

UNIVERSITE PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE
UFR de Physique

THESE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS VI
Spécialité: Champs, particules, matière

présentée par

Mathieu Agelou

Recherche de la production électrofaible de quark top dans l'expérience DØ

soutenue le 12 mai 2005 devant la commission d'examen composée de

MM.	E.	Augé	(président du jury)
	P.	Billoir	
Mmes.	F.	Gianotti	
	E.	Perez	
MM.	Y.	Sirois	(rapporteur)
	D.	Vilanova	
	D.	Wood	(rapporteur)

Remerciements

Je tiens à remercier Michel Spiro et Jean Zinn-Justin, chefs du DAPNIA, Pascal Debu et Bruno Mansoulié, chefs du SPP pour m’avoir accueilli au sein de ce service pour ces trois années de thèse. Un grand merci aussi à Georges Cozzika pour son extrême gentillesse et sa disponibilité.

J’exprime toute ma reconnaissance aux membres de mon jury : Yves Sirois et Darien Wood pour avoir bien voulu être les rapporteurs de mon travail, Etienne Augé pour en avoir accepté la présidence, Pierre Billoir et Fabiola Gianotti pour avoir été examinateurs.

Je souhaite aussi remercier tous les membres ou ex-membres du groupe DØ de Saclay : Marc Besançon, Jiri Bystricky, Laurent Chevalier, Paul Colas, Pavel Demine, Sacha Kupco, Patrick Le Du, Pierre Lutz, Marion Arthaud, Christophe Royon, Slava Sharyy. En particulier, un grand merci à Frédéric Déliot pour m’avoir souvent écouté me plaindre ; Boris Tuchming, parce qu’”il suffit de l’écrire” ; Marine Michaut pour son organisation bien personnelle ; Didier Vilanova pour avoir accepté le rôle de directeur de (fin de) thèse et pour ses tentatives infructueuses concernant le “top célibataire” et Armand Zylberstejn pour avoir été mon directeur de (début de) thèse et pour ses innombrables anecdotes !

Bien sûr, je tiens aussi à remercier les membres de la collaboration DØ avec qui j’ai travaillé et en particulier, les membres de DØ France. Les voyages à FNAL auront été égayés par vous tous. Pêle-mêle et pardon pour les oublis : Stéphanie Be., Manu, Jean-Roch, Anne-Catherine, Nikola, Stéphanie Ba., Catherine, Sophie, Sébastien, Alexandre, Anne-Marie,...

L’ambiance au laboratoire n’aurait pas été la même sans nos repas thésards du vendredi : Clarisse, Daphné, Fabrice, Grégory, Jean-Baptiste, Jérémy, Julien, Marc, Marie, Marine, Marion, Maximilien, Nicolas, Simon et Vincent.

Cette thèse doit tout à une physicienne brillante pour qui j’ai la plus profonde admiration : Emmanuelle Perez. Je la remercie de m’avoir pris pour étudiant, de m’avoir accordé beaucoup de son temps pour m’expliquer (et me réexpliquer) les bases du métier. Sa modestie dût-elle en souffrir, je me dois de souligner que sa pédagogie, sa rigueur, ses qualités humaines font d’elle quelqu’un d’exceptionnel.

Merci enfin à tous ceux qui ont fait le déplacement pour ma soutenance, mes amis comme mes oncles, tantes et cousins, j’ai été très touché par votre présence et vos marques d’affection. Bien sûr, je remercie chaleureusement mes parents, Marie-Claude et Jean-Pierre, mon frère Sébastien et Gauthier pour leur soutien constant.

à mes parents

Table des matières

1	LA PHYSIQUE AU TEVATRON	9
1.1	Le modèle standard de la physique des particules	9
1.1.1	Son contenu	9
1.1.2	Ses succès	10
1.1.3	Ses faiblesses	11
1.2	Les tests du modèle standard au Tevatron	13
1.2.1	La chromodynamique quantique (QCD)	13
1.2.2	Physique du quark b	15
1.2.3	Physique électrofaible	17
1.2.4	Physique du higgs	18
1.2.5	Physique au-delà du modèle standard	18
1.3	Conclusion	21
2	LE QUARK TOP	25
2.1	Les premières recherches directes	25
2.1.1	La troisième famille	25
2.1.2	Recherche auprès des collisionneurs e^+e^-	26
2.1.3	Recherche auprès des collisionneurs $p\bar{p}$	27
2.2	Les recherches indirectes	29
2.3	Vers la découverte	32
2.4	De la masse du top à la masse du higgs	34
2.5	La physique du quark top	35
2.5.1	Section efficace	35
2.5.2	Masse	36
2.5.3	Propriétés	38
2.5.4	Le <i>single top</i>	41
2.6	Conclusion	42
3	PRODUCTION ELECTROFAIBLE DU QUARK TOP	46
3.1	Problématique	46
3.1.1	Modes de production électrofaible du quark top	46
3.1.2	La voie t	47
3.2	Estimation numérique des différents termes	49
3.2.1	Formule générale	49
3.2.2	Calcul du processus $2 \rightarrow 2$	50
3.2.3	Calcul du processus $2 \rightarrow 3$	50
3.2.4	Calcul du contre-terme	51

3.2.5	Somme des différents termes	51
3.2.6	Section efficace totale	52
3.3	Simulation d'événements de signal	54
3.3.1	Méthode usuelle	55
3.3.2	Engendrer des événements <i>single top</i>	56
4	LE TEVATRON ET LE DETECTEUR DØ	61
4.1	Le complexe d'accélération de Fermilab	61
4.1.1	Création des faisceaux	61
4.1.2	Les phases de prise de données	62
4.2	Le détecteur DØ	63
4.2.1	Les changements après le Run I	64
4.2.2	Axes et repères	64
4.2.3	Les détecteurs centraux	65
4.2.4	Le solénoïde	68
4.2.5	Les détecteurs de pieds de gerbe	68
4.2.6	Le calorimètre	70
4.2.7	Le spectromètre à muons	72
4.2.8	Le système de déclenchement	75
4.2.9	Le calcul de la luminosité	77
4.3	Reconstruction des objets	77
4.3.1	Traces et vertex	78
4.3.2	Jets	78
4.3.3	Electrons et photons	79
4.3.4	L'énergie transverse manquante	79
4.3.5	Muons	80
5	OUTILS D'ANALYSE	82
5.1	Correction de l'impulsion des muons	82
5.1.1	Correction appliquée aux événements simulés et aux données	82
5.1.2	Correction appliquée aux seuls événements simulés	84
5.2	Étiquetage des quarks b	85
5.2.1	<i>Soft Lepton Tag</i>	86
5.2.2	Critère de pré-étiquetage	86
5.2.3	Algorithme JLIP	88
5.3	Résolution en énergie des jets	93
5.3.1	Mesure de l'énergie des jets	93
5.3.2	La méthode	94
5.3.3	Sélection des événements	94
5.3.4	La résolution brute	95
5.3.5	Les corrections	96
5.3.6	Résultats	99
5.4	Simulation des bruits de fond	101
5.4.1	Le fond $t\bar{t}$	101
5.4.2	Le fond W+jets	102

6	ANALYSE	106
6.1	Signal et bruits de fond	106
6.1.1	Topologie de l'état final recherché	106
6.1.2	Bruits de fond	106
6.2	Les données	107
6.2.1	Sélection des <i>runs</i>	107
6.2.2	Condition de déclenchement	109
6.3	Présélection des événements	115
6.3.1	Critères de qualité de l'événement	115
6.3.2	Sélection des muons	116
6.3.3	Critères cinématiques	125
6.4	Contrôle de la présélection	129
6.4.1	Traitement des événements simulés	129
6.4.2	Le bruit de fond multijets	129
6.4.3	Le bruit de fond W +jets	131
6.4.4	Le bruit de fond $t\bar{t}$	132
6.4.5	Histogrammes de contrôle avant l'identification des jets de b	132
6.5	Sélection finale	136
6.5.1	Analyse A	136
6.5.2	Analyse B	142
6.6	Les incertitudes systématiques	153
6.6.1	Incertitude sur la luminosité	153
6.6.2	Incertitude sur les sections efficaces	153
6.6.3	Incertitude sur l'identification du vertex primaire	154
6.6.4	Incertitude sur les efficacités de déclenchement	154
6.6.5	Incertitude sur l'identification des muons	155
6.6.6	Incertitude sur l'identification des jets	155
6.6.7	Incertitude sur l'échelle d'énergie des jets	155
6.6.8	Incertitude sur les <i>tag rate functions</i> exclusives	156
6.6.9	Incertitude sur les <i>tag rate functions</i> inclusives	156
6.7	Extraction de la limite	156
6.7.1	Méthode fréquentiste	156
6.7.2	Extraction de la limite pour l'analyse A	158
6.7.3	Extraction de la limite pour l'analyse B	159
6.7.4	Perspectives	159
A	Optimisation des conditions de déclenchement du 3^{ème} niveau	163
A.1	Méthode d'étude	163
A.1.1	But de l'étude	163
A.1.2	Les objets au niveau 3	164
A.1.3	Les quantités topologiques au L3	164
A.1.4	Détermination des taux de sortie	164
A.1.5	Détermination des efficacités sur le signal	165
A.1.6	Limitations de la méthode	165
A.2	Optimisation des conditions de déclenchement	166
A.2.1	Utilisation des variables HT et HTA	166
A.2.2	Optimisation globale	167

A.3	Résultats	168
A.3.1	<i>Single top</i>	168
A.3.2	Production de paires de top	169
A.3.3	La liste de conditions v13	170

Introduction

Le monde de l'infiniment petit possède une théorie qui décrit le comportement des constituants élémentaires de la matière et des forces auxquelles ils sont soumis. Cette théorie, le modèle standard, n'a pas encore été mise en défaut par l'expérience, toutes ses prédictions se sont révélées vérifiées. Cependant, de nombreuses mesures n'ont pas encore été effectuées notamment dans le secteur du top, dernier de la famille des quarks à avoir été découvert. Et pour cause, il est 35 fois plus lourd que son partenaire, le quark b . Prévu et recherché depuis la fin des années 70, ce n'est qu'en 1995, au *Fermi National Accelerator Laboratory* (FNAL), qu'il a pu être produit et mis en évidence pour la première fois. Depuis lors, les expériences $DØ$ et CDF, placées autour du Tevatron, l'accélérateur du FNAL, le plus puissant actuellement en activité, mesurent les caractéristiques du top.

C'est au milieu de l'année 2001 que la seconde phase de prise de données, appelée Run II, a débuté pour $DØ$ et CDF. Au printemps 2005, 500 pb^{-1} de données étaient accumulés soit près de cinq fois la statistique du Run I. Le programme de physique du Run II est très riche, couvrant tous les secteurs de la physique des hautes énergies, des tests du modèle standard jusqu'à la recherche de nouveaux phénomènes.

C'est dans le cadre de la physique du top que s'inscrit cette thèse. Le mode de production par lequel il a pu être découvert est la production par paires via l'interaction forte. C'est aussi à partir de ces événements $t\bar{t}$ que sont effectuées toutes les mesures le concernant comme sa masse par exemple. Mais le modèle standard prévoit un autre mode de production via l'interaction faible. Dans ce cas, un seul top est produit dans l'état final. Ce processus de production n'a pas encore été mis en évidence du fait de la présence de bruits de fond très importants.

Le premier chapitre présente rapidement le modèle standard et résume le programme de physique qu'il est possible de mener avec un accélérateur tel que le Tevatron. Quelques exemples d'études, dans chacun des grands domaines de la physique des particules, sont donnés.

Dans le deuxième chapitre, un bref historique de la recherche du quark top auprès des accélérateurs du passé est présenté ainsi que sa découverte au Tevatron. Un aperçu des mesures que l'on peut faire avec le top est ensuite donné.

Le troisième chapitre est consacré à la phénoménologie de la production électrofaible du top ainsi qu'à la génération d'événements selon ce processus.

Le chapitre quatre présente le Tevatron et les différents détecteurs constituant $DØ$. La reconstruction des objets physiques qui sont utilisés dans les analyses est aussi traitée ici.

Le chapitre cinq porte sur les outils nécessaires à l'analyse c'est-à-dire les corrections que l'on doit appliquer à l'impulsion des muons, la production d'événements simulés des bruits de fond et la description des algorithmes d'identification des jets de b . De plus, j'ai été en charge de mesurer la résolution en énergie des jets pour la collaboration. Le résultat de cette étude est présentée dans ce chapitre.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'analyse de recherche de la production électrofaible du top dans le canal de désintégration muonique. Deux analyses sont décrites, la première utilisant 158 pb^{-1} de données et la seconde 230 pb^{-1} . Elles utilisent la même préselection mais exploitent une méthode différente pour la sélection finale.

Chapitre 1

LA PHYSIQUE AU TEVATRON

Ce chapitre a pour but de présenter brièvement le cadre théorique de la physique des particules et de donner un bref aperçu des recherches qui peuvent être menées dans ce domaine auprès d'un accélérateur tel que le Tevatron.

1.1 Le modèle standard de la physique des particules

1.1.1 Son contenu

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie effective qui rend compte et prédit tous les phénomènes observés dans les expériences de la physique des hautes énergies mettant en jeu les interactions électrofaible et forte. Il repose sur la théorie quantique des champs dans laquelle les interactions sont le fruit d'une invariance de jauge locale. Le groupe de symétrie sous l'action duquel la structure du Modèle Standard est invariante est le produit de trois groupes :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Le groupe $SU(3)_C$ représente les symétries de l'interaction forte. Chaque quark porte une charge de couleur rouge, verte ou bleue. A chacun des huit générateurs de ce groupe est associé un boson de jauge : les gluons de masse nulle et de spin 1.

Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ unifie les forces électromagnétique et faible connues sous le nom d'interaction électrofaible. Les trois bosons de jauge de $SU(2)_L$ sont les W_μ^i et celui de $U(1)_Y$ est B_μ . Après brisure de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, ils se combinent pour donner les bosons W^+ , W^- , Z et le photon, tous de spin 1 et massifs à l'exception du photon qui est de masse nulle.

Le modèle standard est traditionnellement décrit en trois secteurs selon le spin des particules qui le composent:

Le secteur des fermions

Les fermions, de spin 1/2, sont classés en deux catégories suivant leurs nombres quantiques et par conséquent leur sensibilité aux forces. Pour chacune des trois générations, on

trouve deux quarks sensibles à toutes les forces, et deux leptons qui ne sont sensibles qu'à l'interaction faible pour le lepton neutre et aux forces électromagnétique et faible pour le lepton chargé.

Le secteur des bosons de jauge

A chaque générateur des symétries de jauge est associé un boson vecteur de spin 1. Les huit générateurs de $SU(3)_C$ sont les gluons, les trois générateurs de $SU(2)_L$ sont les bosons W_μ^i et le générateur de $U(1)_Y$ est le B_μ .

Le secteur de Higgs

Pour donner leur masse aux particules décrites jusqu'à présent, un mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible est invoqué : le mécanisme de Higgs. Les masses sont générées dynamiquement à travers l'interaction avec un champ scalaire fondamental dont la valeur moyenne dans le vide n'est pas nulle. Dans le modèle standard, le secteur de Higgs est décrit par un seul doublet de champs complexes (4 degrés de liberté).

$$\phi = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Après brisure de la symétrie, trois de ces degrés de liberté sont absorbés par les bosons de jauge W^+ , W^- et Z leur conférant leur masse (polarisation transverse). Le fait que ce champ de Higgs soit un champ scalaire n'est pas sans poser des problèmes théoriques importants comme nous le verrons par la suite.

Les nombres quantiques de toutes les particules décrites par le modèle standard sont résumés dans le tableau 1.1.

		représentation		hypercharge	charge
		SU(3)	SU(2)	U(1) _Y	électrique U(1) _{em}
quarks (spin 1/2)	$q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	3	2	1/3	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
	u_R	3	1	-4/3	2/3
	d_R	3	1	2/3	-1/3
leptons (spin 1/2)	$l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	1	2	-1	0
	e_R	1	1	2	1
bosons de jauge (spin 1)	g	8	1	0	0
	$W^{1,2,3}$	1	3	0	$0, \pm 1$
	B	1	1	0	0
higgs (spin 0)	H	1	2	-1	0

TAB. 1.1 – Contenu en champs du modèle standard.

1.1.2 Ses succès

Depuis que le modèle standard est confronté à l'expérience, rien ne l'a encore fait vaciller. De toutes les particules qui le composent, seul le boson de Higgs n'a pas encore été

découvert. La découverte des bosons vecteurs de l'interaction faible en 1983 au collisionneur protons-antiprotons $S\bar{p}\bar{p}S$ de Genève a validé la théorie électrofaible de Glashow, Weinberg et Salam. Le dernier quark à avoir été découvert est le quark top au Tevatron en 1995 et le dernier fermion est le neutrino tauonique par l'expérience DONUT en 2000, elle aussi basée au Fermilab.

Le LEP et le SLC, collisionneurs e^+e^- installés à Genève et à Stanford respectivement, ont permis quant à eux de faire un formidable travail en mesurant avec précision les paramètres du modèle standard. Grâce au grand nombre de bosons Z (au SLC et lors de la première phase de LEP) et W (lors de la seconde phase de LEP) accumulés, certains de ces paramètres sont connus maintenant avec une précision relative de l'ordre de 10^{-5} comme la masse du Z par exemple.

La figure 1.1 résume l'état actuel des tests du modèle standard que l'on peut mener avec ces mesures de précision. Ces tests consistent à comparer la mesure expérimentale d'un paramètre à sa prédiction théorique grâce à un ajustement des données combinant toutes les autres mesures (avec leur erreur) sur la théorie. Ces prédictions, à l'ordre des arbres, ne dépendent que de 3 paramètres: la constante de couplage électromagnétique $\alpha_{em}(M_Z^2)$ évaluée à la masse du Z, la constante de Fermi G_F et la masse du Z. Cependant, les mesures expérimentales ont atteint une précision telle qu'il est impératif de prendre en compte les corrections quantiques (appelées corrections radiatives) calculables en théorie quantique des champs. L'ajout de ces corrections introduit de nouveaux paramètres dans les prédictions: la masse des fermions (en particulier celle du quark top) et la masse du boson de Higgs.

La déviation des valeurs mesurées directement par rapport à leur valeur ajustée est aussi portée sur la figure 1.1 en terme d'écarts standard. La grande majorité des mesures est donc en très bon accord avec les prédictions théoriques ce qui prouve le puissant pouvoir prédictif de la théorie et fournit une preuve éclatante de la validité du calcul des corrections quantiques. On reparlera plus en détail de ces tests dans le chapitre 2 concernant la prédiction de la masse du top qui intervient, comme on l'a dit, dans le calcul des corrections radiatives.

1.1.3 Ses faiblesses

Malgré ses nombreuses vérifications expérimentales, le modèle standard n'est vraisemblablement pas la théorie ultime. Outre le fait qu'il n'intègre pas la gravitation dans son formalisme, plusieurs arguments théoriques portent à croire qu'il est incomplet en l'état.

Problème de naturalité

Le problème fondamental de la théorie est connu sous le nom de problème de naturalité. Il est lié à la présence concomitante d'une grande hiérarchie d'échelles d'énergie et d'un champ scalaire fondamental, le champ de Higgs, responsable de la brisure de la symétrie électrofaible.

En effet, le fait que le higgs soit une particule scalaire entraîne que les corrections radiatives apportées au calcul de sa masse sont quadratiquement divergentes. Pour pouvoir absorber ces divergences, une coupure sur une échelle d'énergie Λ est introduite au-delà de laquelle doit apparaître une physique nouvelle. La masse du higgs renormalisée m_H

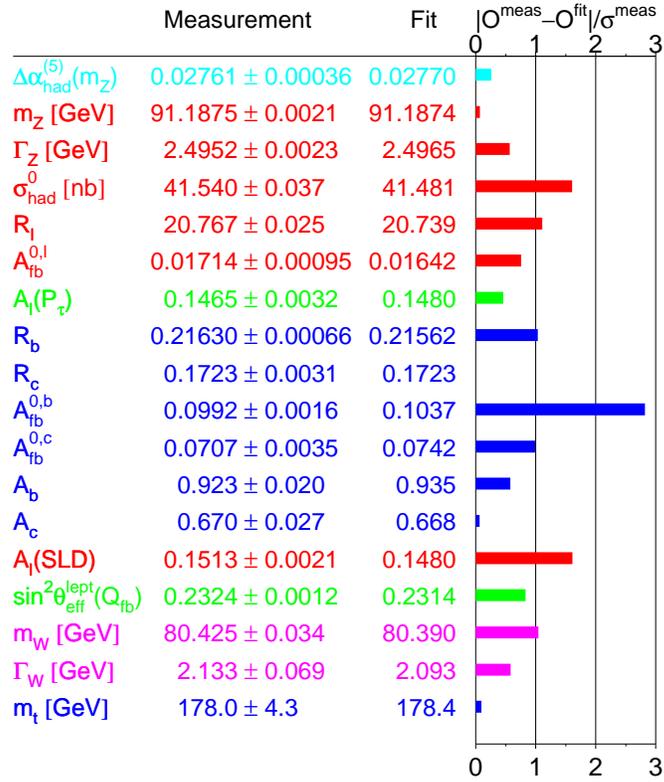


FIG. 1.1 – Mesures de différents paramètres du secteur électrofaible du modèle standard et déviations standard de la valeur mesurée de ces paramètres par rapport à leur valeur ajustée déterminée à partir de l’ensemble des autres données selon la théorie (valeurs à l’hiver 2005 [1]).

s’écrit, en fonction de sa masse nue m_0 :

$$m_H^2 = m_0^2 + a \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}$$

où le nombre a , proportionnel au couplage intervenant dans les diagrammes à boucles responsables de ces divergences, est voisin de l’unité. Ceci implique que, si on prend comme masse du higgs une centaine de GeV et comme échelle d’énergie l’énergie de Planck 10^{19} GeV :

$$10^{-34} = \frac{m_0^2}{\Lambda^2} + \frac{a}{16\pi^2}.$$

Un tel ajustement à 34 ordres de grandeur du paramètre m_0 , provenant de la différence entre l’échelle de la brisure électrofaible et l’échelle de Planck n’est pas “naturel”. On s’attend donc à ce qu’une nouvelle physique apparaisse à une échelle d’énergie Λ bien en deçà de l’échelle de Planck.

Des questions en suspens

En plus du problème de naturalité, de nombreuses observations ne sont pas expliquées par la théorie comme par exemple la réplcation en 3 familles des fermions ou leur grande différence de masse. Elle s'étend sur près de 6 ordres de grandeur entre l'électron (511 keV) et le quark top (178 GeV).

Plusieurs scénarios théoriques sont proposés pour répondre à ces problèmes et sont actuellement testés en particulier auprès du Tevatron. Quelques exemples seront donnés dans la suite.

1.2 Les tests du modèle standard au Tevatron

Le Tevatron est un collisionneur hadronique protons-antiprotons qui fonctionne à 1.96 TeV dans le centre de masse (voir le chapitre 4 de cette thèse). Son caractère hadronique et sa très haute énergie en font un lieu privilégié pour la recherche de nouveaux phénomènes. Cependant, la physique au Tevatron ne se limite pas à la nouvelle physique mais couvre aussi un très vaste champ de recherches en physique des hautes énergies.

Dans les paragraphes qui suivent sont présentés quelques exemples récents de recherches qui sont menées au Tevatron dans chacun des domaines de la physique des hautes énergies auquel une telle machine a accès. L'étude du quark top proprement dite sera développée plus en détail dans le chapitre suivant.

1.2.1 La chromodynamique quantique (QCD)

En collisions hadroniques, les processus de loin les plus fréquents sont les interactions fortes entre les constituants des protons et antiprotons. Leur section efficace est quelque 10^9 fois supérieure à la section efficace de production de paires de quarks top par exemple (~ 60 mb contre ~ 6 pb, voir la figure 1.2). C'est la raison pour laquelle, contrairement aux collisionneurs leptoniques, les détecteurs placés autour du Tevatron ont besoin d'un système de déclenchement très performant pour sélectionner les événements "intéressants".

Une première mesure que l'on peut faire est celle de la section efficace de production de jets qui sont les signatures expérimentales de la présence de quarks ou de gluons produits lors du processus dur. Cette section efficace chute de 7 ordres de grandeurs entre des jets de 50 GeV et des jets de 400 GeV. L'accord avec les calculs théoriques de QCD au second ordre est très bon sur ces 7 ordres de grandeur comme l'atteste la figure 1.3. Les erreurs restent cependant importantes et sont dominées par l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets.

Cette mesure de section efficace de production de jets a pour principal intérêt la clarification de l'excès d'événements à grand énergie transverse observé par CDF lors du Run I [3]. Une fois cet excès confirmé ou infirmé, une contrainte sur la fonction de distribution du gluon, ingrédient majeur pour le calcul de sections efficaces au Tevatron et au LHC pourra être obtenue.

Ces fonctions appelées PDF pour *Parton Distribution Function*, comme nous le verrons dans le chapitre 3, représentent la probabilité de trouver dans le hadron qui entre en collision, un parton ayant une fraction d'impulsion et une saveur données. Si les données provenant de collisionneurs électron-proton comme HERA, permettent la mesure précise

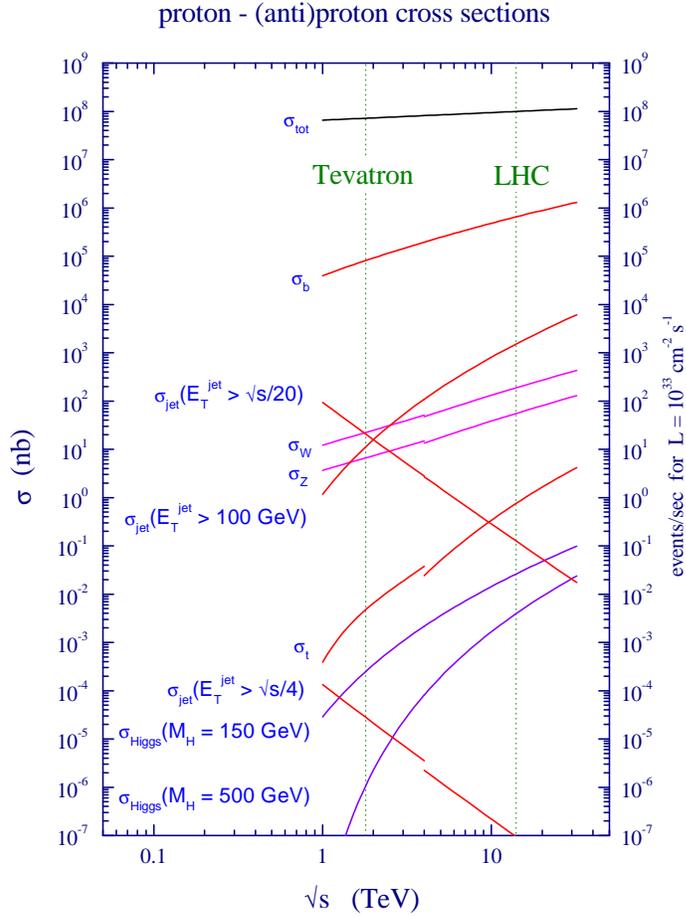


FIG. 1.2 – Sections efficaces proton-antiproton pour différents processus en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

des PDF des quarks, il reste de grandes incertitudes sur la PDF du gluon notamment dans la région des grands x (x étant la fraction d'impulsion du hadron emportée par le parton considéré).

En même temps qu'une contrainte sur la PDF du gluon, l'étude du spectre inclusif de l'impulsion transverse P_T et celle de la masse di-jet permettent de tester la présence d'éventuelles sous-structures dans les partons.

Un des tests majeurs de la QCD perturbative concerne la radiation de partons. La maîtrise théorique de ce phénomène est cruciale pour un grand nombre de mesures de précision. Pour cela, on peut utiliser la différence d'angle azimutal entre les deux jets les plus énergiques, $\Delta\phi_{j_1 j_2}$, dans les événements multi-jets. S'il n'y avait pas de radiation, $\Delta\phi_{j_1 j_2}$ vaudrait π (en négligeant cependant l'impulsion transverse résiduelle que peuvent avoir les partons à l'intérieur des hadrons). La radiation d'un parton va réduire cet angle d'autant plus que l'impulsion de ce parton sera élevée. La distribution $\Delta\phi_{j_1 j_2}$ est donc très intéressante car elle ne nécessite pas la reconstruction d'un jet supplémentaire dans ces événements. On peut voir sur la figure 1.4 que le calcul au second ordre (NLO pour

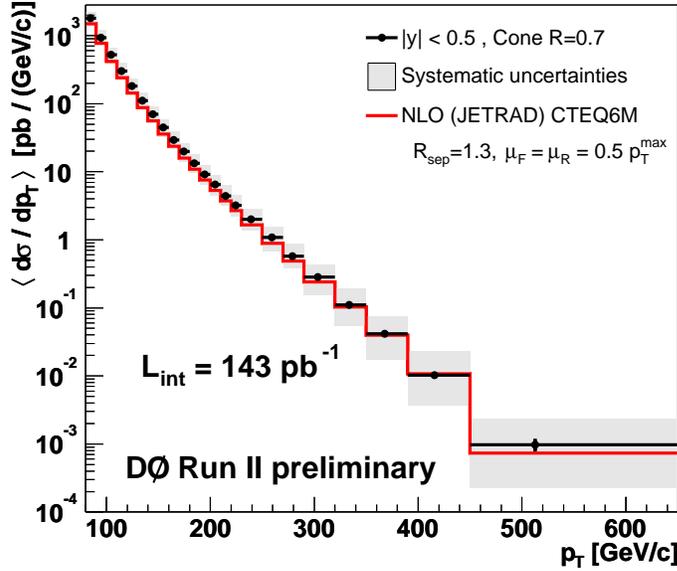


FIG. 1.3 – Spectre inclusif de l’impulsion transverse des jets dans $D\phi$.

Next to Leading Order) reproduit parfaitement les données alors que le calcul au premier ordre diverge vers π et ne prédit pas d’événement à petit angle ($< 2\pi/3$). En plus d’être un test de la QCD, qui est déjà bien vérifiée par ailleurs, cette analyse permet de faire un réglage des paramètres des modèles d’hadronisation.

Un autre aspect de la physique de l’interaction forte porte sur la physique diffractive. Dans une collision proton-antiproton diffractive, un des deux hadrons (ou les deux) n’est pas détruit quand bien même un grand moment est transféré lors de l’interaction. Pour étudier ces événements particuliers, $D\phi$ et CDF ont installé des détecteurs spécifiques appelés *Roman Pots* à 80 m des points de collision des faisceaux et très près de ces derniers. En effet, les hadrons intacts étant faiblement déviés, il faut se placer loin des détecteurs pour pouvoir espérer les récupérer. On peut ainsi étudier la production diffractive de J/ψ , de W , de Z et même de higgs. L’intérêt de ces mesures est de trancher quant à la nature partonique de l’objet neutre de couleur censé véhiculer ces interactions qui sont à la frontière entre les domaines perturbatif et non-perturbatif. De plus au Run I, les prédictions sur la production de W ou d’événements à deux jets diffractifs calculées avec les fonctions de structures diffractives déterminées à HERA, différaient d’un facteur ~ 10 avec les observations [4]. Les données du Run II devront clarifier cet excès.

1.2.2 Physique du quark b

Même s’il est difficile pour le Tevatron de concurrencer les usines à B de basse énergie comme PEP-II ou KEKB, il est une usine à B de haute énergie. Il produit en grande quantité tous les hadrons beaux et notamment le B_s qui est inaccessible aux machines citées précédemment. De plus, $D\phi$ est particulièrement bien placé pour l’étude des B par leur désintégration semi-leptonique grâce à la grande couverture angulaire du spectromètre à

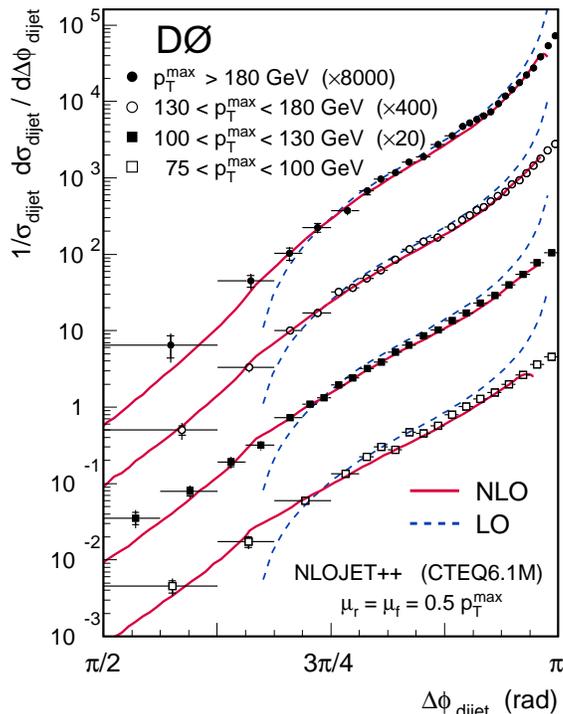


FIG. 1.4 – Distribution de $\Delta\phi_{j_1 j_2}$ dans différentes régions en rapidité tirée de [2].

muons et aux bonnes performances du système de déclenchement.

L'étude du mélange $B\bar{B}$ et de la violation de CP a pour but la mesure des paramètres de la matrice de mélange des quarks ou matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). L'unitarité de cette matrice fournit six relations entre les produits des différents éléments de matrice. Ces relations peuvent se mettre sous la forme de triangles dits triangles d'unitarité dont les côtés sont ces produits et dont les angles sont une mesure de la violation de CP. La mesure de chaque angle peut se faire au Tevatron avec cependant une précision moindre que dans les expériences BaBar ou Belle sauf dans le cas de l'angle γ avec la mesure des paramètres d'oscillation du B_s .

Cette analyse sera plus complexe que celle de la mesure de l'oscillation du B_d pour deux raisons : un quark b s'hadronise dans seulement 10% des cas en B_s (40% dans le cas du B_d) et parce que la fréquence d'oscillation attendue est au moins 20 fois plus grande que celle du B_d .

Deux modes sont à l'étude, les modes hadroniques ($\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ par exemple) dans lesquels la résolution en temps est très bonne mais la statistique faible, et les modes semi-leptoniques ($\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ l^- \nu$) plus fréquents mais dont la résolution en temps est limitée compte tenu de la présence du neutrino. Un des défis de DØ sera de faire fonctionner le système de déclenchement sur le paramètre d'impact des traces pour pouvoir sélectionner le maximum d'événements hadroniques. DØ espère collecter 40000 événements dans le canal semi-leptonique avec 2 fb^{-1} de données menant à une mesure de la fréquence ΔM_s jusqu'à des valeurs de 20 ps^{-1} [5].

Outre ces mesures des paramètres du triangle d'unitarité, DØ recherche de nouvelles résonances et des désintégrations rares de mésons B comme par exemple le B_s ou le B_d en deux muons. Ce mode de désintégration est très défavorisé dans le modèle standard qui ne

possède pas à l'ordre des arbres de courants neutres changeant la saveur. Il est cependant très sensible à d'hypothétiques particules supersymétriques dont la présence augmenterait de plusieurs ordres de grandeur ce rapport d'embranchement. La limite de CDF sur le rapport d'embranchement $B_d \rightarrow \mu\mu$ [6] est meilleure que celle obtenue par l'expérience Belle prouvant que le Tevatron peut rivaliser avec les usines à B pour certaines mesures.

1.2.3 Physique électrofaible

Le Tevatron est la seule source mondiale de W et de Z avant le démarrage du LHC. La mesure électrofaible phare au Tevatron est celle de la masse du W avec une précision attendue de 30 MeV par expérience avec 2 fb^{-1} de données. Outre le fait d'être en soi un test du modèle standard, une mesure précise de la masse du W accompagnée d'une mesure précise de la masse du top permet de poser de sévères limites indirectes sur la masse du boson de Higgs. Pour l'instant, la mesure est dominée par les résultats de LEP ($m_W = 80.425 \pm 0.038 \text{ GeV}$ [27]) et l'erreur au Tevatron est celle prévue après un travail conséquent sur les erreurs systématiques.

Techniquement, la masse sera extraite à partir d'événements $W \rightarrow l\nu$ grâce à un ajustement de la distribution de la masse transverse lepton-énergie manquante¹ (voir figure 1.5) sur des distributions simulées à plusieurs masses. On pourra aussi avec ces ajustements avoir accès à la largeur de désintégration du W en exploitant la queue de la distribution de masse transverse (au-delà de 100 GeV) où la forme de la Breit-Wigner domine sur la forme gaussienne due aux effets de résolution du détecteur.

Le défi que représente la mesure de la masse du W avec une précision de 30 MeV ne sera relevé qu'après la maîtrise de l'échelle d'énergie et de la résolution en énergie des leptons passant par un bon étalonnage des détecteurs et notamment du calorimètre dont le terme constant devra être diminué (4% en ce moment à comparer à 1% au Run I).

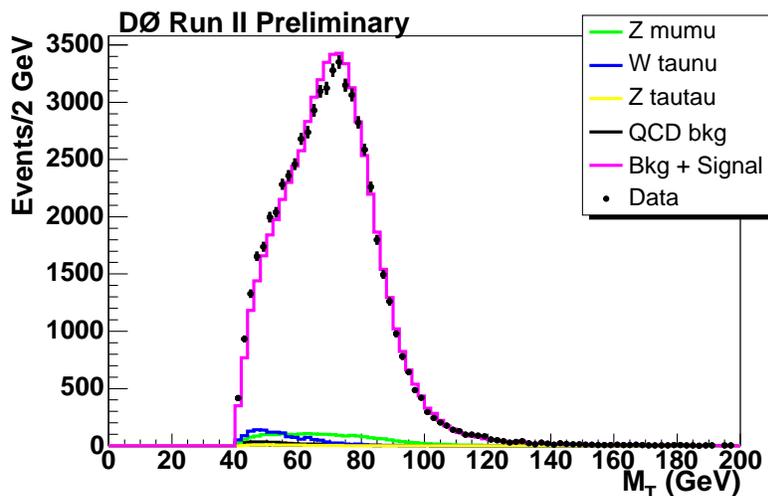


FIG. 1.5 – Masse transverse muon-énergie manquante dans DØ.

1. On ne connaît pas la composante z de l'impulsion du neutrino 'échappant' à la détection ; on calcule donc une masse dans le plan perpendiculaire au faisceau : $m_T = \sqrt{2P_T \cancel{E}_T (1 - \cos \phi)}$ où \cancel{E}_T est l'énergie transverse manquante.

Un autre aspect important de la physique des bosons W et Z est l'étude de leur production en association avec un ou plusieurs jets. Ces processus sont un bruit de fond important pour de nombreuses analyses comme la recherche du top ou du higgs. On teste ainsi la QCD perturbative en comparant par exemple ses prédictions au spectre de l'impulsion transverse du boson, signe de la présence de radiations.

En même temps qu'elle fournit des mesures de précision d'observables électrofaibles qui vont contraindre de manière indirecte les effets de nouveaux phénomènes, l'étude de la distribution de masse des leptons Drell-Yan au-delà du pic du Z permet aussi des recherches directes de nouvelles particules comme des bosons vecteurs massifs notés Z' qui apparaissent dans des extensions du modèle standard.

1.2.4 Physique du higgs

Le Tevatron est, depuis l'arrêt du LEP en novembre 2000, la seule machine où l'on peut encore espérer découvrir le boson de Higgs avant le démarrage du LHC. Le LEP a posé une première limite inférieure sur la masse du higgs à 114 GeV. Des mesures indirectes indiquent que le higgs devrait être léger ($m_H < 251$ GeV à 95% de niveau de confiance [19]).

Comme le montre la figure 1.6, pour un higgs de masse inférieure à 140 GeV environ, la désintégration se fait quasi exclusivement en une paire $b\bar{b}$. Mais chercher à extraire un signal de deux jets de b dans un fond QCD de sept ordres de grandeurs supérieur ($\sigma(p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}) \sim 100 \mu\text{b}$) est une gageure. On va donc préférer chercher le higgs produit en association avec un boson W. La section efficace de ces processus est quelque cinq fois inférieure à la production directe [8] mais le lepton énergétique provenant de la désintégration du W permettra de bons déclenchement et isolement de ce signal.

D'autres canaux de recherche sont aussi envisagés comme par exemple le canal ZH avec le Z se désintégrant en leptons (chargés ou neutres). La combinaison de ces différents canaux et la combinaison des résultats des deux expériences DØ et CDF ont fait l'objet d'une étude de prospective en 1999 [9] approfondie en 2003 [10] qui conclut que la luminosité que devra fournir le Tevatron pour découvrir le boson de Higgs est d'environ 10 fb^{-1} par expérience pour un higgs de masse inférieure à 135 GeV (figure 1.7).

1.2.5 Physique au-delà du modèle standard

C'est un des principaux buts des collisionneurs hadroniques que de rechercher de nouveaux phénomènes aux énergies extrêmes. De très nombreux modèles prolongeant le modèle standard existent et sont testés par DØ et CDF. On peut les classer par les solutions qu'ils apportent aux problèmes du modèle standard qui sont le problème de hiérarchie et la présence d'un champ scalaire fondamental.

La supersymétrie ou l'élimination des divergences quadratiques

Le problème de naturalité est par exemple résolu dans les extensions supersymétriques du modèle standard qui prévoient un partenaire plus massif à toutes les particules relié à elles par un changement de spin d'une demi-unité. Ces nouvelles particules vont elles aussi entrer dans les boucles responsables de la divergence quadratique de la correction à la masse du higgs mais avec un signe opposé à celui des boucles du modèle standard.

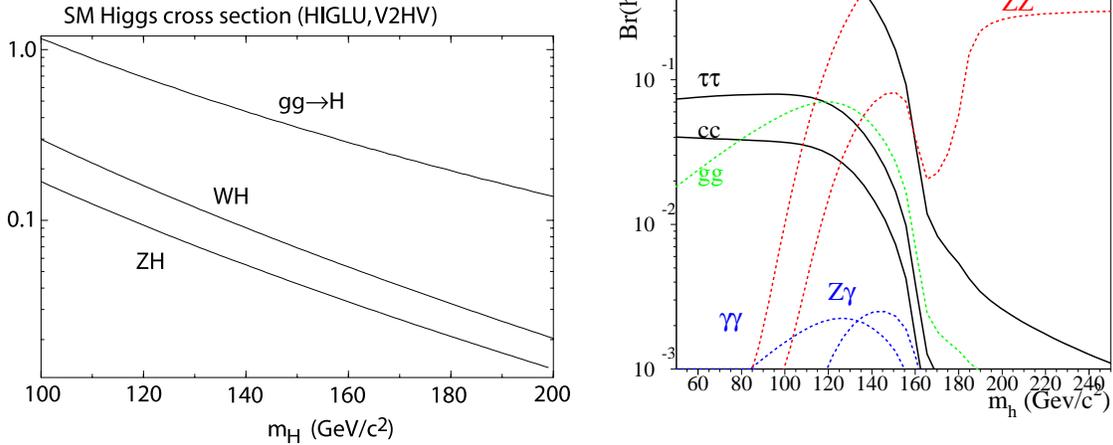


FIG. 1.6 – A gauche, section efficace de production du higgs en pb [8] ; à droite, rapport d’embranchement du higgs standard en fonction de sa masse.

Les divergences s’annulent donc une à une si la supersymétrie est exacte. Mais elle ne l’est pas (sinon, le sélectron aurait été découvert) et doit être par conséquent brisée. On peut toutefois la briser par des termes, dits de brisure douce, qui n’amènent que des divergences logarithmiques avec lesquelles la théorie devient viable.

Le LEP a déjà posé de fortes contraintes sur les paramètres de ces modèles mais le Tevatron peut encore dire son mot notamment dans le secteur des squarks et gluinos produits, s’ils existent, en abondance en comparaison des sleptons préférentiellement produits à LEP². Le canal “en or” pour la recherche de squarks et gluinos est l’état final jets+ énergie transverse manquante.

Un autre canal “en or” est la production de neutralinos et charginos³ dans les états finals à plusieurs leptons provenant de leurs désintégrations en cascade [11]. Le bruit de fond du modèle standard dans ces états finals à trois leptons ou à deux leptons de même signe est très faible. Les limites sur les sections efficaces posées par DØ (figure 1.8) se rapprochent des prédictions du modèle supersymétrique mSUGRA et pourront donc bientôt en contraindre les paramètres.

Les dimensions supplémentaires ou l’élimination de la hiérarchie

Le problème de l’énorme différence d’énergie entre l’échelle électrofaible et l’échelle de Planck est en partie résolu si on considère un monde non pas à 4 mais à $4+n$ dimensions dans lequel les gravitons vont se propager. Les nouvelles dimensions étant compactifiées, ils vont nous apparaître comme une suite d’états (“tours” de Kaluza-Klein). Actuellement, deux classes de modèles ont la préférence des théoriciens.

2. squarks et sleptons sont respectivement les partenaires supersymétriques bosoniques des quarks et des leptons ; les gluinos sont les partenaires supersymétriques fermioniques des gluons.

3. charginos et neutralinos sont les particules supersymétriques formées à partir des partenaires fermioniques des bosons W, Z, du photon et du boson de Higgs.

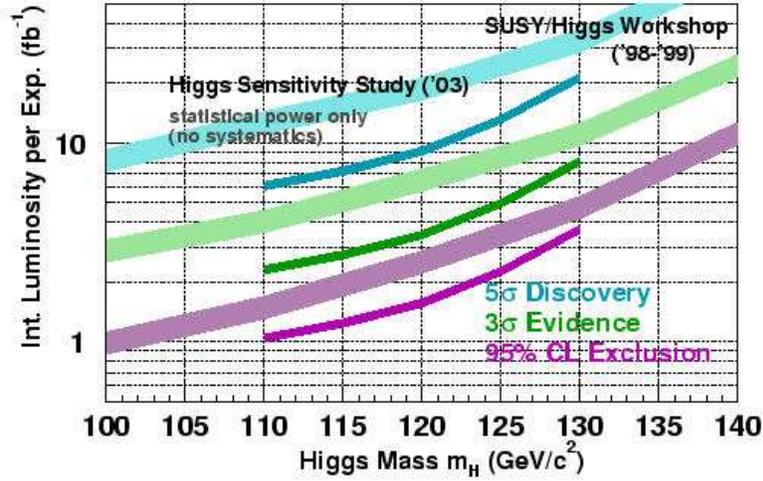


FIG. 1.7 – Luminosité nécessaire pour atteindre différents niveaux de signification en fonction de la masse du higgs [10].

Les modèles à grandes ($\sim \text{mm}$) dimensions supplémentaires [12] (dits de type ADD du nom des auteurs Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali) sont ceux dans lesquels la gravité est forte mais apparaît très faible car “diluée” dans ces nouvelles dimensions où elle est la seule à se propager. L’échelle de Planck apparente en 3+1 dimensions est celle que nous connaissons (10^{19} GeV) mais l’échelle vraie, dans l’espace à 3+n+1 dimension, est de l’ordre du TeV. Dans ces modèles, les gravitons se couplent aux fermions du modèle standard très faiblement, leur couplage étant proportionnel à $1/M_{Planck}$. Leur présence peut malgré tout être visible car leurs modes de Kaluza-Klein forment un quasi-continuum en masse. Le signal n’est plus la production d’un graviton seul mais d’un nombre très élevé d’états. Des recherches directes et indirectes de production de ces états peuvent être menées. Dans le cas de la production directe, l’état final sera composé d’un jet et d’une importante énergie manquante emportée par le graviton. Pour le cas indirect, on va rechercher une modification de la forme de la distribution de la masse di-lepton ou di-photon provenant de l’échange en voie s des modes de Kaluza-Klein comme illustré dans la figure 1.9.

La seconde classe de modèles, dits de Randall-Sundrum [13], considère des petites dimensions supplémentaires ($\sim l_{Planck}$). La gravité est maintenant localisée sur une *brane* alors que les particules du modèle standard vivent sur une autre *brane*. Elle est exponentiellement diminuée au prix d’un ajustement fin de la métrique et apparaît donc faible sur notre *brane* électrofaible. Dans ces modèles, les tours de Kaluza-Klein ne forment plus un continuum mais sont au contraire espacées et se présentent comme des résonances dont la première se situe à l’échelle du TeV. La recherche serait très similaire à la recherche de Z' discutée plus haut. Si une résonance apparaissait, seule une étude de la distribution angulaire des produits de désintégration pourrait trancher entre un boson de spin 1 (Z') ou de spin 2 (graviton).

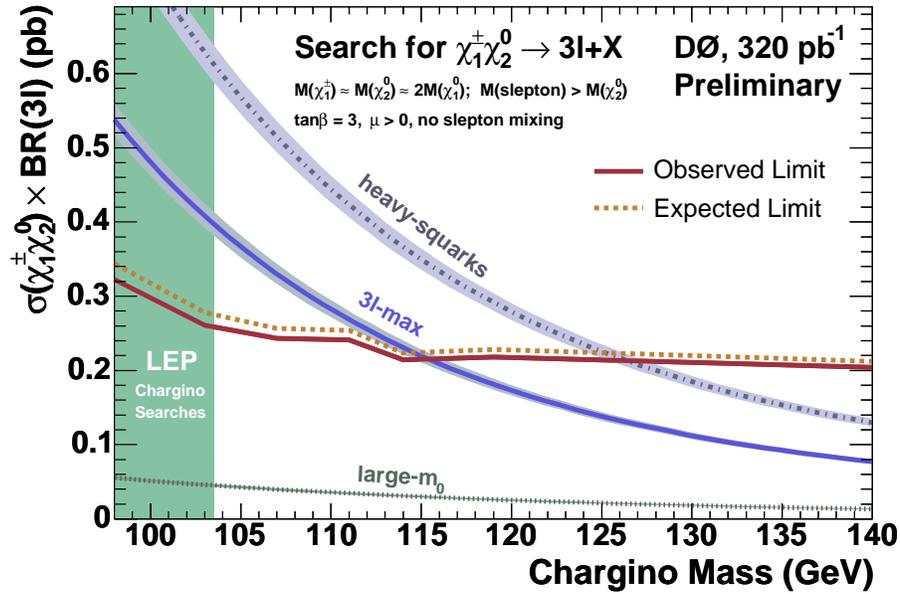


FIG. 1.8 – Limite sur la section efficace de production associée de chargino et de neutralino dans les états finals à trois leptons en fonction de la masse du chargino.

Une brisure dynamique de la symétrie électrofaible ou l'élimination du champ scalaire

Le troisième moyen de se débarrasser des divergences liées au champ scalaire de higgs est de supprimer ce champ et de remplacer la brisure spontanée de la symétrie électrofaible par une brisure dynamique [14]. On introduit pour cela une nouvelle interaction forte, grandement inspirée de la chromodynamique quantique, appelée technicouleur. Dans ce type de modèles, le champ scalaire fondamental est remplacé par un champ composite formé de deux fermions réunis par cette nouvelle interaction de jauge. Apparaissent de nouvelles résonances que l'on peut chercher au Tevatron. L'idée était attractive mais les problèmes rencontrés par ces modèles tant du point de vue expérimental que théorique, ont amené les théoriciens à l'amender de corrections successives qui l'ont beaucoup compliqué et ont mené à une perte de prédictivité.

1.3 Conclusion

On voit donc que le spectre d'études que l'on peut mener auprès du Tevatron est très vaste et couvre tous les principaux domaines de la physique des hautes énergies. De la QCD à la recherche de nouveaux phénomènes en passant par la violation de CP, les données du Run II du Tevatron vont permettre de tester le modèle standard et peut-être de répondre aux problèmes qu'il rencontre. Cependant, le Tevatron reste connu pour être le collisionneur grâce auquel le quark top a pu être produit au Run I. Sa découverte en 1995 avec la masse prévue par la théorie a été un grand succès du modèle standard. Le programme de physique concernant le top au Run II est particulièrement important avec l'étude de ses caractéristiques. L'histoire des recherches passées du top, de sa découverte et son étude au Run II sont abordées dans le chapitre suivant.

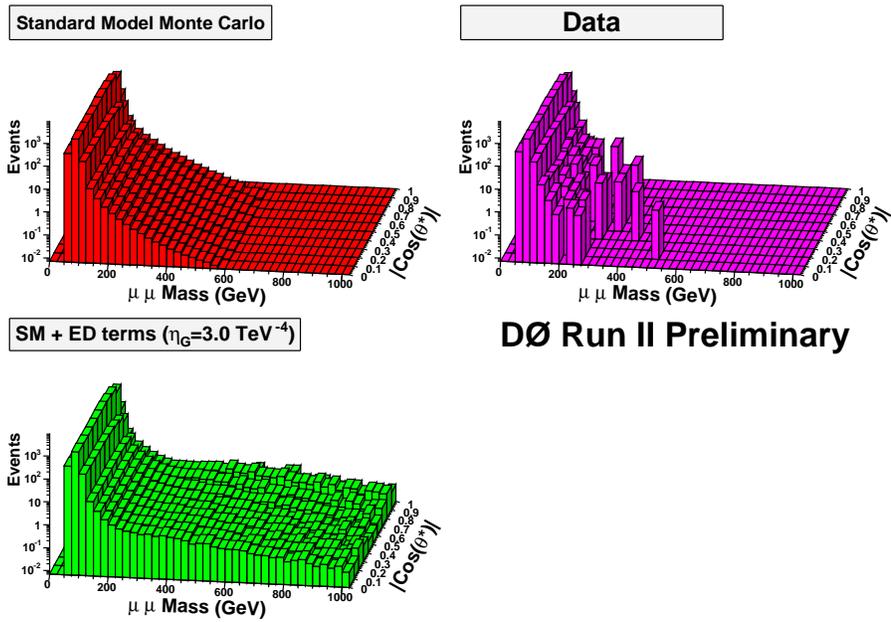


FIG. 1.9 – Distributions de masse invariante des muons dans le modèle standard en haut à gauche, dans les données en haut à droite. La distribution que l'on attendrait en présence de signal est en bas à gauche.

Bibliographie

- [1] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [2] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “Measurement of dijet azimuthal decorrelations at central rapidities in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” arXiv:hep-ex/0409040.
- [3] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], “Momentum distribution of charged particles in jets in dijet events in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV and comparisons to perturbative QCD predictions,” Phys. Rev. D **68**, 012003 (2003).
- [4] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], “Observation of diffractive W boson production at the Tevatron,” Phys. Rev. Lett. **78**, 2698 (1997) [arXiv:hep-ex/9703010].
- [5] M. Battaglia *et al.*, “The CKM matrix and the unitarity triangle,” arXiv:hep-ph/0304132.
- [6] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], “Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” Phys. Rev. Lett. **93**, 032001 (2004) [arXiv:hep-ex/0403032].
- [7] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review of particle physics,” Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).
- [8] T. Han and S. Willenbrock, “QCD correction to the $p p \rightarrow W H$ and $Z H$ total cross-sections,” Phys. Lett. B **273**, 167 (1991).
- [9] M. Carena *et al.* [Higgs Working Group Collaboration], “Report of the Tevatron Higgs working group,” arXiv:hep-ph/0010338
- [10] L. Babukhadia *et al.* [CDF and D0 Working Group Members Collaboration], “Results of the Tevatron Higgs sensitivity study”FERMILAB-PUB-03-320-E
- [11] B. Abbot *et al.* [D0 Collaboration], “Search for the Associated Production of Chargino and Neutralino in Final States with Three Leptons”, www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/NP/N30/N30.pdf, DØ Note 4738-CONF
- [12] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter,” Phys. Lett. B **429**, 263 (1998) [arXiv:hep-ph/9803315].
I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, “New dimensions at a millimeter to a Fermi and superstrings at a TeV,” Phys. Lett. B **436**, 257 (1998) [arXiv:hep-ph/9804398].
- [13] L. Randall and R. Sundrum, “A large mass hierarchy from a small extra dimension,” Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999) [arXiv:hep-ph/9905221].

- L. Randall and R. Sundrum, "An alternative to compactification," Phys. Rev. Lett. **83**, 4690 (1999) [arXiv:hep-th/9906064].
- [14] L. Susskind, "Dynamics Of Spontaneous Symmetry Breaking In The Weinberg-Salam Theory," Phys. Rev. D **20**, 2619 (1979).

Chapitre 2

LE QUARK TOP

Ce chapitre se veut dans un premier temps historique. Les étapes ayant mené à la découverte du quark top y sont brièvement présentées ainsi que son rôle dans le modèle standard. Les différents aspects actuels de la physique du top sont ensuite abordés.

2.1 Les premières recherches directes

L'histoire de la découverte du quark top est longue et très représentative de la recherche en physique des particules. La traque a commencé à la fin des années 70 après la découverte du partenaire du top : le quark beau (ou *bottom*). Durant près de 20 ans, la recherche fut vaine. Ce n'est qu'au milieu des années 90 que la puissance des accélérateurs a permis sa production et sa détection. Comment en est-on arrivé là ?

2.1.1 La troisième famille

En 1975, avec la découverte du quark charmé comme constituant du méson J/ψ [1], les physiciens des hautes énergies ne connaissent que deux familles de quarks et de leptons. Ces quatre quarks suffisent alors à expliquer toute la spectroscopie hadronique. Avec la découverte du lepton tau τ à SLAC en 1975 [2] et l'existence attendue de son neutrino (bien que finalement mis en évidence après le top), il était tentant d'associer cette paire leptonique à une nouvelle paire de quarks.

Parallèlement, l'observation de la violation de CP était rendue possible théoriquement par l'extension à trois familles du mécanisme de GIM par Kobayashi et Maskawa.

Deux ans après seulement, au Fermilab, une nouvelle résonance dans le spectre de masse invariante de deux muons (l'upsilon Υ) provenant de collisions proton-nucléon était découverte et interprétée comme un état lié $b\bar{b}$ [3]. Il s'agissait alors de savoir si ce nouveau quark possédait les mêmes nombres quantiques que les autres (charge et isospin faible).

Il est apparu assez vite que sa charge était $-1/3$ grâce à la largeur de désintégration de l'upsilon en leptons [4] qui est proportionnelle au carré de cette charge. Cette valeur a été confirmée par la mesure d'une quantité qui est importante pour la suite : R [5]. R est un rapport de sections efficaces :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

Au premier ordre, on peut écrire: $R = \sum_{quarks} N_C Q_q^2$ où N_C est le nombre de couleurs¹ et Q_q la charge du quark.

Le second nombre quantique est la troisième composante de l'isospin faible I_3 . Il est particulièrement important pour l'existence du top car la valeur $-1/2$ implique la présence d'un partenaire au quark beau pour former un doublet d'isospin. Pour le mesurer, c'est l'asymétrie avant/arrière A_{FB} dans la réaction $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ qui a été utilisée.

$$A_{FB} = \frac{\sigma(b, \theta > 90^\circ) - \sigma(b, \theta < 90^\circ)}{\sigma(b, \theta > 90^\circ) + \sigma(b, \theta < 90^\circ)}$$

où θ est l'angle entre la direction du quark b dans le centre de masse e^+e^- et la ligne de vol de l'électron. Cette asymétrie a pour origine le couplage au Z qui fait intervenir l'isospin faible *via* les constantes de couplage axiale et vectorielle g_V et g_A . Les données de JADE en 1984 favorisaient la valeur $-1/2$ [6] et la valeur $I_3=0$ était exclue notamment par la mesure du rapport d'embranchement du meson B en Xl^+l^- [7] (impliquant des courants neutres changeant la saveur).

Connaissant donc les nombres quantiques de ce quark beau, on peut inférer ceux du sixième quark qui reste à découvrir: $Q = 2/3$ et $I_3 = 1/2$. Un paramètre toutefois reste inconnu: sa masse.

Les physiciens, forts de leur découverte des quarks c et b via les mésons dans lesquels ils sont présents et notamment les résonances $q\bar{q}$ comme le J/ψ et l' Υ , s'attelèrent à la mise en évidence du toponium, état lié $t\bar{t}$. Avec la masse du J/ψ à 3 GeV, celle de l' Υ à 9 GeV, quelques théoriciens pariaient sur le toponium vers 27 GeV².

Les premières recherches du top se sont donc faites en collisionneur e^+e^- avec les mêmes analyses qui avaient été utilisées jusque-là pour les découvertes du charme et de la beauté.

2.1.2 Recherche auprès des collisionneurs e^+e^-

Le premier collisionneur auprès duquel a été effectuée la recherche du sixième quark est PETRA (Positron Elektron Tandem Ringbeschleuniger Anlage), anneau de 2.3 km de diamètre opérationnel en 1979 au laboratoire DESY à Hambourg. L'énergie des faisceaux variait entre 6 et 18 GeV; l'énergie disponible dans le centre de masse s'étalait donc de 12 à 36 GeV pour les quatre expériences présentes autour de l'anneau: MARK-J, JADE, PLUTO et TASSO. Trois modes de recherches étaient envisagés.

- L'utilisation du rapport R : le dépassement du seuil de production d'une particule se traduit par une augmentation de ce rapport d'un facteur $\delta R \approx 3Q_q^2$ environ. En effet, au premier ordre, la section efficace de production de hadrons dans les interactions e^+e^- est, comme on l'a vu précédemment, proportionnelle à la somme des carrés des charges des quarks. Cette somme ne concerne bien sûr que les quarks qui sont accessibles à une énergie dans le centre de masse donnée.
- On peut aussi se servir de la topologie de l'événement et en particulier d'une variable appelée *thrust* qui quantifie la topologie de la production de hadrons c'est-

1. C'est d'ailleurs ce même rapport R qui a permis de mesurer N_C à des énergies où seuls les quarks u, d et s étaient accessibles.

2. Ou, de la même manière, avec les masses des quarks s, c et b: 0.5, 1.5, 4.5 GeV, la masse du top était attendue à ~ 15 GeV (voir par exemple [8]).

à-dire la distribution spatiale de l'énergie déposée (MARK-J) ou des traces de particules chargées enregistrées (PLUTO, JADE, TASSO). Cette quantité est définie comme suit :

$$T = \max \left[\frac{\sum_i |P_{||}^i|}{\sum_i |P^i|} \right]$$

Elle mesure la fraction de l'impulsion des particules parallèle à l'axe de l'événement défini comme l'axe maximisant cette fraction. Pour les événements dans lesquels la distribution de l'énergie est isotrope, T doit valoir environ 0.5. Ce serait le cas si, par exemple, le photon virtuel se matérialisait en une paire de quarks très lourds, produits quasiment au repos. Au contraire, des quarks légers auraient une grande impulsion et les produits de leur fragmentation seraient collimés autour de leur direction et T vaudrait environ 1.

- Enfin, l'étude de la production inclusive de muons dans les événements hadroniques est aussi un bon test de la présence du top. En effet, grâce à la désintégration semi-leptonique des quarks lourds et à la désintégration en cascade $t \rightarrow b \rightarrow c$, on s'attend à une nette augmentation de la production de muons.

Aucune des quatre expériences autour de PETRA n'a mis en évidence un nouveau quark lourd. Des limites sur la masse du top ont été successivement établies jusqu'à exclure un top de masse inférieure de 23.3 GeV.

Des recherches tout à fait similaires ont été menées au collisionneur TRISTAN à KEK dont l'énergie dans le centre de masse atteignait 61.4 GeV. Il avait pour mission principale de mettre en évidence le quark top. Recherches à nouveau infructueuses qui ont relevé la limite sur la masse du top à 30.2 GeV³.

A la fin des années 80, le LEP et le SLC fonctionnant au pic du Z devenaient opérationnels. Une étude de la largeur du Z se révèle incompatible avec une production de $Z \rightarrow t\bar{t}$ [9] et une nouvelle limite est posée : $m_{top} > 45.8$ GeV.

2.1.3 Recherche auprès des collisionneurs $p\bar{p}$

L'avantage des collisionneurs $p\bar{p}$ sur les collisionneurs leptoniques est, outre la plus grande énergie mise en jeu, la fenêtre d'énergie accessible. En effet, lors de la collision de deux particules composites comme les protons, ce sont leurs constituants élémentaires (partons) qui participent à l'interaction (dit "processus dur"). Chacun de ses constituants emporte une fraction de l'impulsion du proton. L'inconvénient de ces réactions est que d'une part, on ne connaît pas l'énergie dans le centre de masse des partons interagissants et d'autre part, la présence de bruits de fond bien plus importants que dans les collisions leptoniques. En conséquence, les recherches du top ne vont plus se faire de manière indépendante (en utilisant la topologie de l'événement comme le *thrust* ou la brusque hausse du rapport R après le seuil de production du top) mais en étudiant ses produits de désintégration dans le cadre du modèle standard.

Les deux premières machines hadroniques ont été le Sp \bar{p} S au CERN qui a démarré en 1981 avec deux détecteurs : UA1 et UA2 ; et le Tevatron au Fermilab à partir de 1988 avec l'expérience CDF bientôt rejointe par la collaboration DØ. Le mécanisme principal de production du top est différent dans les deux cas du fait de l'énergie dans le centre de

3. Les physiciens de TRISTAN ont aussi été malchanceux quant à la découverte du boson Z, l'énergie dans le centre de masse s'arrêtant alors au seuil d'apparition de la résonance.

masse : 630 GeV pour le $Spp\bar{p}S$ et 1.8 TeV pour le Tevatron. On compte deux principaux canaux de production suivant la force mise en jeu :

- la production par paires (cf. figure 2.1) via l’interaction forte: fusion de gluon ($gg \rightarrow t\bar{t}$) ou annihilation quark-antiquark ($q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$)

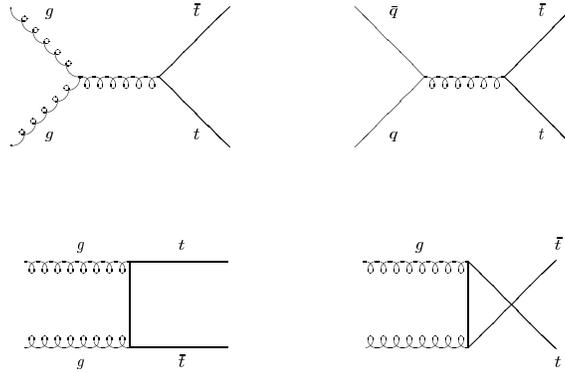


FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman de la production de paire de tops.

- la production de “Drell Yan” (ou *single top* cf. figure 2.2) via l’interaction faible: voie s ($q\bar{q} \rightarrow tq$) ou voie t ($qb \rightarrow tq$)

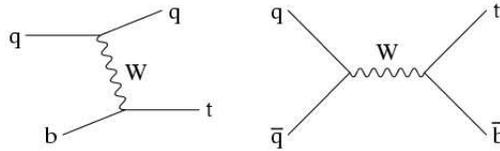


FIG. 2.2 – Diagrammes de Feynman de la production de “single top”.

Au $Spp\bar{p}S$, le mode dominant à basse masse ($m_{\text{top}} < 80$ GeV) est la production électro-faible alors que pour des masses plus élevées, il devient plus facile de créer une paire $t\bar{t}$ (cf figure 2.3). Ainsi, lors de son démarrage en 1981, seule la région à basse masse était considérée [10]; le quark top était recherché dans le canal de désintégration leptonique du top: $t \rightarrow b e \nu_e$ via un W hors de sa couche de masse.

En 1984, UA1 publia un article dans lequel un “signal clair” apparaît dans ce canal (figure 2.4), et qui ne satisfait ni le taux de production, ni les caractéristiques de la désintégration du charme et de la beauté. En revanche, ces événements étaient compatibles avec un top de masse égale à 40 GeV. Après une grande effervescence, ce résultat n’a pas été confirmé par une seconde analyse faite en 1988 avec une luminosité intégrée multipliée par 3.5. Tous les taux d’événements étaient redevenus conformes à leur prédiction théorique. L’erreur provenait d’une mauvaise évaluation des fonds et notamment du fond QCD avec la production de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. La leçon à retenir de cette mésaventure est qu’une très grande attention doit être portée à la compréhension des fonds qui, pour la plupart, ont des sections efficaces supérieures de plusieurs ordres de grandeur à celle du signal.

Des limites ont donc été établies sur la section efficace de production du top par UA1 et UA2 menant à des limites sur la masse (avec l’hypothèse que la section efficace soit celle du modèle standard) dont la dernière est $m_t > 69$ GeV [12].

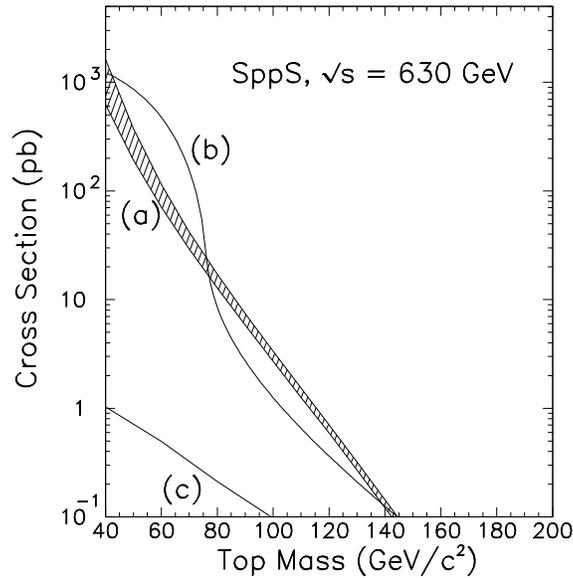


FIG. 2.3 – Sections efficaces de production du top au SppS en fonction de sa masse ; (a) production de paires, (b) single top voie s, (c) single top voie t.

A la fin des années 80, le Tevatron entre dans la course avec sa très grande énergie. A 1.8 TeV, le mode principal de production est, quelle que soit la masse du top, la création de paire $t\bar{t}$ (cf. figure 2.5). L'état final recherché sera donc $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b}$ pour lequel on distingue trois différents canaux d'analyse suivant le mode de désintégration des deux W :

- **canal leptonique** : les deux W se désintègrent en lepton-neutrino. Le rapport d'embranchement est faible (10% en considérant tous les appariements de saveur) mais les différents bruits de fond sont eux mêmes peu nombreux notamment dans le canal électron-muon.
- **canal semileptonique** : un des W se désintègre leptoniquement et le second en deux quarks. Le rapport d'embranchement est maintenant plus important ($\sim 15\%$ pour chaque saveur) mais la production W+jets devient un bruit de fond prépondérant.
- **canal hadronique** : les deux W se désintègrent en deux jets chacun. C'est le cas le plus fréquent avec un rapport d'embranchement de $\sim 44\%$. Ce signal est très difficile à extraire compte tenu de l'énorme bruit de fond multi-jets.

Dans le canal lepton+jets, le fond dominant est la production de W en association avec au moins deux jets. Il est important de noter ici que dans les scénarios de recherche de cette époque, les bosons W provenant de la désintégration des quarks top sont produits hors de leur couche de masse. La distribution de la masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante pouvait donc être utilisée pour séparer le signal du fond W+jets où le W est réel. Après deux ans de prise de données, CDF excluait un top de masse inférieure à 91 GeV [13].

2.2 Les recherches indirectes

Parallèlement à la recherche directe du quark top auprès des collisionneurs e^+e^- puis $p\bar{p}$, sa masse était prédite par la théorie qui utilisait les mesures de précision effectuées

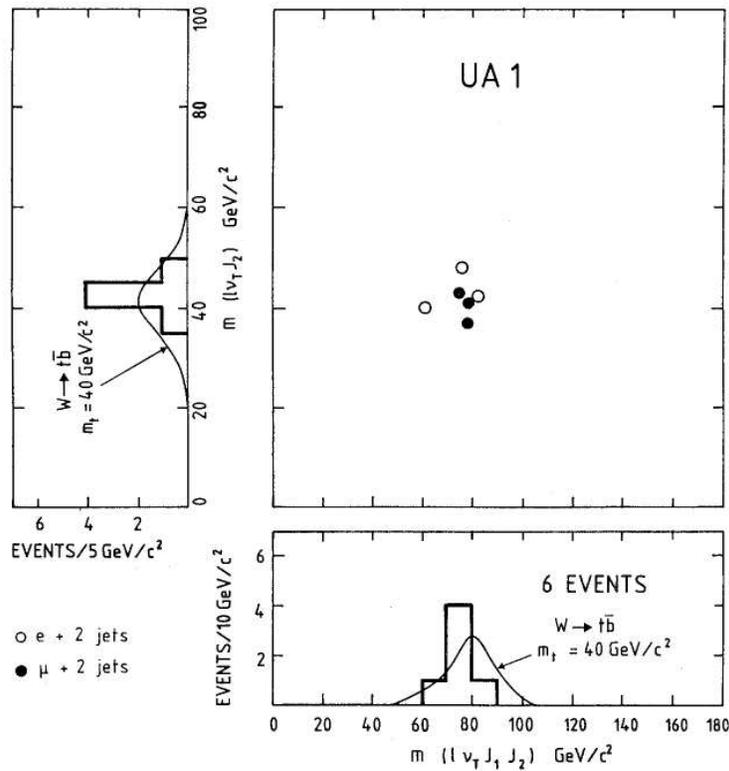


FIG. 2.4 – Événements de l'expérience UA1 ayant conduit la collaboration à publier une "observation" du top avec une masse de 40 GeV [11].

à LEP et à SLC sur d'autres particules, en particulier les bosons Z et W, comme nous l'avons évoqué précédemment.

Dans le cadre du modèle standard, le calcul de quantités mesurables comme les sections efficaces, les rapports d'embranchement, est possible seulement à l'aide de calculs perturbatifs qui sont menés jusqu'à un ordre donné. Le premier ordre (LO pour *Leading Order*) ou ordre des arbres est très souvent insuffisant; la prise en compte de corrections d'ordre supérieur appelées corrections radiatives est indispensable⁴. La plupart des processus standards sont actuellement calculés au deuxième ordre (NLO pour *Next to Leading Order*).

Ces boucles et radiations entraînent l'apparition de divergences qu'il faut renormaliser à l'aide de redéfinitions des paramètres du lagrangien de la théorie comme les masses et les couplages. Les particules dans les boucles étant virtuelles, même des particules non encore détectées directement car trop lourdes et/ou non incluses dans la théorie, influencent les mesures de processus bien connus. En mesurant donc avec précision les observables sensibles à ces boucles, on teste la structure interne de la théorie et on en précise des paramètres inconnus comme la masse du higgs par exemple. Cela a été le cas notamment du top dont la masse a été prédite avec une remarquable précision bien avant sa découverte.

Comme on l'a vu, les observables électrofaibles s'expriment en fonction de seulement

4. On peut par exemple citer le cas du calcul théorique du moment magnétique anormal du muon ($g-2$) pour lequel les corrections électromagnétiques sont menées jusqu'à l'ordre 5 !

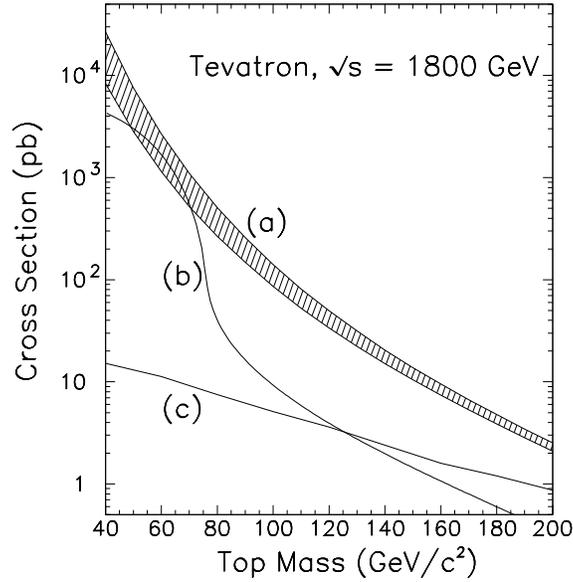


FIG. 2.5 – Sections efficaces de production du top au Tevatron en fonction de sa masse ; (a) production de paires, (b) single top voie s, (c) single top voie t.

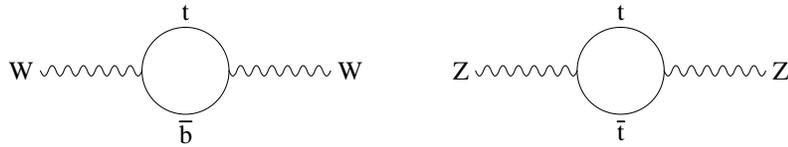


FIG. 2.6 – Contribution des boucles de top à la masse des bosons vecteurs.

trois paramètres au niveau des arbres : la constante de couplage électromagnétique α_{em} , la constante de Fermi G_F et la masse M_Z du Z. Par exemple, la masse M_W du boson W s'exprime de la manière suivante :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi \alpha_{em}}{\sqrt{2}} \frac{1}{G_F \sin^2 \theta_W}}$$

où θ_W est l'angle de mélange électrofaible. Par définition, $\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$. Les corrections radiatives comme celles de la figure 2.6 introduisent un nouveau terme Δr :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi \alpha_{em}}{\sqrt{2}} \frac{1}{G_F \sin^2 \theta_W} \left(1 - \frac{1}{1 - \Delta r}\right)}.$$

Pour les corrections à une boucle, Δr peut s'écrire

$$\Delta r = \Delta \alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta \rho + (\Delta r)_{résiduel}.$$

$\Delta \alpha$ contient la contribution des fermions légers aux corrections de la constante électro-

magnétique. $\Delta\rho$ est le terme qui présente la plus forte dépendance à la masse du top :

$$\Delta\rho \simeq N_C \frac{\alpha_{em}}{16\pi \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{m_t^2}{M_Z^2}$$

où N_C est le nombre de couleur. Cette correction est importante car, non seulement le top est très massif, mais il est surtout beaucoup plus massif que son partenaire d'isospin faible, le quark b. La contribution des autres quarks, peu massifs et quasi dégénérés a peu d'effet.

Dans le terme $(\Delta r)_{résiduel}$, on trouve, entre autres, un terme dépendant de la masse du higgs, car il intervient dans les diagrammes en boucle comme ceux de la figure 2.7 :

$$(\Delta r)_{résiduel}^{higgs} \simeq \frac{\alpha}{16\pi \sin^2 \theta_W} \frac{11}{3} \left(\ln\left(\frac{M_H^2}{M_W^2}\right) - \frac{5}{6} \right).$$



FIG. 2.7 – Contribution des boucles de higgs à la masse des bosons vecteurs.

On remarque que la dépendance de la masse du W est beaucoup plus grande vis-à-vis de la masse du top que de celle du higgs (dépendance quadratique contre logarithmique). C'est cette grande sensibilité des mesures électrofaibles à la masse du top qui a permis de la prédire depuis de nombreuses années. La figure 2.9 montre l'évolution dans le temps de ces prédictions faites grâce aux mesures de précision du LEP et du SLC.

2.3 Vers la découverte

La seconde prise de données à haute luminosité au Tevatron débute en 1992 avec cette fois deux détecteurs, DØ étant opérationnel. Là encore, les canaux dileptoniques et lepton+jets étaient préférentiellement étudiés à cause de leur rapport signal sur bruit favorable.

Le fait que la limite sur la masse du top ait été, à ce moment, supérieure à la somme de la masse du W et celle du quark b modifie grandement les stratégies d'analyse. Le W, qui aurait été jusqu'alors produit hors de sa couche de masse dans la désintégration du top, est maintenant réel. La masse transverse du W n'est donc plus une variable discriminante possible et le fond W+jets devient un fond irréductible important.

DØ se lance dans la séparation du signal $t\bar{t}$ du fond W+jets grâce à des variables topologiques alors que CDF, fort de son détecteur central au silicium, utilise l'étiquetage des quarks b pour se débarrasser du fond W+jets. Jusqu'en 1994, les deux expériences n'établissent que de nouvelles limites. En mars 1994, les mesures de précision prédisent

une masse de 177 ± 21 GeV pour le top avec une masse de higgs fixée à 300 GeV [14]. Ce résultat encourage CDF à publier sa première observation d'un signal de top à 2.9σ avec seulement 19.3 pb^{-1} de luminosité intégrée [15]. Cependant la section efficace mesurée avec ses 12 candidats est trois fois plus grande que la prédiction du modèle standard.

L'année suivante, en 1995, avec maintenant 50 et 67 pb^{-1} de données respectivement, DØ [16] et CDF [17] publient leur article d'observation du quark top dans lesquels la valeur de la section efficace de production redevient en accord avec celle du modèle standard. De plus, les deux expériences donnent à ce moment les premières estimations de sa masse grâce à l'utilisation d'ajustement des données sur des lots d'événements simulés à plusieurs valeurs de la masse du top. La figure 2.8 montre la distribution de la masse du top reconstruite et le résultat de l'ajustement pour les données de CDF: $m_t = 176 \pm 8 \pm 10$ GeV.

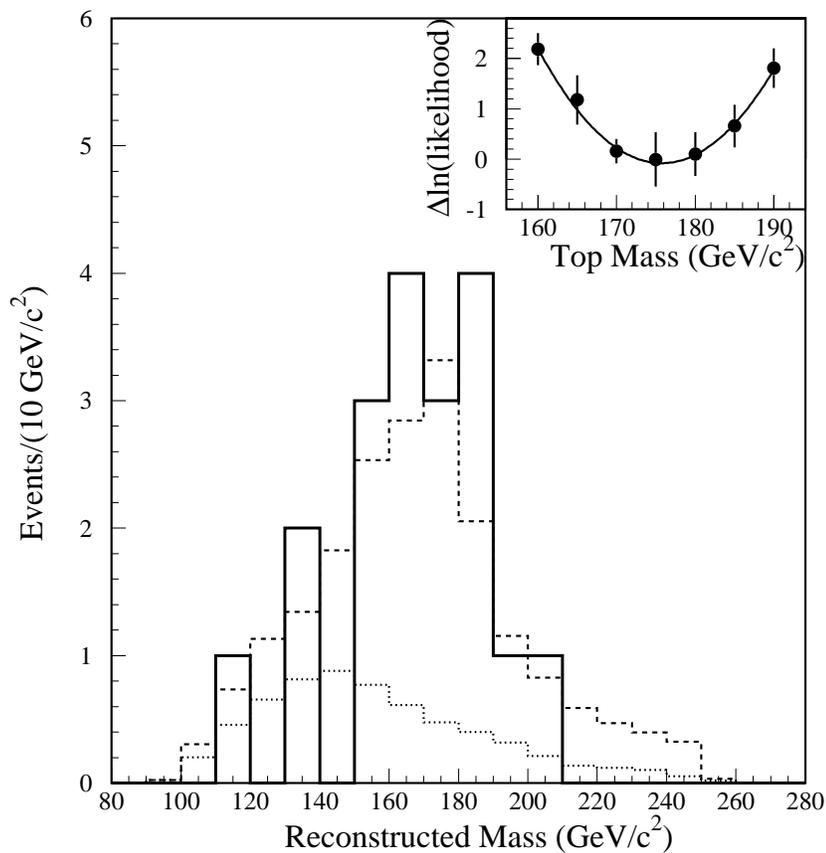


FIG. 2.8 – Distribution de la masse reconstruite du top dans les données de CDF (traits pleins) superposée à celle du fond (pointillés) et à la somme fond + simulation avec une masse de 175 GeV pour le top (tirets). Dans l'encart : résultat de l'ajustement au maximum de vraisemblance utilisé pour déterminer la masse.

La figure 2.9 montre également l'évolution des mesures expérimentales de la masse du top. La découverte du top au Fermilab en 1995 avec la masse prévue a été un succès retentissant pour le modèle standard. Aujourd'hui, l'ensemble des mesures électro-faibles prédisent une masse de 179_{-9}^{+11} GeV [19] et la combinaison DØ/CDF donne 178 ± 4.3 GeV [20] : un accord parfait !

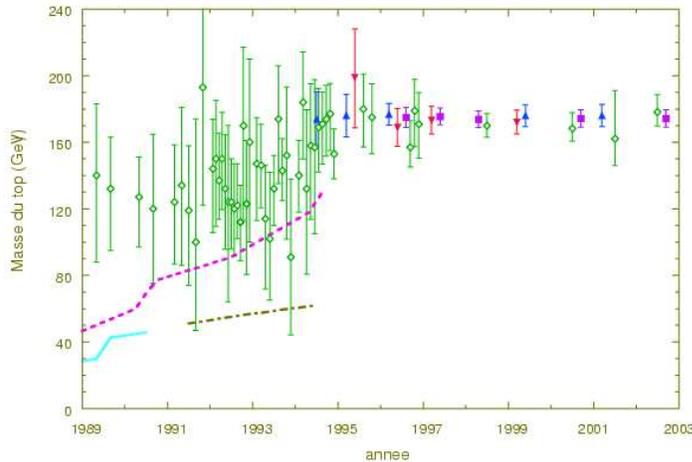


FIG. 2.9 – Evolution de la prédiction et de la mesure de la masse du quark top depuis 1989 [18]. Les losanges sont les prédictions provenant des tests de précision du modèle standard, les triangles sont les mesures directes de CDF et de DØ, et les carrés sont les moyennes mondiales de ces mesures directes. Enfin, les courbes sont les limites inférieures provenant de collisionneurs e^+e^- (ligne pleine) et de collisionneurs hadroniques (lignes pointillées).

2.4 De la masse du top à la masse du higgs

D'une manière similaire à la prédiction de la masse du top, connaissant maintenant cette masse et celle du W, la théorie peut faire une prédiction sur la masse du higgs. Cependant, du fait de la dépendance logarithmique de la masse du W à la masse du higgs, les incertitudes sur cette prédiction sont grandes.

L'état actuel de la prédiction est résumé sur la figure 2.10. Elle montre les contours à un niveau de confiance de 68% pour l'ajustement global fait avec les données de LEP1 et SLD d'une part (courbe pleine) et avec les données de LEP2 et des collisionneurs hadroniques d'autre part (courbe en pointillée). Dans le premier cas, les masses du W et du top sont des paramètres libres de l'ajustement alors que dans le second cas, on leur assigne leur valeur expérimentale. La bande diagonale représente la contrainte entre ces deux masses dans le cadre du modèle standard, contrainte dépendant de la masse du higgs (et, dans une moindre mesure, de la polarisation hadronique du vide dont l'effet est représenté par la flèche). On remarque donc que les deux contours se recouvrent partiellement, confirmant le modèle standard, et qu'ils préfèrent tous les deux un higgs léger.

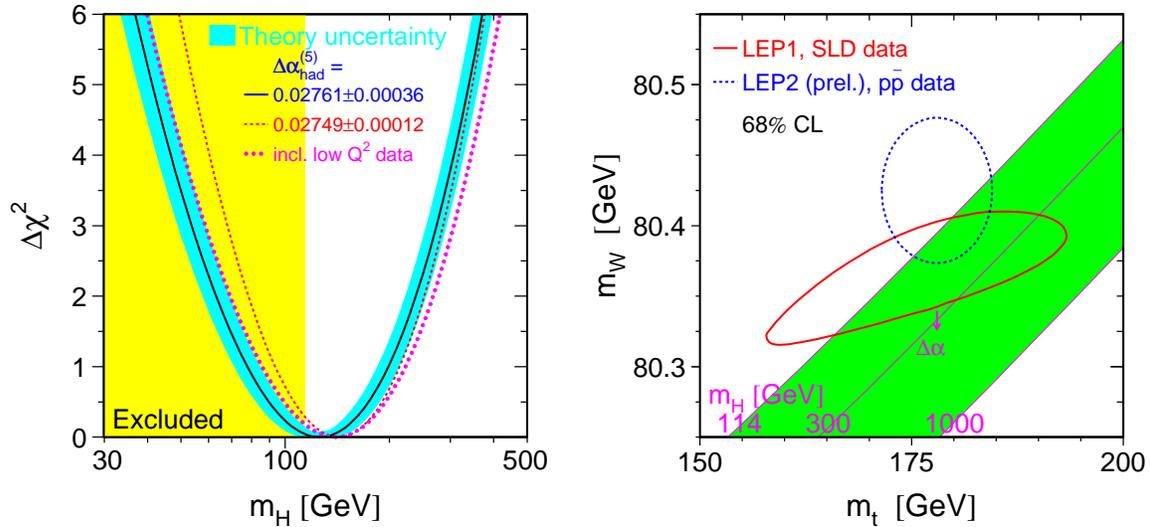


FIG. 2.10 – A gauche, résultat de l’ajustement global en fonction de la masse du higgs ; à droite, contraintes sur la masse du higgs dans le plan (m_t, M_W) à l’hiver 2005.

2.5 La physique du quark top

La découverte d’une nouvelle particule ayant la masse prévue par la théorie ne signifie pas pour autant qu’il s’agit du quark top. D’où des études pour déterminer les caractéristiques de cette nouvelle particule, ses nombres quantiques, sa section efficace de production...

2.5.1 Section efficace

Une des premières mesures que l’on effectue après la découverte d’une nouvelle particule est la détermination de sa section efficace de production dans un canal de désintégration pour la comparer aux prédictions théoriques du modèle. Déjà mesurée avec les données du Run I, la section efficace va être déterminée avec plus de précision grâce à la plus grande statistique accumulée durant le Run II et grâce à un éventail de méthodes enrichi par les améliorations des détecteurs.

Quand on parle de section efficace du quark top, on parle implicitement de la production par paires $t\bar{t}$ par interaction forte, c’est à dire via le couplage du top au gluon. Au Tevatron, du fait des collisions protons-antiprotons, 90% de la section efficace provient de l’annihilation quark-antiquark ($q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$) et seulement 10% de la fusion de gluons⁵.

Les différents états finals correspondant aux produits de désintégration des W peuvent donner lieu à une mesure, même le canal hadronique dans lequel on ne trouve aucun lepton et qui est noyé sous le fond QCD multi-jet. Dans ce dernier cas, la mesure est rendue possible grâce à l’utilisation de techniques d’étiquetage des quarks b reposant sur

5. Les proportions seront exactement opposées au LHC où auront lieu des collisions protons-protons à plus haute énergie

le long temps de vie des mesons beaux mesuré aux détecteurs de traces. Ces algorithmes d'étiquetage des quarks b ou algorithmes de *b-tagging* sont des outils essentiels pour de nombreuses recherches notamment celles du higgs dans le canal $WH \rightarrow Wbb$. Une description de ces techniques est donnée dans le chapitre 5.

L'ensemble des mesures de sections efficaces faites avec les données du Run II sont résumées dans la figure 2.11.

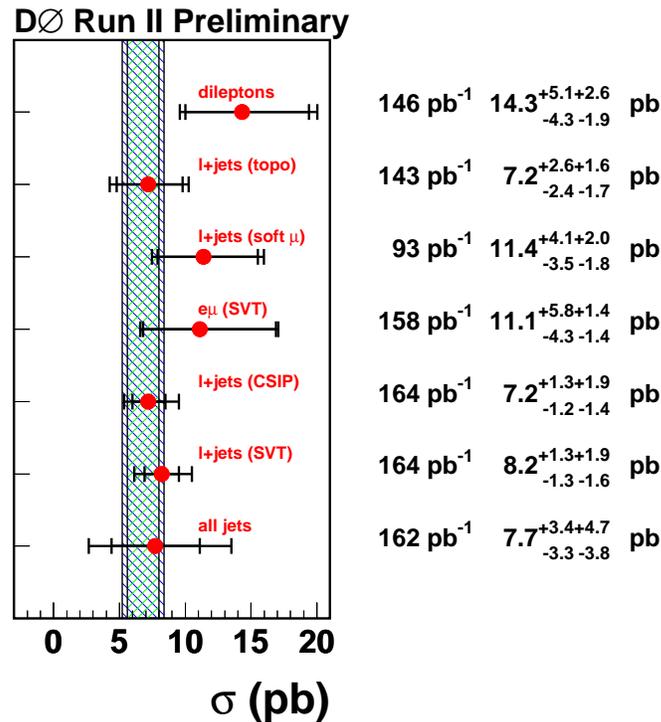


FIG. 2.11 – État des mesures de section efficace de production $t\bar{t}$ dans différents canaux à l'été 2004.

2.5.2 Masse

La propriété qui singularise le quark top des autres fermions est sa masse, 40 fois plus importante que celle de son compagnon d'isospin, le quark b. Une mesure précise de cette masse, paramètre libre du modèle, est importante d'abord pour son rôle prépondérant dans la précision des valeurs des observables électrofaibles et dans la prédiction de la masse du higgs grâce à l'ajustement global de la théorie à l'ensemble des mesures expérimentales.

L'idée de base de la mesure de la masse du top est l'exploitation des propriétés cinématiques des événements $t\bar{t}$ dans les données en les comparant à différents échantillons d'événements simulés, chacun engendré avec des tops de masses différentes. Les canaux utilisés pour la mesure de la masse du top sont les mêmes que pour la mesure de la section efficace. Cependant, le canal "en or" reste encore le canal lepton+jets dans lequel un seul neutrino est produit. Le canal dileptonique, plus pur, souffre de sa faible statistique et de la présence de deux neutrinos qui introduit un degré de liberté supplémentaire. Le canal

hadronique, lui, est défavorisé par le fond combinatoire important mais permet une reconstruction complète de la masse. Les fonds étant différents pour chacun de ces canaux, des techniques d'analyses particulières doivent être utilisées.

Pour reconstruire la masse des tops dans un événement $t\bar{t}$, il faut connaître les quadri-impulsions des produits de désintégration des deux tops. On en compte 6 pour une désintégration classique ($t \rightarrow Wb \rightarrow ffb$), ce qui équivaut à 24 quantités à mesurer. Il convient ensuite d'assigner à chaque objet sa particule mère. Pour cela, on utilise un ajustement cinématique dans lequel on impose plusieurs contraintes. Si n est le nombre de produits de désintégration accessibles à la mesure et en faisant l'hypothèse d'une masse nulle pour les particules filles, on dispose de $3n$ quantités et de 6 contraintes que sont ces masses. On sait par ailleurs que 4 particules doivent provenir deux à deux de la désintégration de 2 W dont la masse est connue. En outre, la masse du top doit être la même que celle de son antiparticule. Enfin, on fait l'hypothèse que le système $t\bar{t}$ ne possède pas d'impulsion transverse intrinsèque. L'ajustement cinématique aura donc $(3n + 6 + 3 + 2 - 24) = (3n - 13)$ contraintes ⁶.

Dans les méthodes les plus utilisées, la combinaison choisie est celle qui donne le plus petit χ^2 et la distribution de masse reconstruite est ensuite comparée, à l'aide d'un ajustement de maximum de vraisemblance, à des échantillons d'événements simulés engendrés avec plusieurs masses de top. Cependant, il a été montré grâce à la simulation, que même dans le cas où deux jets sont identifiés comme des jets de b (c'est-à-dire le cas où le bruit de fond combinatoire est le plus bas), le plus petit χ^2 correspond effectivement à la combinaison correcte dans seulement 50% de ces événements.

Récemment, la collaboration DØ a publié un article dans lequel elle réanalyse les données du Run I dans le canal lepton+jets avec une nouvelle méthode dite des éléments de matrice [21]. Cette méthode traite convenablement ce problème combinatoire et permet de donner un poids plus important aux événements les mieux mesurés. Elle utilise pour cela toute l'information contenue dans l'événement reconstruit. Il s'agit de calculer pour chaque candidat la probabilité qu'un événement de signal $t\bar{t}$ produise l'événement tel qu'on l'a reconstruit dans le détecteur en utilisant l'élément de matrice du premier ordre de ce processus, dépendant de la masse du top. Utiliser les éléments de matrice signifie que l'on doit assigner les différents objets aux partons desquels ils sont issus. Le poids final de l'événement sera la moyenne des probabilités de chaque combinaison. La probabilité pour qu'un événement de fond produise le candidat observé est calculée de la même manière en utilisant l'élément de matrice du premier ordre du processus W+4jets. Une fonction de vraisemblance, dépendant de m_t , est ensuite construite. La valeur de m_t pour laquelle cette fonction est maximale représente la masse du top la plus vraisemblable pour le lot d'événements donné. Cette méthode très puissante et très complexe à mettre en oeuvre permet une diminution de l'erreur statistique correspondant à un facteur 2.4 de données supplémentaire.

Un résumé des mesures faites au Tevatron avec les données du Run II dans différents canaux est donné dans la figure 2.12.

6. On remarque donc que le canal dileptonique où $n = 4$ sera sous-contraint et que, par conséquent, une nouvelle méthode devra être employée.

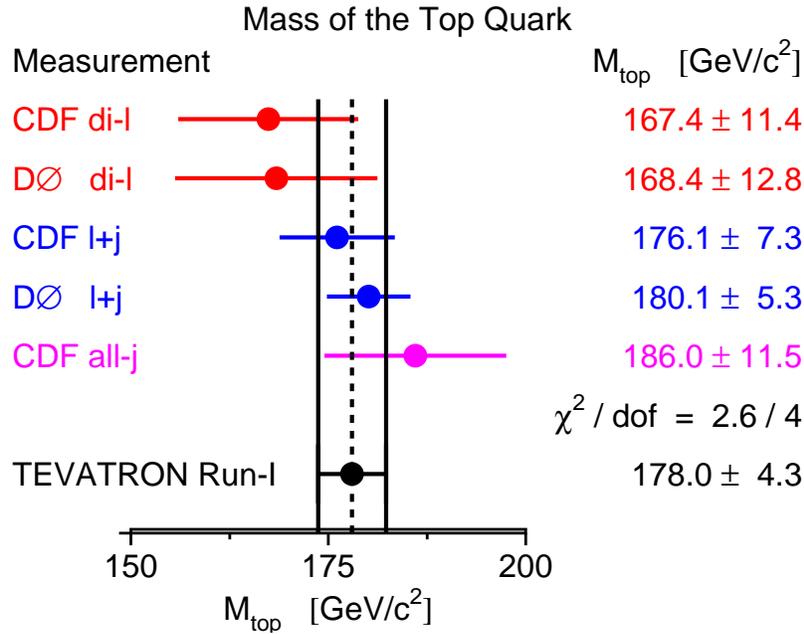


FIG. 2.12 – État des mesures de la masse du top dans différents canaux à l'été 2004.

2.5.3 Propriétés

Le quark top est le quark dont les nombres quantiques sont les moins bien étudiés. Leur mesure est pourtant primordiale si on veut sans ambiguïté affirmer qu'il est bien un fermion, de charge $2/3$ et le partenaire d'isospin du quark b . Quelques exemples dont la liste n'est pas exhaustive sont présentés dans la suite.

La charge

Même si personne ne remet en doute que la charge du top est la même que celle du u ou du c , elle n'a encore jamais été mesurée et certains modèles exotiques prévoient une charge valant $-4/3$ [22].

La mesure de cette charge au Tevatron est difficile et demande beaucoup de statistique. Il s'agit de s'intéresser aux événements $t\bar{t}\gamma$ en lepton-jets dans lesquels le photon est rayonné par le top et non par les partons initiaux, le W ou le b . Pour s'affranchir des deux derniers types de rayonnement, des coupures sur des masses sont appliquées. D'abord sur les masses $lE_T\gamma$ et $jj\gamma$ qui doivent être supérieures à 90 GeV et sur les masses $b_{1,2}jj\gamma$ et $b_{2,1}lE_T\gamma$ dont la coupure est mise à 190 GeV. La radiation de photon étant proportionnelle au carré de la charge électrique, on doit pouvoir différencier les deux hypothèses de charge.

Au Tevatron, où la section efficace $t\bar{t}\gamma$ est dominée par les radiations de l'état initial, son augmentation due à l'hypothèse $Q_t = -4/3$ est de 20% seulement. Des estimations rapportent que les données du Run II pourraient confirmer la charge du top à un niveau de confiance de 95% avec 20 fb^{-1} [23].

Le spin

Le quark top possède une caractéristique bien particulière : c'est le seul quark dont le spin est directement observable. Cela est possible grâce à sa très grande masse qui le fait se désintégrer bien avant de pouvoir s'hadroniser, et par conséquent, se dépolariser : le temps caractéristique de désintégration est $\Gamma_t^{-1} \simeq (1.5 \text{ GeV})^{-1}$ à comparer à l'échelle de temps du processus d'hadronisation $\lambda_{QCD}^{-1} \simeq (200 \text{ MeV})^{-1}$. Son spin sera donc directement mesurable grâce aux distributions angulaires de ses produits de désintégration.

Pour une particule de spin 1/2, les distributions angulaires sont données par la formule :

$$\frac{d\Gamma}{d(\cos \theta^*)} \propto 1 + \alpha \cos \theta^*$$

où θ^* est l'angle entre le spin de la particule et la direction de la particule fille dans le référentiel du centre de masse du top et α un coefficient dépendant de la nature de la particule fille.

Dans la réaction de production de paires de tops, via l'interaction forte, les tops sont non polarisés. Cependant, il existe une forte corrélation entre les spins des deux tops qui modifie la relation précédente :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\Gamma}{d(\cos \theta_i) d(\cos \theta_{\bar{i}})} = \frac{1}{4} (1 - C \alpha_i \alpha_{\bar{i}} \cos \theta_i \cos \theta_{\bar{i}})$$

où $\theta_{i,\bar{i}}$ est maintenant l'angle entre la particule fille et un axe particulier de projection du spin dans le référentiel du top ou de l'antitop respectivement et C le coefficient de corrélation de spin dépendant de la base que l'on considère. Au Tevatron, il a été montré que la base dans laquelle cette corrélation doit être maximale est la base "hors-diagonale" définie dans [24] si le top est bien la particule du modèle standard que l'on attend. Cette base "optimale" sera différente au LHC où la paire $t\bar{t}$ provient préférentiellement de la fusion de gluons et non de paires de quarks comme au Tevatron.

Test du couplage V-A

L'étude des produits de désintégration du quark top permet de tester la structure des courants neutres chargés au vertex Wtb . Dans le modèle standard, le couplage intervenant à ce vertex est de type V-A. Dans l'approximation d'une masse nulle pour le b , ce dernier ne peut être que d'hélicité gauche. Le W n'aura donc que deux polarisations possibles du fait de la conservation de l'hélicité : une polarisation longitudinale (figure 2.13 en haut à gauche) ou une polarisation transverse $\lambda = -1$ (figure 2.13 en haut à droite). L'état de polarisation positive $\lambda = 1$, qui serait introduit si le couplage contenait un terme en V+A, est interdit.

Le modèle standard fixe les fractions relatives de désintégration dans les deux polarisations possibles du W , f_0 et f_{-1} .

$$f_{\lambda=0} = \frac{\Gamma(t \rightarrow W_{\lambda=0}b)}{\Gamma(t \rightarrow Wb)_{TOT}} = \frac{m_t^2}{2M_W^2 + m_t^2} \sim 70\%$$

$$f_{\lambda=-1} = \frac{\Gamma(t \rightarrow W_{\lambda=-1}b)}{\Gamma(t \rightarrow Wb)_{TOT}} = \frac{2M_W^2}{2M_W^2 + m_t^2} \sim 30\%$$

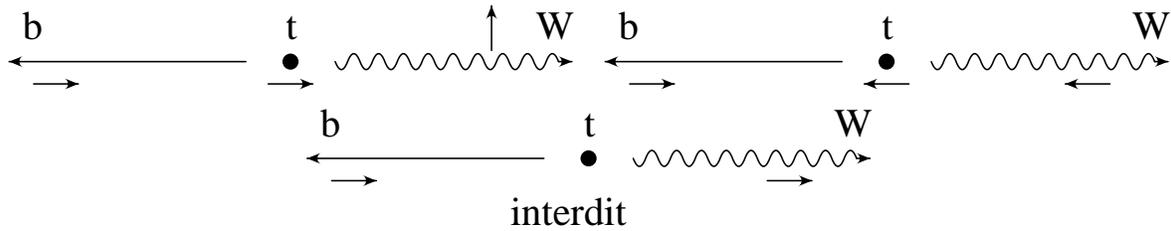


FIG. 2.13 – Hélicités du W dans la désintégration d'un top en Wb dans le modèle standard.

Expérimentalement, on mesure l'hélicité du W en utilisant les distributions cinématiques de ses produits de désintégration dans des événements $t\bar{t}$ en lepton+jet ou dileptons. Il y a deux méthodes pour déterminer ces fractions.

Le couplage V-A au vertex $Wl\nu$ introduit une forte corrélation entre l'hélicité du W et l'impulsion du lepton chargé. En effet, les leptons chargés provenant de la désintégration d'un W longitudinal sont plus énergiques que ceux provenant d'un W d'hélicité négative. La première méthode consistera donc à comparer la distribution de l'impulsion du lepton chargé à des gabarits simulés pour les 3 types d'hélicités.

La seconde méthode utilise les distributions angulaires du lepton chargé dans le référentiel du centre de masse du W. Un ajustement sur des gabarits tels que ceux de la figure 2.14 permet là encore d'extraire les fractions de chaque composante.

Avec 1 fb^{-1} de données du Run II, on attend une mesure de f_0 avec une précision d'environ 6.5% [25].

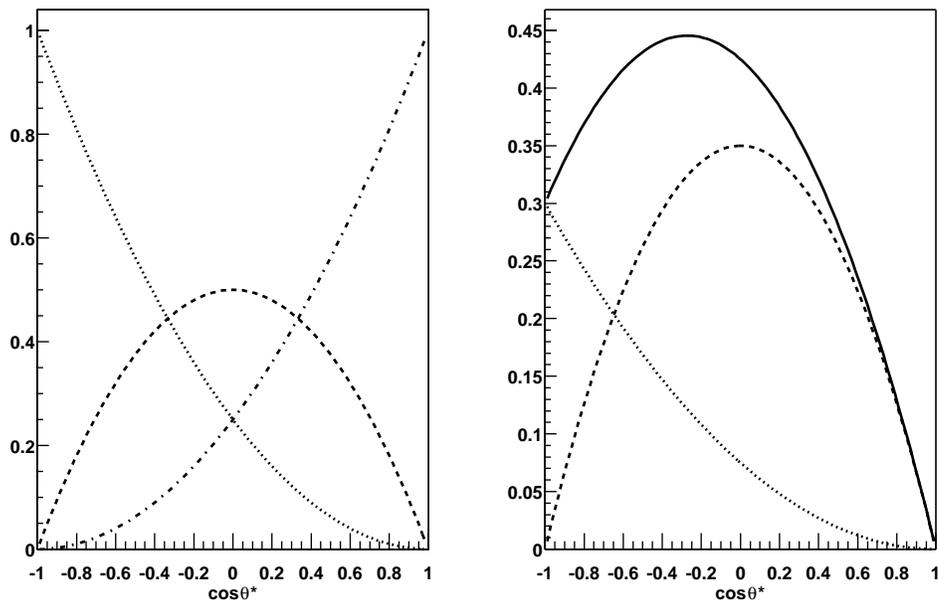


FIG. 2.14 – A gauche, distributions angulaires du lepton chargé provenant du W dans le cas d'un W longitudinal (tirets) d'un W d'hélicité négative (pointillés) et positive (point-tirets) ; A droite, distribution dans le cadre du modèle standard (courbe pleine).

2.5.4 Le *single top*

Jusque-là, nous avons parlé des analyses qu'il était possible de mener sur des événements "top" en sous-entendant que l'échantillon de départ était toujours constitué d'événements $t\bar{t}$. Mais, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le modèle standard prévoit que le top puisse aussi être produit seul (d'où l'appellation *single top*) dans l'état final via l'interaction faible.

La première des mesures à effectuer est celle de la section efficace de ce processus, s'il existe, et de la comparer aux prédictions théoriques. La recherche du *single top* est plus complexe que celle d'événements $t\bar{t}$ car la multiplicité de l'état final, c'est-à-dire le nombre de jets, est plus petite, rendant sa séparation d'avec le fond W +jets et multijets très difficile. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, il existe deux modes principaux de production électrofaible du top au Tevatron : un processus en voie s et un en voie t . Seules des limites sont pour le moment posées sur la production de ce signal par DØ et CDF [26] ; elles sont résumées dans le tableau 2.1.

processus	DØ			CDF		
	voie s	voie t	voie s et t	voie s	voie t	voie s et t
limites (pb)	17	22		13.6	10.1	17.8

TAB. 2.1 – *Limites supérieures, à un degré de confiance de 95%, sur la production de single top.*

Une fois ce mode de production du top mis en évidence, un vaste programme de mesures dans le secteur du top, complémentaire avec celui accessible avec l'échantillon d'événements contenant des paires de tops, sera alors possible. Nous allons en lister quelques unes parmi les plus importantes.

Mesure de $|V_{tb}|$

$|V_{tb}|$ est un élément de la matrice de mélange des quarks. Il n'a encore jamais été mesuré directement mais il peut être connu avec une grande précision ($|V_{tb}| = 0.9991 \pm 0.0001$) grâce aux mesures directes des autres éléments de cette matrice et moyennant deux hypothèses couramment acceptées : la matrice est unitaire et il n'existe que trois générations de fermions. Cependant, dès que l'on retire ces hypothèses, il ne subsiste quasiment aucune contrainte sur $|V_{tb}|$ ($0.07 < |V_{tb}| < 0.9993$ à un degré de confiance de 90% [27]).

L'étude du rapport R ,

$$R = \frac{BR(t \rightarrow Wb)}{BR(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2}$$

grâce aux produits de désintégration des tops dans les événements $t\bar{t}$, donne accès à une mesure de $|V_{tb}|$ mais toujours au prix de l'hypothèse sur le nombre de familles.

Le seul moyen connu de mesurer directement $|V_{tb}|$ sans faire d'hypothèse est l'utilisation d'événements *single top*. En effet, le terme $|V_{tb}|$ n'apparaît pas seulement dans la désintégration du top mais aussi au vertex de production. La mesure de $|V_{tb}|$ est donc directement reliée à celle de la section efficace de ces processus car celle-ci est proportionnelle à $|V_{tb}|^2$. Des études ont montré que la précision que l'on peut atteindre sur la mesure de $|V_{tb}|$ avec $\sim 2\text{fb}^{-1}$ de données est d'environ 14% [28].

Polarisation du top

Contrairement au cas de la production par paires dans laquelle les tops ne sont pas polarisés, ceux-ci le sont fortement dans le cas du *single top*. En effet, au vertex de production Wtb , on retrouve le couplage V-A de l'interaction faible qui produit des tops de chiralité gauche. Dans la limite ultra-relativiste, ils sont polarisés à 100% puisque l'hélicité équivaut à la chiralité. Le quark top étant un objet très lourd, cette équivalence n'est plus vraie mais il existe une base, qui n'est pas la base de l'hélicité, dans laquelle le top est $\sim 100\%$ polarisé [29]. Le spin du top pointe, dans le référentiel de centre de masse du top, dans la direction du quark de type *down*. Pour la voie *s*, cette direction est celle du faisceau d'antiprotons et pour la voie *t*, celle du quark *d* de l'état final. La mesure de la polarisation du top se fait ensuite en étudiant les distributions angulaires des produits de désintégration du top et notamment du lepton chargé provenant du W.

Sensibilité à une physique au-delà du modèle standard

Les phénomènes hors modèle standard produisant des effets observables dans la production de *single top* peuvent être classés en deux catégories : la présence de nouvelles particules se couplant au top et la modification des couplages du top. La sensibilité des deux modes de production du *single top* à ces deux types de nouveaux phénomènes est différente.

Dans le cas de théories prédisant de nouvelles particules, on peut citer l'exemple de la présence de nouveaux bosons de jauge (W') qui peuvent modifier significativement la section efficace de production de *single top*. C'est dans le processus en voie *s* que cette modification produit les plus grands effets car la quadri-impulsion du boson échangé est de type temps et peut donc augmenter la section efficace lorsque $\sqrt{s} \sim M_{W'}$. En revanche, dans la voie *t*, le boson est de type espace et la section efficace est donc diminuée d'un facteur $\frac{1}{M_{W'}^2}$.

La seconde classe de phénomènes au-delà du modèle standard est celle entraînant une modification des couplages du top aux autres particules. Prenons l'exemple des courants neutres changeant la saveur (FCNC en anglais) qui sont très défavorisés dans le modèle standard (absents au premier ordre) mais qui peuvent voir le jour par l'utilisation de lagrangiens effectifs. Les couplages tqZ , $tq\gamma$ et tqg (où $q = u, c$) deviennent possibles et ont des effets à la fois dans la désintégration du top (puisque $m_c + M_{boson} < m_t$) et dans la production d'événements via les diagrammes de la figure 2.15 par exemple.

2.6 Conclusion

Le quark top, dont l'existence a été supposée dès la découverte de l' Υ en 1977, aura été le quark le plus attendu. Ce n'est que 18 ans après, en 1995, qu'il est mis en évidence, confirmant de manière éclatante la théorie qui ne se contentait pas de supposer son existence mais qui prédisait sa masse avec une remarquable précision. Presque 10 ans après sa découverte au Tevatron, il reste encore une terra incognita dont les physiciens exploitant les données du Run II s'efforcent de percer les mystères et notamment celui de sa masse et donc de son couplage au higgs, particule encore absente du *Particle Data Group*.

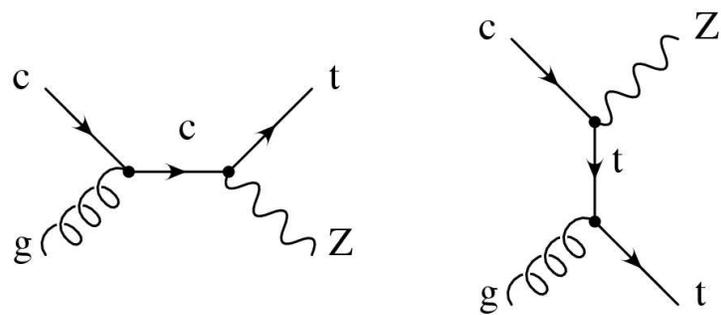


FIG. 2.15 – Diagrammes de Feynman illustrant de nouveaux modes de production de single top permis par les FCNC.

Bibliographie

- [1] J. J. Aubert *et al.*, “Experimental Observation Of A Heavy Particle J,” Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
J. E. Augustin *et al.*, “Discovery Of A Narrow Resonance In e^+e^- Annihilation,” Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).
- [2] M. L. Perl *et al.*, “Evidence For Anomalous Lepton Production In e^+e^- Annihilation,” Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975).
- [3] S. W. Herb *et al.*, “Observation Of A Dimuon Resonance At 9.5 Gev In 400 Gev Proton - Nucleus Collisions,” Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).
- [4] Berger *et al.* [Pluto Collaboration], “Observation Of A Narrow Resonance Formed In e^+e^- Annihilation At 9.46 Gev,” Phys. Lett. B **76**, 243 (1978).
- [5] E. Rice *et al.*, “Search For Structure In Sigma ($e^+e^- \rightarrow$ Hadrons) Between $\sqrt{s} = 10.34$ Gev And 11.6 Gev,” Phys. Rev. Lett. **48**, 906 (1982).
- [6] W. Bartel *et al.* [JADE Collaboration], “A Measurement Of The Electroweak Induced Charge Asymmetry In $e^+e^- \rightarrow$ B Anti-B,” Phys. Lett. B **146**, 437 (1984).
- [7] C. Matteuzzi *et al.*, “Limits On J/ψ And Υ Production In e^+e^- Interactions At $\sqrt{s} = 29$ Gev,” Phys. Lett. B **129**, 141 (1983).
- [8] G. Preparata, “Predictions For The Top Quark Mass And For The Generalized Cabibbo Angle,” Phys. Lett. B **82**, 398 (1979).
- [9] P. Abreu *et al.* [Delphi Collaboration], “Search For The T And B-Prime Quarks In Hadronic Decays Of The Z^0 Boson,” Phys. Lett. B **242**, 536 (1990).
D. Decamp *et al.* [ALEPH Collaboration], “A Search For New Quarks And Leptons From Z^0 Decay,” Phys. Lett. B **236**, 511 (1990).
- [10] T. Akesson *et al.* [UA2 Collaboration], “Search For Top Quark Production At The Cern $p\bar{p}$ Collider,” Z. Phys. C **46**, 179 (1990).
- [11] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], “Associated Production Of An Isolated Large Transverse Momentum Lepton (Electron Or Muon), And Two Jets At The Cern $p\bar{p}$ Collider,” Phys. Lett. B **147**, 493 (1984).
- [12] T. Akesson *et al.* [UA2 Collaboration], “Search For Top Quark Production At The Cern $p\bar{p}$ Collider,” Z. Phys. C **46**, 179 (1990).
- [13] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], “A Limit on the top quark mass from $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,” Phys. Rev. D **45**, 3921 (1992).
- [14] B. Pietrzyk, “LEP asymmetries and fits of the standard model,” arXiv:hep-ex/9406001.

- [15] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], “Evidence for top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,” Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994) [arXiv:hep-ex/9405005].
- [16] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], “Observation of the top quark,” Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995) [arXiv:hep-ex/9503003].
- [17] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], “Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions,” Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995) [arXiv:hep-ex/9503002].
- [18] S. Willenbrock, “Hadron colliders, the standard model, and beyond,” arXiv:hep-ph/0212032.
- [19] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [20] P. Azzi *et al.* [CDF Collaborattion], “Combination of CDF and D0 results on the top-quark mass,” arXiv:hep-ex/0404010.
- [21] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “New measurement of the top quark mass in lepton + jets $t\bar{t}$ events at D0,” arXiv:hep-ex/0407005.
- [22] D. Chang, W. F. Chang and E. Ma, “Alternative interpretation of the Tevatron top events,” Phys. Rev. D **59**, 091503 (1999) [arXiv:hep-ph/9810531].
- [23] U. Baur, M. Buice and L. H. Orr, “Direct measurement of the top quark charge at hadron colliders,” Phys. Rev. D **64**, 094019 (2001) [arXiv:hep-ph/0106341].
- [24] G. Mahlon and S. J. Parke, “Angular Correlations in Top Quark Pair Production and Decay at Hadron Colliders,” Phys. Rev. D **53**, 4886 (1996) [arXiv:hep-ph/9512264].
G. Mahlon and S. J. Parke, “Maximizing spin correlations in top quark pair production at the Tevatron,” Phys. Lett. B **411**, 173 (1997) [arXiv:hep-ph/9706304].
- [25] D. Amidei *et al.* [TeV-2000 Study Group Collaboration], “Future electroweak physics at the Fermilab Tevatron: Report of the TeV-2000 Study Group,” SLAC-REPRINT-1996-085
- [26] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “Search for single top quark production at D0 using neural networks,” Phys. Lett. B **517**, 282 (2001) [arXiv:hep-ex/0106059].
D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], “Search for electroweak single top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” arXiv:hep-ex/0410058.
- [27] <http://pdg.lbl.gov>
- [28] A. P. Heinson [D0 Collaboration], “Measuring the CKM matrix element $V(tb)$ at D0 and CDF,” arXiv:hep-ex/9707026.
- [29] G. Mahlon and S. J. Parke, “Improved spin basis for angular correlation studies in single top quark production at the Tevatron,” Phys. Rev. D **55**, 7249 (1997) [arXiv:hep-ph/9611367].

Chapitre 3

PRODUCTION ELECTROFAIBLE DU QUARK TOP

Dans ce chapitre, nous décrirons le principe du calcul de sections efficaces en collisions hadroniques et nous l'appliquerons au calcul de la section efficace de production de *single top* en regardant plus en détail le cas de la voie t qui, du fait de la présence d'un quark lourd dans l'état initial, n'est pas trivial à effectuer. Ce problème se pose à nouveau lorsque l'on veut simuler ce type d'événements. L'approche, simplifiée mais originale, que nous avons suivie pour calculer la section efficace du *single top*, permet de mieux appréhender ce problème.

3.1 Problématique

3.1.1 Modes de production électrofaible du quark top

Il existe trois processus principaux de production d'un quark top seul dans les collisionneurs hadroniques qui peuvent être caractérisés par la virtualité du boson W qui entre en jeu (cf figure 3.1). Les sections efficaces au Tevatron correspondantes sont consignées dans le tableau 3.1 [4].

La voie t

C'est le processus qui a la plus grande section efficace. Il fait intervenir un boson W de type espace, c'est-à-dire dont le carré de la quadri-impulsion est négatif, qui promeut un quark b de la mer en quark t .

La voie s

Le boson W est ici de type temps ($q^2 > 0$), il est très loin de sa couche de masse puisque $\sqrt{q^2}$ doit être au moins égal à la somme des masses du top et du b . C'est un processus de type Drell-Yan avec l'annihilation d'un quark avec un antiquark.

La production associée Wt

L'interaction d'un gluon d'un proton et d'un quark b d'un antiproton (ou l'inverse) échangeant un quark t produit dans l'état final un top et un W réel (sur sa couche de masse). Cependant, ce mode de production ne sera pas étudié ici au vu de sa trop faible section efficace mais sera un mode important au futur LHC.

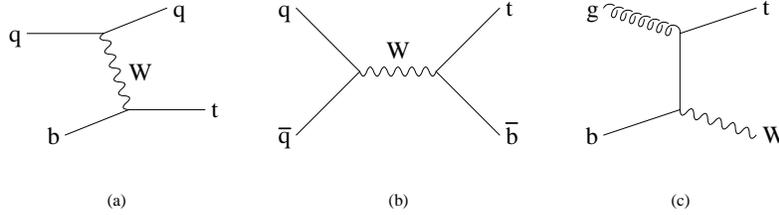


FIG. 3.1 – Diagrammes de Feynman pour la production électrofaible du quark top dans les collisions hadroniques : (a) voie t ; (b) voie s ; (c) production associée

Processus	section efficace en pb
voie t	$1.98^{+0.23}_{-0.18}$
voie s	$0.88^{+0.07}_{-0.06}$
production associée	0.093 ± 0.024

TAB. 3.1 – Section efficace des trois modes de production du quark top au Tevatron (production de t et \bar{t}) à $\sqrt{S} = 1.96$ TeV, pour une masse de top à 175 GeV, calculée à l'ordre supérieur [1].

3.1.2 La voie t

C'est le processus le plus intéressant et le plus subtil à étudier. En effet, pour le calcul de sa section efficace, il ne suffit pas de prendre en compte le diagramme $2 \rightarrow 2$ ($O(\alpha_s^0)$, figure 3.1(a)) dans lequel la section efficace du processus est convoluée par la fonction de densité de quark¹ b dans le proton. Il faut aussi prendre en compte le diagramme $2 \rightarrow 3$ (figure 3.2(a)) dans lequel le b qui va être promu en top provient de la matérialisation d'un gluon (on parle alors de "splitting" du gluon). On pourrait penser que ce diagramme correspond à une correction à l'ordre supérieur du diagramme 3.1(a) au vu de l'ajout d'un vertex α_s . Mais il ne faut pas oublier que le terme de splitting s'accompagne d'un logarithme $\ln(\frac{Q^2}{m_b^2})$ où Q^2 est une échelle caractérisant le processus (typiquement de l'ordre de m_t^2), logarithme qui peut être grand pour les grandes échelles. Ce phénomène est commun à tous les processus qui sont initiés par des quarks lourds [5, 6]. A ce point, il est impératif de remarquer que l'on ne peut pas sommer tout simplement les sections efficaces de ces deux diagrammes pour avoir la section efficace totale du processus en voie t . En effet, une partie du diagramme $2 \rightarrow 3$ est déjà prise en compte dans le diagramme $2 \rightarrow 2$.

Pour comprendre cela, il faut discuter un peu de la manière dont sont construites les fonctions de distribution des partons. Un quark q_i peut provenir soit d'un autre quark q_j ayant rayonné un gluon, soit d'un gluon qui s'est matérialisé en une paire $q_i-\bar{q}_i$. Mais ce

1. On parle aussi de PDF pour *Parton Density Function*.

quark ou ce gluon peuvent, eux aussi, provenir d'autres quarks et gluons... C'est la somme de toutes ces contributions qui va donner naissance aux fonctions de distribution de parton. Lors de cette sommation, on se place dans l'approximation des logarithmes dominants qui revient à réduire les sections efficaces de ces processus au domaine cinématique dans lequel le gluon émis (ou la paire $q\bar{q}$) est colinéaire au quark initial (ou au gluon initial). Ce formalisme est résumé dans les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi [7] :

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d\ln(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 (g(y, Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) + q_i(y, Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)) \frac{dy}{y} \quad (3.1)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d\ln(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 (g(y, Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) + \sum_i q_i(y, Q^2)P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)) \frac{dy}{y} \quad (3.2)$$

dans lesquelles P_{qg} , P_{qq} , P_{gq} et P_{gg} représentent les probabilités qu'un gluon se matérialise en paire $q\bar{q}$, que le quark rayonne un gluon,... Par exemple, la première équation signifie qu'un quark de fraction d'impulsion x peut provenir d'un splitting d'un gluon d'impulsion $y > x$ (avec la probabilité P_{qg}) ou d'un quark d'impulsion $y > x$ ayant rayonné un gluon (avec la probabilité P_{qq}). Les densités de quarks et de gluons dépendent, outre de x , d'une échelle d'énergie dont le carré est noté Q^2 dans l'équation (3.1). Cette échelle correspond au "pouvoir de résolution" avec lequel on "sonde" le hadron : plus l'échelle est élevée, plus on voit de fluctuations ($q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$) à l'intérieur du hadron.

On comprend donc maintenant le problème du double comptage : la partie du diagramme $2 \rightarrow 3$ dans laquelle la paire $b\bar{b}$ est produite avec une faible impulsion transverse (émission colinéaire), i.e. la partie de l'espace de phases prise en compte dans l'équation d'Altarelli-Parisi, est déjà comptée dans la PDF du quark b . Passons maintenant au calcul de ces différents termes.

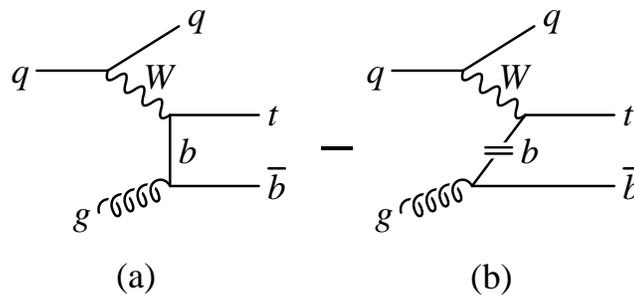


FIG. 3.2 – Diagrammes de Feynman du processus de fusion W -gluon (a) et du contre-terme (b). Les barres sur la ligne interne du quark b signifie qu'il est émis colinéairement au gluon.

3.2 Estimation numérique des différents termes

3.2.1 Formule générale

Une section efficace est une quantité liée à la probabilité d'apparition d'un phénomène donné. Elle s'exprime en barn, unité qui vaut 10^{-24} cm². Au Tevatron par exemple, la section efficace inélastique totale (probabilité qu'il y ait une interaction "dure" entre un proton et un antiproton) est d'environ 60 mb. Les processus rares recherchés ont des sections efficaces typiques de l'ordre du picobarn (pb).

D'un point de vue quantique, la section efficace σ_{fi} est un facteur de proportionnalité entre le flux de particules incidentes et le taux de transition de l'état initial i vers l'état final f . Ce taux de transition est relié à la probabilité de transition donnée par le carré du module de l'élément de la matrice S et se calcule à l'aide des règles de Feynman. Enfin, du fait qu'il n'y a pas qu'un seul mais de nombreux états finals cinématiquement accessibles (vérifiant toutefois les principes de conservation de la quadri-impulsion), il est nécessaire d'intégrer sur cet espace des phases.

Une section efficace est donc le produit de trois termes:

$$\sigma_{fi} = \int \frac{1}{F} |T_{fi}|^2 D^{(n)}$$

où F est le terme de flux, $|T_{fi}|^2$ le carré du module de l'élément de la matrice S de transition et $D^{(n)}$ le terme d'espace de phase qui vaut:

$$D^{(n)} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i - P_f) \sum_{k=1}^n \frac{d^3 \vec{p}_k}{(2\pi)^3 2E_k}$$

où n est le nombre de particules dans l'état final. Ce terme contient la contrainte de conservation de l'énergie-impulsion dans la fonction δ avec P_i et P_f les quadri-impulsions de l'état initial et final. \vec{p}_k et E_k sont les impulsions et énergies des particules dans l'état final.

Dans les collisionneurs hadroniques comme le Tevatron, on ne connaît pas un paramètre essentiel, l'énergie dans le centre de masse des sous-processus. Les quantités calculables par les règles de Feynman sont les processus partoniques. En d'autres termes, on connaît théoriquement les sections efficaces partoniques mais pas les sections efficaces hadroniques. La solution est d'utiliser le théorème de factorisation qui permet d'écrire la section efficace hadronique, celle accessible à la mesure, comme la convolution de la section efficace partonique et de fonctions de densité de partons. Elles représentent la probabilité de trouver dans le hadron, un parton d'une saveur donnée emportant une fraction donnée de l'impulsion totale du hadron.

Par exemple, dans le processus hadronique $A + B \rightarrow X$, correspondant au processus partonique $a + b \rightarrow X$ on écrit la section efficace comme suit :

$$\sigma_{A+B \rightarrow X} = \int \int f_A^a(x_1) \sigma_{a+b \rightarrow X}(\hat{s} = x_1 x_2 S) f_B^b(x_2) dx_1 dx_2$$

$f_A^a(x_1)$ ($f_B^b(x_2)$) représente la probabilité de trouver un parton a (b) dans le hadron A (B) avec la fraction d'impulsion x_1 (x_2); \sqrt{S} est l'énergie dans le centre de masse de A et B

et $\sqrt{\hat{s}}$ l'énergie dans le centre de masse des partons a et b.

On trouve de nombreuses PDF pour une même particule parce qu'il existe plusieurs groupes de travail qui les construisent et les réactualisent. Ces fonctions sont le résultat d'ajustements sur un grand ensemble de données provenant principalement d'expériences de diffusion profondément inélastique² passées et actuelles. Une des différences entre ces différentes équipes réside dans le choix des données qui servent à faire ces ajustements. Les PDF sont continuellement réactualisées dès que de nouvelles données sont disponibles. Une autre différence entre les PDF est, par exemple, le choix de la valeur de Λ_{QCD} . La librairie PDFLIB [3] contient les résultats de tous ces ajustements. Le choix de la PDF est une source importante d'incertitude théorique dans la détermination des sections efficaces.

Pour calculer la section efficace de production électrofaible du quark top et comparer nos résultats aux études théoriques existantes, il faut donc calculer trois termes :

- Le terme du processus $2 \rightarrow 2$ avec la PDF du b ;
- La valeur de la section efficace du processus $2 \rightarrow 3$ qui utilise la PDF du gluon ;
- Et enfin, le calcul du contre-terme, partie commune aux deux précédents calculs.

Les sections efficaces qui suivent ont été calculées en utilisant la paramétrisation CTEQ 5M [8] pour les densités de partons dans le proton, et en prenant $|V_{tb}| = 0.99915$ (valeur déduite de l'unitarité de la matrice CKM).

3.2.2 Calcul du processus $2 \rightarrow 2$

La section efficace différentielle de ce processus, facilement calculable, est ici intégrée avec VEGAS [9]. VEGAS est un programme Fortran qui permet d'intégrer des fonctions à plusieurs variables. Dans le cas qui nous occupe, il y a trois variables d'intégration : $\cos \theta^*$, θ^* étant l'angle entre le quark top et le quark b initial dans le référentiel du centre de masse, x_1 et x_2 qui sont les fractions d'impulsion des quarks u et b prises dans le proton et l'antiproton respectivement. L'élément de matrice $|\overline{T_{fi}}|^2$ nécessaire à la détermination de la section efficace se calcule à l'aide des règles de Feynman puis des formules de trace de matrices γ . On obtient :

$$d\sigma = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{p^*}{\sqrt{s}} |\overline{T_{fi}}|^2 \frac{d\Omega}{16\pi^2} = \frac{1}{16\pi\hat{s}} \frac{p^*}{\sqrt{s}} |\overline{T_{fi}}|^2 d\cos\theta^*$$

dans laquelle :

$$|\overline{T_{fi}}|^2 = \frac{g^4}{9} \frac{1}{(t - M_W^2)^2 + M_W^2 \Gamma^2} s(s + m_t^2) \quad \text{et} \quad p^* = \frac{(s - m_t^2)}{2\sqrt{s}}$$

3.2.3 Calcul du processus $2 \rightarrow 3$

Le calcul du graphe correspondant est plus compliqué que dans le cas précédent. On a donc calculé cette section efficace avec CompHEP [11] qui est un programme écrit en C

2. Ce sont des expériences de diffusion d'un lepton sur un hadron. Ce hadron se casse lors de l'interaction et l'étude de l'état final donne de l'information sur sa structure.

et qui permet de calculer automatiquement les processus de désintégration et de collisions à haute énergie de particules élémentaires. CompHEP contient les éléments de matrice de très nombreux processus du modèle standard et de plusieurs de ses extensions. Il suffit de préciser les états initial et final souhaités, de fixer l'énergie des faisceaux, de choisir les PDF... Il permet aussi d'obtenir des histogrammes de diverses quantités cinématiques comme l'impulsion transverse ou la pseudo-rapacité des particules de l'état final.

3.2.4 Calcul du contre-terme

Pour le calcul du contre-terme, on utilise à nouveau VEGAS en remplaçant dans l'expression de la section efficace du processus $2 \rightarrow 2$, la PDF du b par le terme de splitting du gluon c'est-à-dire qu'on force le quark b à provenir en dernier lieu d'un gluon.

$$\sigma_{ct} = q_u(x_1, Q^2) \otimes \hat{\sigma}_{2 \rightarrow 2} \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \log \frac{Q^2}{m_b^2} \int_{x_2}^1 g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x_2}{y}\right) \frac{dy}{y}$$

avec $P_{qg} = \frac{1}{2}(z^2 + (1-z)^2)$. y est la fraction d'impulsion du gluon prise dans l'antiproton (plus généralement dans le hadron) et z la fraction d'impulsion du quark b cédée par le gluon ($x_2 = zy$). Ici, l'intégration se fait donc sur quatre variables : θ^* , x_1 , x_2 et y .

Étudions plus en détail les différentes évolutions de la PDF du b telle qu'elle nous est donnée dans PDFLIB et du terme qui remplace cette PDF dans le calcul du contre-terme en fonction de l'échelle et de la fraction d'impulsion x . Appelons \tilde{b} la fonction suivante [6, 10] :

$$\tilde{b}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \log \frac{Q^2}{m_b^2} \int_x^1 g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \frac{dy}{y}$$

Comme on peut le voir sur les figures 3.3, la PDF du b ($b(x, Q^2)$) est toujours supérieure à la fonction $\tilde{b}(x, Q^2)$. C'est tout à fait normal puisque $\tilde{b}(x, Q^2)$ représente un des cas pris en compte dans $b(x, Q^2)$, celui où le quark b provient "au dernier barreau de l'échelle" d'un gluon. On remarque toutefois que le rapport \tilde{b}/b décroît avec l'échelle³. Cela s'explique par le fait que, quand l'échelle augmente, le pouvoir de résolution du boson est plus grand et on a par conséquent plus de chances de "voir" un gluon rayonné. On peut montrer (cf figure 3.4) que le domaine des x qui nous intéresse pour cette étude de production du quark top (très massif) se situe dans les valeurs intermédiaires (de l'ordre de quelques 10^{-2}) pour la fraction d'impulsion portée par le quark b . Les distributions de la figure 3.4 ont été obtenues en appliquant la méthode du double tirage à la fonction représentant la section efficace différentielle du processus $2 \rightarrow 2$.

3.2.5 Somme des différents termes

Finalement, il suffit, pour avoir la section efficace totale de la voie t , de calculer:

$$\sigma_t = \sigma_{2 \rightarrow 2} + \sigma_{2 \rightarrow 3} - \sigma_{ct}$$

3. On retrouve cette discussion et ces résultats dans la référence [10] dans laquelle la production de quarks lourds en collision γp est considérée.

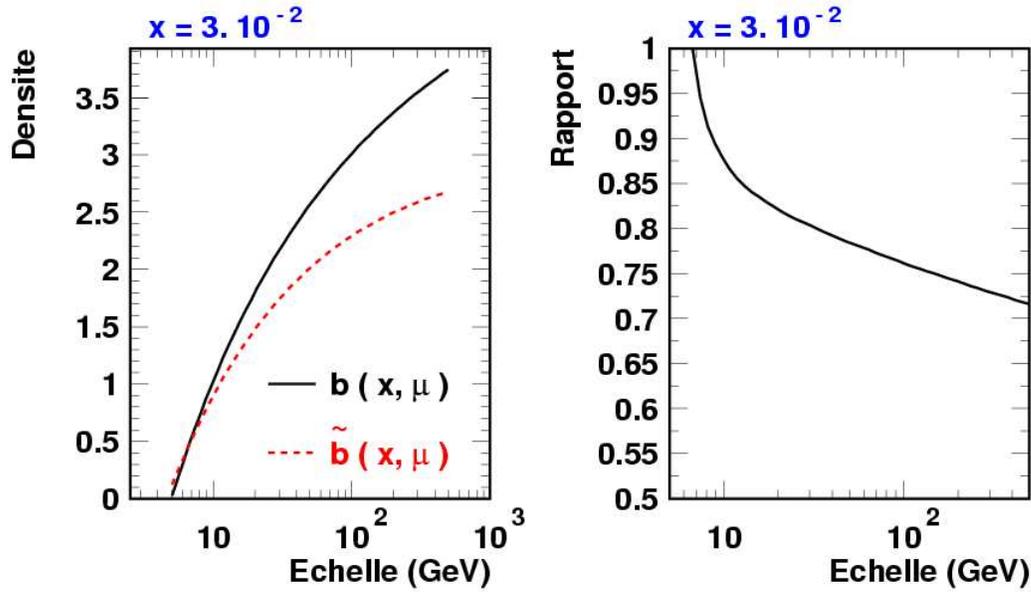


FIG. 3.3 – Comparaison de la PDF du b et de notre fonction \tilde{b} en fonction de l'échelle pour $x=3.10^{-2}$.

En prenant $m_t = 175$ GeV et $Q^2 = m_t^2$, on obtient $\sigma_t = 2 \times 0.9$ pb (le facteur 2 tient compte du processus conjugué de charge), en bon accord avec le résultat donné dans le tableau 3.1. Il est important de connaître la variation de cette section efficace en fonction de différents paramètres comme la masse du quark top ou l'échelle à laquelle sont menés les calculs. En effet, si on veut déterminer avec précision l'élément de matrice $|V_{tb}|$, il faut bien sûr qu'il y ait le moins d'incertitude (en particulier théorique) possible sur la section efficace. Les résultats sont consignés dans les figures 3.5 et 3.6. On voit que pour les échelles suffisamment grandes (au delà de 100 GeV), la section efficace ne varie que très peu et on vérifie bien le fait que le calcul du contre-terme est indispensable car en prenant seulement en compte le processus $2 \rightarrow 2$, on surestime la section efficace (pour $Q > 100$ GeV). Quand Q devient faible, le terme de splitting devient proche de celui du processus $2 \rightarrow 2$, ce qui est cohérent avec ce que l'on a vu plus tôt (la fonction \tilde{b} se confond avec la PDF du b). Si elle varie peu avec les grandes échelles, en revanche, la section efficace varie de 30% quand la masse du top court de 165 à 185 GeV. Cela signifie qu'il faudra connaître la masse du top avec une très bonne précision pour espérer mesurer $|V_{tb}|$ avec une bonne précision.

3.2.6 Section efficace totale

La voie s

Malgré sa plus faible section efficace, ce processus est intéressant pour étudier les propriétés du quark top. Il ne fait intervenir que des quarks légers dans l'état initial dont les PDF sont mieux connues que celles du b ou du gluon.

De plus, ce mode de production présente une grande sensibilité à la présence d'une

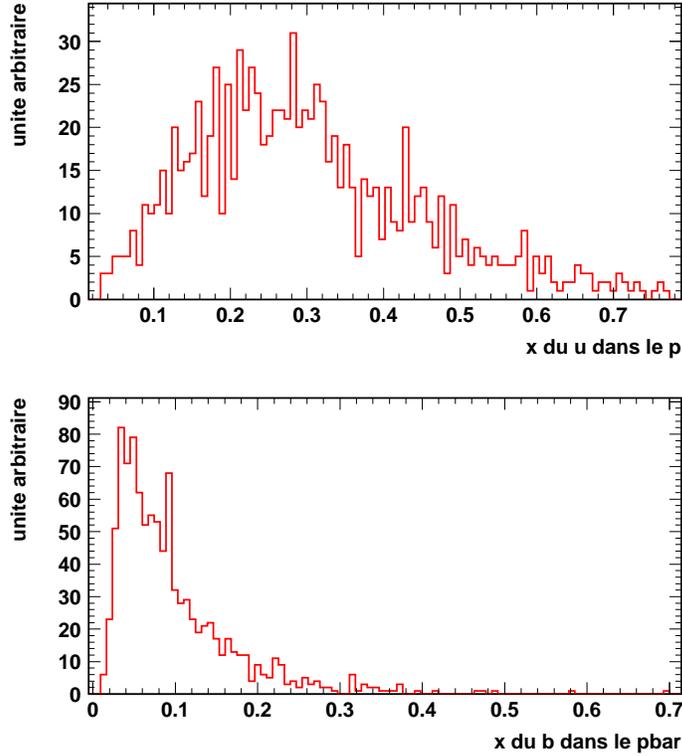


FIG. 3.4 – Fraction d'impulsion du u dans le proton et du b dans l'antiproton pour le processus $ub \rightarrow td$.

nouvelle résonance (un nouveau boson massif). En effet, le quadrimoment de ce boson échangé étant de type temps, il peut mener à un fort accroissement du propagateur, avec un pic si le boson est sur sa couche de masse.

Par simplicité, la section efficace pour ce processus a été calculée à nouveau avec le programme COMPHEP. Pour $m_t = 175$ GeV et $Q^2 = m_t^2$, on obtient $\sigma_s = 2 \times 0.34$ pb, là encore en bon accord avec les résultats du tableau 3.1. La variation de cette section efficace en fonction de l'échelle a aussi été étudiée et on montre que pour une fenêtre en échelle allant de 40 à 180 GeV, l'écart n'est que de 20% (cf tableau 3.2).

Q (GeV)	40	80	175
section efficace	0.406 pb	0.371 pb	0.337 pb

TAB. 3.2 – Section efficace pour la voie s pour différentes valeurs de l'échelle (production de t seulement).

Somme des deux processus

En négligeant le processus de production associée, trop faible au Tevatron, la section efficace totale de production électrofaible du quark top à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV est la somme

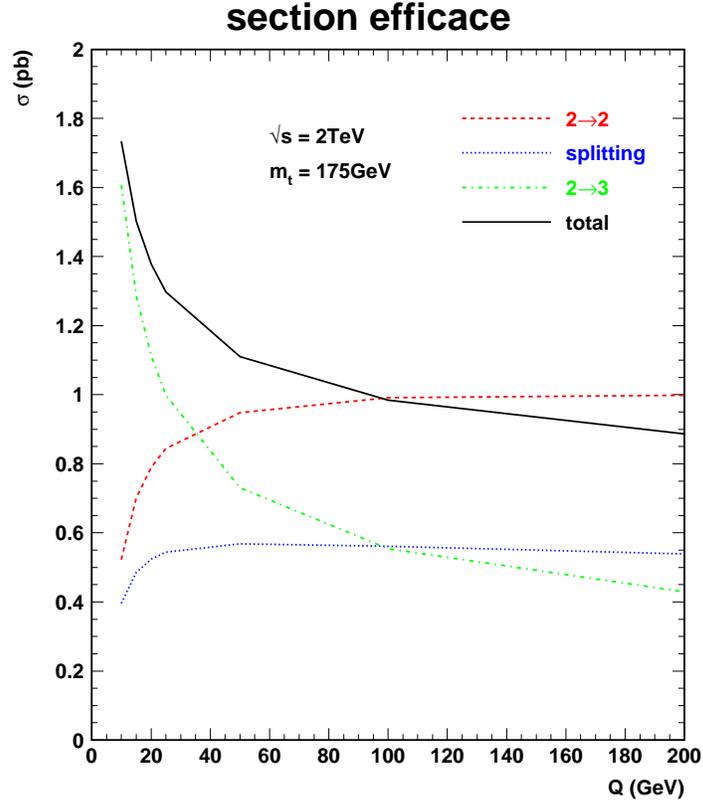


FIG. 3.5 – Variation de la section efficace du processus en voie t en fonction de l'échelle à laquelle le calcul est réalisé. La courbe "splitting" correspond au contre-terme. Les chiffres donnés correspondent à la production de top seulement, i.e. ces chiffres sont à multiplier par 2 pour la section efficace totale (t et \bar{t}).

des sections efficaces de la voie s et de la voie t soit, à l'ordre supérieur [1] :

$$\sigma_{single\ top}^{totale} = 2.86 \pm 0.3 \text{ pb.}$$

L'erreur sur ce résultat inclut les incertitudes sur l'échelle Q^2 et sur les PDF mais pas l'erreur liée à l'incertitude sur la masse du top.

La section efficace totale de production *single top* n'est donc pas négligeable par rapport à la section efficace $t\bar{t}$ qui est de 6.77 ± 0.42 pb au NNLO [17]. La faible multiplicité dans l'état final et par conséquent, les niveaux importants des bruits de fond, ont fait que ce processus du modèle standard n'a pas encore été mis en évidence et que seules des limites ont pu être établies jusqu'à présent.

3.3 Simulation d'événements de signal

Le problème lié à la nécessité de prendre en compte deux diagrammes pour le calcul de la section efficace de la voie t se retrouve lorsque l'on veut engendrer des événements de processus et avoir ainsi, après une simulation des effets du détecteurs, des distributions cinématiques exploitables pour l'analyse.

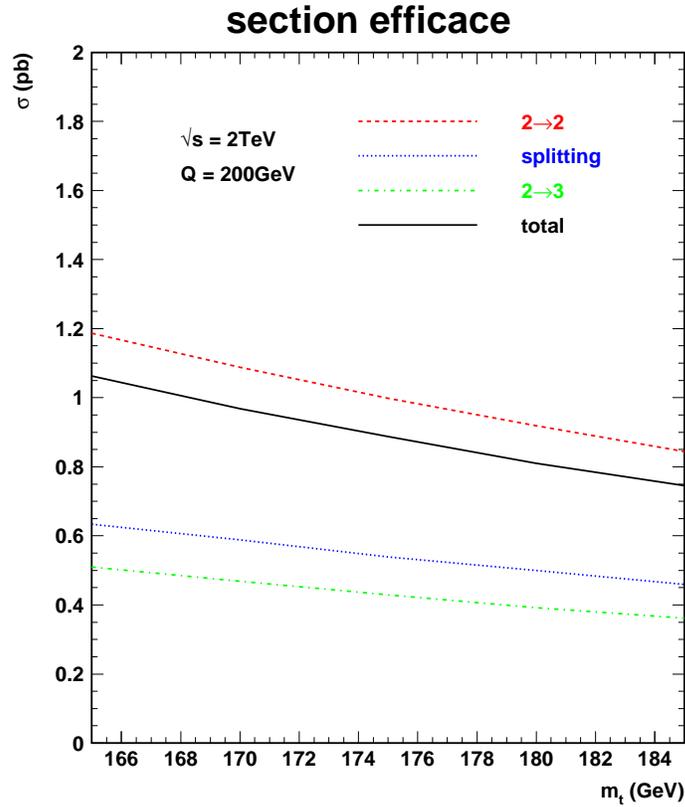


FIG. 3.6 – Variation de la section efficace du processus en voie t en fonction de la masse du quark top (production de t seulement).

3.3.1 Méthode usuelle

La production d'événements simulés suivant un processus donné est un ingrédient essentiel pour la plupart des analyses notamment celles recherchant de nouveaux phénomènes mais aussi comme on l'a vu, celles qui cherchent à extraire des données des paramètres des particules comme leur masse. Dans les paragraphes suivants est brièvement présentée la méthode utilisée pour engendrer ces événements. Elle est divisée en trois parties, deux pour lesquelles les calculs perturbatifs peuvent être menés et une partie non perturbative.

Processus partonique

Pour engendrer des événements correspondant à un processus donné, on utilise un générateur, programme qui permet à partir de la formule théorique de la section efficace différentielle de ce processus à un ordre donné, de produire des quadri-vecteurs des particules de l'état final. Avant de faire passer l'ensemble de ces quadri-vecteurs aux programmes de simulation du détecteur, deux étapes sont nécessaires, l'une perturbative et l'autre non-perturbative. D'une part, les effets d'ordres supérieurs doivent être pris en compte et d'autre part, mis à part les leptons, les particules que l'on recueille dans le détecteur ne sont pas les partons issus du sous-processus dur mais des hadrons provenant de

l’habillage des quarks ou des gluons.

Développement perturbatif : ISR, FSR

La première étape, perturbative, consiste à faire rayonner les particules de l’état initial et de l’état final. Ce sont les *Initial State Radiation* et les *Final State Radiation*. La technique la plus couramment utilisée est celle de la cascade de partons reposant sur l’approximation DGLAP.

Développement non perturbatif : la fragmentation

La partie non perturbative consiste en l’habillage des partons en hadrons. Plusieurs modèles existent, le plus répandu étant celui dit des “cordes de Lund”. Dans une production $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ par exemple, les quarks de l’état final, en s’éloignant, transforment leur énergie cinétique en énergie potentielle de couleur entre eux. On représente le champ de couleur par une corde dont la tension augmente avec l’éloignement des quarks. Il arrive que cette corde se casse donnant lieu à une paire $q'\bar{q}'$ qui va former des hadrons avec les quarks précédents. Ce processus se poursuit jusqu’à l’obtention de particules stables.

On aura l’occasion de revenir sur la production d’événements et sur le problème de la modélisation des ordres supérieurs dans le cas d’un processus multi-partonique, comme la production $W+n$ jets, dans le chapitre 5.

3.3.2 Engendrer des événements *single top*

Le problème auquel nous avons dû faire face lors du calcul de la section efficace de la voie t se pose à nouveau lors de la production d’événements simulés selon ce processus. En effet, comme on vient de le voir, il faut comme point de départ à la simulation, la forme théorique d’un processus partonique. Or, il faut utiliser deux diagrammes pour obtenir la bonne section efficace. Dans ce cas, quel élément de matrice doit-on choisir?

On peut voir sur la figure 3.7 la distribution de l’impulsion transverse et de la pseudo-rapacité du quark \bar{b}^4 provenant d’un gluon matérialisé en une paire $b\bar{b}$ pour deux générateurs. Le premier, PYTHIA, ne sait produire que des événements suivant le processus $2 \rightarrow 2$. Il matérialise le quark \bar{b} par *splitting* d’un gluon en paire $b\bar{b}$ dans l’approximation colinéaire. Le second générateur, CompHEP, produit des événements suivant le processus $2 \rightarrow 3$, c’est-à-dire que le P_T du \bar{b} n’est pas limité dans ce cas. Comme on s’y attend, le spectre de l’impulsion est plus mou pour les événements produits par PYTHIA que pour ceux produits par CompHEP. La distribution en pseudo-rapacité est elle aussi très différente. La centralité dans le cas de CompHEP est le résultat du processus dur alors que pour PYTHIA, les \bar{b} sont à l’avant du fait de l’approximation utilisée pour les engendrer.

Il nous faut désormais répondre à la question suivante : quelles distributions doit-on utiliser pour l’analyse ? Laquelle est correcte ? La réponse est que les deux distributions sont correctes, mais chacune dans un domaine particulier de l’espace des phases. Si on choisit le processus $2 \rightarrow 3$, les corrections QCD du *splitting* du gluon en paire $b\bar{b}$ ne sont

4. On parle de quark \bar{b} pour le processus $gq \rightarrow tq\bar{b}$. Le raisonnement est le même avec le quark b dans le processus conjugué de charge $gq \rightarrow \bar{t}qb$.

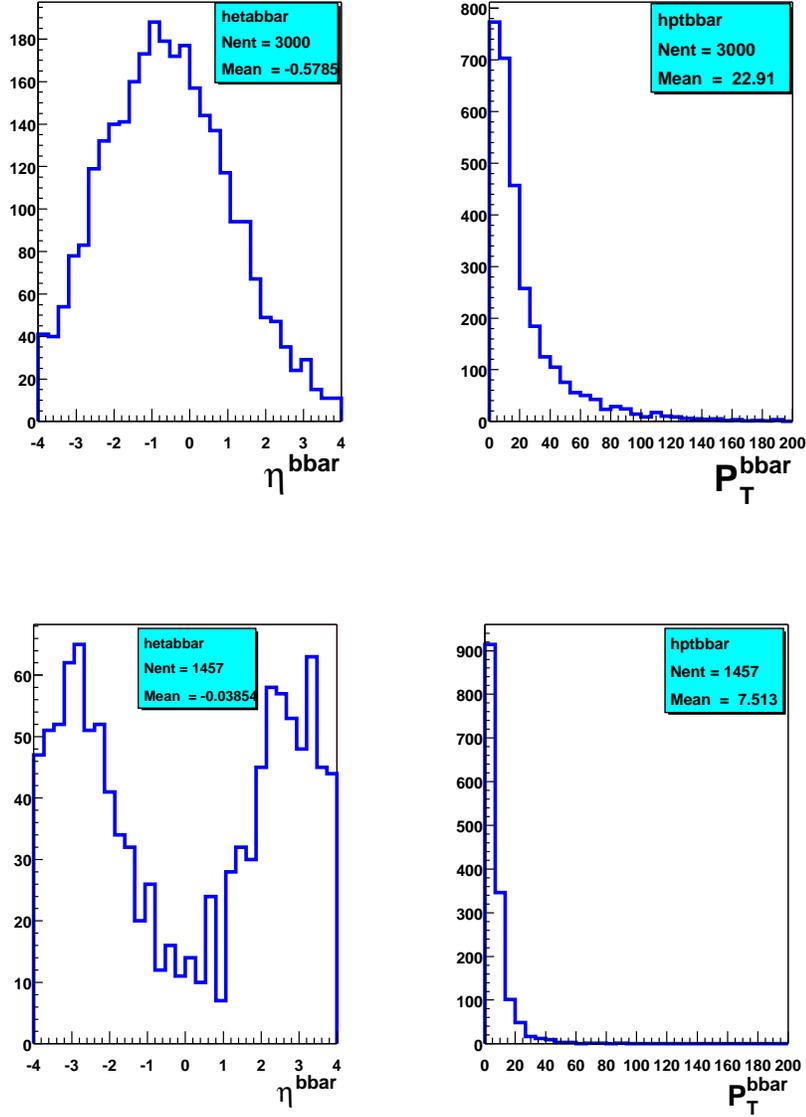


FIG. 3.7 – Distributions de l’impulsion P_T et de la pseudo-rapidity η du quark \bar{b} dans la voie t pour le générateur CompHEP en haut et PYTHIA en bas.

pas prises en compte. En effet, le quark b ne rayonne pas de gluon avant d’arriver au sous-processus. Cet effet est par contre pris en compte dans la production $2 \rightarrow 2$ via les ISR. En revanche, cette approche ne prend pas en compte la partie de l’espace des phases où l’impulsion du \bar{b} est élevée.

Pour obtenir des distributions cinématiques correctes et éviter les problèmes de double comptage, l’idée exploitée dans le générateur que l’on utilise pour l’analyse est de séparer l’espace des phases en deux régions : la région “dure” pour laquelle l’élément de matrice du processus $2 \rightarrow 3$ de CompHEP est utilisé et une région “molle” ou colinéaire pour laquelle on fera appel à l’élément de matrice $2 \rightarrow 2$ de PYTHIA. La séparation entre les deux régions est réalisée à partir d’une coupure sur l’impulsion transverse du quark \bar{b}

spectateur $P_T^{\bar{b}}$.

La principale contribution des corrections de l'ordre supérieur vient de la région colinéaire. On va donc normaliser le processus $2 \rightarrow 2$ à la différence entre la section efficace totale à l'ordre supérieur (prise dans [1]) et la section efficace de CompHEP pour la région dure au-delà de la coupure sur $P_T^{\bar{b}}$:

$$\sigma_{\text{PYTHIA}}(2 \rightarrow 2) = \sigma_{NLO} - \sigma_{\text{CompHEP}}(2 \rightarrow 3).$$

Il s'agit donc de trouver la coupure pour laquelle la distribution du $P_T^{\bar{b}}$ ne présentera pas de discontinuité. Pour une coupure à 20 GeV (figure 3.8 à gauche) on s'aperçoit que ce n'est pas le cas. En revanche, pour une coupure à 10 GeV (figure 3.8 à droite), la transition est douce. C'est donc cette dernière coupure qui est utilisée pour la production d'événements *single top*.

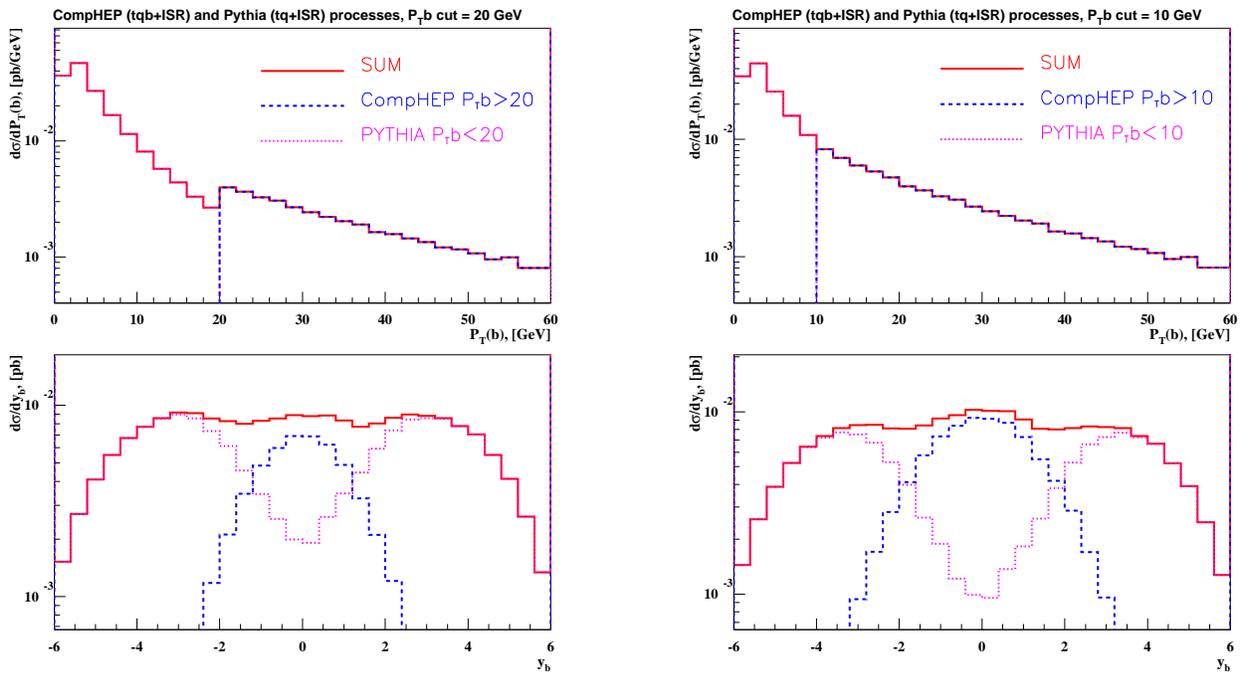


FIG. 3.8 – Combinaison CompHEP + PYTHIA avec une coupure sur $P_T^{\bar{b}}$ à 20 GeV à gauche et 10 GeV à droite. Ces figures sont extraites de [18].

Le générateur utilisé dans notre analyse pour la production des événements de signal dans les deux processus (voie s et voie t) s'appelle SingleTop et est basé sur CompHEP [18]. Il traite correctement le spin dans la production et la désintégration en utilisant des diagrammes $2 \rightarrow 4$ ou $2 \rightarrow 5$ (c'est-à-dire incluant la désintégration du top et du W). La voie t est traitée comme on vient de l'expliquer par l'utilisation de ses deux contributions dans des espaces de phase différents.

Bibliographie

- [1] M. C. Smith and S. Willenbrock, “QCD and Yukawa Corrections to Single-Top-Quark Production via $q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}$,” Phys. Rev. D **54**, 6696 (1996) [arXiv:hep-ph/9604223].
T. Stelzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, “Single-top-quark production via W-gluon fusion at next-to-leading order,” Phys. Rev. D **56**, 5919 (1997) [arXiv:hep-ph/9705398].
B. W. Harris, E. Laenen, L. Phaf, Z. Sullivan and S. Weinzierl, “The fully differential single top quark cross section in next-to-leading order QCD,” Phys. Rev. D **66**, 054024 (2002) [arXiv:hep-ph/0207055].
- [2] L. Demortier *et al*[The Top Averaging Group Collaboration], “Combining the top quark mass results for run 1 from CDF and DØ,” FERMILAB-TM-2084
- [3] H. Plothow-Besch, CERN-PPE Parton Density Functions program W5051.
- [4] T. Stelzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, “Single top quark production at hadron colliders,” Phys. Rev. D **58**, 094021 (1998) [arXiv:hep-ph/9807340].
- [5] F. Borzumati, J. L. Kneur and N. Polonsky, “Higgs-strahlung and R-parity violating slepton-strahlung at hadron colliders,” Phys. Rev. D **60**, 115011 (1999) [arXiv:hep-ph/9905443].
- [6] D. A. Dicus and S. Willenbrock, “Higgs Boson Production From Heavy Quark Fusion,” Phys. Rev. D **39**, 751 (1989).
- [7] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, “Deep Inelastic E P Scattering In Perturbation Theory,” Yad. Fiz. **15**, 781 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972)].
G. Altarelli and G. Parisi, “Asymptotic Freedom In Parton Language,” Nucl. Phys. B **126**, 298 (1977).
Y.L. Dokshitzer, JETP 46 (1977) 641.
- [8] H.L. Lai, J. Huston, S. Kulhmann, J. Morfin, F. Olness, J.F. Owens, J. Pumplin, W.K. Tung, Global QCD Analysis of Parton Structure Function of the Nucleon : CTEQ5 Parton Dist ributions, Eur.Phys.J.C12:375-392, (2000).
- [9] G.P. Lepage (Cornell U., LNS). CLNS-80/447 (1980).
- [10] P. Agrawal, F.I. Olness, S.T. Riemersma, W-K. Tung, Leptoproduction of Heavy Quarks (1995), hep-ph/9507295.
- [11] E.E. Boos *et al.*, SNUTP-94-116, hep-ph/9503280;
E.E. Boos *et al.*, Proceedings of the Xth Int. Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory, QFTHEP-95, (Moscow, 1995), Eds. B. Levtchenko and V. Savrin, p 101.

- [12] A. S. Belyaev *et al.*, “CompHEP-PYTHIA interface: Integrated package for the collision events generation based on exact matrix elements,” arXiv:hep-ph/0101232.
- [13] PYTHIA 5.7; T. Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992), *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994) 74.
- [14] JETSET 7.4; T. Sjöstrand, Lund Univ. preprint LU-TP-95-20 (August 1995) 321p.; *idem*, CERN preprint TH-7112-93 (February 1994) 305p.
- [15] D. O. Carlson and C. P. Yuan, “Studying the top quark via the W-gluon fusion process,” *Phys. Lett. B* **306**, 386 (1993).
- [16] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], “Search for electroweak production of single top quarks in $p\bar{p}$ collisions,” *Phys. Rev. D* **63**, 031101 (2001) [arXiv:hep-ex/0008024].
- [17] N. Kidonakis and R. Vogt, “Next-to-next-to-leading order soft-gluon corrections in top quark hadroproduction,” *Phys. Rev. D* **68**, 114014 (2003) [arXiv:hep-ph/0308222].
- [18] E.E. Boos, L.V. Dudko, V.I. Savrin, “Single Top - an event generator for the single top quark production at the LHC. Part1.”, CMS Note 2000/065

Chapitre 4

LE TEVATRON ET LE DETECTEUR

DØ

Ce chapitre a pour but de décrire les différentes parties qui composent le détecteur DØ, d'en comprendre les spécificités, après avoir brièvement expliqué le fonctionnement de la machine sur lequel il est placé : le Tevatron.

4.1 Le complexe d'accélération de Fermilab

Le Tevatron est le dernier étage du complexe d'accélération du laboratoire Fermi (Fermilab) près de Chicago. Ce haut lieu de la physique des particules élémentaires, créé en 1967, a vu, entre autres, la découverte en 1977 du quark b et celle du quark top en 1995. Le Tevatron, mis en service en 1988, est un collisionneur proton-antiproton avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. Le détecteur DØ situé autour d'un des points de collision, enregistre les événements qui sont produits lors des collisions $p\bar{p}$.

4.1.1 Création des faisceaux

Pour créer les deux faisceaux de particules qui entrent en collision, le complexe d'accélération de Fermilab (cf figure 4.1) est constitué de trois étages pour les protons, les antiprotons étant créés à partir du faisceau de protons.

- La première étape est la création du faisceau de protons grâce à un accélérateur à champ électrostatique de Cockcroft-Walton, à partir d'ions hydrogène chargés négativement. Ces ions passent ensuite dans un accélérateur linéaire de 120 mètres (le *linac*) pour atteindre une énergie de 400 MeV ; ils sont alors dépouillés de leurs électrons lors de la traversée d'une feuille de carbone puis injectés dans le *booster* qui est le second étage d'accélération. Les éventuels atomes d'hydrogène et les ions H^- restant sont déviés du faisceau de protons par un champ magnétique.
- Le *booster* est un synchrotron à protons qui porte l'énergie des particules de 400 MeV à 8 GeV et qui envoie ces dernières dans l'injecteur principal (*main injector*), nouvelle partie du complexe construite entre 1995 et 2000 et dernier étage avant le Tevatron.

- Cet injecteur principal, achevé en 2000, remplace et améliore les performances de l’anneau principal (*main ring*) utilisé lors du Run I. Il a deux rôles : fournir le faisceau de protons pour produire les antiprotons et injecter protons et antiprotons dans le Tevatron. Il est important de noter que cet injecteur ne se trouve pas dans le tunnel du Tevatron mais qu’il a sa propre galerie contrairement à son équivalent du Run I. Les protons et les antiprotons sont accélérés jusqu’à une énergie de 150 GeV et sont alors injectés dans le Tevatron dans lequel ils tournent chacun en sens opposé.
- Pour créer les antiprotons, l’injecteur fournit un faisceau de protons de 120 GeV qui est envoyé sur une cible fixe de nickel de 10 cm de diamètre et de 2 cm d’épaisseur. Sur 10^5 protons qui frappent un noyau de nickel, un seul produit un antiproton. Ces derniers sont noyés dans un faisceau d’autres particules (principalement des pions) qui est focalisé grâce à un système de lentilles magnétiques en lithium. On sépare ensuite les particules positives des négatives à l’aide d’un aimant. Après un certain temps, toutes les particules secondaires se sont désintégrées et ne restent donc que les antiprotons. Ils passent alors dans le *debuncher* et l’accumulateur et, quand ils sont en nombre suffisant, ils sont envoyés à leur tour dans l’injecteur principal.
- Le *debuncher* permet de réduire la dispersion de l’énergie des antiprotons : les plus énergiques ont à parcourir un trajet plus long et rencontrent une cavité radiofréquence plus tard que les moins énergiques. Il s’en suit donc une thermalisation du faisceau. Une fois la dispersion réduite, l’accumulateur accueille les antiprotons et sert d’anneau de stockage. Après huit heures de fonctionnement, le nombre d’antiprotons atteint environ 1.3×10^{12} .
- Un des facteurs principaux qui limitent la luminosité étant la faible intensité du faisceau d’antiprotons, un autre instrument a été construit dans le même tunnel que l’injecteur principal : le recycleur. Son rôle premier était de récupérer les antiprotons non utilisés après une période de collisions dans le Tevatron. Le but était de les refroidir grâce à un faisceau d’électrons, de les réinjecter dans le *debuncher* puis dans l’injecteur principal avec les nouveaux antiprotons provenant de l’accumulateur. La fonction de récupération, jugée non productive, a été abandonnée au profit d’une fonction d’accumulation supplémentaire avec un refroidissement performant.
- Le Tevatron, dernier étage du complexe, a été le premier accélérateur à utiliser des aimants supraconducteurs. On en trouve plus de 950 répartis autour de l’anneau (772 dipôles et 180 quadrupôles) qui nécessitent un système de cryogénie très performant (il fut le plus grand au monde lors de sa mise en service). Les faisceaux du Tevatron ne sont pas des faisceaux continus mais se présentent sous la forme de paquets de protons et d’antiprotons de 980 GeV d’énergie qui se croisent toutes les 396 ns.

4.1.2 Les phases de prise de données

Le Tevatron a commencé à fonctionner en 1988 avec un seul détecteur : CDF (*Collider Detector at Fermilab*). La première phase de prise de données avec deux détecteurs a débuté en 1992 et s’est achevée en 1995 (Run I), phase pendant laquelle chacune des expériences a accumulé une luminosité intégrée d’environ 120 pb^{-1} . Après la période d’améliorations qui s’est achevée en 2001 (cf tableau 4.1), la seconde phase de prise de données (le Run II) a débuté et une luminosité intégrée de 450 pb^{-1} a déjà été fournie.

	Run I	Run II	Run IIb	unités
dates	1993-1996	2001-2006	2006-2009?	
nombres de paquet : protons \times antiprotons	6×6	36×36	36×36	
protons/paquet	$2.3 \cdot 10^{11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$	
antiprotons/paquet	$5.5 \cdot 10^{10}$	$3.0 \cdot 10^{10}$	$12.7 \cdot 10^{10}$	
nbre total d'antiprotons	$0.33 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^{12}$	$5.7 \cdot 10^{12}$	
energie/faisceau	900	980	980	GeV
espacement entre les paquets	3500	396	396	ns
longueur des paquets (rms)	0.60	0.37	0.37	m
luminosité instantanée typique	$0.16 \cdot 10^{32}$	$0.86 \cdot 10^{32}$	$2.7 \cdot 10^{32}$	$cm^{-2} s^{-1}$
luminosité intégrée	3.2	17.3	47.3	$pb^{-1}/semaine$
luminosité intégrée totale	0.14	2	8.5	fb^{-1}
nbre d'interaction/croisement	2.5	2.3	4.8	

TAB. 4.1 – Paramètres du Tevatron pour les Run I et Run II et objectifs pour le possible Run IIb.

Pour les années à venir, les physiciens de la machine prévoient d'augmenter ses performances en poussant au maximum de leur possibilité toutes les étapes de la création du faisceau d'antiprotons [1] : augmentation du nombre de protons sur la cible, de l'efficacité de production des antiprotons, de leur stockage et de leur transfert dans les différents anneaux. Une luminosité de 8 fb^{-1} est attendue pour fin 2009. Les prévisions de luminosité sont représentées sur figure 4.2 dans laquelle la ligne *design* prévoit le fonctionnement nominal et en temps de toutes les modifications et la ligne *base* des retards et/ou des performances réduites pour chacune d'elles.

4.2 Le détecteur DØ

La collaboration DØ regroupe environ 600 physiciens provenant de 74 instituts de par le monde. L'expérience comme le détecteur DØ doivent leur nom à la dénomination d'un des points de collision sur le Tevatron. Seuls deux de ces points sont exploités : DØ et BØ autour duquel se trouve le détecteur CDF.

Comme c'est le cas pour la plupart des détecteurs placés auprès des collisionneurs, le détecteur DØ se compose de plusieurs sous-détecteurs concentriques entourant le point de rencontre des faisceaux (cf figure 4.3). A partir de l'axe des faisceaux, on trouve d'abord les détecteurs de vertex et de traces ; viennent ensuite les calorimètres électromagnétique et hadronique et le spectromètre à muons, le plus extérieur des détecteurs. Cette disposition est dictée par la physique des interactions des particules avec la matière : les détecteurs centraux doivent permettre d'effectuer les mesures sans altérer la trajectoire et l'énergie des particules, au contraire des calorimètres qui doivent absorber toute leur énergie afin de la mesurer précisément. Les seules particules qui ne sont pas détectées sont les neutrinos ; on déduit leur présence d'un déficit lors du bilan de l'impulsion transversale totale.

FERMILAB'S ACCELERATOR CHAIN

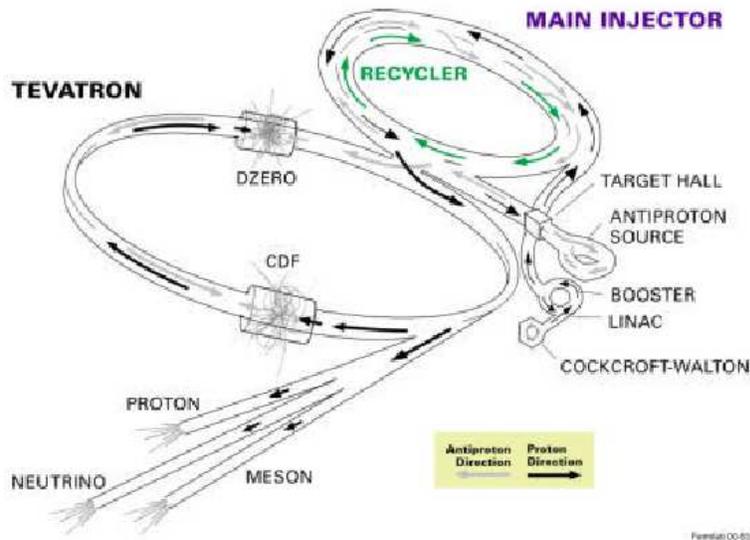


FIG. 4.1 – Complexe d'accélération.

4.2.1 Les changements après le Run I

Le détecteur a subi entre 1996 et 2000 de nombreux changements pour améliorer la précision des mesures et pour pouvoir s'adapter à la nouvelle fréquence de collision qui est passée de $3.5 \mu\text{s}$ à 396 ns [2] :

- Au Run I, alors que l'expérience CDF avait mis l'accent sur une très bonne reconstruction des traces, DØ a voulu une mesure très précise de l'énergie des particules. Les détecteurs centraux du Run I ne permettaient pas, par exemple, de mesurer l'impulsion des particules chargées. Une des principales améliorations apportées pour le Run II est l'introduction d'un solénoïde plongeant les détecteurs de traces dans un champ magnétique de 2 teslas, autorisant ainsi une mesure de l'impulsion des traces chargées.
- Le système de déclenchement a été entièrement revu.
- Le spectromètre à muons a été transformé.

4.2.2 Axes et repères

Nous donnons ici la convention choisie pour décrire les axes du détecteur. L'axe z est l'axe du faisceau de protons. Dans le plan perpendiculaire, l'axe x est l'axe horizontal et l'axe y le vertical. En coordonnées polaires, l'angle θ est l'angle entre la trajectoire de la particule et l'axe z et ϕ est l'angle azimutal. Dans les collisionneurs hadroniques comme le Tevatron, il est utile de définir une nouvelle variable, invariant relativiste, appelée rapidité y , qui prend en compte le fait que les particules résultant de la collision ne sont généralement pas émises au repos dans le référentiel du laboratoire.

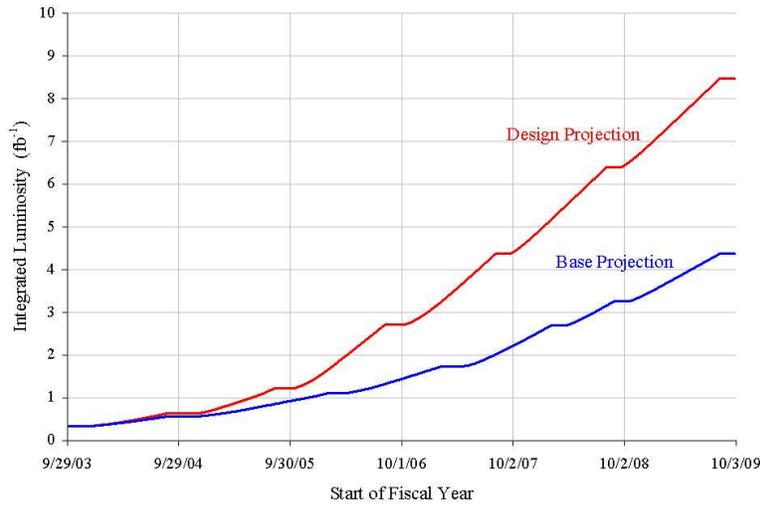


FIG. 4.2 – Pr évision de luminosité int égr ée fournie par le Tevatron jusqu'en 2009. La ligne rouge correspond au cas favorable où tout fonctionne de manière nominale et la ligne bleue prend en compte des retards dans chaque étape d'amélioration.

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

Dans l'hypothèse de particules ultra-relativistes (toujours vérifiée aux énergies avec lesquelles on travaille), la formule se simplifie pour donner la pseudo-rapidité η .

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

4.2.3 Les détecteurs centraux

Cet ensemble de détecteurs a pour missions principales de reconstruire le point d'interaction, d'enregistrer les trajectoires tridimensionnelles des particules chargées et de mesurer leur impulsion. Il comprend deux sous-systèmes : le détecteur de vertex (*Silicon Microstrip Tracker* ou SMT) et le détecteur de traces centrales à fibres (*Central Fiber Tracker* ou CFT).

La précision de mesure de l'impulsion des particules chargées en fonction de la pseudorapacité pour différentes valeurs de l'impulsion est représentée sur la figure 4.4.

Le SMT

Le SMT [3] est la partie à grande précision du trajectographe. Sa conception reflète les nouveaux paramètres de la machine : le temps de croisement des faisceaux influe sur l'électronique de lecture, les radiations dues à la haute luminosité imposent la température de fonctionnement ($< 10^\circ C$),... Il est composé de deux éléments distincts : les cylindres et les disques qui assurent une couverture jusqu'à $|\eta| = 3$ (cf. figure 4.5).

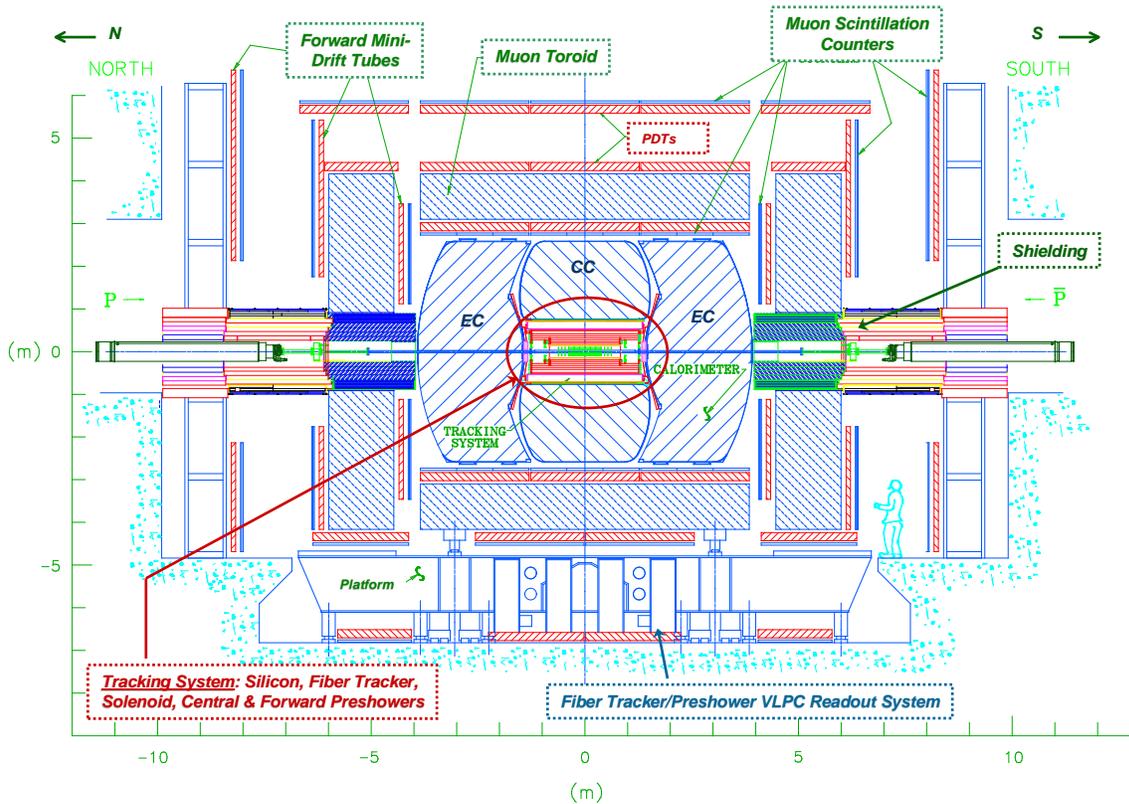


FIG. 4.3 – Vue en coupe du détecteur DØ et ses améliorations pour le Run II.

La disposition est la suivante : six cylindres de 12 cm de long entourant le point d'interaction, chacun terminé par un disque (appelé disque F), sont utilisés pour la reconstruction des événements centraux ($|\eta| < 1.5$). Pour les particules de plus grande rapidité, deux disques H (plus grands que les disques F) sont placés de part et d'autre des six cylindres. La technologie utilisée est celle des micropistes de Silicium simple et double faces qui a pour avantage, outre sa miniaturisation (793 000 voies de lecture), de donner une réponse rapide avec une très grande précision puisque l'ensemble de ce détecteur permet d'atteindre une résolution de $10 \mu\text{m}$ dans le plan transversal ($r-\phi$) et de l'ordre de 0.1 mm dans la direction z . Chacun des six cylindres contient quatre couches de détecteurs (cf. figure 4.6). Sur la première et la troisième couches des quatre cylindres centraux sont placés des détecteurs double face (axiaux et stéréos à 90°). Les tonneaux extérieurs utilisent seulement des pistes axiales. Pour les six tonneaux, sur les couches 2 et 4, sont installés des éléments double faces (axiaux et stéréo à 2°). La combinaison des deux angles stéréo permet une bonne séparation des vertex primaires dans des événements à interactions multiples.

Le CFT

C'est un détecteur à fibres scintillantes qui entoure le détecteur de vertex [4]. Formé de huit cylindres concentriques (cf. figure 4.7), comptant 74000 canaux de lecture, le CFT a deux rôles : la reconstruction des traces chargées pour $|\eta| < 2$ mais aussi la participation au système de déclenchement de niveau 1 en association avec les informations provenant

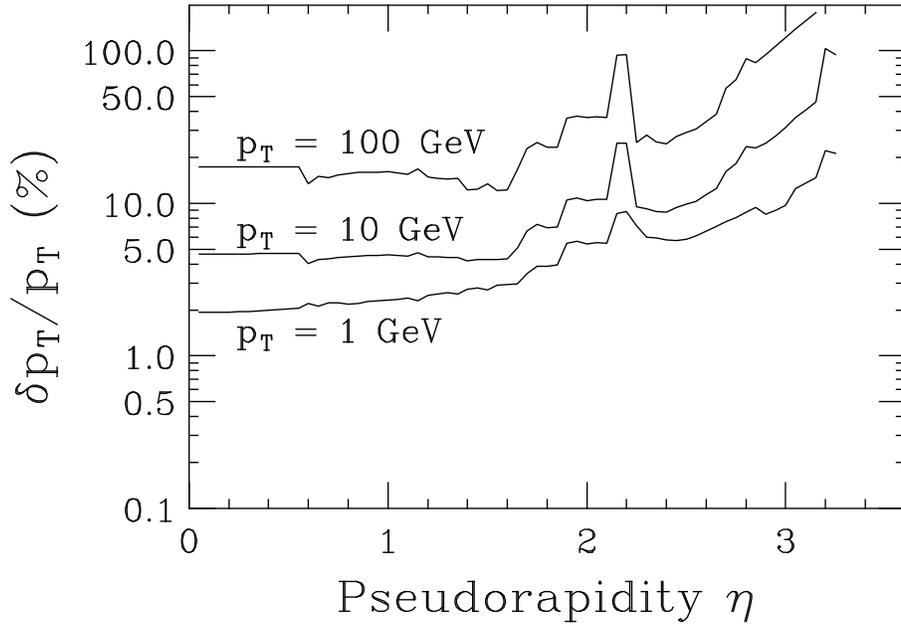


FIG. 4.4 – Résolution en impulsion de l'ensemble SMT/CFT en fonction de η .

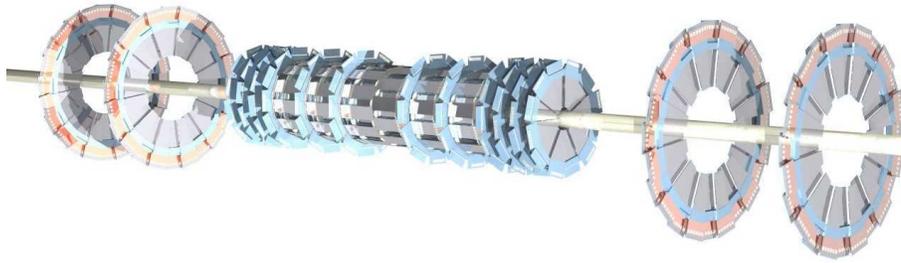


FIG. 4.5 – Vue en 3 dimensions du SMT.

du spectromètre à muons et du détecteur de pied de gerbes. Chaque cylindre contient deux couches de fibres, l'une suivant l'axe du faisceau, l'autre faisant un angle de $\pm 3^\circ$ par rapport à l'axe z .

La lumière émise par ces fibres lorsqu'une particule les traverse est transmise via des guides de lumière de 7 à 11 m par des VLPC (*Visible Light Photon Counter*), photomultiplicateurs à haut gain situés hors du volume du détecteur dans un cryostat à 9 K. Les fibres mesurent jusqu'à 2.5 m de long et sont composées d'un coeur de polystyrène et de deux fines couches de 15 μm d'acrylique et de fluoro-acrylique, pour un diamètre total de 830 μm . Ces deux couches augmentent de 70% le piégeage de la lumière et améliore la tenue mécanique de la fibre. Le coeur de polystyrène est dopé avec 1% de p-terphényl (PTP) et avec 1500 ppm de 3-hydroxyflavone (3HF). Le premier dopant pallie le mauvais rendement lumineux du polystyrène et le second absorbe la radiation à 340 nm émise par le premier pour la réémettre à 530 nm, longueur d'onde pour laquelle la longueur d'atténuation est de 5 m. Le nombre de photo-électrons à la sortie d'un VLPC est de l'ordre de dix par particule traversant la fibre, soit quatre fois supérieur au seuil de détection. La

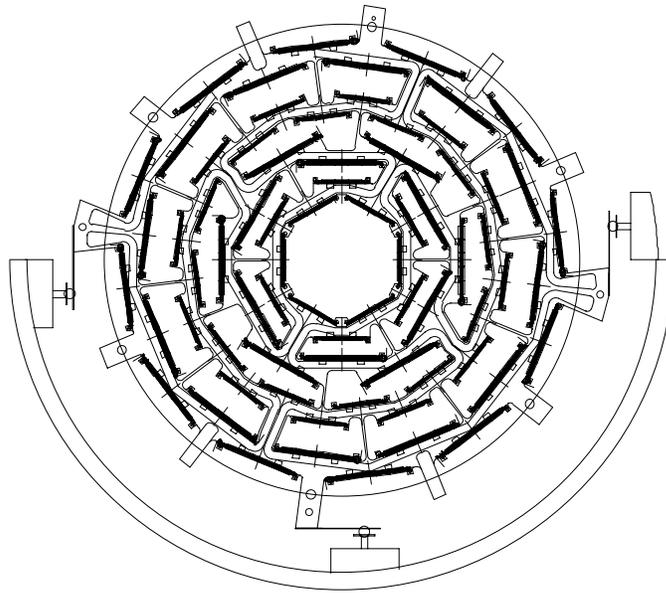


FIG. 4.6 – Coupe du SMT.

précision sur la position pour un doublet de fibres est de $100\ \mu\text{m}$ environ.

4.2.4 Le solénoïde

Cet aimant supraconducteur de 2.8 m de long et de 60 cm de rayon moyen a été ajouté pour le Run II. Il plonge les détecteurs centraux dans un champ magnétique uniforme de 2 teslas pour permettre la mesure de l'impulsion des particules chargées. Il est constitué de deux couches d'un alliage de cuivre, de niobium et de titane stabilisé par de l'aluminium. A l'intérieur du volume de détection des traces, le champ magnétique est uniforme à 0.5% grâce à une densité de courant plus grande au bout des bobines. L'énergie stockée dans l'aimant est de 5 MJ. Bien qu'il ait été conçu pour être le plus mince possible, le solénoïde constitue néanmoins une épaisseur de matière gênante dans la mesure où les particules perdent de l'énergie en le traversant. Pour obvier à cette difficulté, des détecteurs de pieds de gerbe ont été ajoutés.

4.2.5 Les détecteurs de pieds de gerbe

Ces trois détecteurs (un dans la partie centrale : *Central PreShower* ou CPS ; et deux dans les parties avant/arrière : *Forward PreShower* ou FPS) ont pour but une meilleure identification des électrons (fonction de détecteur de traces) et une meilleure mesure de l'énergie électromagnétique en fournissant un échantillonnage de plus, corrigeant ainsi la perte de précision due au solénoïde (fonction calorimétrique).

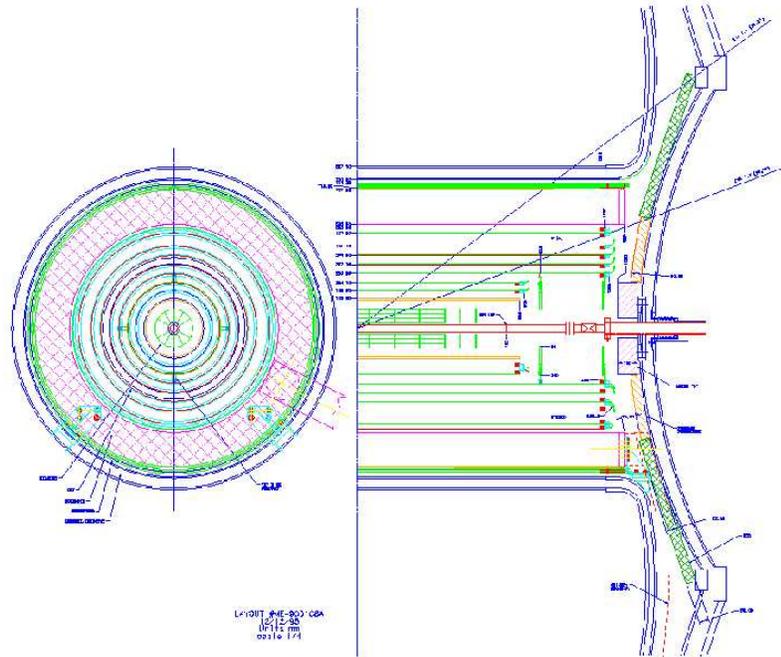


FIG. 4.7 – Coupe du CFT.

Le CPS

C'est un détecteur cylindrique placé dans l'espace de 51 mm entre le solénoïde et le cryostat du calorimètre couvrant la région $|\eta| < 1.2$. Il est composé de trois couches de bandes scintillantes axiales et stéréos ($\pm 23^\circ$). Une couche d'absorbeur de plomb de 5.5 mm d'épaisseur est placée avant les bandes pour démarrer la gerbe. La lumière créée au passage d'une particule chargée est récupérée par des fibres à déplacement de longueur d'onde elles-mêmes reliées à des VLPC. Les tests avec des rayons cosmiques ont montré qu'en moyenne quatre photo-électrons sont émis par millimètre de fibre traversé. Avant la numérisation des signaux des VLPC, ils sont séparés en deux : le premier est numérisé et le second est utilisé dans le système de déclenchement.

Les FPS

Ils couvrent la région $1.4 < |\eta| < 2.5$, et sont montés sur la face interne des cryostats des calorimètres avant et arrière (cf. figure 4.8). La technologie est la même que pour le CPS mais l'absorbeur en plomb est pris en sandwich entre deux plans de scintillateurs. Chaque plan contient deux sous-couches. L'épaisseur de l'absorbeur varie avec η pour permettre d'avoir pour tout η la même quantité de matériau traversée avant le calorimètre.

Avec l'introduction du solénoïde et du plomb des détecteurs pieds de gerbe, la quantité de matière que traverse une particule avant d'atteindre la première couche active du calorimètre a fortement augmenté. Par exemple, la perte d'énergie d'un électron de 50 GeV avant le calorimètre électromagnétique est de l'ordre de 2 (respectivement 7) GeV pour $\eta=0$ (respectivement 1). Pour optimiser la mesure de l'énergie, les contributions des détecteurs pieds de gerbe doivent donc être prises en compte. En plus de leur rôle de correction

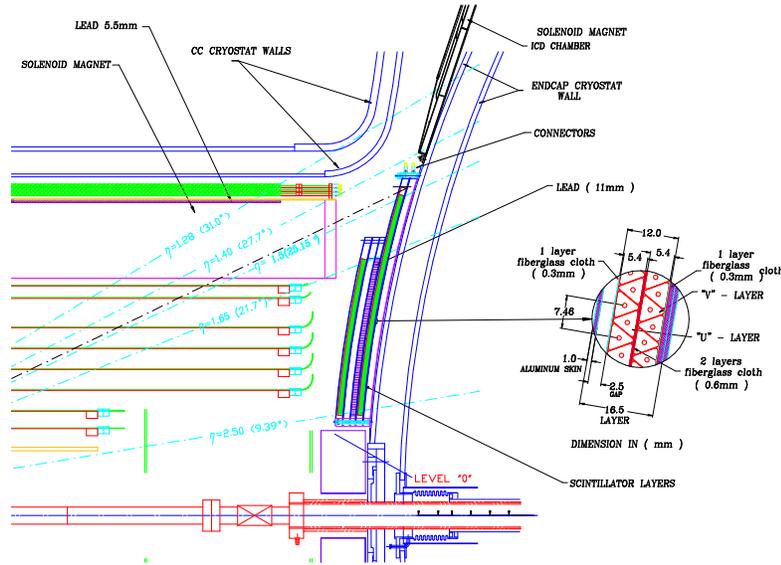


FIG. 4.8 – Coupe du FPS.

de l'énergie électromagnétique, ils servent aussi à mesurer précisément les positions des électrons ou des photons. En outre, leur réponse est utilisée pour le premier niveau du système de déclenchement.

4.2.6 Le calorimètre

Le calorimètre joue un rôle primordial dans DØ. Il permet de mesurer précisément l'énergie déposée par les particules, fournit une information indispensable à leur identification (électron/photon, jet) et il permet de déterminer l'énergie transversale manquante. C'est la seule partie de détecteur à ne pas avoir été modifiée pour le Run II ; seule son électronique de lecture a été remplacée.

Pour le détecteur DØ, le choix s'était porté sur un calorimètre à deux milieux : le milieu absorbant est principalement de l'uranium appauvri et le milieu détecteur de l'argon liquide. L'uranium permet l'utilisation d'un calorimètre compact et l'argon a parmi ses avantages celui d'être insensible aux radiations, stable et relativement peu cher.

Le calorimètre est composé de trois modules : un module central (ou CC pour *Central Calorimeter*) et deux avant/arrière (ou EC pour *End Caps*) dont la couverture s'étend jusqu'à $|\eta| \sim 4$, chacun placé dans un cryostat. Chaque module se divise en une section électromagnétique, une section hadronique fine et une section hadronique grossière.

Ces calorimètres consistent en un empilement de couches d'uranium (pour le CC) ou d'uranium, de fer et de cuivre (pour les EC) et d'électrodes de lecture séparées par un espace de 2.3 mm rempli d'argon liquide (cellule). Un champ électrique de 2 kV est appliqué entre les électrodes et l'absorbeur conduisant à un temps de dérive typique de 450 ns.

La lecture du calorimètre se fait par tours semi-projectives (cf. figure 4.9) de 0.1×0.1 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Pour mesurer avec précision le profil de la gerbe électromagnétique, la troisième couche de la section électromagnétique est segmentée plus finement : 0.05×0.05 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

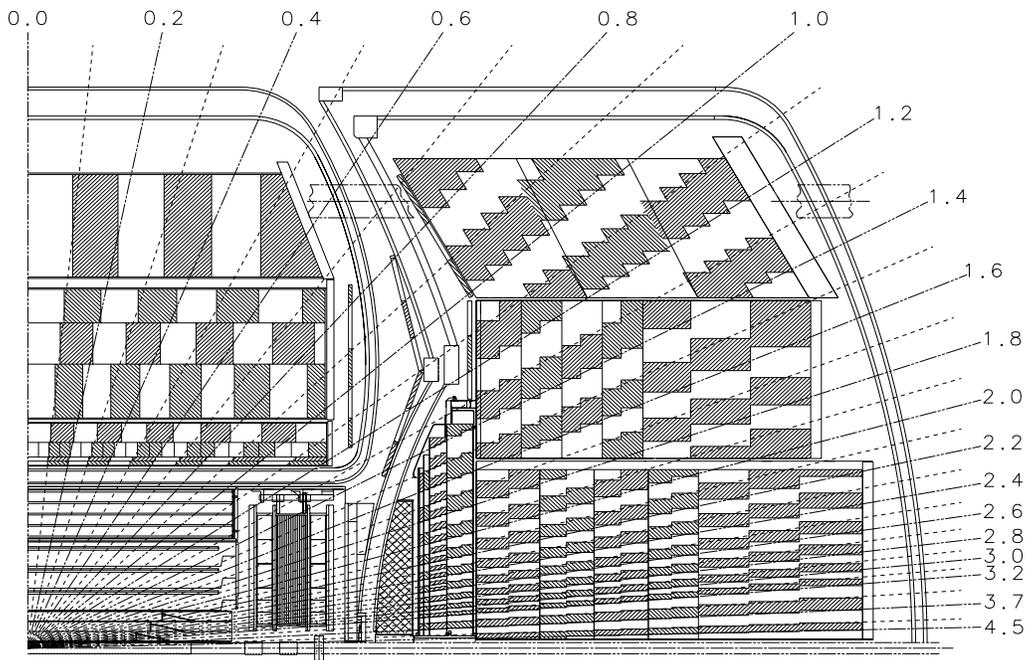


FIG. 4.9 – Géométrie projective du calorimètre.

Le calorimètre électromagnétique

Son rôle est de permettre la mesure de l'énergie des électrons et des photons. Pour cela, il doit contenir entièrement la gerbe électromagnétique que ces particules créent par bremsstrahlung et conversion en paires e^+e^- . La quantité de matière des calorimètres électromagnétiques est caractérisée par leur nombre de longueurs de radiation notée X_0 : distance moyenne que parcourt une particule dans un matériau avant de perdre environ 63% ($1/e$) de son énergie. Pour l'uranium, cette longueur vaut 3.2 mm environ. Le calorimètre électromagnétique représente 21 longueurs de radiation.

Le calorimètre hadronique

Il permet la mesure de l'énergie de toutes les autres particules (muons et neutrinos exceptés). Le développement d'une gerbe hadronique est plus complexe que dans le cas électromagnétique car ce sont cette fois des interactions fortes qui entrent en jeu. Pour des hadrons on ne parle donc plus de longueur de radiation mais d'une quantité équivalente: la longueur d'interaction notée λ_0 . Elle correspond au libre parcours moyen entre deux interactions fortes dans le milieu traversé. λ_0 vaut environ 10.5 cm pour l'uranium.

On trouvera dans le tableau 4.2 les caractéristiques de chacune des couches des calorimètres.

La diminution du temps de croisement des faisceaux a nécessité le remplacement de toute l'électronique de lecture optimisant le traitement des trois types de bruit : bruit lié à

couche	calorimètre central	calorimètres bouchons
EM 1,2,3,4	$X_0 : 2,2,7,10$ 3 mm Ur	$X_0 : (0,3),3,8,9$ (1.4 mm Fe), 3 mm Ur
FH 1,2,3,4	$\lambda_0 : 1.3,1.0,0.9$ 6 mm Ur	$\lambda_0 : 1.3,1.2,1.2,1.2$ 6 mm Ur
CH 1,(2,3)	$\lambda_0 : 3$ 46.5 mm Cu	$\lambda_0 : 3,3,3$ 46.5 mm Fe

TAB. 4.2 – Longueur de radiation (X_0) et longueur d'interaction (λ_0) pour les différentes couches du calorimètre.

la radioactivité de l'uranium, bruit électronique et bruit d'empilement (résidus d'énergie provenant de croisements précédents). Pour limiter ce dernier, la mise en forme du signal des cellules a été revue et le temps d'échantillonnage est passé de 2.2 μ s à 400 ns. Mais cette très courte mise en forme a un prix : l'augmentation de la sensibilité au bruit électronique et aux réflexions sur les câbles. Ceux-ci ont donc été changés tout comme les préamplificateurs. Comme pour le CPS, deux voies de lecture sont utilisées : une voie rapide pour le déclenchement et une lecture de précision dont le résultat est stocké dans des mémoires en attendant la décision du système de déclenchement. Des cartes électroniques nommées BLS (*Base Line Subtractor*) évaluent, sur les trois croisements précédents, la ligne de base du bruit à soustraire.

Les détecteurs inter-cryostat

Entre le calorimètre central et les calorimètres avant/arrière se trouvent des régions non instrumentées dans lesquelles des détecteurs (*Inter-Cryostat Detectors* ou ICD et *Massless Gaps* ou MG) ont été placés. Ce sont des tuiles scintillantes plaquées sur les parois des cryostats pour les ICD, et des cartes de lecture plongées dans de l'argon liquide utilisant les parois des cryostats comme absorbeur pour les *Massless Gaps*.

Les performances du calorimètre

Les performances d'un calorimètre se mesurent par leur résolution en énergie que l'on paramètre avec la formule suivante :

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

où S est le terme d'échantillonnage, N le terme de bruit (bruit électronique, de l'uranium...) et C le terme constant qui prend en compte les erreurs d'intercalibration des canaux du calorimètre. Un de mes travaux dans l'expérience DØ a été de déterminer la résolution en énergie des jets. Le résumé de ce travail peut être consulté dans le chapitre 5.

4.2.7 Le spectromètre à muons

Les muons sont les seules particules avec les neutrinos qui parviennent au-delà du calorimètre si toutefois ils ont une énergie supérieure à 3 GeV, du fait de leur masse

trop grande pour produire un rayonnement de freinage et parce qu'ils ne subissent pas l'interaction forte.

Le spectromètre se divise en trois détecteurs : une partie centrale appelée WAMUS (*Wide Angle MUon System*) pour $|\eta| < 1.0$ et des parties avant/arrière appelées FAMUS (*Forward Angle MUon System*) qui étendent la couverture jusqu'à $|\eta| < 2.0$. Chacune de ces parties comporte trois couches de chambres à dérive désignées A, B et C (A étant la plus proche de la région d'interaction) elles-mêmes divisées en huit octants. Entre les couches A et B se trouve un aimant toroïdal en fer qui crée un champ magnétique de 1.8 T permettant une mesure de l'impulsion de muons avec cependant une précision inférieure à celle obtenue avec le détecteur de traces. De plus, à chaque couche est associé un plan de scintillateurs. Des schémas éclatés des chambres à fils et des scintillateurs sont représentés sur les figures 4.10 et 4.12.

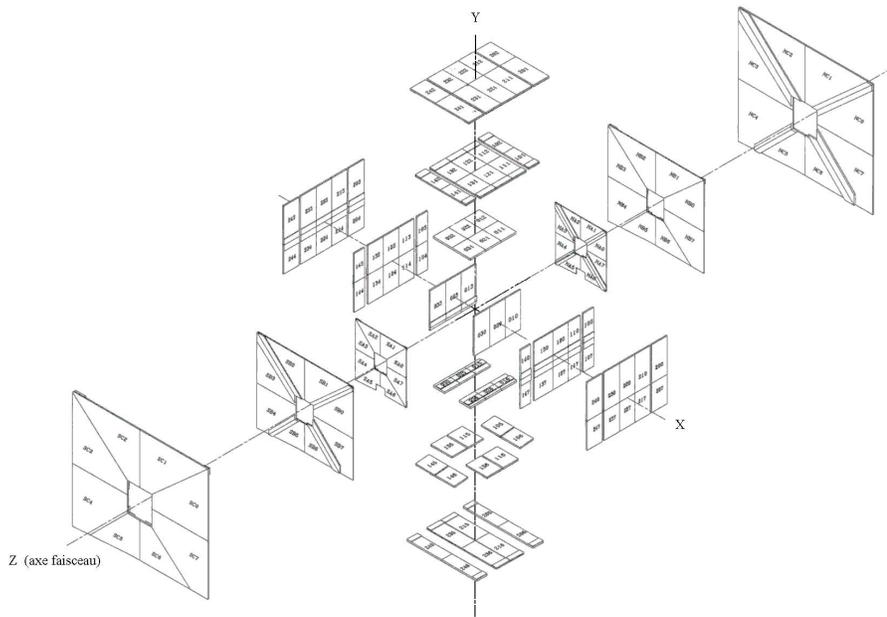


FIG. 4.10 – Système de chambres à fils du spectromètre à muons.

Le système WAMUS

Les chambres à dérive de cette section s'appellent les PDT pour *Proportional Drift Tubes* : elles sont constituées d'un assemblage de tubes d'aluminium de section rectangulaire ($5 \times 10 \text{ cm}^2$) d'une longueur de 2 m disposés en plans de 1 m de large. La couche A comporte quatre plans de fils et les couches B et C trois. En leur centre prend place un fil anodique porté à 5 kV tandis que les cathodes à 2.5 kV appelées *pads* se trouvent en haut et en bas de chaque cellule (cf. figure 4.11). Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux $\text{Ar} - \text{CH}_4 - \text{CF}_4$ (84%:8%:8%) qui conduit à un temps maximum de dérive de 500 ns. Si au RunI seule la couche C possédait un plan scintillant, la couche A est maintenant précédée d'un plan de scintillateurs qui fournit un signal rapide utilisé par le système de déclenchement.

Le système FAMUS

Durant le Run I, des PDT étaient aussi installés à l'avant mais des études ont montré qu'ils n'auraient pas supporté le taux d'occupation du Run II. Ils ont donc été entièrement remplacés par des chambres à fils appelées *Mini Drift Tubes* (MDT). Là encore, on retrouve 3 couches A, B et C composées de quatre (couche A) ou trois (couches B et C) plans de fils. Les MDT ont une section carrée de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ avec un fil de $50 \mu\text{m}$ de diamètre en leur centre. Le mélange gazeux est lui aussi différent avec 90% de CF_4 et 10% de CH_4 conduisant à un temps maximal de dérive de 60 ns. Les cathodes des MDT sont portées à -3.1 kV alors que les fils sont à la masse.

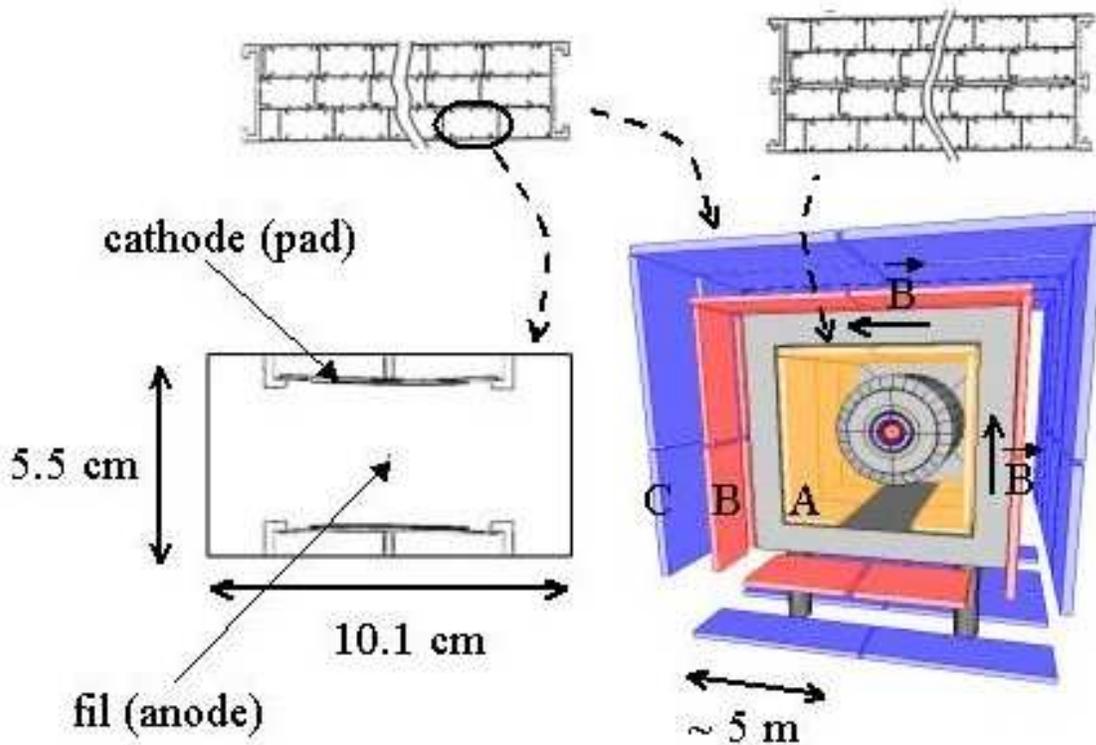


FIG. 4.11 – A gauche, schéma d'une cellule de PDT; à droite, vue tridimensionnelle des 3 couches de chambres et leur coupe transversale en haut.

Les scintillateurs

Le spectromètre à muons est maintenant pourvu de 3 plans de scintillateurs dans les parties avant/arrière et 2 plans dans la partie centrale.

- Du Run I subsistent les scintillateurs de la couche C appelés *Cosmic Caps*. La couverture a cependant été étendue en plaçant des compteurs sous le détecteur (*Cosmic Bottom*).
- Les scintillateurs de la couche A dans la partie centrale appelés compteurs $A\phi$ ont deux fonctions : ils permettent d'associer un muon traversant les PDT avec le bon croisement de faisceau (en effet, le temps de dérive dans les PDT est supérieur au temps de croisement) et leur réponse rapide sert au système de déclenchement. Les

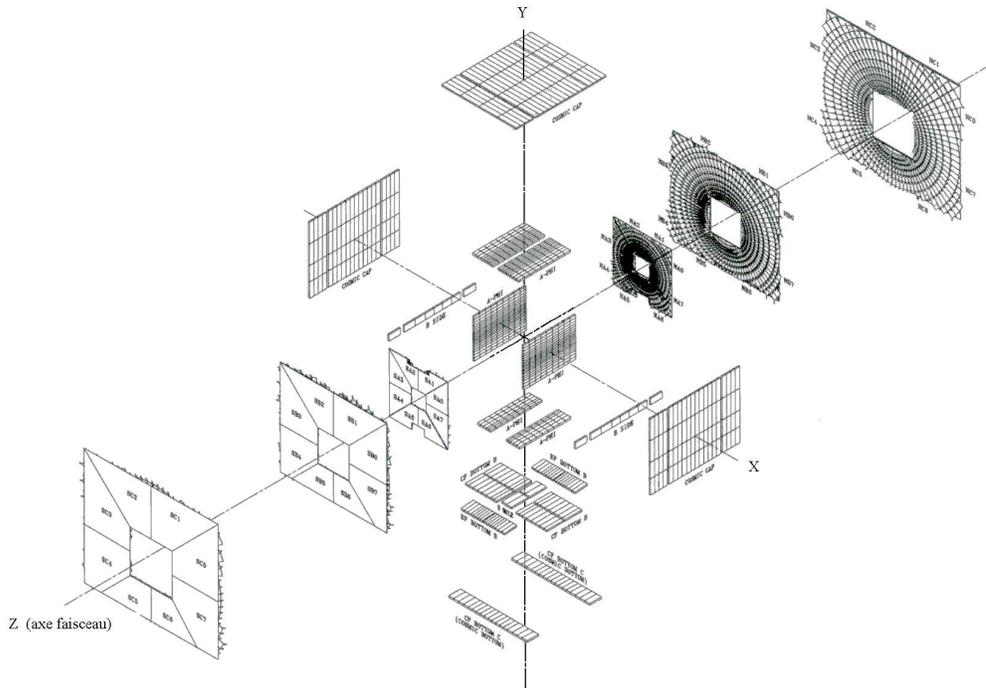


FIG. 4.12 – Système de scintillateurs du spectromètre à muons.

630 scintillateurs de la couche $A\phi$ ont une segmentation de 4.5° en ϕ qui correspond à la géométrie des secteurs de déclenchement du CFT. De plus, la coïncidence en temps entre l'instant de croisement des faisceaux et l'impact dans les scintillateurs est utilisée pour rejeter les muons provenant de rayons cosmiques.

- Les scintillateurs de la partie avant appelés pixels sont montés sur la surface intérieure des MDT des couches A et C et sur la surface extérieure des MDT de la couche B. Leur segmentation en ϕ correspond là encore aux secteurs de déclenchement du CFT.

4.2.8 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement est d'une importance capitale pour les expériences placées en collisionneurs hadroniques. Parmi les 8 millions d'interactions qui ont lieu chaque seconde, seule une infime fraction a un potentiel physique intéressant. La plupart sont des interactions QCD molles (à faible transfert d'énergie) dont la section efficace est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle des processus habituellement recherchés comme la production d'événements à grande impulsion transversale. De plus, la capacité de lecture et de stockage des événements est bien sûr limitée. La nouvelle luminosité prévue pour le Run II a nécessité la révision complète du système de déclenchement de DØ. Celui-ci possède 3 niveaux désignés L1, L2 et L3. Une nouveauté par rapport au Run I est l'introduction de mémoires (*buffers*) entre chaque niveau de déclenchement pour limiter le temps mort.

Le niveau 1

Sa première fonction est de repérer si une collision inélastique a eu lieu grâce à une coïncidence temporelle des détecteurs de luminosité. Il est basé sur les informations brutes provenant des différents sous-détecteurs (calorimètre , CFT, détecteurs pieds de gerbe, spectromètre à muons). Il doit prendre la décision de garder ou non un événement en $4.5\mu s$. Son taux de sortie est de 10 kHz.

Le niveau 1 du calorimètre est inchangé depuis le Run I. Il est organisé en éléments projectifs (tours) de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Si l'énergie d'une tour est supérieure à un seuil donné, la condition de déclenchement est satisfaite. Il existe de nombreuses conditions élémentaires de déclenchement qui combinent les informations de plusieurs tours avec des seuils qui peuvent être différents. On peut également déclencher à partir de données globales comme l'énergie transverse totale ou l'énergie transverse manquante.

Au niveau 1 du CFT, les coups dans les fibres axiales sont comparés aux coups que laisserait une trace d'impulsion supérieure à un seuil donné. Cette information sera combinée avec des dépôts d'énergie dans les détecteurs de pieds de gerbe.

Enfin, le niveau 1 du détecteur de muons utilise à la fois l'information des scintillateurs mais aussi des chambres à fils. Une coïncidence en temps est demandée entre des coups dans le plan scintillant de la couche A et des couches B ou C.

Le niveau 2

A ce niveau hybride (matériel/logiciel), les informations provenant du niveau 1 sont dans un premier temps traitées par des préprocesseurs spécifiques à chaque sous-détecteur pour ensuite être envoyées à un processeur global qui reconstruit des "pré-objets" et établit des corrélations entre eux. La décision doit être prise en $100\mu s$ pour un taux de sortie de 1000 Hz. Sont donc reconstruits :

- **des objets calorimétriques**, en sommant l'énergie des 1280 tours calorimétriques par amas (*cluster*). Pour les jets, des amas de 5×5 tours sont utilisés. Si leur énergie est supérieure à un seuil donné, l'amas est un candidat jet. Pour les objets électromagnétiques, la reconstruction se fait à partir de tours électromagnétiques souches (*seed*) qui sont groupées en amas de 3×3 tours. Plusieurs quantités globales sont ensuite utilisées pour décider si l'objet est un objet électromagnétique (électron ou photon) comme la fraction électromagnétique (rapport de l'énergie déposée dans la partie électromagnétique et de l'énergie totale déposée), l'isolation,...
- **des muons**, en construisant des segments de droites dans les trois couches à partir des coups dans les chambres puis en combinant ces segments pour en faire des candidats muons.
- **des traces** , de deux manières différentes : soit des traces provenant du niveau 1 du CFT combinées avec des dépôts d'énergie reconstruits dans le CPS, soit ces mêmes traces CFT avec les impacts dans le SMT.

Le niveau 3

C'est un niveau purement logiciel qui est composé de différents filtres. Il utilise une version rapide des algorithmes de reconstruction de $D\phi$. Il traite l'ensemble des informations précises provenant de tous les sous-détecteurs contrairement aux premiers niveaux

qui utilisent des données rapides. Un événement accepté par le niveau 2 sera donc reconstruit par une ferme de processeurs puis devra passer l'un des nombreux filtres L3 pour être ensuite écrit sur bande. Le taux d'écriture en sortie du niveau 3 est de 50 Hz au maximum et son temps de traitement de l'ordre de 50 ms.

4.2.9 Le calcul de la luminosité

Un des ingrédients essentiels pour toutes les analyses est la détermination de la luminosité utilisée pour normaliser les données. La luminosité instantanée fournie par le Tevatron s'exprime en fonction des paramètres des faisceaux :

$$\mathcal{L}_{Tevatron} = \frac{Nfn_p n_{\bar{p}}}{2\pi\beta^*(\epsilon_p + \epsilon_{\bar{p}})}$$

où f est la fréquence de rotation des paquets dans l'anneau, n_p et $n_{\bar{p}}$ le nombre de protons et d'antiprotons par paquet, N le nombre de paquets, β^* la fonction d'amplitude au point de collision (liée à l'optique de focalisation) et ϵ l'émission transverse des faisceaux (espace des phases du faisceau).

Typiquement, la luminosité instantanée fournie par le Tevatron est de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en début de période de prise de données, c'est-à-dire après chaque nouvelle injection de protons et d'antiprotons (*store*).

La luminosité instantanée mesurée par DØ ($\mathcal{L}_{DØ}$) n'est pas exactement égale à celle mesurée par la machine. On la détermine grâce au comptage des collisions inélastiques (dits processus "durs", dont on connaît la section efficace), mesuré avec les détecteurs de luminosité. Ce sont des scintillateurs en forme de disque situés autour du tube à vide devant les cryostats des calorimètres avant/arrière à $z=\pm 140$ cm. La luminosité fournie $\mathcal{L}_{DØ}$ est donnée par la formule suivante :

$$\mathcal{L}_{DØ} = \frac{1}{\sigma_{p\bar{p},eff}} \frac{dN}{dt}(p\bar{p})$$

où σ_{eff} est la section efficace effective reliée à la section efficace inélastique totale σ par $\frac{\sigma_{p\bar{p},eff}}{\sigma} = \epsilon\mathcal{A}$ avec \mathcal{A} et ϵ l'acceptance et l'efficacité des compteurs. Le taux d'événements $\frac{dN}{dt}$ est le produit du nombre moyen d'interactions par croisement par la fréquence de croisement des faisceaux.

L'erreur sur le calcul de cette luminosité était de l'ordre de 6% au Run I, elle est de 6.5% au Run II [9]. Elle provient en grande partie de l'incertitude théorique sur la section efficace inélastique totale ($\sim 62\%$) et de l'erreur sur l'acceptance ($\sim 30\%$).

4.3 Reconstruction des objets

Une fois qu'un événement a été accepté par le système de déclenchement, il est écrit sur bande sous forme de données brutes provenant de chaque sous-détecteur : les *raw data*. Ces informations sont traitées de manière à reconstruire des objets qui seront utilisables pour les analyses de physique (traces, jets, électrons, muons,...). Le programme de reconstruction de DØ s'appelle DØ Reco.

4.3.1 Traces et vertex

Les traces sont reconstruites à partir des impacts dans le détecteur au silicium et le détecteur de fibres scintillantes pour former des traces globales. Un ajustement de Kalman est utilisé pour construire une route en choisissant les coups à inclure dans la trace en construction [10]. Une trace compte au maximum 8 coups dans le SMT et 16 dans le CFT si elle est dans la région centrale. Evidemment, plus on a de points, plus la procédure d'ajustement sera efficace et plus les précisions sur la position et l'impulsion seront bonnes.

Les traces globales ainsi reconstruites sont utilisées pour déterminer le vertex primaire de l'interaction et les éventuels vertex secondaires provenant de la désintégration de particules à long temps de vie comme les mésons B par exemple. Pour reconstruire le vertex primaire, les traces avec un petit paramètre d'impact sont sélectionnées et un ajustement itératif permet de déterminer leur point d'origine. A chaque itération, la trace qui dégrade le plus au χ^2 est retirée de la liste et l'ajustement est refait jusqu'à ce que le χ^2 soit inférieur à 10. La procédure est renouvelée avec les traces restantes pour déterminer tous les vertex de l'événement [11].

4.3.2 Jets

Les jets sont le résultat de l'hadronisation de quarks ou de gluons provenant de l'interaction partonique. On les mesure grâce aux dépôts d'énergie laissés dans les calorimètres par des hadrons collimés autour de la direction du parton dont ils sont issus. La brique fondamentale de ce type d'algorithme est la tour calorimétrique (0.1×0.1 en $\eta \times \phi$) dont l'énergie est la somme des énergies des cellules qui la composent. Il existe deux grands types d'algorithmes de reconstruction de jet qui procèdent de façon itérative :

- l'algorithme de cône [12] : la première étape consiste en un regroupement de tours dont l'énergie devra être supérieure à un seuil donné. Ces agrégats (*seed*) servent ensuite de départ pour construire le jet. On définit un cône autour de cet agrégat de rayon $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.5$ ou 0.7 ayant pour origine le vertex primaire de l'événement. La position du jet est recalculée en tenant compte de l'énergie contenue dans le cône et on itère de manière à obtenir un jet stable. La dernière étape consiste à regrouper ou au contraire à séparer deux candidats jets qui sont séparés de moins de $2R$. Si l'énergie en commun des jets est supérieure à la moitié de l'énergie du jet le moins énergétique, alors les deux jets sont associés et une nouvelle direction est calculée. Dans le cas contraire, les jets restent séparés et l'énergie des tours communes est assignée au jet le plus proche. Enfin, ne sont conservés que les jets ayant au minimum 8 GeV d'énergie transverse.
- l'algorithme de k_T [13] : les jets se construisent à partir d'agrégats proches. Si leur distance est inférieure à un seuil R_{min} , ils forment un candidat jet. Tant que la distance entre le jet et les agrégats les plus proches reste inférieure à R_{min} , le jet se construit en incluant ces agrégats.

L'algorithme de cône a l'avantage d'être simple mais demande de nombreuses corrections provenant du fait que les vrais jets n'ont évidemment pas une forme conique parfaite. De l'énergie est facilement perdue à l'extérieur du cône et la radiation de gluons s'accomode mal de cette forme rigide. En revanche, l'algorithme de k_T a la préférence des théoriciens puisqu'il prend bien en compte les effets de QCD. Cependant, il est très

sensible au bruit et à l'événement sous-jacent (interaction entre les partons ne participant pas à l'interaction dure).

4.3.3 Electrons et photons

Les électrons et les photons sont des particules qui laissent quasiment toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Le point de départ de l'algorithme de reconstruction est un agrégat de rayon 0.4 dont la fraction électromagnétique (rapport de la quantité d'énergie déposée dans la partie électromagnétique et de l'énergie totale) est supérieure à 0.9. Le candidat électron ou photon doit aussi passer une coupure d'isolation (rapport de l'énergie dans un cône de taille $\Delta R < 0.2$ et de l'énergie dans un cône de taille $\Delta R < 0.4$). Pour chaque candidat, l'information provenant des détecteurs de pieds de gerbe est ensuite associée. Si un dépôt dans ces détecteurs se trouve dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ autour de la direction du candidat, alors la direction de l'objet est recalculée en tenant compte de cette nouvelle information. Enfin, on cherche à leur associer une trace dans la même fenêtre. Un photon sera un candidat électromagnétique qui n'aura pas de trace associée.

4.3.4 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante, notée \cancel{E}_T , n'est pas un objet proprement dit, c'est le résultat de la conservation de l'impulsion dans le plan transverse. Elle est attribuée aux particules produites lors de l'interaction qui n'interagissent pas avec la matière du détecteur comme le neutrino bien sûr, mais aussi de nouvelles particules comme des particules SUSY ou un graviton. Elle est calculée d'abord à partir de l'énergie des cellules du calorimètre, cellules de la partie hadronique grossière exceptées. Cette énergie transverse manquante brute, notée \cancel{E}_T^0 , sera donc l'opposée de la somme vectorielle des énergies des cellules :

$$\cancel{E}_T^0 = -\sqrt{\sum_{i=0}^{N_{cellules}} ((E_x^i)^2 + (E_y^i)^2)}.$$

Plusieurs corrections viennent ensuite s'ajouter à cette énergie transverse manquante brute :

- on lui retranche la fraction d'énergie des jets présente dans la partie hadronique grossière ;
- l'énergie des jets reconstruits est, elle aussi, corrigée de plusieurs effets (voir chapitre 5) ; cette correction doit se propager au calcul de l'énergie transverse manquante ;
- il en va de même si des électrons sont présents dans l'événement ;
- enfin, elle ne dépend pas seulement du calorimètre mais aussi du détecteur de muons. En effet, les muons ne laissent dans le calorimètre qu'un signal de particule au minimum d'ionisation mais leur impulsion doit aussi être prise en compte pour la conservation de l'énergie dans la collision.

Les trois premières corrections définissent \cancel{E}_T^{calo} . L'énergie transverse manquante corrigée des muons sera appelée \cancel{E}_T . Pour pouvoir faire une correspondance entre l'énergie transverse manquante et l'impulsion transverse d'un neutrino par exemple, il faut utiliser l'énergie transverse manquante corrigée de tous les effets énoncés précédemment.

4.3.5 Muons

La reconstruction des muons se fait en trois étapes. D'abord, les informations provenant des scintillateurs et des chambres à fils sont utilisées pour créer des coups (fil touché associé à un temps de dérive); les coups sont ensuite combinés pour former des segments dans la couche A d'une part et dans les couches B et C d'autre part (les segments B et C sont rassemblés parce qu'il n'y a rien entre les deux couches). Enfin, les segments de chaque côté du toroïde sont associés pour former des traces que l'on qualifiera de locales. Chaque trace locale va ensuite être associée à une trace dans les détecteurs centraux, dont la précision est bien meilleure que celle du spectromètre (cf. figure 4.13).

Les muons reconstruits sont classés en trois catégories selon la qualité de leur reconstruction : critères relâchés (muon *loose*), moyens (muon *medium*) ou stricts (muon *tight*).

- Les muons *tight* seront ceux qui auront au moins deux coups dans la couche A, trois coups dans la couche BC et au moins un coup dans un scintillateur avant et après le toroïde.
- Les muons *medium* auront les mêmes caractéristiques avec cependant un nombre de coups dans la couche BC supérieur à 2 seulement.
- Les muons *loose* seront les muons pour lesquels un et un seul des critères du muon *medium* ne sera pas rempli.

Il est important de noter que ces définitions ne sont valables que pour des muons qui ont une trace locale, c'est-à-dire trois segments reconstruits. Il est en effet possible de considérer des muons qui n'auraient par exemple qu'un segment dans la couche A (muons de faible impulsion qui ne passeraient pas le toroïde). Dans la suite, on ne s'intéressera qu'aux muons ayant trois segments reconstruits.

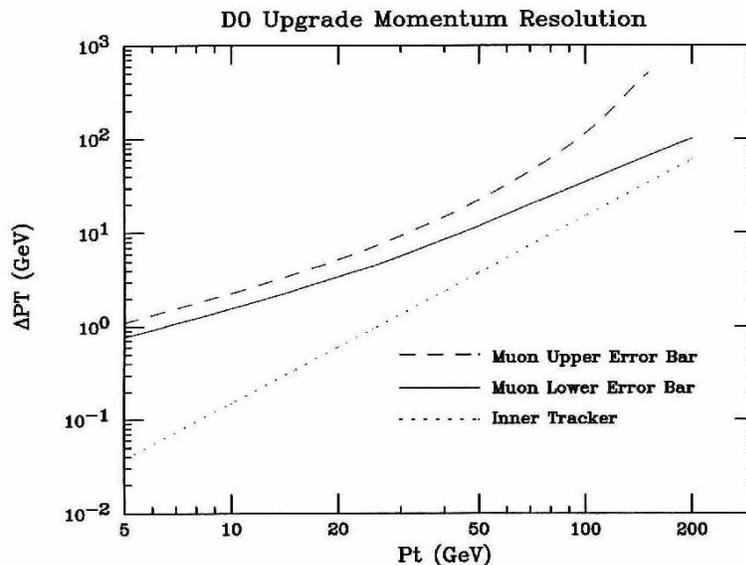


FIG. 4.13 – Précision de mesure de l'impulsion des muons en fonction de leur énergie dans le spectromètre (muons locaux) et en association avec une trace centrale (pointillé).

Bibliographie

- [1] The Run II Luminosity Upgrade at the Fermilab TeVatron
http://www-bdnew.fnal.gov/doereview04/RunII_Upgrade_Plan_v2.0.pdf
- [2] S. Abachi [The D0 Collaboration], “The D0 upgrade: The detector and its physics,” FERMILAB-PUB-96-357-E
- [3] The DØ Collaboration, DØ Silicon Tracker Technical Design Report, DØ Note 2169
<http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/silicon.html>
- [4] The DØ Collaboration, The DØ Upgrade Central Fiber Tracker, Technical Design Report
<http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/silicon.html>
- [5] The DØ Collaboration, Conceptual Design of a 2 Tesla Superconducting Solenoid for the Fermilab DØ Dectector Upgrade, FERMILAB-TM-1886 et DØ Note 2167 (1994)
- [6] M. Adams et al. for the DØ Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. **A 366** (1995) 263
M. Adams et al. for the DØ Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. **A 378** (1996) 131
- [7] B. Baldin et al., Design of the Central Muon System, DØ Note 3365 (1997)
- [8] B. Baldin et al., Muon System Electronics Upgrade, DØ Note 3299 (1997)
- [9] The Updated DØ luminosity determination, DØ Note 3299 (1997)
- [10] The DØ Kalman Track Fit, DØ Note (2003)
- [11] Primary Vertex Selection, DØ Note (2001)
- [12] Jet Algorithms in DØ RunII Software, DØ Note (2004)
- [13] S. D. Ellis and D. E. Soper, “Successive combination jet algorithm for hadron collisions,” Phys. Rev. D **48**, 3160 (1993)

Chapitre 5

OUTILS D'ANALYSE

Cette thèse porte sur la recherche du signal de production électrofaible du quark top, constitué d'un muon de grande énergie provenant de la désintégration du W, lui même produit du top. Le neutrino échappant à la détection, de l'énergie transverse manquante est attendue ; enfin, au moins deux jets doivent être présents dont au moins un jet de b . Les fonds principaux de ce signal sont la production multijets de QCD, la production de W en association avec des jets et la production de paires de tops.

Ce chapitre présente les différents outils qui ont été utilisés dans l'analyse décrite dans le chapitre suivant. En particulier, je détaillerai les corrections qu'il nous a fallu développer concernant la mesure de l'impulsion des muons. Puis je décrirai deux des algorithmes d'étiquetage des jets de b de DØ utilisés pour l'analyse. Les problèmes liés à la simulation du fond $W+n$ jets seront ensuite abordés. Enfin, l'étude de la résolution en énergie des jets sera développée.

5.1 Correction de l'impulsion des muons

Comme on l'a décrit dans le chapitre 4, les muons, une fois reconstruits dans le spectromètre, sont associés à une trace centrale pour avoir une meilleure mesure de leur impulsion. Deux corrections cependant doivent être appliquées après que cette association a été faite.

5.1.1 Correction appliquée aux événements simulés et aux données

Cette première correction s'applique aussi bien dans les données que sur les événements simulés. Elle ne concerne que les muons dont la trace associée n'a pas de coup dans le SMT et dont la résolution est par conséquent moins bonne. Cette mauvaise mesure se traduit par des valeurs aberrantes de l'impulsion P_T des muons dans les queues de distribution.

Au lieu de ne conserver pour l'analyse que des traces qui ont au moins un coup dans le SMT (la perte d'efficacité est d'environ 10%), il est possible d'améliorer la mesure de l'impulsion de ces traces en ajoutant un nouveau point de mesure : le vertex primaire de l'événement. On va donc déterminer une nouvelle valeur de la courbure $\frac{q}{P_T}$ en minimisant le χ^2 de l'ajustement avec cette nouvelle mesure (c'est-à-dire de manière à avoir une distance de plus proche approche ou *dca* pour *distance of closest approach* nulle).

Si l'on suppose que les paramètres de l'ajustement les plus affectés par cette nouvelle mesure ne sont que le dca et la courbure $\frac{q}{P_T}$, on peut écrire, pour de faibles variations de ces paramètres dans leur erreur autour du minimum $(dca_0, \frac{q}{P_{T0}})$:

$$\chi^2 = (dca - dca_0, \frac{q}{P_T} - \frac{q}{P_{T0}}) V_{dca, \frac{q}{P_T}}^{-1} \begin{pmatrix} dca - dca_0 \\ \frac{q}{P_T} - \frac{q}{P_{T0}} \end{pmatrix}$$

où $V_{dca, \frac{q}{P_T}}^{-1}$ est l'inverse de la matrice d'erreur à deux dimensions :

$$V_{dca, \frac{q}{P_T}} = \begin{pmatrix} \sigma_{dca, dca} & \sigma_{dca, \frac{q}{P_T}} \\ \sigma_{\frac{q}{P_T}, dca} & \sigma_{\frac{q}{P_T}, \frac{q}{P_T}} \end{pmatrix},$$

qui s'écrit :

$$V_{dca, \frac{q}{P_T}}^{-1} = \frac{1}{\det(V_{dca, \frac{q}{P_T}})} \begin{pmatrix} \sigma_{\frac{q}{P_T}, \frac{q}{P_T}} & -\sigma_{dca, \frac{q}{P_T}} \\ -\sigma_{dca, \frac{q}{P_T}} & \sigma_{dca, dca} \end{pmatrix}$$

Pour obtenir la nouvelle courbure et donc la nouvelle impulsion, on dérive par rapport à $\frac{q}{P_T}$ cette expression. Le nouveau χ^2 minimum s'obtient en annulant la dérivée :

$$\frac{d\chi^2}{d\frac{q}{P_T}} = 0 \Rightarrow \frac{q}{P_T} = \frac{q}{P_{T0}} + \frac{\sigma_{dca, \frac{q}{P_T}}}{\sigma_{dca, dca}} (dca - dca_0)$$

L'idée de départ était de prendre le vertex primaire comme nouveau point mesure, ce qui équivaut à avoir un dca nul. La correction sera donc finalement :

$$\left(\frac{q}{P_T} \right)_{\text{corrigée}} = \frac{q}{P_{T0}} - \left(\frac{\sigma_{dca, \frac{q}{P_T}}}{\sigma_{dca, dca}} \cdot dca_0 \right).$$

On peut voir l'effet de cette correction en étudiant l'asymétrie en impulsion transverse des muons dans des événements dimuoniques. On sélectionne donc des événements contenant deux muons satisfaisant à des critères de qualité (voir chapitre suivant) et qui sont dos-à-dos dans le plan perpendiculaire au faisceau : $\Delta\phi > 2.9$ rad. On demande de plus qu'il n'y ait pas de jet reconstruit d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV ni d'énergie transverse manquante mesurée dans le calorimètre.

La figure 5.1 montre l'asymétrie de l'impulsion transverse des muons

$$\mathcal{A} = \frac{|P_T^{\mu1} - P_T^{\mu2}|}{P_T^{\mu1} + P_T^{\mu2}}$$

pour des événements dans lesquels les deux traces associées muons ont ou n'ont pas au moins un coup de le SMT.

Cette asymétrie doit être gaussienne si on fait l'hypothèse que, dans ces événements dimuoniques, l'impulsion des muons dans le plan transverse se compense, par conservation de l'impulsion. La largeur de cette gaussienne est directement reliée à la résolution de l'impulsion des muons. Comme on s'y attend, l'asymétrie est très grande pour les traces non corrigées. Après correction, cette asymétrie devient comparable aux traces ayant des coups dans le SMT, ce qui valide la correction.

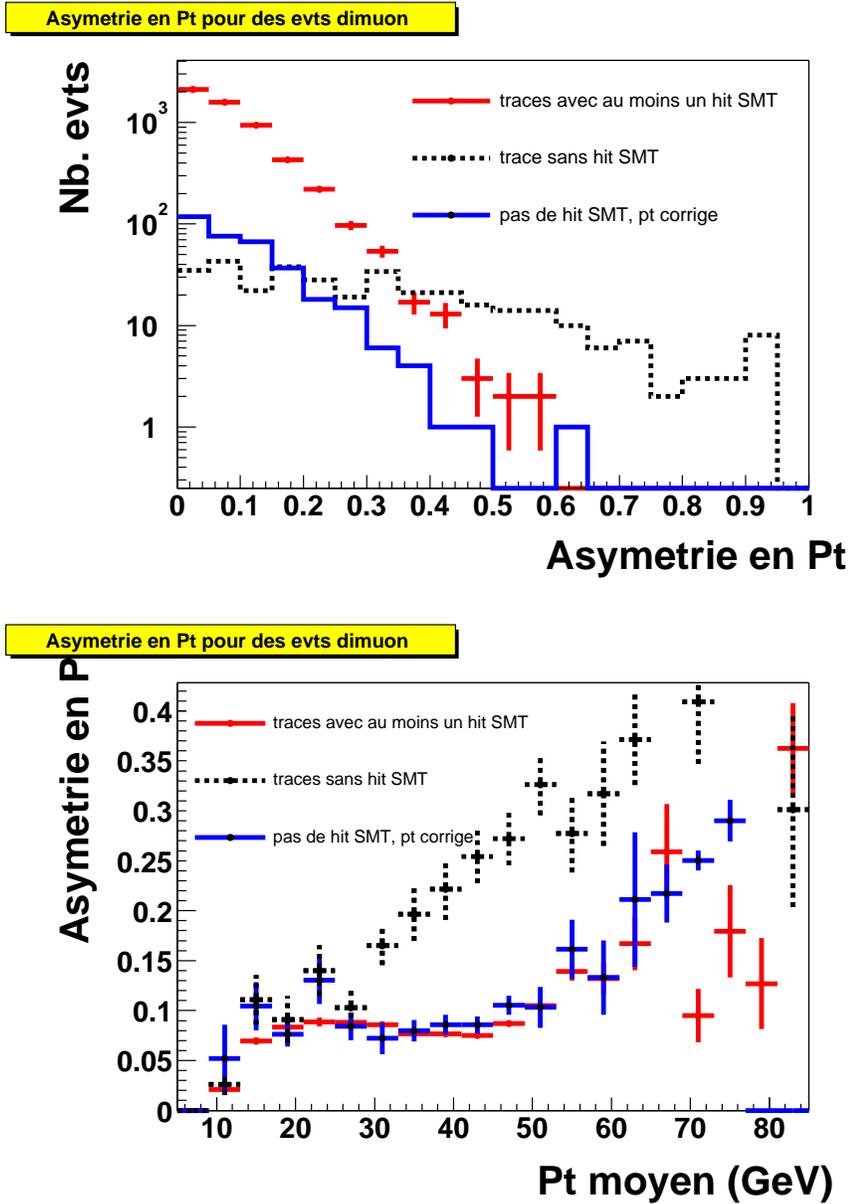


FIG. 5.1 – Effets de la correction de l'impulsion des muons associés à des traces n'ayant pas de coup dans le SMT. En haut, asymétrie de l'impulsion et en bas, asymétrie en fonction du P_T du muon dans des événements dimuoniques.

5.1.2 Correction appliquée aux seuls événements simulés

Quand on compare les distributions de la masse invariante d'événements dimuoniques au pic du Z dans les données et le Monte Carlo (MC), on constate que d'une part, la valeur du pic est légèrement déplacée dans le MC par rapport à la valeur dans les données et que d'autre part, la largeur de ce pic est plus petite dans le MC. Pour corriger le MC, c'est-à-dire dégrader cette trop bonne résolution et modifier l'échelle d'énergie des muons, on

Région	C	f
centrale	0.991	0.0023 GeV ⁻¹
avant/arrière	0.999	0.0047 GeV ⁻¹

TAB. 5.1 – Paramètres du smearing de l’impulsion des muons dans le MC.

applique une correction appelée *smearing*. Chaque muon est corrigé suivant la formule :

$$\frac{1}{P'_T} = \frac{1}{C \cdot P_T} + f \cdot G(0, 1)$$

où C et f sont les paramètres du *smearing* et G une gaussienne centrée sur 0 et de largeur égale à l’unité. Ces paramètres ont été obtenus à l’aide d’un test de Kolmogorov-Smirnov appliqué à un échantillon de Z dans les données et dans la simulation, et ce pour deux régions du détecteur : une partie centrale définie ici comme la région de couverture du CFT (ie. $|\eta| < 1.62$) et une partie avant/arrière dans laquelle on s’attend à ce que la résolution soit moins bonne (voir tableau 5.1). On peut voir sur la figure 5.2 que l’accord entre les données et les événements simulés après le *smearing* est bon.

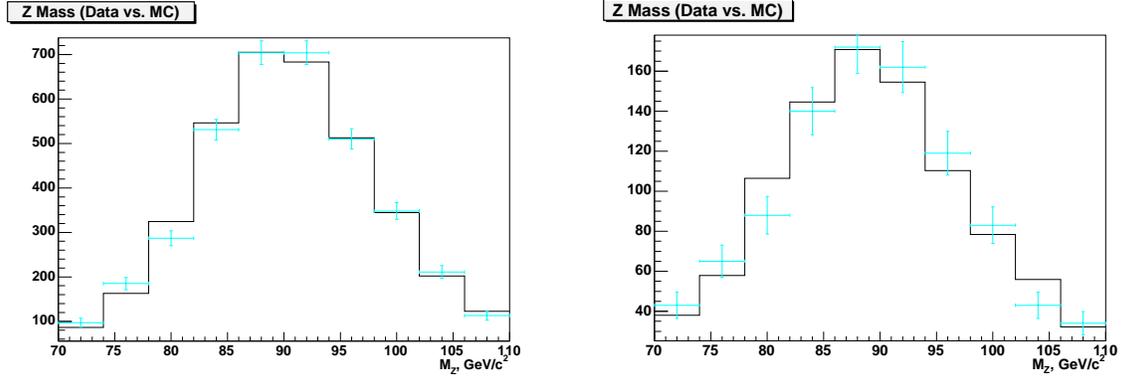


FIG. 5.2 – Comparaison entre les données (points) et les événements simulés après smearing (traits plein) pour des muons dans la partie centrale à gauche et pour des muons à l’avant à droite.

5.2 Étiquetage des quarks b

Identifier des jets provenant de quarks b est une nécessité pour de nombreuses analyses, celles liées au top mais aussi les analyses de recherches du higgs ou de nouvelles particules. Les quarks b sont les seuls quarks dont les jets peuvent être identifiés comme provenant d’eux avec une bonne efficacité. Il est beaucoup plus difficile d’étiqueter un jet de c et impossible actuellement de séparer des jets de saveurs légères (qui seront donc les jets de u , d , s et de gluons).

Il existe deux grandes classes d’algorithmes permettant l’étiquetage des b basés sur les désintégrations du b et des mésons issus de son hadronisation. On associe à chacun d’eux une efficacité et un taux de mauvaise identification.

Nous détaillons dans la suite les deux algorithmes qui ont été utilisés dans cette thèse.

Monte Carlo	Efficacité
<i>signal</i>	
voie <i>s</i>	(17.7 ± 0.5)%
voie <i>t</i>	(11.5 ± 0.4)%
<i>fonds $t\bar{t}$</i>	
$t\bar{t} \rightarrow l + jets$	(15.6 ± 0.6)%
$t\bar{t} \rightarrow ll$	(19.0 ± 0.6)%

TAB. 5.2 – Pourcentage d’événements ayant au moins un jet identifié comme un jet de *b* dans un échantillon d’événements MC après des coupures de présélection.

5.2.1 Soft Lepton Tag

Ce premier algorithme, le plus simple, utilise le fait que le rapport d’embranchement d’un quark *b* dans un état final contenant un lepton est de 18.6% par lepton [1]. Dans l’analyse qui va suivre, seule la désintégration en muon est utilisée¹.

Un jet est considéré comme un jet de *b* si on trouve un muon ayant les caractéristiques suivantes :

- il doit satisfaire les critères de rejet des muons cosmiques (coupure sur la différence de temps entre la collision et les coups dans les scintillateurs) ;
- il doit satisfaire les critères de qualité *medium* avec 3 segments reconstruits dans le spectromètre ;
- son impulsion transverse doit être supérieure à 4 GeV ;
- il doit être “dans” un jet : $\Delta R(muon, jet) = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.5$.

Dans le tableau 5.2, on donne la probabilité moyenne de trouver un jet de *b* avec cet algorithme pour différents échantillons MC. Pour le signal, cette probabilité est plus grande pour la voie *s* que pour la voie *t* car pour cette dernière, le second quark *b* est souvent perdu car trop peu énergétique et très à l’avant. Pour ce qui sera notre fond $t\bar{t}$, la différence entre les événements dileptoniques et lepton-jets, qui ont le même contenu en quark *b*, vient du fait que dans les événements dileptoniques, le second lepton provenant du W peut être un muon qui se retrouve dans un jet.

5.2.2 Critère de pré-étiquetage

Pour les algorithmes utilisant les traces, on définit un premier critère qui correspond à la possibilité pour un jet d’être étiqueté. L’efficacité d’identification d’un jet de saveur lourde est donc factorisée en deux termes, l’un dépendant du contenu du jet en saveur lourde (c’est l’algorithme d’étiquetage en lui-même) et l’autre dépendant de la qualité de la reconstruction du jet. Ainsi, seuls les jets satisfaisant des critères de qualité auront la possibilité d’être identifiés comme des jets de *b*. Ces critères, communs à tous les algorithmes basés sur les traces, utilisent des “jets de traces”. Si un jet se trouve associé à un jet de traces (ie $\Delta R < 0.5$) alors ce jet peut être étiqueté.

1. Le *Soft Muon Tag* est en effet plus facile à mettre en oeuvre car l’identification du muon se fait dans un détecteur complètement indépendant du calorimètre qui mesure les jets. La difficulté du *Soft Electron Tag* tient au fait que, dans ce cas, il faut isoler dans le même détecteur un dépôt d’énergie dans la partie électromagnétique du reste du jet. Cet algorithme est en cours de développement dans DØ.

Les critères de construction d'un jet de traces sont les suivants :

- au moins 2 traces doivent être présentes dans un cône de rayon $\Delta R = 0.5$ autour de la direction du jet ;
- au moins une trace a un P_T supérieur à 1 GeV et les autres ont un P_T supérieur à 0.5 GeV ;
- les traces doivent avoir au moins un coup dans le SMT ;
- la distance de plus proche approche est inférieure à $200 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et inférieure à $400 \mu\text{m}$ en z .

Notons ici que ces conditions ne s'appliquent qu'aux traces du jet de traces et non à l'ensemble des traces associées au jet que l'on veut identifier. L'efficacité de ce critère de pré-étiquetage est mesurée dans les données et appliquée comme un poids dans les événements simulés en fonction de l'impulsion P_T et de la position η des jets. La figure 5.3 montre pour les données l'efficacité de pré-étiquetage en fonction de l'impulsion et de la pseudo-rapidité des jets. La forme de la distribution en fonction de η reflète l'efficacité des détecteurs de traces. Dans la partie centrale, les particules arrivent perpendiculairement aux micropistes de silicium (ou aux fibres scintillantes) produisant de fait moins de paires électrons/trous (ou de photo-électrons) et par conséquent rendant moins efficace la reconstruction des coups dans ces détecteurs. La chute d'efficacité après $|\eta| \gtrsim 1.6$ est due au fait que les traces commencent à sortir de l'acceptance du CFT.

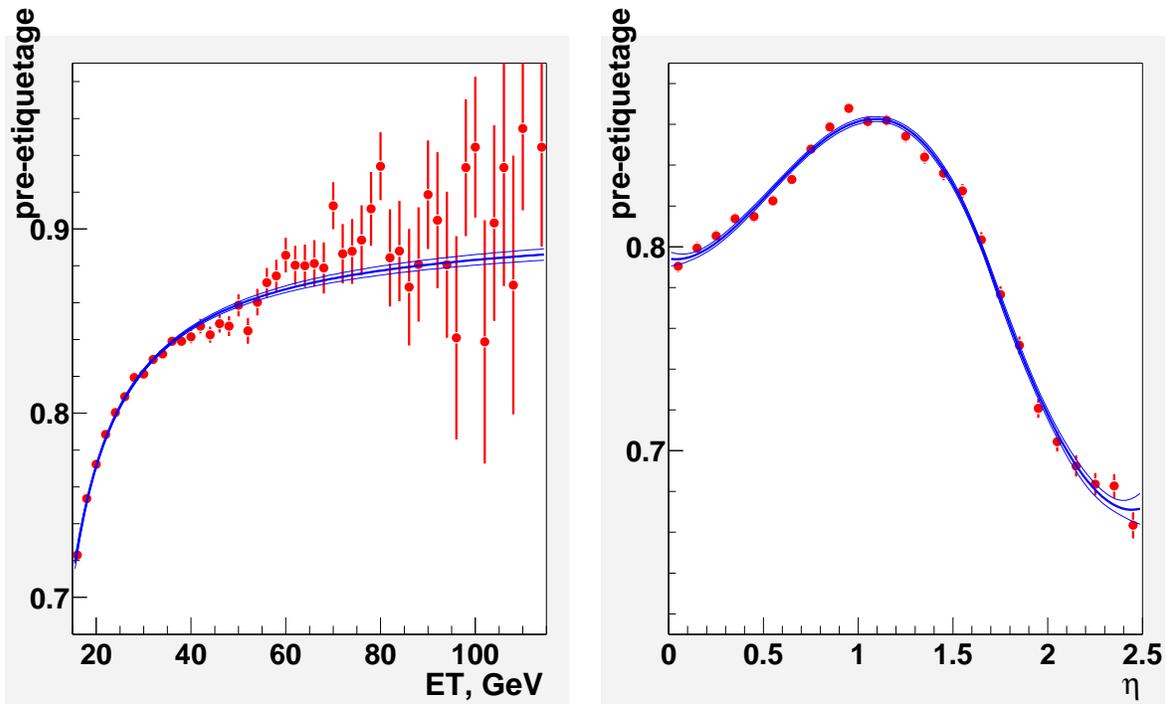


FIG. 5.3 – Efficacité dans les données du critère de pré-étiquetage en fonction de l'impulsion (à gauche) et de la pseudo-rapidité (à droite) des jets.

5.2.3 Algorithme JLIP

La méthode

JLIP (*Jet Lifetime Probability*) fait partie de la deuxième classe d’algorithme, qui est basée sur une propriété des mésons beaux : leur long temps de vie qui les fait voler dans le détecteur sur quelques millimètres avant de se désintégrer à leur tour. Là encore, plusieurs choix s’offrent à nous pour étiqueter les jets de b : soit reconstruire le vertex de désintégration de ce méson, qui est qualifié de secondaire, dans un jet ; soit utiliser le fait que les traces issues de ce vertex ne semblent pas provenir du vertex principal de l’événement et auront par conséquent une grande distance de plus proche approche (ou paramètre d’impact IP) qui est la distance minimale entre le vertex primaire reconstruit et la trajectoire de la trace.

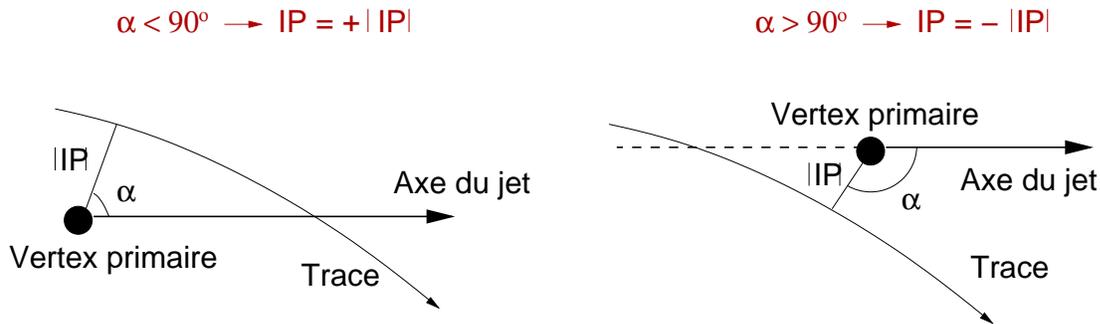


FIG. 5.4 – Schéma expliquant la définition du paramètre d’impact signé IP . Il est positif si l’angle α entre l’axe du jet et la droite reliant le vertex primaire au point de plus proche approche de la trace, est inférieur à 90° et négatif dans le cas inverse.

Ces deux types d’algorithmes existent dans $D\bar{O}$ mais seul JLIP, qui utilise les dca , sera considéré dans la suite. Cet algorithme a été précédemment développé par les expériences du LEP, ALEPH et DELPHI [2] et a été adapté au détecteur $D\bar{O}$ [3]. Plutôt que les IP, il utilise leur “signification” qui est le rapport de l’IP par son erreur. Enfin, à cette signification est associé un signe donné par le produit scalaire entre l’IP et l’axe du jet auquel la trace est associée (voir figure 5.4). La distribution de la signification pour les jets légers dont les traces proviennent du vertex primaire aura donc tendance à être symétrique par rapport à 0 alors que pour les jets de b , on s’attend à un excès de traces à grande signification positive comme on le voit sur la figure 5.5.

A partir des significations des traces dans un jet, on calcule une probabilité pour que la trace provienne du vertex primaire. Ces probabilités sont ensuite combinées pour obtenir une probabilité pour le jet considéré. Cette dernière est construite de telle manière qu’un jet léger aura une probabilité plate entre 0 et 1 alors que les jets de b verront leur probabilité piquer à 0. Enfin, un algorithme bouclant sur les traces et calculant des masses invariantes (algorithme de rejet des V^0) permet de retirer du calcul de la probabilité, les traces provenant de particules à long temps de vie comme les K^0 ou les Λ susceptibles de fausser la mesure.

Des distributions de cette probabilité (*jet lifetime probability*) sont reportées sur la figure 5.6. Deux distributions sont présentes pour chaque histogramme, la probabilité cal-

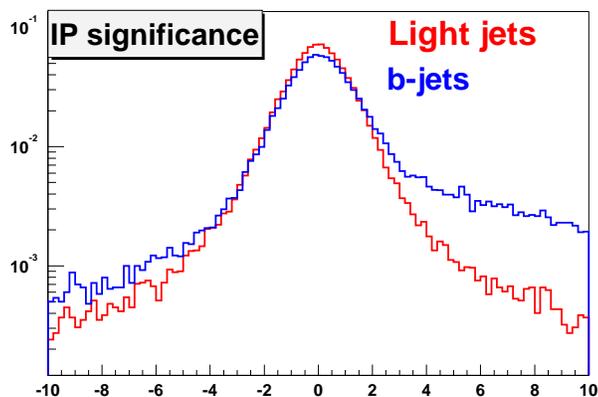


FIG. 5.5 – Distribution dans le MC de la signification du paramètre d’impact pour des jets légers et pour des jets de b .

culée avec les traces ayant un IP positif et celles ayant un IP négatif. Dans le Monte Carlo, on remarque que la distribution pour les jets légers est bien plate, elle commence à être piquée pour les jets de c et devient très proche de zéro pour les jets de b . Pour les données, l’échantillon choisi est composé d’événements ayant déclenché une condition du système de déclenchement demandant des jets. La distribution pour la probabilité calculée avec des traces d’IP négatif est pratiquement plate alors qu’on observe un pic pour celle calculée avec les traces d’IP positif ce qui signifie que les données possèdent une certaine fraction de saveurs lourdes. Pour réduire la contribution du fond, seules les traces d’IP positif seront conservées pour le calcul de la probabilité.

Les résultats

Une fois ces distributions calculées, il faut décider d’un point de fonctionnement de l’algorithme c’est-à-dire d’une coupure sur la probabilité en deçà de laquelle le jet est considéré comme un jet de b . L’efficacité d’étiquetage est le rapport entre le nombre de jets étiquetés sur le nombre de jets total d’une saveur donnée. Les performances de l’algorithme sont déterminées en faisant varier la coupure sur la probabilité et sont représentées dans le plan efficacité d’étiqueter un b / efficacité d’étiqueter un jet léger (voir courbes de la figure 5.7). L’efficacité d’étiqueter un jet léger comme un jet de b est aussi appelé taux de mauvaise identification.

Trois points de fonctionnement ont été retenus en autorisant un taux de mauvaise identification donné :

- un point appelé *loose* correspondant à un taux de mauvaise identification de 1%. L’efficacité de l’algorithme pour ce point est d’environ 50%.
- un point *medium* avec 0.5% de mauvaise identification et environ 40% d’efficacité.
- un point *tight* avec 0.3% de mauvaise identification et environ 35% d’efficacité.

C’est ce dernier point de fonctionnement qui est utilisé dans l’analyse. L’efficacité pour ce point dans les données en fonction de l’énergie et de l’angle du jet est illustrée dans la figure 5.8. Pour déterminer ces efficacités, il faut sélectionner des événements

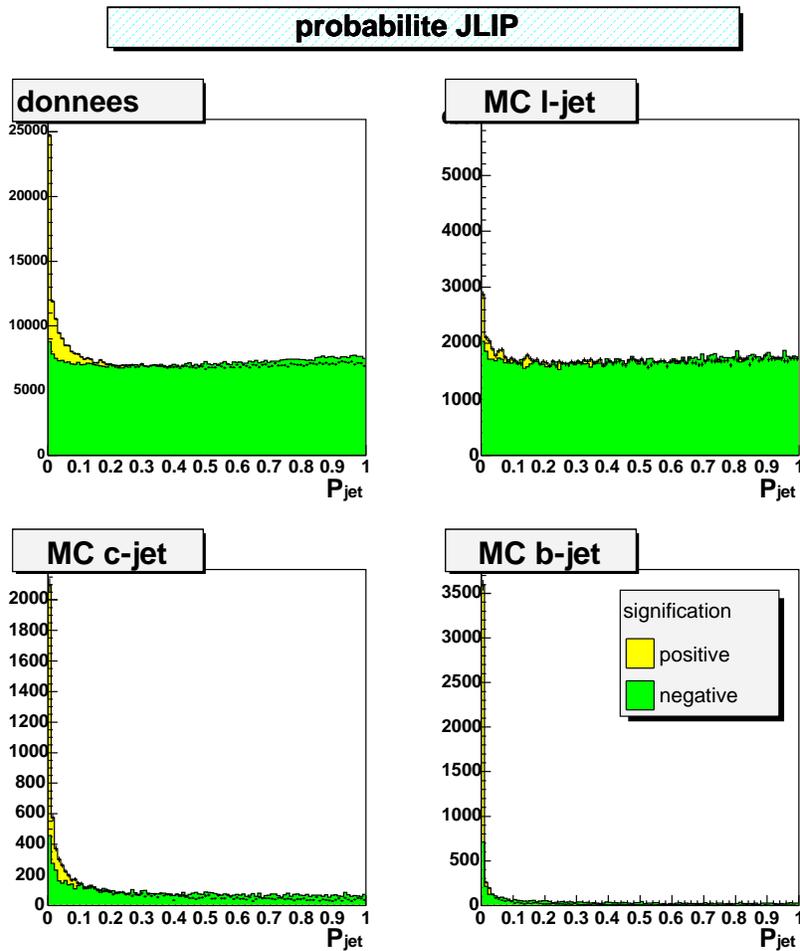


FIG. 5.6 – Distributions de la probabilité JLIP pour : des données sélectionnées par la présence de jets (en haut à gauche), des jets légers dans le MC (en haut à droite), des jets de c dans le MC (en bas à gauche) et des jets de b dans le MC (en bas à droite).

dont on sait qu'ils contiennent des jets de b . C'est par la recherche d'événements dans lesquels un muon se trouve à l'intérieur d'un jet qu'un échantillon enrichi en b est formé. La mesure de l'efficacité se fait, par exemple, en exploitant les distributions de l'impulsion du muon perpendiculairement à l'axe du jet P_T^{rel} . En effet, pour des jets de b , ce P_T^{rel} est plus grand que pour des jets légers ou des jets de c . On construit donc des gabarits de cette variable pour les jets de c et de b grâce à la simulation et pour les jets légers dans les données. Un ajustement sur ces distributions-types du P_T^{rel} dans notre échantillon avant et après l'application de l'algorithme permet d'en extraire les proportions en saveurs lourdes. Le rapport de ces proportions est l'efficacité recherchée.

Les Tag Rate Functions

La grande sensibilité de cet algorithme au nombre de traces présentes et à la qualité de leur mesure fait qu'il est extrêmement difficile de reproduire ses performances dans les événements simulés qui surestiment la qualité de reconstruction des traces ainsi que

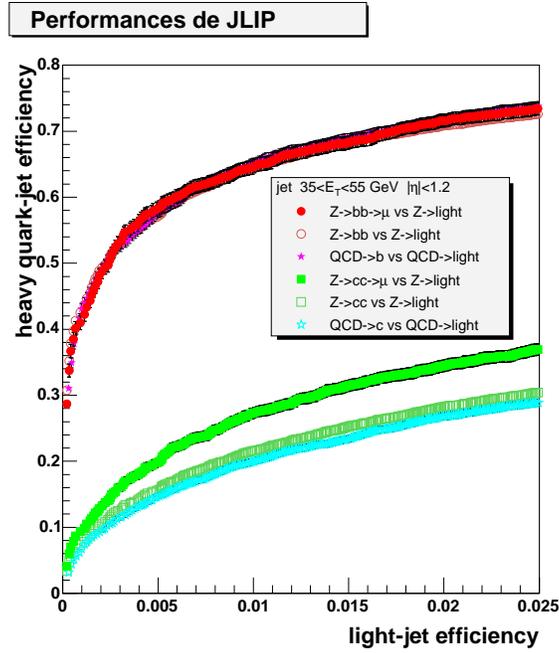


FIG. 5.7 – Performances de l’algorithme JLIP dans le MC : efficacité d’identification d’un jet de b en fonction du taux de mauvaise identification.

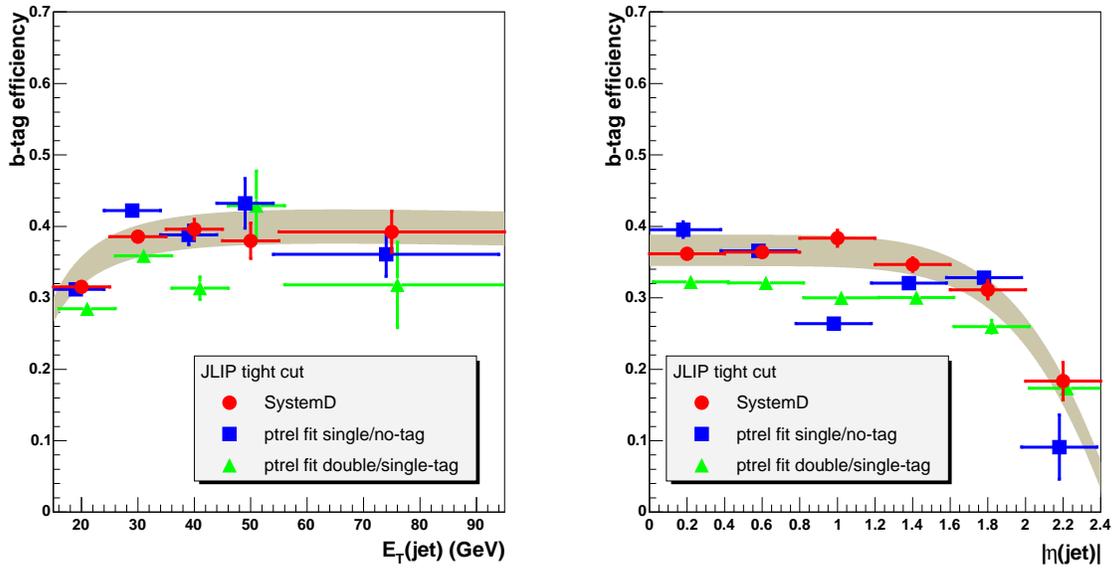


FIG. 5.8 – Efficacité de JLIP dans les données en fonction de P_T à gauche et de η à droite pour différentes méthodes.

leur multiplicité. Pour pallier l’impossibilité actuelle d’utiliser les probabilités JLIP dans

la simulation, on va définir ce que l'on appelle des *Tag Rate Functions* ou TRF qui sont des paramétrisations des efficacités des algorithmes d'étiquetage en fonction des variables cinématiques P_T et η des jets, dans lesquelles la différence entre les données et le Monte Carlo est corrigée. Ces paramétrisations sont dépendantes de la saveur du jet (voir la figure 5.9).

- Pour les jets de b , on mesure l'efficacité d'étiquetage dans la simulation sur des événements contenant une désintégration semileptonique. Le rapport des deux efficacités $S_b(P_T, \eta) = \epsilon_{b \rightarrow \mu}^{données}(P_T, \eta) / \epsilon_{b \rightarrow \mu}^{MC}(P_T, \eta)$ est un facteur correctif que l'on multiplie à l'efficacité inclusive du Monte Carlo $\epsilon_b^{MC}(P_T, \eta)$ pour obtenir la TRF pour les jets de b :

$$T_b(P_T, \eta) = S_b(P_T, \eta) \cdot \epsilon_b^{MC}(P_T, \eta)$$

- Pour les jets de c , il est très difficile de mesurer l'efficacité de l'algorithme dans les données $\epsilon_{c \rightarrow \mu}^{données}(P_T, \eta)$. On fait alors l'hypothèse que $S_c = S_b$ d'où la TRF pour les jets de c :

$$T_c(P_T, \eta) = S_c(P_T, \eta) \cdot \epsilon_c^{MC}(P_T, \eta)$$

- Pour les jets légers qui peuvent être pris pour des jets de b à cause d'effets de résolution ou de mauvaise reconstruction de traces, on utilise l'étiquetage "négatif", c'est-à-dire en ne prenant en compte que les traces ayant des paramètres d'impacts négatifs contrairement à l'algorithme réel. Ces jets sont donc en grande partie des jets légers mais il faut cependant appliquer deux facteurs correctifs. Le premier S_{hf} prend en compte la contamination résiduelle en saveurs lourdes. Il est déterminé grâce à des événements de QCD simulés : c'est le rapport du nombre de jets légers étiquetés négativement sur le nombre total de jets étiquetés négativement. Le second facteur correctif, S_{ll} , corrige de la présence de particules à long temps de vie qui ne seraient pas rejetées par l'algorithme de rejet des V^0 . S_{ll} est cette fois le rapport, pour ces mêmes événements simulés, du nombre de jets légers étiquetés positivement sur le nombre de jets légers étiquetés négativement. Le produit de ces deux facteurs vaut 0.91 ± 0.02 [3]. Finalement :

$$T_{léger} = \epsilon_-^{données} \cdot S_{hf} \cdot S_{ll}$$

Ces différentes TRF seront donc utilisées pour assigner un poids à chaque jet dans les événements simulés dépendant de leur impulsion, leur pseudo-rapacité et leur saveur. Ainsi, la probabilité pour qu'un événement simulé contienne au moins un jet identifié comme un jet de b , $P_{>=1b}^{evt}$, s'exprimera de la manière suivante à partir des probabilités pour chaque jet, P_i^{jet} :

$$P_{>=1b}^{evt} = 1 - \prod_{i=0}^{nbdejets} (1 - P_i^{jet}(P_T, \eta)).$$

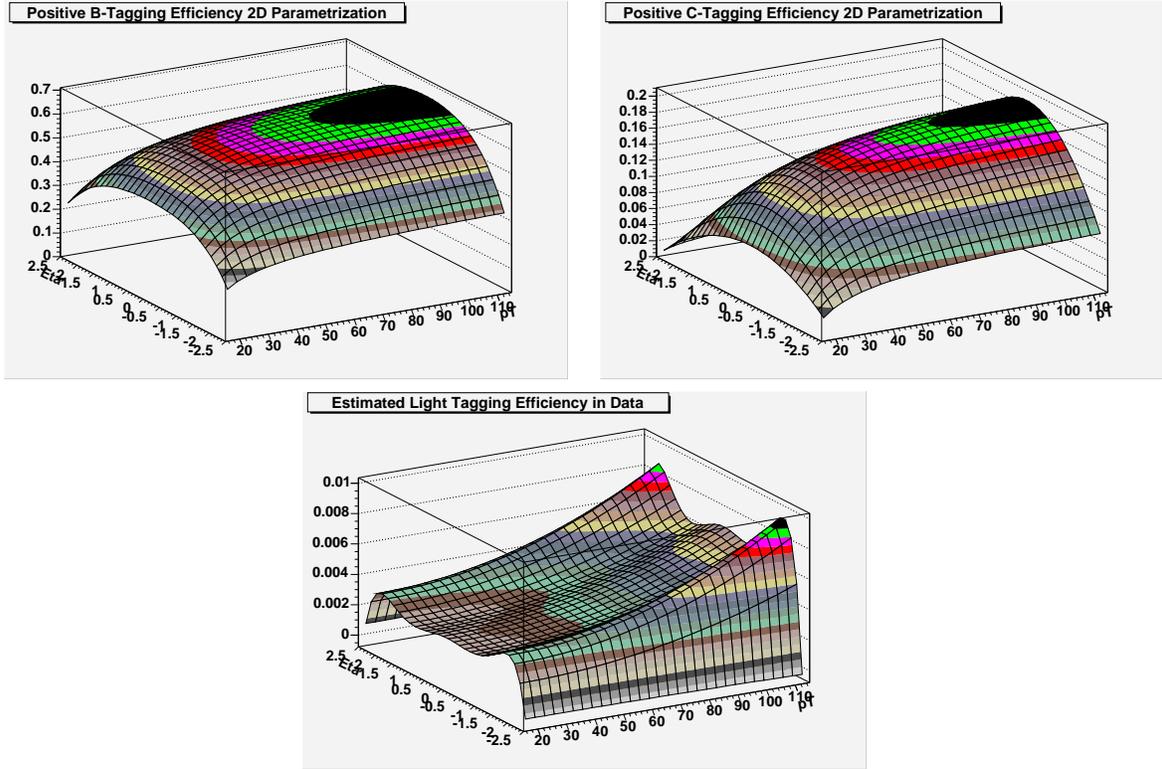


FIG. 5.9 – Tag Rate Functions pour les jets de b en haut à gauche, les jets de c en haut à droite et les jets légers en bas .

5.3 Résolution en énergie des jets

Notre état final comporte au moins deux jets. Il convient donc de s'assurer que la résolution en énergie des jets dans les événements simulés reproduit bien la résolution observée dans les données.

5.3.1 Mesure de l'énergie des jets

Les quarks produits lors de l'interaction partonique dans une collision $p\bar{p}$ se matérialisent sous forme de jets dans le calorimètre comme cela a été expliqué au chapitre 4. Ces jets sont constitués de hadrons qui vont déposer leur énergie par interaction forte et rayonnement bremsstrahlung avec l'absorbeur du calorimètre créant une gerbe de particules. Les algorithmes de jets sont censés, une fois le détecteur étalonné, reconstruire des jets ayant une énergie égale à celle du parton qui leur a donné naissance. Pour remonter de l'énergie des jets au niveau du détecteur à l'énergie des jets au niveau des particules (pour le niveau partonique intervient en plus le modèle de fragmentation), on applique un facteur correctif à l'énergie brute E_d dépendant de l'énergie mesurée par le détecteur mais aussi de la position du jet dans le calorimètre, de la luminosité instantanée et du rayon du cône de l'algorithme considéré :

$$E_{vraie}(E_d, \eta, R, \mathcal{L}) = \frac{E_d - \mathcal{O}(R, \eta, \mathcal{L})}{R_{jet}(E_d, \eta, R)S(R, \eta, E_d)}.$$

- $\mathcal{O}(R, \eta, \mathcal{L})$ est le terme de décalage qui corrige l'énergie mesurée par le détecteur de contributions autres que celle de l'interaction dure comme par exemple le bruit d'empiement ou le bruit de l'uranium. Cette correction est déterminée grâce à des événements de biais minimum.

- $R_{jet}(E_d, \eta, R)$ corrige l'énergie de la réponse du calorimètre aux particules qui composent le jet prenant en compte la présence de matériaux morts. On utilise pour la déterminer des événements photons+jet pour lesquels on fait l'hypothèse de l'égalité des impulsions dans le plan transverse. Cela suppose aussi que l'étalonnage des objets électromagnétiques aura été fait indépendamment au préalable, en se plaçant sur des résonances comme le Z ou le J/ψ .

- $S(R, \eta, E_d)$. Comme on l'a vu au chapitre 4, les algorithmes de cônes souffrent du fait que les vrais jets ne se développent pas en s'inscrivant dans un cône parfait : de l'énergie peut être perdue à l'extérieur du cône. Plus le rayon du cône est petit, plus la correction sera grande.

5.3.2 La méthode

Pour mesurer la résolution de l'impulsion transverse des jets, on va utiliser des événements contenant deux jets. En effet, au premier ordre, l'impulsion transverse des jets dans un état final contenant exactement deux jets doit être la même par conservation de l'impulsion. Pour avoir accès à la résolution, on va utiliser la distribution de l'asymétrie relative de l'impulsion \mathcal{A} :

$$\mathcal{A} = \frac{|P_T^1 - P_T^2|}{P_T^1 + P_T^2}.$$

Un calcul simple montre que la largeur de la distribution de l'asymétrie est liée à la résolution cherchée par la formule :

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

On construit donc les distributions de cette asymétrie dans différentes régions du détecteur et, puisqu'elle dépend de l'impulsion transverse, en différents intervalles de P_T^{evt} défini comme la moyenne de l'impulsion des deux jets. On va ensuite ajuster sur les données une fonction dépendant de trois paramètres :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \sqrt{\frac{N^2}{P_T^2} + \frac{S^2}{P_T} + C^2}.$$

Dans cette formule usuelle, N est un terme lié au bruit, S un terme d'échantillonnage et C un terme constant prenant en compte les non-linéarités de la réponse du détecteur.

5.3.3 Sélection des événements

Les événements sont sélectionnés à partir de plusieurs conditions de déclenchement demandant au moins un jet d'une impulsion donnée : JT_25TT_NG, JT_45TT, JT_65TT, JT_95TT et JT_125TT (chaque nombre correspond au seuil en impulsion en GeV sur les jets au niveau 3 du système de déclenchement). Après application de coupures de qualité

de la prise de données, on ne retient que les événements satisfaisant les caractéristiques suivantes :

- la position suivant l’axe du faisceau du vertex primaire z_{vtx} doit satisfaire $|z_{vtx}| < 50$ cm et le nombre de traces associées au vertex doit être au moins de 5 ;
- deux jets ayant satisfait les critères d’identification et seulement deux sont présents ;
- ils sont tous les deux dans la même région du calorimètre ;
- l’angle $\Delta\phi$ entre les deux jets doit être supérieur à 175° ;
- l’énergie transverse manquante doit être inférieure à 70% de l’énergie non corrigée du jet le plus énergétique.

La coupure sur l’énergie transverse évite les événements pour lesquels les jets sont mal mesurés et les coupures sur le vertex permettent d’avoir des événements plus propres.

5.3.4 La résolution brute

On commence par déterminer la résolution brute² pour chacune des conditions de déclenchement séparément. On construit donc les distributions de l’asymétrie en intervalles de P_T^{evt} et de η . On obtient le résultat de la figure 5.10 où les résolutions pour chaque condition sont représentées.

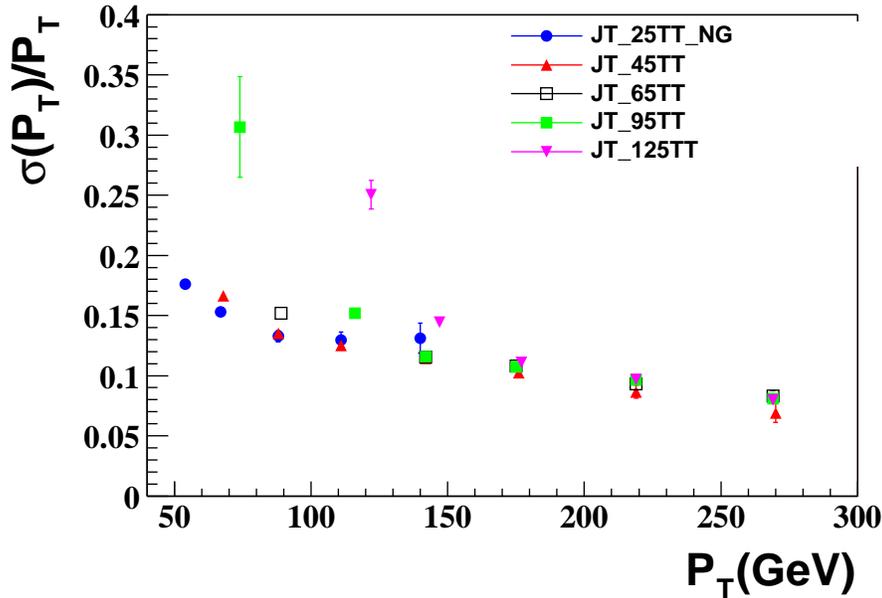


FIG. 5.10 – Résolution en énergie pour les différentes conditions de déclenchement pour la partie centrale du calorimètre ($|\eta| < 0.4$).

Le choix de la condition de déclenchement ne doit pas modifier le résultat attendu pour les résolutions mais on s’aperçoit que ce n’est pas le cas. Cela est dû à la courbe d’efficacité de

2. Des corrections devront être appliquées par la suite

la condition en question qui distord la distribution de l'énergie du jet qui est responsable du déclenchement tant que cette énergie n'a pas atteint la plateau de la courbe d'efficacité. Cet effet est représenté sur la figure 5.11 pour la condition JET_45TT . Dans le premier intervalle en P_T^{evt} , l'asymétrie n'est pas une gaussienne centrée sur zéro et le devient progressivement dans les intervalles suivants.

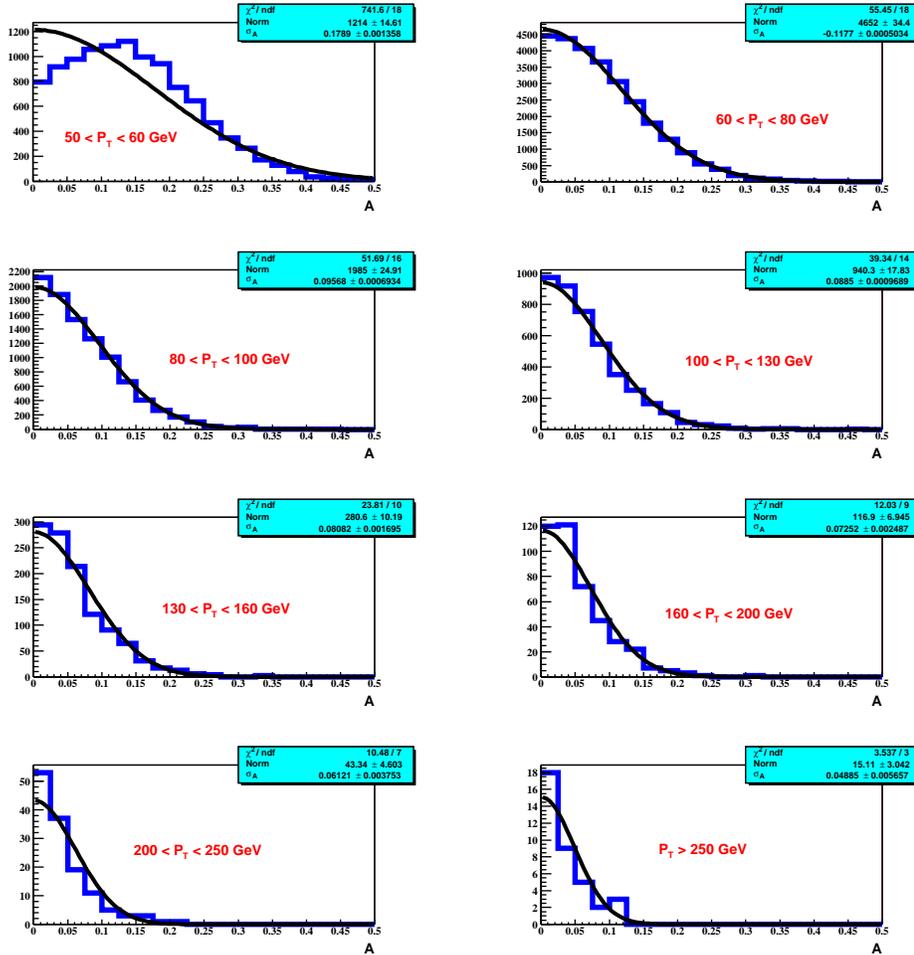


FIG. 5.11 – Distributions de l'asymétrie pour la condition de déclenchement JET_45TT dans différents intervalles de P_T^{evt} pour la partie centrale du calorimètre ($|\eta| < 0.4$).

On voit donc qu'il faut choisir pour chaque intervalle en P_T^{evt} une condition de déclenchement qui sera efficace à $\sim 100\%$ dans l'intervalle considéré. Ces choix sont résumés dans le tableau 5.3.

5.3.5 Les corrections

La méthode décrite jusqu'ici repose sur l'hypothèse que, dans des événements à deux jets, les impulsions des deux jets dans le plan transverse doivent se compenser par conservation de l'impulsion transverse. Cependant, ceci n'est pas tout à fait vérifié pour deux raisons qui vont donner lieu à l'application de deux corrections à la résolution brute.

P_T^{evt} (GeV)	condition de déclenchement
50 - 60	JT_25TT_NG
60 - 80	JT_25TT_NG
80 - 100	JT_45TT
100 - 130	JT_45TT
130 - 160	JT_65TT
160 - 200	JT_95TT
200 - 250	JT_95TT
250 -	JT_95TT

TAB. 5.3 – Choix de la condition de déclenchement pour chaque intervalle de P_T^{evt} .

Correction du rayonnement mou

Cette correction est liée au fait que, même si on ne sélectionne que des événements contenant exactement deux jets, il se peut qu'il reste une activité hadronique dans l'événement. En particulier, il existe un seuil de reconstruction des jets à 8 GeV. Tous les jets d'impulsion inférieure à 8 GeV ne sont donc pas pris en compte mais dégradent l'asymétrie.

Pour déterminer cette correction, on va étudier les distributions de l'asymétrie comme précédemment mais en modifiant la sélection de manière à autoriser la présence d'un troisième jet dans l'événement dont l'impulsion est inférieure à une valeur donnée. Les coupures utilisées ici sont 10, 12, 15, 20 GeV. Plus le troisième jet est énergétique, plus l'asymétrie et, partant, la résolution, est dégradée.

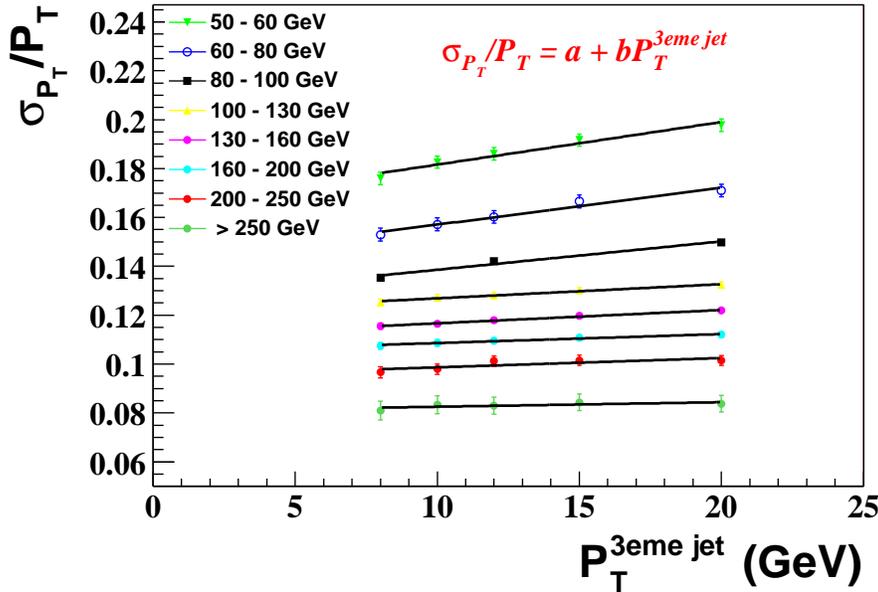


FIG. 5.12 – Résolution en fonction de la coupure sur l'impulsion du 3^{ème} jet pour la partie centrale du calorimètre ($|\eta| < 0.4$).

On obtient les valeurs de la figure 5.12, pour chacune de ces coupures et dans chaque intervalle de P_T^{evt} . On voit que l'on peut ajuster sur ces points un polynôme de degré 1 de la forme :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = a + bP_T^{cut}.$$

La pente est positive comme on s'y attend, et est plus importante pour les intervalles à bas P_T^{evt} pour lesquels l'énergie du troisième jet représente une fraction non négligeable du P_T^{evt} . La valeur qui nous intéresse est en fait le paramètre a c'est-à-dire l'ordonnée à l'origine de la droite qui représente l'extrapolation de la résolution pour une coupure sur l'impulsion du troisième jet à 0 GeV soit un pur événement à deux jets. Cependant, l'erreur sur ce paramètre est difficile à estimer du fait de la forte corrélation entre les différents points de la droite. En effet, chaque point est calculé à partir d'événements qui forment un sous-échantillon de l'ensemble d'événements utilisés pour le point suivant. On va donc préférer l'application d'un facteur correctif multiplicatif déterminé pour chaque intervalle de P_T^{evt} et appelé K_{soft} :

$$K_{soft} = \frac{\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} \Big|_{P_T^{3ème\ jet}=0\ GeV}}{\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} \Big|_{P_T^{3ème\ jet}=8\ GeV}} = \frac{1}{1 + \frac{8b}{a}}.$$

L'erreur sur chaque point est calculée à l'aide de la matrice d'erreur des paramètres a et b provenant du programme de minimisation utilisé (MINUIT en l'occurrence). Elle n'inclut pas la corrélation entre les différents points de la droite et représente donc une limite supérieure de l'erreur réelle. L'erreur sur chaque point sera donc :

$$\Delta K^2 = \frac{64}{(a + 8b)^4} (b^2 \sigma_a + a^2 \sigma_b - 2\sigma_{a,b} ab).$$

La forme du K_{soft} est ensuite ajustée par une fonction empirique qui tend vers 1 pour les grandes impulsions :

$$K_{soft}(P_T) = 1 - \exp(-a_0 - a_1 P_T).$$

La figure 5.13 montre, pour la partie centrale du calorimètre, l'ajustement du K_{soft} par la forme analytique précédente et permet de vérifier que cette forme reproduit bien la dépendance en P_T de la correction.

Correction de l'asymétrie au niveau partonique

La seconde correction provient du fait que, au niveau des jets de particules et aussi au niveau partonique, même pour de vrais événements à deux partons, l'hypothèse de la conservation de l'impulsion dans le plan transverse n'est que partiellement vérifiée. En effet, les partons interagissant peuvent avoir, à l'intérieur du hadron dont ils sont extraits, une petite impulsion transverse avant l'interaction. Les rayonnements dans les états initial et final ainsi que des pertes de particules hors du cône défini par l'algorithme peuvent également dégrader l'asymétrie. L'effet de cette correction est plus faible que celui de la précédente mais il doit être pris en compte.

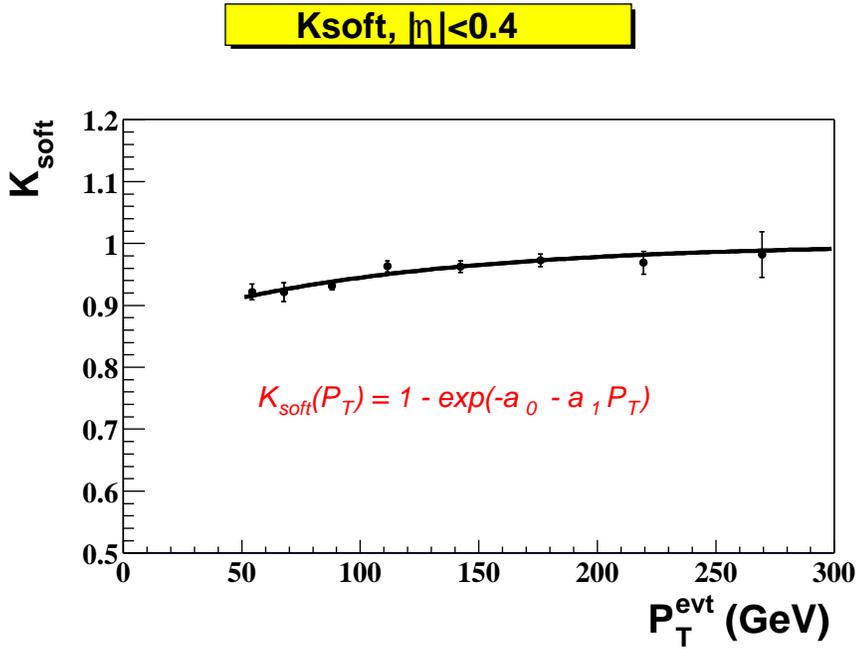


FIG. 5.13 – Correction du rayonnement mou en fonction de P_T^{evt} pour la partie centrale du calorimètre ($|\eta| < 0.4$).

Pour cela, on utilise des événements simulés par le programme PYTHIA. Il s'agit d'échantillons d'événements QCD engendrés pour différentes valeurs de l'impulsion transverse des partons interagissants. La résolution est ensuite déterminée avec la même méthode que celle utilisée dans les données, correction du rayonnement mou incluse.

5.3.6 Résultats

La résolution finale s'obtient en retranchant à la résolution brute corrigée de l'activité hadronique de basse énergie, la partie qui ne provient pas du détecteur lui-même, c'est-à-dire l'asymétrie des jets de particules.

$$\left(\frac{\sigma_{P_T}}{P_T}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{P_T}}{P_T}\right)_{K_{soft}}^2 - \left(\frac{\sigma_{P_T}}{P_T}\right)_{MC}^2$$

où $\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} K_{soft}$ est le produit de la résolution brute par le facteur correctif K_{soft} .

Les résultats, après corrections, pour les différentes régions du calorimètre, se trouvent sur la figure 5.14. On constate que le terme de bruit N est mal mesuré ici car il ne joue un rôle important que pour les jets de basse énergie. Pour le mesurer plus précisément, il est nécessaire de déterminer la résolution à basse énergie, c'est-à-dire pour des jets dont l'énergie est en deçà de 50 GeV^3 . On remarque aussi que la statistique est faible pour les régions de grande rapidité.

3. On utilise pour cela non plus des événements à deux jets mais des événements photon+jet pour lesquels on fait l'hypothèse de l'égalité des énergies transverses du photon et du jet opposé. La combinaison des deux mesures donnera la résolution finale.

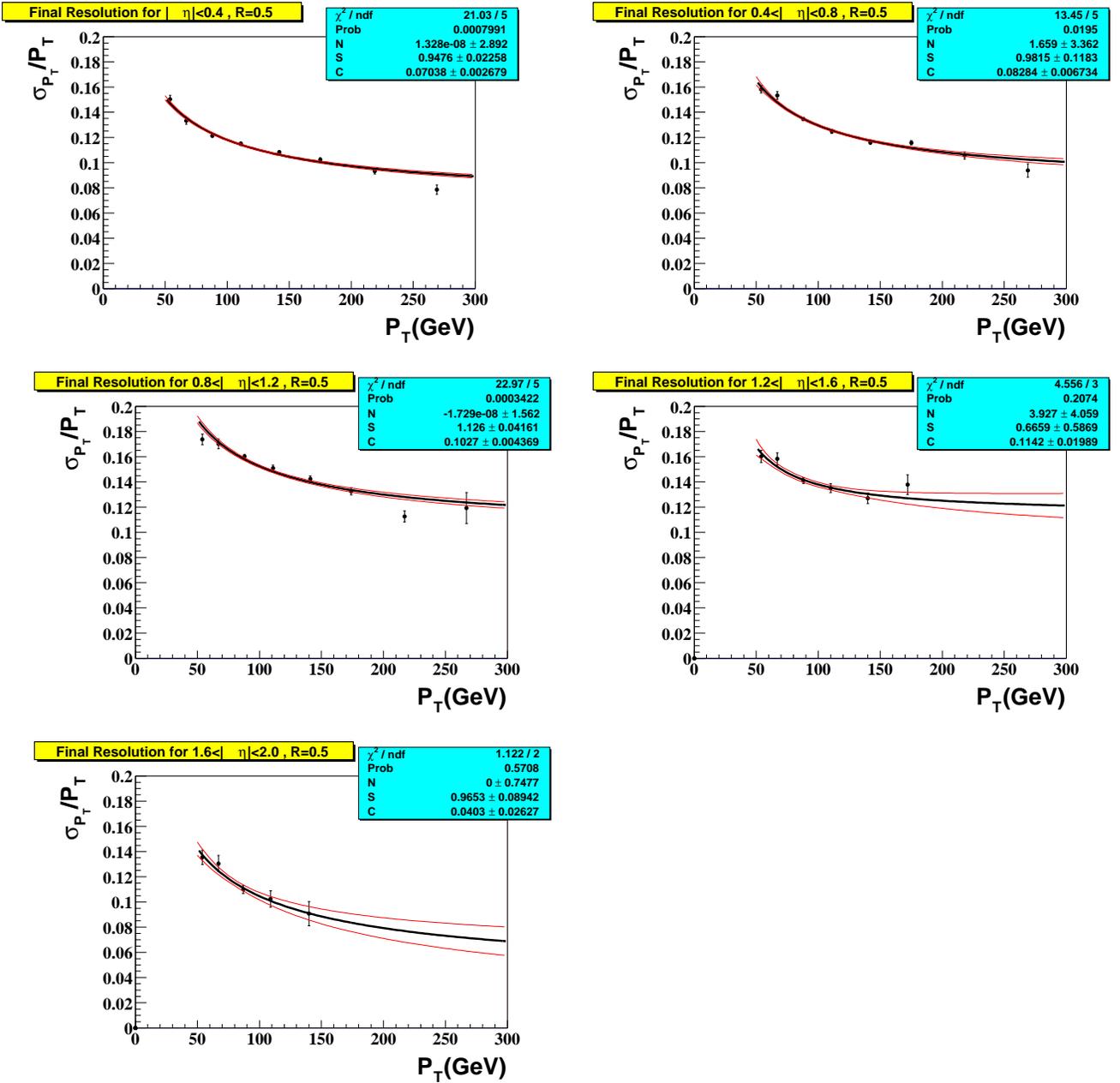


FIG. 5.14 – Résolution finale dans les données après corrections pour les différentes régions du calorimètre. Sont aussi représentées les erreurs sur l'ajustement (traits fins).

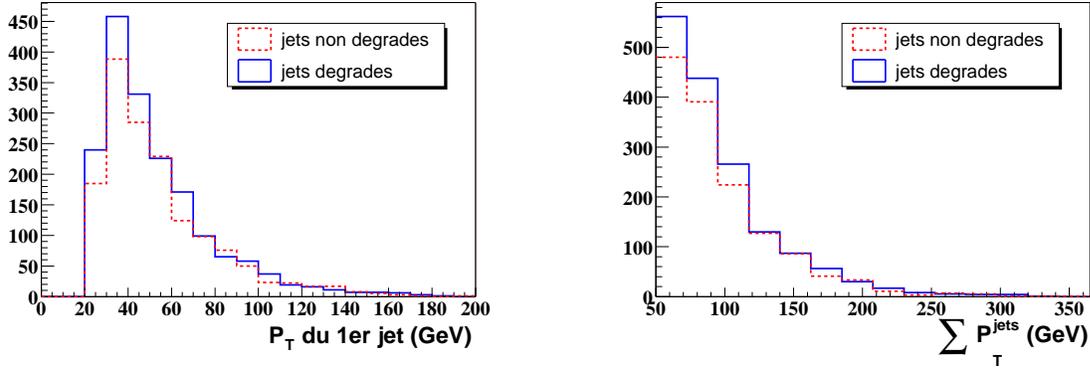


FIG. 5.15 – *Effet de la dégradation de l’impulsion des jets dans les événements simulés pour le processus $W+2\text{jets}$: distribution de l’impulsion transverse du jet le plus énergétique à gauche, et distribution de la somme de l’impulsion transverse des jets à droite.*

Les études de résolution ont aussi été faites dans les événements simulés avec exactement la même méthode que pour les données. Comme on l’a fait pour l’impulsion des muons, l’énergie de jets dans les événements simulés est dégradée pour rendre compte de la résolution dans les données. Le *smearing* se fait ici suivant une gaussienne de largeur σ :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{P_T}^{data^2} - \sigma_{P_T}^{MC^2}}$$

L’effet de cette dégradation est illustrée dans la figure 5.15 pour des événements simulés $W+2\text{jets}$ en fonction de l’impulsion transverse du jet le plus énergétique et de la somme des impulsions transverses des jets. On observe un effet à la fois dans la forme des distributions mais aussi dans leur normalisation. En effet, des jets qui, avant la dégradation, avaient une énergie inférieure au seuil de l’analyse (15 GeV) peuvent après être conservés.

5.4 Simulation des bruits de fond

Dans l’analyse qui suit, nous allons nous reposer sur la simulation pour le signal (voir chapitre 3) mais aussi pour la plupart des fonds. Ce paragraphe détaille les générateurs utilisés pour produire ces fonds et les problèmes qui peuvent apparaître notamment dans le cas du fond $W+n\text{jets}$.

5.4.1 Le fond $t\bar{t}$

Les échantillons $t\bar{t}$ ont été engendrés avec la version 1.3 programme ALPGEN [4]. C’est un générateur du premier ordre (LO pour *Leading Order*) qui n’inclut donc pas les corrections à une boucle. Les quadri-vecteurs fournis par ALPGEN sont ensuite traités par la version 6.203 du programme PYTHIA qui se charge de produire les cascades de partons dans les états initial et final, d’hadroniser ces partons et de superposer l’événement sous-jacent.

5.4.2 Le fond W+jets

Le fonds W+jets est le fond principal de notre analyse après s'être débarrassé du fond multijets de QCD. La question de sa modélisation est centrale pour un grand nombre d'analyses car il est un fond pour beaucoup de processus, ceux produisant des tops mais aussi des processus au delà du modèle standard comme la production de leptosquarks.

Nous devons faire face à deux problèmes concernant la modélisation par Monte Carlo de ces processus. Le premier concerne le traitement de la multiplicité partonique de l'état final et le second le choix des échelles de factorisation et de renormalisation auquel le processus est calculé⁴.

Le traitement de la multiplicité

• Position du problème

Comme on l'a vu au chapitre 4, la chaîne de simulation d'événements commence par la production de quadri-vecteurs selon un processus donné dont on connaît l'élément de matrice. Pour les événements W+jets, le générateur utilisé est encore ALPGEN qui, on l'a vu, est un générateur du premier ordre. Il permet de notamment de produire des événements W+njets où n va de 1 à 4. ALPGEN est ensuite interfacé avec PYTHIA qui réalise la cascade de partons, modélisant ainsi une partie des corrections d'ordres supérieurs. Dans notre analyse, on s'intéresse aux événements contenant entre deux et quatre jets. Deux méthodes sont envisageables quant au traitement de ces multiplicités :

- utiliser trois échantillons d'événements simulés suivant les processus au premier ordre W+2jets, W+3jets et W+4jets en les combinant convenablement ;
- utiliser l'échantillon W+2jets en pondérant de manière adéquat les événements.

Ces deux solutions ne sont pas sans poser problème. La première pose celui du double comptage, illustré sur la figure 5.16 dans le cas W+3jets. En effet, si on engendre trois jets en association avec le W grâce à l'élément de matrice correspondant, il faudra ne pas prendre en compte les événements engendrés avec le processus W+2jets auquel la cascade de partons aura adjoint un troisième jet. Dans la seconde solution, où tous les jets supplémentaires sont produits lors de la cascade de partons, il est raisonnable de penser que les événements à grande multiplicité seront moins bien décrits.

• Solutions du problème

Il existe plusieurs solutions qui se développent actuellement. Si on a choisi la combinaison de plusieurs échantillons, on peut utiliser une procédure d'association ME+PS (pour *Matrix Element + Parton Shower*). Deux procédures peuvent être utilisées :

- la procédure CKKW [5] (du nom des auteurs Catani, Krauss, Kuhn et Webber) sépare les parties de l'espace des phases où s'appliquent l'approche "élément de matrice" de l'approche cascade de partons. Cette procédure a été initialement développée pour des collisions e^+e^- et est sur le point d'être adaptée pour les collisions hadroniques [6].
- la procédure MLM [7], proposée par M. Mangano, est plus simple à mettre en oeuvre et consiste en une association entre les jets au niveau partonique (c'est à dire après la cascade de partons mais avant l'hadronisation) et les partons initiaux grâce à un algorithme de cône par exemple. On rejette les événements pour lesquels

4. Au premier ordre en effet, la section efficace peut beaucoup varier en fonction de ces échelles (voir le chapitre 3 par exemple).

Processus	W	Wj	Wjj	Wbb
$Q = M_W$	1.36	1.17	1.27	1.99
$Q = \sqrt{M_W^2 + p_{T,W}^2}$		1.18	1.30	2.05
$Q = \sqrt{M_W^2 + \sum p_{T,jet}^2}$		1.18	1.28	2.07

TAB. 5.4 – Exemples de facteurs K pour différents processus en fonction de l'échelle Q .

un des partons du processus dur n'est pas associé à un jet et ceux pour lesquels le nombre de jets est supérieur au nombre de partons initiaux. On définit ainsi des échantillons exclusifs qu'il suffit de sommer pour avoir un échantillon contenant toutes les multiplicités.

Si on choisit au contraire la deuxième solution, on utilise un facteur correctif appelé K qui prend en compte les effets de l'ordre supérieur. C'est le rapport entre les sections efficaces à l'ordre supérieur et au premier ordre :

$$K_{(N)NLO} = \frac{\sigma_{(N)NLO}}{\sigma_{LO}}.$$

Ce facteur dépend non seulement du processus considéré mais aussi de l'échelle Q à laquelle le processus est calculé ainsi que des fonctions de densités de partons puisqu'elles sont nécessaires au calcul des sections efficaces. Il est déterminé grâce à des programmes

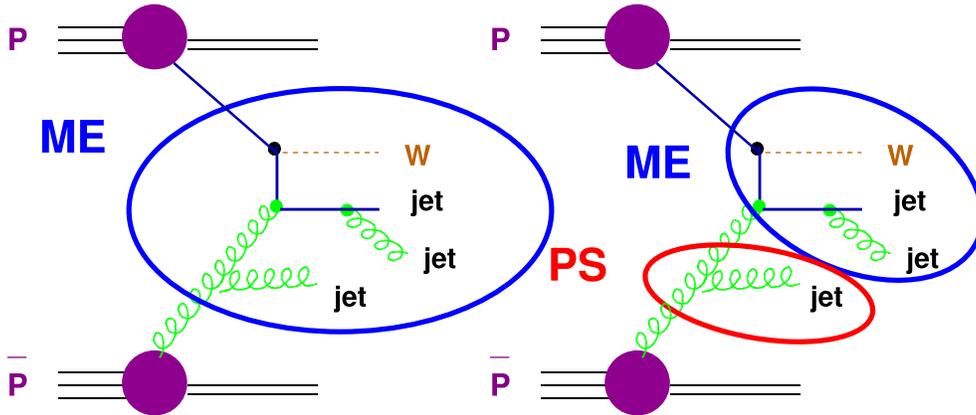


FIG. 5.16 – Illustration du problème de double comptage dans le cas d'un événement $W+3jets$.

permettant le calcul de sections efficaces aux ordres supérieurs comme MCFM [8] en particulier.

Le choix de l'échelle

Quelques exemples de facteurs K calculés avec MCFM pour différentes échelles d'énergie sont données dans le tableau 5.4.

Le choix de l'échelle est important car, non seulement les sections efficaces totales sont modifiées, mais les formes des distributions peuvent l'être aussi. Pour le vérifier, deux échantillons A et B du même processus ($W+2jets$) ont été engendrés avec les mêmes

coupures au niveau partonique mais à des échelles différentes: $Q_A = \frac{M_W^2}{4}$ et $Q_B = M_W^2 + \sum P_T^2$ où la somme porte sur les partons de l'état final. La figure 5.17 montre le rapport, après normalisation des deux échantillons, des distributions de la racine carrée de la somme des impulsions transverses des partons. On voit clairement une dépendance dans cette variable.

DØ a choisi pour la production d'événements simulés l'échelle dynamique $Q^2 = M_W^2 + \sum P_T^2$ qui reproduit de manière satisfaisante les données.

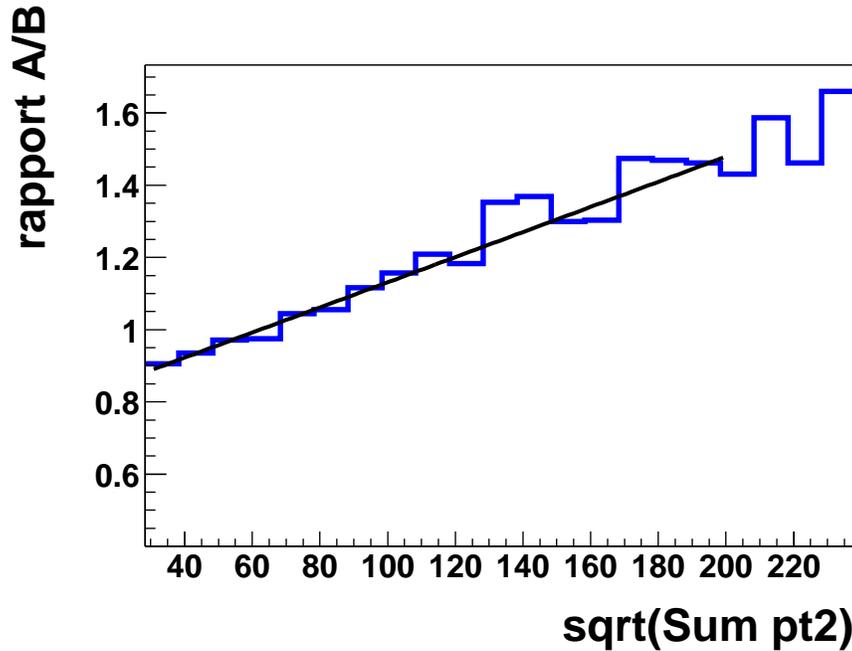


FIG. 5.17 – Rapport des distributions de la somme des impulsions transverses des partons pour des événements simulés avec ALPGEN à deux échelles: $Q_A = \frac{M_W^2}{4}$ et $Q_B = M_W^2 + \sum P_T^2$.

Bibliographie

- [1] D. Abbaneo *et al.* [LEP & SLC Collaborations], “A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model,” arXiv:hep-ex/0112021.
- [2] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], “A Precise measurement of $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) / \Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})$,” Phys. Lett. B **313**, 535 (1993).
P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], “A precise measurement of the partial decay width ratio $R_b^0 = \Gamma(b\bar{b})/\Gamma(\text{had})$,” Eur. Phys. J. C **10**, 415 (1999).
- [3] D. Bloch *et al.*, “Performance of the JLIP b-tagger in p14”, DØNote 4348.
- [4] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau and A. D. Polosa, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions,” JHEP **0307**, 001 (2003) [arXiv:hep-ph/0206293].
- [5] S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn and B. R. Webber, “QCD matrix elements + parton showers,” JHEP **0111**, 063 (2001) [arXiv:hep-ph/0109231].
- [6] S. Mrenna and P. Richardson, “Matching matrix elements and parton showers with HERWIG and PYTHIA,” JHEP **0405**, 040 (2004) [arXiv:hep-ph/0312274].
- [7] Présentation de M. Mangano,
<http://cepa.fnal.gov/personal/mrenna/tuning/nov2002/mlm.pdf>
- [8] <http://mcfm.fnal.gov/>

Chapitre 6

ANALYSE

Dans ce chapitre, la méthode de recherche du signal de production électrofaible de top dans le canal de désintégration du W en muon-neutrino est décrite.

6.1 Signal et bruits de fond

6.1.1 Topologie de l'état final recherché

Le signal que l'on va tenter d'extraire contient les produits de désintégration d'un top et au moins un jet supplémentaire. Le top se désintègre dans $\sim 100\%$ des cas en Wb . On va se limiter aux désintégrations du W en leptons¹ car l'extraction du signal dans le canal hadronique est impossible, noyé dans la production QCD d'événements à quatre jets. Dans l'analyse présentée dans ce chapitre, le canal muonique est utilisé. De plus, parmi les jets de l'état final, on doit trouver au moins un jet de b provenant de la désintégration du top. Dans la voie s , un second jet de b doit être présent (le jet \bar{b} de la voie t , étant produit très à l'avant et avec une faible énergie, est rarement détecté).

6.1.2 Bruits de fond

Mis à part les bruits de fond d'origine instrumentale, en grande partie exclus grâce à des critères simples sur la qualité de la prise de données ou des critères d'identification des objets, on compte trois types principaux de bruits de fond provenant de processus physiques qui ont des topologies similaires à notre signal, c'est-à-dire contenant des jets dont certains sont des jets de b , un muon isolé et de l'énergie transverse manquante :

- un bruit de fond important est la production multijets de QCD. Ces événements ne possèdent pas a priori de muon isolé de grande énergie mais il arrive que des jets de saveurs lourdes engendrent un muon provenant de la désintégration semi-leptonique du quark à l'origine du jet (b ou c en particulier) ou de désintégration de pions ou de kaons. Sous certaines conditions, ce muon peut apparaître isolé : il peut avoir été émis à grand angle, hors du jet, ou le jet peut avoir été mal mesuré. Même si ce phénomène est rare, la section efficace de ces processus est telle ($\sigma(p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}) \sim 100 \mu\text{b}$) que c'est un bruit de fond important.

1. Les leptons dont on parle ici sont les électrons ou les muons et leur neutrino associé. Les taus ont un statut particulier lié à la difficulté de leur identification.

- la seconde catégorie de bruit de fond est constituée par les événements qui possèdent un W dans l'état final. On trouve donc dans cette catégorie la production de W en association avec des jets (notamment la production $Wb\bar{b}$ qui est un bruit de fond irréductible) et la production de paires de quarks top dans les canaux leptons+jets et dileptoniques.
- enfin, un dernier fond est à prendre en compte dans le cas où l'algorithme d'étiquetage des jets de b est le *soft muon tag* : le processus Z +jets. En effet, si le Z se désintègre en deux muons, il peut arriver que l'un d'eux soit pris pour un muon provenant d'un W et que l'autre se retrouve dans un jet imitant ainsi un jet de b .

Dans la suite, deux analyses seront présentées : la première (que nous noterons Analyse A) présentée aux conférences de l'été 2004 avec une luminosité intégrée de 158 pb^{-1} et la seconde (Analyse B) avec 230 pb^{-1} . Elles ont en commun les coupures de présélection. Les différences viennent de l'algorithme d'identification des jets de b , du traitement du fond W +jets et de la sélection finale.

6.2 Les données

Les données utilisées dans ces analyses sont celles enregistrées par le détecteur $D\bar{O}$ depuis le 22 août 2002 jusqu'au 14 mars 2004. La luminosité intégrée correspondant à cette période de prise de données pour notre condition de déclenchement est de 265 pb^{-1} .

6.2.1 Sélection des *runs*

La prise de données est divisée en périodes de collisions, de l'injection des faisceaux dans le Tevatron jusqu'à leur éjection et dont la durée typique est d'une trentaine d'heures. L'acquisition est divisée en *runs* d'une durée maximale de quatre heures. Lors de chaque *run*, une liste de conditions de déclenchement est utilisée ainsi qu'un fichier de *prescale*. Ce dernier permet de limiter le taux de sortie du niveau du système de déclenchement en fonction de la luminosité instantanée et est donc modifié plusieurs fois pendant une période de collisions. La liste des conditions de déclenchement, elle, n'est modifiée que rarement pour améliorer les algorithmes utilisés par le système de déclenchement et pour s'adapter aux luminosités instantanées croissantes du Tevatron en modifiant et/ou créant de nouvelles conditions de déclenchement. Enfin, les *runs* sont subdivisés en *luminosity blocks*, ou LB, auquel est associé un numéro unique (LBN) et qui servent de base pour le calcul de la luminosité. La durée maximale d'un LB est d'une minute mais peut être plus petite. En particulier, on change de LB dès que le système d'acquisition voit un problème intervenir (électronique de lecture saturée, réinitialisation de l'acquisition...).

La première sélection de toute analyse consiste en une sélection de "bons" *runs* et de "bons" LB. La définition de ce qu'est un "bon" *run* ou LB dépend de l'analyse et des détecteurs sur lesquels elle repose. Notre état final étant composé d'un muon qui doit être associé à une trace et d'au moins deux jets, tous les détecteurs sont utilisés. On ne sélectionne donc que les *runs* et LB pendant lesquels aucun problème n'est survenu au cours de la prise de données. Pour vérifier qu'il n'y a pas eu de problème d'acquisition durant toute la période de prise de données utilisée par l'analyse, on trace la courbe du nombre d'événements satisfaisant un jeu de coupures simples en fonction de la luminosité intégrée (figure 6.1). Ces données font partie d'un des grands échantillons extraits par le

groupe *common sample* de la collaboration. Ceci permet de réaliser les analyses sur des lots de données de taille raisonnable. Chaque grand échantillon est sélectionné par la présence d’objets dans l’événement. Dans notre analyse, on utilise l’échantillon contenant un muon d’impulsion transverse supérieure à 8 GeV et un jet d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV. Ce sont les seuls critères appliqués, avec la condition de déclenchement décrite au paragraphe 6.2.2, pour produire la figure 6.1. Une déviation par rapport à une droite pourrait être le signe d’un problème (une condition de déclenchement défectueuse par exemple). Chaque rupture de pente doit donc être étudiée et comprise. On peut aussi déterminer le taux moyen d’événements par *run* pour ce jeu de coupures (figure 6.2).

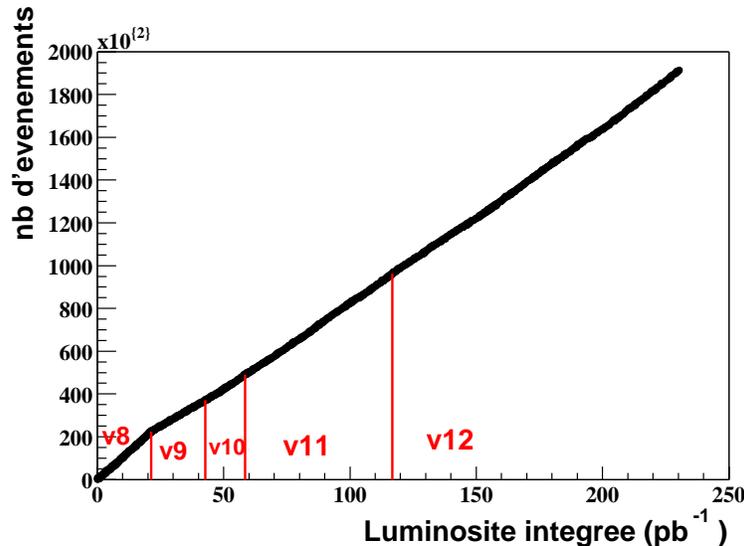


FIG. 6.1 – *Stabilité de la prise de données : nombre d’événements en fonction de la luminosité intégrée. Les différentes listes de conditions de déclenchement sont aussi reportées.*

Sur les figures 6.1 et 6.2 sont aussi portées les différentes listes de conditions de déclenchement utilisées au cours du temps. On remarque que le taux de déclenchement était plus élevé dans la première liste de conditions de déclenchement v8 (utilisée d’août 2002 à octobre 2002). Ceci s’explique par le fait qu’à partir de la liste v9, des conditions plus restrictives pour le déclenchement du calorimètre étaient utilisées², réduisant donc le nombre d’événements de fond qui déclenchaient le système jusque-là. La même figure, mais en demandant au moins deux jets dont un d’impulsion transverse supérieure à 25 GeV et de pseudorapidité inférieure à 2.5, suffit pour voir le taux de v8 se ramener au niveau des taux des autres listes, confirmant le fait que les événements enregistrés auparavant n’étaient que du bruit.

Après notre sélection de *runs* et de LB, pour la condition de déclenchement décrite dans le paragraphe suivant, la luminosité totale de notre échantillon est de 230 pb⁻¹. Les ~ 13% de données rejetées correspondent à des périodes de prise de données pendant lesquelles l’acquisition d’un des sous-détecteurs posait problème; par exemple dans le cas où une partie de ce sous-détecteur n’était pas utilisée dans l’acquisition...

2. Plus précisément, ‘la suppression’ du zéro dans le calorimètre est passée de 1.5σ à 2.5σ

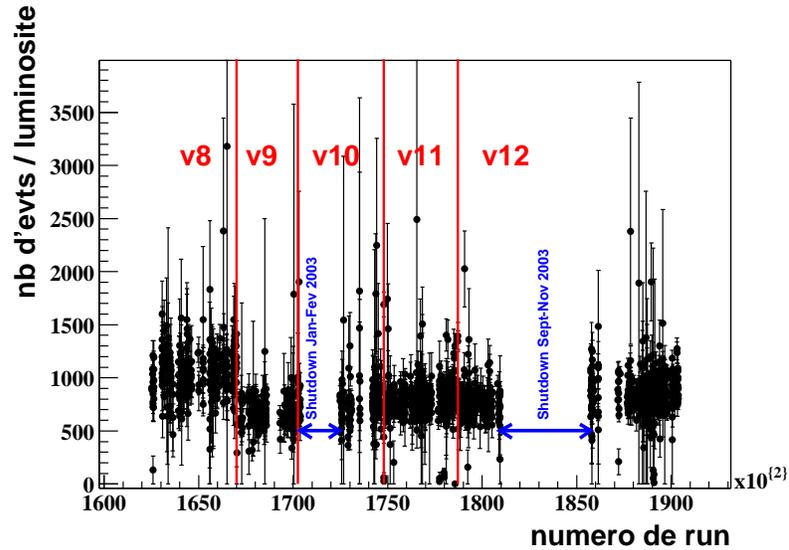


FIG. 6.2 – *Stabilité de la prise de données : taux d'événements après quelques coupures de base en fonction du numéro de run. Les différentes listes de conditions de déclenchement sont aussi reportées ainsi que les périodes d'arrêt du Tevatron.*

6.2.2 Condition de déclenchement

Une condition de déclenchement a pour fonction de retenir, parmi les millions de collisions qui ont lieu chaque seconde, les événements intéressants tout en rejetant les événements de fond. Chaque condition est donc caractérisée par l'efficacité à sélectionner des événements du signal que l'on recherche et par le taux de rejet des événements de fond. La définition d'une condition de déclenchement est le résultat d'un compromis entre ces deux valeurs. Les conditions de déclenchement utilisées dans cette analyse ont été développées pour des luminosités instantanées de l'ordre de quelques $10^{31} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$. Un travail destiné à optimiser la condition de déclenchement demandant un muon et des jets dans l'état final a été effectué pour la construction de la liste actuellement utilisée et est détaillé dans l'appendice A.

Choix de la condition de déclenchement

La condition utilisée pour cette analyse est MU_JT20_L2M0 ou MU_JT25_L2M0 suivant la version de la liste des conditions de déclenchement dont voici les différents termes :

- au niveau 1, le terme `mu1aptxtxx_CJT(1,5(3))` demande un muon dans toute l'acceptance du spectromètre quelle que soit son impulsion. Seuls des coups dans les scintillateurs sont requis. Le terme `CJT(n,x)` correspond à la présence d'un dépôt d'énergie supérieur à x GeV dans n tours calorimétriques. Le seuil à 5 GeV est utilisé par les listes v8 à v11 et le seuil à 3 GeV pour la liste v12;
- au niveau 2, on demande un candidat muon de qualité *medium* quelle que soit son impulsion. Le critère *medium* ne correspond pas aux mêmes critères que pour les muons reconstruits. Il s'agit ici de trouver un certain nombre de coups dans des

routes prédéfinies à travers le spectromètre. A ce niveau, il n'y a pas de critère calorimétrique pour les listes v8 à v11. Pour la liste v12, un jet formé de tours calorimétriques avec une impulsion transverse de 10 GeV est demandé;

- au niveau 3, la condition de déclenchement requiert la présence d'un jet d'impulsion supérieure à 20 (v8-v11) ou 25 GeV (v12).

Les noms des conditions pour chaque niveau et pour chaque liste de condition sont résumés dans le tableau 5.3.

Nom de la liste	v8-v11	v12
Nom de la condition	MU_JT20_L2M0	MU_JT25_L2M0
niveau 1	mulptxatxx_CJT(1, 5)	mulptxatxx_CJT(1, 3)
niveau 2	L2M0	L2M0_JET(1, 10)
niveau 3	JET(1, 20)	JET(1, 25)

TAB. 6.1 – Nom des différentes conditions pour chaque niveau du système de déclenchement et pour chaque liste de conditions.

Effi cacité de notre condition de déclenchement

Il existe deux moyens de calculer les efficacités de ces termes de déclenchement pour notre signal : par une simulation du système de déclenchement sur des événements simulés ou par l'utilisation des courbes d'efficacité des différents termes de la condition de déclenchement déterminées sur les données pour pondérer les événements simulés.

La simulation du système de déclenchement, très complexe, ne permet pas d'accéder simplement à l'efficacité événement par événement. On a donc déterminé sur les données les efficacités pour chaque objet d'être accepté à chaque niveau du système de déclenchement afin d'associer à chaque événement simulé une probabilité de satisfaire la condition de déclenchement. Cette probabilité peut s'exprimer comme suit :

$$P(L1, L2, L3) = P(L1).P(L2/L1).P(L3/L1L2)$$

où $P(Lx)$ est la probabilité de satisfaire aux conditions du niveau x , et $P(Lx/Ly(Lz))$ est la probabilité conditionnelle de satisfaire aux conditions du niveau x sachant que les conditions du niveau y (et du niveau z) ont été remplies.

On fait ensuite deux hypothèses. La première est que la probabilité d'un événement est le simple produit des probabilités pour chaque objet c'est-à-dire que les probabilités par objet ne dépendent pas de la présence d'un autre objet dans l'événement. Soit :

$$P(objet1, objet2) = P(objet1).P(objet2)$$

La seconde hypothèse postule l'indépendance des probabilités pour des objets de même type. Par exemple, la probabilité P^{L3jet} pour que la condition de déclenchement de niveau 3 pour les jets soit satisfaite, s'exprimera, si l'événement contient N jets au niveau 3 :

$$P^{L3jet} = 1 - \prod_{i=0}^N (1 - P_i^{L3jet})$$

où P_i^{L3jet} est la probabilité de satisfaire la condition du niveau 3 pour le jet i .

Les courbes d'efficacité par objet pour chaque niveau du système de déclenchement sont obtenues de la manière suivante : on sélectionne tout d'abord un échantillon d'événements qui ont déclenché une condition indépendante du terme dont on cherche l'efficacité. On cherche ensuite parmi ces événements ceux qui possèdent un objet reconstruit correspondant à la condition que l'on teste. Enfin, on détermine la fraction d'événements pour lesquels ces objets reconstruits ont effectivement déclenché la condition de déclenchement. Ces efficacités sont en général paramétrées en fonction de variables cinématiques comme P_T ou η .

Les termes relatifs aux muons

- Niveau 1

Le terme à tester est `mu1ptxatxx`, ce qui signifie que l'on demande un muon dans toute l'acceptance du spectromètre quelle que soit son impulsion. C'est une condition basée seulement sur les scintillateurs du détecteur de muons.

Pour déterminer l'efficacité, on choisit un échantillon d'événements qui ont satisfait une des nombreuses conditions demandant uniquement des jets. On cherche ensuite dans cet échantillon les événements dans lesquels on trouve un muon satisfaisant les critères de qualité *medium* et ayant trois segments reconstruits dans les couches du spectromètre. La détermination de l'efficacité consiste simplement en un comptage des événements qui satisfont la condition de déclenchement `mu1ptxatxx`.

Cette efficacité en fonction de l'impulsion du muon et de sa pseudorapidité est reportée sur la figure 6.3. On voit qu'elle est peu dépendante de l'impulsion transverse du muon mais qu'elle dépend fortement de η . La région la moins efficace, vers $|\eta| \simeq 0.7$ correspond à un trou dans l'acceptance des chambres de la partie centrale (les PDT) et à la jonction entre les chambres centrales et les chambres à l'avant.

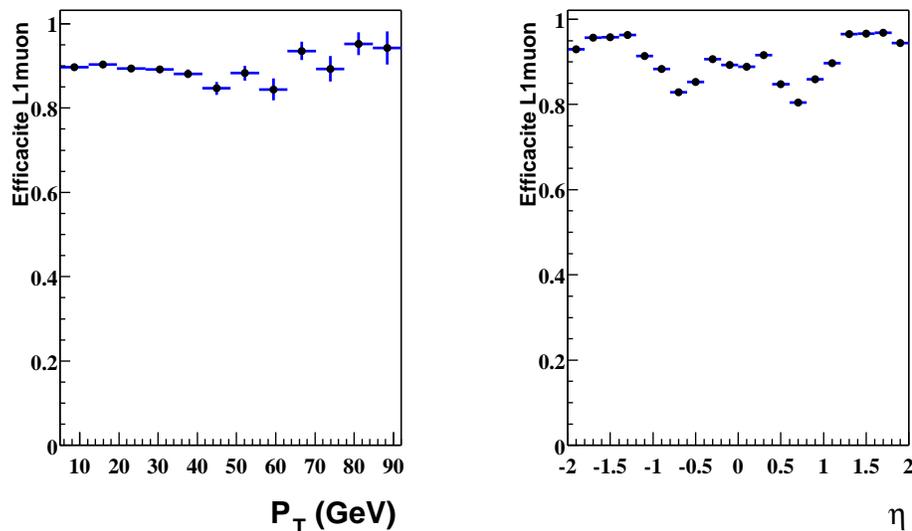


FIG. 6.3 – Efficacité de déclenchement pour la condition du niveau 1 des muons en fonction de P_T et η .

- Niveau 2

Le terme à tester est L2M0 qui demande un muon de qualité *medium* (au sens du système de déclenchement) quelle que soit son impulsion. L'échantillon et la sélection sont les mêmes que pour le niveau 1 avec la condition supplémentaire que le muon reconstruit a déjà déclenché le terme du niveau 1.

Les résultats sont reportés dans la figure 6.4 en fonction de P_T et η . Là encore, on n'observe pas de dépendance en P_T mais une légère dépendance en η .

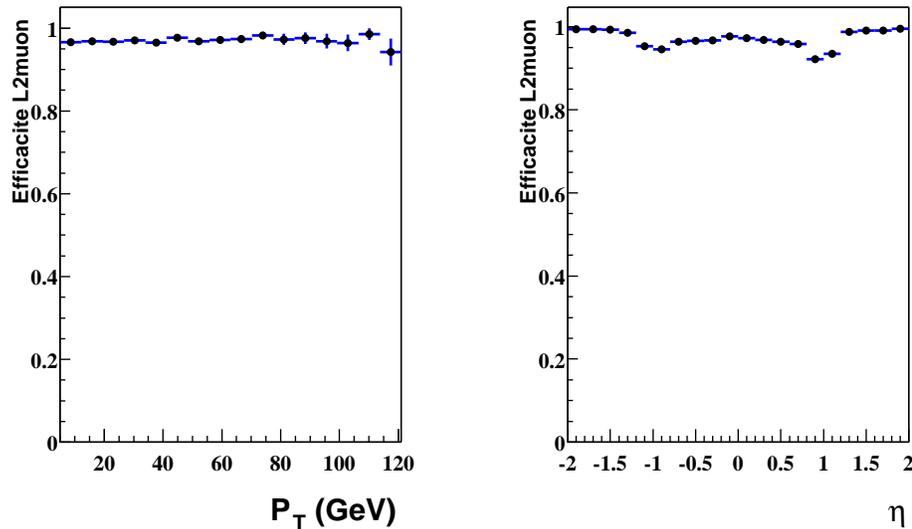


FIG. 6.4 – *Efficacité de déclenchement pour la condition du niveau 2 des muons en fonction de P_T et η .*

Les termes relatifs aux jets

- Niveau 1

Le terme à tester est CJT(1, 5), c'est-à-dire la présence d'un dépôt d'énergie d'au moins 5 GeV dans une tour calorimétrique.

Pour les jets, l'échantillon est formé à partir d'événements ayant satisfait une des conditions demandant un muon sans aucun critère calorimétrique. On cherche parmi ces événements ceux qui possèdent des jets reconstruits et on cherche à associer chaque jet à un dépôt d'énergie d'au moins 5 GeV dans l'une des tours du calorimètre se trouvant dans l'extension spatiale du jet. Cette association se fait dans le plan (η, ϕ) : on demande que $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre la tour et le jet soit inférieur à 0.5. Le rapport de la distribution de l'énergie transverse (ou de la pseudorapidité) des jets associés à celle de l'ensemble des jets donne l'efficacité recherchée.

On peut voir sur la figure 6.5 l'efficacité des termes CJT(1, 3) et CJT(1, 5) en fonction de P_T et de η . La dépendance de l'efficacité en fonction de ces deux variables est nette. En fonction de l'impulsion, la condition CJT(1, 5) n'atteint son plateau qu'au-delà de 60 GeV, moins vite que la condition CJT(1, 3) (vers 40 GeV). La valeur des

impulsions pour lesquelles le plateau est atteint est grande vis-à-vis du seuil de la condition car la taille des tours calorimétriques ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$), utilisées par le système de déclenchement du niveau 1, est petite par rapport à l'extension spatiale du jet³. On remarque aussi que la région correspondant à la zone intercryostatique, autour de $|\eta| \sim 1$ est beaucoup moins efficace du fait du manque d'instrumentation.

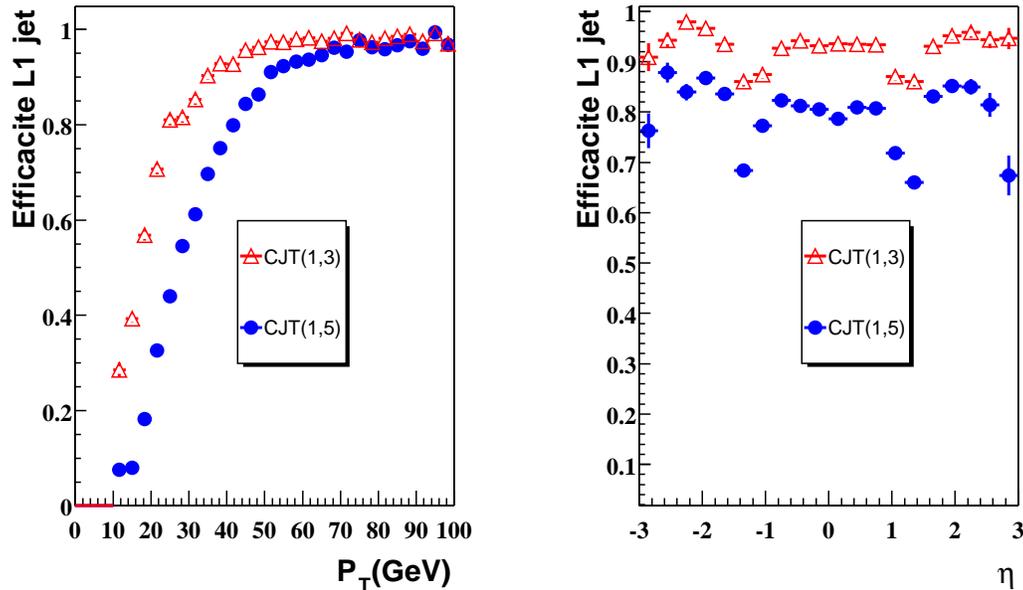


FIG. 6.5 – Efficacité de déclenchement pour la condition du niveau 1 des jets en fonction de P_T et η .

- Niveau 2

Ce n'est que pour la liste v12 qu'un terme demandant un jet d'impulsion transverse d'au moins 10 GeV apparaît. L'échantillon et la sélection sont les mêmes que pour le calcul de l'efficacité du terme du niveau 1. On demande en plus à ce que la condition de déclenchement de niveau 1 ait été remplie.

Le résultat, figure 6.6, montre les mêmes dépendances qu'au niveau 1 avec le plateau atteint pour les jets d'impulsion transverse supérieure à ~ 45 GeV.

- Niveau 3

Le terme du niveau 3, JT20 (ou JT25), requiert la présence d'un jet d'énergie supérieure à 20 GeV (ou 25 GeV pour la liste v12).

L'échantillon et la sélection sont les mêmes que pour le calcul de l'efficacité du terme du niveau 1 en y ajoutant la condition que les termes du niveau 1 et 2 de notre condition de déclenchement aient été satisfaits.

3. Un nouveau système de déclenchement calorimétrique du niveau 1 sera installé courant 2005. Il utilisera un nouvel algorithme qui permettra de regrouper les tours calorimétriques pour construire des "jets" dès ce niveau.

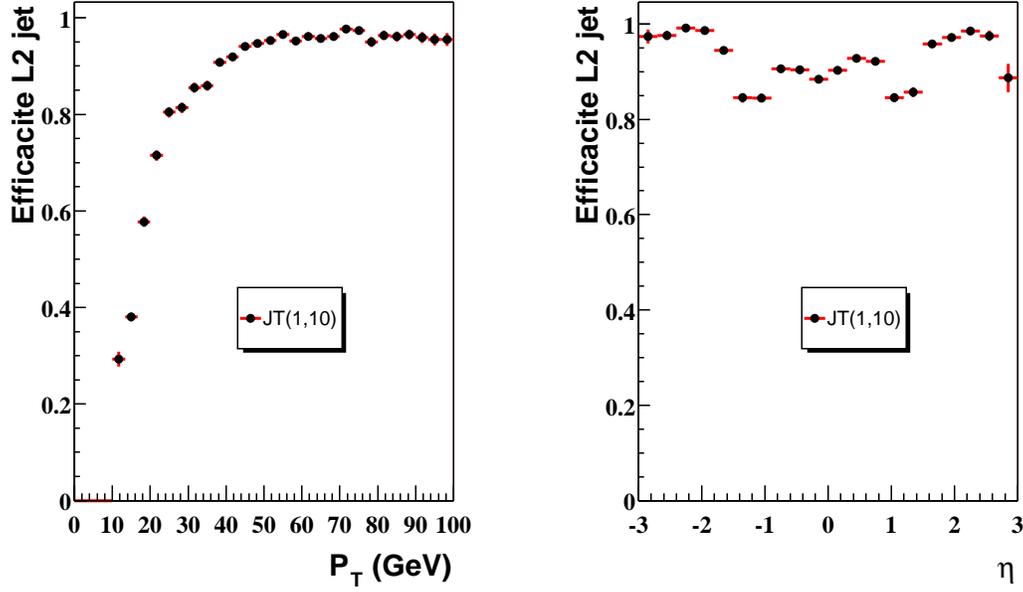


FIG. 6.6 – Efficacité de déclenchement pour la condition du niveau 2 des jets dans la liste v12 en fonction de P_T et η .

On peut voir sur la figure 6.7 l'efficacité des termes JT20 et JT25 en fonction de P_T et de η . Les mêmes dépendances que pour le terme de niveau 1 peuvent être observées avec la région intercryostatique peu efficace. Le plateau pour ce niveau se situe au-delà de 60 GeV.

Calcul de l'efficacité de déclenchement par événement

Connaissant les efficacités par objet à chaque niveau du système de déclenchement et pour chaque liste, on va déterminer une probabilité pour un événement simulé de satisfaire la condition de déclenchement. Avec les hypothèses que l'on a faites plus haut, cette probabilité P_{liste} s'exprime ainsi pour chaque liste de conditions de déclenchement :

$$\begin{aligned}
 P_{liste} &= P_{muon} \cdot P_{jet} = P_{L1mu} \cdot P_{L2mu} \cdot P_{L1jet} \cdot P_{L3jet} \\
 &= \left[1 - \prod_{i=0}^{N_{mu}} (1 - \varepsilon_{L1mu}(\eta)) \right] \cdot \left[1 - \prod_{i=0}^{N_{mu}} (1 - \varepsilon_{L2mu}(\eta)) \right] \\
 &\times \left[1 - \prod_{i=0}^{N_{jet}} (1 - \varepsilon_{L1jet}(P_T, \eta)) \right] \cdot \left[1 - \prod_{i=0}^{N_{jet}} (1 - \varepsilon_{L3jet}(P_T, \eta)) \right]
 \end{aligned}$$

où N_{jet} et N_{mu} sont les nombres de muons et de jets dans l'événement considéré et les $\varepsilon_{Lnx}(\eta)$ sont les efficacités pour le niveau n de l'objet x ⁴. La probabilité finale de l'événement P_{evt} est en fait la moyenne des probabilités pour les différentes listes de conditions

4. Il faut rajouter le terme de niveau 2 des jets pour la liste v12.

de déclenchement pondérées par la fraction de la luminosité totale correspondant à cette liste. Ces probabilités P_{evt} sont ensuite utilisées pour pondérer les événements simulés.

Cette méthode est décrite plus en détails dans [1], notamment en ce qui concerne les fonctions d'ajustement de ces courbes d'efficacité.

6.3 Présélection des événements

6.3.1 Critères de qualité de l'événement

Les premiers critères de sélection que l'on applique sont ceux destinés à rejeter les événements non physiques, ou ceux pour lesquels un ou plusieurs détecteurs ne fonctionnaient pas correctement lors de la prise de données. On ne garde donc que les "bons" *runs* dont la définition est donnée plus haut. On ne conserve de la même manière que les "bons" LB, ceux à partir desquels la luminosité totale de l'échantillon a été calculée.

On demande ensuite que l'événement ait satisfait notre condition de déclenchement en accord avec les listes de conditions.

Enfin pour se débarrasser des événements pour lesquels le vertex est potentiellement mal mesuré, on applique des coupures sur sa position $|z_{vtx}|$ suivant l'axe du faisceau. Elle doit être inférieure à 60 cm et au moins 3 traces doivent lui être associées.

Pour prendre en compte les éventuelles différences entre les efficacités de ces coupures dans les données et les événements simulés, on a déterminé un facteur correctif sur des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ réels et simulés. La sélection se fait à partir de muons ayant satisfait les critères de qualité *medium*, qui sont associés à une trace centrale et qui sont isolés

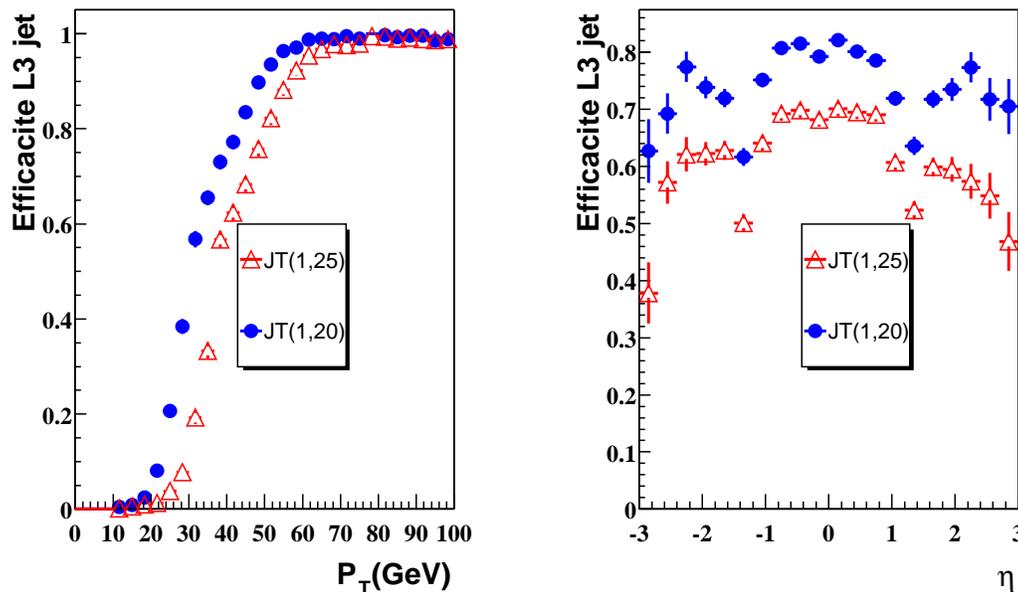


FIG. 6.7 – Efficacité de déclenchement pour la condition du niveau 3 des jets en fonction de P_T et η .

des autres objets de l'événement (les coupures exactes sont détaillées dans le paragraphe suivant). La figure 6.8 montre les efficacités des coupures sur le vertex dans les données et la simulation en fonction de la masse invariante des deux muons. Le facteur correctif est le rapport des deux efficacités, déterminées par un ajustement par une constante. Les valeurs des efficacités et de ce facteur sont consignées dans le tableau 6.2. On note que la simulation reproduit très bien les données pour ce critère et que l'on perd peu d'événements.

	Données	Monte Carlo
Efficacité	$98.1 \pm 0.14 \%$	$98.6 \pm 0.04 \%$
facteur correctif : 0.994 ± 0.0014		

TAB. 6.2 – Efficacité des coupures sur le vertex dans les données et la simulation.

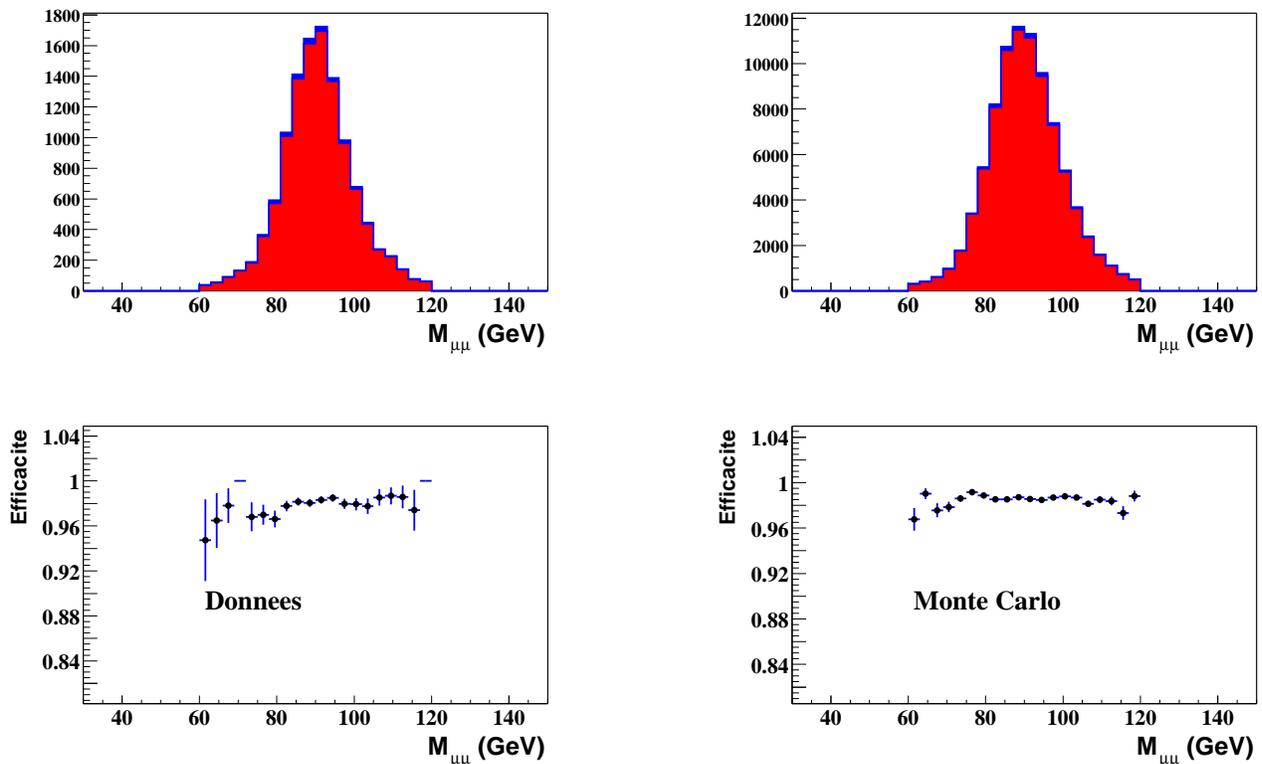


FIG. 6.8 – Distribution de la masse invariante des deux muons pour les événements satisfaisant la coupure sur le vertex (gris foncé) et pour tous les événements (gris clair); Efficacité des coupures sur le vertex pour les données à gauche et la simulation à droite.

6.3.2 Sélection des muons

On cherche à sélectionner un muon énergétique provenant de la désintégration d'un W. Il a donc une impulsion transverse moyenne d'environ 40 GeV et est isolé d'une part de

dépôts d'énergie dans le calorimètre, et d'autre part, de traces dans le détecteur central. Les coupures appliquées sur ce muon sont les suivantes :

- il doit être de qualité *medium* avec 3 segments reconstruits dans le spectromètre;
- le critère de rejet des muons cosmiques basé sur une coupure sur la différence en temps entre l'instant de la collision et l'impact dans les scintillateurs de la couche A, ($\Delta t_A < 10$ ns) et des couches BC, ($\Delta t_{BC} < 10$ ns) doit être rempli;
- une trace centrale doit lui être associée satisfaisant certains critères détaillés plus bas;
- son impulsion transverse P_T doit être supérieure à 15 GeV;
- il satisfait à deux types d'isolation :
 - une isolation géométrique : la distance $\Delta R(\mu, jet) = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre le muon et le jet le plus proche doit être supérieure à 0.5;
 - une isolation en énergie dans le calorimètre et dans le détecteur de traces (appelée isolation "stricte").

Pour l'isolation calorimétrique, on somme l'énergie des cellules du calorimètre qui se trouve dans une couronne conique autour du muon de rayon intérieur 0.1 et de rayon extérieur 0.4 en ΔR , $E_{halo}(0.1, 0.4)$. On n'utilise pas un cône complet car le muon dépose de l'énergie par ionisation dans le calorimètre autour de sa trajectoire.

Pour l'isolation par rapport aux traces, on somme l'impulsion transverse des traces dans un cône de rayon $\Delta R = 0.5$, $E_{trk}(0.5)$, en omettant la trace associée au muon lui-même.

Plutôt que de couper directement sur ces quantités d'énergie, on préfère faire dépendre cette coupure de l'impulsion du muon. En effet, plus le muon est énergétique, plus la probabilité qu'il vienne d'un W est grande et donc plus la coupure peut être assouplie. Les critères d'isolation stricts sont donc :

$$E_{halo}(0.1, 0.4) < 0.08 P_T^\mu$$

$$E_{trk}(0.5) < 0.06 P_T^\mu$$

Malheureusement, la simulation ne reproduit pas parfaitement toutes les quantités utilisées dans ces critères. On va alors passer en revue les efficacités de ces coupures dans les données et dans le Monte Carlo. Le rapport des deux courbes d'efficacité va servir à appliquer un poids aux événements simulés dépendant de leur cinématique.

Pour déterminer les efficacités ayant trait aux muons, il nous faut un échantillon dont on est sûr qu'il en contient. Au Tevatron, les particules, produites en nombre, qui se désintègrent en muons isolés de grande énergie sont les bosons vecteurs W et Z. La difficulté de sélectionner des événements $W \rightarrow \mu\nu$ sans appliquer de critères spécifiques au muon entraîne que ce sont les Z, se désintégrant en deux muons, qui sont utilisés avec la méthode dite *Tag and Probe*. Elle consiste en l'utilisation d'un des muons pour la sélection d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ (le muon de contrôle ou *tag* muon), l'autre servant au calcul de l'efficacité en question (le muon de test ou *probe* muon).

D'une manière générale, le muon de contrôle se verra appliquer des coupures strictes pour s'affranchir des bruits de fond que forment les muons cosmiques et les muons provenant d'une désintégration d'un quark *b*, d'un pion ou d'un kaon par exemple.

Effi cacité de la reconstruction des muons *medium*

On cherche à déterminer ici l'efficacité de reconstruction du muon dans le spectromètre, c'est-à-dire du critère de qualité *medium* défini plus haut pour des muons ayant trois segments reconstruits. L'efficacité de la coupure de rejet des muons cosmiques est aussi évaluée ici. Le principe de cette méthode est schématisé sur la figure 6.9.

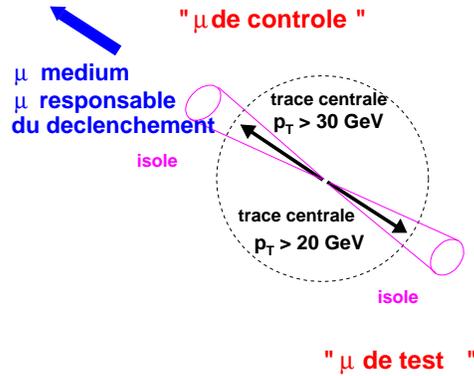


FIG. 6.9 – Schéma de la méthode de détermination de l'efficacité d'identification d'un muon *medium*. Les directions des muons sont représentées dans le plan transverse.

La sélection d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ se fait d'abord en demandant que ceux-ci aient satisfait une condition de déclenchement contenant un muon aux niveaux 1 et 2 et une trace au niveau 3. Le **muon de contrôle** doit ensuite satisfaire aux conditions suivantes :

- son impulsion transverse P_T est supérieure à 30 GeV;
- il est isolé dans le calorimètre et le détecteur de traces;
- il remplit le critère de qualité *medium* avec trois segments reconstruits;
- il survit au veto contre les muons cosmiques;
- on l'associe à une trace dans le détecteur central;
- la distance de plus proche approche de cette trace au vertex primaire de l'événement est inférieure à 200 μm ;
- on l'associe à un muon reconstruit au niveau du système de déclenchement.

Les deux premières coupures sont destinées à rejeter le plus grand nombre possible d'événements $b\bar{b}$. En effet, dans ce type d'événements, le muon de la désintégration semi-leptonique d'un des b aura une impulsion plus faible et ne sera pas isolé puisque produit dans un jet. Les deux suivantes servent à rejeter les éventuels muons cosmiques qui auraient satisfait les coupures temporelles. Ces muons ont une faible probabilité de se trouver au voisinage du vertex primaire. L'association avec un muon au niveau du système de déclenchement nous assure que c'est bien le muon de contrôle qui a déclenché l'acquisition évitant ainsi une surestimation de l'efficacité.

Le **muon de test** est au départ une trace dans le détecteur central qui doit satisfaire les conditions suivantes:

- son impulsion P_T doit être supérieure à 20 GeV;

- il doit être isolé dans le détecteur central : $E_{trk}(0.5) < 0.06P_T$;
- la distance de plus proche approche de cette trace au vertex primaire de l'événement doit être inférieure à $200 \mu\text{m}$;
- le χ^2 de l'ajustement de la trace doit être inférieur à 3.

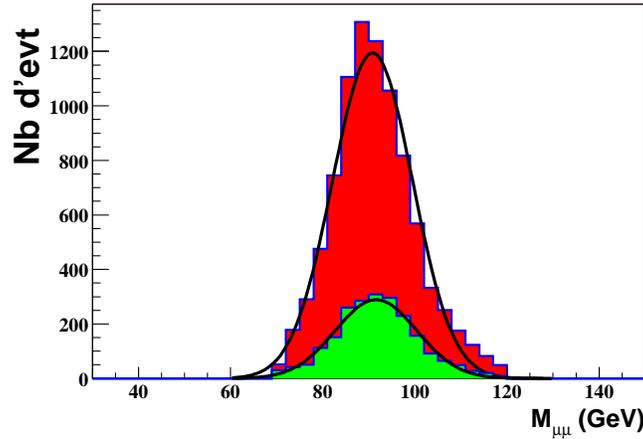


FIG. 6.10 – Masse invariante du muon de contrôle et du muon de test pour les événements dans lesquels le muon de test satisfait les critères d'identification (en gris foncé) et pour lesquels un de ces critères n'est pas rempli (en gris clair).

Enfin, pour parfaire la sélection, on applique des coupures sur le système dimuon :

- d'abord une coupure sur une variable appelée acolinéarité $\Delta\alpha > 0.05$ définie comme suit : $\Delta\alpha = |\Delta\phi + \Delta\theta - 2\pi|$ qui quantifie l'opposition des directions d'émission des deux muons. Les muons cosmiques auront en effet tendance à être opposés à la fois en ϕ mais aussi en θ .
- une coupure sur la masse invariante des deux muons (calculée avec les traces) qui doit être compatible avec une masse de Z : $60 < M_{\mu\mu} < 120 \text{ GeV}$.

A partir d'un muon de test, on cherche s'il existe un candidat muon dans le spectromètre satisfaisant nos critères d'identification. La procédure utilisée pour associer la trace test à un muon local est la présence d'un tel muon dans un cône de rayon $\Delta R < 0.5$ autour de cette trace.

Afin de vérifier que les événements sélectionnés sont bien des Z, on étudie la distribution de la masse invariante des deux muons pour éventuellement soustraire le fond résiduel. Le fond de "Drell-Yan" peut être modélisé par une exponentielle décroissante et le pic du Z par une gaussienne. Cette distribution, sur la figure 6.10, montre bien que la sélection est très bonne, le niveau de fond étant de l'ordre de 2%. Le plus grand pic correspond aux événements pour lesquels le muon de test satisfait les critères d'identification. Le second pic regroupe quant à lui, les événements pour lesquels un de ces critères n'est pas vérifié.

Sur la figure 6.11, sont représentées les efficacités d'identification en fonction de la position η du muon et de son impulsion transverse P_T . On n'observe pas de dépendance en fonction de l'impulsion mais on remarque que le critère est moins efficace dans les régions où $|\eta| \sim 1$. On comprend cette forme quand on regarde la forme du détecteur de muon dont le recouvrement entre les parties centrale et avant/arrière se fait justement dans ces régions, ce qui les rend moins efficaces. L'efficacité totale vaut :

$$\epsilon_{medium} = 80.6 \pm 0.4\%$$

Comparons maintenant ces efficacités mesurées dans les données avec celles mesurées dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ simulés en appliquant exactement les mêmes coupures. Le rapport de deux efficacités, sur la figure 6.12, montre que l'accord données/MC est plutôt bon.

Effi cacité de l'association avec une trace centrale

La même méthode *Tag and Probe* est utilisée pour le calcul de l'efficacité de l'association avec une trace centrale (voir la figure 6.13). Il est à noter que l'efficacité de reconstruction de la trace centrale est aussi prise en compte ici. Puisqu'on ne teste aucune composante du détecteur de muons, l'échantillon d'événements utilisés est sélectionné par une condition de déclenchement contenant deux muons mais ne faisant bien sûr pas appel aux traces.

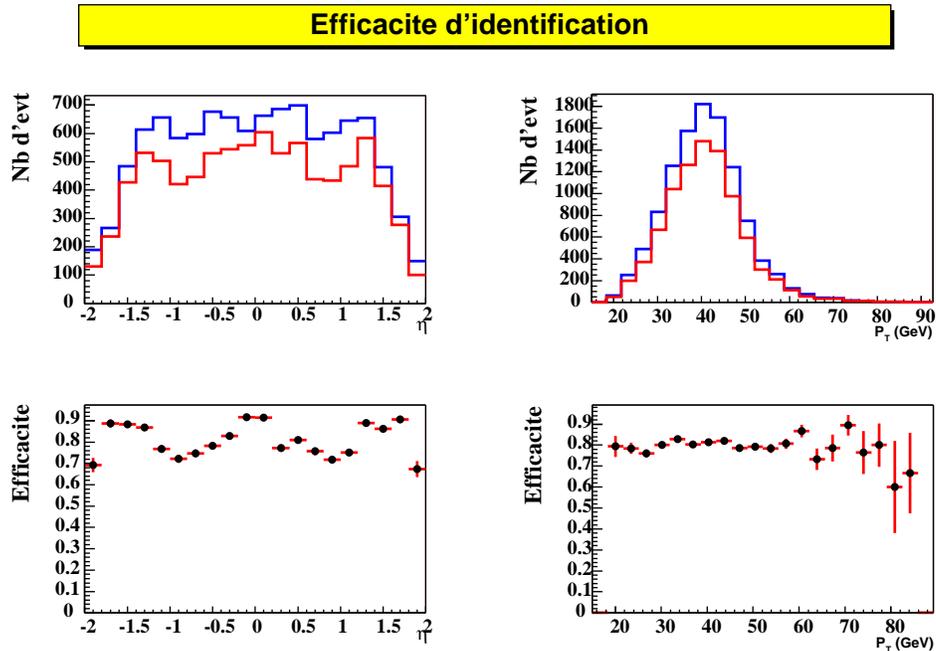


FIG. 6.11 – Distribution de la pseudorapidité et de l'impulsion transverse du muon de test avant (courbe supérieure) et après (courbe inférieure) association avec un muon local; efficacité de reconstruction d'un muon medium avec trois segments reconstruits en fonction de η et de P_T .

Rapport donnees/MC pour l'identification

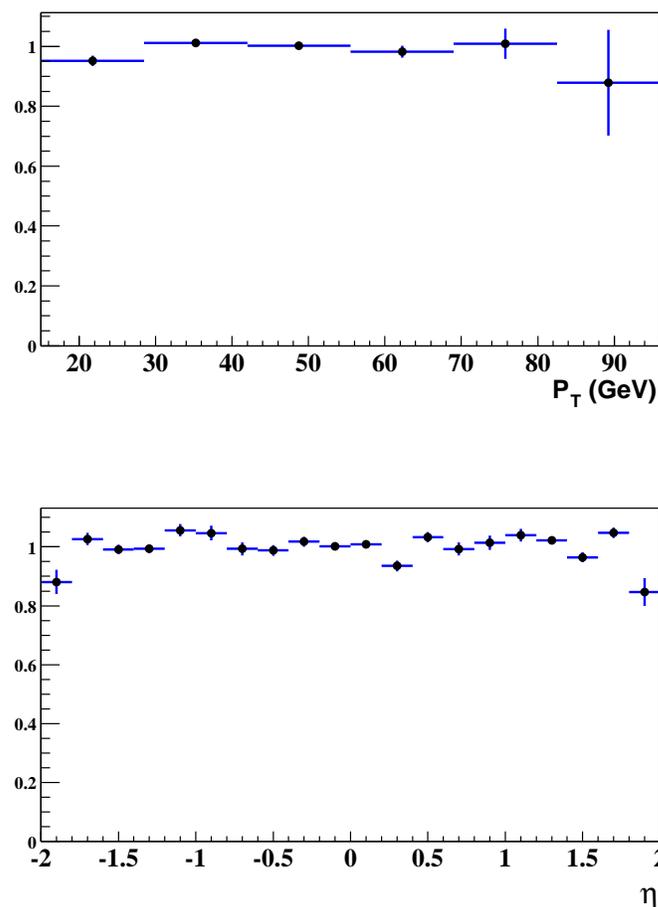


FIG. 6.12 – Rapport des efficacités d'identification d'un muon, dans les données et le Monte Carlo en fonction de P_T et η .

Dans ces événements, deux muons reconstruits doivent être présents parmi lesquels un **muon de contrôle** qui doit satisfaire les conditions suivantes :

- il doit satisfaire les critères de qualité *medium*;
- il doit être associé à une trace centrale;
- son impulsion doit être supérieure à 20 GeV;
- la distance de plus proche approche de la trace qui lui est associée doit être inférieure à 200 μm ;
- il doit être isolé dans le calorimètre et dans le détecteur de traces.

Le **muon de test** se voit appliquer les coupures suivantes :

- il doit satisfaire les critères de qualité *medium*;
- son impulsion transverse locale (c'est-à-dire n'utilisant que les informations du spectromètre) doit être supérieure à 20 GeV.

Enfin, toujours pour purifier l'échantillon, la masse invariante des deux muons doit

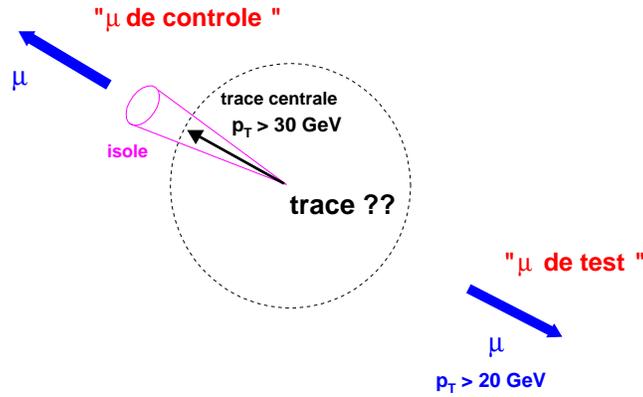


FIG. 6.13 – Schéma de la méthode de détermination de l'efficacité d'association du muon avec une trace centrale. Les directions des muons sont représentées dans le plan transverse.

être supérieure à 30 GeV (on ne fait pas de coupure haute car la précision sur la mesure de l'impulsion locale ne le permet pas); et l'acolinéarité $\Delta\alpha$ entre les deux muons doit être supérieure à 0.05.

Le calcul d'efficacité porte donc sur la présence d'une trace dans le détecteur central, qui est associée au muon local de test par l'algorithme officiel de reconstruction d'association de DØ et qui satisfait en plus les critères de qualité suivants :

- le χ^2 de l'ajustement doit être inférieur à 4 pour éviter les traces mal reconstruites;
- le rapport $\frac{|dca|}{\sigma_{dca}}$, c'est-à-dire la distance de plus proche approche divisée par son erreur doit être inférieure à 4 pour supprimer les événements provenant de désintégrations semileptoniques de quarks b ;
- la distance $|\Delta z(\mu, PV)| < 1$ cm le long de l'axe du faisceau entre la trace et le vertex primaire afin de rejeter les muons cosmiques.

La figure 6.14 nous montre les efficacités en fonction de P_T et de η . On constate une faible dépendance en fonction de l'impulsion et une plus prononcée en fonction de η qui s'explique par le fait que l'on reconstruit moins bien les traces pour des $\eta \lesssim 1.6$, c'est-à-dire au-delà de l'acceptance du détecteur de fibres scintillantes. L'efficacité moyenne de l'association avec une trace centrale vaut :

$$\epsilon_{trace} = 94.1 \pm 0.3\%$$

Le rapport des efficacités dans les données et la simulation est reporté dans la figure 6.15. Là encore, le rapport est proche de 1, signe que les événements simulés reproduisent bien les événements réels.

En moyenne, le facteur correctif entre les données et la simulation pour les critères d'identification est de 1.005 ± 0.004 . Pour le critère d'association à une trace, le facteur correctif vaut 0.957 ± 0.003 . Cependant, la légère dépendance en η de ces efficacités sera prise en compte dans l'analyse en assignant des poids aux événements simulés selon la position des muons dans le détecteur.

Efficacite d'association avec une trace

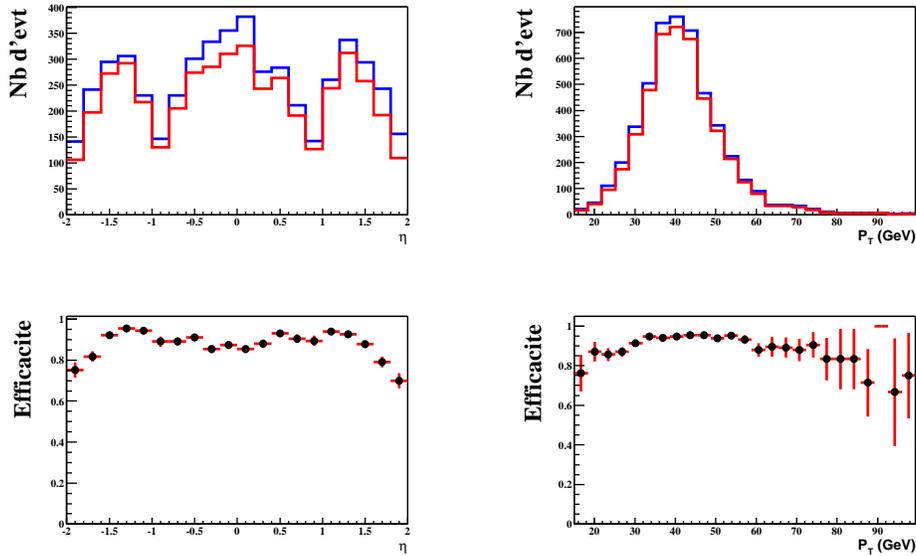


FIG. 6.14 – *Distribution de la pseudorapidité η et de l'impulsion transverse P_T du muon de test avant (courbe supérieure) et après (courbe inférieure) association avec une trace; efficacité d'association d'un muon à une trace centrale en fonction de η et de P_T .*

Effi cacité de la coupure d'isolation

Une des caractéristiques très importante des muons provenant de la désintégration de W en muon et neutrino est qu'ils sont isolés dans le détecteur des autres objets et notamment des jets. C'est cette caractéristique qui permet de nous affranchir d'une grande partie du fond multijets de QCD pour lequel les muons se trouvent préférentiellement dans un jet et ont tendance à avoir une impulsion plus faible.

On a défini deux critères d'isolation :

- une isolation géométrique: $\Delta R(\mu, jets) > 0.5$;
- une isolation en énergie dans le calorimètre et dans le détecteur de trace (voir le début du paragraphe 6.3.2):

$$\begin{aligned}
 & - E_{halo}(0.1, 0.4) < 0.08 P_T^\mu \\
 & - E_{trk}(0.5) < 0.06 P_T^\mu
 \end{aligned}$$

Ces critères ont été optimisés au sein du groupe "top" de la collaboration.

Pour déterminer les efficacités de ces deux dernières coupures, on sélectionne là encore des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ dont un des muons servira de muon de contrôle et l'autre de test. Le **muon de contrôle** devra satisfaire les mêmes coupures qu'au début du paragraphe 6.3.2. Le **muon de test**, lui, aura les mêmes caractéristiques que le muon de contrôle à l'exception du critère d'isolation. Il faut noter ici que l'efficacité ne porte pas sur le critère d'isolation géométrique ($\Delta R(\mu, jets) < 0.5$) qui est, lui, bien reproduit dans la simulation.

On imagine aisément que l'efficacité de cette coupure puisse dépendre du nombre de jets dans l'événement bien que cet effet doive être atténué par l'application de la coupure

Rapport donnees/MC pour l'association avec une trace

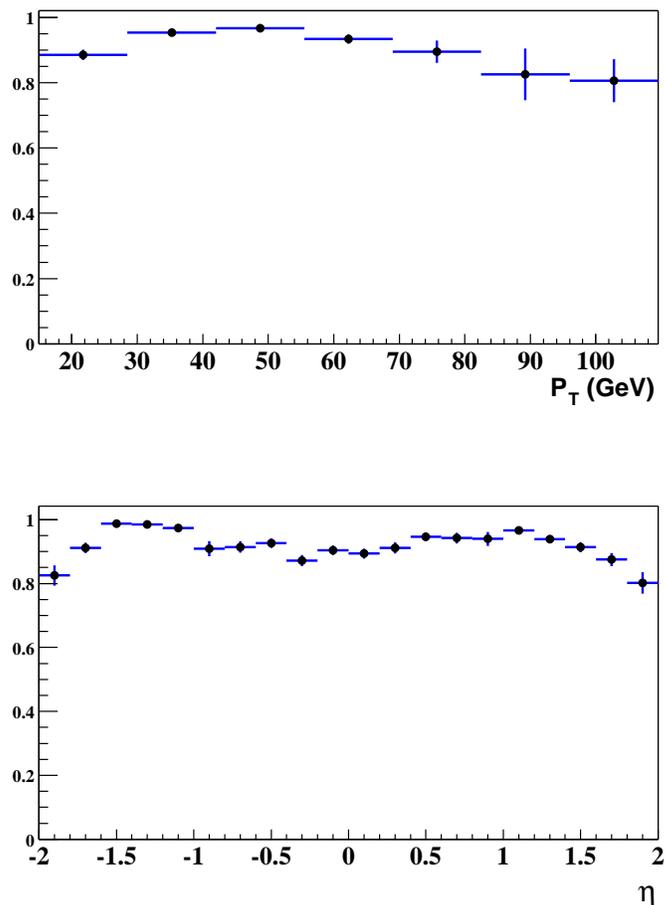
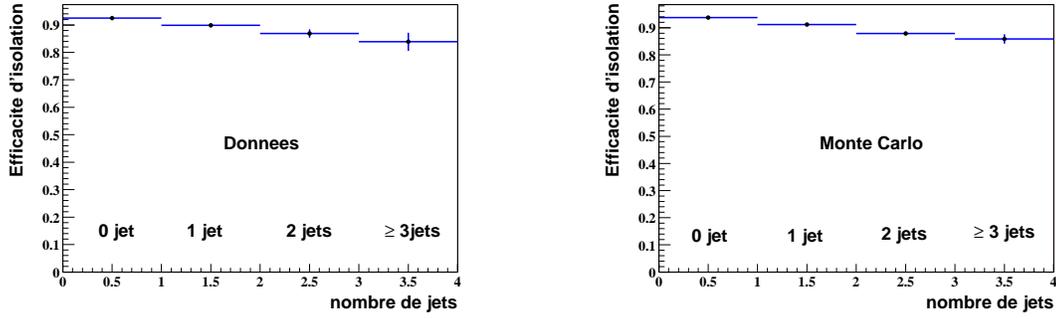


FIG. 6.15 – Rapport des efficacités d'association avec une trace dans les données et le Monte Carlo en fonction de P_T et η .

géométrique. On détermine donc cette efficacité pour chaque intervalle de multiplicité c'est-à-dire pour des événements dans lesquels on trouve 0, 1, 2 ou plus de 2 jets reconstruits.

On observe effectivement sur les graphes du haut de la figure 6.16 une légère dépendance de l'efficacité de la coupure d'isolation en fonction du nombre de jet reconstruits. Cette dépendance est réduite par le fait que la coupure stricte d'isolation se fait après la coupure d'isolation géométrique ($\Delta R(\mu, jets) > 0.5$). Elle est bien reproduite dans la simulation comme en témoigne le graphe du bas de la figure 6.16.

Cependant, une dépendance plus marquée est observée en fonction de l'impulsion transverse du muon comme le montre la figure 6.17. Cette dépendance est importante comme nous le verrons par la suite, lorsque nous voudrions estimer le nombre d'événements provenant du bruit de fond multijets dans le lot de présélection.



Rapport donnees/MC pour l'isolation

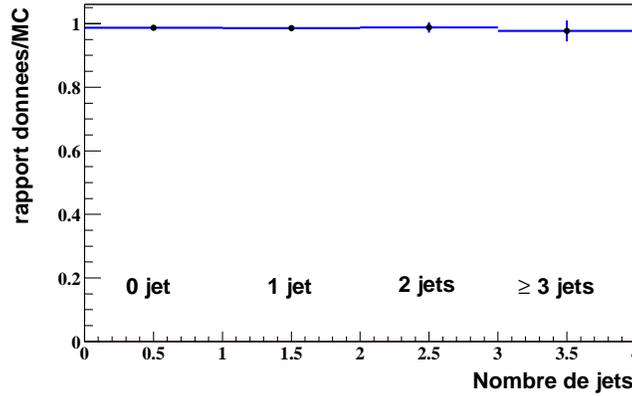


FIG. 6.16 – Efficacité de la coupure d'isolation dans les données et la simulation (en haut); rapport de ces efficacités (en bas) en fonction du nombre de jets.

6.3.3 Critères cinématiques

Coupages sur les objets

On applique des coupures sur l'énergie des objets (voir le paragraphe 4.3) présents dans l'état final d'une part pour réduire le bruit de fond multijets qui peuple préférentiellement la région des basses énergies, et aussi pour être sur le plateau des efficacités de reconstruction des différents objets. Ainsi, on demande à l'événement d'avoir les caractéristiques suivantes :

1. un muon d'impulsion transverse $P_T^\mu > 15$ GeV et $|\eta^\mu| < 2$ doit avoir satisfait aux critères définis au début du paragraphe 6.3.2;
2. au moins deux jets et au plus quatre doivent être présents ayant chacun, $P_T > 15$ GeV et $|\eta| < 3.4$;
3. le jet le plus énergétique doit, de plus, avoir un P_T supérieur à 25 GeV et une pseudorapidité inférieure à 2.5 (en valeur absolue);
4. on applique des coupures sur l'énergie transverse manquante (voir le paragraphe 4.3):
 - l'énergie transverse manquante calculée seulement à partir des cellules du calorimètre après correction de l'énergie des jets, \cancel{E}_T^{calo} , doit être supérieure à

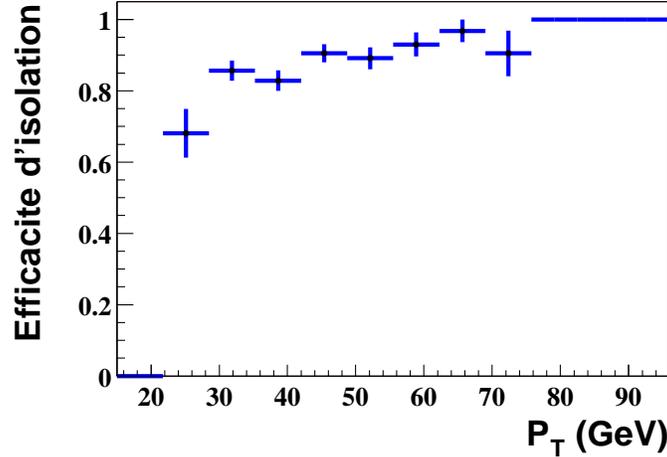


FIG. 6.17 – Efficacité de la coupure d’isolation en fonction de l’impulsion transverse P_T du muon dans des événements contenant au moins deux jets.

15 GeV;

- l’énergie transverse manquante entièrement corrigée \cancel{E}_T doit être supérieure à 15 GeV et inférieure à 200 GeV.

Ces coupures simples permettent de rejeter une bonne partie du bruit de fond multijets de QCD de basse énergie sans entamer la région du signal. La coupure sur l’énergie transverse manquante \cancel{E}_T^{calo} sert à rejeter les événements dans lesquels l’impulsion du muon est mal mesurée et augmente artificiellement \cancel{E}_T .

Veto sur les leptons isolés

Dans notre état final, un seul lepton doit être isolé : le muon provenant de la désintégration du W. Les seuls autres leptons autorisés sont les muons qui, à l’intérieur d’un jet, peuvent servir à identifier les jets de b .

On demande donc à ce qu’il n’y ait aucun électron reconstruit dans l’événement et on rejette les événements qui possèdent un second muon isolé ($\Delta(\mu, jet) > 0.5$), quelle que soit son impulsion.

Cette coupure vise en particulier à s’affranchir du bruit de fond Z+jets et $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique.

Coupures “triangulaires”

Pour réduire encore le bruit de fond multijets et le nombre d’événements pour lesquels l’énergie transverse manquante est mal mesurée, on applique des coupures dites “triangulaires” liées à la topologie particulière de ces événements.

Pour le canal muonique, le bruit de fond multijets est constitué d’événements dans lesquels un muon provenant d’une désintégration leptonique ou semi-leptonique d’un hadron satisfait les critères de sélection. Pour ces événements, et même si tous les objets sont bien mesurés, l’énergie transverse manquante est préférentiellement alignée dans la

	données		voie s		voie t		$t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jet		$t\bar{t} \rightarrow$ dilepton		Wjj	
	ε	ε_c	ε	ε_c	ε	ε_c	ε	ε_c	ε	ε_c	ε	ε_c
Sélection des runs	81.9	81.9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Condition de déclenchement	19.0	15.6	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Coupages sur le vertex	90.2	14.1	97.6	97.6	98.1	98.1	98.0	98.0	97.9	97.9	97.7	97.7
Coupages sur les jets	43.0	6.0	79.4	77.5	77.5	76.0	75.5	74.0	84.2	82.5	28.6	28.0
Identification des muons	95.3	5.8	75.1	58.3	72.8	55.3	44.7	33.1	56.9	47.0	66.7	18.7
Association avec une trace	98.0	5.6	98.7	57.5	98.5	54.5	99.1	32.8	99.1	46.5	97.2	18.1
χ^2 de la trace < 4	70.7	4.0	99.7	57.4	99.8	54.5	99.5	32.6	99.6	46.4	99.7	18.1
$\frac{\sigma_{dca}}{dca} < 3$	73.2	2.9	85.6	49.1	88.6	48.2	73.1	23.9	81.1	37.6	97.8	17.7
$\Delta z(\mu, z_{vtx}) < 1$ cm	91.0	2.7	99.3	48.8	99.6	48.0	99.4	23.7	99.2	37.3	99.3	17.7
Coupages en P_T^μ et η^μ	78.5	2.3	80.3	39.4	81.4	39.2	73.1	17.4	82.3	31.0	90.0	15.9
$\Delta R(\mu, jets) > 0.5$	90.3	2.1	84.8	33.4	86.0	33.8	81.0	14.1	84.4	26.2	82.3	13.1
Isolation stricte	21.7	0.45	86.2	28.8	86.1	29.1	83.1	11.7	87.2	22.8	86.6	11.3
Coupages sur \cancel{E}_T	12.3	0.33	91.1	26.2	90.6	26.3	91.4	10.7	92.6	21.1	82.6	9.4
Coupages triangulaires	79.1	0.26	90.0	23.6	89.6	23.6	92.2	9.9	94.0	19.8	84.7	7.9
Veto sur les autres leptons	95.9	0.25	96.3	22.7	95.3	22.5	89.8	8.9	52.7	10.5	98.4	7.8

TAB. 6.3 – Liste des critères avec leur efficacité ε et l'efficacité cumulée ε_c en pourcents dans les données et la simulation. Pour tous les processus simulés, on ne considère que les événements pour lesquels le W se désintègre en muon-neutrino.

direction du muon car elle correspond alors à celle du neutrino produit comme le muon lors de la désintégration (semi-)leptonique du hadron.

Cet effet est accentué si l'impulsion de la trace associée au muon, et/ou l'énergie du jet dont le muon fait partie, sont mal mesurées et sous-estimées. Si au contraire, ces quantités sont surestimées, l'énergie transverse manquante aura tendance à être opposée en ϕ avec le muon.

Le même raisonnement peut être tenu avec le jet le plus énergétique de l'événement qui, si son énergie est surestimée, contribuera à la reconstruction de l'énergie transverse manquante opposée à lui.

Les coupures que l'on va appliquer pour rejeter ces événements sont appelées triangulaires; elles sont définies dans les plans $(\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T), \cancel{E}_T)$ et $(\Delta\phi(P_T^{jet1}, \cancel{E}_T), \cancel{E}_T)$:

- $|\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T)|$ en fonction de \cancel{E}_T : on rejette les événements si $|\Delta\phi| < 1.5 - \frac{1.5}{35}\cancel{E}_T$, et si $|\Delta\phi| > 2 + \frac{\pi-2}{50}\cancel{E}_T$
- $|\Delta\phi(\text{premier jet}, \cancel{E}_T)|$ en fonction de \cancel{E}_T : on rejette les événements si $|\Delta\phi| > 1.5 + \frac{\pi-1.5}{35}\cancel{E}_T$

Ces coupures sont illustrées sur les figures 6.18 et 6.19 pour les deux processus du signal et pour un échantillon de données enrichi en événements $b\bar{b}$. Cet échantillon est obtenu à partir des données satisfaisant les coupures de présélection décrites plus haut sauf l'isolation du muon, coupure qui est, elle, inversée. On sélectionne ainsi des événements pour lesquels le muon est dans un jet, signature probable d'un jet de b .

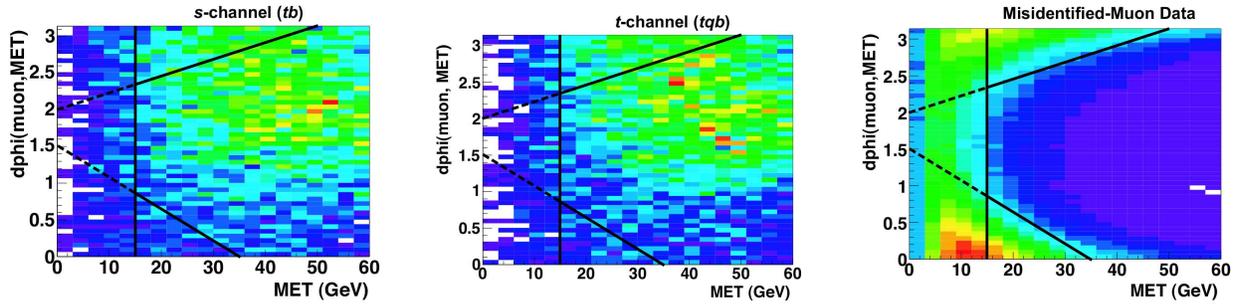


FIG. 6.18 – Distribution de l'angle $\Delta\phi$ entre le muon et l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse manquante pour la voie s à gauche, la voie t au milieu, et les données enrichies en événements $b\bar{b}$. La densité d'événements est plus grande dans les régions claires.

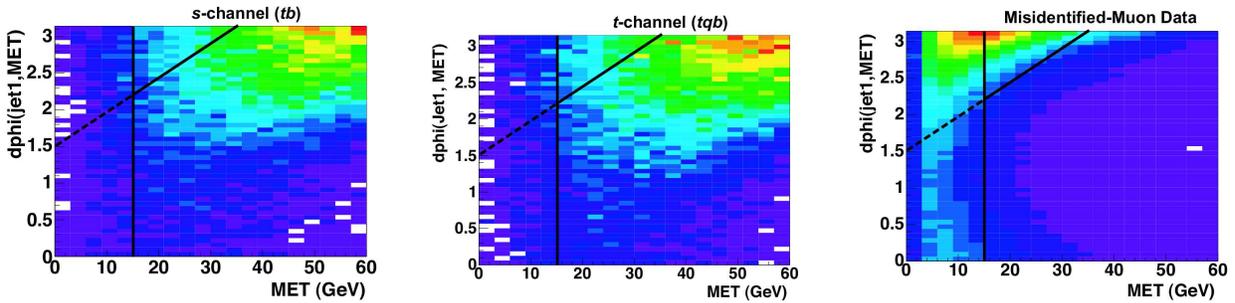


FIG. 6.19 – Distribution de l'angle $\Delta\phi$ entre le muon et le jet le plus énergétique en fonction de la énergie transverse manquante pour la voie s à gauche, la voie t au milieu, et les données enrichies en événements $b\bar{b}$. La densité d'événements est plus grande dans les régions claires.

Coupages en masse transverse muon-énergie manquante (analyse B seulement)

Enfin, pour réduire à un niveau quasi-négligeable le bruit de fond multijets, on applique une coupure sur la masse transverse, M_T , entre le muon et l'énergie transverse manquante :

$$M_T = \sqrt{2 E_T^2 P_T^{\mu^2} (1 - \cos \Delta\phi(\mu, E_T))}.$$

Pour tous les bruits de fond (et le signal) contenant un W réel, on doit obtenir une distribution présentant un pic caractéristique, alors que le bruit de fond multijets doit se trouver à petite masse transverse.

On applique donc la coupure $M_T > 30$ GeV. Après cette coupure, le bruit de fond multijets devient négligeable. Elle n'est appliquée que pour l'analyse utilisant la méthode d'analyse discriminante (voir chapitre 6.5.2).

L'efficacité de chacune de ces coupures dans les données et dans des échantillons d'événements simulés est donnée dans le tableau 6.3.

6.4 Contrôle de la présélection

Après l'application de ces coupures de présélection, on veut s'assurer que l'accord entre les données et la prédiction du modèle standard est bon. Cette prédiction est calculée à partir d'événements simulés et des données.

6.4.1 Traitement des événements simulés

La procédure d'analyse des événements simulés, est la suivante :

- on leur applique tous les critères d'identification des objets physiques et les critères cinématiques que l'on applique aux données.
- on les pondère par la probabilité qu'ils ont de satisfaire les conditions de déclenchement, probabilité dont le calcul est présenté au paragraphe 6.2.2.
- on les pondère par les facteurs correctifs correspondants aux rapports des efficacités déterminées sur les données et sur la simulation.

Ainsi, les différences entre les données et les événements simulés sont prises en compte.

6.4.2 Le bruit de fond multijets

Le bruit de fond de QCD est constitué d'événements multijets qui contiennent un muon provenant de la désintégration semi-leptonique ou leptonique d'un hadron (méson beau, pion, kaon, ...). L'énergie de ce muon est généralement faible et il ne doit pas être isolé mais plutôt à l'intérieur du jet duquel il vient.

L'estimation de ce fond se fait entièrement à partir des données elles-mêmes. On utilise pour cela une méthode qui exploite la coupure stricte relative à l'isolation des muons. On définit deux échantillons de données, un dans lequel toutes les coupures de présélection sont appliquées sauf cette coupure sur l'isolation (échantillon 1 contenant N_1 événements) et l'autre dans lequel cette dernière coupure est requise (échantillon 2 contenant N_2 événements). L'échantillon 2 est en fait le lot de présélection.

Ces échantillons contiennent chacun une certaine fraction d'événements de QCD et d'événements contenant un W réel (W+jets ou événements avec des tops). La fraction relative des deux types d'événements est modifiée selon les efficacités de la coupure sur chacun de ces deux types d'événements.

On peut résumer cette méthode par le système d'équations suivant qu'il suffira de résoudre :

$$\begin{aligned} N_1 &= N_1^W + N_1^{QCD} \\ N_2 &= \varepsilon_W N_1^W + f_{QCD} N_1^{QCD} \end{aligned}$$

Dans ce système, les inconnues N_1^W et N_1^{QCD} sont respectivement les nombres d'événements contenant un W réel et ceux provenant du fond de QCD. ε_W est l'efficacité pour un muon provenant d'un W de satisfaire la coupure d'isolation stricte et f_{QCD} est la probabilité pour un muon dans un événement multijets d'apparaître isolé. La résolution de ce système linéaire donne :

$$N_1^W = \frac{N_2 - f_{QCD} N_1}{\varepsilon_W - f_{QCD}} \quad \text{et} \quad N_1^{QCD} = \frac{\varepsilon_W N_1 - N_2}{\varepsilon_W - f_{QCD}}$$

Le nombre d'événements de QCD dans le lot de présélection est donc donné par le produit de f_{QCD} et de N_1^{QCD} . On notera ce nombre $N_{présel}^{QCD}$. De même, on notera $N_{présel}^W$ ($= \varepsilon_W N_1^W$) le nombre d'événements W+jets dans le lot de présélection.

Il faut donc déterminer ε_W et f_{QCD} . Nous avons déjà calculé ε_W dans le paragraphe 6.3.2. Calculons maintenant l'efficacité f_{QCD} qui est en fait un taux de mauvaise identification dans le sens où un muon d'un événement de QCD qui apparaît isolé est pris pour un muon provenant d'un W.

Pour cela, il faut sélectionner un échantillon de données qui soit enrichi en événements QCD mais qui possèdent une topologie proche du lot de présélection. On va donc appliquer aux données toutes les coupures de présélection sauf les coupures sur l'énergie transverse manquante. En effet, on s'attend à ce que cette énergie soit faible du fait de l'absence de neutrino énergétique dans un événement multijet. Sur la figure 6.20, si on demande par exemple $\cancel{E}_T^{calo} < 25$ GeV, on voit que l'efficacité d'isolation f_{QCD} , stable à petite énergie transverse manquante, dépend fortement de \cancel{E}_T au delà de 15 GeV. La raison de la brusque hausse de f_{QCD} au delà de 15 GeV, est la contamination de cet échantillon en événements contenant un W réel et, partant, un neutrino énergétique.

On utilise donc pour déterminer ce taux de mauvaise identification, les événements qui satisfont tous les critères de présélection sauf celles liées à l'énergie transverse manquante :

- $\cancel{E}_T < 15$ GeV
- $\cancel{E}_T^{calo} < 25$ GeV

Ces coupures suppriment une grande partie des événements W+jets pour lesquels l'énergie transverse manquante est réelle et correspond à l'impulsion transverse du neutrino. La coupure sur \cancel{E}_T^{calo} , c'est à dire sur l'énergie manquante calculée seulement à partir du calorimètre est, dans ces événements, une mesure de l'impulsion transverse du W.

Des études sur la dépendance de ce taux de mauvaise identification en fonction de variables cinématiques de l'événement, montrent qu'il est difficile de bien le maîtriser. Quelques unes de ces dépendances sont reportées dans la figure 6.21.

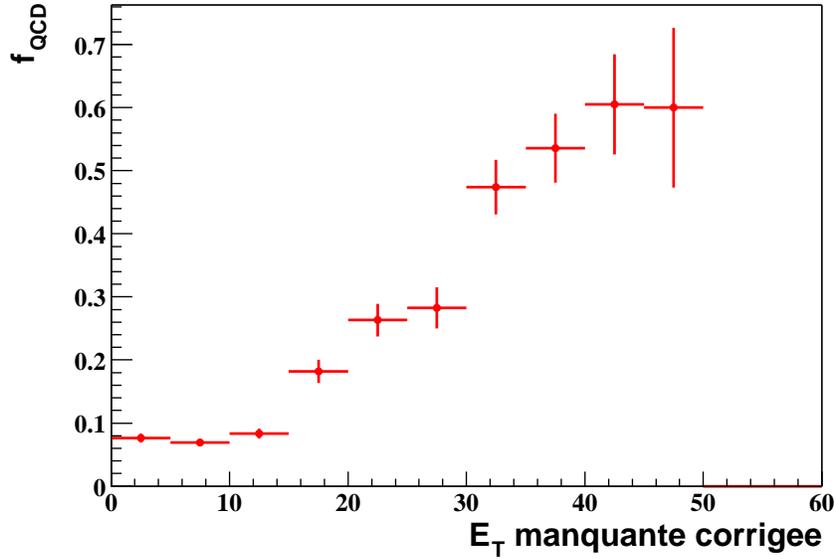


FIG. 6.20 – Efficacité d’isolation d’un muon dans un échantillon de données satisfaisant les coupures de présélection sauf celles concernant la \cancel{E}_T , et satisfaisant en plus $\cancel{E}_T^{calo} < 25$ GeV.

Un ajustement par une droite sur la partie $\cancel{E}_T < 15$ GeV de la figure 6.20 nous donne le taux de mauvaise identification moyen que nous utiliserons. L’erreur sur ce taux est prise comme étant la variation moyenne autour de cette valeur ajustée en fonction de la pseudorapidité η du muon. Finalement,

$$f_{QCD} = 7.4 \pm 3.0\%.$$

6.4.3 Le bruit de fond W+jets

Pour ce fond, on utilise des événements simulés par ALPGEN selon le processus $Wjj \rightarrow \mu\nu jj$ où j représente un jet léger, un jet de c ou un jet de gluon et selon le processus $Wbb \rightarrow \mu\nu bb$. L’échelle d’énergie utilisée pour la production est $Q^2 = M_W^2 + \sum p_T^2$ et les coupures au niveau partonique sont les suivantes : $p_T > 8$ GeV, $|\eta| < 3$ et $\Delta R > 0.4$. La section efficace de ces processus au premier ordre, données par ALPGEN est 222 pb pour Wjj et 1.6 pb pour Wbb.

La normalisation de ces échantillons peut se faire de deux manières. La première consiste à utiliser les sections efficaces données par ALPGEN multipliées par le facteur K correspondant. Celui-ci est déterminé grâce au programme MCFM avec les mêmes coupures partoniques et à la même échelle d’énergie qu’à la production des événements. Pour nos échantillons, K est choisi constant et vaut 1.3 pour le processus Wjj et 2.05 pour le processus Wbb. La seconde méthode pour la normalisation de ce bruit de fond est l’utilisation des données, en utilisant $N_{présel}^W$ calculé au paragraphe précédent. Cette méthode sera détaillée dans le paragraphe 6.5.2.

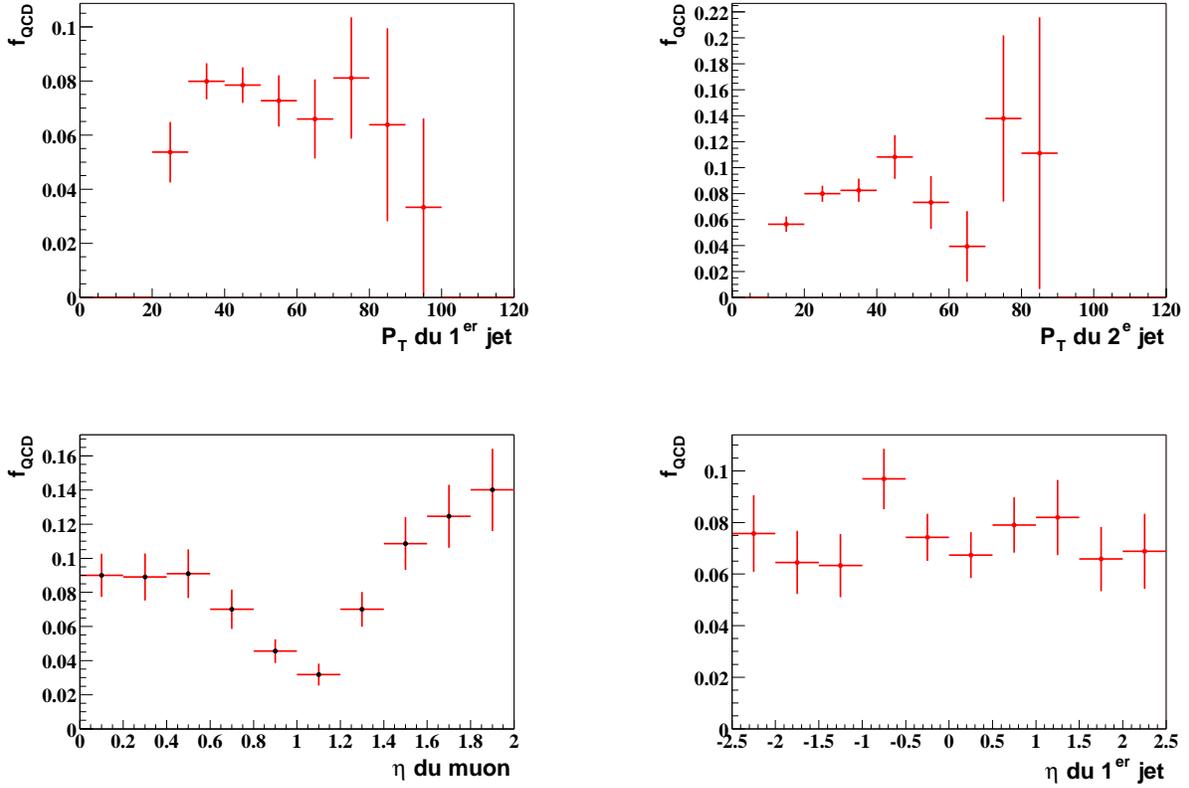


FIG. 6.21 – Taux de mauvaise identification f_{QCD} en fonction des P_T du premier et du deuxième jet en haut, et en fonction de la pseudorapacité du muon et du premier jet en bas.

6.4.4 Le bruit de fond $t\bar{t}$

Les autres bruits de fond sont les événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jet et le canal dileptonique. On utilise des événements simulés par le programme ALPGEN (voir chapitre 5) avec une masse de top m_t à 175 GeV et à une échelle d'énergie $Q^2 = m_t^2$. La section efficace de la production de paire de tops vaut, au NNLO, 6.77 ± 1.22 pb [2].

Le tableau 6.4 résume les caractéristiques des différents échantillons d'événements simulés que nous utilisons dans les analyses.

6.4.5 Histogrammes de contrôle avant l'identification des jets de b

Les figures 6.22 et 6.23 montrent l'accord entre les données et la somme des événements du fond QCD déterminés à partir des données et des événements W+jets provenant de la simulation. Ces histogrammes sont produits après que toutes les coupures de présélection ont été appliquées sauf la coupure sur la masse transverse du W.

On voit donc que l'accord est bon pour toutes les variables cinématiques. Le fond de QCD restant représente environ 7% du fond total et se situe surtout à basse masse transverse comme prévu. Cela légitime donc la coupure sur la masse transverse à 30 GeV, qui achève le rejet du fond multijets de QCD.

	Nombre d'événements	Luminosité de l'échantillon (fb^{-1})
<u>Signal</u> (canal muon)		
voie s	31000	270
voie t	31500	122
<u>Fonds</u>		
W_{jj} ($W \rightarrow \mu\nu$)	188000	0.65
$W_{b\bar{b}}$ ($W \rightarrow \mu\nu$)	99000	29.5
$t\bar{t} \rightarrow 1+\text{jets}$	48500	16
$t\bar{t} \rightarrow 2$	47000	63

TAB. 6.4 – *Caractéristiques des échantillons d'événements simulés utilisés.*

A ce niveau de l'analyse, les nombres d'événements satisfaisant les critères de sélection sont résumés dans le tableau 6.5. On a aussi reporté le nombre d'événements contenant un W donné par la méthode décrite au paragraphe 6.4.2. L'erreur sur ce nombre et sur le nombre d'événements de QCD est la combinaison de l'erreur statistique des échantillons de données N_1 et N_2 et des erreurs systématiques sur f_{QCD} et ε_W . On note le bon accord de cette méthode avec celle utilisant la section efficace théorique provenant du programme ALPGEN multipliée par le facteur K .

	données	$N_{présel}^W$	$N_{présel}^{QCD}$	W_{jj+Wbb} simulés	$t\bar{t}$
Nb d'événements	3167	2952 ± 112	215 ± 96	2995	62.3

TAB. 6.5 – *Nombre d'événements après la présélection correspondant à 230 pb^{-1} de données.*

Enfin, dans le tableau 6.6, on donne le rapport du nombre d'événements de signal sur le nombre d'événements provenant des bruits de fond avant toute sélection, après quelques critères simples (présence d'un muon *medium* et d'au moins deux jets puis coupures cinématiques sur ce muon et ces jets) et après tous les critères de présélection. La première ligne ne prend en compte que le bruit de fond principal W +jets et la seconde considère tous les bruits de fond. On remarque que malgré la nette augmentation de ce rapport après les coupures de présélection (due en particulier au critère d'isolation du muon qui permet de s'affranchir d'une bonne partie du bruit de fond multijet), il reste encore un travail important à accomplir pour améliorer la sensibilité de l'analyse.

L'amélioration de ce rapport est le sujet du paragraphe suivant. La première caractéristique des événements de signal qu'il faut exploiter est la présence d'au moins un jet de b dans l'état final. Enfin, il faut chercher à optimiser l'utilisation d'une ou plusieurs variables discriminantes.

	avant sélection	après critères simples	après la présélection
rapport signal:W+jets	1:775	1:204	1:198
rapport signal:bruits	-	1:1167	1:215

TAB. 6.6 – *Rapports du nombre d'événements de signal sur le nombre d'événements de bruit de fond (W+jets seul et tous les fonds combinés) avant toute sélection, après l'application de quelques critères simples et après tous les critères de présélection.*

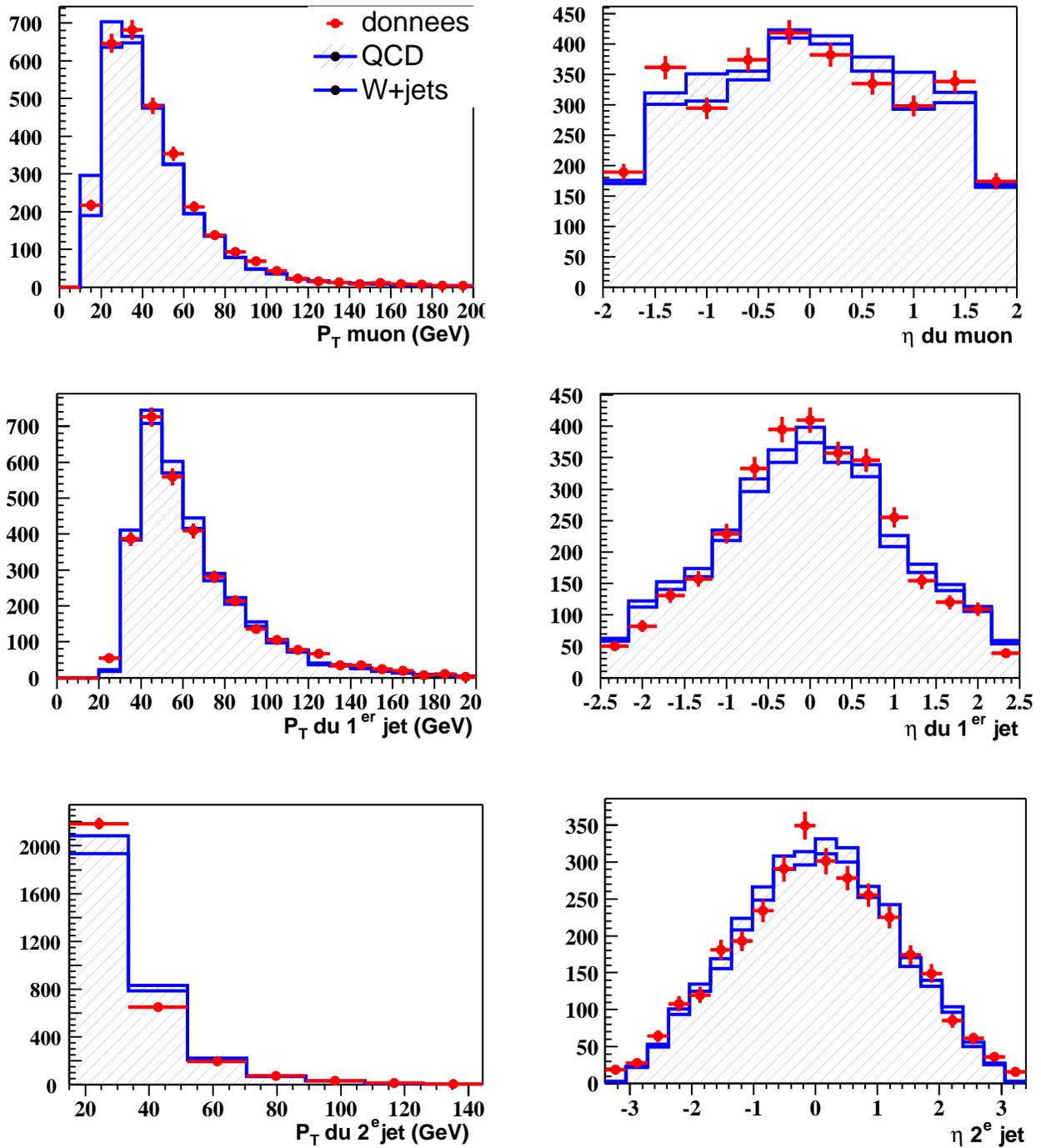


FIG. 6.22 – Comparaisons données/prédictions après les coupures de présélection. Les points sont les données, l’histogramme blanc, les bruits de fond contenant un W et l’histogramme hachuré, le bruit de fond multijets.

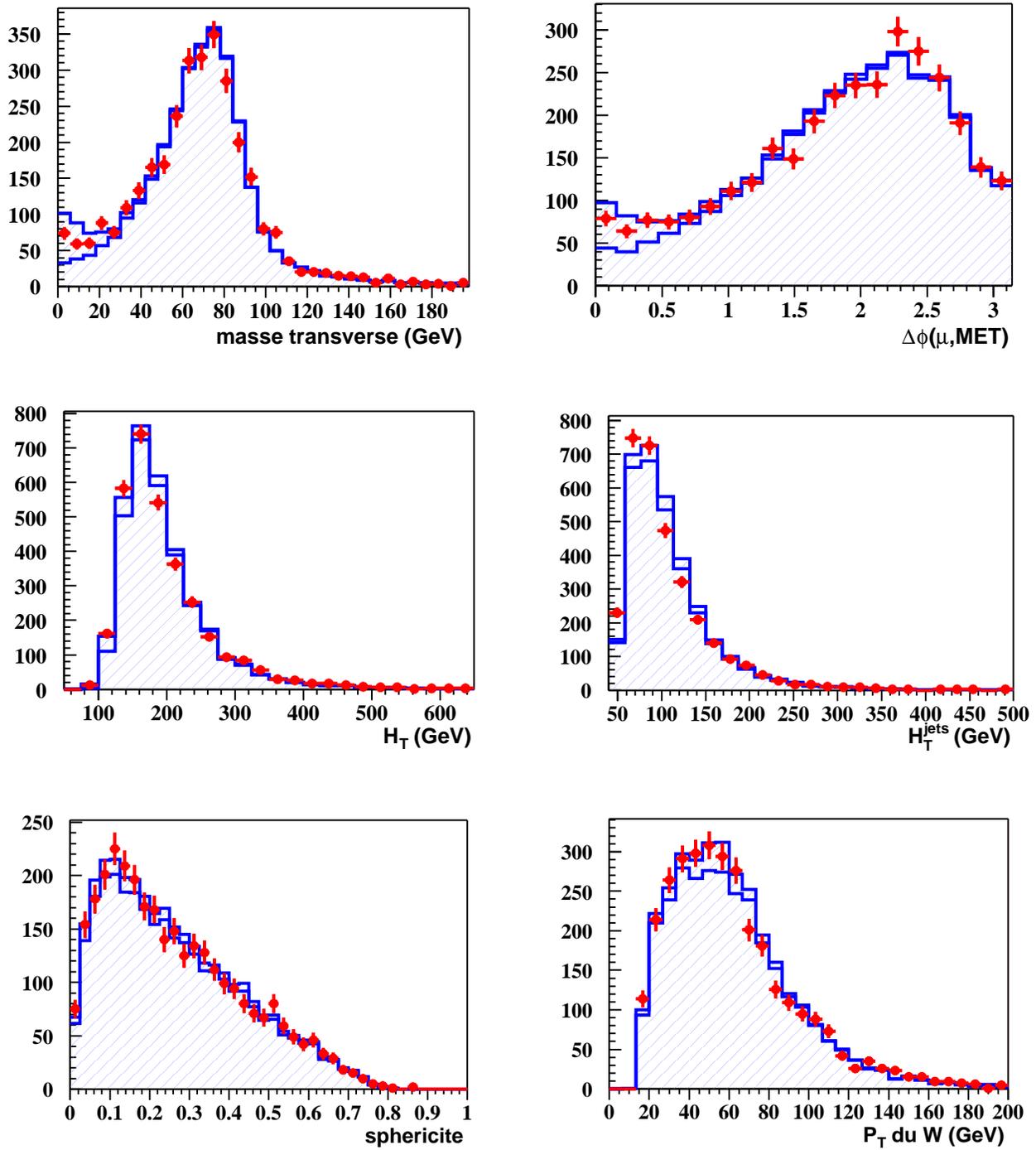


FIG. 6.23 – Comparaisons données/prédictions après les coupures de présélection. Les points sont les données, l’histogramme blanc, le bruit de fond contenant un W et l’histogramme hachuré, le bruit de fond multijets. H_T^{jets} est la somme des énergies transverses des jets et H_T est la somme de H_T^{jets} , de l’impulsion transverse du muon et de l’énergie transverse manquante. La sphéricité est définie au paragraphe 6.5.2.

6.5 Sélection finale

Une fois que l'on contrôle le lot de données présélectionnées, on veut trouver une méthode qui permette de mettre en évidence le signal ou, dans notre cas, d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit possible.

La première des choses à faire après la présélection est de mettre à profit la présence de quarks b dans l'état final. La composition en saveurs lourdes du fond QCD comme du fond W +jets est faible ($\sigma(p\bar{p} \rightarrow Wb\bar{b} \rightarrow \mu\nu b\bar{b}) \simeq 3$ pb à comparer à $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Wjj \rightarrow \mu\nu jj) \simeq 280$ pb).

Ensuite, plusieurs méthodes pour augmenter ce rapport signal sur bruit ont été successivement étudiées. Le premier choix qui s'offre à nous est l'optimisation d'une coupure sur une ou plusieurs variables discriminantes, c'est-à-dire dont la forme de la distribution est très différente pour le signal et les bruits de fond. Cette première méthode a été d'abord utilisée sur un échantillon de données de 158 pb^{-1} et a fait l'objet d'un résultat à la conférence ICHEP'04 en août 2004. L'algorithme d'étiquetage des jets de b utilisé ici est l'algorithme de *Soft Lepton Tag*, facile à mettre en oeuvre, mais dont on paie le prix sur l'efficacité par le rapport d'embranchement du b en muon. Cette analyse sera par la suite appelée analyse A.

Un autre choix, plus performant, est de construire une variable discriminante à partir de plusieurs variables qui, chacune, possède un pouvoir de discrimination. Cette méthode est plus performante car elle utilise toute l'information contenue dans les distributions en question. Même les variables ne présentant qu'un faible pouvoir séparateur, qui ne pourraient être exploitées dans le cas d'un coupure simple sans une perte importante d'efficacité, peuvent maintenant apporter leur information. Cette méthode a été utilisée pour une seconde analyse, que nous appellerons analyse B, basée sur 230 pb^{-1} de données avec un algorithme d'étiquetage des b plus performant, décrit dans le chapitre 5 : JLIP.

6.5.1 Analyse A

Cette analyse a été réalisée au cours de l'année 2004 avec une luminosité intégrée de 158.4 pb^{-1} et a permis de mettre une limite sur la production de *single top* totale (c'est-à-dire voie s et voie t combinées).

Algorithme d'identification des jets de b

Pour cette analyse, l'algorithme utilisé pour identifier les jets de b était le *Soft Muon Tag*, c'est à dire la recherche dans un jet, d'un muon provenant de la désintégration semi-leptonique du quark b . Les conditions que doit remplir le muon pour identifier un jet de b sont données dans le chapitre 5. Si l'algorithme en lui même est très efficace (il revient à l'efficacité de reconstruction d'un muon dans le spectromètre), l'efficacité finale de cette méthode d'identification souffre du faible rapport d'embranchement du b en muon qui est de $\sim 18\%$.

Deux jets de b sont présents dans la voie s et seulement un dans la voie t (dans la plupart des cas, le second b est très à l'avant et de faible énergie et par conséquent n'est pas détecté). Puisque nous ne faisons pas de recherche séparée des deux processus, nous demandons à ce qu'au moins un jet de l'événement soit identifié comme un jet de b .

Estimation des bruits de fond multijets et W+jets après cette coupure

- Le bruit de fond multijets est estimé à partir des données sur un échantillon enrichi en événements $b\bar{b}$. Pour sélectionner cet échantillon, on applique les critères de présélection définis plus haut exceptés les critères d'isolation (géométrique et en énergie). On demande ensuite à ce que les critères sur l'isolation en énergie soient inversés :

- $E_{halo}(0.1, 0.4) > 0.08 P_T^\mu$
- $E_{trk}(0.5) > 0.06 P_T^\mu$

Cet échantillon, “orthogonal” à l'échantillon d'analyse, contient donc principalement des événements du bruit de fond multijets enrichi en saveurs lourdes. On applique sur cet échantillon l'algorithme de *Soft Muon Tag*, obtenant ainsi une “probabilité” $\varepsilon_{tag, QCD}$ pour un événement provenant de ce bruit de fond de satisfaire les critères d'identification des jets de b . On trouve :

$$\varepsilon_{tag, QCD} = 0.02 \pm 0.003.$$

Pour obtenir le nombre d'événements final, on multiplie le nombre d'événements provenant du bruit de fond multijets dans le lot de présélection déterminé grâce à la méthode définie au paragraphe 6.4.2 ($N_{présel}^{QCD} = 244$ pour $\mathcal{L} = 158 \text{ pb}^{-1}$) par cette probabilité d'identification. On obtient ainsi :

$$N_{final}^{QCD} = 4.9 \pm 1.7.$$

- Le bruit de fond W+jets est lui aussi déterminé uniquement à partir des données dans cette analyse. Le nombre d'événements $N_{présel}^W$ est multiplié par la probabilité pour qu'un tel événement possède au moins un jet de b identifié par le *Soft Lepton Tag*.

Le principe est de construire des fonctions de probabilité d'étiquetage par jet ou *Tag Rate Functions*, inclusives. Inclusives dans le sens où toutes les saveurs sont considérées en même temps. Ces fonctions de probabilité d'étiquetage sont déterminées à partir d'un échantillon d'événements ayant déclenché une condition demandant des jets. Elles sont ensuite appliquées à un échantillon orthogonal à l'échantillon d'analyse mais qui possède toutefois les mêmes caractéristiques cinématiques que celui-ci. On obtient ainsi la probabilité qu'un événement multijet satisfasse au critère d'identification des jets de b .

La probabilité par jet est paramétrée en fonction de l'impulsion transverse P_T du jet, sa pseudorapidité η et son azimut ϕ . On suppose que la probabilité peut être factorisée en deux composantes :

$$T^{inc}(P_T, \eta, \phi) = A(P_T, \eta) \cdot B(\phi)$$

Alors que la fonction $B(\phi)$ est représentée par un histogramme (voir figure 6.24 en bas), la fonction $A(P_T, \eta)$ est paramétrée par une fonction analytique ajustée sur les données dans 101 intervalles de η . Deux exemples sont donnés dans la figure 6.24.

On remarque clairement sur la probabilité dépendant de ϕ à la fois la chute d'efficacité autour de $\phi \sim 5$ radians due au trou dans l'acceptance du spectromètre à muons (support du détecteur) mais aussi les différents bords de la structure en octants du spectromètre. On note aussi que cette probabilité augmente avec l'énergie du jet. Il devient en effet plus facile de trouver un muon suffisamment énergétique pour pouvoir atteindre le spectromètre et être détecté. En moyenne, la probabilité pour un jet de saveur quelconque d'être identifié comme un jet de b est très faible, de l'ordre de 0.5 %.

En appliquant ces fonctions de probabilité, déterminées sur un échantillon contenant des événements multijets de QCD, à des événements W +jets, on fait une hypothèse importante : le contenu en saveurs lourdes des jets dans ces deux types d'événements doit être la même. Cette hypothèse a été étudiée plusieurs fois, notamment pour la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ au Run I [3]. Ces études montrent qu'elle est vérifiée pour plusieurs processus (QCD, W +jets, Z +jets, photon+jets,...). Les saveurs lourdes apparaissent principalement par la matérialisation d'un gluon en une paire $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ (figure 6.25 à gauche). L'autre source est la production directe de saveurs lourdes comme le charme à partir d'un quark étrange dans l'état initial par exemple (figure 6.25 à droite).

La matérialisation d'un gluon en paire de quark lourds est indépendante du processus dur de même que les désintégrations des pions et des kaons issus de la fragmentation. Seul le processus de production directe est spécifique aux événements W +jets et même à une faible différence dans la composition en saveurs lourdes.

On vérifie que nos fonctions de probabilité d'identification par jet prédisent le bon taux d'étiquetage sur un échantillon enrichi en événements W +jets. Pour cela, on utilise le lot de présélection et on requiert que H_T , la somme des impulsions transverses du

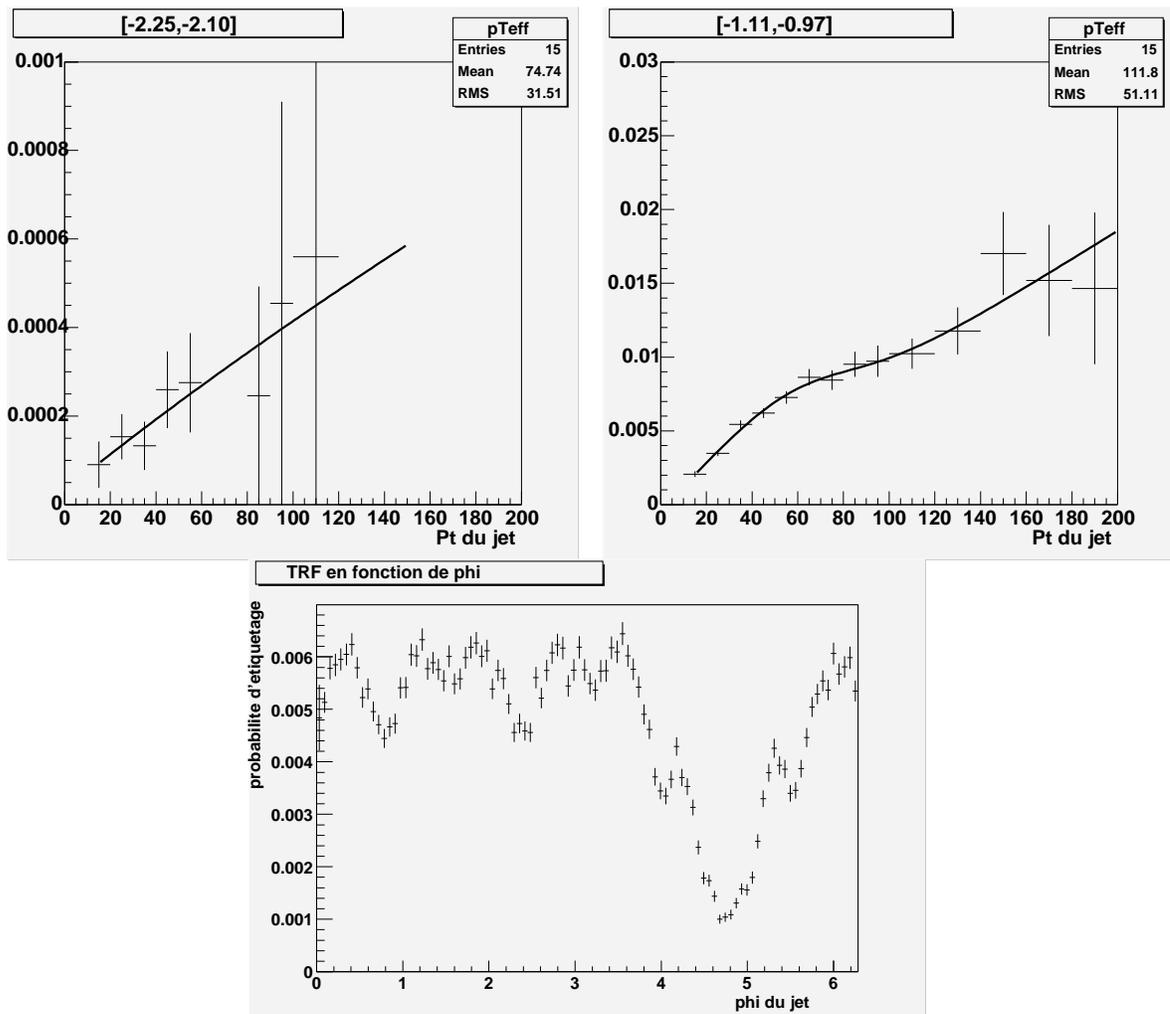


FIG. 6.24 – Fonctions de probabilité d'étiquetage inclusives, par jet, en fonction de P_T dans deux intervalles de η en haut et en fonction de ϕ en bas.

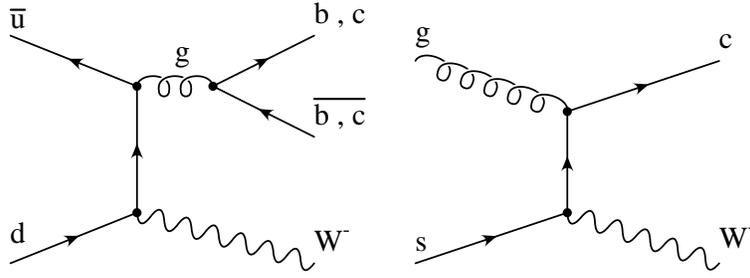


FIG. 6.25 – Exemples de diagrammes de Feynman des processus W +jets conduisant à des jets de saveurs lourdes.

muon, des jets et de l'énergie transverse manquante, soit inférieure à 200 GeV pour éliminer les événements $t\bar{t}$, sources de quark b . Dans le tableau 6.7, on constate que le taux d'identification prédit est cohérent avec le taux réel déterminé en appliquant directement l'algorithme sur l'échantillon.

sélection	taux d'identification prédit	taux d'identification observé
$W+\geq 2$ jets	1.07 %	0.93 ± 0.03 %

TAB. 6.7 – Taux d'identification réel et prédit sur un échantillon enrichi en événements W +jets

Comme pour l'estimation du fond de QCD, on détermine une probabilité d'identification sur un échantillon ne contenant que des événements W +jets qui doit être orthogonal. On utilise les données de l'analyse auxquelles on applique toutes les coupures de présélection. On ne considère ensuite que les événements qui ne possèdent pas de jets identifiés comme des jets de b , ce qui permet en outre de s'affranchir d'une partie du bruit de fond $t\bar{t}$. On fait l'hypothèse que cet échantillon d'événements n'est constitué que d'événements W +jets (la contamination résiduelle des événements $t\bar{t}$ est de 3% environ). Pour obtenir la probabilité d'identifier au moins un jet dans un événement, $P_{\geq 1b}^{evt}$, on applique les fonctions de probabilité par jet que l'on vient de déterminer :

$$P_{\geq 1b}^{evt} = 1 - \prod_{i=1}^{N_{jets}} (1 - T_i^{inc}(P_T, \eta, \phi)).$$

Cette probabilité par événement est appliquée comme un poids, et on trouve finalement que la probabilité pour un événement W +jets de posséder un jet de b , $\varepsilon_{tag, W+jets}$, est :

$$\varepsilon_{tag, W+jets} = 0.01 \pm 0.002.$$

Le nombre d'événements W +jets après application de l'algorithme d'identification des jets de b est le produit de cette probabilité par le nombre d'événements W +jets dans le lot de présélection ($N_{présel}^W = 2177$ pour $\mathcal{L} = 158 \text{ pb}^{-1}$) :

$$N_{final}^{W+jets} = 23.6 \pm 4.9.$$

Un nouveau bruit de fond : $Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$

Dans notre état final, avec l'algorithme de *Soft Lepton Tag*, le fond de production de Z en association avec des jets doit être étudié séparément. En effet, dans le canal muonique, il peut arriver qu'un muon provenant de la désintégration du Z se trouve dans un jet identifiant faussement celui-ci comme un jet de b .

Pour estimer ce fond, on utilise des événements $Z+2\text{jets}$ simulés avec ALPGEN normalisé à ce que l'on observe dans les données. On sélectionne donc des événements contenant deux muons satisfaisant les critères définis au paragraphe 6.3.2 et au moins deux jets d'impulsion supérieure à 15 GeV. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est déterminé à partir d'un ajustement du pic du Z par la somme d'une gaussienne et d'une exponentielle pour le fond. On trouve $N_Z^{\text{données}} = 84.3$ événements.

Compte tenu de la section efficace théorique donnée par ALPGEN et de la luminosité de notre échantillon de données, on obtient $N_Z^{MC} = 62.8$ événements avec la simulation. On applique donc un facteur correctif K aux événements qui satisfont toutes les coupures de l'analyse :

$$K = \frac{N_Z^{\text{données}}}{N_Z^{MC}} = 1.34 \pm 0.22$$

Le nombre final d'événements $Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$ est :

$$N_Z = 10.73 \pm 3.66.$$

Les événements simulés

Tous les processus issus de la simulation : le signal et les fonds $t\bar{t}$ en deux leptons ou en leptons+jets, sont déterminés, pour cette analyse, en appliquant directement l'algorithme de *Soft Muon Tag*. Les résultats pour ces différents processus sont :

$$N_{\text{signal}} = 1.47 \pm 0.29$$

$$N_{t\bar{t} \rightarrow ll} = 2.18 \pm 0.49$$

$$N_{t\bar{t} \rightarrow l\text{jets}} = 6.09 \pm 1.48$$

Choix d'une variable discriminante

On définit la variable H_T comme la somme algébrique des énergies transverses des objets de l'état final :

$$H_T = P_T^\mu + \cancel{E}_T + \sum_{i=1}^2 P_{T_i}.$$

Comme le montre la figure 6.26, cette variable a l'avantage de séparer à la fois le signal du fond $W+\text{jets}$ qui se trouve vers les petites valeurs de H_T mais aussi, *a priori*, du fond $t\bar{t}$ qui peuple la région des grands H_T .

On va donc chercher à optimiser des coupures sur cette variable, c'est-à-dire que l'on va sélectionner la fenêtre en H_T pour laquelle le rapport du nombre d'événements de signal S à la racine carrée du nombre d'événements de fond B est maximal. La figure 6.27 montre ce rapport en fonction de l'intervalle en H_T considéré. En abscisse, on trouve la valeur inférieure H_T^{min} et en ordonnée, la valeur maximale H_T^{max} .

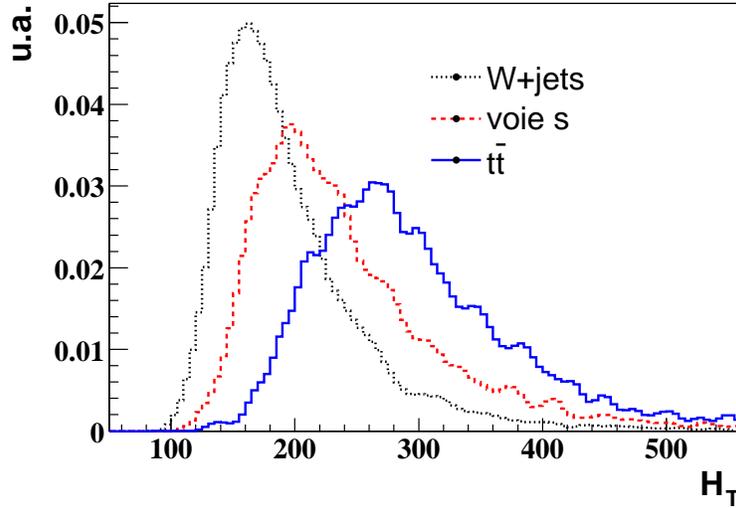


FIG. 6.26 – Distributions de H_T pour le signal dans la voie s (la voie t est très similaire) et les différents bruits de fond normalisés à l'unité.

Le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ est maximal (= 0.25) pour l'intervalle: $150 < H_T < 550$ GeV.

Les nombres d'événements attendus pour les différents processus avant et après cette dernière coupure sont reportés dans le tableau 6.8. La valeur élevée de H_T^{max} aboutit au fait que peu d'événements $t\bar{t}$ sont rejetés par cette coupure. Les distributions pour quelques variables cinématiques se trouvent dans la figure 6.28. On constate sur ces histogrammes que l'accord entre les données et la somme des fonds est bon.

L'extraction de la limite et la discussion des erreurs systématiques sont faites dans les sections 6.6 et 6.7.

Processus	préselection + ≥ 1 jet de b	sélection finale
signal		
voie s	0.62 ± 0.13	0.61 ± 0.13
voie t	0.85 ± 0.19	0.83 ± 0.19
voie s + voie t	1.47 ± 0.29	1.44 ± 0.29
fonds		
$t\bar{t} \rightarrow l\bar{l}$	6.09 ± 1.48	6.09 ± 1.40
$t\bar{t} \rightarrow ll$	2.18 ± 0.49	1.96 ± 0.44
W+jets + QCD	28.43 ± 4.84	22.42 ± 3.89
$Z \rightarrow \mu\mu$ +jets	10.73 ± 3.66	10.29 ± 3.48
somme des fonds	47.2 ± 6.9	40.8 ± 6.0
données	48	43

TAB. 6.8 – Résumé des nombres d'événements attendus et observés pour l'analyse A ($\mathcal{L} = 158.4 \text{ pb}^{-1}$).

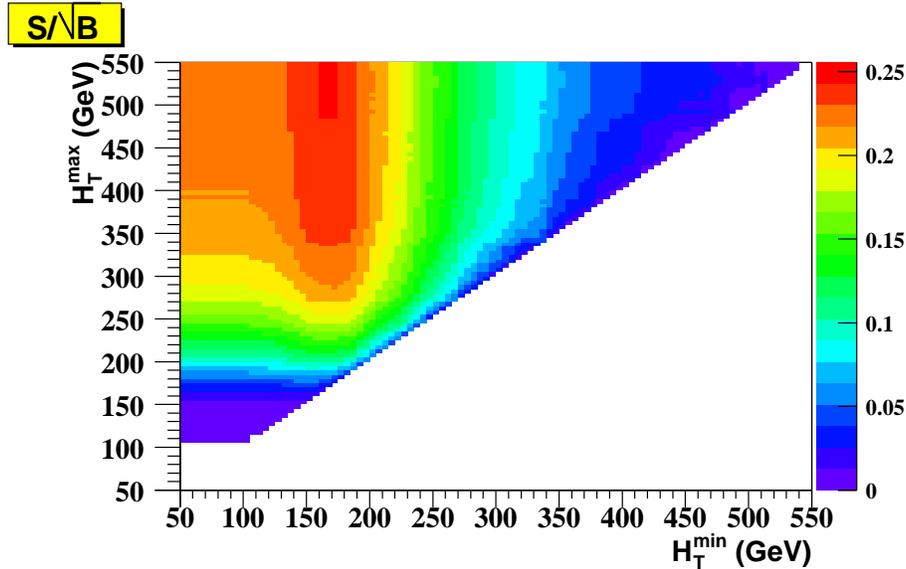


FIG. 6.27 – Optimisation de la fenêtre en H_T par maximisation du rapport S/\sqrt{B} .

6.5.2 Analyse B

Cette analyse, menée en fin d'année 2004, utilise 230 pb^{-1} de données. Elle diffère de l'analyse précédente par l'utilisation de la simulation pour les événements W +jets, par un algorithme d'identification des jets de b plus performant et par l'emploi d'une méthode d'analyse discriminante pour la sélection finale. On rappelle aussi que le bruit de fond multijets est rendu négligeable par une coupure sur la masse transverse du muon et de l'énergie transverse manquante.

Algorithme d'identification des jets de b

Dans cette analyse, l'algorithme utilisé pour identifier les jets de b repose sur le grand temps de vie des mésons beaux dont le vertex de désintégration est séparé du vertex primaire de l'interaction. Les particules chargées produites lors de cette désintégration tardive ont une distance de plus proche approche au vertex primaire élevée. L'algorithme JLIP, décrit plus en détail dans le chapitre précédent, utilise cette information pour construire une variable représentant la probabilité pour les traces appartenant à un jet de provenir du vertex primaire. Une coupure sur cette probabilité définit le critère d'étiquetage.

On mène une recherche combinée des processus de *single top* (voie s + voie t), on demande donc qu'au moins un jet soit identifié comme un jet de b avec le critère *tight* défini au paragraphe 5.2.3.

Estimation du fond W +jets après cette coupure

Deux choix sont possibles quant au calcul de ce fond :

- soit on utilise les événements simulés pour la forme des distributions et pour la normalisation. On utilisera donc le facteur K déterminé avec un programme qui

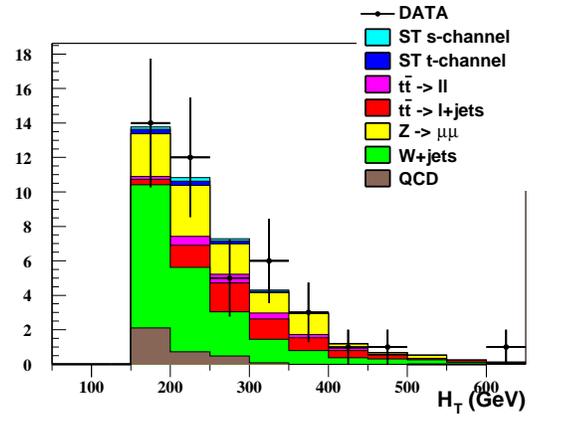
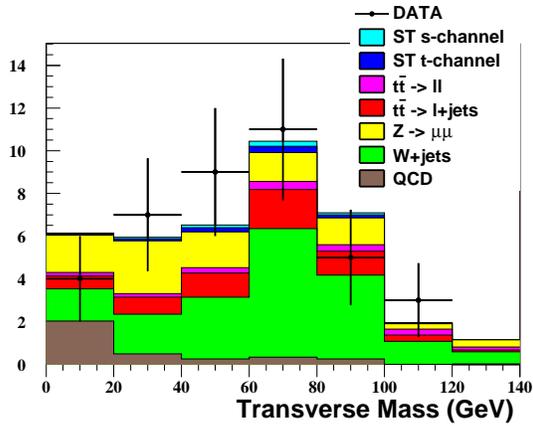
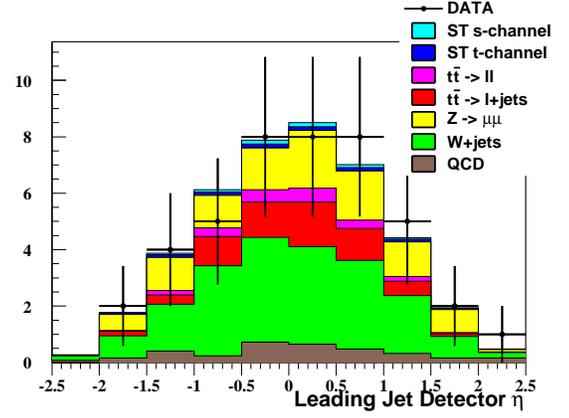
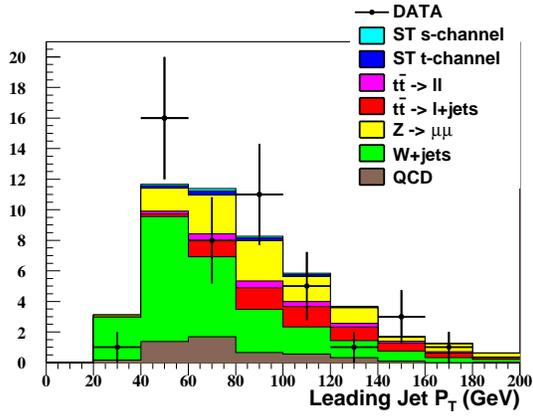
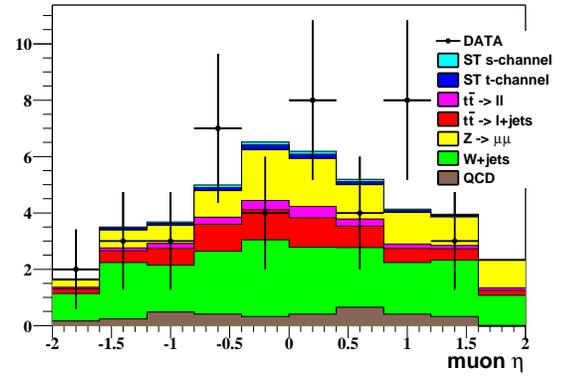
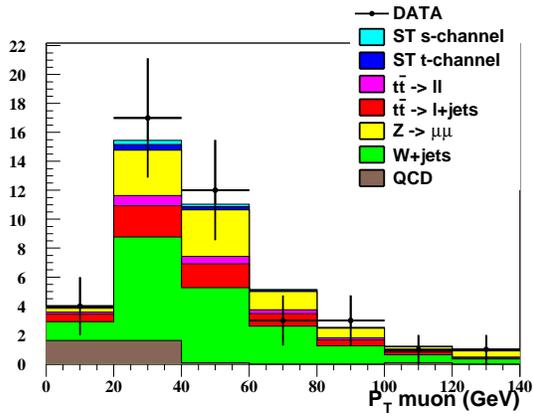


FIG. 6.28 – Comparaison entre les données et les différents fonds attendus après la coupe finale optimisée sur la variable H_T .

permet le calcul de sections efficaces à l'ordre supérieur.

- soit on n'utilise ces événements que pour la forme des distributions et on normalise avec les données grâce à la méthode décrite au paragraphe 6.4.2. Le seul ingrédient théorique dont on a besoin dans ce cas est le rapport f des sections efficaces:

$$f = \frac{\sigma_{Wbb}}{\sigma_{Wbb} + \sigma_{Wjj}}.$$

Pour la deuxième solution, on cherche à déterminer un facteur de normalisation F définit de la manière suivante :

$$N_{présel}^W = F N_{W+jets} + N_{t\bar{t} \rightarrow ljets} + N_{t\bar{t} \rightarrow ll},$$

avec $N_{W+jets} = N_{Wjj} + N_{Wbb}$. $N_{présel}^W$ est le nombre d'événements contenant un W réel dans les données (notations du paragraphe 6.4.2). Pour notre analyse, F vaut 0.98. Cette valeur très proche de 1 montre que la différence avec la normalisation à la section efficace théorique est très faible comme remarqué au paragraphe 6.4.5.

L'avantage de cette normalisation aux données est que l'erreur sur l'estimation du fond $W+jets$ est réduite puisque les incertitudes liées, par exemple, à la modélisation de l'efficacité de la condition de déclenchement ou à l'échelle d'énergie des jets, seront réduites à leur effet sur la forme des distributions et non plus sur leur normalisation. De plus, on s'affranchit aussi des incertitudes sur la valeurs du facteur K .

L'erreur sur la normalisation qu'il reste à prendre en compte est l'erreur sur la fraction d'événements Wbb dans le nombre total d'événements $W+jets$. Si le nombre d'événements $W+jets$ après la coupure sur le nombre de jets de b est N_{W+jets}^b alors :

$$N_{W+jets}^b = N_{Wjj}^b + N_{Wbb}^b = F N_{W+jets} (\varepsilon_{Wjj}^b f + \varepsilon_{Wbb}^b (1 - f))$$

où ε_{Wjj}^b (ε_{Wbb}^b) est l'efficacité de la coupure de sélection des jets de b dans l'échantillon Wjj (Wbb). On a fait l'hypothèse que les efficacités de sélection sont les mêmes pour les deux types d'événements. En différentiant l'expression précédente, on obtient l'erreur provenant de l'incertitude sur f :

$$(\Delta N_{W+jets}^b)_f = \left| \frac{N_{Wbb}^b}{f} - \frac{N_{Wjj}^b}{1-f} \right| \Delta f.$$

On choisit d'assigner une erreur relative de 25% sur la fraction f qui reflète notamment notre connaissance des sections efficaces à l'ordre supérieur et de la composition en saveur des événements $W+jets$.

On combine ensuite cette erreur avec celle provenant sur le nombre d'événements $W+jets$ dans les données et on obtient la valeur suivante :

$$N_{W+jets}^b = 76.9 \pm 3.34.$$

On rappelle que seule l'erreur sur la normalisation avant l'application du critère d'identification des jets de b est calculée ici. L'effet des *tag rate functions* sur la forme des distributions et la normalisation après l'application de ce critère ($\Delta \varepsilon_{W+jets}^b$) est discutée plus loin dans le paragraphe 6.6.

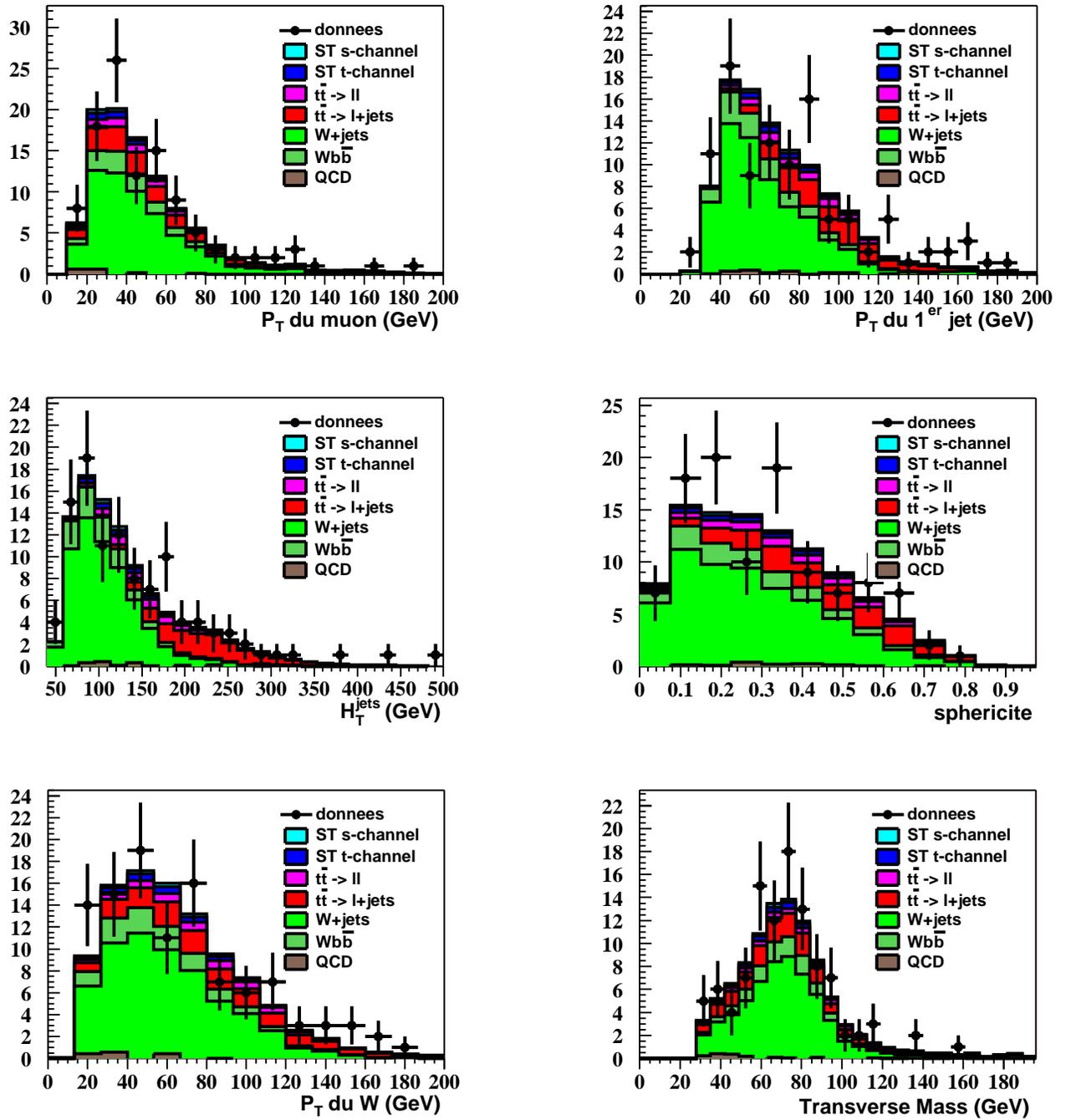


FIG. 6.29 – Comparaison entre les données et les différents fonds attendus après toutes les coupures.

Description de la méthode d'analyse discriminante

On cherche maintenant à construire une variable qui permette de classer les événements en deux catégories. On utilise pour cela les distributions de variables (masses invariantes, énergies, angles...) qui présentent un pouvoir de séparation en les combinant de manière à utiliser toute l'information que ces distributions contiennent. Une méthode standard de classification d'événements utilise les fonctions de densité de probabilité pour les deux catégories d'événements à classer.

On définit la variable discriminante \mathcal{L} comme le rapport des fonctions de vraisemblance :

$$\mathcal{L}(\vec{x}) = \frac{P_S(\vec{x})}{P_S(\vec{x}) + P_B(\vec{x})}$$

où $\vec{x} = (x_1, \dots, x_n)$ est un vecteur de quantités mesurées, $P_S(\vec{x})$ et $P_B(\vec{x})$ les fonctions de vraisemblance pour le signal et pour le fond respectivement. On remarque donc que \mathcal{L} est compris entre 0 et 1 et vaudra idéalement 1 pour un événement de signal et 0 pour un événement de fond.

Si on fait l'hypothèse de l'absence de corrélations, ces fonctions de vraisemblances sont simplement le produit des fonctions de densité de probabilité de chaque variable :

$$P_{S,B}(\vec{x}) = \prod_{i=1}^n p_{S,B_i}(x_i).$$

Les $p_{S,B_i}(x_i)$ sont obtenues en normalisant les distributions des variables discriminantes x_i à l'unité.

Traitement des corrélations : *Projection Transformation Correlation*

Cependant, la formule précédente pour les fonctions de vraisemblance n'est vraie que pour des variables qui ne sont pas corrélées. Une méthode a été développée dans l'expérience OPAL [4], pour traiter d'une manière plus rigoureuse les corrélations entre les différentes variables. Dans cette nouvelle méthode, appelée PTC pour *Projection Transformation Correlation*, on transforme les variables discriminantes x_i en variables gaussiennes y_i centrées sur 0 et de variance 1. La fonction qui réalise cette transformation est :

$$y_i(x_i) = \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(2F(x_i) - 1),$$

où erf^{-1} est l'inverse de la fonction d'erreur et $F(x_i)$ la fonction de répartition de x_i définie par :

$$F(x_i) = \frac{\int_{x_{\min}}^{x_i} p(t) dt}{\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} p(t) dt}.$$

La fonction de densité de probabilité pour l'ensemble des valeurs y peut alors être approximée par une gaussienne de dimension n , avec une matrice $n \times n$ de covariance V :

$$G(\vec{y}) = (2\pi)^{-\frac{n}{2}} |V|^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} \vec{y}^T V^{-1} \vec{y}}.$$

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_{11}^2 & \rho_{12} \sigma_1 \sigma_2 & \dots & \rho_{1n} \sigma_1 \sigma_n \\ \rho_{12} \sigma_1 \sigma_2 & \sigma_{22}^2 & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{1n} \sigma_1 \sigma_n & \dots & \dots & \sigma_{nn}^2 \end{pmatrix}$$

Puisque les variables y sont gaussiennes de variances égales à 1, les éléments de la matrice V , σ_{ij} , sont simplement les coefficients ρ_{ij} .

Cette fonction de densité de probabilité améliorée $G(\vec{y})$ est ensuite ramenée dans l'espace des \vec{x} :

$$P'(\vec{x}) = G(\vec{y}) \left| J\left(\frac{\vec{x}}{\vec{y}}\right) \right|$$

avec $\left| J\left(\frac{\vec{x}}{\vec{y}}\right) \right|$ le déterminant du Jacobien. On peut montrer que :

$$P'(\vec{x}) = G(\vec{y}) \prod_{i=1}^n \frac{\partial y_i}{\partial x_i} = G(\vec{y}) \prod_{i=1}^n \frac{p(x_i)}{g(y_i)}$$

où $g(y_i)$ est une gaussienne à une dimension centrée sur 0 et variance 1.

Cette méthode définit donc une nouvelle variable discriminante \mathcal{L}' :

$$\mathcal{L}'(\vec{x}) = \frac{P'_s(\vec{x})}{P'_s(\vec{x}) + P'_b(\vec{x})}$$

dans laquelle on a remplacé les fonctions de probabilité $P_{s,b}$ par des fonctions améliorées $P'_{s,b} = C(x) \cdot P_{s,b}$ où $C(x)$ est le facteur de correction valant :

$$C(\vec{x}) = \frac{G(\vec{y})}{\prod_{i=1}^n g(y_i)} = |V|^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} \vec{y}^T (V^{-1} - I) \vec{y}}$$

avec I la matrice identité.

Choix des variables

Nous avons choisi de construire une variable discriminante avec deux classes d'événements : la combinaison des voie s et t pour signal et le processus W +jets pour fond. De nombreuses variables ont été étudiées pour leur capacité à séparer des événements du signal du fond. Le choix final s'est arrêté sur trois variables seulement, de différentes natures :

- la sphéricité, variable topologique;
- l'impulsion transverse du W , somme vectorielle de l'impulsion du muon et de l'énergie transverse manquante;
- la somme des impulsions transverses des jets, H_T^{jets} , variable exclusivement calorimétrique.

La sphéricité :

Elle est définie à partir du tenseur normalisé des impulsions \mathcal{M} , matrice 3×3 :

$$\mathcal{M}_{ij} = \frac{\sum_o p_i^o p_j^o}{\sum_o |\vec{p}^o|^2}$$

où \vec{p}^o est l'impulsion de l'objet physique o et p_1, p_2 et p_3 sont ses projections sur les axes x, y et z .

On diagonalise ensuite ce tenseur et à partir de ses valeurs propres, on définit plusieurs variables topologiques. Si v_1, v_2 et v_3 sont ces valeurs propres telles que $v_1 \geq v_2 \geq v_3$, la sphéricité \mathcal{S} est définie de la manière suivante :

$$\mathcal{S} = \frac{3}{2}(v_2 + v_3).$$

Avec le facteur $\frac{3}{2}$ et la définition de v_2 et v_3 , elle prend des valeurs entre 0 et 1. On peut définir aussi l’aplanarité \mathcal{A} , comprise entre 0 et 0.5 :

$$\mathcal{A} = \frac{3}{2}v_3.$$

La sphéricité est une mesure de l’isotropie de l’énergie produite lors d’une interaction. La désintégration d’objets lourds comme le quark top est un des cas de production d’événements sphériques. De même, l’aplanarité est une mesure de la planéité de l’événement. Les événements W+jets auront tendance à être plus “plats” (\mathcal{A} et \mathcal{S} proches de 0) que les événements contenant des tops du fait du mode de production des jets qui sont dans ce cas le résultat de rayonnements de partons dans l’état initial ou final. Cette différence topologique est beaucoup plus marquée entre des événements $t\bar{t}$ et des événements W+jets qu’entre ces derniers et des événements de *single top*, mais elle reste néanmoins présente.

Dans cette analyse, les objets physiques qui entrent en jeu dans le calcul de ces variables topologiques sont les jets et le W dont l’impulsion est reconstruite grâce à l’impulsion du muon et à l’énergie transverse manquante que l’on attribue au neutrino. Une inconnue demeure toutefois : l’impulsion longitudinale du neutrino p_z^ν . Pour la déterminer, on utilise le fait que la masse du système muon-neutrino doit être égale à la masse du W puisque l’on suppose que ce sont ses produits de désintégration. Cette contrainte mène à une équation du second degré en p_z^ν . Dans la plupart des cas, cette équation possède deux solutions. La prescription choisie ici est de prendre la solution pour laquelle la valeur absolue de p_z^ν est minimale, c’est à dire la solution pour laquelle le neutrino est le plus “central”.

On peut voir sur la figure 6.30 que la sphéricité offre une séparation plus nette que l’aplanarité entre le signal et le fond W+jets.

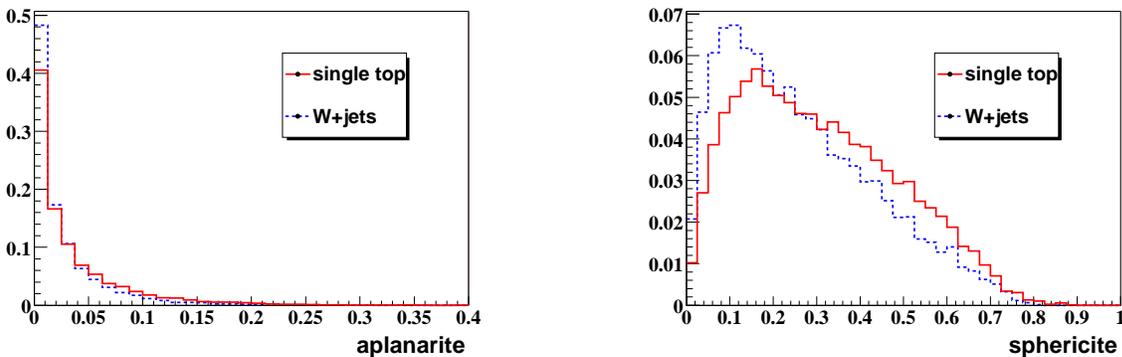


FIG. 6.30 – Distributions pour le signal et pour le fond W+jets de l’aplanarité (à gauche) et de la sphéricité(à droite).

L'impulsion transverse du W :

Plutôt que de sommer algébriquement, comme dans la variable H_T , l'énergie transverse du muon et l'énergie transverse manquante, on calcule l'impulsion transverse du W. En effet, pour cette analyse, tous les fonds possédant un W réel (si on néglige le fond multijets de QCD), on imagine que la somme algébrique des énergies transverses du muon et du neutrino soit les mêmes pour les fonds que pour le signal. C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 6.31 qui montre que l'impulsion du W possède un pouvoir de séparation bien meilleur que la simple somme $P_T^\mu + \cancel{E}_T$.

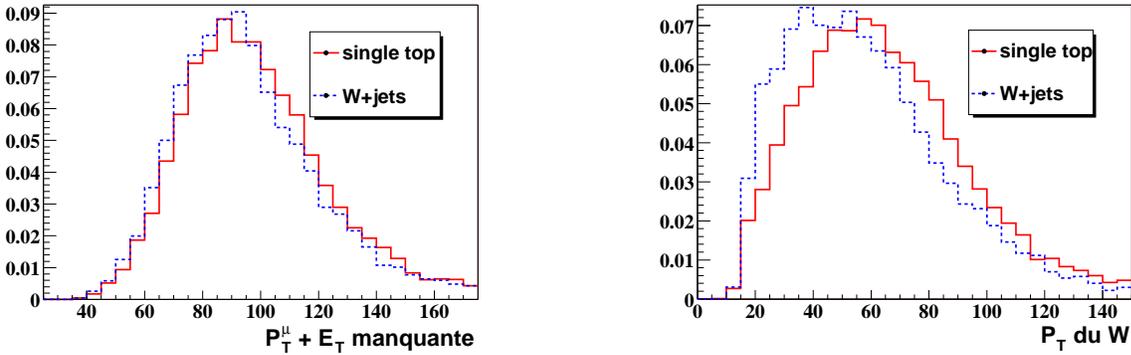


FIG. 6.31 – Distributions pour le signal et pour le fond W+jets de la somme algébrique de l'impulsion transverse du muon et de l'énergie transverse manquante (à gauche) et de l'impulsion transverse du W (à droite).

La somme des impulsions transverses des jets :

Enfin, la variable H_T de l'analyse A est maintenant transformée en H_T^{jets} : c'est la somme algébrique des impulsions transverses des jets de l'événement (voir la figure 6.32). C'est une variable purement calorimétrique.

Construction de la variable discriminante

Dans notre analyse, la construction de la variable discriminante \mathcal{L}' se fait en trois étapes :

1. La première étape consiste en la construction des fonctions de densité de probabilité (ou *pdf* pour *probability density functions*) pour chacune des variables que l'on vient de décrire. Pour cela, on applique sur les échantillons de signal et de fond les coupures de l'analyse de même que les différents poids qui ont été discutés dans les paragraphes précédents. C'est aussi à cette étape que sont construites les fonctions de répartition $F(x)$ servant à la transformation des variables en variables gaussiennes.
2. La seconde étape est l'estimation des corrélations entre les variables transformées y_i : c'est à dire la détermination de la matrice V .

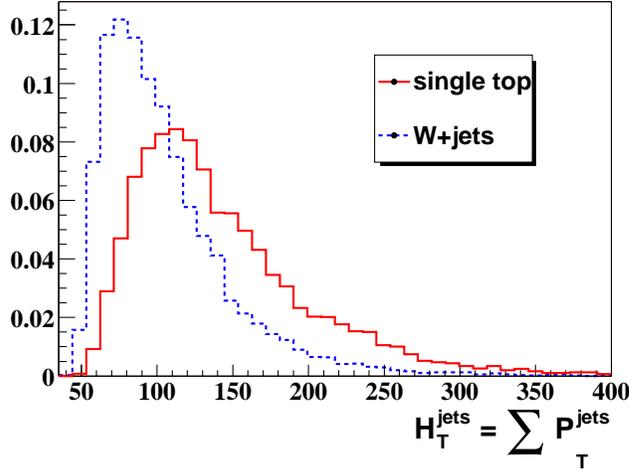


FIG. 6.32 – Distributions pour le signal et pour le fond W+jets de la somme des impulsions transverses des jets H_T^{jets} .

3. La troisième étape réalise la construction de la variable discriminante \mathcal{L}' pour le signal, les fonds et les données à partir des *pdf* déterminées lors de la première étape.

Il faut noter ici que, pour éviter de “surentraîner” la variable discriminante \mathcal{L}' , on divise les échantillons de signal et de bruit de fond en deux échantillons égaux et indépendants. Les premiers servent à la construction des *pdf* et les seconds à l’obtention de la variable \mathcal{L}' .

On peut s’assurer que chaque étape s’est bien déroulée en regardant les variables discriminantes transformées y_i . On rappelle qu’elles doivent être gaussiennes de valeur moyenne nulle et de variance égale à l’unité. On peut voir sur les histogrammes de la figure 6.33 que c’est bien le cas pour les variables transformées du signal. Les transformations des variables pour les événements de fond sont moins propres compte tenu de la statistique finie des échantillons.

Les matrices de corrélations pour le signal et pour le fond sont données dans les tableaux 6.9. On remarque que les corrélations ne sont pas négligeables notamment entre P_T^W et H_T^{jets} pour le fond W+jets car, dans ce cas, l’impulsion du W représente le recul du W par rapport aux jets qui sont produits en association avec lui.

Signal	H_T^{jets}	P_T^W	Sphéricité	fond	H_T^{jets}	P_T^W	Sphéricité
H_T^{jets}	1.00	0.17	0.08	H_T^{jets}	1.00	0.42	0.09
P_T^W	0.17	1.00	0.15	P_T^W	0.42	1.00	-0.01
Sphéricité	0.08	0.15	1.00	Sphéricité	0.09	-0.01	1.00

TAB. 6.9 – Matrice de corrélation des variables y pour le signal à gauche et le fond à droite.

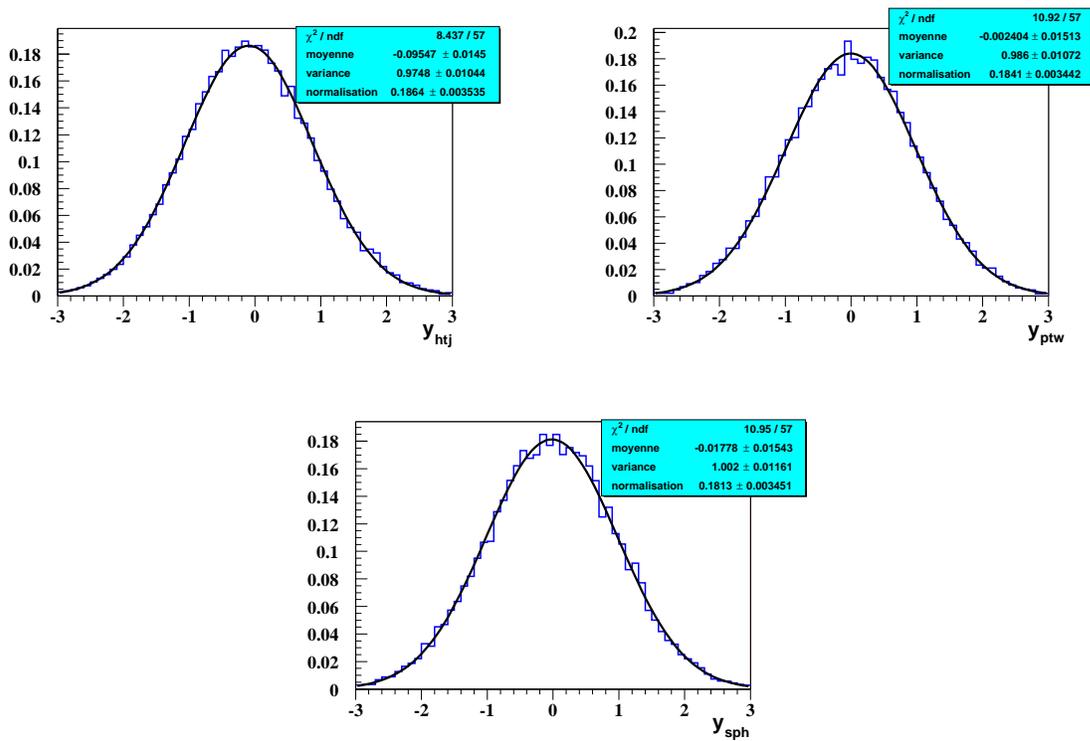


FIG. 6.33 – Variables transformées y pour le signal.

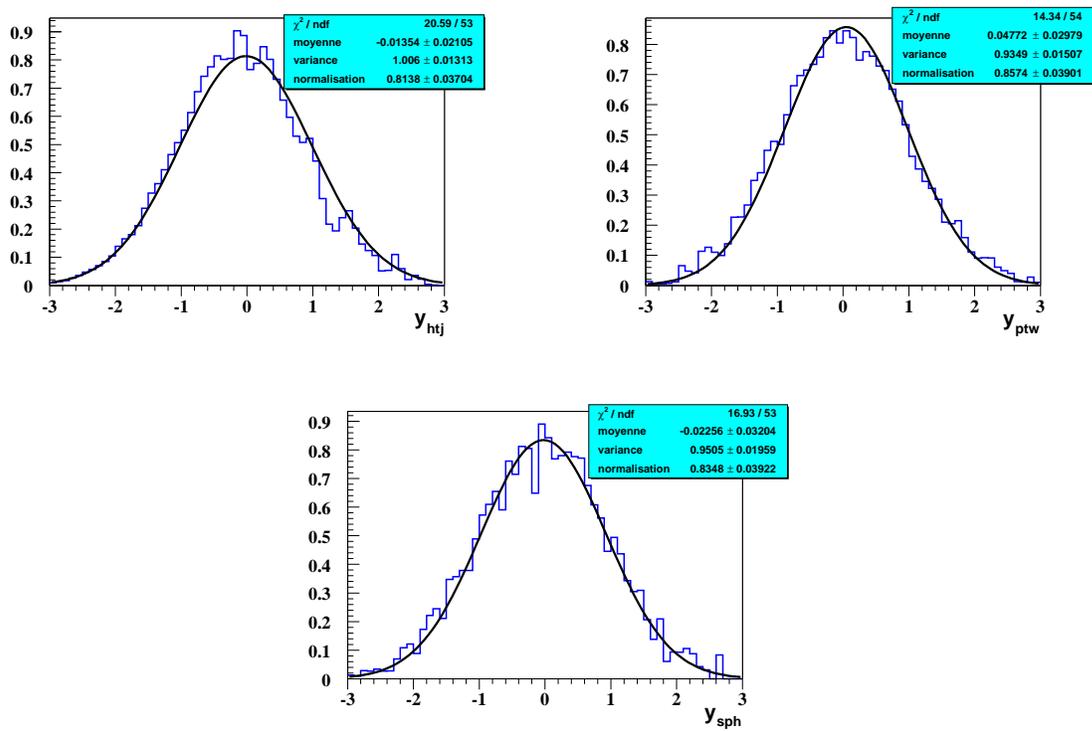


FIG. 6.34 – Variables transformées y pour le fond.

Résultats

Sur la figure 6.35, on peut voir la forme de la variable discriminante, après application de la méthode PTC, pour le bruit de fond W+jets et pour le signal. On constate que la discrimination n'est pas encore complètement satisfaisante. L'idée de départ était de construire la variable discriminante avant l'application de l'algorithme d'identification des jets de b et d'incorporer dans sa construction une variable liée à cet algorithme (voir le paragraphe 6.7).

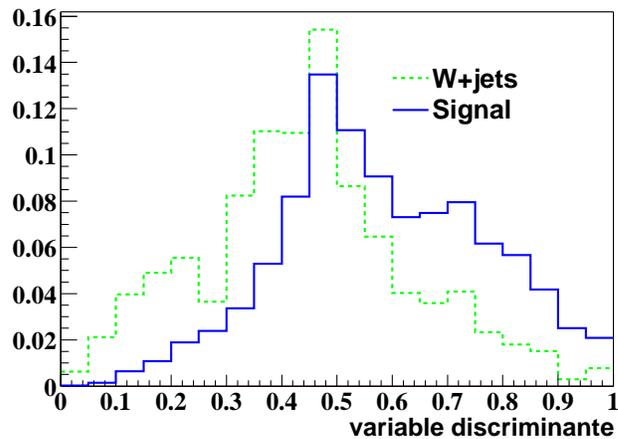


FIG. 6.35 – Distributions de la variable discriminante pour le signal et pour le fond W+jets normalisées à l'unité.

Enfin, la figure 6.36 montre les distributions de la variable discriminante pour les données et les différents bruits de fonds. On note un bon accord entre les données et la prédiction. A partir de ces distributions, on optimise une coupure sur cette variable de manière à obtenir la meilleure limite attendue (voir le paragraphe 6.7). Cette coupure est à 0.35. Les nombres d'événements finals après cette coupure sont donnés dans le tableau 6.10.

Processus	Nombre d'événements
signal	
voie s + voie t	4.86 ± 1.08
fonds	
$t\bar{t} \rightarrow lj$	20.33 ± 4.84
$t\bar{t} \rightarrow ll$	6.16 ± 1.40
W+jets	53.73 ± 15.86
somme des fonds	80.22 ± 16.64
données	76

TAB. 6.10 – Résumé des nombres d'événements attendus et observés pour l'analyse B ($\mathcal{L} = 230 \text{ pb}^{-1}$).

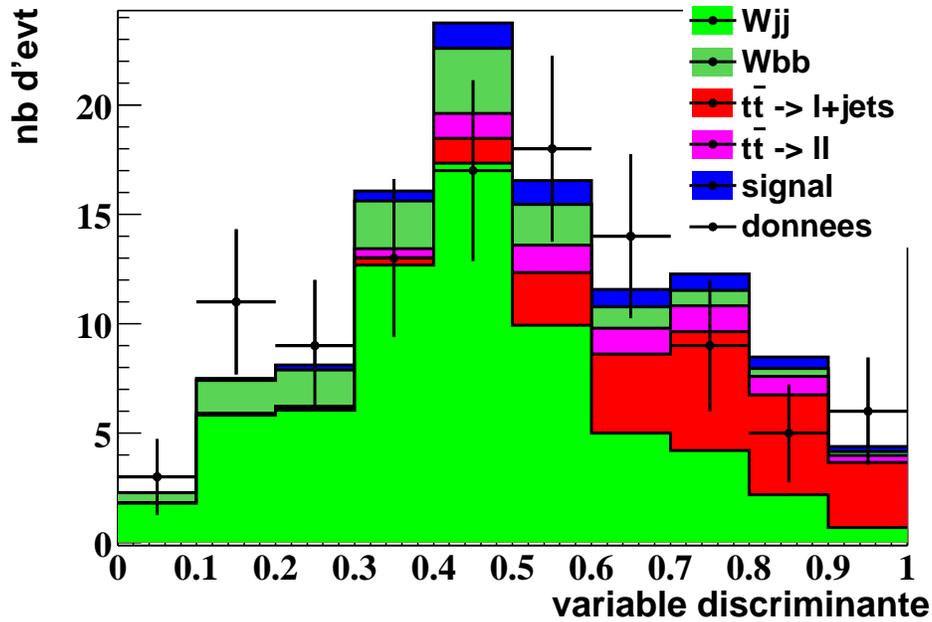


FIG. 6.36 – Distribution de la variable discriminante pour les données et les différents fonds.

6.6 Les incertitudes systématiques

Dans ce paragraphe sont listées les différentes sources d'erreur systématique. Pour la plupart, elles sont communes aux deux analyses mais elles peuvent différer notamment pour l'erreur liée à l'algorithme d'identification des jets de b .

6.6.1 Incertitude sur la luminosité

$D\bar{O}$ utilise pour le calcul de la luminosité une section efficace inélastique totale qui est issue d'une moyenne des mesures faites par CDF et l'expérience E811. Pour le Run II, elle vaut 60.7 ± 2.4 mb [5]. $D\bar{O}$ et CDF utilisent maintenant cette même valeur de section efficace. L'erreur sur la luminosité intégrée prend aussi en compte l'efficacité des luminomètres qui a été améliorée depuis le Run I. L'erreur systématique sur la luminosité pour les analyses actuelles de $D\bar{O}$ est de 6.5 % [6].

$$\Delta\mathcal{L} = 6.5\%$$

6.6.2 Incertitude sur les sections efficaces

On utilise, pour normaliser le fond $t\bar{t}$ et déterminer l'acceptance sur le signal, des sections efficaces et des rapports d'embranchement (BR) théoriques dont les incertitudes relatives sont présentées dans le tableau 6.11.

	voie s	voie t	$t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets	$t\bar{t} \rightarrow$ dileptons
$\Delta\sigma$ (en %)	16	15	18	18
ΔBR (en %)	2	2	2	2

TAB. 6.11 – Incertitudes relatives sur les sections efficaces et les rapports d'embranchement.

6.6.3 Incertitude sur l'identification du vertex primaire

On corrige les événements simulés d'une légère différence dans la reconstruction du vertex primaire entre la simulation et les données. L'erreur sur cette correction est :

$$\Delta\varepsilon_{vtx} = 0.14\%$$

6.6.4 Incertitude sur les efficacités de déclenchement

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe 6.2.2, la probabilité de déclenchement d'un événement simulé est calculée grâce à des courbes d'efficacité par objet pour chaque niveau du système de déclenchement déterminées sur les données. Cette probabilité sert à pondérer chacun des événements simulés suivant la cinématique des particules qui le composent. L'erreur sur ce poids est déterminée en appliquant aux mêmes événements simulés des courbes d'efficacité par objets que l'on a fait varier dans leurs erreurs de $\pm 1\sigma$.

Le programme utilisé, `top_trigger` [1], permet de ne faire varier qu'un seul niveau pour un seul objet à la fois et renvoie le poids correspondant à la variation de la courbe d'efficacité en question de $\pm 1\sigma$. L'erreur sur le poids de l'événement est la somme quadratique des incertitudes liées à chaque niveau du système de déclenchement. L'erreur finale sur le nombre d'événements attendus pour chaque processus simulé est en général asymétrique pour les variations des courbes à $\pm 1\sigma$. La valeur retenue pour l'incertitude liée à la modélisation des efficacités de notre condition de déclenchement est la variation maximale du nombre d'événements attendu.

Le tableau 6.12 résume ces incertitudes dans les deux analyses. On remarque que les erreurs sont moins grandes pour l'analyse B que pour l'analyse A car deux versions du programme ont été utilisées, la seconde bénéficiant de plus de statistique pour la détermination des courbes d'efficacité et dont les incertitudes sont, par conséquent, moindres. Pour l'analyse B, l'erreur sur les événements W +jets correspond seulement à l'erreur sur la forme de la distribution de la variable discriminante.

	Analyse A	Analyse B
voie s et t combinées	9.6%	6.5%
$t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets	8.71%	5.8%
$t\bar{t} \rightarrow$ dileptons	5.7%	5.5%
W +jets	-	1.8 %

TAB. 6.12 – Incertitudes relatives sur le nombre attendu d'événements pour différents processus simulés dues à la modélisation des efficacités de déclenchement. Pour le fond W +jets, seule l'erreur sur la forme des distributions est donnée.

6.6.5 Incertitude sur l'identification des muons

Les critères de qualité des muons définis au paragraphe 6.3.2 sont appliqués de la même manière sur les données et sur les événements simulés. Nous avons vu qu'il existait de légères différences entre les efficacités calculées dans les données et dans la simulation prises en compte dans un facteur correctif F_μ appliqué à chaque muon selon ses caractéristiques cinématiques. L'incertitude sur ce facteur est de :

$$\Delta F_\mu = 6.3\% \text{ pour l'analyse A}$$

$$\Delta F_\mu = 4.1\% \text{ pour l'analyse B}$$

L'amélioration de la description des variables d'isolation dans la simulation est responsable de la baisse de l'incertitude sur le facteur correctif lié à l'efficacité d'isolation du muon.

6.6.6 Incertitude sur l'identification des jets

De faibles différences dans la reconstruction et l'identification des jets entre les données et les événements simulés sont prises en compte dans le calcul de l'incertitude sur l'acceptance du signal et sur la prédiction des bruits de fond. Cette incertitude est évaluée à 4%.

6.6.7 Incertitude sur l'échelle d'énergie des jets

On estime les incertitudes dues à l'échelle d'énergie des jets en produisant de nouveaux échantillons d'événements simulés pour lesquels on augmente ou on diminue cette échelle d'énergie de 1σ .

Le tableau 6.13 résume les incertitudes relatives pour les deux analyses pour les différents processus simulés. Là encore, c'est la variation maximale du nombre d'événements attendus qui est prise comme erreur finale. C'est pour le processus W+jets que l'erreur est la plus grande car les jets ont énergies une énergie en moyenne plus faible (voir les distributions de la variable H_T^{jets}) et c'est dans cette région des faibles énergies que l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets est la plus grande [7].

	Analyse A	Analyse B
voie s et t combinées	5.7%	5.7%
$t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets	3.8%	3.4%
$t\bar{t} \rightarrow$ dileptons	2.3%	2.2%
W+jets	-	6.1%

TAB. 6.13 – Incertitudes relatives sur le nombre attendu d'événements pour différents processus simulés dues à l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets. Pour le fond W+jets, seule l'erreur sur la forme des distributions est donnée.

6.6.8 Incertitude sur les *tag rate functions* exclusives

Cette incertitude n'est utilisée que dans l'analyse B puisque l'algorithme de *Soft Lepton Tag* utilisé dans l'analyse A ne nécessitait pas l'utilisation de telles fonctions. Il était appliqué directement aux événements simulés.

Pour l'algorithme JLIP, ces fonctions dépendant de la saveur du jet, de son impulsion transverse et de sa pseudorapidité ont été longuement étudiées par le groupe *b-tagging* de la collaboration (voir par exemple [8]). Ce même groupe fournit donc une liste de fonctions de paramétrisation à deux dimensions ($f(P_T, \eta)$) qui donnent le poids (c'est-à-dire la probabilité d'être étiqueté) correspondant aux caractéristiques du jet ainsi que l'erreur sur ce poids à ± 1 sigma.

	Analyse B
voie s et t combinées	10.6%
$t\bar{t} \rightarrow$ lepton+jets	11.1%
$t\bar{t} \rightarrow$ dileptons	9.2%
W+jets	27.5%

TAB. 6.14 – *Incertitudes relatives sur le nombre attendu d'événements pour différents processus simulés dues à l'utilisation des tag rate functions exclusives.*

Le tableau 6.14 résume les incertitudes liées à l'utilisation des *tag rate functions* exclusives. C'est la source d'erreur systématique la plus importante. Elle est particulièrement élevée pour les jets légers du fait des incertitudes (conservatives) sur les trois termes utilisés dans la détermination de ces fonctions pour ces jets. Cela se traduit par une grande incertitude sur les événements W+jets qui est notre bruit de fond principal.

6.6.9 Incertitude sur les *tag rate functions* inclusives

Pour l'analyse A, nous utilisons des fonctions de probabilités déterminées sur un échantillon de données contenant essentiellement des événements multijets. Nous appliquons ensuite ces fonctions au lot présélectionné après avoir mis un veto sur les événements possédant un jet de b . Nous obtenons ainsi une estimation du fonds W+jets après identification des jets de b . Cette estimation est basée sur les hypothèses que, d'une part, le contenu en saveurs lourdes des événements multijets est le même que celui des événements W+jets et, d'autre part, que le lot de présélection après le veto ne contient que des événements W+jets.

Pour l'ensemble de ces hypothèses, nous assignons une grande erreur systématique à l'utilisation de ces *tag rate functions* inclusives :

$$\Delta T^{inc} = 20\%.$$

6.7 Extraction de la limite

6.7.1 Méthode fréquentiste

Le résultat d'une analyse de recherche de signal en présence de fond peut être formulée en terme de test d'hypothèse. On définit deux hypothèses complémentaires : l'hypothèse

fond seul et l'hypothèse fond + signal. On cherche à déterminer le degré avec lequel les données sont compatibles avec chacune des hypothèses, si une des deux est rejetée ou préférée par les résultats expérimentaux.

Le test d'hypothèse

La première étape consiste à choisir des variables qui soient sensibles aux deux hypothèses. Dans le cas le plus simple, c'est le nombre d'événements observés après un jeu de coupures qui joue ce rôle. On doit ensuite définir un estimateur numérique dépendant de ces variables qui permette de discriminer les deux hypothèses. Enfin, on doit introduire un critère de décision, défini par convention, qui décide du rejet ou non d'une hypothèse.

On définit ensuite le degré de confiance CL (pour *Confidence Level*) d'une hypothèse comme la probabilité que l'estimateur soit plus petit ou égal à la valeur observée. Par exemple, dans le cas où n_{obs} événements ont été observés, le degré de confiance pour l'hypothèse signal + fond CL_{s+b} , avec pour variable le nombre d'événements n s'écrit :

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(n \leq n_{obs}) \quad \text{où} \quad P_{s+b}(n \leq n_{obs}) = \int_{-\infty}^{n_{obs}} \frac{dP_{s+b}}{dn} dn$$

De la même manière, on définit le degré de confiance de l'hypothèse du fond seul CL_b :

$$CL_b = P_b(n \leq n_{obs}) \quad \text{où} \quad P_b(n \leq n_{obs}) = \int_{-\infty}^{n_{obs}} \frac{dP_b}{dn} dn$$

Dans ces définitions, $\frac{dP_{s+b}}{dn}$ et $\frac{dP_b}{dn}$ sont les *pdf* des estimateurs pour les hypothèses signal + fond et fond seul.

Par convention, on parle de découverte si $1 - CL_b$ est inférieur à 5.7×10^{-7} . De même, on parle de limite sur le signal à un degré de confiance de 95% si CL_{s+b} est inférieur à 0.05.

Supposons que l'on observe n événements et que le modèle standard prédise b événements de fond et s de signal. n est la réalisation d'une variable aléatoire qui suit une loi de Poisson de paramètre μ . μ est égal à b dans l'hypothèse de fond seul et à $s + b$ dans l'hypothèse signal + fond. Les fonctions de vraisemblance (\mathcal{L} pour *likelihood*) pour ces deux hypothèses s'expriment donc de la manière suivante :

$$\mathcal{L}(n|b) = \frac{b^n e^{-b}}{n!}$$

$$\mathcal{L}(n|s+b) = \frac{(s+b)^n e^{-(s+b)}}{n!}$$

Définition du CL_s

Le fait d'observer un petit CL_{s+b} ne signifie pas forcément que le signal est absent mais peut aussi être la conséquence d'une fluctuation du fond vers le bas. Les physiciens définissent alors un degré de confiance pour le signal, CL_s [9], qui est en fait CL_{s+b} normalisé par CL_b :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$$

CL_s n'est plus un vrai degré de confiance mais il est malgré tout utilisé pour exclure la présence de signal à un degré de confiance CL donné par :

$$CL \geq 1 - CL_s.$$

Le théorème de Neyman-Pearson nous dit que le test le plus puissant (c'est-à-dire celui qui possède le pouvoir de discrimination le plus grand entre les deux hypothèses) est le rapport des vraisemblances Q :

$$Q = \frac{\mathcal{L}(n|s+b)}{\mathcal{L}(n|b)} = \left(1 + \frac{s}{b}\right) e^{-s}$$

$$-2\ln Q = 2s - \ln\left(1 + \frac{s}{b}\right)$$

C'est cet estimateur (ou plutôt $-2\ln(Q)$) que nous utilisons pour calculer la limite.

La limite étant en soi une incertitude, on ne donne pas d'erreur sur une limite mais on la modifie pour qu'elle tienne compte des incertitudes de l'analyse. Les erreurs systématiques sur le nombre d'événements de fond attendus et sur l'acceptance du signal sont prises en compte en produisant un grand nombre d'expériences simulées (*gedanken experiments*) pour lesquelles de nouvelles valeurs de b et de s sont tirées au hasard sur une gaussienne de valeur centrale la valeur attendue et de largeur l'erreur sur l'acceptance et l'estimation des fonds. Les erreurs peuvent être corrélées ou non.

Le programme utilisé pour mener ces calculs et obtenir les limites est le programme de Tom Junk [10] adapté à ROOT.

6.7.2 Extraction de la limite pour l'analyse A

Il est important de remarquer que les erreurs sur les nombres estimés d'événements provenant des bruits de fond multijets et W +jets après toutes les coupures sont anticorrélées du fait de la méthode utilisée pour obtenir le nombre d'événements de ces fond avant l'application de l'algorithme d'identification des jets de b . Il faut donc calculer une erreur sur la somme des bruits de fond W +jets et multijets.

Les erreurs sont considérées soit complètement corrélées soit complètement indépendantes. Sont considérées indépendantes les erreurs sur les sections efficaces théoriques du signal et des fonds estimés à partir de la simulation. Toutes les autres erreurs sont considérées corrélées à 100%.

Le tableau 6.15 donne les limites supérieures, à un degré de confiance de 95%, sur la production de *single top* pour le processus en voie s , en voie t et pour les deux combinés. Pour chaque processus pris indépendamment, le second processus est ajouté à la liste des fonds.

Ce résultat peut être comparé à une étude similiaire faite par $D\bar{O}$ avec les données du Run I ($\sim 90\text{pb}^{-1}$) [11]. Le rapport $S = N_s/\sqrt{N_b}$ où N_s est le nombre d'événements de signal et N_b le nombre d'événements de fond, pour notre analyse, après la coupure sur la variable H_T , est de 0.25. La valeur de S , pour l'analyse du Run I dans le canal muonique, ramenée à la luminosité de notre échantillon de données, est de 0.19. Elle est même plus sensible que les canaux électronique et muonique du Run I réunis (0.23). Une des raisons est l'augmentation de l'acceptance pour les muons ($|\eta^\mu| < 1.7$ au Run I) et l'augmentation de l'efficacité de reconstruction des muons ($\sim 40\%$ au Run I contre $\sim 60\%$ au Run II).

Limites (pb) à un degré de confiance de 95%		
$\mathcal{L} = 158 \text{ pb}^{-1}$	Sans systématiques	Avec systématiques
voie s	20.5 / 22.6	30.6 / 33.1
voie t	33.9 / 38.1	52.4 / 56.3
<u>voie s et t combinées</u>	27.7 / 32.0	42.1 / 47.2

TAB. 6.15 – Limites supérieures sur la section efficace de production de single top attendues/observées en picobarn à un degré de confiance de 95% avec et sans systématiques calculées avec la méthode ‘fréquentiste modifiée’.

6.7.3 Extraction de la limite pour l’analyse B

Les nombres d’événements finals observés et estimés pour les différents fonds ont été donnés dans le tableau 6.10. Comme pour l’analyse A, les erreurs sont soit corrélées à 100% soit indépendantes.

Limites (pb) à un degré de confiance de 95%		
$\mathcal{L} = 230 \text{ pb}^{-1}$	Sans systématiques	Avec systématiques
<u>voie s et t combinées</u>	11.3 / 9.0	25.3 / 22.8

TAB. 6.16 – Limites supérieures sur la section efficace de production de single top attendues/observées en picobarn à un degré de confiance de 95% avec et sans systématiques calculées avec la méthode ‘fréquentiste modifiée’.

Ces résultats peuvent eux aussi être comparés aux précédentes limites du Run I publiées ou celles du Run II présentées aux conférences. Pour notre analyse B, le rapport S vaut 0.54. Elle est donc deux fois plus sensible que la première analyse du Run I avec un seul canal. Il est presque doublé (facteur 1.8) par rapport à l’analyse A après correction de la luminosité comme on s’y attendait avec l’utilisation d’un algorithme d’étiquetage des jets de b plus efficace ⁵.

Si on compare maintenant le rapport S à l’analyse de $D\bar{O}$ de l’été 2004 utilisant le même algorithme d’étiquetage des jets de b que pour l’analyse B (JLIP), on obtient un gain de 12%, provenant donc d’une sélection finale plus élaborée qu’une simple coupure sur une variable.

6.7.4 Perspectives

Avec la sensibilité actuelle de notre analyse B, il faudrait accumuler 7.1 fb^{-1} de données pour avoir une observation ‘à 3σ ’. Rappelons toutefois que cette analyse n’exploite que le canal muonique. La prise en compte du canal électronique diminuerait d’un facteur ~ 2 cette luminosité nécessaire.

Cette analyse pourrait être améliorée de plusieurs manières. La première, qui devait être utilisée dès le départ, consistait à construire la variable discriminante avant l’application de l’algorithme d’étiquetage des jets de b et à utiliser pour sa construction la probabilité de l’algorithme JLIP qui doit être plate pour des jets légers et piquer à zéro pour des

5. Il est plus difficile de la comparer avec la seconde analyse du Run I qui utilisait la variable de sortie d’un réseau de neurone pour séparer les événements de signal d’avec les événements de fond car la recherche de la voie s et de la voie t était séparée.

jets de b (voir la définition au chapitre 5). La figure 6.37 montre la discrimination qu'il est possible d'obtenir avec seulement deux variables : l'opposé du logarithme de la probabilité de JLIP et H_T . On prend le logarithme pour adoucir des distributions variant très rapidement. On constate que la séparation est bien meilleure que ce que l'on obtient avec des variables cinématiques ou topologiques seules. Cette approche a été momentanément abandonnée du fait de la mauvaise description par les événements simulés de cette probabilité JLIP. En effet, à la fois la multiplicité des traces et la résolution de leur paramètre d'impact ne sont pas bien décrites par la simulation.

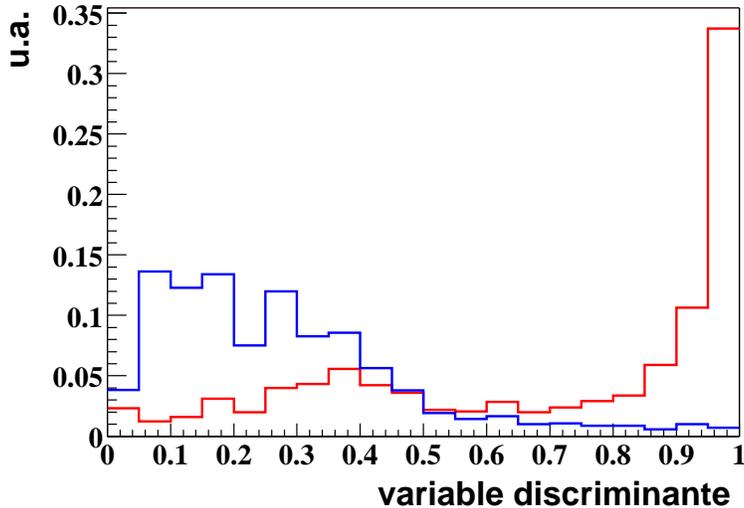


FIG. 6.37 – Distribution d'une variable discriminante construite avec la probabilité de JLIP pour le signal (en rouge) et pour le fond W +jets (en bleu).

Une autre amélioration possible est d'extraire la fraction d'événements de signal présent dans les données à l'aide d'un ajustement d'une fonction de vraisemblance (produit de distribution de Poisson pour chaque intervalle dont le paramètre serait la somme du nombre d'événements de fond et de signal attendus). C'est par exemple la méthode qu'utilise CDF pour extraire sa limite grâce à la distribution de H_T .

Enfin, un travail important sur la réduction des incertitudes systématiques doit être mené puisque leur prise en compte dans le calcul de la limite multiplie celle-ci d'un facteur supérieur à 2. La réduction notamment des incertitudes concernant les *tag rate functions* (en particulier pour les jets légers) est une nécessité.

L'évolution naturelle de cette analyse est l'utilisation de la technique des réseaux de neurones permettant de combiner un grand nombre de variables discriminantes. Ce type d'analyse a déjà débuté au sein du groupe *single top* de la collaboration avec pour point de départ les études de variables initiées dans cette analyse. Les premiers résultats obtenus sont très encourageants avec des limites sur les sections efficaces de la voie s à 6.2 pb et de la voie t à 5.0 pb (canaux électronique et muonique combinés).

En parallèle, l'idée d'utiliser une variable liée à un algorithme d'identification des jets de b comme la probabilité de JLIP dans la construction d'une variable discriminante est aussi poursuivie dans le groupe.

Bibliographie

- [1] M. Agelou *et al.*, Top Trigger Efficiency Measurements and the `top_trigger` package, DØNote 4512
- [2] N. Kidonakis and R. Vogt, “Next-to-next-to-leading order soft-gluon corrections in top quark hadroproduction,” *Phys. Rev. D* **68**, 114014 (2003) [arXiv:hep-ph/0308222].
- [3] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], “Top quark search with the DØ 1992-1993 data sample,” *Phys. Rev. D* **52**, 4877 (1995).
V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “ $t\bar{t}$ production cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,” *Phys. Rev. D* **67**, 012004 (2003) [arXiv:hep-ex/0205019].
- [4] D. Karlen, “Using projections and correlations to approximate probability distributions”, *Computers in Physics* **12** 380 (1998).
- [5] S. Klimenko, J. Konigsberg and T. M. Liss, “Averaging of the inelastic cross sections measured by the CDF and the E811 experiments,” FERMILAB-FN-0741
- [6] T. Edwards *et al.*, “The Updated DØ Luminosity Determination”, DØNote 4328
- [7] J.-L. Agram *et al.*, “Jet Energy Scale at DØ Run II”, DØNote 4720
- [8] Thèse de doctorat de Sébastien Greder,
http://ireswww.in2p3.fr/ires/recherche/dzero/theses/these_greder.pdf
- [9] A. L. Read, “Modified frequentist analysis of search results (The CL(s) method),” CERN-OPEN-2000-205
- [10] T. Junk, “Confidence level computation for combining searches with small statistics,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **434**, 435 (1999) [arXiv:hep-ex/9902006].
- [11] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], “Search for electroweak production of single top quarks in $p\bar{p}$ collisions,” *Phys. Rev. D* **63**, 031101 (2001) [arXiv:hep-ex/0008024].
- [12] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], “Search for electroweak single top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” arXiv:hep-ex/0410058.

Conclusion

Dans cette thèse, la recherche de la production du quark top a été menée, en exploitant les données enregistrées par le détecteur DØ. Celui-ci est placé auprès du plus puissant accélérateur de particules actuellement en activité : le Tevatron. Après une première phase de prise de données de 1992 à 1996 (le Run I), et une interruption de 1996 à 2001 pendant laquelle il a été grandement amélioré, le Tevatron produit à nouveau des collisions protons/antiprotons avec une énergie dans le centre de masse accrue : 1.96 TeV (le Run II). Comme l'accélérateur, le détecteur DØ a aussi subi des modifications notamment pour s'adapter à la nouvelle fréquence des collisions. Aujourd'hui, le lot de données enregistré est plusieurs fois supérieur à la statistique accumulée lors du Run I.

Le processus de production électrofaible du top est un des rares processus du modèle standard à ne pas avoir été découvert à ce jour. Contrairement à la production de paires de tops via l'interaction forte, un seul top est présent dans l'état final en association avec au moins un autre parton. La mise en évidence du *single top* présente une fenêtre unique d'étude du vertex Wtb et donc de la structure de l'interaction faible du modèle standard dans le secteur du top. Bien que la section efficace théorique de ce processus représente environ 40% de la production par paire, la plus faible multiplicité de l'état final rend la recherche difficile.

Deux analyses ont été menées dans ce travail de thèse partageant la même présélection (canal muonique) mais utilisant des méthodes différentes pour extraire le signal du bruit de fond. La première de ces analyses exploite 158 pb^{-1} de données et repose sur l'utilisation de la présence d'un muon dans un jet pour identifier un jet de b . La seconde analyse exploite 230 pb^{-1} de données et utilise un algorithme d'identification des jets de b plus performant ainsi qu'une analyse discriminante pour la sélection finale. Une limite supérieure sur la section efficace de production électrofaible de quark top (voie s et voie t combinées) a été établie à 22.8 pb .

Annexe A

Optimisation des conditions de déclenchement du 3^{ème} niveau

Avec l'augmentation régulière de la luminosité instantannée fournie par le Tevatron, il est nécessaire d'optimiser en permanence les performances du système de déclenchement, et ce aux trois niveaux. En effet, chaque niveau possède une bande passante maximale, au-delà de laquelle le temps mort de la prise de données est trop élevé et revient à une perte effective de luminosité accumulée. D'un autre côté, on souhaite évidemment conserver une efficacité élevée pour sélectionner les événements intéressants. Fin 2003, un travail conséquent a été nécessaire sur le système de déclenchement de troisième niveau, afin de maintenir des efficacités de déclenchement élevées sur des événements possédant un muon et plusieurs jets dans l'état final. Ce travail est présenté ici. Il a contribué à l'élaboration de la liste de conditions de déclenchement v13, qui a été implémentée en-ligne en juin 2004.

A.1 Méthode d'étude

A.1.1 But de l'étude

La principale condition de déclenchement pour des événements possédant un muon et des jets dans l'état final, implémentée dans la liste de conditions de déclenchement v12 et ne présentant pas de *prescale*, est MU_JT25_L2M0 (cf chapitre 6). Au 3^{ème} niveau du système de déclenchement, cette condition demande uniquement qu'il y ait un jet avec une impulsion transverse supérieure à 25 GeV. Pour les luminosités typiques de la période lors de laquelle la liste de conditions v12 a été utilisée, $\sim 4 \times 10^{31} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, le taux de cette condition de déclenchement était d'environ 5 Hz. La bande passante totale étant limitée à ~ 50 Hz, et devant être partagée entre les différentes topologies étudiées dans tous les groupes de physique de l'expérience, il est nécessaire d'améliorer la "sélectivité" de nos conditions de déclenchement pour des événements μ +jets, afin d'éviter de devoir leur attribuer un *prescale*. Pour des luminosités de l'ordre de $8 \times 10^{31} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, un gain d'un facteur au moins 2 sur le taux de déclenchement des différentes conditions μ +jets est nécessaire. Ce gain peut être apporté en partie par des améliorations possibles du premier et deuxième niveau. Nous nous concentrons ici sur l'amélioration des performances du 3^{ème} niveau. Nous allons jouer sur les combinaisons entre les objets du niveau 3 (ou L3) et/ou les quantités topologiques pour construire des conditions de déclenchement de

niveau 3 optimales, c'est-à-dire qui minimisent le taux de sortie et maximisent l'efficacité sur le signal.

A.1.2 Les objets au niveau 3

Au 3^{ème} niveau du système de déclenchement, on dispose de quatre types d'objets :

- des jets;
- des traces : implémentées depuis le printemps 2003;
- des muons : depuis mi-2003;
- l'énergie transverse manquante.

Ces objets sont différents des objets décrits dans le chapitre 4. Ce sont en fait des objets simplifiés compte tenu du temps laissé au système de déclenchement pour les reconstruire.

A.1.3 Les quantités topologiques au L3

A partir des jets trouvés au L3, il est possible de définir une quantité notée H_T dans la suite, définie comme la somme scalaire des P_T des jets du niveau 3. On peut également construire la somme vectorielle, $H_{T,V}$ correspondant à l'impulsion transverse manquante vue au L3 en utilisant les jets du niveau 3. A partir de ces deux quantités, on définit également la quantité $H_{T,A} = H_T + |H_{T,V}|$. Les quantités H_T et $H_{T,V}$ offrent une bonne séparation entre les événements top (en particulier $t\bar{t}$) et l'ensemble des événements passant le niveau 1 et 2. Ceci est illustré sur la figure A.1, où sont représentées les distributions de ces variables pour des événements *single top*, des événements $t\bar{t}$, et le pour le fond inclusif. Cette dernière distribution est obtenue à partir de notre échantillon d'analyse; les deux premières sur des événements simulés traités par le programme `trigsim`.

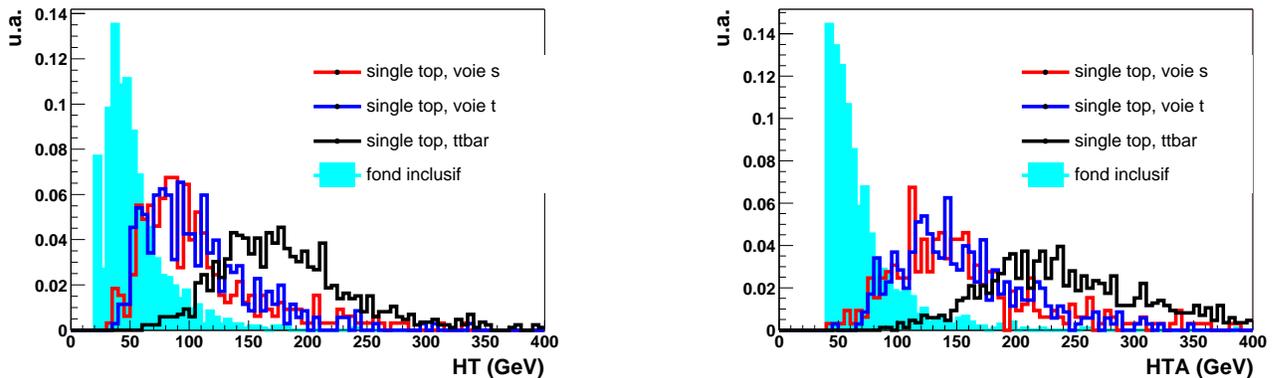


FIG. A.1 – Distributions des variables H_T et $H_{T,A}$

A.1.4 Détermination des taux de sortie

La procédure suivie pour le calcul des taux de sortie est résumée par les étapes suivantes :

- On sélectionne des événements qui ont satisfait une condition de déclenchement

demandant $CJT(3, 5)$ (i.e. trois tours calorimétriques dans lesquelles une énergie d'au moins 5 GeV à été déposée) au niveau 1, L2M0 (un muon *medium*) et $JET(1, 10)$ (un jet de P_T supérieur à 10 GeV) au niveau 2. On ne demande aucune condition au niveau 3;

- On extrait des données brutes pour ces événements, c'est-à-dire avant que les programmes de reconstruction des objets physiques aient été appelés;
- Ces événements sont ensuite traités par le programme `trigsim` qui simule des objets au niveau 3, compte tenu des informations réelles vues par les niveaux 1 et 2;
- On analyse ces objets L3 simulés : on considère un grand nombre de conditions de niveau 3 possibles et on regarde la fraction d'événements rejetés par ces conditions. Les taux de sortie sont donc définis par rapport à la condition initiale (L1&L2).

A.1.5 Détermination des efficacités sur le signal

On utilise les événements simulés des processus de *single top* et $t\bar{t}$ que l'on donne à traiter au programme `trigsim`; on garde les événements qui satisfont les conditions L1 et L2 décrites ci-dessus; de même que pour les données, on joue sur les combinaisons que l'on peut construire à partir des différents objets L3. On détermine ainsi l'efficacité, sur le *single top* ou le $t\bar{t}$, de ces différentes conditions.

A.1.6 Limitations de la méthode

Description des taux de sortie

Les taux prédits par la méthode décrite en A.1.4 pour des conditions de déclenchement implémentées, par exemple la condition `MU_JT20_L2M0`, sont supérieurs d'un facteur presque 2 aux taux effectivement mesurés.

Quelles peuvent être les raisons de ce désaccord ?

- Le programme `trigsim` reproduit mal les jets au niveau 3;
- l'échantillon d'événements pour lequel on a extrait les données brutes n'est pas représentatif de l'ensemble.

La première solution est peu probable car l'efficacité du niveau 3 obtenue grâce à `trigsim` ou en utilisant les courbes d'efficacité pour pondérer les événements, sont similaires. Quoi qu'il en soit, il est raisonnable de ne s'intéresser qu'aux *réductions* des taux apportées par des conditions L3, par rapport à une condition L3 implémentée, par exemple par rapport à `MU_JT25_L2M0`.

Simulation des traces L3

Au moment où cette étude a été réalisée, la simulation des traces au niveau 3 n'était pas parfaite. Dans les événements qui nous intéressent, une trace du niveau 3 peut être observée du fait de la présence du muon, ou de celle des jets. Pour estimer l'effet dû à la simulation imparfaite, on a réalisé les études suivantes :

- Les traces du niveau 3 associées à un muon :
 - Estimation de l'efficacité dans les données : on part d'un échantillon contenant un muon *medium* reconstruit, associé à une trace centrale reconstruite.

On considère les traces vues au L3, et on regarde la fraction de muons pour lesquels une trace L3 a été vue dans $\Delta\eta < 0.1$ et $\Delta\Phi < 0.02$ rad par rapport à la direction du muon reconstruit. L'efficacité obtenue est montrée sur la figure A.2 (gauche). Elle atteint $\sim 80\%$ lorsque le P_T du muon dépassé 25 GeV. De plus, si on demande que la trace reconstruite ait au moins 15 coups dans le CFT, ce plateau passe à $\sim 91\%$.

- Estimation de l'efficacité dans la simulation : on procède de même, en utilisant un échantillon d'événements *single top* traités par le programme `trigsim`. L'efficacité obtenue est montrée sur la figure A.2 (droite). On constate que la courbe d'efficacité est similaire à celle que l'on observe dans les données. En revanche, la valeur du plateau est différente : $\sim 94\%$ dans la simulation (on passe à $\sim 98\%$ en demandant que la trace ait au moins 15 coups dans le CFT). La différence avec les données est attribuée à une simulation optimiste du CFT : le nombre de coups CFT est supérieur dans la simulation.

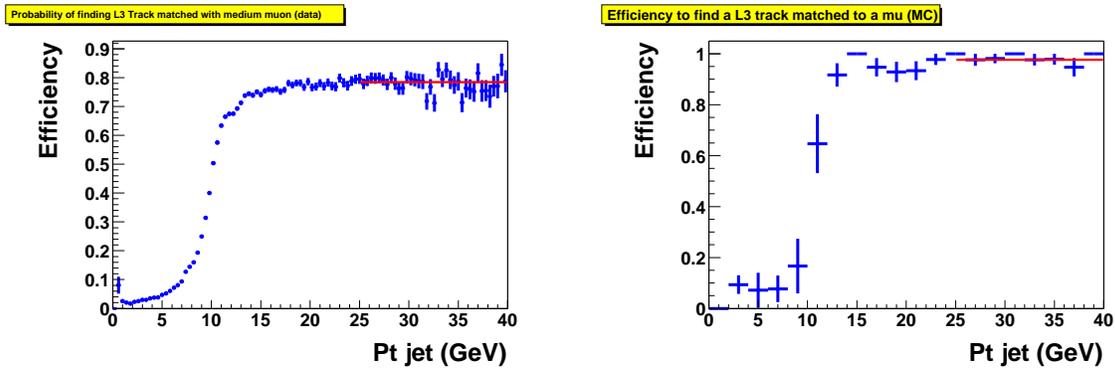


FIG. A.2 – Efficacité pour qu'une trace L3 soit associée à un muon dans les données (à gauche) et dans la simulation (à droite).

- Les traces au niveau 3 dans un jet : On peut également, dans notre échantillon d'étude ou dans nos événements *single top* traités par `trigsim`, étudier la fraction de jets reconstruits, à $\Delta R > 0.7$ du muon, qui sont associés à une trace au niveau 3 de $P_T > 10$ GeV (on demande $\Delta R < 0.7$). Les efficacités obtenues sont montrées sur la figure A.3. Là encore, la valeur du plateau est plus faible dans les données que dans la simulation.

Pour conclure, on peut dire que nos prédictions d'efficacité sur le signal, pour les conditions au niveau 3 qui vont demander une trace L3, seront surestimées d'environ 20%.

A.2 Optimisation des conditions de déclenchement

A.2.1 Utilisation des variables HT et HTA

On prend une condition simple au niveau 3 : JET(1,20.). On applique ensuite une coupure variable sur HT ou sur HTA, et on détermine la réjection *supplémentaire* apportée par cette coupure dans les données. De même on détermine la perte d'efficacité induite

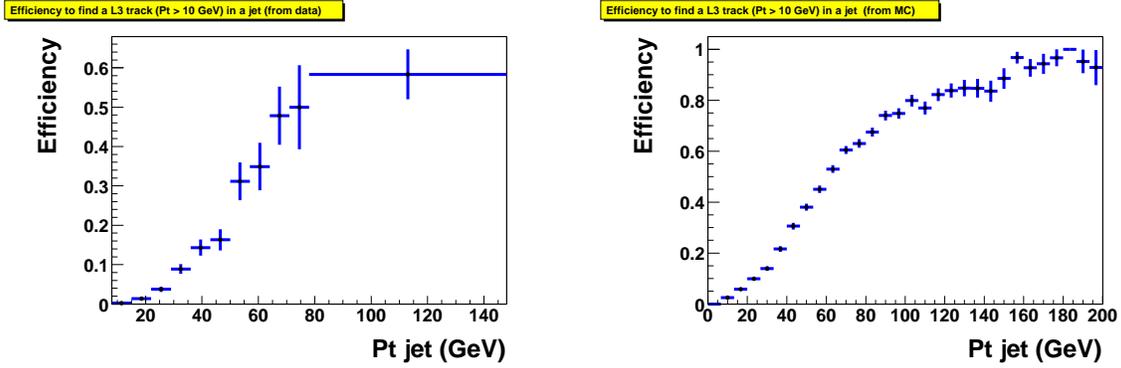


FIG. A.3 – Efficacité pour qu'une trace L3 soit associée à un jet dans les données (à gauche) et dans la simulation (à droite).

par cette coupure sur les événements de signal. Pour chaque valeur de la coupure, variée par pas de 2 GeV entre 50 et 150 GeV, on reporte la réjection et l'efficacité obtenues sur la figure A.4.

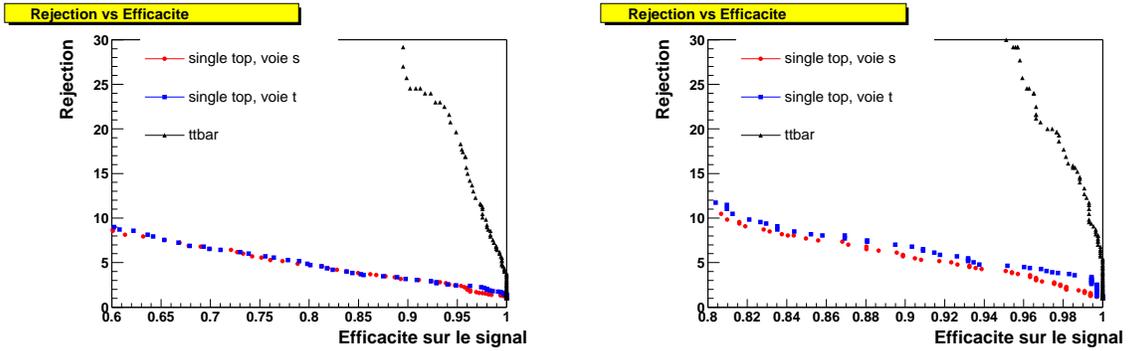


FIG. A.4 – Optimisation des coupures sur H_T (à gauche) et H_{TA} (à droite)

On constate que ces variables sont très puissantes pour discriminer des événements $t\bar{t}$. Dans le cas du *single top*, la variable HTA est plus appropriée que HT. En appliquant une coupure sur HTA à 60 GeV (80 GeV) on réduit les taux d'un facteur ~ 3.5 (~ 7), tout en ne perdant que 2% (6%) d'efficacité sur le *single top*.

A.2.2 Optimisation globale

Les réductions de taux d'événements et les efficacités ont été déterminés pour chaque condition résultant d'un *ET* logique entre

- une des conditions suivantes :
 - "JT(1, 20) ", "JT(1, 20) & MET10 ",
 - "JT(1, 15) ", "JT(1, 15) & MET10 ",
 - "JT(1, 10) ", "JT(1, 10) & MET10 ",
 - "JT(1, 25) ", "JT(1, 25) & MET10 ",
 - "JT(2, 10) ", "JT(2, 10) & MET10 ",
 - "JT(2, 15) ", "JT(2, 15) & MET10 ",

"JT(1,20) & JT(2,10)", "JT(1,20) & JT(2,10) & MET10",
 "JT(1,20) & JT(2,15)", "JT(1,20) & JT(2,15) & MET10"

– et une condition supplémentaire, choisie parmi :

"TRK10", "L3L15", "TRK10 or L3L15",
 "TRK5", "TRK5 or L3L15",
 "HTA_90", "HTA_60",
 "TRK5 and HTA_60", "(TRK5 and HTA_60) or L3L15",
 "TRK10 or HTA_60", "TRK10 or HTA_60 or L3L15",
 "HTA_60 or L3L15"

ou, par définition :

- JT(n, x) demande n jets vérifiant $P_T > x$ avec x en GeV et MET10 demande au moins 10 GeV d'énergie transverse manquante vue au niveau 3
- "TRK10" ("TRK5") demande la présence d'au moins une trace au niveau 3 de $P_T > 10$ GeV (5 GeV)
- "L3L15" demande un muon identifié au niveau 3 avec un $P_T > 15$ GeV
- "HTA_90" ("HTA_60") demande que la variable HTA soit au-dessus de 90 GeV (60 GeV).

Les réjections et les efficacités des conditions "TRK10", "L3L15", "HTA_90" et "HTA_60", lorsqu'elles sont appliquées en plus de la condition JT(1,20), sont indiquées dans la table A.1.

Condition supplémentaire	réjection	Perte d'efficacité sur $t\bar{t}$	Perte d'efficacité sur <i>single top</i>
TRK10	2.6	1%	3 – 4%
L3L15	5	10%	10%
HTA_60	3.5	~ 0	2%
HTA_90	7	2%	7%

TAB. A.1 – Réjection et efficacités par rapport à JT(1,20).

A.3 Résultats

A.3.1 *Single top*

Pour chaque condition testée, la réjection et l'efficacité sur des événements de *single top* en voie s (en voie t) sont reportées sur la figure A.5 (figure A.6).

Pour la voie s , les conditions du niveau 3 qui apportent une réjection supérieure à 15 tout en conservant une efficacité supérieure à 90% sur le signal comportent toutes la condition "MET10". Sans cette condition sur l'énergie transverse manquante, les réjections sont plus faibles d'un facteur ~ 2 . Le tableau A.2 indique les conditions qui discriminent le mieux le signal (en voie s) du fond inclusif. Les conditions TRK10 ou L3L15 prises seules induisent une perte d'efficacité non négligeable sur le signal (cf table A.1), mais un *OU* logique de ces conditions apparaît performant. La condition JT(1,20) && MET10 && HTA_60 est également intéressante. La réjection obtenue par notre méthode,

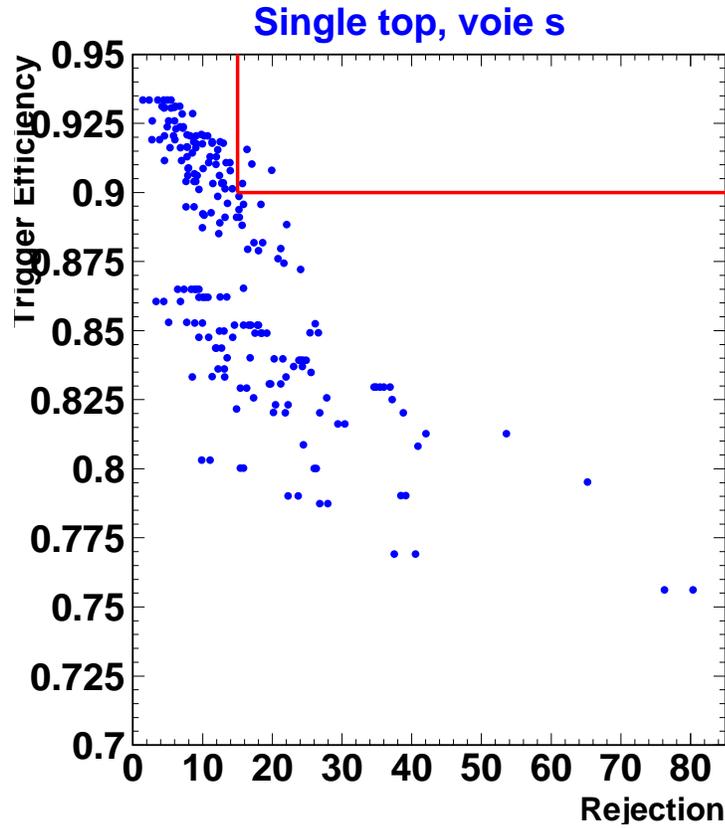


FIG. A.5 – Optimisation de la condition L3 pour la voie s

pour la condition de référence $JT(1, 25)$, est de l'ordre de 4. Ainsi, les conditions indiquées dans la table A.2 devraient permettre de réduire d'un facteur $\sim 2 - 2.5$ les taux de déclenchement de la liste de conditions $v12$, pour les conditions de déclenchement μ +jets qui nous intéressent. C'est bien l'objectif que nous nous étions fixé.

Condition L3	R	R/R_{ref}	Efficacité (voie s)
$JT(1, 20) \& MET10 \& (TRK10 L3L15)$	16.4	2.0	91.5%
$JT(1, 20) \& MET10 \& HTA_{60}$	14.3	1.7	90.1%
$JT(2, 10) \& MET10 \& (TRK10 L3L15)$	17.0	2.0	91.0%
$JT(1, 20) \& JT(2, 10) \& MET10 \& (TRK10 L3L15)$	19.9	2.4	90.8%

TAB. A.2 – Réjection R sur le fond, réjection normalisée à celle obtenue avec la condition L3 de référence $JT(1,25)$, et fraction d'événements single top (voie s) conservée, en appliquant les conditions L3 indiquées.

Des conclusions similaires sont tirées de l'étude du signal en voie t .

A.3.2 Production de paires de top

La figure A.7 montre le résultat de cette même étude, cette fois en considérant la production de paires $t\bar{t}$. N'importe quelle condition "primaire" parmi celles considérées, combinée avec HTA_{90} , donne des résultats très satisfaisants : une réjection supérieure

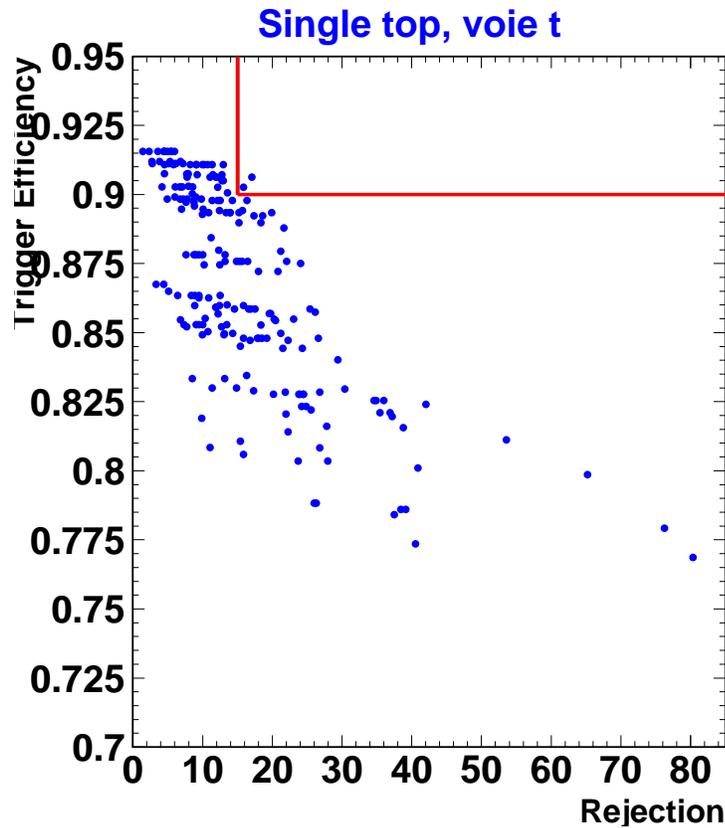


FIG. A.6 – Optimisation de la condition L3 pour la voie t.

à 15 tout en gardant une efficacité de plus de 92%. Ajouter la condition MET10 augmente la réjection, qui atteint alors des valeurs de 35-40, sans baisser l'efficacité de façon significative. Ainsi, les conditions TRK10 ou L3L15 ne sont pas nécessaires dans ce cas.

A.3.3 La liste de conditions v13

Des conditions de déclenchement similaires à celles que nous avons proposées ont effectivement été implémentées dans la liste de conditions v13, qui est celle utilisée en ligne depuis l'été 2004. Les taux de déclenchement mesurés sont de l'ordre de 3 Hz à $7 \times 10^{31} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, compatibles avec nos prédictions. Les études présentées ci-dessus restent d'actualité pour l'élaboration de la liste de conditions v14, qui devrait entrer en piste courant 2005.

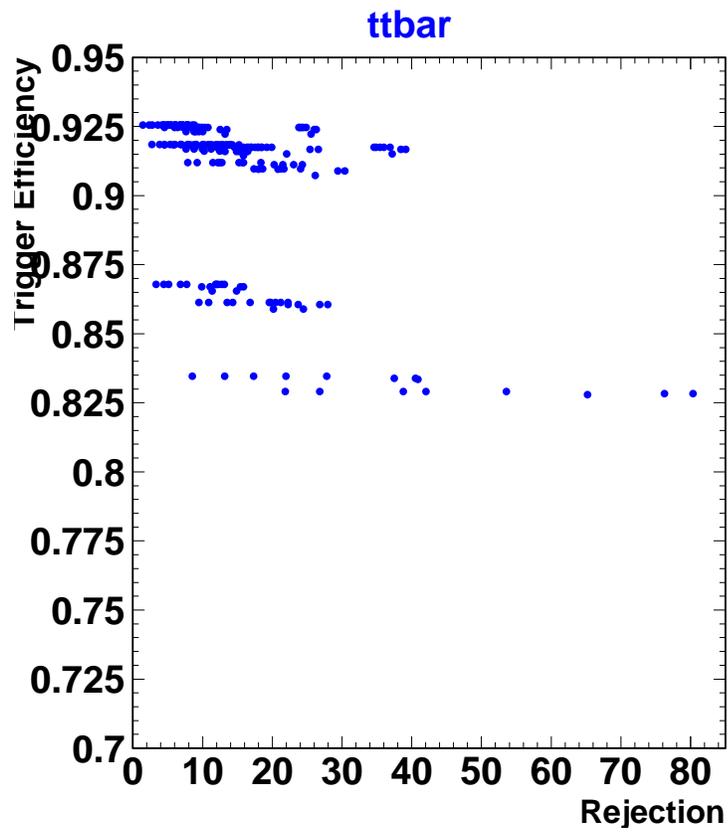


FIG. A.7 – Optimisation de la condition L3 pour la production $t\bar{t}$.