØ, situé sur le collisionneur proton anti-proton Tevatron en phase Run II, est discuté en détail. La performance du collisionneur et du détecteur est montrée. Des recherches du boson de Higgs du modèle standard avec des luminosités intégrées s'étalant entre 260 pb^{-1} et 950 pb^{-1} et leur combinaison sont effectuées. Aucune déviation du bruit de fond du modèle standard n'est observée. Le potentiel de découverte du boson de Higgs au Tevatron est discuté.

Abstract

The detector of the DØ experiment at the proton anti-proton collider Tevatron in Run II is discussed in detail. The performance of the collider and the experiment is presented. Standard model Higgs searches with integrated luminosities between 260 pb^{-1} and 950 pb^{-1} and their combination are performed. No deviation from SM background expectation has been observed. Sensitivity prospects at the Tevatron are shown.

Table des matières

Introduction	1
1 Dispositif expérimental	3
1.1 Le collisionneur Tevatron	3
1.1.1 Création, pré-accélération et récupération des faisceaux	4
1.1.2 Le collisionneur hadronique Tevatron	5
1.2 Le détecteur DØ	6
1.2.1 Détecteur de vertex à micro-piste de silicium	7
1.2.2 Le détecteur de traces à fibres	8
1.2.3 Le détecteur de pied de gerbes	9
1.2.4 Le calorimètre	9
1.2.5 Le système à muons	10
1.3 Le système de déclenchement du détecteur DØ	11
1.3.1 Le système de déclenchement du détecteur à micro-pistes	12
1.3.2 Conclusions	22
1.4 Perspectives	23
2 Le boson de Higgs	25
2.1 Le boson de Higgs du modèle standard	25
2.1.1 Contraintes expérimentales directes	26
2.1.2 Contraintes expérimentales indirectes	28
2.1.3 Le boson de Higgs au Tevatron	29
3 Recherche du boson de Higgs	33
3.1 Techniques et outils d'analyse	33
3.1.1 Reconstruction	33
3.1.2 Simulation	35
3.1.3 Dérivation des limites	35
3.2 Mesure de la production $Z + b/Z + j$	37
3.2.1 Les données et la sélection	37
3.2.2 Les échantillons de la simulation	37
3.2.3 Estimation du bruit de fond	38
3.2.4 Etiquetage de saveur b	38
3.2.5 Le rapport des sections efficaces	38

3.3	La production $Wb\bar{b}$ et $WH \rightarrow \ell\nu + b\bar{b}$	40
3.3.1	Les données et la sélection	40
3.3.2	Les échantillons de la simulation	41
3.3.3	Estimation du bruit de fond instrumental	42
3.3.4	Propriétés de \cancel{E}_T et des jets	43
3.3.5	Etiquetage de saveur b	43
3.3.6	Erreurs systématiques	47
3.3.7	Limites sur la section efficace	47
3.4	La production $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$	50
3.4.1	Les données et la sélection	50
3.4.2	Les échantillons de la simulation	51
3.4.3	Estimation du bruit de fond instrumental	52
3.4.4	Etiquetage de saveur b	52
3.4.5	Limites sur la section efficace	53
3.5	La production $gg \rightarrow H \rightarrow W^{(*)}W$	56
3.5.1	Les données et la sélection	56
3.5.2	Les échantillons de la simulation	58
3.5.3	Estimation du bruit de fond	59
3.5.4	Limites sur la section efficace	59
3.6	La production $WH \rightarrow W^{(*)}WW$	61
3.6.1	Les données et la sélection	61
3.6.2	Les échantillons de la simulation	62
3.6.3	Estimation du bruit de fond	62
3.6.4	Limites sur la section efficace	64
3.7	Combinaison des recherches	66
3.7.1	Calcul des limites	67
3.7.2	Erreurs systématiques	68
3.7.3	Limites	68
	Résumé	73
	Publications post-doctorales	75
	Bibliographie	77
	Remerciements	81

Introduction

L'un des plus grands défis de la physique des hautes énergies est la compréhension de la brisure de la symétrie électro-faible et de l'origine de la masse. Dans le modèle standard l'interaction électro-faible est décrite par une théorie de champs de jauge. La masse des bosons de jauge peut être introduite par le mécanisme de Higgs, tandis que les fermions obtiennent leur masse par l'interaction avec ce champ de Higgs. Il en résulte également l'existence d'une particule scalaire massive, le boson de Higgs. Sa recherche auprès de l'expérience DØ dans différentes analyses est discutée ici.

Le contenu de ce mémoire est structuré selon la séquence suivante:

Dans le premier chapitre le collisionneur Tevatron et le détecteur DØ sont discutés en détail afin de comprendre les aspects expérimentaux qui sont importants pour les analyses de données étudiées plus tard.

Le chapitre 2 passe en revue la théorie du boson de Higgs du modèle standard et les contraintes expérimentales directes établies au collisionneur LEP, comme les contraintes expérimentales indirectes dérivées au LEP, SLD et Tevatron. Les processus de production du boson de Higgs et de ses modes de désintégration au Tevatron sont discutés en détail. Le chapitre se termine par des projections de sensibilité, obtenues pour le boson de Higgs du modèle standard dans le cadre de sa recherche au Tevatron.

Dans le chapitre trois la recherche du boson de Higgs du modèle standard auprès de l'expérience DØ dans tous les canaux d'analyse est présentée. Les techniques et les outils communs à toutes les analyses sont d'abord présentés; on montre ensuite une première analyse qui mesure le rapport de production des processus $\sigma(Z + b)/\sigma(Z + j)$ ce qui est important pour une bonne compréhension des données et de la simulation. Après cette vérification, chaque canal de recherche du boson de Higgs du modèle standard est étudié en détail. Tous ces canaux sont finalement combinés pour dériver une limite d'exclusion.

La convention $\hbar = c = 1$, généralement utilisée en physique des particules élémentaires, est adoptée dans l'intégralité de cet ouvrage.

1

Dispositif expérimental

L'expérience DØ est située auprès du collisionneur Tevatron qui se trouve au laboratoire national Fermi (FNAL) [1], près de Chicago. Pour le démarrage du Run II du Tevatron le détecteur DØ a amélioré son système de mesure de traces centrales. C'est un système cylindrique autour du faisceau à l'intérieur d'un solénoïde qui délivre un champ magnétique de 2 T entre le détecteur à traces et le calorimètre [2] [3]. Le système d'acquisition des données et l'électronique de lecture du calorimètre ont dû être remplacés suite à la réduction de l'intervalle de temps entre les croisements des paquets de protons et d'antiprotons au Tevatron.

1.1 *Le collisionneur Tevatron*

Les deux expériences DØ et CDF ont accumulé une luminosité intégrée d'environ 120 pb^{-1} dans la première phase de prise de données, appelée Run I (voir tabl. 1.1). Cette phase s'est vue marquée par la découverte du sixième quark, le quark top. Le système d'accélération et les détecteurs ont ensuite été améliorés, de 1996 à 2001. De mars 2001 jusqu'à juin 2006 le Tevatron est entré dans une seconde phase de prise de données, appelée Run IIa pendant laquelle une luminosité intégrée d'environ 1 fb^{-1} a été accumulée. C'est la phase

Paramètre	Configuration du Tevatron		
	Run I	Run II	
		Run IIa	Run IIb
L'ère	1989 - 1996	2001 - 2006	2006 - 2009
Temps d'interaction	$3.5 \mu\text{s}$	396 ns	
Energie faisceaux [GeV]	900×900	980×980	
Nombre de paquets	6×6	36×36	
Luminosité max. [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$16 \cdot 10^{30}$	$100 \cdot 10^{30}$	$200 - 400 \cdot 10^{30}$
Luminosité intégrée	120 pb^{-1}	1 fb^{-1}	$4-9 \text{ fb}^{-1}$

Tableau 1.1: Comparaison de quelques paramètres du collisionneur Tevatron dans les différentes configurations.

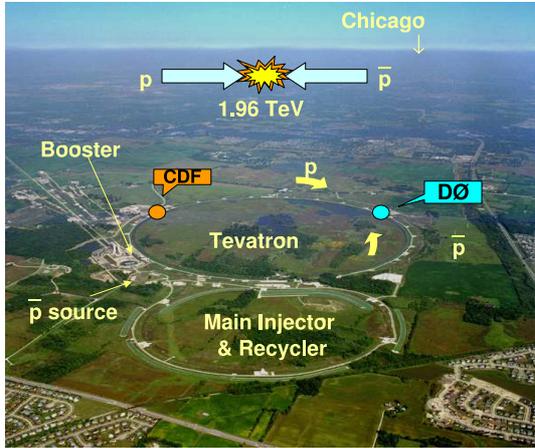


Figure 1.1: Le collisionneur Tevatron où des collisions proton-antiproton se produisent à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. En dessous le tunnel qui contient les deux anneaux de l'injecteur principal [5] et du recycleur des anti-protons est visible. Les deux expériences DØ et CDF situées aux deux points d'interaction du Tevatron sont également indiquées. Vue de dessus, les protons circulent dans le sens horaire et les anti-protons dans le sens anti-horaire.

à laquelle correspondent les analyses de données présentées ici. Pour la prochaine phase, le Run IIb, qui a commencé en été 2006, les détecteurs ont subi de nouvelles améliorations, notamment pour DØ l'installation d'une couche 0 du système de vertex à micro-pistes.

1.1.1 Création, pré-accélération et récupération des faisceaux

Des protons libres sont produits en ionisant des atomes d'hydrogène dans le champ électrostatique d'une cavité. Ils sont guidés par un champ électromagnétique sur une plaque de césium d'où ils arrachent deux électrons pour être expulsés en tant qu'ions H^- . Ces ions sont accélérés à l'aide d'un Cockcroft-Walton à une énergie de 0.75 MeV pour être injectés dans un accélérateur linéaire (Linac) de 150 m où ils acquièrent une énergie de 400 MeV. Les électrons des ions H^- sont enlevés par une feuille de carbone et les protons libres entrent dans un petit synchrotron, appelé Booster, où ils sont accélérés à une énergie de 8 GeV. D'ici les protons sont injectés dans l'injecteur principal (Main Injector) qui avec le recycleur [4] constitue une amélioration essentielle pour le Run II. L'injecteur principal est un anneau d'environ 1 km de diamètre touchant le Tevatron tangentiellement comme montré sur la figure 1.1. L'injecteur principal accélère les protons jusqu'à 150 GeV et regroupe le faisceau en paquets. Pour la production des antiprotons il accélère aussi des protons à une énergie de 120 GeV et les regroupe également en paquets [5]. Le faisceau de protons de 120 GeV de l'injecteur principal est envoyé sur une cible de nickel d'une épaisseur de 2 cm, ce qui entraîne la production des antiprotons. A l'aide d'une lentille magnétique qui focalise les particules secondaires et d'un aimant dipolaire qui sépare les antiprotons des autres particules on obtient un faisceau de paquets d'antiprotons d'une énergie de 8 GeV. Ce faisceau est envoyé dans le "débuncheur", qui augmente la densité des antiprotons dans les paquets et réduit la dispersion en énergie et direction des particules du faisceau. Le faisceau d'antiprotons subit ensuite un refroidissement stochastique

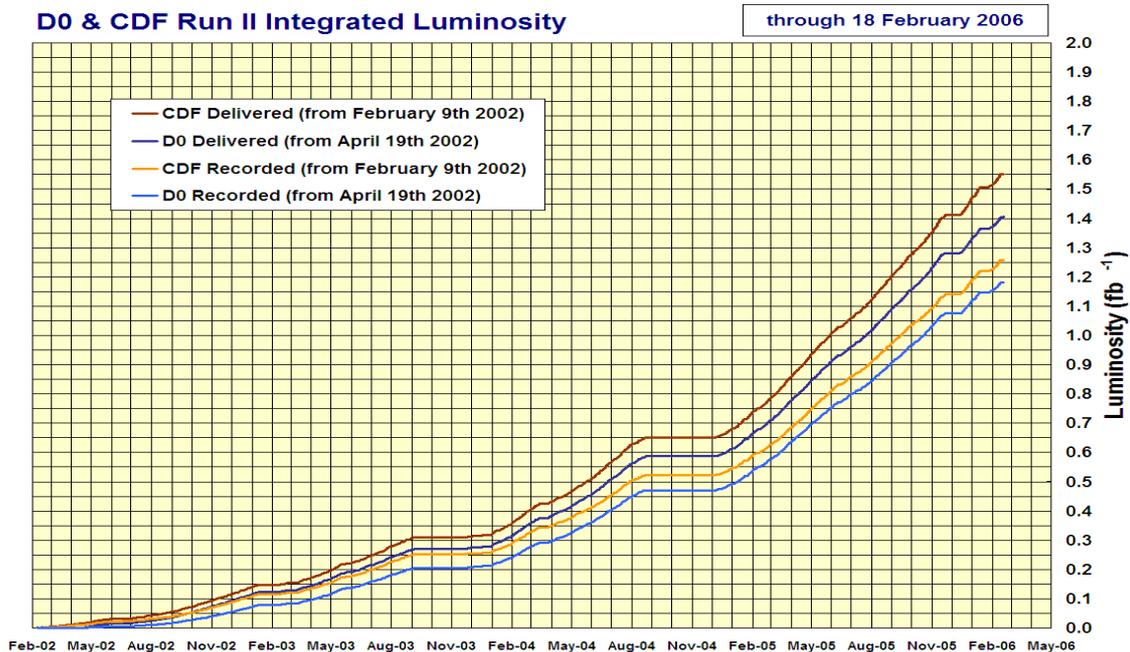


Figure 1.2: Performance du collisionneur Tevatron en fonction du temps. Les luminosités intégrées délivrées et enregistrées sont indiquées pour les deux expériences DØ et CDF. De haut en bas, l'ordre des graphes est le même que dans la légende.

[6] et est envoyé dans l'accumulateur qui récupère également le faisceau de 8 GeV issu du débuncheur. Après l'étape du regroupement, le faisceau est transféré à l'injecteur principal afin d'être accéléré et finalement injecté dans le Tevatron.

1.1.2 Le collisionneur hadronique Tevatron

Après leur création et leur accélération, les faisceaux sont injectés dans l'anneau de collision, appelé Tevatron [8]. Il s'agit d'un synchrotron supraconducteur d'une circonférence de 6.28 km. Il permet d'accélérer des faisceaux de protons et d'antiprotons d'une énergie initiale de 150 GeV en provenance de l'injecteur principal jusqu'à l'énergie finale de 980 GeV prévue pour les collisions. Une fois arrivés à cette énergie on fait se croiser les faisceaux pour créer des collisions en deux points d'interaction au centre des détecteurs DØ et CDF. Le Tevatron est muni de 772 dipôles supraconducteurs dans les sections courbes, 180 quadrupôles supraconducteurs dans les sections droites et huit cavités pour l'accélération. Comme mentionné dans le tableau 1.1 un faisceau contient 36 paquets de protons et l'autre 36 paquets d'antiprotons. Les paquets sont répartis en trois "super-paquets" de douze paquets. Les paquets sont séparés de 396 ns et les "super-paquets" sont écartés de 2.6 μs . Les deux faisceaux circulent en sens inverse, les protons dans le sens des aiguilles d'une montre en vue de dessus. Les événements de collisions sont donc détectés par les expériences DØ et CDF. La figure 1.2 montre les luminosités intégrées délivrées par le Tevatron et enregistrées par les expériences DØ et CDF.

1.2 Le détecteur $D\emptyset$

Comme le collisionneur Tevatron les détecteurs $D\emptyset$ et CDF ont reçu des améliorations substantielles pour le Run II, surtout $D\emptyset$ qui a fonctionné sans aimant solénoïdal au Run I. La couverture du système à muons a été agrandie, un détecteur à micro-pistes et son système de déclenchement, un détecteur à fibres central, des détecteurs de pied de gerbes et un solénoïde délivrant un champ magnétique de 2 T ont été ajoutés [2] [3]. La réduction du temps entre les collisions au Tevatron a nécessairement entraîné le remplacement complet du système d'acquisition de données du détecteur, électronique de lecture du calorimètre incluse.

Les repères (x, y, z) et (r, θ, ϕ) qui décrivent parallèlement la géométrie et l'orientation du détecteur par rapport au collisionneur sont définis comme suit: l'axe z est parallèle aux faisceaux, le sens positif étant donné par le sens de circulation des protons. L'axe x

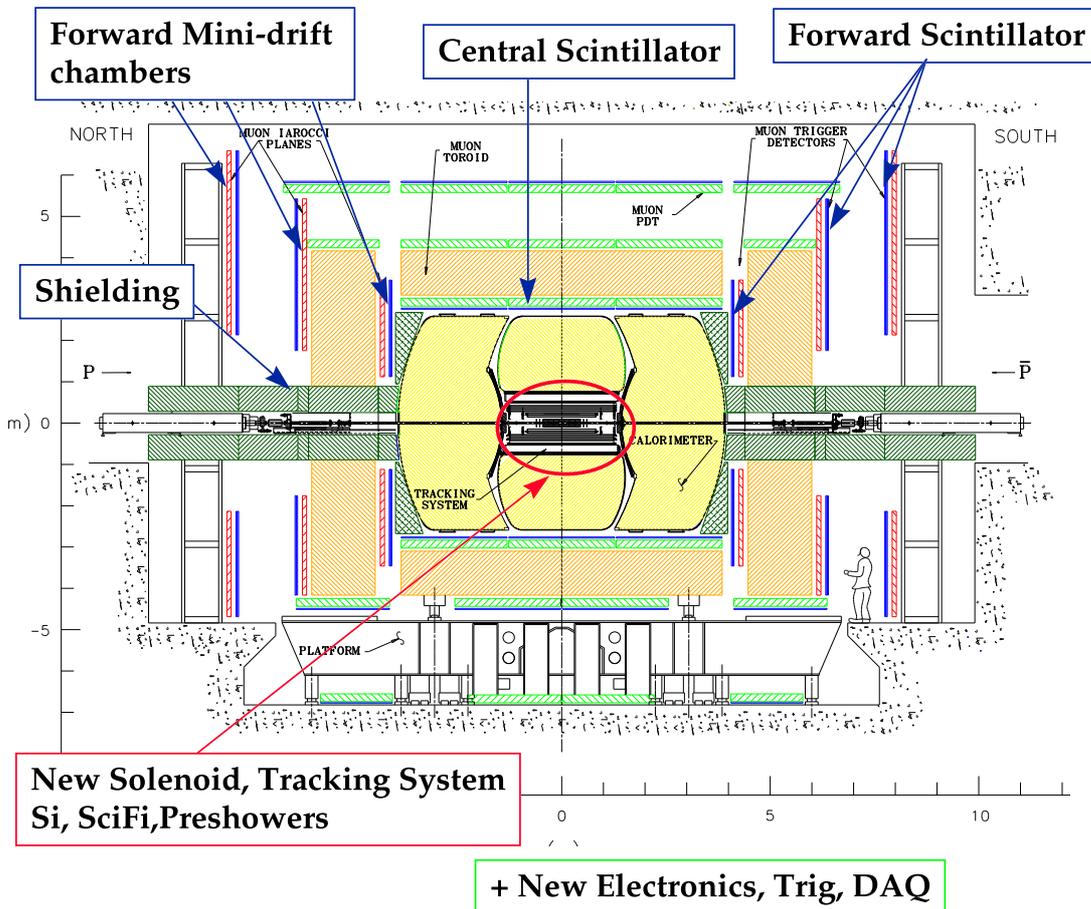


Figure 1.3: Coupe longitudinale du détecteur $D\emptyset$ dans sa configuration Run II incluant le système à traces et le solénoïde placés concentriquement autour du tube à vide avant le calorimètre.

pointe vers le centre du Tevatron et l'axe y est dirigé vers le ciel. L'origine est le point d'interaction nominal au centre du détecteur. Les coordonnées sphériques sont donnés par le rayon r , l'angle polaire θ et l'angle azimutal ϕ autour de l'axe z . Comme le centre de masse partonique est en général "boosté" dans la direction z par rapport au centre de masse hadronique (centre du laboratoire) on définit la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (1.1)$$

qui dans la limite des masses négligeables tend vers la pseudo-rapidité

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.2)$$

qui peut s'exprimer en fonction de l'angle azimutal θ . Le détecteur est positionné de façon concentrique autour du tube à vide dans lequel les faisceaux circulent et produisent des collisions contrôlées près du point d'interaction nominal. La figure 1.3 montre le détecteur DØ en coupe longitudinale.

1.2.1 Détecteur de vertex à micro-piste de silicium

Au plus près du tube à vide se trouve un détecteur de vertex à micro-pistes de silicium (SMT¹). Sa tâche est de mesurer dans le champ magnétique du solénoïde de 2 T des traces de particules chargées afin d'en déduire leur trajectoire ainsi que l'impulsion. Il s'étend sur une longueur totale en z de 64 cm et est composé d'une partie centrale ($|\eta| < 1.5$) prolongée de deux parties frontales ($|\eta| < 3$). La partie centrale contient six tonneaux placés de façon concentrique autour du tube à vide et douze disque F perpendiculaires aux faisceaux. Les parties frontales sont composées de quatre disques H orientés comme les disques F. Chaque tonneau contient 72 modules disposés en quatre couches de rayon 2.7, 4.5, 6.6 et 9.5 cm. Les pistes à silicium des modules de tonneaux possèdent trois orientations différentes: longitudinale (parallèle à l'axe z), 90° stéréo (perpendiculaire aux pistes

¹Silicon Microstrip Tracker

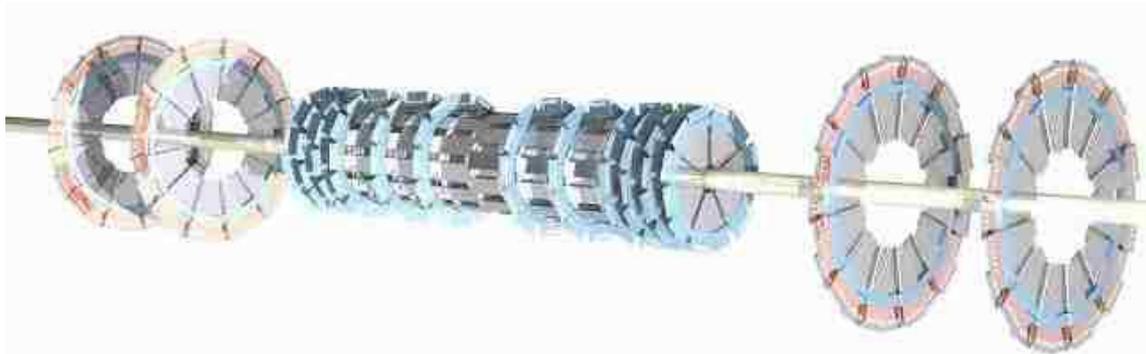


Figure 1.4: Le détecteur à micro-pistes de silicium. Au centre il y a six tonneaux encadrés par les disques F. Aux extrémités le détecteur se termine avec les disques H.

longitudinales) et 2° stéréo (par rapport à l'axe z). Les pistes longitudinales sont conçues pour la détermination du paramètre d'impact transverse, dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. En exploitant également l'information des pistes stéréos le paramètre d'impact peut être reconstruit en trois dimensions. Les disques F sont découpés en douze sections. Les pistes des sections adjacentes forment un angle azimutal de 30° . Les disques H sont découpés en 24 sections avec un angle azimutal de 15° entre les pistes des sections adjacentes. L'ensemble du détecteur permet d'atteindre une résolution transversale sur le paramètre d'impact de $10 \mu\text{m}$ et une résolution longitudinale de $40 \mu\text{m}$. Afin de limiter le vieillissement des pistes dû aux radiations, le détecteur fonctionne à une température de -5°C grâce à un mélange d'eau-glycol. La figure 1.4 montre le détecteur à micro-pistes de silicium autour du tube à vide en perspective.

En plus de cette configuration qui est importante pour les analyses discutées plus tard, une couche appelée "Layer Zero" a été récemment - durant l'arrêt prévu pour la mise en place des améliorations entrant dans la transition du Run IIa au Run IIb - introduite entre le tube à vide et le détecteur à micro-pistes de silicium. Elle complète les tonneaux avec une couche de modules dont les pistes sont orientées longitudinalement seulement. Les modules de cet ajout se trouve d'un rayon de 1.6 cm. Sa plus importante caractéristique est son rapport signal sur bruit de fond d'un facteur 16.

1.2.2 Le détecteur de traces à fibres

Le détecteur de traces à fibres (CFT²) est placé autour du détecteur à micro-pistes de silicium. Il est conçu pour la reconstruction des traces de particules chargées et la mesure de leur impulsion. Il comprend huit cylindres à fibres de rayon compris entre 20 et 52 cm et couvre l'intervalle de pseudorapacité $|\eta| < 2$, avec une résolution dans le plan (r, ϕ) de $100 \mu\text{m}$. Chaque cylindre est composé de deux couches de fibres, une orientée axialement et une orientée dans un angle stereo de trois degrés par rapport à l'autre couche. Chaque couche comprend deux sous-couches de fibres décalées. Les fibres ont un diamètre de $835 \mu\text{m}$. Les particules chargées qui traversent les fibres scintillantes déposent de l'énergie par ionisation. L'extrémité des fibres est couplée à des fibres guides d'onde qui transportent la lumière de scintillation jusqu'au système de lecture. L'autre extrémité des fibres est couverte par un miroir avec un coefficient de réflexion élevé (85-90% à 530 nm). Le système de lecture est composé de photodétecteurs à avalanche (VLPC³) qui convertissent la lumière en signal électrique avec une réponse très rapide, un rendement quantique de 75 % et un gain élevé à basse température (9 K). Le seuil de détection des photodétecteurs à avalanche est d'un photoélectron, ce qui se traduit en une efficacité par fibre de 98%. La figure 1.5 montre le détecteur de traces à fibres en coupe longitudinale.

²Central Fiber Tracker

³Visible Light Photon Counter

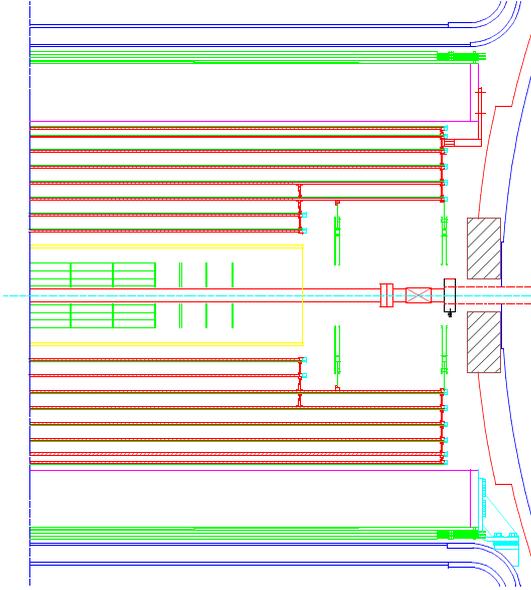


Figure 1.5: Le détecteur de traces à fibres en coupe longitudinale (en rouge). Il est aligné cylindrique autour du détecteur à micro-pistes de silicium au centre (en vert) et s'étend jusqu'au solénoïde (en violet). Il comprend huit cylindres à fibres aligné concentrique autour du tube à vide.

La résolution nominale de la reconstruction de l'impulsion des particules chargées à l'aide de l'ensemble du détecteur à micro-piste de silicium et du détecteur de traces à fibres est de

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 0.015 \oplus 0.0014 \cdot p_T \quad (1.3)$$

1.2.3 Le détecteur de pied de gerbes

Des détecteurs de pied de gerbes sont montés sur le rayon intérieur du solénoïde couvrant des pseudorapidités centrales de $|\eta| < 1.2$ et sur les cryostats des parties frontales du calorimètre, couvrant des pseudorapidités de $1.4 < |\eta| < 2.5$. Ils sont composés de pré-radiateurs en plomb et de trois couches de pistes scintillantes avec des orientations longitudinales et stéréo de 23° . L'ensemble des détecteurs de pied de gerbes sert à améliorer la mesure calorimétrique des électrons de faible énergie (l'amélioration nominale des électrons de 2 GeV se situe entre 13 et 18 %).

1.2.4 Le calorimètre

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à argon liquide. Il est divisé en un cryostat central d'une couverture en pseudorapidité $|\eta| < 1$, et deux cryostats frontaux qui s'étendent jusqu'à une pseudorapidité $|\eta| < 4$. A faible rayon on trouve les sections électromagnétiques (EM) qui utilisent de l'uranium appauvri comme absorbeur, ce qui permet une quasi-compensation pour la partie de l'énergie non reconstruite des objets incidents. Sur les quatre couches électromagnétiques les deux plus intérieures ainsi que la plus extérieure possèdent une granularité de 0.1×0.1 dans l'espace formé par la pseudorapidité et l'angle azimutal (η, ϕ) . Les premiers 32 modules en z de la troisième couche ont une granularité plus fine de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$.

Paramètre	Partie du calorimètre			
	Central		Frontal	
	Electrons	Pions	Electrons	Pions
S [%]	14.8	47.0	15.7	44.6
N [%]	29	97.5	29.0	97.5
C [%]	0.3	4.5	4.5	3.9

Tableau 1.2: Valeurs des paramètres S , N et C , avec S et N obtenues à partir de tests en faisceau [7].

Si l'on se déplace ensuite vers des rayons plus importants, on trouve les sections hadroniques fines (FH) composées d'un alliage d'uranium-niobium, suivi par les sections hadroniques "grossières" (CH) dont l'absorbeur est composé de cuivre ou d'inox. La granularité est la même que celle du calorimètre électromagnétique, ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$). Au total le calorimètre contient 48000 cellules. L'épaisseur de la section électromagnétique correspond à 21 longueurs de radiation et l'épaisseur de l'ensemble de toutes les sections correspond à 7-9 longueurs d'interaction. La résolution en énergie des électrons ou des pions peut se représenter sous la forme générale:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \oplus C \quad (1.4)$$

où S est le terme d'échantillonnage (sampling), qui fournit une mesure des fluctuations statistique sur le nombre de charges collectées. N est le terme de bruit lié à l'électronique et à la désintégration des atomes d'uranium. Le terme constant C provient des erreurs sur la calibration, des défauts mécaniques et des variations d'épaisseur des milieux actifs et absorbants. Le tableau 1.2 donne les valeurs des différents termes pour des électrons et des pions traversant le calorimètre de $D\phi$ selon la zone frontale ou centrale du calorimètre.

1.2.5 Le système à muons

Le système à muons a la forme d'un parallélépipède qui entoure le calorimètre et est composé de deux parties, l'une centrale qui couvre la région des grands angles polaires (WAMUS⁴) et l'autre frontale (FAMUS⁵) qui complète la couverture jusqu'à $|\eta| = 2$. La partie centrale est munie d'un toroïde de fer qui sépare des chambres à muon. Le WAMUS est composé de trois couches de chambres à dérive (PDT⁶), dont une à l'intérieur du toroïde et deux à l'extérieur. 55 % de la région centrale est couverte par les trois couches de détecteur; 90 % est couverte par au moins deux couches. La position de l'impact de la trace d'un muon est reconstruite avec une précision de 375 μm . La couche extérieure des

⁴Wide Angle MUon Spectromètre

⁵Forward Angle MUon Spectromètre

⁶Photo Drift Tubes

chambres à muon est entourée de scintillateurs à réponse rapide (500 ns), utilisés pour rejeter le bruit de fond cosmique à l'aide de coïncidences temporelles avec le temps de croisement. La partie FAMUS du système à muons est munie de mini-chambres à dérive (MDT⁷) dans lesquelles le temps de dérive est fortement réduit par rapport aux chambres à dérive PDT. Trois couches de cette partie du système de détecteur sont munies de scintillateurs, utilisés pour le déclenchement.

1.3 Le système de déclenchement du détecteur $D\emptyset$

Le système de déclenchement du détecteur $D\emptyset$ comporte trois niveaux (L1,L2,L3) comme indiqué sur la figure 1.6. C'est un système électronique complexe crucial pour la prise de données, qui sélectionne les événements intéressants. Les collisions se produisent à la fréquence de 2.5 MHz et la plupart sont des événements multi-jets (QCD) de basse énergie ou des événements dus au bruit de fond de la machine. Il est impossible d'enregistrer tous les événements à une si haute fréquence et le système de déclenchement réduit donc la bande passante en sélectionnant des événements intéressants dont la signature physique est rare.

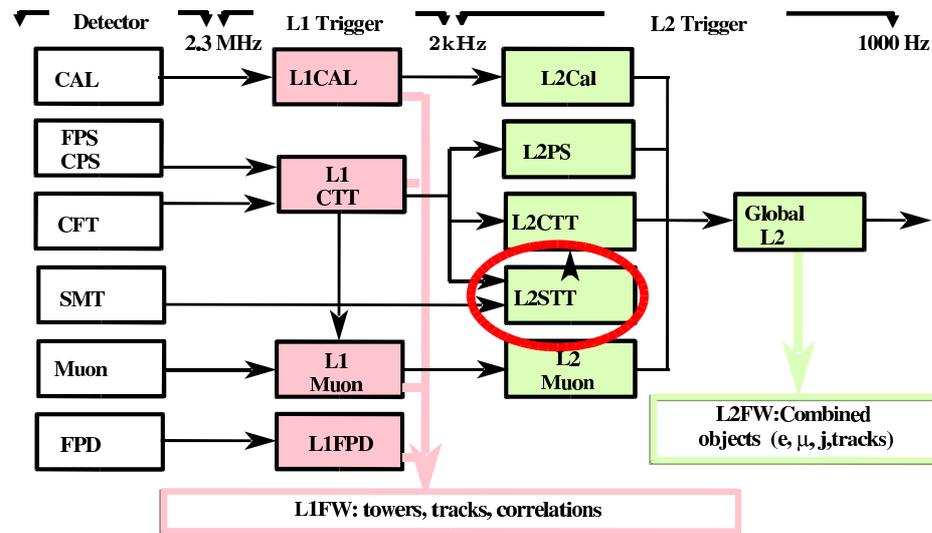


Figure 1.6: Schéma global du système de déclenchement du détecteur $D\emptyset$. A gauche on aperçoit les différents sous-détecteurs qui transmettent leurs données au niveau 1 (L1) du système de déclenchement, suivi du niveau 2 (L2) qui opère à des fréquences moins élevées. Le sous système de déclenchement au niveau 2 contient le système de déclenchement du détecteur à micro-pistes (L2STT) détaillé dans ces pages. Le niveau 3 (L3) qui vient ensuite s'exécute sur une ferme d'ordinateurs.

⁷Mini Drift Tube

Le déclenchement au niveau 1 (L1) [9] est basé sur une électronique câblée, car une grande vitesse est nécessaire pour traiter des événements à une fréquence rapide de 2 kHz. Les informations des différents sous-détecteurs sont traitées séparément à cause de cette fréquence élevée. Le détecteur à micro-pistes de silicium ne fait pas partie du niveau 1 du déclenchement car la reconstruction des traces est trop lente pour être exploitée ici.

Le niveau 2 (L2) [10] du système de déclenchement est conçu pour formuler une décision plus spécifique sur des événements déjà acceptés par le niveau 1. Il est basé sur des algorithmes qui peuvent être reprogrammés au besoin, ce qui donne une bonne flexibilité. Le temps utilisé par le niveau 2 est de 100 μ s en moyenne. Cet intervalle de temps est exploité pour combiner les informations des différents sous-détecteurs comprenant le détecteur à micro-piste de silicium. Le taux de décision est de 800 Hz.

Au niveau 3 (L3) [11], on effectue une reconstruction partielle des événements acceptés par le niveau 2. Contrairement aux deux premiers niveaux (L1 et L2), qui utilisent un support électronique, le niveau 3 utilise un réseau d'ordinateurs pour reconstruire les événements. Les algorithmes sont plus complexes que ceux employés par les niveaux inférieurs et relativement proches de ceux utilisés pour la reconstruction hors-ligne, où il n'y a pas de contraintes de temps. Le taux de décision est de 50 Hz.

1.3.1 Le système de déclenchement du détecteur à micro-pistes

Pendant mes études post-doctorales à l'université de Boston auprès de l'expérience DØ, j'étais impliqué dans le projet du système de déclenchement du détecteur à micro-pistes au niveau 2 (L2STT⁸) [12] [13] avec les doctorants Kevin Black, Amitabha Das et Sarosh Fatakia. Le système sélectionne les événements sur le paramètre d'impact des traces reconstruites en exploitant les informations du détecteur à micro-pistes de silicium qui possède une résolution spatiale et une résolution d'impulsion améliorée par rapport au détecteur de traces à fibres qui fait partie du niveau 1 du système de déclenchement. Le STT est composé de cartes mères VME; la plupart de la logique est implémentée dans des processeurs programmables. Une carte mère commune pour tous les sous-systèmes décrits ci-dessous fournit l'infrastructure d'entrée/sortie des données. Les cartes mères sont conçues pour trois types de cartes filles. Ces cartes filles ont pour tâche l'identification des "routes" (volume cylindrique autour des traces de particules dans le CFT) du système de déclenchement du détecteur de traces à fibres au niveau 1 (L1CTT⁹), de trouver des amas ("clusters") dans le détecteur à micro-pistes de silicium qui font partie de la "route" et de la reconstruction des traces. Les paramètres d'impact sont fournis au système de déclenchement en moins de 40 μ s.

Dans l'environnement de haute luminosité présent au Tevatron il est obligatoire de réduire fortement les événements produits pour rejeter les collisions insignifiantes et maintenir simultanément une efficacité maximale pour les événements prometteurs pour la physique que l'on veut étudier. Il faut donc un système de déclenchement suffisamment rapide pour accommoder le temps de croisement des paquets des deux faisceaux du Tevatron,

⁸Level 2 Silicon Track Trigger

⁹Level 1 Central Track Trigger

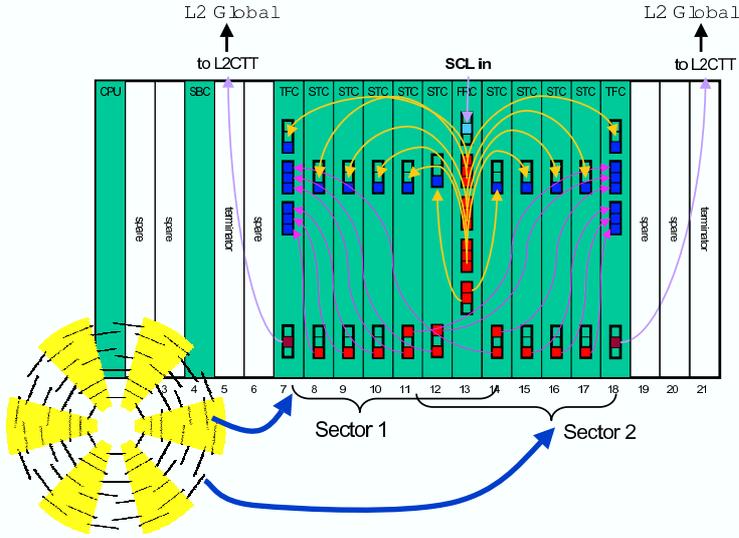


Figure 1.7: Une unité électronique du STT couvrant 60° en angle azimutal du détecteur à micro-pistes. Un tonneau du détecteur à micro-pistes dont les informations sont transmises au STT est montré en coupe transversale, avec la séparation en secteurs de 30° . Chaque unité du STT traite ainsi deux secteurs voisins.

qui est de 396 ns. En même temps il faut veiller à minimiser le temps mort du système.

Le sous-système de déclenchement du détecteur à micro-pistes de silicium au niveau 2 est capable de sélectionner des événements qui contiennent des traces avec un paramètre d'impact élevé. Ces traces peuvent être exploitées pour étiqueter la désintégration des particules à temps de vie long comme des hadrons du type B ou des leptons du type τ . La présence d'un quark de saveur b est une signature de la désintégration du boson de Higgs et du quark top. Des échantillons de bosons Z se désintégrant en une paire de quark $b\bar{b}$ peuvent être enrichis pour améliorer la statistique dans la calibration des jets de saveur lourde.

Le STT est une composante du niveau 2 du système de déclenchement. Il consiste en un réseau de pré-processeurs dont l'un est présenté sur la figure 1.7 et en un processeur global comme montré sur la figure 1.6. Le processeur global reçoit les informations de tous les pré-processeurs et prend la décision. Chaque composant important du détecteur DØ a un pré-processeur correspondant au niveau 2. Le pré-processeur du détecteur à micro-pistes est la partie essentielle du STT. Ces pré-processeurs envoient leurs données au niveau 3 du système de déclenchement qui est en fait une ferme d'ordinateurs qui applique des algorithmes plus sophistiqués sur les événements. Pour maintenir le temps mort en-dessous de 5 %, le temps de décision au niveau 2 doit être inférieur à $100 \mu s$, dont environ $50 \mu s$ sont réservées pour les pré-processeurs et $50 \mu s$ pour la prise de décision par le processeur global.

Le STT utilise l'information des six tonneaux cylindriques; la coupe transversale de l'un d'entre eux est montré sur la figure 1.7. Ces tonneaux comprennent des détecteurs à silicium rectangulaires, arrangés en quatre couches concentriques. Tous les détecteurs qui sont alignés axialement (parallèlement au tube à vide) ont un pas (distance transversale entre deux pistes augmentée par l'épaisseur transversale d'une piste) de $50 \mu m$. Les détecteurs des deux côtés ont en plus des pistes stéréo avec des pas différents entre

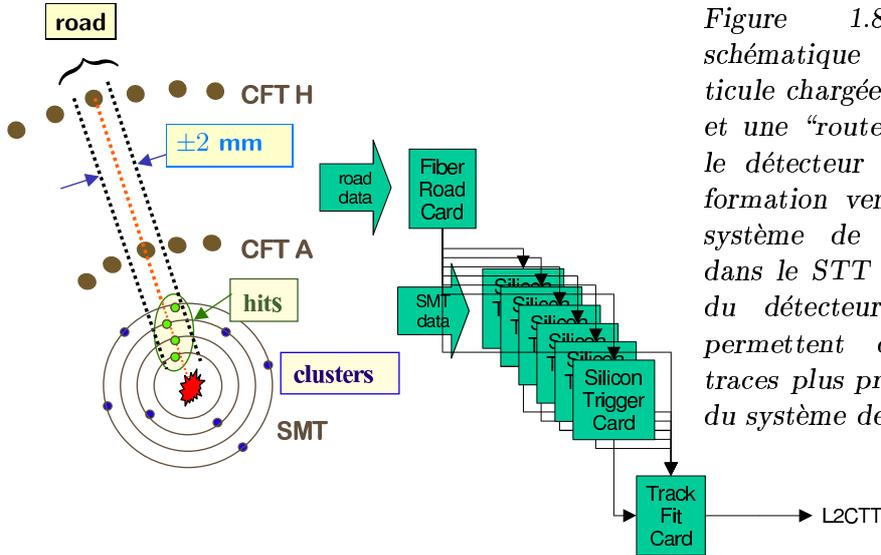


Figure 1.8: Fonctionnement schématique du STT. Une particule chargée traverse le détecteur et une “route” est construite dans le détecteur de traces. Cette information venant du niveau 1 du système de déclenchement entre dans le STT avec les informations du détecteur à micro-piste qui permettent de reconstruire des traces plus précises dès le niveau 2 du système de déclenchement.

60 et 150 μm , orientées à 2 ou à 90° par rapport aux détecteurs axiaux. Le STT traite les détecteurs des tonneaux séparément en six secteurs de 60° azimutaux chacun. Comme la plupart des traces transversales à grande impulsion font partie du même secteur dans chacune des quatre couches du détecteur à micro-pistes de silicium, chaque secteur de 60° peut être considéré comme indépendant au niveau du STT avec des pertes négligeables.

Le détecteur de traces à fibres envoie une liste de 48 traces au maximum via le niveau 1 du système de déclenchement L1CTT à chaque secteur du STT pour chaque événement. A cause de la courbure des traces et du paramètre d’impact ces traces peuvent provenir d’un secteur d’angle azimutal d’environ 80°, centré sur le secteur de 60° du détecteur à micro-pistes.

L’information brute des coups (“hits”) du SMT est exploitée dans le STT pour former des amas. Comme indiqué en la figure 1.8, une “route” de ± 1 mm est définie autour de chaque trace trouvée par le L1CTT. Cette “route” reconstruite dans le volume du détecteur de traces à fibres est propagée dans le volume du détecteur à micro-pistes. Des amas axiaux à l’intérieur d’une “route” sont sélectionnés et utilisés pour l’ajustement des traces. Les amas des détecteurs à micro-pistes stéréo sont sauvegardés afin d’être lus au niveau 3 du système de déclenchement. L’ajustement des traces dans le STT utilise en plus des amas à silicium, les coups de la couche intérieure et extérieure du détecteur de traces à fibres. Pour que l’événement soit éligible à la reconstruction d’une trace, il faut trouver des amas dans au moins trois des quatre couches du détecteur à micro-pistes. Les paramètres de la reconstruction des traces sont fournis pour chaque “route” et transmis au préprocesseur L2CTT et au niveau 3 global.

Architecture du STT

Le STT emploie une électronique numérique rapide basée sur des cartes mères VME comprenant des processeurs programmables. Ces cartes mères sont situées dans six châssis,

chaque traitant un secteur de 60° azimutaux du détecteur à micro-pistes de silicium. Chaque châssis contient une unité comme illustré en la figure 1.7. Chaque unité comprend une carte contrôleur, une carte de “routes à fibres”, neuf cartes de déclenchement et deux cartes de reconstruction de traces. Toutes ces cartes partagent les mêmes interfaces internes et externes. Chaque carte fille comprend une logique spécifique et utilise une des cartes mères qui sont identiques. Les cartes communiquent entre elles via des connexions point à point. L’information de contrôle est communiquée via des connecteurs de signaux dédiés au fond de panneau des châssis.

Contrôleur du châssis: Le châssis VME est contrôlé par une carte Motorola MVME2302 équipée d’un processeur Power PC cadencé à 200 MHz. Le contrôleur initialise les autres cartes après la mise sous tension. Toutes les informations nécessaires au fonctionnement des diverses cartes insérées dans le châssis sont fournies par le contrôleur. Celui-ci collecte également des informations pour vérifier l’état du système.

La carte mère: La carte mère du STT est une carte 9U×400 mm compatible VME64x [14] qui comprend trois bus PCI [15] cadencés à 33 MHz pour la communication entre la logique d’une carte fille, l’entrée sortie des données communes et leur mémorisation temporaire. La carte mère est munie de connecteurs VIPA [16] standard P0, P1 et P2. On trouve également un connecteur J3/P3 sur le fond de panneau du châssis qui permet la lecture du détecteur à micro-pistes.

La logique propre à chaque type de carte fille est localisée sur chacune dans des cartes PCI (PMC¹⁰) [17], décrites en détail dans les paragraphes suivants. Les trois bus PCI connectent les cartes filles au bus du fond de panneau des châssis et aux interfaces d’entrée/sortie. Des signaux basse tension (LVDS¹¹) sont transmis et réceptionnés via ces interfaces. Des cartes mezzanines LVDS sont groupées en émetteurs et récepteurs sur deux bus PCI 32 bits d’une vitesse de transfert de 26.5 MHz. Elles sont conformes au standard PC-MIP¹² [18]. Six cartes mezzanines peuvent être insérées sur une carte mère selon les besoins de la carte fille.

Le bus VME est utilisé pour la lecture du niveau L3 du système de déclenchement. Les données produites par les cartes filles, qui ont pour destination le niveau L3, sont temporairement stockées dans des mémoires FIFO¹³ qui se trouvent sur les cartes filles, puis transmises via le bus PCI 3 vers une mémoire double-port sur la carte mère. Une carte standard du Fermilab dans chaque châssis avec un pilote de mémoire VBD¹⁴ est chargée de la transmission des données de la carte mère au niveau L3.

Le bus VME est également utilisé pour l’initialisation et la vérification du système. Un circuit intégré Universe II [19] se charge de la liaison entre le bus VME et les trois bus PCI de la carte mère.

¹⁰PCI bus Mezzanine Card

¹¹Low Voltage Digital Signal

¹²PCI Modules Industry Packs

¹³First In First Out

¹⁴bf VME Buffer Driver

La carte de routes à fibres: La carte de “routes” à fibres (FRC¹⁵) est composée de quatre éléments fonctionnels implémentés dans trois circuits intégrés de type Altera FLEX10K qui sont programmables (FPGA¹⁶) [20]. Les circuits intégrés comprennent un récepteur des informations de déclenchement, un récepteur des “routes” à fibres, un élément changeant de format des données du système de déclenchement et des “routes” afin qu’elles puissent être traitées par la carte et un gestionnaire de mémoire.

Le récepteur d’informations de déclenchement reçoit des signaux du système de déclenchement via une carte spéciale insérée sur la carte mère. C’est la carte mezzanine réceptrice de liens série de commande (SCL¹⁷) [21] qui fournit l’information sur l’horloge du système de déclenchement. Cette information est utilisée par toutes les cartes du châssis. La carte réceptrice SCL est conforme aux standards de DØ et au standard PC-MIP. Un ensemble de connecteurs séparés assure la compatibilité avec celui-ci. L’information du système de déclenchement est disponible sous la forme de 128 bits sur deux connecteurs 64 bits (J1 et J2 sur la carte réceptrice SCL). La carte de “routes” à fibres transmet tous les signaux de contrôle à d’autres cartes via le bus local par le connecteur J3 du fond de panneau. La carte réceptrice renvoie également des informations d’état au système de déclenchement.

Le récepteur de “routes” reçoit les informations des traces du niveau 1 du système de déclenchement L1CTT par une fibre optique grâce au protocole G-Link de HP. Les données sont reçues par un module arrière de transition (VTM¹⁸) [22]. Ces modules acceptent les données des cartes mémoire standard de Fermilab (VRB¹⁹) [23] qui reçoivent directement les données du détecteur de traces à fibres. Ce sont ces traces qui sont utilisées pour définir les “routes”, propagées dans le volume du détecteur à micro-pistes pour sélectionner les amas.

L’élément formattant des données du système de déclenchement et des “routes” combine l’information des “routes” avec les données appropriées de la carte réceptrice SCL, elles-mêmes provenant du système de déclenchement. Les données sont transmises par des liens LVDS aux autres cartes du STT. La logique du transformateur de format est combinée avec celle du récepteur de “routes” et implémentée dans un circuit intégré Altera FLEX10K50 FPGA.

Le gestionnaire de mémoire tampon se charge du stockage temporaire des données et de leur transmission au niveau 3 du système de déclenchement. Chaque événement accepté par le niveau 1 est mémorisé sur toutes les cartes individuelles du STT. Le gestionnaire décide également si un événement est transmis au niveau 3, en se basant sur l’information déterminée au niveau 2. Le gestionnaire de mémoire tampon communique avec des mémoires locales sur la carte mère par le connecteur J3 du fond de panneau.

¹⁵Fiber Road Card

¹⁶Field Programmable Gate Array

¹⁷Serial Command Link receiver mezzanine card

¹⁸VRB Transition Module

¹⁹VME Readout Buffer

La carte de déclenchement: La carte de déclenchement (STC²⁰) reçoit les données brutes du détecteur à micro-pistes par les modules VTМ. Chaque module est connecté à quatre fibres, chacune transmettant l'information de deux canaux de lecture du détecteur à micro-pistes. Chaque canal correspond à un détecteur. Neuf de ces cartes sont nécessaires pour traiter les données d'un secteur de 60° azimutaux du détecteur à micro-pistes. Les données des coups des micro-pistes de silicium sont d'abord comparées à une table stockée en mémoire afin d'identifier les pistes problématiques. Les données des bonnes pistes sont corrigées afin de retirer le piédestal. Une correction de gain est aussi possible. Ces corrections sont faites à l'aide des tables en mémoire qui contiennent toutes les réponses possibles, afin d'accélérer la procédure de correction. Les piédestaux du détecteur à micro-pistes sont ensuite déterminés de nouveau et on met alors les tables à jour.

Un circuit intégré (FPGA) contient l'algorithme qui détermine les centroïdes des amas. Un amas est défini par un groupe de pistes voisines dont la hauteur du signal est au dessus d'un certain seuil. La position d'un amas est donnée par le centroïde pondéré par les hauteurs des signaux des pistes voisines (au moins trois pistes et au plus cinq pistes). Les amas des détecteurs axiaux sont vérifiés à l'aide d'une troisième table stockée en mémoire. S'ils sont situés dans une "route" (dont la largeur est un paramètre que l'on peut choisir de valeur de typique ± 1 mm), ils sont transmis à la carte de reconstruction des traces via des liens LVDS. Les deux types d'amas (axial et stéréo) sont mis en mémoire tampon, pour être transmis au niveau 3 du système de déclenchement via le bus VME.

Cartes de reconstruction des traces: Il y a deux cartes de reconstruction des traces (TFC²¹) par châssis. Chacune est chargée d'un secteur de 30° azimutaux du détecteur à micro-pistes. L'information des "routes" est obtenue de la carte de "routes" à fibres via des liens LVDS grâce aux cartes réceptrices standards PC-MIP du STT. La carte de reconstruction des traces utilise huit processeurs numériques (DSP²²) [24] de type TI-TMS320C6203 qui effectuent de l'arithmétique entière à une vitesse de 300 MHz afin de reconstruire les traces des amas présents dans les "routes" en parallèle. La logique de contrôle est implémentée dans trois circuits intégrés de type Altera FLEX10K100 FPGA. Pour un événement donné chaque "route" de la carte de "routes" à fibres est attribuée à un des processeurs DSP. L'information des "routes" est transformée en coordonnées physiques à l'aide de tables stockés dans les processeurs DSP.

Chaque carte de reconstruction des traces reçoit des amas axiaux de la moitié des cartes de déclenchement via des liens LVDS. L'adresse de chaque amas est transformée dans le plan défini par le rayon r et l'angle azimutal ϕ grâce à une nouvelle table. Les données des "routes" sont stockées temporairement dans une mémoire de l'entrée de type double-port (IDPM²³) jusqu'à ce-que l'événement soit entièrement stocké. Puis les amas sont distribués aux processeurs DSP pour la reconstruction des traces. L'algorithme de reconstruction est programmé en langage C et est chargé dans les processeurs DSP

²⁰Silicon Trigger Card

²¹Track Fit Card

²²Digital Signal Processor

²³Input Dual Port Memory

avant le fonctionnement du STT. Il est aussi possible de charger une autre version de l'algorithme en cours de fonctionnement si nécessaire.

L'amas - dans chaque couche du détecteur à micro-pistes - le plus proche en ϕ par rapport au centre de la "route", définie par l'origine du détecteur et les couche intérieures (A) et extérieur (H) du détecteur de traces à fibres est choisi (voir figure 1.8) pour la reconstruction de traces. Si la reconstruction n'est pas satisfaisante (χ^2 au delà d'un seuil d'acceptance) l'amas le plus loin en ϕ d'une trace à quatre couches est éliminé, puis on recommence la reconstruction. Au moins trois amas dans trois couches différentes du détecteur à micro-pistes sont nécessaires pour la reconstruction. Accepter des traces avec des amas dans trois couches sur quatre seulement fait passer l'efficacité de 15 % à environ 85 %. Cette efficacité est définie par la fraction des traces ayant une impulsion supérieure à 1.5 GeV et des amas dans au moins trois des quatre couches du détecteur à micro-pistes et satisfaisant χ^2 par degré de liberté inférieur à 3.

Les paramètres de la trace dans le plan de (r, ϕ) sont déterminés par la paramétrisation

$$\phi(r) = \frac{b}{r} + \kappa r + \phi_0 \quad (1.5)$$

qui est appliquée sur les amas du détecteur à micro-pistes et les coups dans le détecteur de traces à fibres, où b est le paramètre d'impact par rapport à l'origine, κ est la courbure de la trace et ϕ_0 la direction de la trace au point d'approche minimale. Le calcul peut être formulé en fonction de l'angle ϕ des coups (trois ou quatre coups dans le détecteur à micro-pistes et deux dans le détecteur de traces à fibres). Les résidus en ϕ sont définis par la soustraction de la valeur de ϕ de la première couche du détecteur à micro-pistes de tous les autres coups. On arrive donc à la transformation

$$\begin{pmatrix} b \\ \kappa \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{matrice inverse} \\ 3 \times (N_{\text{coups}}-1) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Delta\phi_2 \\ \Delta\phi_3 \\ \Delta\phi_4 \\ \Delta\phi_A \\ \Delta\phi_H \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

La précision en ϕ est limitée par des multiplications de seize bits et des sommations en 32 bits sur des nombres entiers. En utilisant la technique des résidus dans le calcul, on obtient la précision nécessaire pour le fonctionnement du STT. La matrice est ainsi déjà calculée et stockée en mémoire dans un tableau. La reconstruction des traces est ainsi plus rapide que si l'on devrait calculer la matrice à chaque nouvel événement. Cela résoud également le problème de la précision de 32 bits qui est nécessaire à l'inversion de la matrice. Pour rendre la grandeur du tableau raisonnable chaque matrice couvre un ensemble de "routes". Après l'évaluation de la multiplication des matrices l'angle ϕ_0 final est obtenu en rajoutant la valeur de ϕ_1 , soustrait avant le calcul. Le temps de reconstruction varie entre 13 μs pour la reconstruction sans deuxième essai en négligeant un amas et 18 μs avec deuxième reconstruction, pour une luminosité instantanée de $30 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [13].

La carte de reconstruction des traces utilise les coordonnées détecteur pour reconstruire les paramètres d'impact par rapport à l'origine du détecteur. Mais le paramètre d'impact

significatif par rapport au centre physique des événements est celui mesuré par rapport au point d'interaction $p\bar{p}$. La carte de reconstruction des traces est capable de corriger des déplacements transversaux (dans le plan r, ϕ) entre l'origine nominale et le point d'interaction de 1 mm, en utilisant la formule

$$b_{\text{corr}} = b + \text{sign}(\kappa) r_b \sin(\phi_B - \phi_0) . \quad (1.7)$$

Le calcul est effectué par les processeurs DSP. La position du faisceau (r_B, ϕ_B) est déterminée au début de chaque période de prise de donnée (run) sur un échantillon de quelques centaines d'événements par un programme exécuté sur un ordinateur dédié à cette tâche. La nouvelle position calculée est transmise au système de déclenchement au niveau 2. La position corrigée est ensuite envoyée à la carte de reconstruction des traces et utilisée pour le reste de la période de prise de donnée qui peut durer entre quelques minutes et quelques heures.

La carte de reconstruction de trace renvoie les paramètres des traces, le χ^2 de la reconstruction et quelques informations supplémentaires ayant trait à la reconstruction et à la sélection des amas. Ces données sont transmises au niveau L2 du système de déclenchement du détecteur de traces à fibres L2CTT. Elles sont également mémorisées avant d'être transmises via le bus VME au niveau 3 du système de déclenchement. Les informations sont exploitées par le système de déclenchement au niveau 2 pour sélectionner des événements avec un paramètre d'impact élevé. Des événements avec des traces ayant une telle signature indiquent la présence de particules ayant une durée de vie longue, comme des hadrons de saveur lourde b ou des leptons de type τ .

Téléchargement du STT: Le contenu des tableaux est stocké en mémoire vive sur les cartes de déclenchement et de reconstruction des traces et doit être fourni par le châssis provenant du système externe avant le fonctionnement. Le code des algorithmes doit être fourni de la même façon. Certaines variables comme l'état de chaque piste (bonne ou problématique) doivent être mises à jour de temps à temps (on prend typiquement des données de calibration sur une moitié du détecteur à micro-pistes en alternance chaque semaine).

Après l'allumage et l'initialisation des châssis le processeur de contrôle de chaque châssis commence la procédure de téléchargement. Le processeur vérifie d'abord si la carte de destination est prête à recevoir des informations. Les informations sont transmises via l'éthernet et passent par le bus VME au fond de panneau du châssis aux cartes mères où elles sont distribuées par le bus PCI aux cartes filles.

Performance

La performance du STT est déterminée par l'efficacité du signal et par la rejection du bruit de fond. Ceci dépend de la fidélité des traces reconstruites et donc de la qualité des amas reconstruits, de la reconnaissance de structure et de l'algorithme de reconstruction des traces.

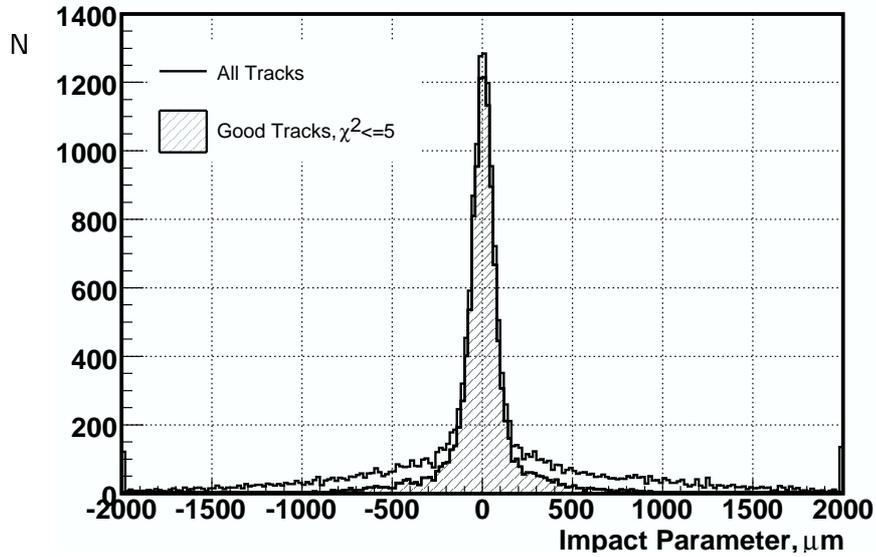


Figure 1.9: Distribution du paramètre d'impact pour toutes les traces (histogramme blanc) et pour des traces passant la coupure de qualité de $\chi^2 < 5$ (histogramme plein).

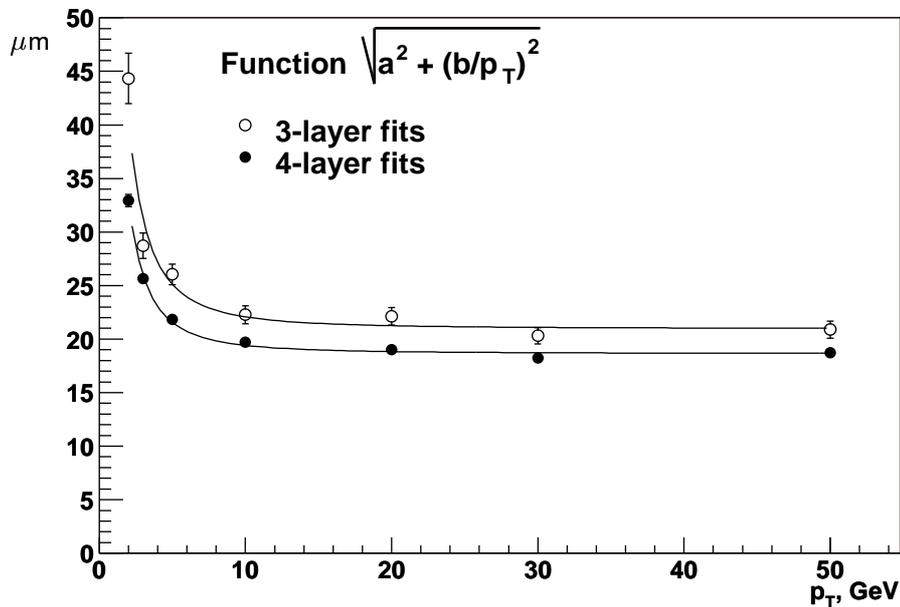


Figure 1.10: Résolution du paramètre d'impact en fonction de l'impulsion transverse des traces. La courbe du haut (bas) correspond à la reconstruction des traces avec des coups dans trois (quatre) couches du détecteur à micro-pistes.

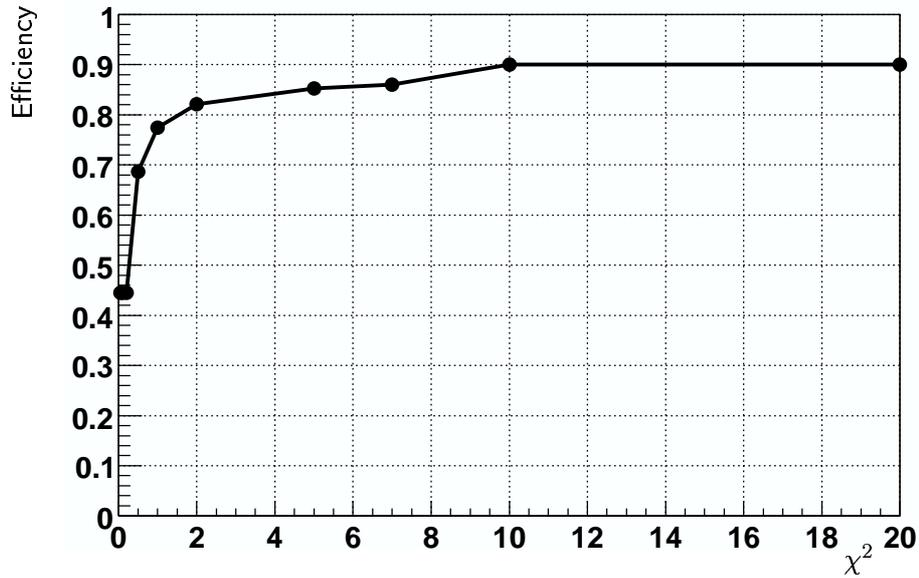


Figure 1.11: Efficacité de la reconstruction des traces versus χ^2 maximal de l'approximation. Avec des χ^2 moins contraints l'efficacité augmente.

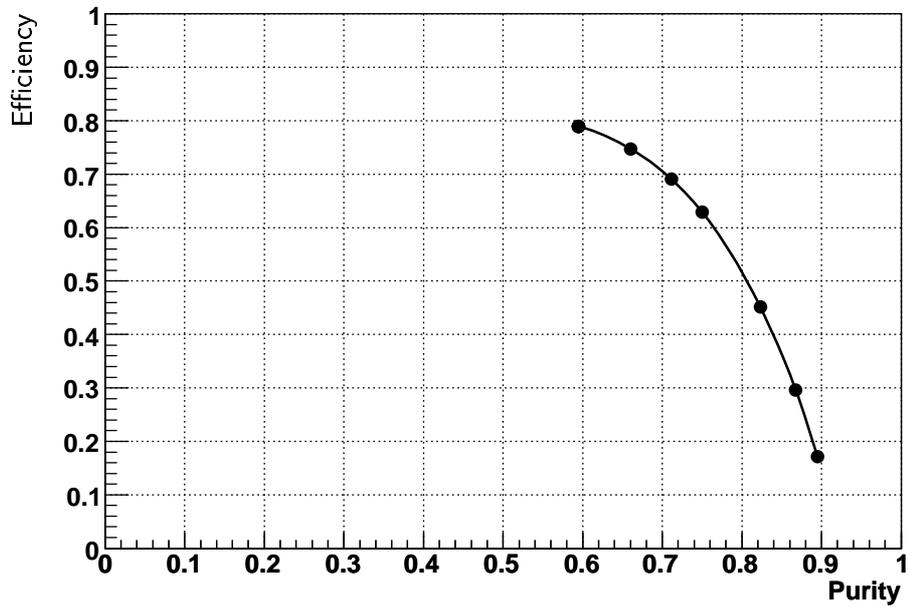


Figure 1.12: Efficacité versus pureté de la reconstruction des traces à silicium avec le système de déclenchement du détecteur à micro-pistes.

La figure 1.9 montre le paramètre d'impact des traces pour toutes les traces, ainsi que pour celles qui passent une coupure de qualité de $\chi^2 < 5$. Les longues "queues" de la distribution sont réduites en coupant sur le critère de qualité. La reconstruction des traces effectue donc une coupure sur le χ^2 de l'ajustement des coups donnée par la fonction (1.7). La résolution du paramètre d'impact diminue lorsque l'impulsion transverse augmente comme indiqué sur la figure 1.10. On ajuste les données sur la fonction

$$\chi = \sqrt{a^2 + (b/p_T)^2} . \quad (1.8)$$

Les points de données proviennent d'une simulation de muons traversant le détecteur DØ. La courbe du haut correspond aux événements avec des coups dans trois couches du détecteur à micro-pistes, et a pour paramètres $a = 21 \pm 0.4 \mu\text{m}$ et $b = 69 \pm 3 \mu\text{m}/\text{GeV}$. La courbe du bas montre la résolution pour des événements avec des coups dans les quatre couches. Les valeurs des paramètres correspondants sont $a = 18.6 \pm 0.1 \mu\text{m}$ et $b = 54 \pm 1 \mu\text{m}/\text{GeV}$. Le paramètre a correspond, dans la limite des hautes impulsions transverses, à la résolution sur le paramètre d'impact. Dans le régime des basses impulsions transversales, la diffusion multiple est responsable de l'élargissement du paramètre d'impact. La coupure est donc effectuée sur un χ non-constant mais de la forme (1.8). Pour les données produites au Tevatron les paramètres $a = 1$ et $b = 4$ sont choisis. Un facteur dix est également ajouté devant la racine pour relaxer la coupure. Dans la limite des grandes impulsions le paramètre d'impact atteint une résolution d'à peu près $20 \mu\text{m}$. A cette résolution intrinsèque du système de déclenchement du détecteur à micro-pistes il faut ajouter la taille du faisceau qui est de $35 \mu\text{m}$ et la résolution spatiale des pistes axiales du détecteur à micro-pistes de $15 \mu\text{m}$.

Comme montré sur la figure 1.11, l'efficacité de reconstruction des traces augmente pour des coupures plus lâches sur le χ^2 . L'efficacité part de 0.45 et tend asymptotiquement vers 0.9 dans la limite des grands χ^2 (≥ 10).

L'efficacité de reconstruction des traces décroît avec la pureté comme indiqué sur la figure 1.12. La pureté est obtenue en vérifiant si la trace correspond à une particule.

1.3.2 Conclusions

Le système de déclenchement du détecteur à micro-pistes est en opération, et il peut maintenant être exploité dans les futures analyses qui ont besoin de jets de saveur b , en particulier les recherches de boson de Higgs dans le régime de basse masse, mais aussi des analyses sur le quark top, car sa désintégration dans le modèle standard comprend la plupart du temps un quark b . La calibration des jets de type b sera également améliorée par l'accumulation d'échantillons de jets avec des traces déplacées. Les analyses décrites plus loin au chapitre 3 n'incluent pas encore d'événements déclenchés par ce système, car les termes de déclenchement ne sont pas encore ajoutés dans la version de la liste de déclenchement actuellement utilisé pour la prise de données en mode physique globale.

1.4 Perspectives

La couche 0 du détecteur à micro-pistes augmente l'efficacité d'étiquetage des jets de saveur b d'environ 15% pour un taux de mauvaise identification donné, ce qui augmente la statistique utilisable par les analyses requérant des jets de saveur b , notamment celles qui recherchent le boson de Higgs dans le régime de basse masse où le Higgs se désintègre en une paire de quarks $b\bar{b}$. La signification (rapport signal sur racine de bruit de fond S/\sqrt{N}) augmentera donc d'environ d'un facteur 1.15. L'amélioration de la résolution du paramètre d'impact ainsi que l'augmentation du nombre de coups pour la reconstruction des traces mènent à des améliorations supplémentaires, surtout dans le régime de haute luminosité car cela réduit le taux de reconstruction de fausses traces.

2

Le boson de Higgs

La compréhension de la brisure de la symétrie électro-faible et l'origine de la masse des particules élémentaires reste à ce jour un problème central de la physique fondamentale. Dans le modèle standard (SM) [25] [26] [27] [28], l'interaction électro-faible est décrite par une théorie de champs de jauge, basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La masse des particules élémentaires y est introduite par le mécanisme de Higgs [29] [30] [31] [32]. Dans la forme la plus simple de ce mécanisme, celle qui est implémentée dans le modèle standard, un champ scalaire de Higgs remplit le vide. Ce champ acquiert une valeur différente de zéro quand la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est spontanément brisée pour donner la symétrie électromagnétique $U(1)_{EM}$. Les bosons de jauge et les fermions obtiennent leur masse par l'interaction avec ce champ de Higgs. Il en résulte l'existence d'une particule scalaire massive, le boson de Higgs.

Le modèle standard minimal a besoin d'un doublet de champ de Higgs et prédit un seul boson de Higgs neutre [33]. Au delà du modèle standard des extensions supersymétriques (SUSY) fournissent un cadre cohérent pour l'unification des interactions de jauge aux échelles d'énergies très élevées correspondant à $\Lambda_{\text{GUT}} \simeq 10^{16}$ GeV. Elles fournissent également une explication possible de la stabilité de l'échelle d'énergie électro-faible en présence de corrections quantiques. Ce problème est aussi connu sous le nom de problème de hiérarchie de jauge. Les prédictions des extensions supersymétriques du modèle standard sont compatibles avec des mesures des observables obtenues par des mesures de hautes précision.

Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) [33] [34] est l'extension supersymétrique du modèle standard contenant le moins possible de nouvelles particules. Deux doublets de champs de Higgs sont introduits afin d'éviter des anomalies et pour fournir une masse à tous les fermions chargés. Le MSSM prédit trois Higgs neutres et une paire de Higgs conjugués de charge. Le Higgs neutre le plus léger peut se comporter comme le Higgs du modèle standard et dans le MSSM il possède une masse inférieure à environ 135 GeV.

2.1 Le boson de Higgs du modèle standard

La masse du boson de Higgs du modèle standard H est donnée par $m_H = \sqrt{2\lambda} \cdot v$, où $v = (\sqrt{2} \cdot G_F)^{-1/2} = 247$ GeV est la valeur attendue du champs de Higgs dans le vide qui

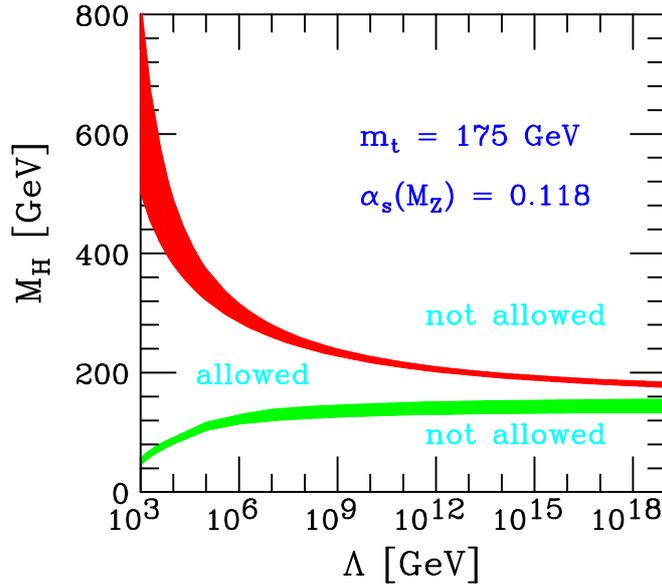


Figure 2.1: Les contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs du modèle standard en fonction du paramètre d'échelle d'énergie Λ .

est donnée par la constante de couplage de Fermi. La constante de couplage quadruple λ est un paramètre libre, la masse du boson Higgs n'est donc pas prédite par le modèle standard. En se basant sur la validité de l'approche perturbative de la théorie, des limites supérieures et inférieures sont imposées sur la masse du boson de Higgs [35] [36] [37]. Pour des masses plus grandes le couplage λ augmente avec l'énergie et rend la théorie non-perturbative. Si l'on exige que cela ne se produise pas en dessous d'une certaine échelle d'énergie $\Lambda = \frac{1}{2}m_H e^{\frac{4\pi^2}{9\lambda}}$, on en déduit une limite supérieure à la masse du boson de Higgs. Une limite inférieure existe aussi à cause des corrections quantiques appliquées au modèle standard qui exige que le potentiel effectif soit positif. Les contraintes sur la masse du boson de Higgs en fonction du paramètre d'échelle d'énergie Λ sont montrées sur la figure 2.1. Ces contraintes théoriques impliquent la validité du modèle standard en régime perturbative jusqu'aux énergies de l'ordre $\Lambda_{\text{GUT}} \simeq 10^{16}$ GeV, de sorte que la masse d'un boson de Higgs est attendue entre 130 et 190 GeV. Les mêmes considérations impliquent également qu'une masse en dessous de 130 GeV suppose la manifestation de nouvelle physique à une échelle inférieure à Λ_{GUT} .

2.1.1 Contraintes expérimentales directes

Au collisionneur e^+e^- LEP les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL ont accumulé une statistique de 2461 pb^{-1} à des énergies dans le centre de masse s'étendant entre 189 et 209 GeV. Le canal de découverte d'un boson de Higgs du modèle standard dans ce régime est la production d'un Higgs associé avec un boson Z . L'ensemble des données a permis d'établir une limite sur la masse du boson de Higgs standard de 114.4 GeV à 95 % de niveau de confiance [38]. La figure 2.2 montre le niveau de confiance d'un signal

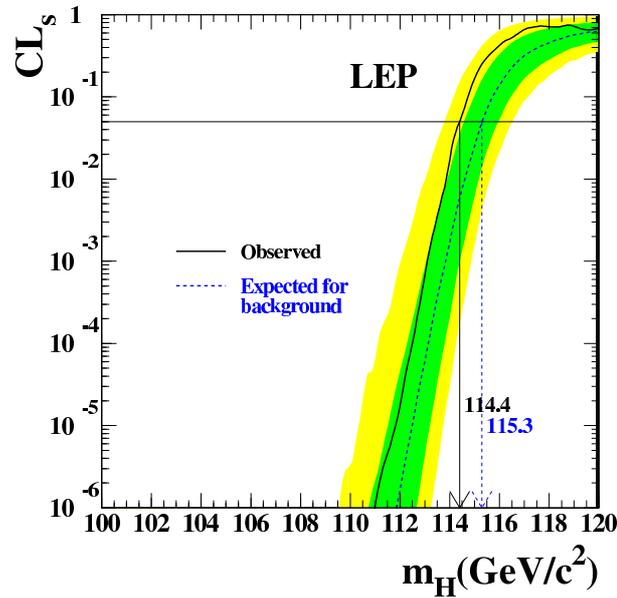


Figure 2.2: Niveau de confiance d'un signal de Higgs en fonction de sa masse mesurée au LEP. La limite inférieure à 95 % de niveau de confiance est établie à 114.4 GeV.

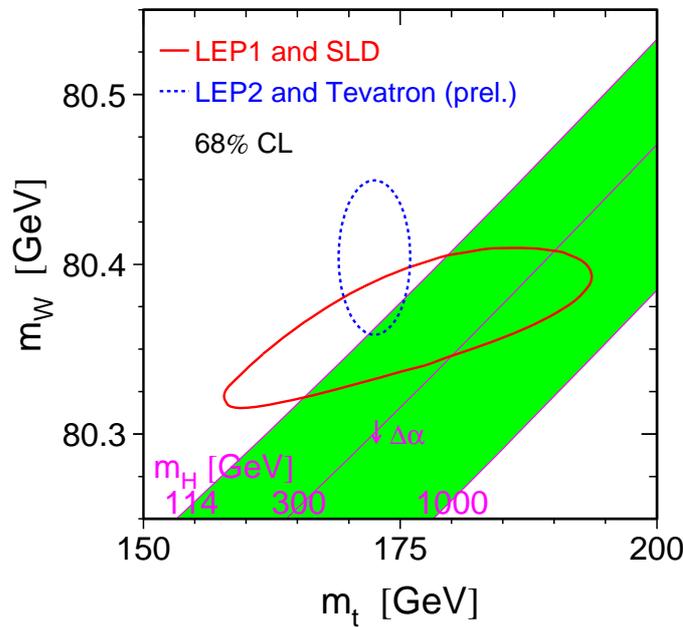


Figure 2.3: Contraintes sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du boson W et de celle du quark top à 68% de niveau de confiance. Des mesures précises de la masse du boson W et du quark top donnent des contraintes sur la masse du boson de Higgs comme indiqué par les courbes fermées. Les diagonales décrivent la masse du boson W en fonction de celle du quark top pour une masse du boson de Higgs donnée. Elles s'abaissent si l'on inclut des corrections radiatives.

attendu dans la simulation et observé en données du boson de Higgs en fonction de sa masse. La limite inférieure est établie à 114.4 GeV tandis que la limite attendue se trouve à 115.3 GeV. La méthode utilisée pour dériver les limites est décrite en détail dans le paragraphe 3.1.3.

2.1.2 Contraintes expérimentales indirectes

Des contraintes expérimentales indirectes sont dérivées en exploitant les relations entre la masse du boson Higgs d'une part, et la masse du boson W , la masse du quark top et la valeur de l'angle de Weinberg $\sin^2 \theta_W$ dans le modèle standard d'autre part. Le paramètre

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}, \quad (2.1)$$

est identique à un à l'ordre zéro du développement perturbatif de la théorie dans le modèle standard. Des corrections radiatives aux propagateurs des bosons W et Z entraînent une déviation

$$\Delta\rho = \frac{\alpha m_t^2}{\pi m_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi} \ln \frac{m_H^2}{m_W^2}, \quad (2.2)$$

où α est la constante de structure fine à l'échelle de masse du boson Z . La détermination de la masse du boson W et du quark top donnent donc des contraintes sur la masse du boson de Higgs. Ces contraintes sont indiquées sur la figure 2.3 par des courbes fermées

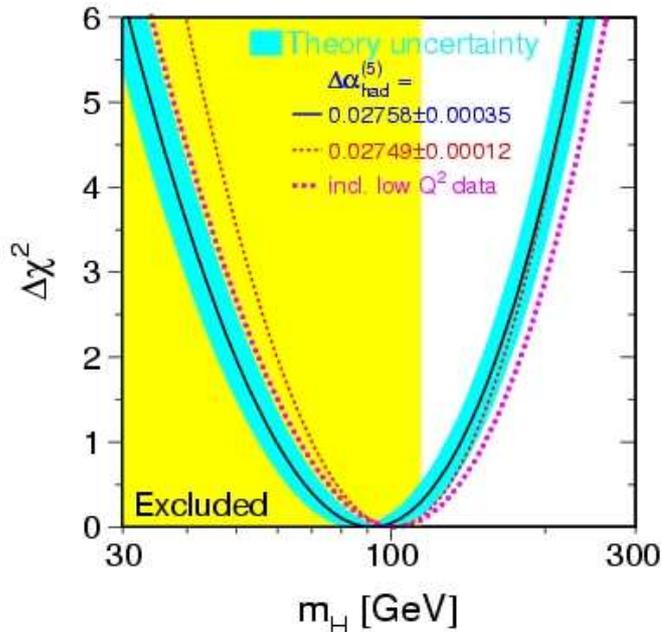


Figure 2.4: Courbe de $\Delta\chi^2$ de l'ajustement des paramètres électro-faibles en fonction de la masse du boson de Higgs. La valeur de masse la plus probable se trouve au minimum de cette courbe ($\simeq 90$ GeV).

qui correspondent aux mesures effectuées au LEP, au Tevatron et à l'expérience SLD. Les droites diagonales correspondent à un boson de Higgs de masse donnée.

Cette dérivation de contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs peut être élargie sur plus que deux variables en déterminant la différence en χ^2 entre les valeurs prédites de la théorie qui dépendent de la masse du boson de Higgs et les valeurs mesurées expérimentalement. La courbe de $\Delta\chi^2$, dérivée via des mesures de précision électro-faibles réalisées au LEP, SLD, CDF et DØ en fonction de la masse du boson Higgs est montré sur la figure 2.4. La valeur du minimum de cet ajustement est d'environ 90 GeV. L'incertitude expérimentale à un écart-type, est de +62 GeV et de -42 GeV. La masse du boson Higgs du modèle standard est inférieure à 199 GeV avec un niveau de confiance de 95%.

2.1.3 Le boson de Higgs au Tevatron

Au collisionneur hadronique Tevatron avec son énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse, la recherche d'un boson de Higgs standard se produit par deux mécanismes principaux qui sont la fusion de gluon $gg \rightarrow H$ et la radiation par un boson W ou Z hors de sa couche de masse. Comme le boson de Higgs du modèle standard ne se couple pas directement aux gluons, le processus $gg \rightarrow H$ se produit via une boucle intermédiaire de fermions. Le couplage de Yukawa est plus fort pour des fermions plus lourds; la fusion se produit donc favorablement par une boucle de quarks top. La section efficace dépend

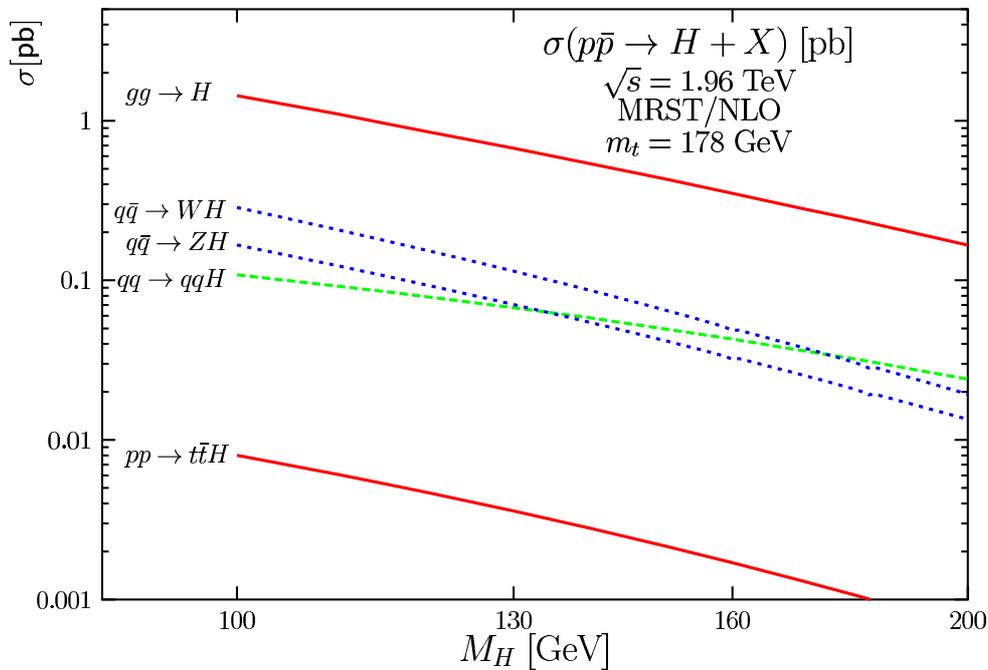


Figure 2.5: Sections efficaces de production du boson de Higgs du modèle standard au Tevatron.

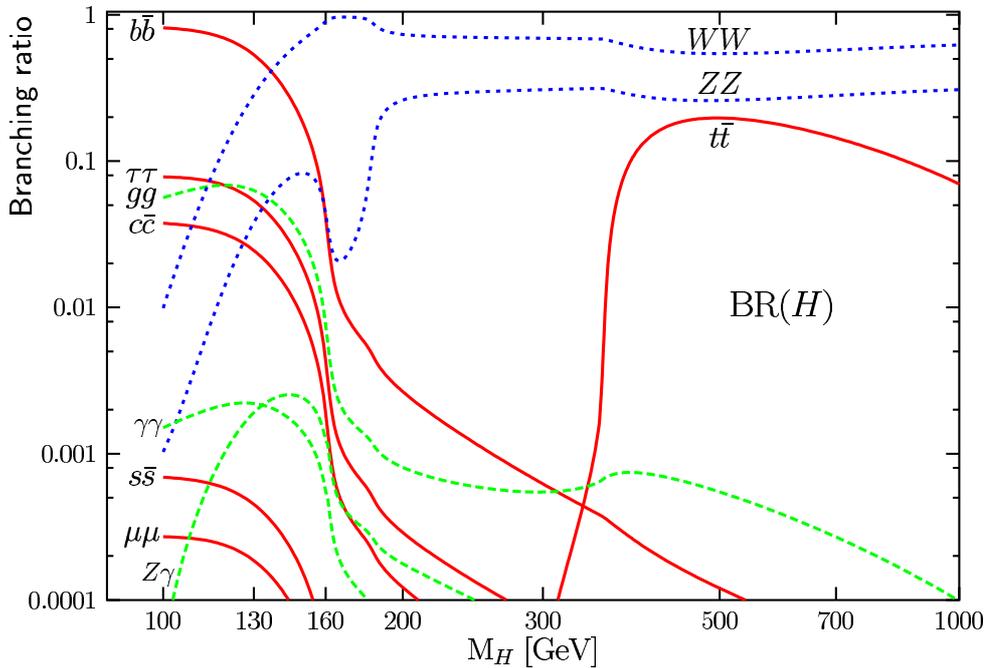


Figure 2.6: Les différents canaux de désintégration du boson de Higgs du modèle standard et les fractions de branchement en fonction de la masse du boson Higgs.

d'une éventuelle production associée de particules supplémentaires. L'ensemble des sections efficaces de production sont montré sur la figure 2.5. La production radiative d'un boson de Higgs par un boson W ou Z a une section efficace de production au Tevatron décroissant de 0.3 à 0.02 pb dans l'intervalle de masse entre 100 et 200 GeV; la section efficace pour l'émission par un boson W est 1.5 à 2 fois plus favorable que celle de l'émission par un boson Z , la différence provenant de la valeur plus faible du couplage du boson Z . En conclusion, le boson Higgs du modèle standard se couple aux fermions et aux bosons de jauge mais pas aux gluons à la ligne. Sa désintégration produit soit une paire de fermion-antifermion, soit une paire de bosons de jauge. La fraction de désintégration du boson de Higgs en une paire fermions est proportionnelle au carré de la masse du fermion. La figure 2.6 montre les différents canaux de désintégration du boson de Higgs du modèle standard et leur rapport d'embranchement en fonction de sa masse.

Recherche et potentiel de découverte

La section efficace dominante est donnée par la fusion de gluons en un boson de Higgs ($gg \rightarrow H$). Pour un boson de Higgs d'une masse inférieure à 135 GeV, la désintégration se produit en une paire $b\bar{b}$ comme montré sur la figure 2.6. Ce processus de production souffre donc dans cette région d'un bruit de fond multi-jets (QCD) excessif. En revanche, pour des masses supérieures à 135 GeV, la désintégration dominante donne une paire $WW^{(*)}$ avec au moins un boson W sur sa couche de masse. Ce processus avec les deux bosons W

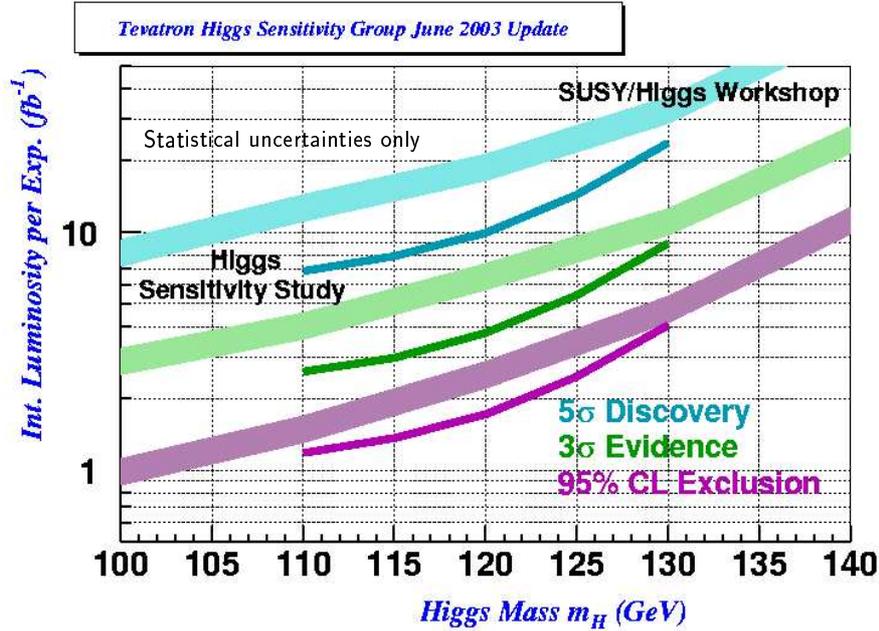


Figure 2.7: Sensibilité du Tevatron à un boson de Higgs du modèle standard.

se désintégrant leptoniquement peut être étudié plus facilement car il est distinguable du bruit de fond multi-jets. La production d'une paire WW produit le même état final, mais peut être réduit efficacement en utilisant la corrélation de spin entre les leptons provenant de la désintégration des deux bosons W ; la somme de leurs hélicités (projection du spin sur la direction de propagation) doit s'annuler dans le cas d'un boson scalaire comme le boson de Higgs du modèle standard.

Après la production dominante $gg \rightarrow H$, c'est la production associée d'un boson de Higgs d'un boson W ou Z qui a la section efficace la plus importante. La désintégration leptonique des bosons donne une signature qui permet de déclencher et de le distinguer du bruit de fond multi-jets. Le bruit de fond topologiquement irréductible bien que plus faible est la production $Wb\bar{b}$. D'autres bruits de fond importants sont la production de paires de quarks $t\bar{t}$, la production électro-faible d'un quark top seul et la production de paires de bosons WW , WZ et ZZ , le premier boson se désintégrant leptoniquement et le deuxième hadroniquement (pour la production WZ c'est la désintégration du boson W en leptons et du boson Z en un pair $b\bar{b}$ qui est importante).

La production $t\bar{t}H$ est la moins importante mais permet de contribuer à l'amélioration des limites, grâce à sa signature unique qui comprend des objets différents très énergétiques comme des leptons provenant des bosons W et des jets de saveur b provenant des quarks top et du boson de Higgs pour des masses du boson de Higgs inférieures à 135 GeV.

Pour améliorer la sensibilité des analyses j'ai encadré le stagiaire Mustapha Benyamna pour l'étude d'un réseau de neurones dans le contexte de la recherche du boson de Higgs et co-encadré le thésard Jeremie Lellouch sur l'analyse WH dans le canal muonique qui poursuit cette analyse sur une plus grande luminosité intégrée accumulée.

Les différents canaux de production d'un boson de Higgs du modèle standard et les différents canaux de désintégration sont étudiés dans les différentes analyses effectuées auprès de l'expérience DØ. Ces différents canaux sont combinés pour arriver à une limite meilleure que celle obtenue dans chaque canal séparément. Une étude prospective de sensibilité du groupe de Higgs de Tevatron [39] montre la luminosité approximativement nécessaire pour établir une limite à 95% de niveau de confiance, une indication (3σ de pertinence) ou la découverte (5σ) en fonction de la valeur de la masse du boson de Higgs du modèle standard. Les résultats de cette étude sont montrés sur la figure 2.7.

3

Recherche du boson de Higgs

La recherche du boson de Higgs du modèle standard auprès de l'expérience DØ est présentée dans ce chapitre. Avant de discuter les analyses qui sont effectuées dans les différents canaux, les aspects techniques et les outils nécessaires communs à toutes les analyses sont expliqués, suivis d'une comparaison entre les données et la simulation à l'aide de la mesure du rapport des processus $\sigma(Z + b)/\sigma(Z + j)$, ce qui est important pour une bonne compréhension des données. Après cette vérification, chaque canal étudié à DØ est discuté en détail. Il en résulte des limites qui sont ensuite combinées. En exploitant toute la statistique de tous les canaux on arrive finalement à une seule limite sur la production d'un boson Higgs du modèle standard.

3.1 Techniques et outils d'analyse

Les analyses utilisent des objets reconstruits qui sont décrits dans ce chapitre. Les détails importants de la simulation ainsi que la technique pour obtenir les limites d'exclusion sont détaillés ci-dessous.

3.1.1 Reconstruction

Les jets calorimétriques sont définis par l'algorithme de cône de DØ Run II [40]. Cet algorithme travaille dans le schéma de recombinaison d'énergie dans lequel les quatre-vecteurs sont considérés comme massifs. Un cône est tout d'abord défini par

$$\sqrt{(y^i - y^{\text{cône}})^2 + (\phi^i - \phi^{\text{cône}})^2} < R \quad (3.1)$$

où y est la rapidité (1.1) et ϕ est l'angle azimutal d'un quatre-vecteur. Le rayon autour de l'axe du cône est une constante qui est choisie égale à $R = 0.5$ dans les analyses présentées par la suite. Chaque quatre-vecteur i qui satisfait l'équation (3.1) est additionné comme invariant de Lorentz pour définir l'axe, l'impulsion et l'énergie du cône. Toutes les tours calorimétriques au-dessus d'un seuil d'impulsion transverse de 1 GeV entrent dans l'algorithme de cône en tant que gerbes (l'axe du cône). Le nouvel axe déterminé par l'algorithme y entre à nouveau, récursivement, en tant que nouvelle gerbe, jusqu'à ce que l'axe du cône soit stable et que le quatre-vecteur du cône soit mis sur une liste de proto-jets, arrangée en ordre décroissant en impulsion transverse. Pour rendre l'algorithme stable aux

radiations infra-rouges, les points entre deux gerbes sont également admis comme gerbes pour produire des proto-jets supplémentaires. Les proto-jets doubles sont effacés de la liste des proto-jets. Les proto-jets dans la liste sont scrutés en ordre décroissant en énergie transverse, afin d'identifier des dépôts d'énergie (quatre-vecteurs) commun à plusieurs proto-jets. Si un proto-jet à plus que 50% de son énergie transverse en commun un jet plus énergétique, les deux sont réunis en un seul jet, dont l'axe, l'impulsion et l'énergie sont déterminés une dernière fois, et le jet est finalement transféré de la liste des proto-jets vers la liste des jets finals. S'il y a moins de 50% d'énergie en commun les dépôts d'énergie (quatre-vecteurs) sont attribués au jet dont l'axe est le plus proche. Après ce traitement de séparation les axes de jet sont redéterminés une dernière fois et les jets sont transférés à la liste des jets finals.

La justification principale du choix de l'algorithme de jet dans le schéma de recombinaison d'énergie est sa stabilité à la limite cinétique $E_T = \sqrt{s}/2$, indépendante du nombre de particules dans l'état final. Cela rend la théorie cohérente dans le régime de sommation de gluons mous.

Une fois que les jets sont définis, leur position est évalués dans l'espace de phase engendré par la pseudorapidité η et l'angle azimutal ϕ afin de rendre la métrique indépendante de la masse invariante des objets.

Les jets doivent passer en général un seuil d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV pour être considérés dans les analyses. Pour supprimer les jets reconstruits après une mauvaise identification, une confirmation au niveau du système de déclenchement et une fraction électromagnétique supérieure à 5% sont requises pour passer la sélection. Dans la partie hadronique grossière du calorimètre un jet ne doit pas déposer plus de 40% de l'énergie détectée pour être retenu. Pour éviter la contamination par des électrons, un jet ne doit pas déposer plus que 95% de son énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre.

Pour être prise en compte, une cellule du calorimètre doit mesurer un coup d'énergie supérieure à 2.5 écarts-type de bruit. Au cours de la reconstruction, l'algorithme T42 [41] est utilisé pour supprimer toutes les cellules d'énergie négative et les cellules isolées avec un bruit entre 2.5σ et 4σ avant que les autres algorithmes calorimétriques ne soient appliqués. Il a été montré que ceci améliore les performances du calorimètre [42].

Les jets doivent passer des critères de qualité afin de rejeter du bruit de fond dû aux objets électromagnétiques, et leur énergie est corrigée pour prendre en compte des effets physique et instrumentaux de la réponse en énergie de jets. La correction dépend de la pseudorapidité et d'impulsion transverse des objets et vaut environ +30% pour les données et +20% pour la simulation. La résolution des jets est mesurée via un bilan d'énergie dans le processus jet+ γ , dans lequel un jet et un photon sont reconstruits diamétralement opposés dans le plan transverse. La résolution vaut 10-15% pour les données et 6-10% dans la simulation. La différence entre les données et la simulation est prise en compte via un élargissement des jets dans la simulation.

Il est difficile de distinguer un jet de saveur b d'un jet de saveur légère sans imposer des contraintes minimales. Une définition de l'étiquetabilité est donc introduite. Chaque jet calorimétrique doit correspondre, dans une distance $\Delta R < 0.5$ dans le plan (η, ϕ) , à un jet de traces ayant au moins deux traces. Un jet de traces est défini par une trace initiale

d'impulsion transverse supérieur à 1 GeV. Des traces avec des impulsions transverses plus petites peuvent s'ajouter si leurs critères de qualité sont satisfaits, si elles se trouvent dans le rayon $\Delta R < 0.5$ dans le plan (η, ϕ) et si leur position en z à $R = 0$ se trouve à $\Delta z < 2.0$ cm du vertex longitudinal du jet de traces. La direction du jet de traces et la position de son vertex longitudinal soit recalculés à chaque addition d'une trace au jet. Les critères de qualité des traces comprennent au moins un coup dans le détecteur à micro-pistes et un paramètre d'impact par rapport au vertex primaire inférieur à 2 mm dans le plan transverse et à 4 mm dans la direction longitudinale. L'étiqetabilité des jets dépend de leur pseudorapidité, de leur impulsion transverse et des coordonnées longitudinales du vertex primaire. Dans la simulation cette étiqetabilité est plus grande (proche de 90%) que dans les données (proche de 80%) ce qui impose l'application d'un facteur d'échelle aux événements simulés, qui dépend des critères de sélection de chaque analyse.

L'algorithme d'étiqetage des jets de saveur b JLIP¹ [43] utilise la probabilité du temps de vie d'un jet, définie par ses traces, qui, en présence d'un grand paramètre d'impact, caractérisent des hadrons de saveur b , ce qui correspond à une petite probabilité JLIP. Au contraire, de grandes probabilités correspondent à un jet identifié comme de saveur légère. La probabilité de temps de vie d'un jet est construite exclusivement à partir des traces associées au jet avec un paramètre d'impact positif dans le plan transverse, où le signe du paramètre d'impact est défini positif si le produit scalaire de l'axe du jet et de la direction du paramètre d'impact est positif. La direction du paramètre d'impact est défini par un vecteur dans le plan transverse qui a son origine au vertex primaire et pointe vers le point d'impact. Alternativement, il existe aussi un algorithme d'étiqetage de vertex secondaire, qui construit des vertex secondaires pour déterminer le paramètre d'impact des traces d'un jet par rapport au vertex primaire.

3.1.2 Simulation

Les événements générés par CompHep [53] et ALPGEN [54] sont passés au programme PYTHIA [55] pour la simulation des gerbes partoniques et l'hadronisation. Le calcul des sections efficaces au niveau "Next-to-Leading-Order" est effectué par le programme MCFM [44] [45]. Les rapports d'embranchement des bosons W et Z sont pris du PDG 2004 [46].

Tous les processus simulés sont traités par la simulation du détecteur DØ qui comprend la propagation des particules dans la matière du détecteur par `d0gstar` [47], un programme basé sur GEANT 3 [48], la simulation de l'électronique par `d0sim` [49] et la reconstruction des événements par `d0reco` [50]. Les efficacités des déclenchements sont mesurées sur les données et appliquées aux événements simulés.

3.1.3 Dérivation des limites

Les limites sont dérivées à l'aide des distributions statistiques des événements, via une approche fréquentiste modifiée: la méthode CL_s [51] [52]. Dans cette méthode les distri-

¹Jet Life Time Probability

butions sont additionnées sur le rapport logarithmique des vraisemblances (log-likelihood ratio) $-2 \ln Q$ de la statistique de test

$$Q = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^d}{d!} \bigg/ \frac{e^{-b}b^d}{d!} \quad (3.2)$$

qui est le rapport des probabilités de Poisson pour l'hypothèse du signal plus bruit de fond ($s+b$) sur celles de l'hypothèse du bruit de fond seul (b). d est le nombre d'événements observés, lequel est remplacé par la somme du signal et du bruit de fond ($s+b$) pour la dérivation de la limite attendue. De cette manière, différents canaux et échantillons orthogonaux (double étiquetage et exclusivement simple étiquetage) peuvent être facilement combinés en évaluant leur produit comme $Q = \prod_i Q_i$ (ce qui correspond à ajouter leurs logarithmes). L'hypothèse signal plus bruit de fond CL_{s+b} est ensuite donnée par la somme de toutes les statistiques de Poisson $s+b$ qui mènent à une valeur inférieure ou égale à la valeur observée de la statistique d'essai Q observée

$$CL_{s+b} = \sum_{Q(\{d'_i\}) \leq Q_i^{\text{obs}}} \prod_i \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i+b_i)^{d'_i}}{d'_i!} \quad (3.3)$$

et l'hypothèse bruit de fond seul est donnée par

$$CL_b = \sum_{Q(\{d'_i\}) \leq Q_i^{\text{obs}}} \prod_i \frac{e^{-b_i}b_i^{d'_i}}{d'_i!} . \quad (3.4)$$

Le rapport des vraisemblances CL_s est défini par la vraisemblance de l'hypothèse signal plus bruit de fond CL_{s+b} normalisée à la vraisemblance de l'hypothèse bruit de fond seul CL_b :

$$CL_s = CL_{s+b}/CL_b \quad (3.5)$$

Le niveau de confiance d'exclusion est donné par la relation

$$CL = 1 - CL_s . \quad (3.6)$$

Les erreurs systématiques sont prises en compte dans les estimations du signal et du bruit de fond en utilisant un échantillonnage gaussien pour des erreurs individuelles. Les corrélations entre les erreurs sont prises en compte, pour chaque canal qui contribue à la combinaison. Les limites sont obtenues en faisant varier les signaux jusqu'à ce que la probabilité de l'hypothèse bruit de fond seul décroisse en-dessous de 5%, ce qui correspond à 95% de niveau de confiance.

3.2 Mesure de la production $Z + b/Z + j$

Pour établir une limite sur la production d'un boson de Higgs il est impératif de bien comprendre la production des bruits de fond. La mesure de la section efficace de la production d'un boson Z , accompagné de jets de saveur b par rapport à celle d'un boson Z accompagné de jets légers, dans les canaux d'une désintégration du boson Z soit en deux électrons, soit en deux muons, permet une vérification de la simulation.

3.2.1 Les données et la sélection

Les déclenchements sur les muons et les objets électromagnétiques sont utilisés pour les deux canaux muonique et électronique de la production Z +jets. La luminosité intégrée est 152 pb^{-1} pour le canal muonique et 189 pb^{-1} pour le canal électronique, après l'application des contraintes de qualité du détecteur. La sélection recherche des jets avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV, et une pseudorapidité de $|\eta| < 2.5$. Les jets doivent être étiquetables pour passer la sélection. Les muons doivent être associés à une trace centrale avec au moins $p_T > 15 \text{ GeV}$, une pseudorapidité de $|\eta| < 2.0$ et un paramètre d'impact dans le plan transverse plus petit que 0.25 cm par rapport au vertex primaire. Seuls les muons isolés sont acceptés. On dit que le muon est isolé si l'impulsion transverse relative d'un muon par rapport au jet le plus proche est plus grand que 10 GeV. Pour des candidats boson Z , il faut exactement deux tels muons de charges opposées. La masse invariante des deux muons doit se trouver entre 65 et 115 GeV. Dans le canal électronique des objets électromagnétiques doivent déposer au moins 95% de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. L'isolation des candidats électron est définie par le critère $(E_{\text{tot}}^{R<0.4} - E_{\text{EM}}^{R<0.2})/E_{\text{EM}}^{R<0.2} < 0.15$ où $E_{\text{tot}}^{R<0.4}$ est l'énergie totale dans le calorimètre dans un rayon de $R < 0.4$ dans le plan (η, ϕ) autour de l'axe du candidat électron et $E_{\text{EM}}^{R<0.2}$ est la partie électromagnétique dans le rayon $R < 0.2$ dans le plan (η, ϕ) . Un χ^2 est calculé à partir d'une matrice, appelée matrice H , qui contient des informations sur la forme des gerbes dans le calorimètre électromagnétique. Plus précisément cette matrice est l'inverse de la matrice de covariance, associée aux quatre fractions d'énergie électromagnétique déposée dans chaque couche électromagnétique du calorimètre, à l'énergie électromagnétique totale, à la position en z de l'interaction et aux tailles transversale et longitudinale de la gerbe. Un critère de $\chi^2 < 20$ est appliqué pour accepter un candidat électron. L'impulsion transverse du candidat électron doit dépasser 15 GeV et sa pseudorapidité doit satisfaire la condition $|\eta| < 2.5$. Une trace doit aussi correspondre à un candidat électron. La masse invariante d'une paire d'électrons doit se trouver entre 80 et 100 GeV.

3.2.2 Les échantillons de la simulation

Les échantillons simulés utilisés pour la comparaison avec les données sont:

- Zbb généré par ALPGEN [54] + PYTHIA [55],
- Zjj généré par ALPGEN + PYTHIA,

- Zj généré par ALPGEN + PYTHIA,
- Z généré par ALPGEN + PYTHIA,
- Zb généré par PYTHIA.

La plupart des éléments de matrice de ces processus sont générés par ALPGEN et passés à PYTHIA pour le développement des gerbes et l'hadronisation.

3.2.3 Estimation du bruit de fond

Le bruit de fond qui ne contient pas des bosons Z est déterminé par la méthode dite des bandes latérales ("Sideband"). Pour approximer le pic de la masse invariante des deux leptons, une fonction de Gauss, convoluée avec une fonction de Breit-Wigner est utilisée. La fonction de Breit-Wigner correspond à la largeur naturelle de la distribution de la masse invariante tandis que la fonction de Gauss tient compte de la résolution du détecteur et de la reconstruction. Le bruit de fond est dominant à côté du pic et est approximé par un polynôme. L'ajustement des deux fonctions aux données donne une estimation du bruit de fond non Z .

3.2.4 Etiquetage de saveur b

Les jets sont étiquetés comme étant de saveur b s'il sont étiquetables et si les conditions suivantes sont satisfaites: Au moins une trace du jet doit avoir une signification sur le paramètre d'impact ip/σ_{ip} supérieure à 3.5, où la signification est définie par le paramètre d'impact divisé par son erreur. Les coups de la trace reconstruite ne doivent pas dépasser un χ^2 de 3.0. Le χ^2 d'un vertex secondaire reconstruit ne doit pas dépasser 100. Le vertex doit être aligné avec la direction de l'axe du jet de façon à ce que la colinéarité (le cosinus de l'angle θ entre l'axe du jet et la direction du vecteur de l'impulsion du vertex) ne dépasse la valeur 0.9. La distance maximale entre le vertex et le faisceau doit être de 2.6 cm dans le plan transverse, perpendiculaire au tube à vide. La signification de la longueur de désintégration doit dépasser $l/\sigma_l = 7.0$ et la direction du vertex secondaire par rapport au vertex primaire doit correspondre avec l'axe du jet dans un rayon de $R < 0.5$ dans le plan (η, ϕ) .

Le bruit de fond non Z passant l'étiquetage des jets peut encore une fois être estimé par la méthode des bandes latérales, ce qui comprend le taux de mauvais étiquetage pour des jets de saveur légère mais aussi pour des jets de saveur lourde.

3.2.5 Le rapport des sections efficaces

La comparaison entre les données et la simulation avant et après l'application de l'étiquetage de saveur b montre le spectre de l'impulsion transverse des jets sur la figure 3.1. La forme

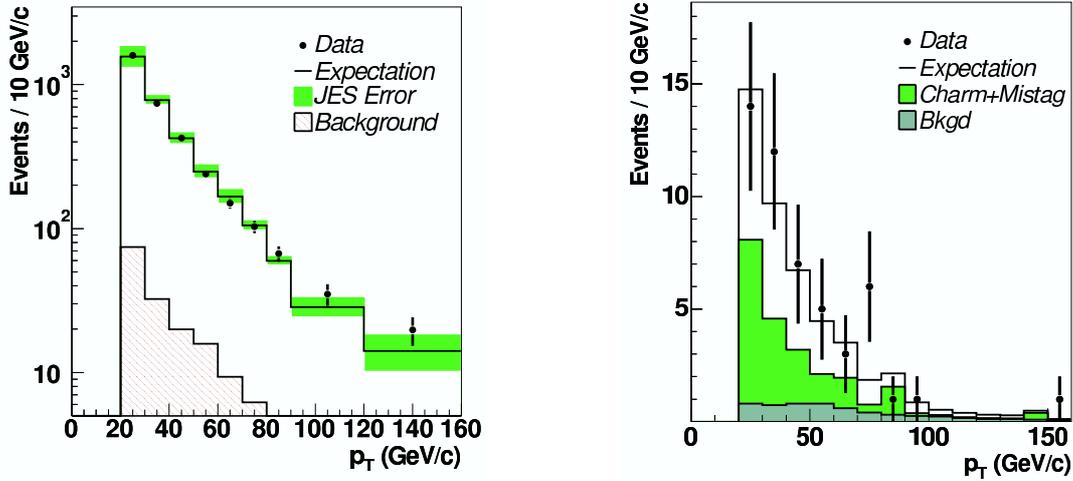


Figure 3.1: Distributions de l'impulsion transverse des jets étiquetables. A gauche après les critères de sélection, à droite seuls les jets étiquetés de saveur b . La simulation ALPGEN + PYTHIA a été utilisée.

des distributions est en bon accord entre les données et la simulation. La normalisation totale de la simulation avant l'étiquetage de b est ajustée aux données (histogramme de gauche). Les erreurs systématiques sont prises en compte en changeant la valeur d'une variable de chaque source de l'incertitude systématique d'une déviation standard σ (L'erreur sur cette variable). Les sources comprennent l'efficacité d'étiquetage, une correction pour les jets muoniques (des jets contenant un muon) par rapport aux jets hadroniques, le taux de mauvais étiquetage des jets légers, la correction de l'énergie des jets, le bruit de fond non Z , l'étiquetabilité de jets dans les données et de la saveur b et c dans la simulation, l'efficacité de reconstruction de jets et la différence dans les spectres de l'impulsion des jets entre les données et la simulation. Le rapport des sections efficaces $\sigma(Z+b)/\sigma(Z+j)$ combinant des deux canaux électronique et muonique est $0.0230 \pm 0.0044(\text{stat}) \pm 0.0024(\text{sys})$ en bon accord avec les prédictions théoriques. La référence de cette analyse est donnée par [62].

3.3 La production $Wb\bar{b}$ et $WH \rightarrow \ell\nu + b\bar{b}$

Pour la recherche du boson de Higgs du modèle standard le canal de production le plus sensible au Tevatron pour une masse inférieure à environ 140 GeV est la production d'un boson de Higgs accompagné d'un boson W . Une recherche de la production WH dans le canal de désintégration $e\nu b\bar{b}$ avec une luminosité intégrée de 174 pb^{-1} à $D\emptyset$ est déjà publiée [63]. Ce résultat a été amélioré avec une luminosité intégrée de 371 pb^{-1} en 2005 [64]. L'analyse dans le canal de désintégration $\mu\nu b\bar{b}$ avec une luminosité intégrée de 385 pb^{-1} est rapportée ici et combinée avec le canal $e\nu b\bar{b}$.

3.3.1 Les données et la sélection

L'analyse utilise les composants suivants du détecteur $D\emptyset$: le système central de traces, ce qui comprend le détecteur à micro-pistes et le détecteur de traces à fibres, le calorimètre incluant les scintillateurs entre la partie centrale et frontale, le système à muons comprenant des détecteurs à traces et des compteurs à scintillateur de déclenchement. Les données de mauvaise qualité pour le détecteur à micro-pistes, le détecteur de trace à fibres, le calorimètre ou le système à muons sont rejetées.

La sélection des événements comprend un lepton avec une impulsion supérieure à 20 GeV, une énergie transverse manquante $\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$, et deux jets avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV dans une zone de pseudorapidité de $|\eta| < 2.5$. Il a été prouvé que le rapport signal sur bruit est amélioré en demandant exactement deux jets dans l'état final [63]. Seuls les événements avec un vertex primaire dans l'intervalle longitudinal de $|z| < 60 \text{ cm}$ autour du point d'interaction nominal sont acceptés. Dans le cas où le lepton est un électron, on demande qu'il soit dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta_{\text{Détecteur}}^e| < 1.1$). Dans le cas d'un muon l'intervalle est étendu à $|\eta_{\text{Détecteur}}^\mu| < 2.0$.

Les électrons sont identifiés en deux étapes. Tout d'abord les candidats électron pré-sélectionnés doivent passer des critères d'identification plus sévères: fraction électromagnétique (EM) du calorimètre supérieure à 0.9, isolation inférieure à 0.1 et des conditions plus restrictives quant à la forme de la gerbe électromagnétique. Ces critères définissent un électron lâche. La deuxième étape consiste en une coupure sur une probabilité d'être un électron. Cette probabilité est déterminée à partir de sept quantités sensibles à la nature électromagnétique (EM) des particules. Les candidats électron qui passent cette coupure sont définis comme des électrons stricts dans cette analyse. L'efficacité d'identification et de la probabilité d'électron sont déterminées à partir d'un échantillon de deux électrons dont un sous-ensemble d'événements du type $Z \rightarrow ee$ est sélectionné. Cette efficacité d'identification et de reconstruction est déterminée à $95.4 \pm 0.4\%$. L'efficacité de la probabilité d'être un électron vaut $92 \pm 0.3\%$.

Les muons sont reconstruits en utilisant l'information du détecteur à muons et le système central de traces. Les candidats muons doivent déposer des coups dans toutes les couches du système à muons. La résolution spatiale supérieure du système central à trace est utilisée pour améliorer la précision sur les propriétés cinématiques et pour confirmer que le muon provient du vertex primaire. Un veto est effectué contre les muons cosmiques;

il est basé sur la résolution temporelle des scintillateurs. Des critères de qualité sont requis sur la trace centrale associée au muon pour rejeter la majorité des muons mal identifiés. La signification du paramètre d'impact transverse par rapport au vertex primaire ne doit pas dépasser 3σ pour rejeter les muons provenant des désintégrations semi-leptoniques des hadrons de saveur lourde, ce qui constitue le bruit de fond principal. De tels muons de bruit de fond ont un spectre d'impulsion moins élevée que le signal et ils ne sont généralement pas isolés à cause de la fragmentation de jets de désintégration partiellement hadronique. Un critère lâche est défini par la séparation spatiale $\Delta R > 0.5$ entre le muon et les jets dans l'espace de phase défini par la pseudorapidité η et l'angle azimutal ϕ . Un critère plus restrictif est défini par deux coupures: a) la somme scalaire de l'énergie transverse des cellules du calorimètre (cluster) accumulée dans un amas autour du muon, défini par un rayon intérieur de $\Delta R = 0.1$ et un rayon extérieur de $\Delta R = 0.4$ dans le plan (η, ϕ) . Cette somme, normalisée à l'impulsion transverse du muon doit être inférieure à 0.08. b) la somme scalaire des impulsions transverses de toutes les traces dans un rayon de $\Delta R = 0.5$ dans le plan (η, ϕ) autour du muon. Cette somme, diminuée de l'impulsion transverse du muon et normalisée à celui-ci, doit être inférieure à 0.06. Avec ces deux critères d'isolation un muon est de type strict dans cette analyse.

3.3.2 Les échantillons de la simulation

Les processus suivants ont été simulés en utilisant les fonctions de distribution de parton au premier ordre (LO) de CTEQ5L [56]:

- production inclusive de $W \rightarrow e/\mu/\tau + \nu$, $Z \rightarrow ee/\mu\mu/\tau\tau$, WW , WZ , ZZ , générés par PYTHIA [55],
- $t\bar{t} \rightarrow e/\mu/\tau + \text{jets}$ (canaux leptons + jets et di-leptonique) générés par PYTHIA,
- $WH \rightarrow e/\mu/\tau + \nu + b\bar{b}$, générés par PYTHIA,
- production de top seul (canaux s (tb) et t (tbq)) générée par CompHEP [53], gerbe partonique et hadronisation effectuée par PYTHIA,
- production $W+ \geq 2$ jets, générée par ALPGEN [54], gerbe partonique et hadronisation effectuée par PYTHIA,
- production $Wb\bar{b}$, générée par ALPGEN, gerbe partonique et hadronisation effectuée par PYTHIA.

La production multi-jets, incluant un boson vecteur, est générée par ALPGEN car l'accord entre la simulation et les données est meilleur, surtout pour des multiplicités de jets supérieures. L'échantillon $W + \text{jets}$ généré par ALPGEN comprend la production inclusive Wjj , $Wc\bar{c}$ et Wcj où c désigne des quarks de type charmé. Le processus de la production $Wb\bar{b}$ n'est pas inclus dans cet échantillon; il est généré séparément. Cet échantillon $Wb\bar{b}$ comprend au niveau partonique deux jets, avec une impulsion transverse supérieure à

8 GeV. Une séparation spatiale de $\Delta R > 0.4$ dans le plan (η, ϕ) entre les deux jets partoniques est demandée. Sa section efficace au deuxième ordre (NLO) est calculée par le programme MCFM [57]. Les bruits de fond simulés sont normalisés absolument à la section efficace prédite par la théorie au deuxième ordre (NLO) à l'exception de la production W +jets qui est normalisée aux données après soustraction de tous les autres bruits de fond simulés. Les erreurs varient pour les différents processus entre 6 et 18%: 8% pour la production $t\bar{t}$, 16% pour la production single top, 6% pour la production WZ , W , Z et WH , 18% pour la production $Wb\bar{b}$ et 9% (6%) pour la production Wjj après double (exclusivement simple) étiquetage de saveur b [58].

Après le passage par la simulation du détecteur DØ et de la reconstruction des événements, ils sont pondérés par les efficacités de déclenchement et le rapport entre les efficacités de la sélection en simulation et sur les données.

3.3.3 Estimation du bruit de fond instrumental

Pour estimer le nombre des événements multi-jets contenant un jet qui passe les critères finals d'identification d'un lepton avec les critères de sélection moins contraignants (lâche), la probabilité $p_{\mu\text{jet}}$ d'un lepton provenant d'un jet qui passe les critères de sélection plus contraignants (strict), définit la probabilité de mauvaise identification et est déterminée à l'aide des données. Cette procédure est effectuée séparément dans les deux canaux électron et muon. Un échantillon de données avec deux jets diamétralement opposés ($|\pi - \Delta\phi| < 0.2$) à basse énergie transverse manquante $E_T < 10$ GeV est utilisé pour cette détermination. Un des deux jets doit être placé dans le calorimètre central, loin des bords des modules calorimétriques, et posséder une fraction électromagnétique (EM) inférieure à 0.7 pour être sélectionné. Dans le canal électron l'autre jet doit passer les critères d'identification électron, sauf la coupure sur la probabilité d'électron. La probabilité de mauvaise identification est obtenue en divisant le nombre d'événements contenant au moins un candidat lepton qui passe les critères stricts par le nombre total d'événements dans cet échantillon. Cette probabilité est déterminée en fonction de l'impulsion transverse du candidat lepton. Le bruit de fond multi-jets est ensuite estimé pour chaque observable considérée. La dépendance de la probabilité dans l'impulsion transverse est utilisée pour effectuer la méthode de la matrice [60] sur les sous-échantillons avec différentes impulsions transverses.

La méthode de la matrice consiste à estimer le nombre de muons provenant des jets N_{QCD} et le nombre de ceux N_μ provenant des désintégrations de bosons W à partir des échantillons des sélections lâche $N_{\text{lâche}}$ et stricte N_{strict} . Connaissant l'efficacité ϵ_{strict} de la sélection lâche de passer la sélection stricte pour un événement de la sélection lâche le système

$$\begin{aligned} N_{\text{lâche}} &= N_\mu + N_{QCD} \\ N_{\text{strict}} &= \epsilon_{\text{strict}} N_\mu + p_{\mu\text{jet}} N_{QCD} \end{aligned}$$

peut être résolues:

$$N_\mu = \frac{N_{\text{strict}} - p_{\mu\text{jet}} N_{\text{lâche}}}{\epsilon_{\text{strict}} - p_{\mu\text{jet}}} \quad \text{et} \quad N_{\text{QCD}} = \frac{\epsilon_{\text{strict}} N_{\text{lâche}} - N_{\text{strict}}}{\epsilon_{\text{strict}} - p_{\mu\text{jet}}} .$$

3.3.4 Propriétés de \cancel{E}_T et des jets

Pour sélectionner des événements avec une désintégration leptonique d'un boson W sur sa couche de masse, un critère de sélection sur l'énergie transverse manquante de demandant qu'elle dépasse 25 GeV est appliqué. Cette énergie transverse manquante est calculée à partir des cellules du calorimètre à l'exclusion des assemblées de la couche hadronique extérieure (CH) qui ne sont pas en amas. Une correction pour la présence de muons est effectuée et toutes les corrections d'énergie sur les électrons ou les jets sont propagées à l'énergie transverse manquante. La masse transverse du candidat boson W est reconstruite à l'aide du lepton et de l'énergie transverse manquante. Les jets utilisés dans cette analyse sont déterminés par un algorithme de cône [40] de rayon de $R = 0.5$ dans le plan (η, ϕ) , avec les critères d'identification de jet standard de $D\phi$ pour éviter la mauvaise identification de jets, qui peuvent provenir du bruit dans le calorimètre. Les critères de sélection suivantes assurent que les distributions de l'énergie des jets dans les différentes couches du calorimètre sont raisonnables et que les jets ne sont pas le produit de dépôts accidentels d'énergie: a) la fraction d'énergie dans les couches électromagnétiques (EM) d'un jet doit satisfaire $0.05 < EMF < 0.95$. b) la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique (CH) doit être $CHF < 0.4$. La présence des jets de bruit est fortement réduite par l'utilisation de l'algorithme T42, qui enlève en moyenne 15 GeV de bruit par événement [42]. La différence en efficacité des critères d'identification des jets entre données et simulation est quantifiée dans le facteur de correction de l'efficacité de reconstruction de jets. Une erreur systématique de 5% par jet est attribuée. L'efficacité de reconstruction des jets a un petit effet sur le signal WH car l'impulsion transverse des deux jets dominants est en moyenne 80 et 40 GeV respectivement.

3.3.5 Etiquetage de saveur b

Le but premier de cette analyse est la recherche de production WH avec deux jets de saveur b dans l'état final. Pour l'étiquetage de saveur b , l'algorithme JLIP [43] a été utilisé. La procédure de l'étiquetage commence avec une coupure sur la probabilité du temps de vie du jet de 1%. Si deux jets sont sélectionnés de cette façon l'événement est classé comme doublement étiqueté. Sinon, la coupure est plus sévère 0.1% comme probabilité de temps de vie du jet. Si un jet passe ce critère plus contraignant l'événement est classé comme simplement étiqueté. Les valeurs de ces coupures ont été optimisées pour maximiser la sensibilité d'un signal de boson de Higgs. Les deux classes d'événements orthogonales sont traitées séparément pour simplifier leur combinaison. Les coupures correspondent à peu près à un taux de mauvais étiquetage (étiquetage des jets de saveur légère) du même montant, c.-à.-d. 1% et 0.1%. Les efficacités sont $55 \pm 4\%$ pour la coupure à 1% de probabilité du temps de vie et $33 \pm 4\%$ pour la coupure à 0.1%.

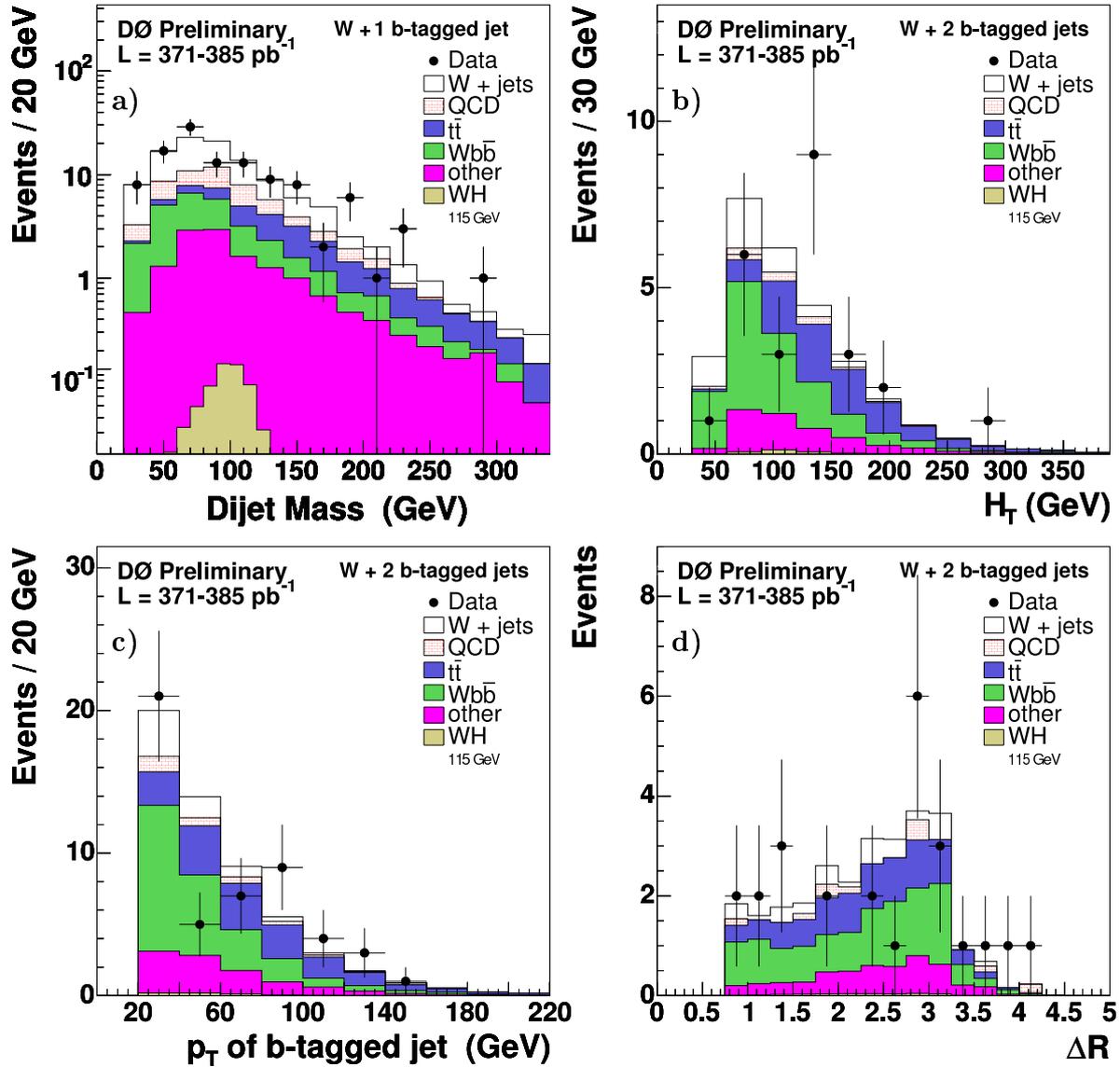


Figure 3.2: Distributions de l'échantillon $W + 2$ jets avec étiquetage simple (a) et double (b,c,d). a) masse invariante des deux jets, b) somme scalaire des impulsions transverses des jets (H_T), c) impulsion transverse des jets et d) distance ΔR entre les deux jets. Les données sont comparées aux différents processus simulés.

Pour chaque jet simulé qui est étiqueté dans cette analyse, le rapport du produit de l'étiquetabilité par l'efficacité d'étiquetage dans les données et la simulation est utilisé pour pondérer des événements simulés. Pour l'efficacité d'étiquetage des jets simulés de saveur b et c , des facteurs de correction en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité sont utilisés. Ces facteurs sont fournis par le groupe d'identification de jets de b de DØ [59].

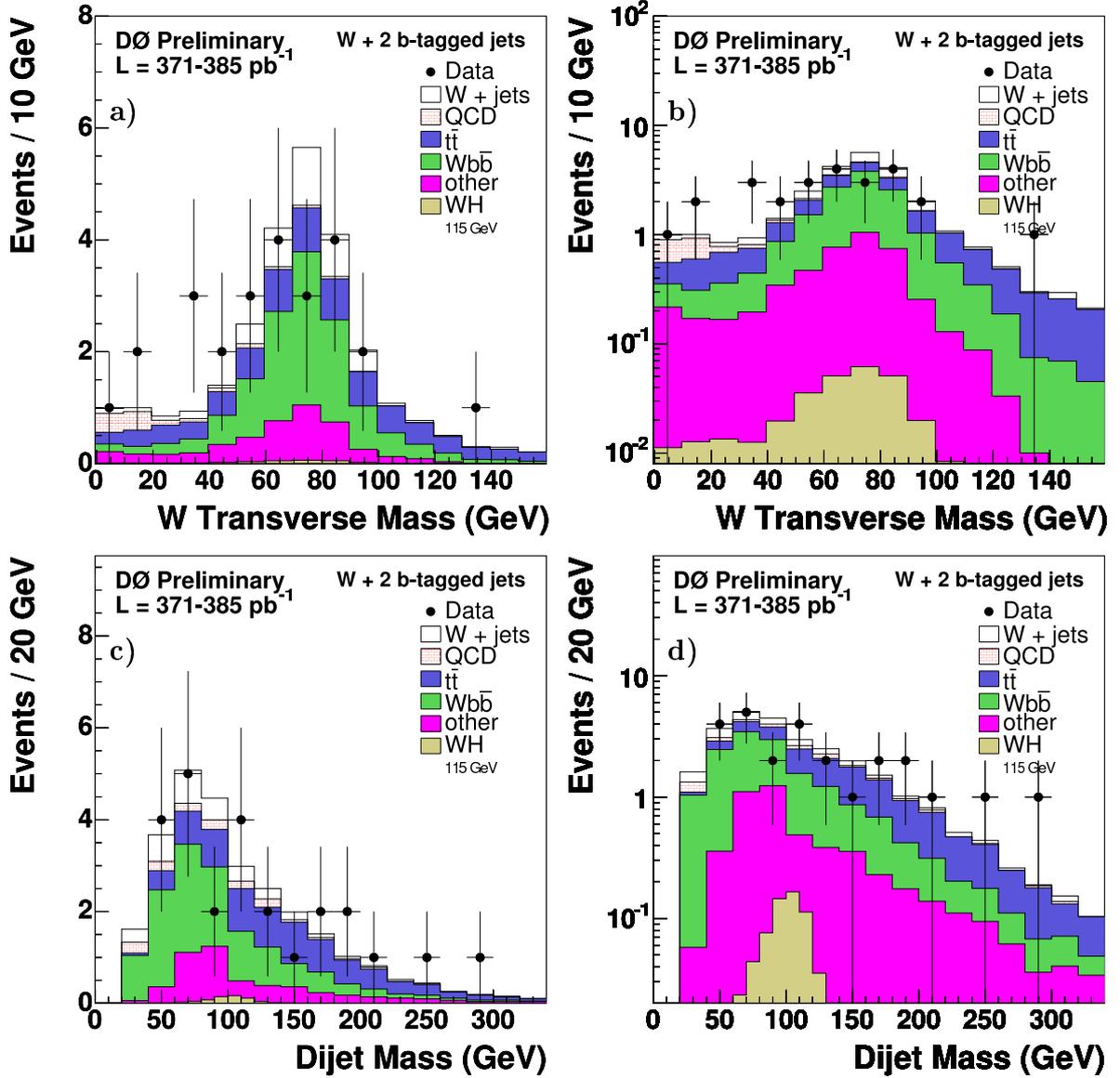


Figure 3.3: Distributions de l'échantillon $W + 2$ jets avec double 'étiquetage. a) masse transverse du boson W , b) la même distribution sur une échelle logarithmique, c) masse invariante des deux jets et d) la même distribution sur une échelle logarithmique.

Evénements simplement étiquetés

Un critère de sélection spatiale de $\Delta R > 0.75$ dans le plan (η, ϕ) est effectuée sur les deux jets dominants en impulsion transverse (on s'intéressera plus tard aux échantillons de contrôle avec plus que deux jets) pour réduire l'influence des jets de saveur b produits via un gluon et pour correspondance des saveurs de jets simulés sans ambiguïté. La saveur d'un jet simulé est définie comme la saveur la plus lourde (dans cet ordre: u, d, s, c, b) trouvé dans un rayon de $R < 0.3$ dans le plan (η, ϕ) autour de l'axe du jet. Le bruit

de fond multi-jets est estimé par la méthode de la matrice [60], qui utilise l'échantillon $W + 2$ jets avec des critères de sélection moins stricts sur le lepton. Les données sont comparées au bruit de fond multi-jets ajouté aux processus du modèle standard simulés. Les différentes composantes sont détaillées dans le tableau 3.1. Le nombre d'événements observé est en bon accord avec la prédiction de la simulation.

Evénements doublement étiquetés

Dans l'échantillon de simple étiquetage avec seulement un jet de type b les bruits de fond $W + 2$ jets de saveur légère, de quark top et multi-jets sont encore quatre fois plus importants que les processus qui ne sont pas encore observés et peuvent être étudiés au Tevatron, c'est-à-dire la production $Wb\bar{b}$, la production du top seul et la production du boson de Higgs. Pour améliorer le rapport signal sur bruit de fond l'échantillon doublement étiqueté est discuté ici.

La figure 3.2 c) montre la distribution de p_T des jets étiquetés de saveur b dans l'échantillon $W + 2$ jets de type b . Les données sont comparées à la simulation. Les 50 entrées de données correspondent à 25 événements doublement étiquetés. Les jets provenant de la production $Wb\bar{b}$ ont une impulsion transverse plus petite en moyenne par rapport à ceux provenant de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$. La distribution de la somme scalaire des impulsions transverses des jets (H_T) de ces événements est montrée sur la figure 3.2 b). La distribution ΔR des deux jets étiquetés de saveur b est montrée sur la figure 3.2 d). Les figures 3.3 a) et c) montrent la distribution de la masse transverse du boson W et la masse invariante des deux jets étiquetés de saveur b . En b) et d) sont présentées les mêmes distributions sur une échelle logarithmique. Les distributions montrent un bon accord entre les données et la simulation. Le maximum de la distribution de la masse transverse du boson W a plus de statistique par rapport à l'échantillon

Processus	Echantillon $W + 2$ jets		
	Avant étiquetage	Simplement étiqueté	Doublement étiqueté
WH	1.68 ± 0.17	0.35 ± 0.04	0.31 ± 0.06
WW, WZ, ZZ	117.8 ± 7.2	4.12 ± 0.71	1.62 ± 0.26
$Wb\bar{b}$	87.0 ± 16.6	16.7 ± 3.5	10.83 ± 2.38
$t\bar{t}$	53.7 ± 6.0	12.7 ± 1.9	7.38 ± 1.57
Single top	32.7 ± 6.7	7.8 ± 4.1	2.90 ± 0.34
Multi-jets	850 ± 231	18.0 ± 6.3	1.36 ± 0.60
W/Z +jets	6245 ± 751	52.9 ± 9.4	3.52 ± 0.74
Attendu total	7388 ± 817	111.8 ± 17.0	27.9 ± 4.2
Observé	7388	112	25

Tableau 3.1: Evénements pour un état final composé d'un lepton (e ou μ) + 2 jets + \cancel{E}_T Le nombre d'événements observé en données est comparé au nombre d'événements attendu de la simulation, avant l'étiquetage de saveur b et avec simple et double étiquetage des événements.

de simple étiquetage. Les 25 événements sont à comparer au bruit de fond du modèle standard y compris la production $Wb\bar{b}$ attendu de 27.9 ± 4.2 événements. Le bruit de fond multi-jets obtenu via la méthode de la matrice [60] est estimé à 1.36 ± 0.60 événements. Pour les autres bruits de fond un total de 26 ± 4.1 événements est attendu. Leurs origines sont détaillées dans le tableau 3.1. Tous ces résultats et distributions montrent un bon accord entre les données et la simulation. Pour estimer la sensibilité, les limites sur la section efficace de la production WH sont dérivées après discussion des erreurs systématiques.

3.3.6 Erreurs systématiques

Les erreurs expérimentales systématiques et leur propagation affectent le signal et les bruits de fond du modèle standard à l'exception du bruit de fond multi-jets qui est dérivé à partir des données. Elles sont détaillées ci-dessous. Dans le cas d'erreurs différentes entre le canal électron et le canal muon l'intervalle d'erreur est donné:

- 2-3% d'erreur sur l'efficacité de déclenchement,
- 3-4% d'erreur sur l'identification des leptons et l'efficacité de reconstruction,
- 5% par jet pour l'identification des jets et l'efficacité de reconstruction,
- 5% pour l'incertitude sur la modélisation de la multiplicité des jets dans la simulation,
- 5% (12%) pour le processus WH ($Wb\bar{b}$) à cause de l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets,
- 3% pour l'étiquetabilité des jets,
- 5-6% par jet pour l'efficacité d'étiquetage de l'algorithme JLIP. Pour les jets simulés de saveurs légères ces erreurs valent 9% (échantillon doublement étiqueté) et 13% (échantillon simplement étiqueté).

Au total, pour la production WH l'erreur expérimentale systématique est de 16-19%. L'erreur sur la luminosité est traitée séparément et vaut 6.5%.

3.3.7 Limites sur la section efficace

La contribution attendue d'un boson de Higgs standard de 115 GeV se désintégrant en une paire de jets $b\bar{b}$ et produit avec un boson W est montrée sur la figure 3.3 d). 0.31 événements sont attendus. La résolution sur la masse invariante reconstruite du boson de Higgs dans la simulation est déterminée avec l'approximation d'une fonction de Gauss dans un intervalle de ± 25 GeV autour du maximum et vaut 14%. Des résolutions similaires sont obtenues pour les autres points de masse. Les valeurs moyennes sont systématiquement décalées vers des valeurs plus petites, car aucune correction de l'échelle d'énergie des jets de saveur de b n'est effectuée. Cet effet est identique dans les données et dans la

Masse du boson de Higgs	105 GeV	115 GeV	125 GeV	135 GeV	145 GeV
Limite combinée de WH observée [pb]	2.4	2.4	2.9	2.8	2.6
Limite combinée de WH attendue [pb]	4.0	3.5	3.4	3.0	2.8

Tableau 3.2: Limites observées et attendues sur la section efficace de la production $WH \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$ à 95% de niveau de confiance de 95% en fonction de la masse du boson de Higgs.

simulation, comme vérifié dans l'analyse $Z \rightarrow b\bar{b}$ [61] et est donc compensé dans le facteur de correction.

Six événements doublement étiquetés (32 événements exclusivement simple étiquetés) sont observés dans l'intervalle de ± 25 GeV autour du pic de la masse invariante de deux jets, cet intervalle étant optimisé pour une masse reconstruite correspondant à une masse générée d'un boson de Higgs de 115 GeV. Le bruit de fond du modèle standard attendu pour des événements doublement étiquetés comprenant la production $Wb\bar{b}$, est de 9.3 ± 1.8 événements et le signal WH attendu est de 0.28 ± 0.06 événements. Les quatre canaux séparés: e , μ , double et simple étiquetage sont combinés et les limites sont dérivées à partir de la distribution de masse invariante, en utilisant l'approche fréquentiste modifiée, appelé méthode CL_s [52] [51].

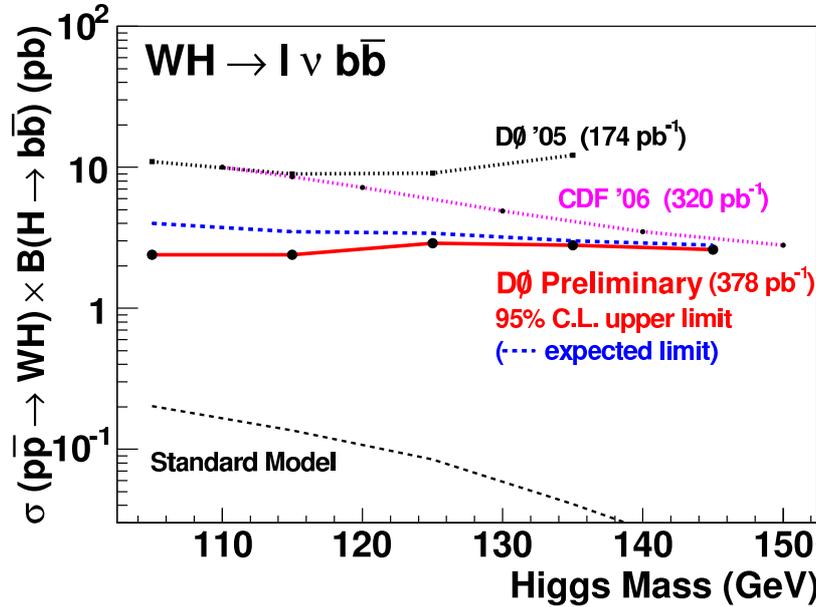


Figure 3.4: Limites sur la section efficace de la production $WH \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$ à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs. La statistique correspond à une luminosité intégrée de 378 pb^{-1} . La prédiction du modèle standard et les limites de l'analyse de CDF [66] utilisant une luminosité intégrée de 320 pb^{-1} sont également montrées.

Il en résulte une limite à 95% de niveau de confiance pour la production $WH \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ de 2.4 pb, pour une masse du boson de Higgs de 115 GeV. La limite attendue correspond à 3.5 pb. Le même calcul est effectué pour quatre autres points de masse: 105, 125, 135 et 145 GeV. Les limites observées et attendues sont détaillées dans le tableau 3.2 et présentées en fonction de la masse du Higgs dans la figure 3.4, où le résultat est également comparé avec l'analyse précédente de DØ utilisant 174 pb^{-1} dans le canal $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$ [63], et la combinaison de CDF [66] des canaux e et μ en utilisant une luminosité intégrée de 320 pb^{-1} . L'amélioration en sensibilité obtenue avec cette analyse est visible dans l'intervalle de masse où DØ et le Tevatron ont la meilleure sensibilité pour un boson de Higgs de masse faible, entre 115 et 135 GeV. La référence de cette analyse est donnée par [83].

3.4 La production $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$

La production $p\bar{p} \rightarrow ZH$ est considérée dans cette analyse avec les désintégrations $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ et $H \rightarrow b\bar{b}$. L'état final est donc déterminé par deux jets de saveur b et de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T provenant des deux neutrinos de la désintégration du boson Z . Les deux jets de saveur b sont entraînés dans la direction de l'impulsion du boson de Higgs. Ils sont donc acoplanaires (non diamétralement opposés). En revanche, la production de deux jets par interaction forte qui est un bruit de fond important se manifeste par deux jets diamétralement opposés dans le plan transverse. Les bruits de fond physiques sont la production de Z +jets et de W +jets, la production électrofaible de deux bosons WZ et ZZ , et la production de quark top avec des leptons et des jets non reconstruits. Les événements multi-jets avec mauvaise identification des jets ou mauvaise mesure de leur énergie constituent le bruit de fond instrumental. Demander une grande quantité d'énergie transverse manquante et deux jets étiquetés de saveur lourde rejette une grande partie de la production multi-jets. Le déclenchement et les critères de sélection sont basés sur les jets. Une bonne compréhension du calorimètre et de l'étiquetage de saveur b est donc essentiel.

3.4.1 Les données et la sélection

Un type de déclenchement a été créé en mars 2003 pour sélectionner les événements contenant des jets acoplanaires, accompagnés par de l'énergie transverse manquante. Après application des contraintes de qualité du détecteur les événements obtenus par ce déclenchement correspondent à une luminosité intégrée de 260 pb^{-1} . La sélection des événements consiste à demander deux ou trois jets de pseudorapidité $|\eta| < 2.5$, avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV. L'énergie transverse manquante doit dépasser 50 GeV, l'angle azimutal ϕ entre les deux jets dominants doit être inférieur à 165° et aucune trace isolée n'est permise afin de rejeter du bruit de fond multi-jets, en particulier avec une topologie de deux jets diamétralement opposés dans le plan transverse par rapport au tube à vide. Cependant des événements du type $W(\rightarrow e\nu, \mu\nu)$ +jet et $Z(\rightarrow ee, \mu\mu)$ +jet sont également rejetés par ces critères de sélection. Pour rejeter le bruit de fond provenant de la production $t\bar{t}$ la somme scalaire des impulsions transverses des jets H_T doit être inférieure à 240 GeV. Pour encore réduire les bruits de fond les variables suivantes sont définies:

- $\min \Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jets})$: le minimum de l'angle azimutal ϕ entre la direction de \cancel{E}_T et le jet le plus proche en ϕ ,
- $\cancel{H}_T \equiv |\sum_i^{\text{net}} \vec{p}_T|$: le module de la somme vectorielle des p_T des jets,
- $P_T^{\text{trk}} \equiv |\sum_i^{\text{ntkr}} \vec{p}_T|$: le module de la somme vectorielle des p_T de toutes les traces,
- $\Delta\phi(\cancel{E}_T, P_T^{\text{trk}})$: la différence d'angle azimutal ϕ entre la direction de \cancel{E}_T et P_T^{trk} ,
- $A(\cancel{E}_T, H_T) \equiv (\cancel{E}_T - H_T)/(\cancel{E}_T + H_T)$: l'asymétrie entre \cancel{E}_T et H_T .

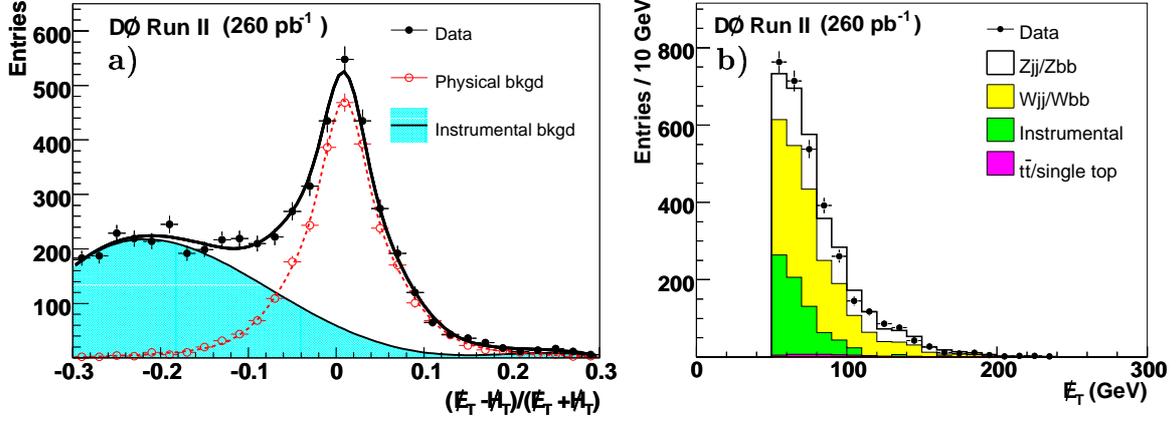


Figure 3.5: Distribution de l'asymétrie $A(\cancel{E}_T, \cancel{H}_T)$ avant coupure sur celle-ci (a), distribution de \cancel{E}_T après sélection et avant étiquetage de jets du type b .

Le bruit de fond instrumental est fortement réduit par les critères de sélection suivantes:

- $\cancel{E}_T/\text{GeV} > -40 \cdot \min\{\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet})\} + 80$,
- $P_T^{\text{trk}} > 20 \text{ GeV}$,
- $\Delta\phi(\cancel{E}_T, P_T^{\text{trk}}) < 90^\circ$ et
- $-0.1 < A(\cancel{E}_T, \cancel{H}_T) < 0.2$.

Les variables définies ci-dessus ont été étudiées dans les échantillons W +jets pour s'assurer de leur bonne modélisation. Le bruit de fond instrumental est mesuré sur les données et comparé à la simulation de PYTHIA afin d'étudier les variables utilisées dans la détermination du bruit de fond. La figure 3.5 montre la distribution de l'asymétrie $A(\cancel{E}_T, \cancel{H}_T)$ avant coupure sur celle-ci (a), et la distribution de \cancel{E}_T après sélection et avant étiquetage de jets du type b .

3.4.2 Les échantillons de la simulation

Les processus suivants sont simulés pour estimer l'acceptance du signal et le nombre total d'événements de bruit de fond attendus:

- $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}$ généré par PYTHIA [55],
- $t\bar{t}$ généré par PYTHIA,
- production d'un quark top seul dans les canaux s et t généré par CompHEP [53] + PYTHIA,

- $WZ \rightarrow \ell\nu jj$ et $ZZ \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}, \nu\bar{\nu}c\bar{c}$ générés par ALPGEN [54] + PYTHIA,
- $W(\rightarrow e\nu, \mu\nu, \tau\nu)$ +jets, comprenant Wj, Wjj, Wcc, Wcj et Wcj générés par ALPGEN + PYTHIA,
- $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}, ee, \mu\mu, \tau\tau)$ +jets, comprenant Zj, Zjj, Zcc, Zcj et Zcj générés par ALPGEN + PYTHIA,
- $W(\rightarrow e\nu, \mu\nu, \tau\nu) + bb$ générés par ALPGEN + PYTHIA,
- $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}, ee, \mu\mu, \tau\tau) + bb$ générés par ALPGEN + PYTHIA,

Les efficacités de déclenchement sont mesurées sur les données et appliquées aux événements simulés.

3.4.3 Estimation du bruit de fond instrumental

Le bruit de fond instrumental est estimé à partir des données par la méthode des intervalles latéraux. Ils sont définis par l'inversion de la coupure sur la différence de l'angle ϕ , c'est-à-dire $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \vec{p}_T^{\text{rk}}) > 90^\circ$. Le bruit de fond physique qui passe les critères de sélection tend à s'accumuler aux petits $\Delta\phi$, tandis que le bruit de fond instrumental s'accumule dans les intervalles latéraux. Après soustraction des bruits de fond physiques simulés, seul le bruit de fond instrumental survit dans les intervalles latéraux. La correction sur les données est de l'ordre de 15%.

3.4.4 Etiquetage de saveur b

L'algorithme d'étiquetage de saveur b JLIP est utilisé pour identifier des jets de saveur lourde. Deux échantillons séparés sont établis: a) un échantillon dont les deux jets dominants en p_T passent le critère d'étiquetage (doublement étiqueté), b) un autre dont exactement un jet passe le critère d'étiquetage (simplement étiqueté). La valeur de la coupure sur la probabilité du temps de vie de jet est définie par une optimisation de la sélection et correspond pour l'échantillon doublement étiqueté à 1% pour le jet dominant et à 4% pour le deuxième jet dominant. Pour l'échantillon simplement étiqueté cette coupure est établie à 0.1%, donc plus sévère car cet échantillon est plus contaminé par des bruits de fond sans deux jets lourds. Une efficacité d'étiquetage de b, c et τ est appliquée sur les jets simulés. Pour des jets de saveur légère une fonction de taux d'étiquetage TRF² est appliquée dans la simulation, ce qui correspond à pondérer chaque jet sans essayer d'étiqueter avec l'algorithme JLIP. Le type d'un jet simulé est déterminé par les hadrons se trouvant dans le rayon $\Delta R < 0.5$ par rapport à l'axe du jet. Pour le bruit de fond instrumental la TRF est déterminée à partir des données via la méthode des intervalles latéraux. La différence entre la TRF dans les intervalles latéraux et dans l'intervalle du signal est prise en compte via une extrapolation de la TRF des intervalles latéraux sur

²Tag Rate Function

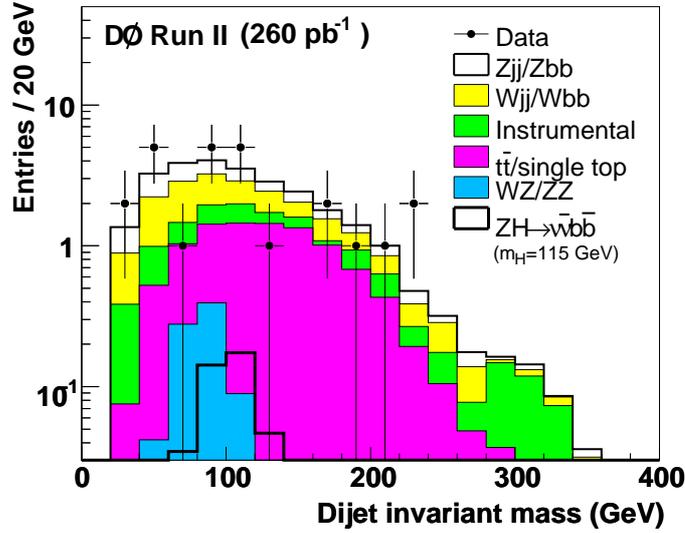


Figure 3.6: Distribution de la masse invariante des deux jets dominants de l'échantillon doublement étiqueté.

l'intervalle du signal. Après double étiquetage de saveur b 25 événements sont observés par rapport aux 27.0 événements attendus. Le bruit de fond dominant est la production d'un boson vecteur W ou Z accompagné de jets. Dans l'échantillon simplement étiqueté il reste 106 événements contre 94.5 événements attendus. La figure 3.6 montre la masse invariante des deux jets dominants de l'échantillon doublement étiqueté.

3.4.5 Limites sur la section efficace

Le but de l'analyse est la recherche d'un excès d'événements dans une fenêtre de masse invariante de 2 jets de b . La résolution relative de la masse invariante des deux jets est estimée par la simulation de signal à environ 17%. Cette valeur a été évaluée pour des masses du boson de Higgs de 105 et 135 GeV. La fenêtre de masse est définie par l'intervalle de $\pm 1.5\sigma$ autour de la moyenne de la distribution de masse dans la simulation. Les erreurs systématiques proviennent de l'efficacité du déclenchement, de l'efficacité de reconstruction de jets, de la correction de l'énergie des jets, de la résolution en énergie des jets, de l'étiquetabilité et de l'étiquetage, de l'estimation du bruit de fond instrumental et des sections efficaces des bruits de fond.

L'erreur sur la luminosité est estimée à 6.5%. Onze événements doublement étiquetés et 33 événements simplement étiquetés sont observés dans la fenêtre de masse autour de 115 GeV. Le bruit de fond attendu pour l'échantillon doublement étiqueté est 9.4 ± 1.8 et 34.0 ± 6.1 événements pour l'échantillon simplement étiqueté. L'acceptance attendue d'un signal ZH est $(1.04 \pm 0.20)\%$ et $(0.99 \pm 0.14)\%$ pour un échantillon doublement et simplement étiqueté respectivement. La même analyse est répétée pour trois autres points de masse du boson de Higgs, 105, 125 et 135 GeV, et les résultats sont donnés dans le

Masse du boson de Higgs	105 GeV	115 GeV	125 GeV	135 GeV
Limite combinée de ZH observée [pb]	3.4	3.2	2.9	2.5
Limite combinée de ZH attendue [pb]	3.1	2.7	2.4	2.1
Limite combinée de WH observée [pb]	8.3	7.5	7.4	6.3
Limite combinée de WH attendue [pb]	7.6	6.3	6.0	5.0

Tableau 3.3: Limites observées et attendues sur la section efficace de la production ZH et WH , où le Z se désintègre en une paire de neutrinos $\nu\bar{\nu}$, le boson W en un lepton chargé et un neutrino et le Higgs en une paire de quarks $b\bar{b}$ à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson Higgs. Les limites des échantillons doublement et simplement étiquetés sont ensuite combinées.

tableau 3.3.

Si le lepton provenant d'un boson W n'est pas reconstruit le processus de signal peut être conservé dans l'échantillon contenant de l'énergie transverse manquante plus des jets, qui n'est pas petit par rapport aux signaux ZH estimés. Une amélioration de la sensibilité de l'analyse WH est donc attendue si l'on prend en compte cet échantillon. L'acceptance attendue d'un signal WH dans la fenêtre de masse d'un boson de Higgs de 115 GeV est $(0.43 \pm 0.08)\%$ pour l'échantillon doublement étiqueté et $(0.42 \pm 0.06)\%$ pour l'échantillon simplement étiqueté.

Les deux analyses de double et simple étiquetage sont ensuite combinées. Les limites sont dérivées à partir des distributions de masse invariante des deux jets, en utilisant

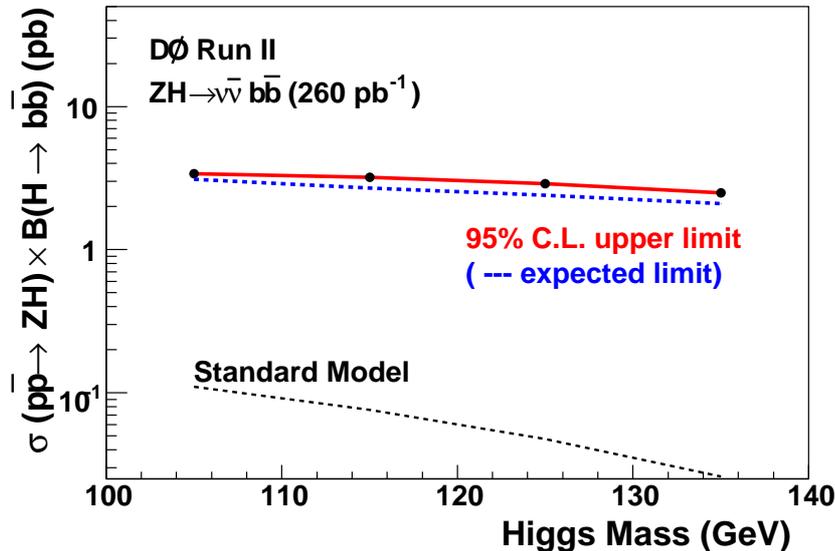


Figure 3.7: Limites sur la section efficace de production $ZH \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$ à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs. La statistique correspond à une luminosité intégrée de 260 pb^{-1} .

l'approche fréquentiste modifiée, la méthode CL_s [51] [52]. La limite à 95% de niveau de confiance pour le processus $\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZH) \times B(H \rightarrow b\bar{b})$ est de 3.2 pb et la limite pour le processus $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times B(H \rightarrow b\bar{b})$ vaut 7.5 pb pour une masse du boson de Higgs de 115 GeV. Les limites pour quatre masses différentes sont données dans le tableau 3.3. La figure 3.7 montre l'évolution des limites en fonction de la masse du boson de Higgs. Pour la production ZH multipliée par le rapport de branchement du boson de Higgs en une paire de quarks $b\bar{b}$ la limite observée à 95% de niveau de confiance varie entre 2.5 et 3.4 pb. Dans le canal WH , en prenant en compte le rapport de branchement $H \rightarrow b\bar{b}$ et le lepton non reconstruit la limite observée varie entre 6.3 et 8.3 pb. Tous les canaux seront ensuite combinés comme cela est décrit dans le paragraphe 3.7 afin de dériver une limite d'exclusion meilleure par rapport à celles obtenues avec les analyses séparées, y compris l'analyse ZH et l'analyse WH avec lepton reconstruit et non reconstruit.

3.5 La production $gg \rightarrow H \rightarrow W^{(*)}W$

La production d'un boson de Higgs se désintégrant en $WW^{(*)}$ est étudiée dans le canal di-leptonique: $WW^{(*)} \rightarrow \ell\ell'$ avec des électrons et des muons. Cet état final se manifeste par deux leptons énergétiques et de l'énergie transverse manquante. Ce canal donne la plus grande sensibilité pour la recherche d'un boson de Higgs du modèle standard autour de $m_H = 160$ GeV [67] [68] [69]. Combinée avec les autres analyses dans les canaux WH et ZH cette analyse augmente aussi la sensibilité pour la recherche d'un boson de Higgs aux petites masses ($m_H \simeq 120$ GeV). Des limites sur la section efficace ont déjà été établies avec des échantillons de données plus petits [70].

3.5.1 Les données et la sélection

Les candidats de signal sont sélectionnés par le système de déclenchement comme des événements avec un lepton seul ou avec deux leptons. Les candidats électrons sont sélectionnés à partir de leurs dépôts d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre. Les candidats muons sont formés de deux coups dans deux couches du système à scintillateurs qui fait partie du détecteur à muons. Au niveau deux du système de déclenchement, les traces sont reconstruites grâce aux coups dans les scintillateurs et les chambres à muons. Au niveau trois, des algorithmes utilisent la totalité de l'information de l'événement pour faire la sélection finale sur les électrons et les muons à analyser hors ligne.

La désintégration des deux bosons W donne trois états finals: ee , $e\mu$ et $\mu\mu$. Chaque contient en deux leptons de charges opposées plus de l'énergie transverse manquante provenant des neutrinos non détectés. Les électrons (muons) doivent être reconstruits dans une pseudorapacité de $|\eta| < 3.0$ ($|\eta| < 2.0$). Les muons doivent passer le critère d'isolation suivant: on requiert que dans un rayon de $R = 0.5$ autour de la trace du muon on ne trouve pas plus que 4 GeV d'énergie provenant d'autres traces. Les électrons doivent passer une probabilité électron pour être choisis. La sélection comprend un lepton d'impulsion transverse $p_T^\ell > 15$ GeV et un deuxième lepton avec un critère de sélection plus modéré de $p_T^\ell > 10$ GeV. Dans le canal $e\mu$, c'est l'électron qui doit passer le critère de sélection le plus contraignant. La masse invariante des deux leptons doit dépasser un seuil de $m_{\ell\ell} > 15$ GeV. Dans le canal $e\mu$ les événements avec un troisième lepton sont

Critère de sélection	Valeur du critère de sélection
Masse invariante $m_{\ell\ell'}$	$m_{ee} < \min(m_H/2, 80)$ GeV, $m_{e\mu} < m_H/2$ GeV
Somme $p_T^\ell + p_T^{\ell'} + \cancel{E}_T$	$m_H/2 + 20$ GeV $< p_T^\ell + p_T^{\ell'} + \cancel{E}_T < m_H$
$m_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T)$	$m_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 45$ GeV ($m_H = 120$ GeV)
	$m_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 50$ GeV ($m_H = 140$ GeV)
	$m_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 55$ GeV ($m_H = 160$ GeV)
	$m_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 60$ GeV ($m_H = 180$ GeV)

Tableau 3.4: Critères de sélection dépendant de la masse du boson de Higgs considérée.

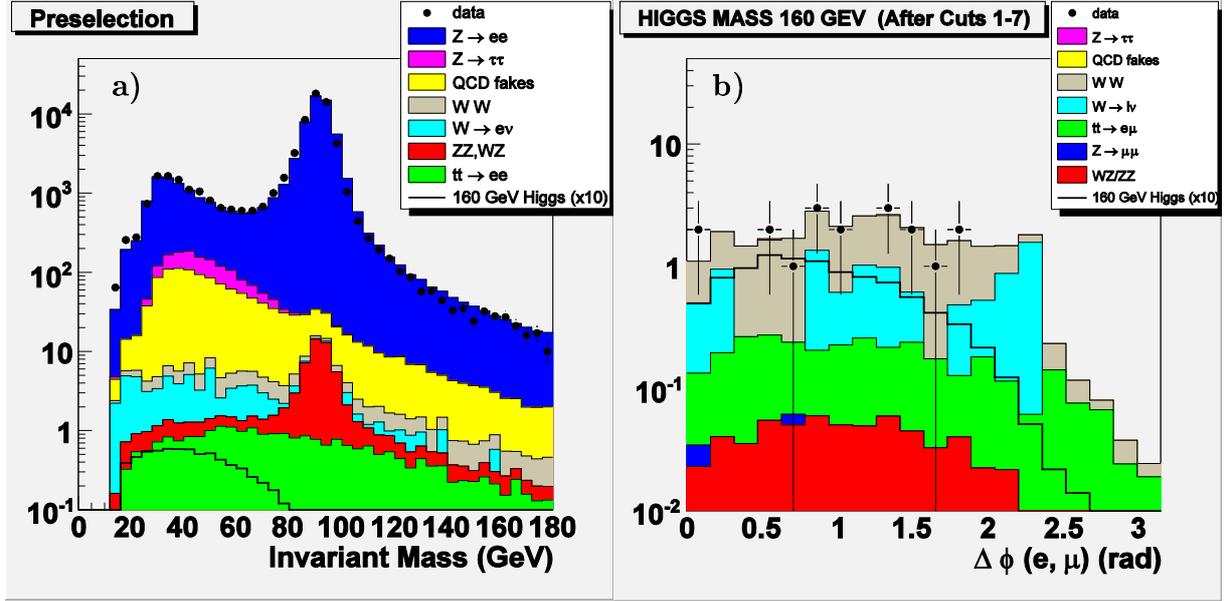


Figure 3.8: Masse invariante des deux leptons après la coupure sur celle-ci et sur leurs impulsions transverses pour le canal ee (a). Le signal pour un boson de Higgs d'une masse de 160 GeV est multiplié par un facteur dix pour le rendre visible. L'angle azimutal entre les deux leptons pour le canal $e\mu$ après tout les critères de sélection est montré en (b).

rejetés si la masse invariante des deux leptons de même saveur ($2e$ ou 2μ) est telle que $75 < m_{\ell\ell} < 105$ GeV, pour éliminer le bruit de fond $Z \rightarrow \ell\ell$. Dans le canal $\mu\mu$ la masse invariante des deux leptons doit aussi être telle que $m_{\mu\mu} < 80$ GeV. La distribution de la masse invariante dans le canal ee est montré dans la figure 3.8 a). Le seuil sur l'énergie transverse manquante est fixé à 20 GeV pour éliminer surtout le bruit de fond Z/γ^* . Les événements sont rejetés lorsque l'énergie transverse manquante peut être produite par une mauvaise mesure de l'énergie de jets. La fluctuation de cette mesure dans le plan transverse peut être approchée par l'expression $\Delta E_{\text{jet}} \cdot \sin \theta_{\text{jet}}$, où la variation ΔE_{jet} est proportionnelle à $\sqrt{E_{\text{jet}}}$, et θ_{jet} est l'angle polaire du jet. L'angle azimutal $\Delta\phi(\text{jet}, \cancel{E}_T)$ entre la projection transverse de la fluctuation de l'énergie et l'énergie transverse manquante donne une mesure à la contribution du jet à l'énergie transverse manquante. Ces grandeurs entrent dans la définition de l'énergie transverse manquante normalisée, ce qui est la significativité de l'énergie transverse manquante

$$\text{Sig}(\cancel{E}_T) = \frac{\cancel{E}_T}{\sqrt{\sum_{\text{jets}} (\Delta E_{\text{jet}} \cdot \sin \theta_{\text{jet}} \cdot \cos \Delta\phi(\text{jet}, \cancel{E}_T))^2}} = \frac{\cancel{E}_T}{\sqrt{\sum_{\text{jets}} \sigma_{E_T^{\text{jet}}}^2 \parallel \cancel{E}_T}}, \quad (3.7)$$

sur laquelle un critère de sélection est appliqué. Sa valeur doit être supérieure à 7. Ce critère n'est appliqué que pour des événements avec au moins un jet. L'énergie transverse des jets doit satisfaire $H_T < 100$ GeV ($H_T < 70$ GeV) dans les canaux ee , $e\mu$ ($\mu\mu$) pour réduire le bruit de fond $t\bar{t}$ et l'angle azimutal entre les deux leptons doit être $\Delta\phi(\ell, \ell') < 2.0$ pour passer la sélection, afin de favoriser la cinématique du signal. A l'inverse, la plupart

des bruits de fond produisent des leptons diamétralement opposés dans le plan transverse. La cinématique de l'événement change considérablement en fonction de la masse du boson de Higgs. La sensibilité de l'analyse est améliorée en utilisant des critères de sélection qui dépendent de la masse du boson de Higgs. Ces critères sont détaillés dans le tableau 3.4, et comprennent:

- un critère de sélection sur la masse invariante des deux leptons $m_{\ell\ell'}$ en fonction de la masse du boson de Higgs,
- un critère de sélection sur la somme scalaire des impulsions transverses des leptons et de l'énergie transverse manquante $p_T^\ell + p_T^{\ell'} + \cancel{E}_T$,
- l'énergie transverse minimale $m_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) = \sqrt{2p_T^\ell \cancel{E}_T(1 - \cos \Delta\phi(\ell, \cancel{E}_T))}$ avec l'angle azimutal entre l'énergie transverse manquante et le lepton qui minimise cet expression.

La distribution de l'angle azimutal entre les deux leptons après toutes les critères de sélections dans le canal $e\mu$ est montrée sur la figure 3.8 b).

3.5.2 Les échantillons de la simulation

Le signal et les bruits de fond du modèle standard ont été générés avec PYTHIA [55] en utilisant les fonctions de distribution de partons CTEQ6.1M [71]. Les échantillons simulés sont:

- $H \rightarrow WW$ généré par PYTHIA,
- paires de bosons vecteurs (WW, WZ, ZZ) générés par PYTHIA,
- $t\bar{t}$ généré par PYTHIA,
- W +jets/ γ généré par PYTHIA.

La section efficace du processus $Z/\gamma \rightarrow \ell\ell$ est calculée avec les fonctions de densité de probabilité CTEQ6.1M, la section efficace au premier ordre de la théorie perturbative (LO) provenant de PYTHIA et un facteur de correction K au troisième ordre de la théorie perturbative (NNLO), qui est dérivé en utilisant les fonctions de densité de probabilité au deuxième ordre, évalué selon [72] [73]. Le niveau de bruit de fond $W \rightarrow e\nu$ est calculé en prenant en compte des corrections NNLO en utilisant CTEQ6.1M comme recommandé en [73]. Les calculs de la référence [74] sont utilisés pour la production $t\bar{t}$. Les sections efficaces pour la production d'une paire de bosons vecteurs WW, WZ et ZZ sont calculées à l'ordre NLO selon [57].

3.5.3 Estimation du bruit de fond

Le bruit de fond multi-jets, qui correspond à la mauvaise identification d'un jet comme étant un électron, est déterminé à partir des données en utilisant un échantillon dileptonique dont les deux leptons ont la même charge et dans lequel le critère de qualité sur la probabilité de l'électron est inversée. Dans l'état final ee la section efficace de production $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ au deuxième ordre de la théorie perturbative (NNLO) est normalisée aux données dans l'intervalle de masse invariante $60 < M_{ee} < 130$ GeV. Dans l'état final $e\mu$ c'est la section efficace de production $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (NNLO) qui est utilisée pour la normalisation aux données. La luminosité intégrée des deux échantillons de données ee et $e\mu$ est estimée à 950 pb^{-1} . Les facteurs de correction ont été appliqués à la simulation avant la normalisation du bruit de fond $Z/\gamma^* \rightarrow ee$. Les corrections pour les muons sont absorbées dans la normalisation $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$. La limite sur la section efficace de $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\ell'$ est calculée par rapport à la section efficace de production $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ à l'ordre NNLO. Les erreurs systématiques sur les facteurs de correction, provenant de la détermination de la luminosité se compensent exactement du fait de la normalisation.

Des incertitudes systématiques affectent l'estimation du bruit de fond et l'efficacité du signal. Les sources de ces erreurs sont l'incertitude théorique sur les sections efficaces des processus WW , $t\bar{t}$ et Z/γ^* , l'étalement en énergie des jets, les efficacités de reconstruction et la résolution des électrons et des muons. Des erreurs systématiques conservatrices de 10% et 15% pour le signal et les bruits de fonds ont été adoptées [70]. L'erreur systématique sur le facteur de normalisation est estimé à 5%.

3.5.4 Limites sur la section efficace

L'efficacité de détection totale varie entre $(7.2 \pm 0.2)\%$ et $(17.7 \pm 0.2)\%$ selon le canal de désintégration et la sélection en fonction de la masse du boson de Higgs. En utilisant les prédictions de la section efficace au deuxième ordre de la théorie perturbative (NLO) obtenus avec HDECAY [75] et HIGLU [76] et les taux d'embranchement du PDG [46], le nombre d'événements attendus pour le signal $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell^+\ell^-$ est $1.74 \pm 0.01(\text{stat})$ pour une masse du boson de Higgs de 160 GeV. Pour une masse de 120 GeV le nombre décroît à 0.23 ± 0.01 .

Après application de tous les critères de sélection les événements observés sont compatibles avec les bruits de fond attendus. Les limites d'exclusion sur la production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H) \times \text{BR}(H \rightarrow WW^*)$ sont donc établies en utilisant la méthode [52]. Les limites observées pour différentes masses du boson de Higgs sont détaillées dans le tableau 3.5 après

Masse du boson de Higgs	120 GeV	140 GeV	160 GeV	180 GeV
Limite observée [pb]	6.3	4.1	2.2	1.9

Tableau 3.5: Limites d'exclusion observées à 95% de niveau de confiance en combinant les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ en fonction de la masse du boson de Higgs.

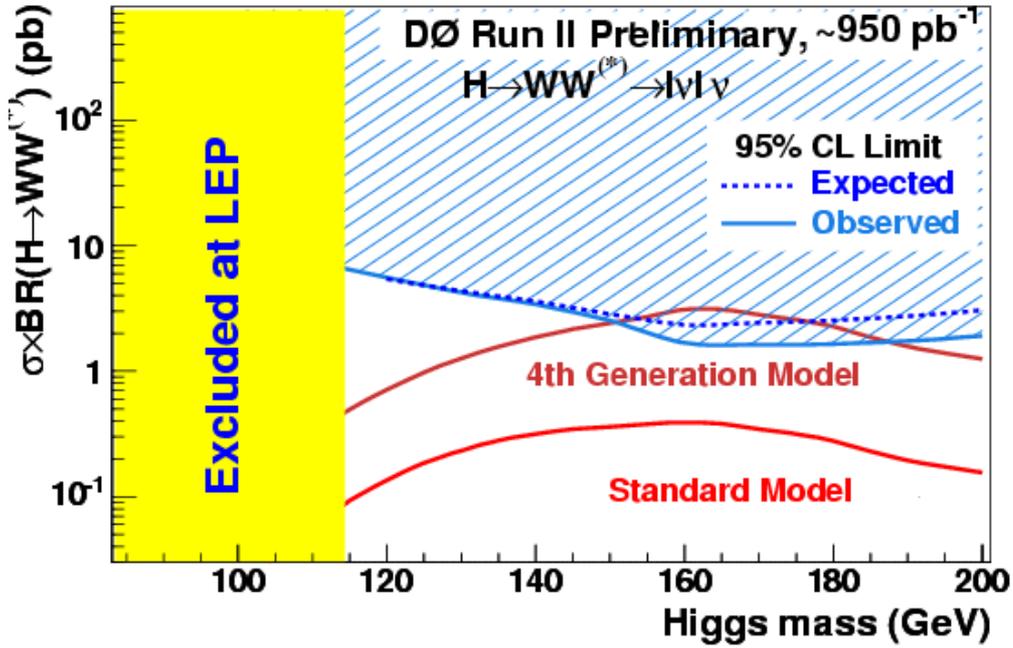


Figure 3.9: Limites sur la section efficace de la production $H \rightarrow W^{(*)}W$ à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs. La statistique correspond à une luminosité intégrée d'environ 950 pb^{-1} . Les prédictions du modèle standard et d'un modèle de quatrième génération [77] [78] sont également montrées. A gauche on peut voir la limite donnée par le LEP [38].

combinaison des canaux ee et $e\mu$. La figure 3.9 montre les limites attendues et observées en fonction de la masse du boson de Higgs. L'intervalle de masse déjà exclu par le LEP est indiqué et les prédictions du modèle standard ainsi que d'un modèle avec une quatrième génération sont également incluses. La référence de cette analyse est donnée par [87] [88].

3.6 La production $WH \rightarrow W^{(*)}WW$

Dans le modèle standard un boson de Higgs de masse supérieure à 135 GeV se désintègre principalement dans en une paire de bosons W dont l'un est sur sa couche de masse [79]. Certains modèles incluant des couplages anormaux prédisent un boson de Higgs fermiophobique. Dans ce genre de modèles le rapport d'embranchement $H \rightarrow WW^*$ peut être proche de 100% pour des masses d'un boson de Higgs supérieures à environ 100 GeV [80]. Il est alors intéressant d'étudier le processus $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW^* \rightarrow \ell^\pm \nu \ell'^\pm \nu q\bar{q}$ qui fournit une signature expérimentale unique de deux leptons de même charge provenant de la désintégration des bosons W . Ce canal est avantageux par rapport à la production directe $H \rightarrow WW^*$ dans lequel les deux leptons provenant de la désintégration des bosons W sont de charges opposées, ce qui implique la présence d'importants bruits de fond du modèle standard, surtout la production de Z/γ^* , WW et de $t\bar{t}$. Le bruit de fond physique irréductible consiste en la production non-résonnante de trois bosons vecteurs W ou Z et a une section efficace très petite comme la production $t\bar{t}$ accompagné d'un boson vecteur. Le bruit de fond physique principal est la production $WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$ où un lepton du boson Z n'est pas reconstruit.

La reconstruction de la masse du boson de Higgs n'est pas possible à cause des deux neutrinos présents dans l'état final des événements candidats. Un signal de boson de Higgs se manifeste donc comme un excès dans le nombre d'événements observés avec deux leptons de même charge au dessus du bruit de fond prédit par le modèle standard. En absence d'un tel excès, des limites sur la section efficace de ce processus peuvent être établies.

3.6.1 Les données et la sélection

Les données sont obtenues en demandant des déclenchements dileptoniques, deux amas électromagnétiques (EM) dans le canal ee , un amas EM et un muon dans le canal $e\mu$ et deux muons dans le canal $\mu\mu$. Elles correspondent à une luminosité intégrée de 384 pb⁻¹ dans le canal ee , 368 pb⁻¹ dans le canal $e\mu$ et 363 pb⁻¹ dans le canal $\mu\mu$. Les deux leptons doivent être de même charge. Pour les électrons un cluster EM est demandé dans le calorimètre central ($|\eta| < 1.1$), avec une impulsion transverse supérieure à 15 GeV avec une trace correspondant au cluster. Le candidat électron doit passer un critère de qualité basé sur une probabilité \mathcal{L}_7 de sept variables qui donne une mesure de l'isolation des électrons prompts ($\mathcal{L}_7 > 0.85$). Un candidat muon doit être isolé (la somme des l'impulsions transverses des traces dans un rayon de $R < 0.5$ dans le plan (η, ϕ) ne doit pas dépasser 4 GeV) et avoir une impulsion transverse supérieur à 15 GeV. L'isolation est définie en requérant une distance minimale dans le plan (η, ϕ) entre un jet et le muon de $\Delta R = 0.5$, et que la somme des impulsions transverses de toutes les traces dans ce rayon autour du muon ne dépasse pas 4 GeV. Ni le muon ni le candidat électron ne peuvent partager leur trace centrale avec d'autres candidats leptons dans l'événement. Un veto est imposé sur un troisième lepton isolé de grande impulsion transverse pour éviter le bruit de fond avec deux leptons de même charge.

Les critères supplémentaires sur la qualité des traces comprennent une distance entre les traces des deux leptons au vertex primaire de $|\Delta z| < 1$ cm un paramètre d'impact transverse des traces par rapport au faisceau de $|\Delta d_T| < 0.1$ cm) et un nombre minimal de coups dans le détecteur à micro-pistes (≥ 2 coups) et le détecteur de trace à fibres (≥ 5 coups). Ces critères de qualité sont imposés pour réduire la probabilité d'une mauvaise identification de la charge. En demandant que les traces des leptons aient au moins deux coups dans le détecteur à micro-pistes, on réduit le taux de mauvaise identification d'un facteur deux pour les électrons et d'un facteur cinq pour les muons. Un minimum de cinq coups dans le détecteur de traces à fibres est choisi comme compromis entre la réduction de la probabilité d'une mauvaise identification de la charge et la décroissance de l'efficacité de la sélection.

La sélection comprend aussi une coupure sur l'énergie transverse manquante de 20 GeV. Dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$ l'énergie transverse manquante est évaluée en ignorant l'énergie et l'impulsion transverse des leptons.

3.6.2 Les échantillons de la simulation

Les processus simulés suivants sont utilisés pour estimer l'acceptance du signal et le nombre total d'événements du bruit de fond du modèle standard attendus:

- $WH \rightarrow WWW^*$ généré par PYTHIA,
- WZ généré par PYTHIA,
- W +jets généré par ALPGEN + PYTHIA,
- WW généré par PYTHIA,
- $t\bar{t}$ généré par PYTHIA.

Les efficacités de déclenchement sont dérivées à partir des données en prenant en compte les différences entre les données et la simulation.

3.6.3 Estimation du bruit de fond

Le bruit de fond du modèle standard peut être divisé en deux catégories: bruit de fond physique et bruit de fond instrumental. Le bruit de fond physique consiste en des événements ayant deux leptons isolés de haute impulsion transverse et de même charge provenant de la production $WZ \rightarrow l\nu\ell\ell$. Ce bruit de fond est estimé à partir de la prédiction théorique pour sa section efficace [57], en prenant en compte les rapports d'embranchements correspondants, l'efficacité du déclenchement et l'efficacité de la sélection.

En plus du bruit de fond physique, deux types de bruits de fond instrumentaux sont présents. L'un provient d'une mauvaise identification de la charge d'un lepton. Pour les canaux dont les leptons ont la même saveur (ee et $\mu\mu$), avant la coupure sur l'énergie transverse manquante, ce type de bruit de fond est dominé par la production $Z/\gamma^* \rightarrow$

$\ell\ell$. L'autre type de bruit de fond provient de la production multi-jets ou W +jets avec deux leptons identifiés comme ayant la même charge. Dans le cas des muons il s'agit de muons provenant d'une désintégration semileptonique d'une particule de saveur lourde qui passent les critères d'isolation, des hadrons qui arrivent aux chambres à muons et sont identifiés comme des muons ou des muons provenant de la désintégration des pions ou kaons en vol. Dans le cas des électrons le bruit de fond provient des désintégrations semileptoniques des particules de saveur lourde, des hadrons identifiés comme étant des électrons et des électrons d'une conversion d'un photon. Toutes ces sources de bruit de fond sont appelés ici bruit de fond multi-jets.

D'autres processus sont compris dans les deux types de bruit de fond décrits ci-dessus. Ce sont la production $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, la production $t\bar{t} \rightarrow \ell\ell$, la production multi-jets où un lepton n'est pas reconstruit mais un autre provient d'une désintégration semileptonique d'un hadron de saveur b , et la production $t\bar{t} \rightarrow \ell$ +jets avec un deuxième lepton d'une désintégration semileptonique d'un hadron de saveur b .

Le bruit de fond instrumental comprenant la mauvaise identification d'une charge et la production multi-jets comprenant des leptons est mesuré dans les données. Les contributions de tous les processus possibles sont donc prises en compte. Le nombre d'événements de bruit de fond dus à une mauvaise identification de la charge est estimé à partir d'un échantillon d'événements avec des leptons de charges opposées. La probabilité d'une erreur sur la détermination de charge avant la coupure sur l'énergie transverse manquante est estimée en séparant l'échantillon de données en deux parties: l'une avec la masse invariante des deux leptons inférieure à 70 GeV, dominé par le bruit de fond multi-jets et l'autre avec des masses plus grandes, dominé par le bruit de fond de changement de signe de la charge. La probabilité du changement de signe de la charge est donc déterminée dans l'intervalle

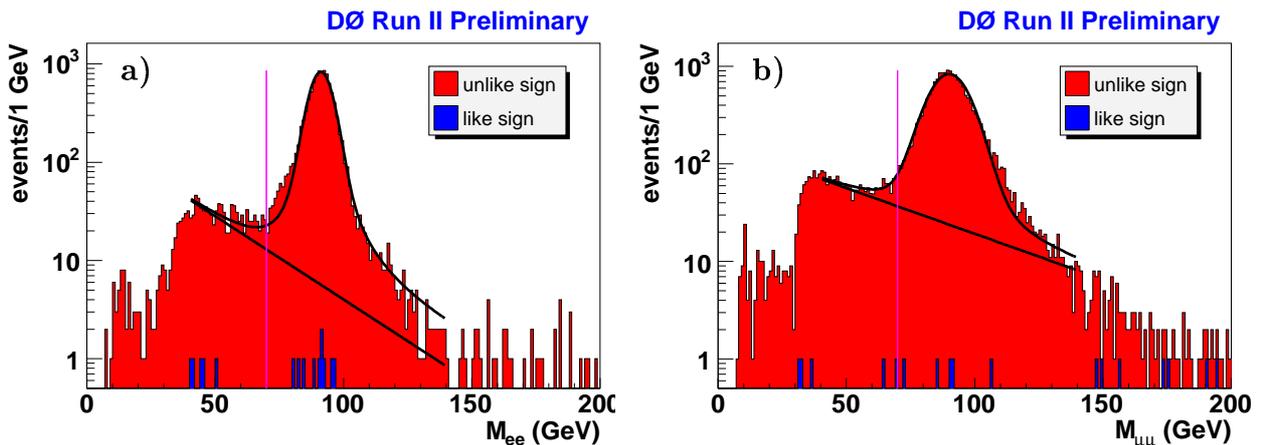


Figure 3.10: Masse invariante des deux leptons pour des événements avec une même charge ou une charge opposé, avant la coupure sur l'énergie transverse manquante pour le canal ee (a) et pour le canal $\mu\mu$ (b). Les lignes verticales correspondent à la séparation des deux intervalles $m_{\ell\ell} < 70$ GeV et $m_{\ell\ell} > 70$ GeV. La fonction du haut est un ajustement des données. La fonction en-dessous indique la contribution de la production multi-jets aux événements avec deux leptons de charge opposée.

$m_{\ell\ell} > 70$ GeV par le nombre d'événements avec des leptons de même charge divisé par le nombre d'événements avec des leptons de charge opposée. L'excès d'événements dans l'intervalle $m_{\ell\ell} < 70$ GeV au-dessus du nombre estimé des changements de signe de la charge est attribué au bruit de fond multi-jets. La figure 3.10 montre les distributions de la masse invariante.

La probabilité du changement de la charge par événement est $p = (9.7 \pm 3.1) \times 10^{-4}$ dans le canal ee et $p = (11.7 \pm 2.6) \times 10^{-4}$ dans le canal $\mu\mu$. Dans le canal $\mu\mu$ la méthode est potentiellement biaisée à cause de la masse invariante $m_{\ell\ell}$, qui n'est pas correcte pour des muons mal mesurés. Le résultat est donc vérifié à l'aide d'une méthode différente basée sur deux mesures indépendantes de la charge du muon à l'aide des traces centrales et des traces dans les chambres à muons. La valeur obtenue via cette méthode alternative est $p = (12.4 \pm 3.8) \times 10^{-4}$, en accord avec le résultat de l'autre méthode.

Le nombre d'événements multi-jets après la coupure sur l'énergie transverse manquante est extrapolé à partir du nombre d'événements multi-jets avant la coupure en introduisant une probabilité pour un événement multi-jets avec la coupure sur l'isolation d'un muon inversée ou sur la probabilité d'un électron inversée de passer la coupure sur l'énergie transverse manquante. Seuls les événements de l'intervalle $m_{\ell\ell} < 70$ GeV sont utilisés pour réduire considérablement le bruit de fond $Z \rightarrow \ell\ell$. Les probabilités obtenues valent $\epsilon_{\text{QCD}} = 0.019 \pm 0.011$ pour le canal ee , $\epsilon_{\text{QCD}} = 0.511 \pm 0.028$ pour le canal $e\mu$ et $\epsilon_{\text{QCD}} = 0.292 \pm 0.024$ pour le canal $\mu\mu$. La probabilité du canal ee est plus petite car les événements multi-jets avec deux électrons reconstruits ont en moyenne une énergie transverse manquante plus petite par rapport aux événements multi-jets avec deux muons.

3.6.4 Limites sur la section efficace

Après la sélection un discriminant topologique est appliqué pour diminuer le bruit de fond de manière plus efficace sans perdre trop de signal. Quatre variables topologiques peuvent entrer dans le discriminant:

- $\Delta\phi(\ell, \ell)$: l'angle azimutal entre les deux leptons,
- \cancel{E}_T : l'énergie transverse manquante,
- \cancel{E}'_T : l'énergie transverse manquante sans leptons et
- $\Delta\phi_{\min}(\ell, \cancel{E}_T)$ l'angle azimutal minimal entre le lepton et \cancel{E}'_T .

Pour les canaux ee et $e\mu$ les variables \cancel{E}_T , \cancel{E}'_T et $\Delta\phi_{\min}(\ell, \cancel{E}_T)$ entrent dans le discriminant. Pour le canal $\mu\mu$ les variables $\Delta\phi(\ell, \ell)$, \cancel{E}'_T et $\Delta\phi_{\min}(\ell, \cancel{E}_T)$ entrent dans le discriminant. Une coupure sur ce discriminant est optimisée en minimisant la limite attendue d'exclusion sur la section efficace; la coupure est ensuite appliquée sur les événements sélectionnés pour dériver les limites. Dans tous les canaux di-leptoniques de production $WH \rightarrow WWW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu q\bar{q}$, ee , $e\mu$ et $\mu\mu$, le nombre d'événements observés est en bon accord avec la prédiction du bruit de fond. Un événement est observé dans le canal ee , trois événements dans le canal $e\mu$ et deux événements dans le canal $\mu\mu$. En absence d'un excès d'événements au

Masse du boson de Higgs	Limite [pb]			
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$	Combinaison
115 GeV	13.04	6.99	10.18	3.88
135 GeV	10.11	5.06	6.29	2.73
155 GeV	9.44	4.73	5.95	2.58
175 GeV	7.40	3.84	5.06	2.09

Tableau 3.6: Limites observées sur la section efficace de la production WH , le boson de Higgs se désintégrant en une paire de bosons W , à 95% de niveau de confiance, en fonction de la masse du boson de Higgs pour les différents canaux et leur combinaison.

dessus des bruits de fonds du modèle standard des limites sur la section efficace de la production $WH \times \text{Br}(H \rightarrow WW^*)$ à 95% de niveau de confiance ont donc été établies. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.6 pour les différents canaux leptoniques et leur combinaison pour quatre masses du boson de Higgs différentes. La combinaison des trois canaux donne des limites entre 3.9, et 2.1 pb lorsque la masse du boson de Higgs varie de 115 à 175 GeV. Les limites s'améliorent à haute masse car l'importance des bruits de fond du modèle standard décroît avec la masse, plus rapidement que celle du signal. La figure 3.11 montre les limites à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production WH , le boson de Higgs se désintégrant en une paire de bosons W en fonction de la masse du boson de Higgs. Les limites obtenues de CDF et les sections efficaces pour un boson de Higgs du modèle de standard et un boson de Higgs fermiophobic sont également présentées. La référence de cette analyse est donnée par [84]. La limite de cette analyse peut être améliorée en prenant en compte la production $ZH \rightarrow ZWW$.

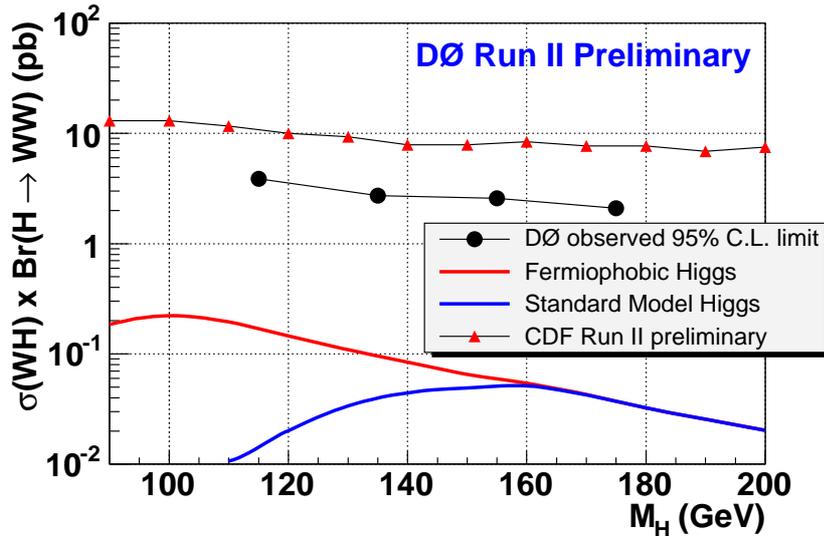


Figure 3.11: Limites sur la section efficace de la production WH , le boson de Higgs se désintégrant en une paire de bosons W , à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs. Les limites de l'analyse de CDF [81] sont également montrées.

3.7 Combinaison des recherches

Les résultats des recherches directes d'un boson de Higgs produit avec un boson vecteur: $p\bar{p} \rightarrow WH/ZH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}, \nu\bar{\nu} b\bar{b}$ et $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW^*$, et par fusion de gluons: $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow WW$ sont combinés pour arriver à une limite améliorée par rapport aux analyses séparées. Les recherches sont effectuées avec une statistique de données correspondant à une luminosité intégrée entre 260 pb^{-1} et 385 pb^{-1} , séparées en 14 états finals orthogonaux (sans événements en commun). L'analyse de chaque état final est optimisée pour maximiser la sensibilité sur un signal dans son canal particulier, défini par le processus de production d'un boson de Higgs et sa désintégration. Pour assurer une combinaison correcte, les analyses sont construites pour être exclusives après la sélection, ce qui correspond à une minimisation des corrélations entre les différents canaux. La combinaison finale est présentée en incluant le résultat de $D\emptyset$ le plus récent obtenu dans le canal $H \rightarrow WW$ avec une statistique qui correspond à une luminosité intégrée de 950 pb^{-1} [87] [88]. Les signaux de boson de Higgs sont générés par PYTHIA [55] Les sections efficaces et les rapports d'embranchement sont calculés en utilisant HIGLU [82], V2HV [82] et HDECAY [75]. Les bruits de fond non instrumentaux ont été générés avec PYTHIA, ALPGEN [54] et CompHEP [53] avec développement des gerbes partoniques et hadronisation toujours effectués par PYTHIA. Toutes les sections efficaces des bruits de fond générés ont été normalisées par des calculs de deuxième ordre en théorie perturbative par le programme [45] dans tous les cas possibles.

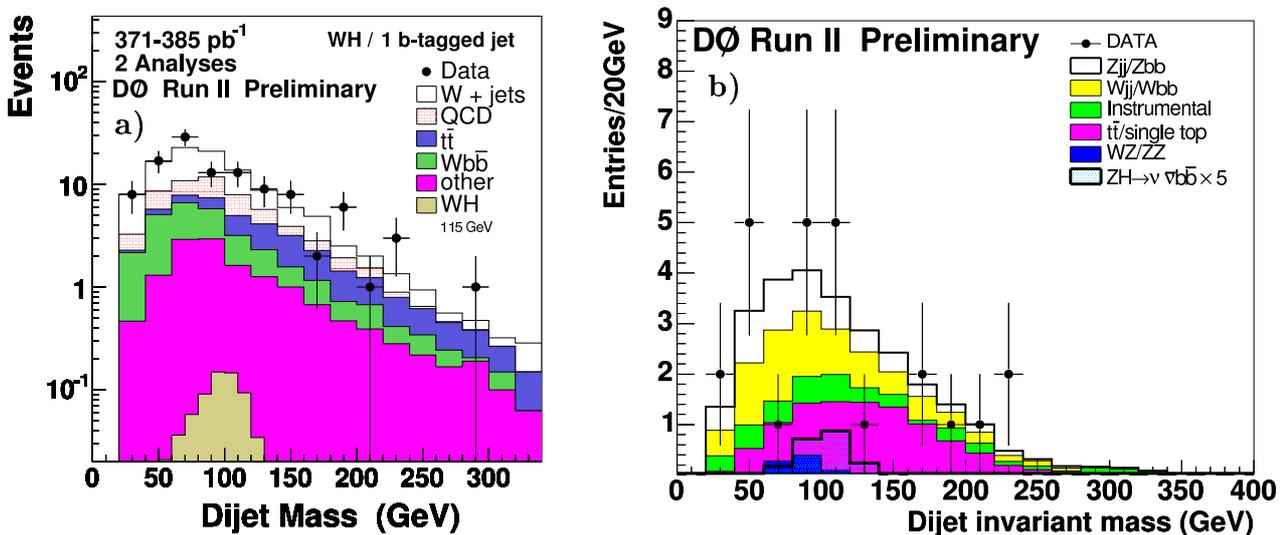


Figure 3.12: Distributions de la variable finale pour des analyses sélectionnées. Distribution de la masse invariante des deux jets pour la production $WH \rightarrow e, \mu\nu b\bar{b}$ simplement étiquetée (a) et la masse invariante de la combinaison des analyses $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$ avec les événements doublement étiquetés (b).

3.7.1 Calcul des limites

Les résultats des différentes analyses sont combinés avec la méthode CL_s [52]. L'approche considérée ici utilise des variables finales histogrammées au lieu d'une simple valeur intégrée sur toute la distribution dans l'histogramme.

Dans le cas des analyses $H \rightarrow b\bar{b}$ la variable finale utilisée pour déduire les limites est la masse invariante des deux jets, avec l'un ou les deux jets étiquetés de saveur b . La figure 3.12 montre des exemples pour ces deux distributions. Dans les analyses $H \rightarrow WW$ la masse du boson de Higgs ne peut pas être reconstruite directement à cause de deux neutrinos dans l'état final. L'analyse $WH \rightarrow WWW^*$ utilise un discriminant de probabilité comme variable finale, montré figure 3.13 a); on trouve en 3.13 b) la distribution de la différence de ϕ entre les deux leptons dans l'état final pour l'analyse $H \rightarrow WW$.

Chaque variable finale du signal et du bruit de fond subit un étalement via l'estimation d'une fonction de Gauss [51]. Dans certains cas la statistique du bruit de fond simulé est trop petite pour décrire la forme de la distribution de la variable finale de façon suffisamment détaillée. Dans ces cas la forme est prise d'un échantillon du même bruit de fond ayant une statistique plus grande et une re-normalisation est ensuite effectuée. Par exemple, après la sélection de double étiquetage dans l'analyse de $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ la variable finale, la masse invariante des deux jets, contient seulement quatre événements pour le bruit de fond $W + 2$ jets. La distribution n'est donc pas utilisable pour une estimation correcte de la forme du bruit de fond. Pour corriger partiellement cet effet, la forme du bruit de fond est prise à partir de la sélection de simple étiquetage du bruit de fond $W + 2$ jets et normalisée pour correspondre à la statistique attendue dans l'échantillon de double étiquetage. De cette manière, l'erreur systématique associé à la forme de la variable finale est fortement réduite [51]. La première justification de cette procédure est qu'elle fournit la possibilité

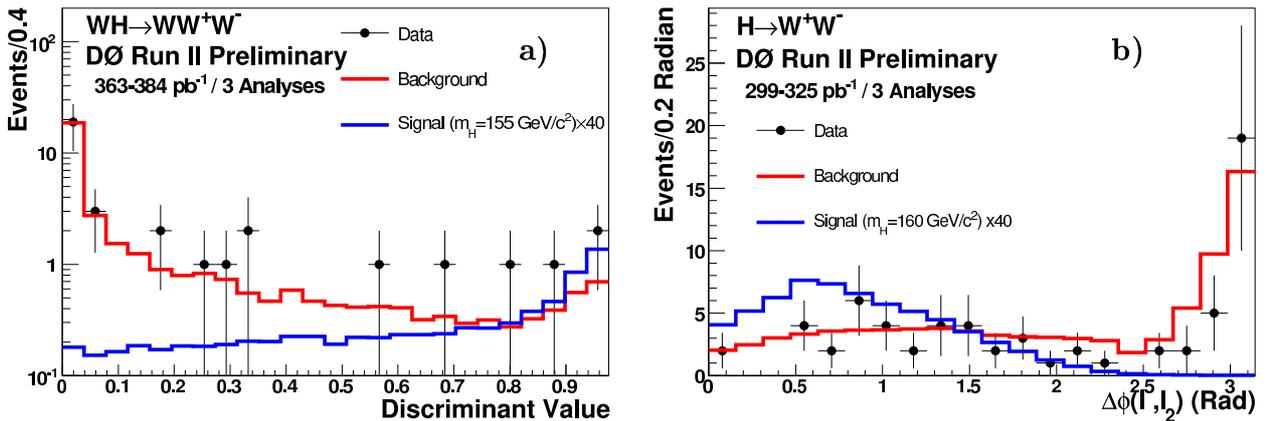


Figure 3.13: Distributions de la variable finale pour des analyses sélectionnées. A gauche se trouve la distribution du discriminant de probabilité de l'analyse $WH \rightarrow WWW^*$ et à droite la distribution de la variable $\Delta\phi(\ell_1, \ell_2)$ pour l'analyse $H \rightarrow WW$.

de combiner des analyses qui n'ont pas de points de masse du boson de Higgs en commun. Cette méthode permet également une granularité plus fine en intervalles de distribution de la variable finale pour chaque limite.

3.7.2 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont différentes entre les différentes analyses pour le signal comme pour les bruits de fond. Seules les erreurs les plus importantes sont rappelées ci-dessous. Toutes les analyses ont la même erreur de 6.5% sur la luminosité. Les analyses de type $H \rightarrow b\bar{b}$ ont une erreur de 4-6% sur le taux d'étiquetage de saveur b par jet, ce qui comprend la normalisation de l'étiquetage et l'étiquetabilité. Ces analyses ont également une erreur sur la mesure des jets et l'acceptance d'environ 7.5%, ce qui comprend l'identification des jets, l'échelle d'énergie et l'étalement des jets. Pour les canaux de désintégration de type $H \rightarrow WW$ l'erreur dominante provient de la mesure des leptons et de l'acceptance et est de l'ordre de 3-6%, selon l'état final. La contribution d'erreur la plus large pour toutes les analyses vient des incertitudes sur les sections efficaces des bruits de fonds (6-19%) [86].

Les erreurs systématiques des taux de bruits de fond sont en général beaucoup plus grandes que le signal attendu. Elles sont donc importantes dans le calcul des limites. Chaque erreur systématique est convoluée au signal et le bruit de fond attendu via une distribution de Gauss. Ces valeurs sont obtenues une fois pour chaque pseudo-expérience simulée et distribuées selon une statistique de Poisson. Des corrélations entre les erreurs systématiques sont prises en compte dans chaque calcul. Les erreurs systématiques des sources les plus importantes et leurs corrélations sont détaillés dans le tableau 3.7.

3.7.3 Limites

Les limites sur la production d'un boson de Higgs du modèle standard $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow X)$ sont dérivées pour 14 canaux différents. Ces analyses peuvent être distinguées par leurs processus de production et sont détaillées dans le tableau 3.8 avec la luminosité intégrée

Source d'incertitude	Canal					
	$WH \rightarrow e\nu bb$	$WH \rightarrow \mu\nu bb$	$WH \rightarrow \ell\nu bb$	$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} bb$	$WH \rightarrow W\bar{W}W^*$	$H \rightarrow WW$
Luminosité	•	•	•	•	•	•
Echelle d'énergie de jets	•	•	•	•		•
Identification de jets	•	•	•	•		
Identification d'électrons	•				•	•
Identification de muons		•			•	•
étiquetage de jets b	•	•	•	•		
σ du bruit de fond	•	•	•	•	•	•

Tableau 3.7: Erreurs corrélées les plus importantes entre les différentes analyses. L'erreur systématique corrélée sur la section efficace des bruits de fonds est traitée séparément pour chaque bruit de fond.

Canal	Luminosité [pb^{-1}]	Variable finale	Référence
$WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$, étiquetage simple	371	Masse invariante de deux jets	[83]
$WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$, étiquetage double	371	Masse invariante de deux jets	[83]
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$, étiquetage simple	385	Masse invariante de deux jets	[83]
$WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$, étiquetage double	385	Masse invariante de deux jets	[83]
$WH \rightarrow WWW^* \rightarrow ee + X$	384	Discriminant topologique	[84]
$WH \rightarrow WWW^* \rightarrow e\mu + X$	368	Discriminant topologique	[84]
$WH \rightarrow WWW^* \rightarrow \mu\mu + X$	363	Discriminant topologique	[84]
$WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ étiquetage simple	260	Masse invariante de deux jets	[85]
$WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ étiquetage double	260	Masse invariante de deux jets	[85]
$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$ étiquetage simple	260	Masse invariante de deux jets	[85]
$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$ étiquetage double	260	Masse invariante de deux jets	[85]
$H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$	950	$\Delta\phi(e, e)$	[87]
$H \rightarrow WW \rightarrow e\nu\mu\nu$	950	$\Delta\phi(e, \mu)$	[87]
$H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$	930	$\Delta\phi(\mu, \mu)$	[88]

Tableau 3.8: Liste de tous les canaux entrant dans la combinaison avec leur luminosité intégrée et la variable finale utilisée pour la dérivation de la limite. On donne également des références.

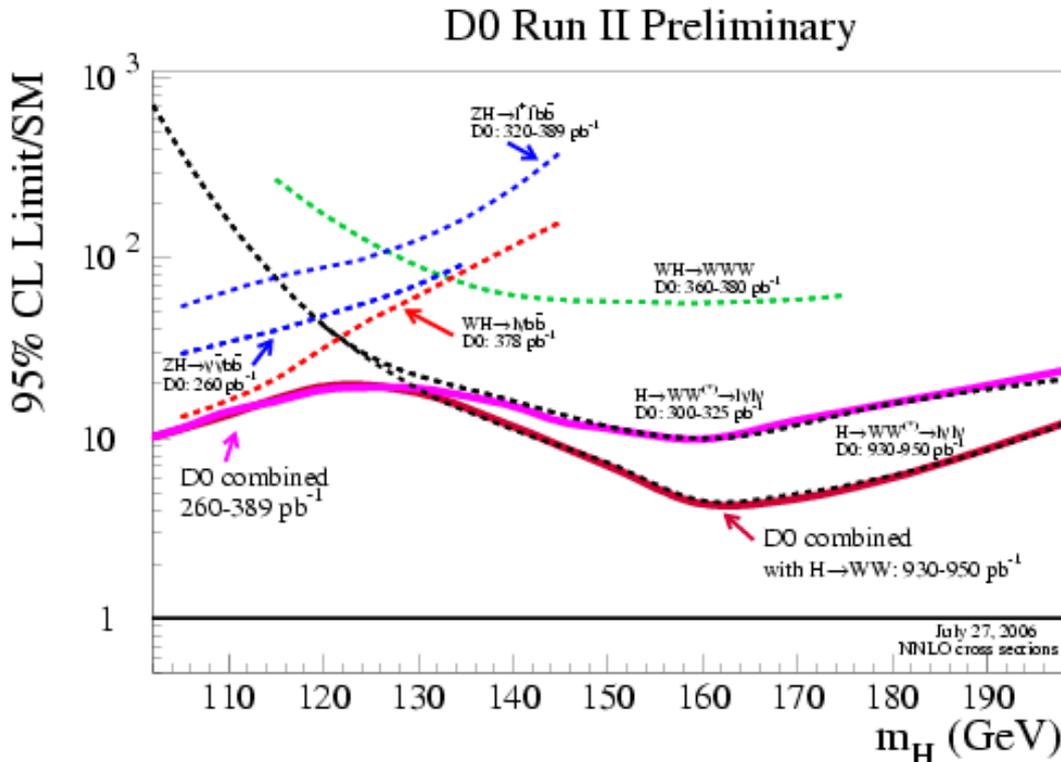


Figure 3.14: Limites à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times BR(H \rightarrow WW)$, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZH) \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$ et $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H) \times BR(H \rightarrow WW)$ normalisées à la section efficace du signal, en fonction de la masse du boson de Higgs.

correspondante. Pour les processus de production $p\bar{p} \rightarrow W/Z + H$ la recherche est effectuée pour les canaux de désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow WW$. Pour le premier canal les analyses sont effectuées séparément pour l'étiquetage de saveur b simple et double. La désintégration des bosons vecteurs définit l'état final: la production $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$, la production $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ et la production $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$. Une partie non négligeable du signal $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ peut être identifié comme un état final $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ quand le lepton n'est pas reconstruit. Ce canal est étudié dans une analyse $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ séparée. Une analyse de la production $WH \rightarrow WWW^*$ est également incluse. Deux bosons W de même charge, l'un provenant de la désintégration du boson de Higgs sont recherchés. L'analyse $H \rightarrow WW$ est effectuée dans l'état final purement leptonique. La fusion de gluons avec la désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow b\bar{b}$ n'est pas considérée à cause du bruit de fond multi-jets très important.

Les analyses sont combinées de la façon suivante pour dériver les limites:

- Canaux WH (simple et double étiquetage de b , et $WH \rightarrow WWW^*$) dans l'intervalle de petites masses $100 < m_H < 145$ GeV,
- Canaux ZH (simple et double étiquetage de saveur de b) dans l'intervalle de petites masses $100 < m_H < 145$ GeV,
- Canaux WH , ZH et $H \rightarrow WW$, comprenant $WH \rightarrow WWW^*$ dans l'intervalle $100 < m_H < 200$ GeV.

La figure 3.14 montre les limites sur la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow WW)$, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ et $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H) \times \text{BR}(H \rightarrow WW)$ normalisées à la section efficace du signal, en fonction de la masse du boson de Higgs. Par rapport aux résultats précédentes [68], les résultats montrés ici utilisent plus de canaux sur un intervalle de masse plus large. Les limites dans l'intervalle $115 < m_H < 190$ GeV sont plus uniformes qu'attendu. La variation de la sensibilité en fonction de la masse du boson de Higgs est seulement d'un facteur deux.

Pour la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b}/WW)$ les limites normalisées à la section efficace du signal observées (attendues) combinées à 95% de niveau de confiance varient entre 20.7 (24.3) pour une masse du boson de Higgs de 115 GeV et 62.8 (58.2) pour une masse de 135 GeV. Pour la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ les limites normalisées à la section efficace du signal observées (attendues) combinées varient entre 37.4 (31.3) pour une masse de boson de Higgs de 115 GeV et 86.9 (68.8) pour une masse de 135 GeV. La combinaison totale des limite observées (attendues) sur la section efficace des productions $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH/ZH/H) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ varie entre 16.3 (16.7) pour une masse de boson de Higgs de 115 GeV et 4.3 (5.9) pour une masse de 160 GeV et 13.0 (19.5) pour une masse de 200 GeV.

Après avoir obtenu toutes ces limites et leur combinaison dans $D\emptyset$, une combinaison de tous les canaux de $D\emptyset$ avec tous les canaux de CDF est effectuée. La limite à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production du signal normalisée à sa section efficace est montrée sur la figure 3.15. La combinaison totale des limite observées (attendues) à $D\emptyset$ et CDF sur la section efficace des productions $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH/ZH/H/t\bar{t}H) \times \text{BR}(H \rightarrow$

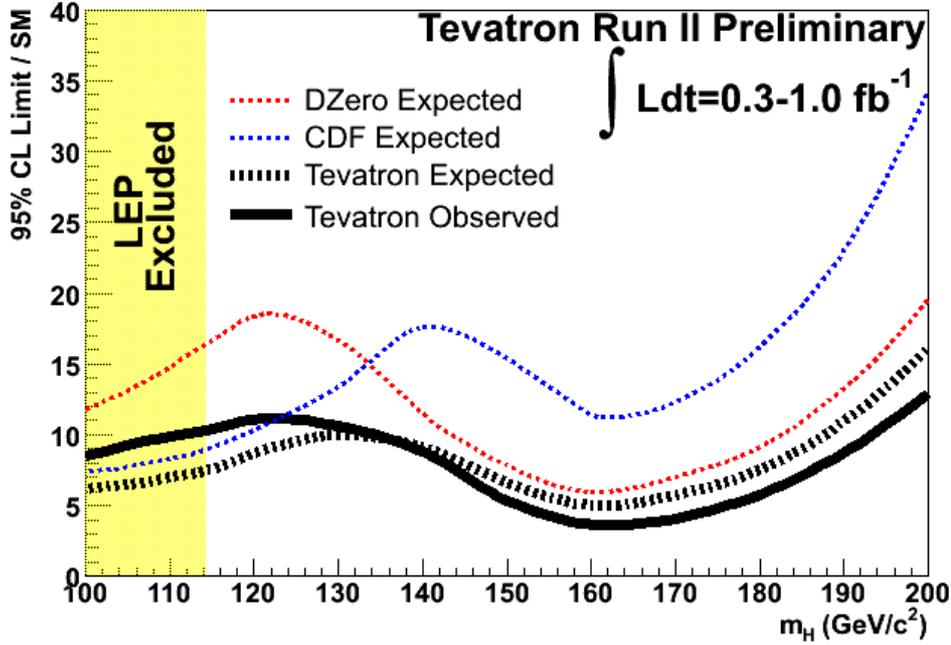


Figure 3.15: Combinaison des limites de $D\bar{O}$ et CDF à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times BR(H \rightarrow WW)$, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZH) \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H) \times BR(H \rightarrow WW)$ et $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}H) \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$ normalisées à la section efficace du signal, en fonction de la masse du boson de Higgs.

$b\bar{b}/WW$) varie entre 10.4 pour une masse de boson de Higgs de 115 GeV et 3.9 pour une masse de 160 GeV et 5.8 pour une masse de 180 GeV.

Résumé

La recherche du boson de Higgs dans l'expérience DØ fait l'objet de ce mémoire. Après la description de l'expérience et la présentation de la théorie, les analyses dans les différents canaux sont présentées. Leurs résultats sont résumés ci-dessous.

Pour la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b}/WW)$ les limites observées (attendues) combinées à 95% de niveau de confiance varient entre 2.8 pb (3.5 pb) pour une masse du boson de Higgs de $m_H = 115$ GeV et 3.1 pb (2.6 pb) pour une masse de $m_H = 145$ GeV. Pour la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ les limites observées (attendues) combinées varient entre 3.1 pb (2.8 pb) pour une masse du boson de Higgs de $m_H = 115$ GeV et 2.2 pb (2.0 pb) pour une masse de $m_H = 145$ GeV. La combinaison totale des limites observées (attendues) sur la section efficace des productions $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH/ZH/H) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ varie entre 4.3 pb (4.8 pb) pour une masse du boson de Higgs de $m_H = 115$ GeV et 6.4 pb (6.8 pb) pour une masse de $m_H = 135$ GeV.

Ces limites sur les sections efficaces sont encore loin de la prédiction des signaux standard. Toutefois un échantillon d'environ 1 fb^{-1} est en cours d'analyse et environ 8 fb^{-1} sont attendus pour la fin de l'année 2009. La combinaison totale contient déjà le résultat des analyses $H \rightarrow WW$ dans les canaux de désintégration leptoniques effectuées sur une luminosité intégrée d'environ 950 pb^{-1} [87] [88], ce qui permet de diminuer le facteur de la limite sur la section efficace, normalisé par la prédiction d'un signal du modèle standard. A $m_H = 160$ GeV il manque seulement un facteur 5 pour arriver à la limite d'un boson de Higgs du modèle standard.

De nouvelles techniques sont développées pour améliorer la sensibilité actuelle des analyses. Des analyses utilisant des réseaux de neurones pour la sélection des événements et pour l'étiquetage des jets de saveur b et l'amélioration de la résolution de la masse invariante de deux jets sont en train d'être implémentées. De plus, des nouveaux canaux (par exemple la production $t\bar{t}H$ ainsi que des processus avec des états finals comprenant un ou plusieurs τ hadroniques) sont en train d'être ajoutés pour améliorer la sensibilité. Finalement une combinaison avec les résultats de l'expérience CDF double la statistique et augmente donc la sensibilité d'un facteur $\sqrt{2}$. Toutes ces améliorations vont permettre d'établir au Tevatron des limites d'exclusion au delà de la limite établie par les expériences du collisionneur LEP, ou de mettre en évidence un boson de Higgs léger.

Publications post-doctorales

Publications relatives aux analyses discutées en tant qu'auteur principal:

DØ Collaboration, "Search for $Wb\bar{b}$ and WH Production in the Muon Channel Using Pass2 Data", DØ Note 5051, Fermilab 2006.

DØ Collaboration, "A Search for WH Production $\sqrt{s}=1.96$ TeV", DØ Conference Note 5054, Fermilab 2006.

DØ Collaboration, "Limits on Standard Model Higgs Boson Production", DØ Note 5056, Fermilab 2006.

DØ Collaboration, "Combined DØ Upper Limits on Standard-Model Higgs-Boson Production", DØ Conference Note 5215, Fermilab 2006.

Publications relatives aux analyses discutées en tant que co-auteur:

DØ Collaboration, "A Measurement of the Ratio of Inclusive Cross Sections $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + b\text{jet})/\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z + \text{jet})$ at $\sqrt{s}=1.96$ TeV", Phys. Rev. Lett. **94**, 161801 (2005).

DØ Collaboration, "A Search for the Associated Higgs Boson Production $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW^* \rightarrow \ell^\pm \nu \ell'^\pm \nu q\bar{q}$ at $\sqrt{s}=1.96$ TeV", DØ Conference Note 4861, Fermilab 2005.

DØ Collaboration, "Search for the standard model higgs boson in the $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ channel", hep-ex/0607022; Fermilab-Pub-06/238-E, Accepté de Phys. Rev. Lett., (2006).

DØ Collaboration, "Search for the Higgs boson in $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell, \ell' (\ell, \ell' = e, \mu)$ decays with 950 pb⁻¹ at DØ in Run II", DØ Conference Note 5063, Fermilab 2006.

DØ Collaboration, "Search for the Higgs boson in $H \rightarrow WW^* \rightarrow \mu\mu$ decays with 930 pb⁻¹ at DØ in Run II", DØ Conference Note 5063, Fermilab 2006.

D'autres publications en tant qu'auteur principal:

S. Slabospitsky, L. Sonnenschein, "TopReX generator (version 3.25). Short manual", CJC 2465, vol 148/1 pp 87-102, 2002.

"Update on b -quark jet identification with Secondary Vertex reconstruction using DØreco version p13", DØ Note 4182, Fermilab 2003.

DØ Collaboration, "Top Mass Measurement in the Dilepton Channel", DØ Note 4677, Fermilab 2004.

L. Sonnenschein, "Algebraic approach to solve $t\bar{t}$ dilepton equations", Phys. Rev. **D 72**, 095020 (2005), hep-ph/0510100.

DØ Collaboration, "The Upgraded D0 Detector", Chapitre sur le STT (système de déclenchement du détecteur à micro-pistes), hep-physics/0507191, Fermilab-Pub-05/341-E, Accepté de Nucl. Instr. and Methods (2006).

L. Sonnenschein, "Analytical solution of $t\bar{t}$ dilepton equations", Phys. Rev. **D 73**, 054015 (2006), hep-ph/0603011.

Bibliographie

- [1] F. T. Cole, E. L. Goldwasser, R. R. Wilson, (Ed.), FERMILAB-DESIGN-1968-01, January 1968.
- [2] S. Abachi *et al.*, Nucl. Instr. and Methods, A338, 185 (1994).
- [3] V. M. Abazov *et al.* (DØ collaboration), hep-physics/0507191, Fermilab-Pub-05/341-E, Accepté de Nucl. Instr. and Methods (2006).
- [4] G. P. Jackson, Beams-doc-329-v1, 2000.
- [5] M. B. Chandrashekhara *et al.*, Beams-doc-354-v1, 26 July 2000.
- [6] G. P. Jackson, Beams-doc-172-v1, 2002.
- [7] S. Abachi *et al.*, Nucl. Instr. and Methods, A324, 53 (1993).
- [8] R. Moore, Beams-doc-172-v1, 2002.
- [9] DØ Collaboration, <http://www.pa.msu.edu/hep/d0/l1/framework/index.html>
- [10] D. Edmunds *et al.*, DØ-Note 3402, Fermilab 1998.
- [11] R. Angstadt *et al.*, Transactions on Nuclear Science, Vol. 51, No. 3, 454 (2004).
- [12] L. Sonnenschein *et al.*, physics/0409006, Physics in Collision, Boston, 2004.
- [13] DØ collaboration, FERMIPUB-PUB-05/341-E, accepted by Nucl. Instr. and Methods, 2005.
- [14] VME International Physics Association, American National Standard for VME64x 9U×400 mm Format, ANSI/VITA 1.3, 1997.
- [15] PCI Special Interest Group, PCI Local Bus Specification, PCI SIG Revision 2.2, December 1998.
- [16] VME International Physics Association, VME64 Extensions for Physics and other Applications (VME64×P), VITA 23-1998 DRAFT, February 1999.

- [17] IEEE Standards Department, PCI Mezzanine Cards, IEEE P1386.1 Draft 2.0, April 1995.
- [18] ANSI/VITA Task Group, PC-MIP Specification, VITA 29 DRAFT 0.92b, June 1999.
- [19] Tundra Semiconductors Corporation, Universe II Chip, 1999.
- [20] Altera Corporation, FLEX10K family FPGA's, 1999.
- [21] DØ SCL receiver card, Fermilab, Batavia, IL 60510, 1999.
- [22] VTM card, Fermilab, Batavia, IL 60510, 1999.
- [23] VRB card, Fermilab, Batavia, IL 60510, 1999.
- [24] DSP TI-TMS320C6203, Texas Instruments Incorporated, Dallas, TX 75243-4136, 1999.
- [25] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **20** (1961) 579.
- [26] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [27] *Elementary Particle Theory*, ed.: N. Svartholm, Almquist, Wiksells, Stockholm, 1968.
- [28] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [29] P. Higgs, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 132.
- [30] P. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
- [31] F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
- [32] G. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.
- [33] A. Djouadi, hep-ph/0503172
- [34] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, 1990.
- [35] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi, R. Petronzio, Nucl. Phys. **B158** (1979) 295.
- [36] T. Hambye, K. Riesselmann, Phys. Rev. **D55** (1997) 7255.
- [37] G. Isidori, G. Ridolfi, A. Strumia, Nucl. Phys. **B609** (2001) 387.
- [38] R. Barate, Phys. Lett. **B565** 61-75, 2003.
- [39] FERMI-PUB-03/320-E, October 2003.

- [40] G. C. Blazey *et al.*, hep-ex/0005012.
- [41] J.-R. Vlimant *et al.*, DØ-Note 4146, Fermilab 2003.
- [42] G. Bernardi *et al.*, DØ-Note 4335, Fermilab 2004.
- [43] D. Bloch *et al.*, DØ-Note 4069, Fermilab 2002.
- [44] J. M. Campbell, R. K. Ellis, Phys. Rev. D **65**, 113007 (2002), hep-ph/0202176.
- [45] J. M. Campbell, R. K. Ellis, “MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn processes”, <http://mcfm.fnal.gov>.
- [46] S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. B592, 1 (2004).
- [47] Y. Fisyak, J. Womersley, DØ-Note 3191, Fermilab 1997.
- [48] M. Goossens *et al.*, GEANT user’s guide, CERN, Geneva 1994.
- [49] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0sim.html>, Fermilab 2001.
- [50] tt <http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/status/index.html>, Fermilab 2006.
- [51] W. Fisher, DØNote 4975, Fermilab 2006.
- [52] T. Junk, Nucl. Instr. Meth. A434, p. 435-443, 1999.
- [53] A. Pukhov *et al.*, CompHEP, hep-ph/9908288.
- [54] M. L. Mangano *et al.*, JHEP 0307 001 2003, hep-ph/0206293.
- [55] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, P. Skands, hep-ph/0308153.
- [56] H. L. Lai *et al.*, Phys. Rev. D **55** (1997) 1280.
- [57] J. M. Campbell, R. K. Ellis, Phys. Rev. D **60**, 113006 (1999).
- [58] G. Bernardi *et al.*, DØ-Note 5043, Fermilab 2006.
- [59] DØ collaboration, “*b-jet identification at DØ*”, en preparation, Fermilab 2006.
- [60] E. Barberis *et al.*, DØ-Note 4564, Fermilab 2004.
- [61] DØ collaboration, DØ-Conference Note 5205-v2.3-CONF, Fermilab 2006.
- [62] DØ collaboration, DØ-Conference Note 5066-CONF, Fermilab 2006.
- [63] V. M. Abazov *et al.* (DØ collaboration), Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 091802.

- [64] DØ collaboration, DØ-Conference Note 4896-CONF, Fermilab 2005.
- [65] CDF collaboration, CDF-Note 7983, Fermilab 2006.
- [66] CDF collaboration, hep-ex/0512051, Fermilab 2006.
- [67] T. Han, A. Turcot, R-J. Zhang, Phys. Rev. D **59**, 093001 (1999).
- [68] M. Carena, J. Conway, H. Haber, J. Hobbs *et al.*, FERMILAB-CONF-00/279-T (2000), hep-ph/0010338.
- [69] K. Jakobs, W. Walkowiak, ATLAS Physics Note, ATL-PHYS-2000-019, CERN 2000.
- [70] J. Elmsheuser, M. Hohlfeld, DØ-Note 4759, Phys. Rev. Lett. **96**, 011801 (2006).
- [71] D. R. Stump *et al.*, hep-ph/0303013.
- [72] R. Hamberg, W. L. van Neerven, T. Matsuura, Nucl. Phys. **B359** 343 (1991), Erratum-ibid: **B664** 403 (2002).
- [73] T. Nunnemann, DØ-Note 4476.
- [74] N. Kidonakis, R. Vogt, Phys. Rev. D **68**, 114014 (2003).
- [75] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, Comp. Phys. Commun. **108 C** (1998) 56.
- [76] M. Spira, Report DESY T-95-05, hep-ph/9510347, DESY 1995.
- [77] E. Arik, M. Arik, S. A. Cetin, T. Conka A. Mailov, S. Sultansoy, Eur. Phys. J. C **26**, 9 (2002).
- [78] E. Arik, O. Cakir, S. A. Cetin, S. Sultansoy, hep-ph/0502050.
- [79] M. Spira, hep-ph/9810289.
- [80] L. Brücher, R. Santos, hep-ph/9907434.
- [81] CDF collaboration, Note CDF/PUB/EXOTIC/PUBLIC/7302, Fermilab 2004.
- [82] T. Han, S. Willebrock, Phys. Lett. **B273** (1991) 167.
- [83] G. Bernardi *et al.*, DØ-Note 5054, Fermilab 2006.
- [84] A. Khanov, DØ-Note 4861, Fermilab 2005.
- [85] hep-ex/0607022; Fermilab-Pub-06/238-E, Accepté de Phys. Rev. Lett., (2006).
- [86] A. Read, Nucl. Instr. and Methods A **425**, 357-360 (1999).
- [87] DØ Conference Note 5063, DØ Collaboration, Fermilab 2006.
- [88] DØ Conference Note 5194, DØ Collaboration, Fermilab 2006.

Remerciements

Je remercie le laboratoire LPNHE et l'université Paris VI pour m'avoir donné la possibilité de faire mon habilitation ici.

Je remercie en particulier Gregorio Bernardi, qui a toujours été très collégial; nous avons passé beaucoup de temps passionnant à discuter des détails techniques et cela a toujours conduit à un rapide progrès. Grâce à son optimisme pratiquement illimité nous avons maîtrisé des phases difficiles rapidement. Sans lui ce manuscrit n'existerait pas.

Merci à Pascal Debu pour avoir accepté la présidence de mon jury.

Je suis reconnaissant à Louis Fayard, Yves Sirois, Thomas Hebbeker, Pascal Debu et Gregorio Bernardi, d'avoir accepté d'être membres de mon jury.

Je remercie Ursula Bassler pour son aide tant pour la physique que pour les questions administratives. Elle a le don précieux de ne jamais perdre sa bonne humeur. Il est impossible de mentionner ici tout ce que je lui dois.

Je remercie Jeremie Lellouch pour sa collaboration et son amitié. Nous avons passé beaucoup de temps ensemble à Paris comme à Fermilab pour résoudre des problèmes techniques dans l'analyse des données comme dans la vie quotidienne.

Je remercie beaucoup Stephanie Beuceron pour m'avoir introduit aux aspects physiques et techniques des analyses de recherche du boson de Higgs.

Je remercie Bernard Andrieu pour de nombreuses discussions sur des détails techniques d'identification et de reconstruction d'objets (surtout de jets) à $D\bar{D}$ et d'autres questions diverses. Cela a beaucoup agrandi mon horizon.

Merci à Sophie Trincaz-Duvoid pour son aide qui m'a permis d'entrer le plus vite possible dans les détails de l'analyse WH et pour avoir fourni la plupart des échantillons simulés.

Pour la lecture et la correction du manuscrit je remercie Gregorio Bernardi, Ursula Bassler, Bernard Andrieu et Jeremie Lellouch.

Je remercie Jean-Roch Vlimant et Emmanuel Busato de m'avoir beaucoup aidé dans mon installation au laboratoire.

Je remercie Suyong Choi pour nous avoir guidé avec Gregorio dans le groupe de physique du Higgs avec compréhension et prévoyance.

Je remercie Kazu Haganaki et Wade Fisher pour leur contributions importantes aux aspects techniques des analyses de recherche du boson de Higgs.

Je remercie Gerald Grenier et Michel Jaffré pour leur soutien et leur aide à propos de questions techniques traitant du générateur d'événements ALPGEN. Merci également à Pierre Petroff pour son soutien et son amitié.

REMERCIEMENTS

A propos du projet du système de déclenchement du détecteur à micro-pistes (STT), je voudrais remercier Wendy Taylor pour son soutien technique à propos du sous-système de reconstruction de traces, Bill Lee pour avoir partiellement partagé la coordination du projet avec moi et pour son profond savoir du système de bus VME et le système d'encadrement du déclenchement de DØ, dont on a beaucoup profité pendant la période d'implémentation du STT. Je remercie Sarosh Fatakia dont j'ai co-encadré la thèse de doctorat, pour sa collaboration au projet, en particulier pour ses études sur la fiabilité des interconnexions sérielles entre les sous-systèmes du STT. Je remercie Sinjini Sengupta pour son maintien du système de supervision qui a facilité énormément le processus de débogage et Norm Buchanan pour l'implémentation de la simulation du STT; sans lui beaucoup d'aspects de la vérification auraient été impossibles. Un grand merci à Georg Steinbrück et Tulika Bose pour la mise au point de la carte de routes à fibres et des contrôleurs de mémoire de lecture, tâche qu'ils ont conduite avec grand enthousiasme. Merci à Shouxiang Wu pour le développement rapide des nouvelles versions des programmes et à Kevin Black et Amitabha Das pour les essais sur la carte de déclenchement à micro-pistes, ensemble avec moi et toujours aussi rapide que possible. Nous avons passé pas mal de nuits dans la salle de contrôle de DØ pour attraper un moment sans collisions. Merci également aux professeurs des institutions participant au projet, c'est-à-dire Horst Wahl, Todd Adams et Harrison Prosper de "Florida State University", Hal Evans de "Columbia University", John Hobbs de "State University of New York Stony Brook" et Ulrich Heintz et Meenakshi Narain de "Boston University" pour leur soutien pendant mon mandat de responsable du STT à Fermilab.

I would like to thank at this place the many people of the DØ collaboration whose friendship, expertise and experience has helped me in all these years.

Merci aussi aux nombreux collègues du LPNHE et des Universités Paris VI et VII pour l'environnement très chaleureux et leur grand serviabilité. En particulier pour les questions administratives j'aimerais remercier spécialement Jeanne Jos qui a toujours été comme une mère pour moi ici au laboratoire.

Finalement je voudrais dire merci à ma famille pour son soutien et sa compréhension. J'ai dû l'abandonner assez souvent pour des missions à Fermilab.