CPPM-H-2007-02

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITÉRRANÉE
F-13288 Marseille Cedex 09, France

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Arnaud DUPERRIN
Chargé de Recherche au CNRS
Docteur d'Université

Recherche du boson de Higgs et de la supersymétrie

Conditions de déclenchement pour phénomènes rares dans l'expérience DØ

Soutenue le 27 Avril 2007
devant le jury composé de

Dr.	**R. ALEKSAN**	*Président*
Prof.	**G. BROOIJMANS**	*Rapporteur*
Prof.	**M.-C. COUSINOU**	
Dr.	**J.-F. GRIVAZ**	
Dr.	**P. JANOT**	*Rapporteur*
Prof.	**G. SAJOT**	*Rapporteur*
Prof.	**S. KATSANEVAS**	

The will is infinite
and the execution confined

Shakespeare, *Troilus and Cressida*

Remerciements

Il faut remercier les hommes le moins possible parce que la reconnaissance qu'on leur témoigne les persuade aisément qu'ils en font trop !

Benjamin Constant

Je remercie vivement Roy Aleksan, actuel directeur du CPPM et président du jury, de m'avoir donné les moyens de réaliser les recherches présentées dans ce mémoire d'habilitation à diriger des recherches. Je tiens également à remercier Élie Aslanidès, précédent directeur du CPPM, de m'avoir chaleureusement accueilli au sein du laboratoire après mon entrée au CNRS et aussi de m'avoir permis de réaliser ce séjour de deux années à Fermilab. Les structures que représentent le CNRS et le CPPM, d'une part, et Fermilab, d'autre part, auront été essentielles à l'aboutissement de ce travail d'HDR.

Je suis également très sincèrement reconnaissant envers Marie-Claude Cousinou, tutrice de cette HDR, pour tes conseils toujours avisés lors de ces années de recherche et en particulier lors de la relecture de ce manuscrit. Plus généralement, j'ai beaucoup apprécié ta rigueur au travail, ainsi que ta capacité à structurer et donner de la consistance à toute activité (du groupe en l'occurrence) à laquelle tu participes. Je te remercie également beaucoup pour ton soutien moral très précieux au cours de ces années de recherche.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers Gustaaf Brooijmans qui a suivi au quotidien mes débuts dans l'expérience avec une constante et amicale attention, avant d'accepter d'être rapporteur de ces travaux.

Je tiens à te remercier chaleureusement, Gérard Sajot, pour tes qualités humaines et scientifiques, et ton constant enthousiasme ainsi que pour le temps consacré en tant que rapporteur.

Malgré son emploi du temps très chargé, Stavros Katsanevas n'a pas hésité à rouler avec sa voiture toute la nuit pour être présent. Tu sais que je t'en suis très amicalement reconnaissant et ta présence était pour moi un honneur et un plaisir.

J'adresse également un grand remerciement très amical à Jean-Francois Grivaz qui est pour moi un mentor. Ton rôle est essentiel dans l'accomplissement de ces années de recherche. Tes conseils et (nombreuses) critiques ont contribué à grandement améliorer mes recherches. D'autre part, je te remercie de m'avoir fait confiance en me donnant quelques responsabilités au sein de D0. Ta présence dans mon jury symbolise ce rôle important que tu as joué.

Merci à toi, Patrick Janot, d'avoir accepté de faire partie de ce jury, et encore davantage pour ton travail de rapporteur. Ceux qui te connaissent savent ce que cela implique. Ton approche, ta rigueur, tes remarques judicieuses, et surtout tes conseils avisés sont bien retenus pour organiser mon avenir scientifique.

Ce travail d'habilitation à diriger des recherches est bien entendu le résultat d'un travail collectif, mené avec des collègues de l'IN2P3 ou de Fermilab, et très souvent avec ceux qu'on appelle affectueusement "thésards" et stagiaires. C'était vraiment un très grand plaisir de participer à leur encadrement et je les remercie très sincèrement, en particulier Samuel Calvet. Je remercie également Elemer Nagy de m'avoir accueilli dans le groupe. Beaucoup de mes travaux ont bénéficié de l'infrastructure informatique mise en place par Smaïn Kermiche que je remercie chaleureusement.

Comment évoquer les effets qu'a pu produire la collaboration avec Eric Kajfasz sur ma trajectoire scientifique sans donner l'impression de verser dans un excès de compliments complaisants ? Difficile. Mais il faut avouer qu'Eric aura été pour moi le collègue parfait. Il m'a toujours encouragé amicalement et soutenu moralement. J'ai puisé dans ses connaissances et son approche en générale des éléments qui me serviront d'exemple pour l'ensemble de ma carrière. Eric, tout simplement merci. C'est une chance d'avoir été à tes côtés toutes ces années pour apprendre et progresser. Enfin, merci pour le temps que tu as consacré à la relecture de ce manuscrit.

Un grand merci également à tous mes collègues du CPPM et de Fermilab, ainsi qu'à tous ceux avec lesquels j'ai travaillé dans les nombreux groupes de travail. Même s'il ne m'est pas possible de mettre ici un mot pour tous, j'insiste sur le fait que tous ces échanges ont été très fructueux pour accomplir ce travail.

Merci à mes parents de m'avoir toujours encouragé et soutenu tout au long de ce parcours.

Finalement, mon plus grand remerciement va à toi, Gabriela, ma femme, pour ton soutien moral et ton amour. Je te dois aussi cette profonde compréhension du milieu de la recherche, ton intelligence, et ta forte personnalité qui m'auront accompagnés pour mieux éclairer et me soutenir dans chacune des étapes rencontrées. J'en aurai encore besoin.

CPPM
163 Avenue de Luminy
Case 902,
13288 Marseille, Cedex 9, France

Tél. : +33-(0)4-91-82-72-00
Fax : +33-(0)4-91-82-72-99
e-mail : duperrin@cppm.in2p3.fr

Arnaud Duperrin

État Civil :

- Situation de famille : Marié, sans enfants
- Nationalité : Française
- Âge : 34 ans
- Lieu de naissance : Nantes

Éducation

1999 Thèse de Doctorat — Université Lyon I

- « Mesure de la masse du boson W dans la désintégration $e^+e^- \to W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ dans l'expérience DELPHI au LEP » (félicitation du jury)
- Directeur de thèse : Prof. Gérard Smadja

1996 DEA de Physique Théorique — ENS Lyon

Expérience professionnelle

1999 Chargé de recherche au CNRS — CPPM Marseille

- Résident à Fermilab, USA, 2002-2004 (contrat expatriation CNRS)
- CR1 depuis 2002
- CR2 en 1999 (sur D0), titularisé en 2000

1996-1999 Moniteur-Enseignant — Université Lyon I

- 120 heures de TD ou cours, 100 heures de TP, pour étudiants en premier cycle universitaire de physique.
- Création et coresponsable de l'enseignement d'une option de préparation aux ENSI

Responsabilités scientifiques

2006 Coresponsabilités sur le commissioning de l'upgrade du trigger de D0

2005-présent Coresponsable de l'équipe de recherche « multijets » pour les groupes Higgs et New Phenomena dans l'expérience D0

2003-2004 Membre du Trigger Board de D0

2000-présent Participation à l'encadrement de plusieurs thèses (dont 2 jurys) + 4 stages

Responsabilités administratives

2007-présent Membre de la commission de spécialiste 29, Université Aix-Marseille-II

2005-présent Membre du conseil scientifique du CPPM

2000-2006 Coorganisateur de six réunions en France pour D0

Conférences Internationales

(en sessions plénières)

1. « Direct Searches for Higgs and Beyond the Standard Model at Tevatron », pour D0 et CDF, SUSY 2007, 26 juillet – 1er août 2007, Karlsruhe, Allemagne, "summary talk".
2. *Chair* de la session « Searches, New physics », Moriond 2006, 41st Rencontres de Moriond EW, 11-18 mars, La Thuile, Italie.
3. «Searches for Supersymmetry at the Tevatron», pour D0 et CDF, La Thuile 2005, 27 février–5 mars, La Thuile, Italie.
4. « Susy Searches at the Tevatron, Run I results and Run II prospects », pour D0 et CDF, Planck 2002, Mai 2002, Kazimierz, Pologne.
5. « W+W- cross section and W mass measurement in DELPHI », pour la collaboration DELPHI, Lake Louise 1999 Winter Institute on Electroweak Physics, 14-20 février 1999, Lake Louise, Canada.

Table des matières

Curriculum vitæ **6**

Introduction **13**

1 Phénoménologie du Modèle Standard et au delà **15**
1.1 Introduction . . . 15
1.2 Le Modèle Standard . . . 15
1.2.1 Le Lagrangien du Modèle Standard . . . 16
1.2.2 Mécanisme de brisure de symétrie de Higgs . . . 16
1.2.3 Propriétés du boson de Higgs . . . 18
1.2.4 Les contraintes expérimentales . . . 19
1.2.5 Un boson de Higgs léger ? . . . 22
1.2.6 Vers une nouvelle physique à l'échelle du TeV . . . 25
1.3 La supersymétrie . . . 26
1.3.1 Les fondations du MSSM . . . 26
1.3.2 Secteur du Higgs . . . 28
1.3.3 Modèles contraints . . . 30
1.4 Conclusion . . . 31

2 Phénoménologie des processus $p\bar{p}$ **33**
2.1 Environnement Hadronique . . . 33
2.1.1 Luminosité et sections efficaces . . . 33
2.1.2 Le modèle des partons . . . 35
2.1.3 La fragmentation . . . 37
2.1.4 Les corrections d'ordre supérieur . . . 39
2.1.5 ISR et FSR . . . 39
2.1.6 Éléments de matrice et cascades de partons . . . 40
2.1.7 Les restes de faisceaux . . . 40
2.1.8 Les événements de biais minimum . . . 41
2.1.9 Empilement des événements . . . 42
2.2 La simulation . . . 42
2.2.1 Résumé sur les générateurs . . . 43
2.2.2 Le signal . . . 43
2.2.3 Simulation des bruits de fond du Modèle Standard . . . 43
2.2.4 Production multijets . . . 44
2.2.5 Simulation du détecteur . . . 44

2.3 Comparaison avec les données Z+jets . . . 45
2.3.1 Sélection des événements . . . 45
2.3.2 Ajustement de la simulation . . . 45
2.4 Conclusion . . . 47

3 Dispositif expérimental 49
3.1 Résumé de mes contributions . . . 49
3.2 Le Tevatron et l'expérience D0 . . . 49
3.2.1 Le Tevatron . . . 49
3.2.2 L'expérience D0 . . . 50
3.3 Reconstruction des objets physiques . . . 54
3.3.1 Trace de particule chargée . . . 54
3.3.2 Le vertex d'interaction . . . 54
3.3.3 Les électrons et les photons . . . 55
3.3.4 Les jets . . . 55
3.3.5 Correction de l'échelle d'énergie . . . 55
3.3.6 L'énergie transverse manquante . . . 56
3.3.7 Les muons . . . 58
3.3.8 Étiquetage des quarks de saveur lourde . . . 58
3.3.9 Notes de collaboration . . . 59

4 Système de déclenchement de l'acquisition de données 61
4.1 Résumé de mes contributions . . . 61
4.2 Introduction . . . 63
4.3 Le trigger à DØ . . . 64
4.3.1 Principe . . . 64
4.3.2 Le niveau L1 . . . 65
4.3.3 Le niveau L2 . . . 66
4.3.4 Le niveau L3 . . . 66
4.4 Etude et développement des conditions de déclenchement . . . 67
4.4.1 Conception d'une liste de trigger . . . 67
4.4.2 Outils de simulation du trigger . . . 68
4.4.3 Description des triggers . . . 70
4.5 Triggers jets + $\not\!\!E_T$ . . . 74
4.5.1 Conception . . . 74
4.5.2 Paramétrisation et simulation du trigger . . . 76
4.5.3 Performances . . . 77
4.5.4 Evolution du trigger au Run IIa . . . 78
4.5.5 Notes de collaboration . . . 79
4.6 Amélioration du système de trigger pour la haute luminosité . . . 79
4.6.1 Le système de trigger au Run IIb . . . 79
4.6.2 Etalonnage et validation du trigger calorimétrique au niveau L1 . . . 82
4.6.3 Implémentation du trigger pour la recherche du boson de Higgs . . . 88
4.6.4 Notes de collaboration . . . 92
4.7 Conclusion . . . 92

5 Analyses des données : recherche de la supersymétrie et du boson de Higgs 95
5.1 Résumé de mes contributions . . . 95
5.2 Introduction . . . 96
5.3 Recherche du sbottom dans le canal $\tilde{b}\bar{\tilde{b}} \to b\bar{b}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$ . . . 96
5.3.1 Motivations théoriques . . . 97
5.3.2 Hypothèses sur le signal . . . 98
5.3.3 Échantillon de données . . . 98
5.3.4 Bruits de fond du Modèle Standard . . . 99
5.3.5 Corrections entre données et simulation . . . 100
5.3.6 Sélection des événements . . . 102
5.3.7 Identification des saveurs lourdes : b-tagging . . . 108
5.3.8 Optimisation des coupures . . . 111
5.3.9 Choix des PDF . . . 115
5.3.10 Incertitudes systématiques . . . 116
5.3.11 Calcul de la limite . . . 116
5.3.12 Résultats . . . 116
5.3.13 Conclusions et perspectives de l'analyse . . . 116
5.4 Extension à la recherche du stop et du boson de Higgs . . . 117
5.4.1 Recherche du quark scalaire stop . . . 117
5.4.2 Etude du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal $HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$. 120
5.5 Combinaisons des recherches au Tevatron . . . 122
5.6 Papiers . . . 122

Conclusion et perspectives 127

Bibliographie 133

Annexe A : V. M. Abazov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97, 171806 (2006) 138**

Annexe B : V. M. Abazov *et al.*, *Phys. Lett.* **B 645, 119 (2007) 148**

Introduction

Ce mémoire d'habilitation à diriger des recherches résume sept années de recherche, depuis mon recrutement au CNRS en octobre 1999 comme chargé de recherche dans le groupe DØ du Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM). Il présente deux thématiques principales : système de déclenchement et recherche de nouvelle physique dans l'expérience DØ. Les résultats qui vont être exposés ont été obtenus avec un grand nombre de collègues de DØ, et en particulier avec au moins une dizaine de doctorants avec lesquels j'ai étroitement collaboré et certains que j'ai coencadrés [1, 2]. Le résultat de ce travail s'est concrétisé par une vingtaine de notes internes et deux publications [3, 4]. L'expérience acquise auprès d'un collisionneur à hadrons, l'encadrement des doctorants, et cette collaboration étroite avec les collègues en général ont été les aspects les plus enrichissants de ces années de recherches, à défaut d'avoir découvert le boson de Higgs et la supersymétrie.

L'opportunité de représenter DØ et CDF en session plénière lors de conférences dans diverses occasions m'a permis d'acquérir une vision générale des recherches sur le boson de Higgs et la supersymétrie au Tevatron. Ces présentations ont été l'occasion de compléter mes activités quotidiennes de recherche, et de les replacer dans un contexte plus général de résultats théoriques et expérimentaux du moment. D'autre part, j'assure depuis 2005 la coresponsabilité du sous-groupe de physique multijets pour les groupes Higgs et Phénomènes Nouveaux de l'expérience DØ, ce qui me donne l'occasion d'avoir une vision plus générale sur un vaste domaine de recherches, et une première expérience dans l'organisation d'un groupe de travail au sein d'une collaboration de cette ampleur. Il est cependant plus rare d'avoir l'opportunité de présenter son activité de recherche dans sa globalité. C'est cette approche que j'ai choisie pour la rédaction de ce mémoire, c'est-à-dire de décrire ce sur quoi j'ai travaillé plutôt que de faire une revue de la physique de la supersymétrie ou de celle du boson de Higgs. La conception d'une liste de conditions de déclenchement de physique et la mise en œuvre d'un système de déclenchement sont selon moi des thématiques passionnantes de la physique des particules d'aujourd'hui. Elles sont également cruciales à la réussite du programme de physique d'une expérience sur collisionneur à hadrons telle que DØ.

J'ai eu la chance de bénéficier d'une excellente formation non seulement théorique au DEA de l'ENS des Lyon mais aussi expérimentale lors de ma thèse dans DELPHI avec comme sujet la mesure de précision de la masse du boson W [5]. C'est désormais la physique exploratoire qui m'attire et qui m'a conduit à m'intéresser au potentiel de découverte du Tevatron, notamment à la recherche de particules supersymétriques et du boson de Higgs. Les canaux que j'ai étudiés en supersymétrie se caractérisent par de l'énergie manquante et des jets de saveur lourde faisant appel à la technique d'étiquetage des jets de quarks lourds appelée b-tagging. Ces études ont fait l'objet de deux publications, l'une sur le "sbottom" [3], l'autre sur le "stop" [4].

La topologie de l'état final analysé étant similaire à celle de la production associée HZ, le boson de Higgs, H, se désintégrant en deux jets de quarks b et le boson Z se désintégrant en deux neutrinos, ces recherches en supersymétrie étaient une bonne préparation à un objectif à plus long terme : la recherche du boson de Higgs [6]. Quand à ma participation aux activités plus techniques, elle s'est concentrée dans le domaine du système de déclenchement de DØ où j'ai assuré des responsabilités, en particulier au sein du "Trigger Board". A cette occasion j'ai été mis à disposition deux années sur site à FERMILAB. Ces activités seront présentées plus en détails dans ce mémoire, où je décris entre autres la mise en place des conditions de déclenchement jets+$\not\!\!E_T$ pour la recherche du boson de Higgs et de la supersymétrie.

Les dix prochaines années sont, j'en suis convaincu, une opportunité extraordinaire de participer à des découvertes fondamentales. Je compte être un acteur de ces découvertes en poursuivant mes activités dans DØ sur la recherche du boson de Higgs, et en rejoignant d'ici la fin de l'année 2007 l'expérience ATLAS au LHC.

Le premier chapitre de ce mémoire introduit quelques notions théoriques utiles aux études présentées. Dans le deuxième chapitre quelques aspects phénoménologiques de la physique des collisionneurs à hadrons seront exposées. Le dispositif expérimental DØ est décrit dans le troisième chapitre. Le quatrième chapitre expose succinctement les objectifs du programme de physique au Run II du Tevatron. Le cinquième chapitre détaille le système de déclenchement de l'expérience et quelques résultats obtenus dans le domaine de la conception de listes de conditions de déclenchement de physique. Les analyses de recherche des partenaires supersymétrique des quarks bottom et top sont décrites dans le sixième chapitre. Les publications correspondantes sont jointes en annexe. Enfin, une mise en perspective de mes travaux fera l'objet d'une brève conclusion.

Chapitre 1

Phénoménologie du Modèle Standard et au delà

1.1 Introduction

La physique des particules et la cosmologie ont permis une progression remarquable dans la connaissance des interactions fondamentales de la nature et des premiers instants de l'univers. Ces avancées mêlent étroitement des efforts de compréhension théorique et des découvertes expérimentales. Les résultats expérimentaux obtenus par les expériences depuis une vingtaine d'années ont confirmé le cadre théorique du Modèle Standard. Cependant, un certain nombre d'indications laissent penser que ce modèle sera prochainement étendu avec la découverte de nouvelles particules par les expériences CDF et DØ au Tevatron de FERMILAB, mais plus vraisemblablement dans les collisions à hadrons à 14 TeV dans le référentiel du centre de masse qu'enregistreront à partir de 2008 les expériences ATLAS et CMS au CERN.

Dans ce chapitre d'introduction théorique, quelques principes fondateurs du Modèle Standard seront décrits sans insister sur le succès de ce modèle et son extraordinaire accord avec les données expérimentales. Après un rapide survol des insuffisances du Modèle Standard, les liens qui existent entre l'ensemble des tests expérimentaux et les contraintes très fortes sur la nouvelle physique seront rappelés, notamment pour la recherche du boson de Higgs [9] du Modèle Standard. Enfin, une des extensions possibles du Modèle Standard sera évoquée, la supersymétrie.

1.2 Le Modèle Standard

La compréhension des interactions fondamentales est aujourd'hui fondée sur le Modèle Standard des interactions électrofaibles et fortes. C'est une théorie de jauge construite à partir de groupes de symétrie. Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ décrit les interactions faible et électromagnétique (`QED`) sous une forme unifiée[1] (appelée théorie électrofaible), le groupe

[1]Les interactions faible et électromagnétique ne sont pas vraiment unifiée puisqu'il y a une constante de couplage différente attachée à chacune des deux forces et traditionnellement notées g et g'.

$SU(3)_c$ représente la symétrie dite de couleur correspondant aux interactions fortes (QCD).

Les constituants élémentaires de la matière sont les quarks et les leptons (champs de matière), tandis que les médiateurs des interactions entre les particules de matière sont le photon, les $W^{\pm}$, le Z, et les gluons (champs de jauge). Les quarks et les leptons interagissent par l'intermédiaire des interactions électrofaibles, avec la particularité, pour les quarks, de participer également aux interactions fortes.

Le modèle proposé par S.-L. Glashow en 1961 [10] et traité comme symétrie de jauge par S. Weinberg en 1967 [11] et A. Salam en 1968 [12], explique de manière cohérente les couplages et la masse de ces particules médiatrices que sont les bosons de jauge.

1.2.1 Le Lagrangien du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie renormalisable, à symétrie de jauge locale, spontanément brisée. En 1971, t'Hooft [13] a montré qu'une théorie de Yang et Mills, c'est-à-dire une théorie de jauge non-abélienne avec invariance de jauge locale, était renormalisable. Ce type de symétrie permet d'obtenir une compensation des divergences ordre par ordre. La renormalisabilité contraint la forme des interactions du Lagrangien et implique des relations précises entre les différents paramètres physiques (masse des W, Z, boson de Higgs, angle de mélange entre les bosons, couplages bosons-fermions, auto-couplages des W, Z, γ). La densité lagrangienne s'écrit :

$$\mathcal{L} = \text{secteur de jauge} + \text{secteur de matière} + \text{secteur de Yukawa} + \text{secteur de Higgs}$$

Le premier terme décrit la dynamique des champs des bosons de jauge, leurs interactions avec les champs de matière se trouvent dans le deuxième terme, le troisième contient les interactions des fermions avec le champ de Higgs conduisant aux termes de masses, enfin le dernier terme correspond au Lagrangien de Higgs responsable du mécanisme de brisure spontanée de symétrie.

A chacun des groupes de symétries de jauge $U(1)_Y$, $SU(2)_L$, et $SU(3)_c$ est associé un nombre quantique : l'hypercharge Y, l'isospin faible, et la couleur. Un fait remarquable de la phénoménologie des interactions faibles est la violation de la parité dans les courants chargés avec échange de bosons $W^{\pm}$. Les fermions droits sont des singlets d'isospin et seuls les fermions gauches appartiennent à des doublets de $SU(2)$[2]. D'autre part, La matrice 3×3 (V) de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) a été introduite en 1972 [14] pour rendre compte du mélange entre les quarks (q). Elle est unitaire et contient quatre paramètres réels indépendants : trois angles de mélange et une phase. Les neuf éléments de matrices V_{ij} sont accessibles expérimentalement, grâce aux couplages $W^{\pm} \rightarrow q^i q^j$. La phase est reliée à la violation de la symétrie CP dans certain processus des interactions faibles.

1.2.2 Mécanisme de brisure de symétrie de Higgs

Toutes[3] les particules du Modèle Standard sont découvertes. Le seul élément manquant à l'édifice de la théorie est le boson scalaire de Higgs [9], nécessaire pour donner une masse aux

[2]Les fermions droits couplent au boson Z et c'est uniquement le boson W qui couplent aux fermions gauches.
[3]Le neutrino τ a été mis en évidence par l'expérience DONUT [15] en 2000 à FERMILAB.

particules.

Quatre champs scalaires réels ϕ_i sont associés à un doublet d'isospin faible de champs scalaires complexes (choix de Weinberg en 1967) de la manière suivante :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \qquad \begin{array}{l} \phi_+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \phi_0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{array}$$

à partir duquel on construit un Lagrangien invariant sous la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le potentiel de Higgs prend la forme,

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \text{ avec } \lambda > 0 \tag{1.1}$$

de sorte que le Lagrangien de Higgs s'écrit[4] :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) - V(\Phi)$$

Le signe de μ^2 conduit à deux cas :

- $\mu^2 > 0$: on reconnaît le cas d'un champ scalaire de masse μ. Le champ est en interaction avec lui même (à cause du terme Φ^4), ce qui introduit un vertex à quatre particules de constante de couplage proportionnelle à λ. L'état de plus basse énergie (définition du vide) correspond à $\Phi = 0$. Les particules restent de masse nulle.
- $\mu^2 < 0$: le champ de Higgs a une valeur moyenne non nulle dans l'état fondamental. Le minimum du potentiel est obtenu pour :

  $$\frac{\partial V}{\partial \phi_i} = 0$$

  ce qui conduit à une solution de la forme,

  $$\Phi^\dagger \Phi = \frac{1}{2}\left(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2\right) = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$$

  L'ensemble des solutions respecte la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La brisure de cette symétrie signifie que le système prend une solution particulière parmi les états de plus basse énergie $|\langle 0| \Phi |0\rangle| = v$ (la valeur moyenne dans le vide ou $v.e.v$).

  $$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \text{ et } \phi_3 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v \tag{1.2}$$

Le calcul du spectre et des interactions s'effectue par développement perturbatif autour de l'état fondamental du vide. On développe autour de la solution stationnaire qui minimise le potentiel de Higgs,

$$\Phi_0 = \langle 0| \Phi |0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

[4]Les dérivées covariantes opèrent sur le champ scalaire Φ par $\mathcal{D}_\mu \Phi = \left(\partial_\mu + ig\overrightarrow{T}.\overrightarrow{W_\mu} + ig' \frac{Y_\Phi}{2} B_\mu\right)\Phi$, où les opérateurs $\overrightarrow{T}$ sont les générateurs de $SU(2)$ et sont reliés aux matrices de spin de Pauli par $T_a = \tau_a/2$. L'algèbre de Lie de $SU(2)$ est décrite par $\left[T^b, T^c\right] = i f_a^{bc} T^a$ avec a=1,2,3. Le générateur de $U(1)_Y$ est représenté par l'hypercharge faible Y. Les trois champs de jauge $\overrightarrow{W_\mu}$ pour le groupe non abélien $SU(2)_L$ et le champ de jauge B_μ pour le groupe abélien $U(1)_Y$ sont sans masse avant brisure spontanée des symétries.

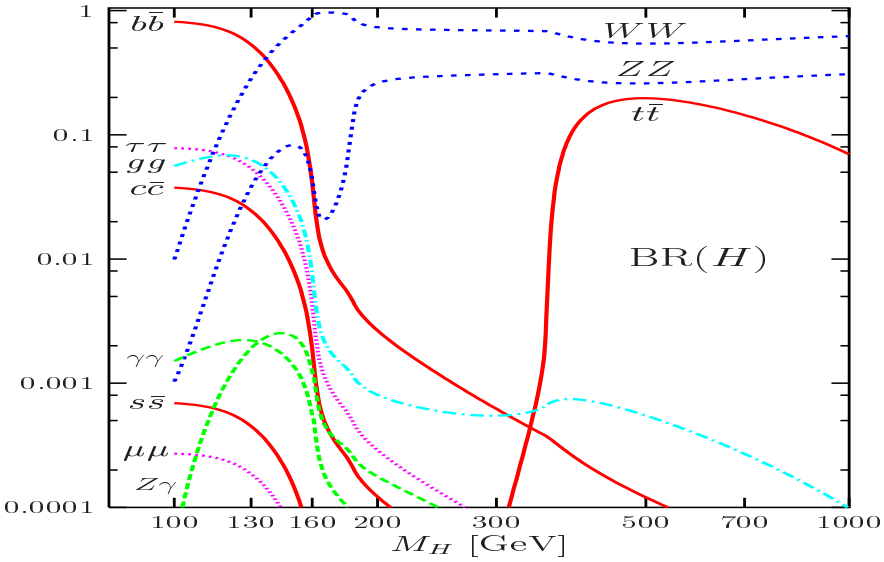


FIG. 1.1 – *Rapports d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse [16].*

conduisant aux termes de masse des bosons $W^{\pm}$, Z, photon, et du boson de Higgs : $M_W = 0.5vg$, $M_Z = 0.5v\sqrt{g^2 + g'^2}$, $M_\gamma = 0$, $M_{\text{Higgs}} = \sqrt{-2\mu^2}$. Ce mécanisme confère bien une masse aux bosons physiques W^+, W^-, Z, et laisse le photon γ sans masse.

1.2.3 Propriétés du boson de Higgs

Les différents canaux de désintégration du boson de Higgs du Modèle Standard et les taux d'embranchements en fonction de la masse du boson de Higgs [16] sont représentés dans la Fig. 1.1.

On peut distinguer trois régions :

- 110 GeV $< m_H <$ 130 GeV : à basse masse, la désintégration dominante est $H \to b\bar{b}$, suivie des désintégrations en paires de τ, de gluons, et de quarks c.
- 130 GeV $< m_H <$ 180 GeV : la désintégration qui domine les masses intermédiaires est celle en deux bosons vecteurs. La production de deux W réels dans la région cinématique autour de 160 GeV réduit le mode $H \to ZZ^*$.
- 180 GeV $> m_H$: un boson de Higgs lourd se désintègre presque exclusivement en paires de deux bosons W ou Z réels et, à partir de 350 GeV, en paire $t\bar{t}$.

Les diagrammes de Feynman de quelques modes de production du boson de Higgs sont représentés dans la Fig. 1.2. La Fig. 1.3 montre les sections efficaces de production du boson de Higgs au Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV) pour les processus de production les plus importants en fonction de la masse du boson de Higgs [17].

La fusion gluon-gluon $gg \to H$

La fusion de gluons $gg \to H$ est le processus dominant. La désintégration en paire de quark b pour une masse de boson de Higgs inférieure à 135 GeV rend ce mode inexploitable dans un

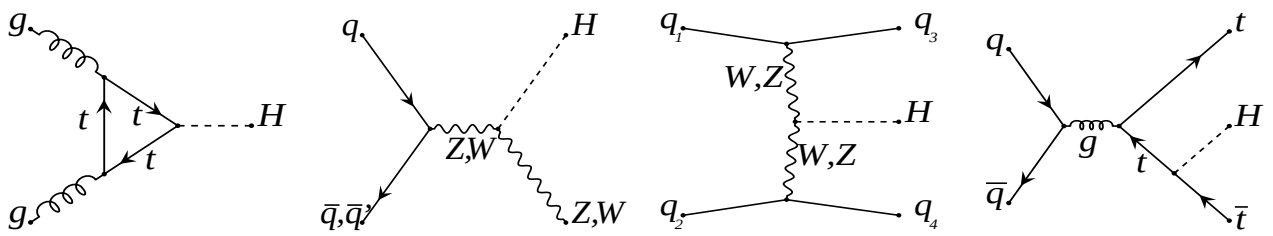


FIG. 1.2 – *Exemples de mode de production du boson de Higgs. De gauche à droite : fusion de gluon, production associée à un boson vecteur, fusion de bosons vecteurs, production associée à des quarks lourds.*

environnement avec des hadrons. Au delà de 135 GeV, la production $H \to W^+W^-$ en paire de bosons vecteurs se désintégrant leptoniquement permet d'extraire le signal du bruit de fond. En exploitant les corrélations d'hélicité entre les deux bosons W provenant du fait que le boson de Higgs est un scalaire, il est possible de lutter efficacement contre le bruit de fond de production d'une paire WW.

La production associée HV

Le processu les plus intéressants à basse masse au Tevatron est la production associée d'un boson de Higgs avec un boson vecteur W ou Z. Les désintégrations leptoniques des bosons vecteurs permettent un déclenchement et une sélection efficaces. Ces états finals restent cependant contaminés par plusieurs bruits de fond irréductibles comme Vbb. Dans ce mémoire, l'analyse du canal $HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ sera décrite, notamment la mise en place des conditions de déclenchement pour cet état final caractérisé par des jets et de l'énergie transverse manquante ($\not{E}_T$) que j'exposerai en détail.

Fusion de bosons vecteurs $q\bar{q} \to q\bar{q}H$

La fusion de bosons vecteurs $q\bar{q} \to q\bar{q}H$ est marginale au Tevatron, les sections efficaces étant de l'ordre de 0.1-0.03 pb pour des masses 100 GeV $< m_H <$ 200 GeV.

La production associée $q\bar{q} \to t\bar{t}H$

La production associée $q\bar{q} \to t\bar{t}H$ ne contribuera pas à la recherche du boson de Higgs au Tevatron mais devrait pouvoir être exploitée au LHC.

1.2.4 Les contraintes expérimentales

Les corrections aux ordres supérieurs (corrections radiatives) Δr au propagateur du boson W peuvent s'exprimer à partir de la constante de Fermi G_F, de la constante de structure fine $\alpha = e^2/4\pi$, et de l'angle de mélange électrofaible $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$ par l'expression suivante :

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

où on a ressommé les contributions quantiques des boucles en écrivant $1 + \Delta\ r + (\Delta\ r)^2 + (\Delta\ r)^3 + ... = 1/(1 - \Delta\ r)$. Les prédictions théoriques pour le

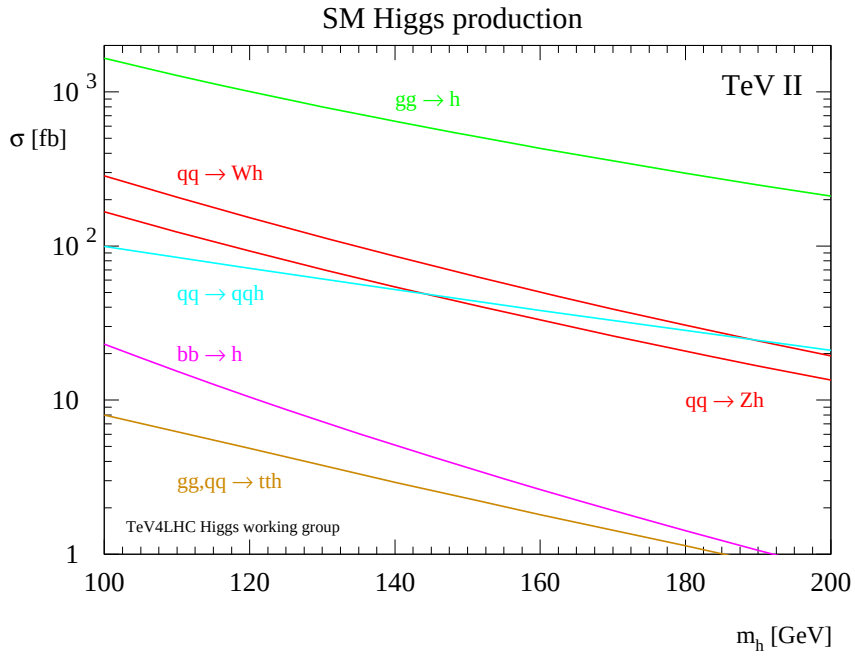


FIG. 1.3 – *Sections efficaces de productions (fb) du boson de Higgs au Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV) pour les processus de production les plus importants en fonction de la masse du boson de Higgs [17].*

calcul de Δr sont obtenues en calculant les corrections radiatives au propagateur du W.

Veltman [18] a montré la sensibilité des corrections radiatives aux particules trop massives pour être produites. Les mesures de précision des observables électrofaibles sont donc capables de nous renseigner sur la masse du boson de Higgs et, de façon plus générale, sur la présence de nouvelle physique. Le niveau de précision des mesures électrofaibles nécessite cependant d'aller au delà du premier ordre. En se restreignant aux contributions dominantes, on peut distinguer deux termes de corrections à Δr :

- corrections venant des fermions : les boucles de fermions (Fig. de gauche 1.4) dans l'énergie propre des propagateurs du W et du Z donnent un terme proportionnel à la différence des masses au carré des deux fermions d'un même doublet et seul le doublet du quark top a un effet significatif. Cette correction vaut à l'ordre d'une boucle :

$$\Delta r_\rho \propto 3\frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2}m_t^2 \tag{1.3}$$

- corrections venant du boson de Higgs : la Fig. de droite 1.4 montre la correction radiative aux propagateurs du W et du Z due à l'échange d'un boson de Higgs. Il n'y a pas de dépendance quadratique à la masse du boson de Higgs pour les corrections à une boucle à cause de l'écrantage de Veltman [18] ; le premier terme dominant est logarithmique et s'exprime pour un boson de Higgs lourd ($M_H \gg M_W$) sous la forme :

$$\Delta r_H = \frac{\sqrt{2}G_F M_W^2}{16\pi^2}\frac{11}{3}\left(\ln\frac{m_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6}\right)$$

FIG. 1.4 – *Fig. de gauche : diagramme de Feynman d'énergie propre du propagateur du W provenant de la boucle du doublet (t, b). Des diagrammes similaires interviennent pour le Z avec des boucles $\bar{f}_a f_a$. Fig. de droite : diagramme de Feynman d'énergie propre du propagateur du $W^{\pm}$ provenant des boucles de Higgs. Les mêmes graphes existent pour le Z.*

La sensibilité aux corrections radiatives par l'intermédiaire de Δr qui a une dépendance quadratique la masse du quark top et logarithmique à la masse du boson de Higgs, permet de déterminer indirectement les masses du bosons de Higgs et du boson W, ainsi que la masse du quark top. La Fig. 1.5 montre les valeurs les plus récentes des mesures directes et indirectes. En mars 2007, les moyennes mondiales pour les mesures directes du quark top et du W sont respectivement $M_{\text{top}} = 170.9 \pm 1.8$ GeV et $M_W = 80.398 \pm 0.025$ GeV.

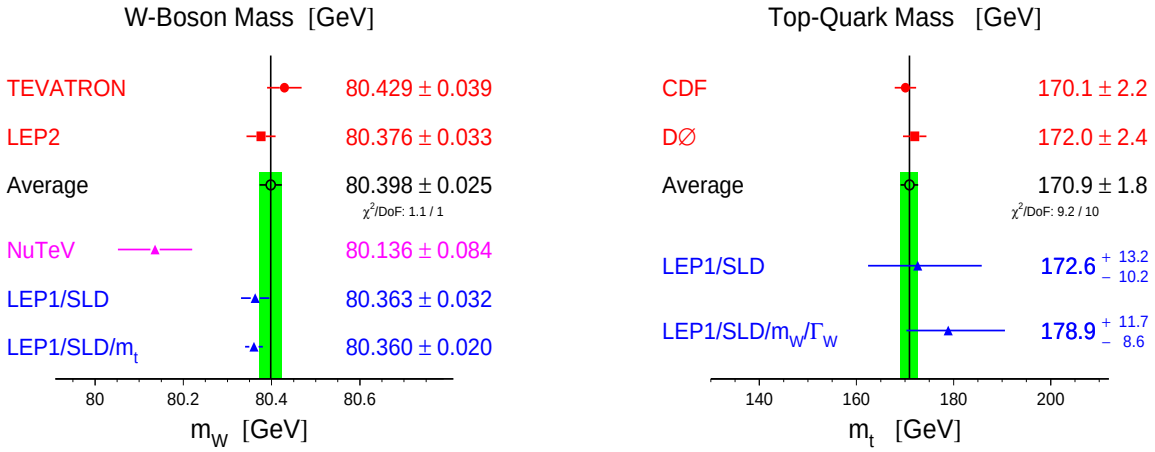


FIG. 1.5 – *Masse du boson W et du quark top par les mesures directes et indirectes au LEP, SLD, NuTeV, et au Tevatron. Les valeurs correspondent à mars 2007 [19].*

Les contraintes sur la masse du boson de Higgs du Modèle Standard en utilisant toutes les données acquises par le LEP, Tevatron et SLD, sont représentées dans la Fig. 1.6. En incluant les incertitudes théoriques et expérimentales de mars 2007, la borne supérieure à 95 % de niveau de confiance (C.L) sur la masse d'un boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard est :

$$M_H < 144 \text{ GeV à } 95 \text{ \% C.L}$$

Cette limite augmente à 182 GeV lorsqu'on inclut les recherches d'observations directes du LEP-2 qui donnent une limite inférieure à la masse du boson de Higgs [20] :

$$M_H > 114.4 \text{ GeV à } 95 \text{ \% C.L}$$

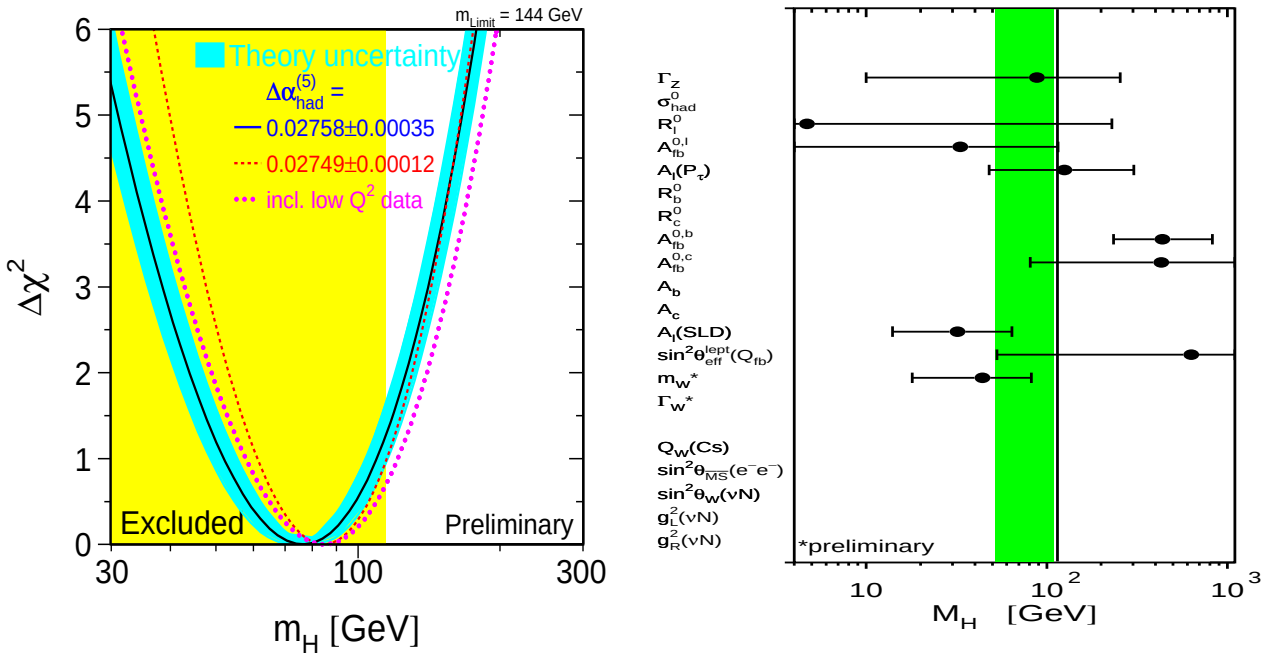


FIG. 1.6 – *Fig. de droite :* $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\min}$ *en fonction de* M_{Higgs} *en mars 2007 [19]. La bande sombre montre la limite d'exclusion des recherches directes du boson de Higgs à la fin de LEP2 [20]. Fig. de gauche : Masse du boson de Higgs du Modèle Standard favorisée par les différentes observables mesurées en mars 2007 [19].*

Les masses du boson de Higgs favorisées par les mesures des différentes variables du Modèle Standard sont données dans la Fig. 1.6. La majorité des observations expérimentales semblent privilégier un boson de Higgs léger. La valeur préférée pour la masse du boson de Higgs du Modèle Standard est :

$$M_H = 76^{+33}_{-24} \text{ GeV}$$

L'incertitude est purement expérimentale à 68 % de C.L et ne prend pas en compte l'incertitude théorique représentée par la bande foncée dans la Fig. 1.6. Ce résultat est très peu influencé par les résultats à bas Q^2 provenant des mesure de diffusion neutrino-nucléon NuTeV.

Notons que pour une valeur de la masse du top fixée, les deux paramètres les plus contraignants pour la détermination de la masse du boson de Higgs sont la masse de M_W et l'angle de mélange effectif $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ [21].

1.2.5 Un boson de Higgs léger ?

Le Modèle Standard rend compte de la plupart des mesures de précisions et celles-ci favorisent un boson de Higgs léger (Fig. 1.7).

Plusieurs arguments théoriques conduisent également à penser que le boson de Higgs devrait avoir une masse inférieure à l'échelle du TeV [23] :

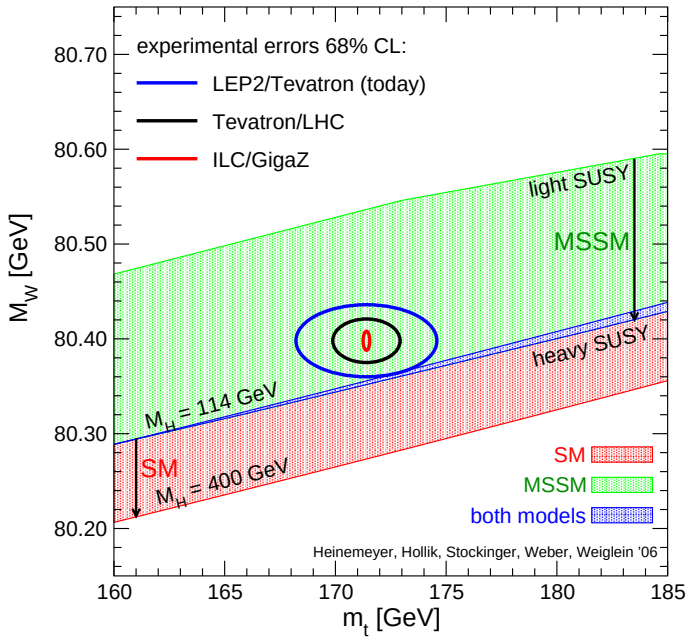


FIG. 1.7 – *Masse du W en fonction de la masse du top en mars 2007. Les contours à 68% de C.L pour les mesures directes (LEP2, Tevatron) et les incertitudes anticipées au LHC et au collisionneur linéaire (ILC) sont indiqués. Les bandes ombrées représentent la zone du plan de M_W et M_{top} permise pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard ou du modèle supersymétrique minimal (*`MSSM`*) [22].*

– La trivialité : dans une théorie quartique $\lambda\phi^4$ (voir le terme d'interaction du potentiel de Higgs de l'équation 1.1), il est possible de calculer la variation de la constante de couplage λ en théorie des perturbations. La constante de couplage à une énergie μ donnée est reliée à la constante de couplage à plus haute énergie Λ par,

$$\frac{1}{\lambda(\mu)} = \frac{1}{\lambda(\Lambda)} + \frac{3}{2\pi^2}\log\left(\Lambda/\mu\right) \quad . \tag{1.4}$$

La constante de couplage $\lambda(\Lambda)$ doit être inférieure à ∞, l'équation 1.4 peut être réécrite sous forme d'inégalité,

$$\frac{1}{\lambda(\mu)} \geq \frac{3}{2\pi^2}\log\left(\Lambda/\mu\right)$$

conduisant à la borne supérieure,

$$\lambda(\mu) \leq 2\pi^2/3\log\left(\Lambda/\mu\right) \tag{1.5}$$

sur la constante de couplage à une échelle d'énergie μ. Si on requiert pour la théorie d'être valide (c'est-à-dire perturbative) quelle que soit l'échelle d'énergie, on doit alors imposer $\Lambda \to \infty$ dans l'équation 1.5. Dans ces conditions, $\lambda(\mu)$ est contraint à avoir une valeur nulle. La théorie de champ scalaire devient une théorie de champ libre, et est appelée "triviale" dans le jargon des théoriciens. L'inégalité 1.5 s'écrit,

$$\Lambda \leq \mu \exp\left(\frac{2\pi^2}{3\lambda(\mu)}\right) \quad .$$

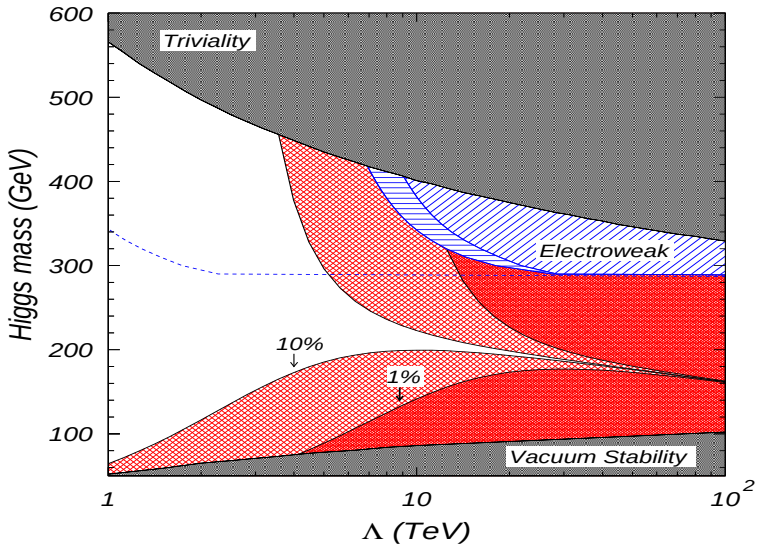


FIG. 1.8 – *Limites sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle d'énergie Λ à partir de laquelle la théorie n'est plus valide [24]. Les limites théoriques de trivialité, de stabilité du vide, et d'ajustement fin sont représentées. Plus le pourcentage est faible, moins le modèle est "naturel" (voir texte).*

En choisissant l'échelle d'énergie $\mu = M_H$, et en utilisant $M_H^2 = 2\lambda(M_H)v^2$ (équation 1.2) où $v = (G_F\sqrt{2})^{-1/2} \approx 246$ GeV est l'énergie du vide (fois $\sqrt{2}$),

$$\Lambda \leq M_H \exp\left(\frac{4\pi^2 v^2}{3M_H^2}\right) \ .$$

Pour chaque valeur de la masse du boson de Higgs, il y a une énergie maximum Λ_{max} où la théorie cesse d'avoir un sens. La description du boson de Higgs comme un champ scalaire élémentaire est par conséquent une théorie effective valable uniquement sur une certaine échelle d'énergie finie.

– La stabilité du vide : une borne inférieure peut être obtenue en calculant les corrections radiatives à une boucle du potentiel de Higgs. En imposant que $|\langle 0|\,\Phi\,|0\rangle| = v$ soit un minimum non nul absolu du potentiel à une boucle jusqu'à une échelle Λ, on obtient la condition :

$$M_H^2 > \frac{3G_F\sqrt{2}}{8\pi^2}(2M_W^4 + M_Z^4 - 4m_t^4)\log(\Lambda^2/v^2) \ .$$

– La naturalité : les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs sont quadratiquement divergentes. Dans ce cas, il est possible d'absorber les divergences seulement jusqu'à une énergie Λ dite de *cut-off*, au delà de laquelle la théorie n'est plus valide. En fixant la validité de la théorie jusqu'à l'échelle de Planck 10^{19} GeV, un ajustement très fin (*fine-tuning*) est nécessaire entre les expressions divergentes qui se compensent dans les calculs. Cet ajustement, bien que possible, doit être précis à plusieurs décimales près à chaque ordre du développement ne rendant pas très naturel la correction. Nous verrons que la supersymétrie résous de façon naturelle ce problème.

L'ajustement fin[5], c'est-à-dire la sensibilité de l'échelle électrofaible à l'échelle d'énergie Λ, ainsi que les bornes supérieure et inférieure sur la masse du boson de Higgs du Modèle Standard sont représentées dans la Fig. 1.8 en fonction de Λ [24].

Des arguments précédents, on peut conclure que le boson de Higgs du Modèle Standard, s'il existe, sera produit massivement au LHC[6]. Si le boson de Higgs est léger ($M_H \sim 100$ GeV), comme semble l'indiquer les mesures indirectes électrofaibles, on déduit de la Fig. 1.8 que l'échelle d'énergie à partir de laquelle la nouvelle physique devrait se manifester est très proche. Si le boson de Higgs est lourd ($M_H \geq 400$ GeV), la nouvelle physique doit apparaître vers 3-5 TeV pour que la théorie reste naturelle au niveau de 10%. Finalement, pour un boson de Higgs de l'ordre de 200 GeV, l'échelle de nouvelle physique pourrait être de l'ordre de 10 TeV.

1.2.6 Vers une nouvelle physique à l'échelle du TeV

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté quelques arguments en faveur d'une nouvelle physique à l'échelle du TeV. D'autres faiblesses du Modèle Standard, interprétées comme des raisons supplémentaires pour la présence de nouvelle physique, doivent être évoquées :

- Les 19 paramètres libres du Modèle Standard : trois constantes de couplage pour chacune des interactions électromagnétique, faible, et forte ; neuf masses pour les six saveurs de quarks et les trois leptons chargés ; trois angles de mélange des quarks et la phase de la matrice de mélange CKM ; trois masses des bosons W, Z et H.

- Les oscillations de neutrinos impliquent des paramètres supplémentaires pour engendrer leurs masses [25].

- La gravitation est décrite par une théorie indépendante, la Relativité Générale. A l'échelle d'énergie de Planck, l'intensité de la force gravitationnelle étant du même ordre de grandeur que l'interaction faible, elle ne peut plus être négligée dans les interactions entre particules. D'autre part, pour rendre compte de certains phénomènes cosmologiques, comme l'existence apparente d'une constante cosmologique, l'asymétrie entre le nombre de particules et d'antiparticules (l'asymétrie baryonique), ou l'inflation nécessite l'introduction de nouveaux paramètres. Finalement, la description quantique de la gravité conduit à une théorie non renormalisable[7].

[5] L'ajustement fin est définie par : $\mathcal{F} \equiv \left|\frac{\delta m_W^2}{m_W^2}\right| = \left|\frac{\delta m_H^2}{m_H^2}\right| = \frac{2\Lambda^2}{m_H^2}\left|\sum_n c_n \log^n(\Lambda/m_H)\right|$, avec δm^2 la différence entre m^2 évalué aux arbres et m^2 évalué à une boucle jusqu'à l'échelle d'énergie Λ. Un modèle ajusté finement à 1% correspond à $\mathcal{F} = 100$. En particulier, $\mathcal{F} \leq 1$ représente l'absence d'ajustement. Notons que pour un boson de Higgs léger la finesse de l'ajustement augmente avec Λ.

[6] Une mise en évidence au Tevatron du boson de Higgs est possible si $M_H \leq 130$ GeV, comme nous le verrons dans la conclusion.

[7] La constante de couplage de la gravitation possède une dimension contrairement aux constantes de couplage de jauge qui sont sans dimension dans le Modèle Standard. La théorie des cordes traitent de cette difficulté d'unifier la Relativité Générale avec le Modèle Standard en remplaçant les particules ponctuelles par des objets appelés cordes ou membranes [26].

– Matière et énergie noire de l'Univers : en comparant la vitesse de rotation de galaxies avec la valeur qu'elles auraient si elles n'étaient constituées que de matière ordinaire, les astronomes ont découvert l'existence de matière noire il y a une quinzaine d'années. La matière connue (dite baryonique) ne représente que 4% de la densité de l'Univers. Environ 20% semble provenir d'une matière inconnue (dite matière noire). Les 75% restant sont inconnus et attribués à de l'énergie noire responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers.

– La hiérarchie des échelles d'énergie : la théorie doit rester valide de l'échelle de Planck (10^{19} GeV) où la gravité n'est plus négligeable jusqu'à l'échelle électrofaible (10^2 GeV), c'est-à-dire sur 17 ordres de grandeur. D'autre part, l'échelle de hiérarchie entre les saveurs est tout aussi surprenante. Par exemple, la masse du quark top est 4×10^5 plus grande que celle de l'électron. Ces larges variations ne sont pas expliquées dans le Modèle Standard.

Cette rapide présentation du Modèle Standard a révélée que le MS semble être une excellente théorie effective à l'échelle d'énergie des interactions électrofaibles mais le besoin d'une théorie plus fondamentale, à plus haute énergie, semble désormais s'imposer au vu des résultats expérimentaux et théoriques évoqués.

1.3 La supersymétrie

L'une des plus grandes évidences expérimentales de présence de nouvelle physique est l'existence apparente de la matière noire et de l'énergie noire dans notre Univers, mais leur origine et leur nature reste à établir.

Parmi les différents modèles théoriques, la supersymétrie (`SUSY`) [27] propose certaines solutions aux problèmes évoqués, en fournissant notamment un candidat naturel pour la matière noire : le neutralino le plus léger. La supersymétrie introduit un mécanisme d'unification des interactions fondamentales et une solution au problème de la hiérarchie. Les divergences dans les calculs perturbatifs sont compensées par l'introduction de nouvelles particules appelées les super-partenaires. L'extension locale de la supersymétrie fait apparaître naturellement la gravitation [28]. Enfin, comme nous allons le voir, un boson de Higgs léger ($M_H \leq 130$ GeV) est prédit.

Dans les paragraphes suivants, quelques aspects phénoménologiques de la supersymétrie vont être présentés sans entrer dans une présentation formelle qui dépasserait le cadre de ce chapitre d'introduction.

1.3.1 Les fondations du MSSM

La supersymétrie [27] a été découverte en cherchant la dernière extension possible du groupe de Poincaré des symétries d'espace-temps. En 1971, Golfand et Likhtman réussirent cette extension en utilisant des charges de spin 1/2.

Spin 1	Spin 1/2	Spin 0
gluons photon	*gluinos* $\tilde{g}$ photino $\tilde{\gamma}$	
$W^{\pm}$ Z	winos $\widetilde{W}^{\pm}$ zinos $\widetilde{Z}$ higgsino $\tilde{h}^0$	$H^{\pm}$ H $h,\ A$ } bosons de Higgs
	leptons l quarks q	*sleptons* $\tilde{l}$ *squarks* $\tilde{q}$

TAB. 1.1 – *Contenu minimal en particules du Modèle Supersymétrique Minimal.*

Deux ans plus tard, Wess et Zumino présentent la première théorie de jauge des champs supersymétriques renormalisables à 4 dimensions. Le modèle introduisit un générateur qui transforme un état bosonique en un état fermionique de la manière suivante :

Boson du Modèle Standard $\leftrightarrow$ Nouveau Fermion
Fermion du Modèle Standard $\leftrightarrow$ Nouveau Boson

Le contenu minimal en particules du modèle supersymétrique (`MSSM`) est présenté dans le tableau 1.1.

Parmi les motivations fondamentales :

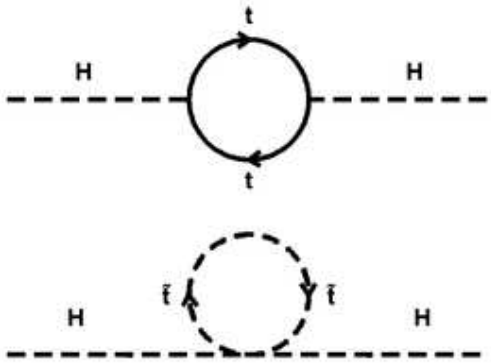
– Les corrections radiatives et la hiérarchie :

Dans le Modèle Standard, la contribution d'une boucle fermionique comme celle représentée dans la Fig. 1.9 est divergente et il faut introduire une échelle Λ (coupure supérieure ultraviolette) pour restreindre la valeur des impulsions dans la boucle. La valeur de Λ est de l'ordre de grandeur de l'échelle à partir de laquelle la nouvelle physique apparaît. Dans le Modèle Standard, comme déjà mentionné, on souhaite avoir la théorie valable jusqu'à l'échelle de Planck ce qui introduit une correction beaucoup plus grande que l'ordre de grandeur de la masse du boson de Higgs. C'est le problème de la hiérarchie.

L'ajout de nouvelles particules par supersymétrie, des super-partenaires scalaires, conduit à une deuxième contribution comme illustré dans la Fig. 1.9. On constate que la dépendance à Λ peut s'annuler si ajoute 2 scalaires et que $y^2 = \lambda$. Cette compensation s'effectue à tous les ordres et apporte une solution élégante au problème de la hiérarchie[8]. Chaque fermion q est associé à un superpartenaire scalaire[9] : $q_L \rightarrow \tilde{q}_L$ et $q_R \rightarrow \tilde{q}_R$.

[8]Il reste une divergence logarithmique mais qui n'induit pas de problèmes d'ajustement fin.

[9]L'indice de chiralité L ou R est utilisé pour les notations mais n'a pas de sens physique. En effet, pour une particule de spin 0 (c'est-à-dire un scalaire), il n'y a qu'un seul état possible (=0).



$$\Delta M_H^2 = -\frac{y_t^2}{16\pi^2}\left[2\Lambda^2 + 6m_t^2 \ln(\Lambda/m_t) + ...\right]$$

$$+$$

$$\Delta M_H^2 = \frac{\lambda_t}{16\pi^2}\left[\Lambda^2 - 2m_t^2 \ln(\Lambda/m_t) + ...\right]$$

FIG. 1.9 – *Corrections radiatives à une boucle fermionique à la masse du boson de Higgs. La boucle implique principalement le quark top et son partenaire supersymétrique le stop ($\tilde{t}$). Dans la formule, y_t est le couplage de Yukawa du boson de Higgs scalaire au quark top et λ_t est le couplage du $\tilde{t}$ au boson de Higgs [27].*

– L'unification des couplages :

  Les équations du groupe de renormalisation permettent de calculer les constantes de couplage à haute énergie à partir de leurs valeurs mesurées à basse énergie. L'évolution des 3 constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie est représentée dans la Fig. 1.10 dans le cas du Modèle Standard et du `MSSM`. La `SUSY` permet d'obtenir une Grande Unification pour une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV (M_{GUT}).

– Candidat de matière noire :

  Plusieurs modèles supersymétriques introduisent souvent un nouveau nombre quantique conservé multiplicatif, la R-parité[10]. Cette nouvelle symétrie implique que les particules `SUSY` sont produites par paires et que la plus légère d'entres elles (`LSP`) est stable. La `LSP`, selon les modèles, peut-être le neutralino, le gravitino, ou le sneutrino. Elle est d'autre part un candidat sérieux à la matière noire non baryonique dans l'Univers.

– La gravitation :

  En rendant locale la supersymétrie, c'est-à-dire dépendante des coordonnées d'espace-temps, la gravité apparaît naturellement.

1.3.2 Secteur du Higgs

Le secteur du Higgs du `MSSM` introduit deux doublets complexes qui comptent 8 degrés de liberté. Après brisure de symétrie, 3 degrés de liberté sont absorbés pour donner une masse aux boson W et Z. Il reste 5 bosons de Higgs scalaires : 3 neutres h, H, A, et 2 chargés $H^{\pm}$. Les masses des bosons de Higgs supersymétriques sont au niveau de l'arbre :

[10]La R-parité vaut +1 pour les particules du Modèle Standard, et -1 pour les particules supersymétriques.

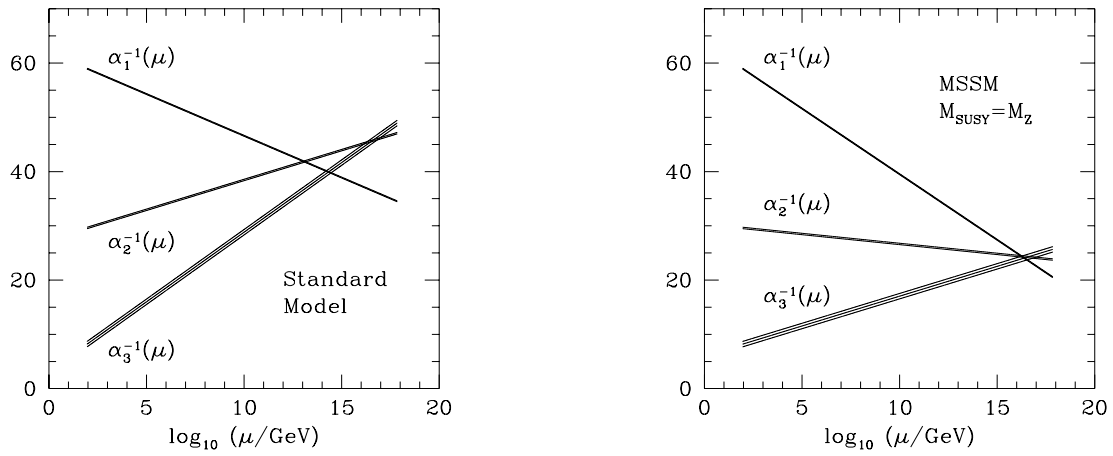


FIG. 1.10 – *Evolutions des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie dans le Modèle Standard (gauche) et dans le* MSSM *(droite) [27].*

$$\begin{aligned} m_{H,h}^2 &= \tfrac{1}{2}\left(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2+m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta}\,\right) \\ m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2 \end{aligned}$$

où $\tan\beta = v_1/v_2$ le rapport des *v.e.v* associés aux deux doublets. La masse du boson h est bornée supérieurement à l'arbre par $m_h^2 < |\cos 2\beta| m_Z^2 < m_Z^2$. Les corrections radiatives dominantes viennent principalement de la troisième famille, et à l'ordre de deux boucles on obtient $m_h < 135$ GeV. La Fig. 1.11 représente la valeur maximale de m_h en fonction de $\tan\beta$ [29]. Cette valeur est une prédiction importante de la supersymétrie et en accord avec les ajustement électrofaibles qui prédisent un boson de Higgs léger.

Les états propres d'interaction $\tilde{q}_L$ et $\tilde{q}_R$ se mélangent par l'intermédiaire de la matrice[11] 2×2 $\mathcal{M}$. Les états propre de masse $\tilde{q}_1$ et $\tilde{q}_2$ sont obtenus en diagonalisant $\mathcal{M}$:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_L}^2 + m_f^2 + D_L & m_f X_f \\ m_f X_f & m_{\tilde{f}_R}^2 + m_f^2 + D_R \end{pmatrix}, \tag{1.6}$$

où[12] $D_L = (T_{3f} - e_f \sin^2\theta_W) m_Z^2 \cos 2\beta$ et $D_R = e_f \sin^2\theta_W m_Z^2 \cos 2\beta$. Les termes non diagonaux sont proportionnels à la masse du fermion et par conséquent négligeables pour les deux premières familles. En revanche, pour la troisième famille, le mélange joue un rôle important. Pour la matrice de masse du squark-top (*stop*), $f = t$, $e_t = 2/3$ et $T_{3f} = 1/2$, tandis que $f = b$, $e_b = -1/3$ et $T_{3f} = -1/2$ pour la matrice de masse du squark-bottom (*sbottom*). Les paramètres de mélange[13] des *squarks* sont définis par :

$$\begin{aligned} X_t &= A_t - \mu\cot\beta \\ X_b &= A_b - \mu\tan\beta \end{aligned}$$

[11] Il y a 3 saveurs et 2 hélicités, les états propres de masses des *squarks* et des *sleptons* sont obtenus en diagonalisant des matrices 6×6 dans le cas le plus général. Le mélange entre les familles entraînent des changements de saveur par courant neutre qui sont fortement contraints par les mesures expérimentales. Le mélange entre les familles est négligé réduisant les matrices de mélanges à des matrices 2×2.

[12] T_{3f} est la troisième composante de l'isospin faible et e_f la charge électrique du fermion.

[13] Pour le stau ($\tilde{\tau}$) et le sbottom ($\tilde{b}$), $\tan\beta$ doit être important pour obtenir un mélange non négligeable.

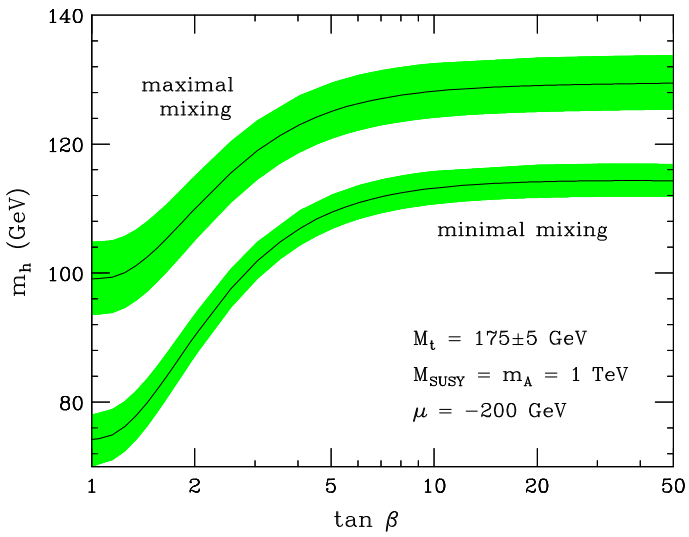


FIG. 1.11 – *Masse du boson de Higgs supersymétrique h en fonction de* $\tan\beta$ *après correction radiatives. L'impact de la valeur de la masse du quark top est représenté par la bande sombre. Le mélange minimal et maximal est définie par la valeur du terme $X_t = A_t - \mu \cot\beta$ [29].*

où A_t et A_b sont les couplages trilinéaires Higgs-stop et Higgs-sbottom respectivement. Le paramètre μ du potentiel de Higgs représente le couplage du mélange entre les deux doublets de Higgs. Dans le cas du *stop*, l'état propre de masse le plus léger est noté $\tilde{t}_1$, et $\tilde{t}_2$ le plus lourd. D'autre part, la masse du *stop* est réduite par la forte valeur du couplage de Yukawa du quark top qui intervient dans les équations du groupe de renormalisation (RGE)[14]. Une conséquence phénoménologique importante : $\tilde{t}_1$ pourrait être le plus léger de tous les *squarks* et être accessible aux échelles d'énergie du Tevatron.

Les partenaires supersymétriques des bosons de jauge : $\tilde{\gamma}$, $\tilde{Z}$, $\tilde{W}$, et des bosons de Higgs : $\tilde{H}$, ne sont pas des états propres de masse, mais se mélangent[15] eux aussi pour former des combinaisons de jauginos et higgsinos : les neutralinos et les charginos.

1.3.3 Modèles contraints

Le `MSSM` possèdent plus de 100 paramètres libres et 48 supplémentaires si la R-parité n'est pas conservée. Cette inflation du nombre de paramètres, bien que nombre d'entre eux soient contraints par les mesures expérimentales, n'est pas une situation très satisfaisante d'un point de vu conceptuel. D'autre part, avec autant de paramètres libres, l'analyse des données et l'extraction de leurs valeurs expérimentales est difficile. Une méthode consiste à se placer dans des modèles contraints où certaines hypothèses sont ajoutées pour réduire le nombre de degrés de libertés et qui correspondent à un certain schéma de brisure de la supersymétrie. Certains modèles contraints sont plus particulièrement étudiés :

[14] C'est le terme $\tilde{t}_R$ qui est réduit par les RGE.

[15] Les jauginos et les higgsinos possèdent les mêmes nombres quantiques et ne peuvent pas être distingués séparément.

- Le modèle minimal de supergravité (mSUGRA) [28] : la brisure de la supersymétrie se fait par la médiation de la gravité. Des conditions d'universalité sont également imposées à l'échelle M_{GUT} pour les masses des jauginos ($M_3 = M_2 = M_1 = m_{1/2}$), les masses des scalaires ($M_q = ... = m_0$), A_0 comme couplage trilinéaire commun. Finalement, en imposant en outre la conservation de la R-parité, 105 paramètres du `MSSM` sont réduits à cinq paramètre (les 19 du Modèle Standard sont toujours présents) : m_0, $m_{1/2}$, A_0, $\tan\beta$, et le signe de μ. Le neutralino le plus léger est la `LSP`.
- Le modèle *gauge-mediated* `SUSY` *breaking* (GMSB) [30] : le gravitino est la `LSP`. La `NLSP` (*Next to lightest* `SUSY` *particle*) est en générale le neutralino (ou le stau).
- Le modèle *anomaly-mediated* `SUSY` *breaking* (AMSB) [31] : le *zino* est la `LSP` et le chargino a un long temps de vie.
- Le modèle *split*-`SUSY` [32] : les scalaires sont lourds et les *gluinos* ont un long temps de vie.

1.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté les différentes motivations qui permettent de penser que le Modèle Standard, bien qu'en très bon accord avec les résultats expérimentaux, n'est qu'une théorie effective à l'échelle électrofaible. L'étude du boson de Higgs et de la supersymétrie est l'une des priorités de la physique des hautes énergies et ces phénomènes sont activement recherchés par les collaborations DØ et CDF au Tevatron. Presque trente années après sa conception, la recherche de la supersymétrie reste infructueuse, et seul l'espace des paramètres du `MSSM` a pu être réduit.

La supersymétrie a cependant beaucoup d'attraits et reste la théorie dominante pour la recherche de nouvelle physique. Sa phénoménologie est d'autre part très riche et doit être accessible à l'échelle d'énergie du LHC dont les collisions à haute énergie débuteront sous peu.

Enfin, la supersymétrie contribue notamment aux processus rares violant la saveur leptonique et la symétrie CP. La supersymétrie peut-être contrainte par les mesures de précision de la physique des mésons B comme, par exemple, avec l'étude de la désintégration rare de type $B_s \to \mu^+\mu^-$. Finalement, l'étude du moment magnétique anormal du muon ($g_\mu - 2$) [33] et les mesures cosmologiques peuvent aussi apporter de fortes contraintes sur l'espace des paramètres possible pour la supersymétrie.

Les physiciens mettent beaucoup d'espoir dans le LHC qui devrait débuter une ère nouvelle où l'on découvrira enfin l'explication fondamentale à au moins certaines des questions ouvertes qui ont été rapidement évoquées dans ce chapitre d'introduction.

Chapitre 2

Phénoménologie des processus $p\bar{p}$

Les collisionneurs à hadrons sont pour le moment les seuls capables de produire une énergie dans le référentiel du centre de masse supérieure au TeV. Le Tevatron, avec $\sqrt{s} = 1.96$ TeV est le collisionneur le plus puissant en fonctionnement avant le démarrage du LHC prévu pour l'été 2008 à 14 TeV. Je vais rappeler succinctement les aspects phénoménologiques des collisions à hadrons qui sont bien plus complexes que les collisions leptoniques de la génération LEP qui s'est achevée en 2000 avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de 209 GeV.

2.1 Environnement Hadronique

Aux collisionneurs à hadrons, les jets de grande impulsion transverse constituent l'état final prédominant. La reconstruction des événements nécessite la compréhension du mécanisme qui fait évoluer la gerbe de partons initiaux en jets détectés dans le calorimètre, passant ainsi de la création de partons multiples d'impulsion transverse décroissante, par la fragmentation où les partons colorés sont transformés en hadrons sans couleur, en tenant compte de la désintégration des particules instables, des événements sous-jacens et des interactions multiples. Dans cette partie, ces différentes contributions vont être rapidement décrites.

2.1.1 Luminosité et sections efficaces

L'énergie effective mise en jeu lors de la collision n'est pas fixée ce qui permet de produire de nouvelles particules de masse inconnue. En effet, les protons et antiprotons sont des objets composites et la collision de deux de leurs partons (quarks ou gluons) lors de l'interaction est faite à une énergie correspondant à une distribution large autour du tiers de l'énergie totale. D'autre part, l'avantage d'un collisionneurs à hadrons par rapport à un collisionneurs leptoniques est que les protons perdent beaucoup moins d'énergie par rayonnement synchrotron que les électrons, la masse du proton étant 1836 fois plus élevée que celles des électrons.

Ces avantages sont contrebalancés par un certain nombre d'inconvénients expérimentales et théoriques. Du fait de la nature composite des hadrons, la phénoménologie des collisions entre hadrons est moins bien connue que celle des interactions électrofaibles entre leptons. Dans les collisions de hadrons, le référentiel du laboratoire ne coincide pas avec celui du référentiel du centre de masse de l'interaction élémentaire. De surcroît, la plus grosse part de l'énergie disponible ne prend pas part à l'interaction principale mais est tout de même en partie déposée dans

le détecteur et contribue significativement aux ambiguïtés de reconstruction de l'événement. Pour compliquer davantage, à haute luminosité, il peut également y avoir plusieurs interactions qui se superposent : le nombre moyen d'interactions est typiquement de 2 au Run IIa (2001-2006), et de 7 au Run IIb (2006-2009), et sera d'environ 25 interactions par croisement au LHC.

La luminosité

Dans un collisionneur mettant en interaction deux faisceaux de particules, la luminosité $\mathcal{L}$ est donnée par :

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

où n_1 et n_2 représentent le nombre de particules dans chacun des deux paquets (*bunches*) du faisceau, f la période de collision, σ_x et σ_y caractérise la largeur des profils gaussiens des paquets dans la direction horizontale et verticale du faisceau. Au Tevatron, le temps de croisement des 36+36 paquets est de 396 ns et la largeur du profil des points d'interaction d'environ 25 cm dans la direction longitudinale au faisceau, avec des pics de luminosité de 3×10^{32} cm^{-2} s^{-1} au Run IIb du Tevatron. Pour comparaison, la luminosité nominale au LHC sera de 10^{34} cm^{-2} s^{-1} après une période de trois années de fonctionnement à des valeurs débutant à 5×10^{31} cm^{-2} s^{-1}. Le temps de croisement nominale au LHC sera de 25 ns, avec 2808+2808 paquets et une largeur longitudinale de la distribution des points d'interactions d'environ 6 cm.

Le nombre d'événements produits $N = \sigma \int \mathcal{L} dt$ pour un processus donné est proportionnel à la luminosité intégrée et à sa section efficace σ. Pour créer de nouvelles particules de masses élevées avec suffisamment de statistique, il faut augmenter à la fois l'énergie et la luminosité. Au Tevatron, on peut produire des particules de plusieurs centaines de GeV. Au LHC, le domaine de masse accessible devrait permettre d'atteindre 5 TeV. L'incertitude systématique sur la mesure de la luminosité est importante et avoisine 6.1% au Tevatron.

Collision proton-antiproton

Au Tevatron, l'un des défis majeurs à l'augmentation de la luminosité consiste à produire et stocker en quantité suffisante des anti-protons pour former les paquets utilisés dans la constitution du faisceau. Il faut environ 10^5 protons pour produire un antiproton. L'intérêt de faire des collisions $p\bar{p}$ par rapport à des collisions pp comme au LHC, outre que cela ne nécessite pas deux tubes à vide distincts, est lié au fait qu'à basse énergie, les sections efficaces de production proton-antiproton sont beaucoup plus élevés que celles des collisions proton-proton [34].

Sections efficaces proton-(anti)proton

Les sections efficaces de production de quelques processus sont représentées dans la Fig. 2.1 en fonction de $\sqrt{s}$. On peut comparer les taux de production au Tevatron et au LHC. Au Tevatron, on produit par heure environ 7 paires $t\bar{t}$ et 0.5 boson de Higgs du Modèle Standard de masse 115 GeV à 3×10^{32} cm^{-2} s^{-1}, alors qu'au LHC ces quantités passeront à environ 3000 et 180 respectivement à basse luminosité (10^{33} cm^{-2} s^{-1}). Notons cependant que sur les 180 événements, dans le mode fusion de gluon, seuls ceux se désintégrant selon $H \to \gamma\gamma$ seront

visibles à un taux de 0.4 événement par heure avec un bruit de fond irréductible 100 fois plus grand. Les autres canaux de désintégration du boson de Higgs dans ce mode sont invisibles car en paire $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, gg (155 événements/h) ou $\tau\tau$ (15 événements/h)[1].

La section efficace de production inélastique totale est de l'ordre de 70 mb. Elle est environ trois ordres de grandeur supérieure à celle de production de deux jets, elle même quatre fois supérieure à celle des processus physique intéressants. Les sections efficaces de processus SUSY typiques sont huit ordres de grandeurs en dessous de la production de deux jets, montrant l'importance de développer des sélections sophistiquées pour séparer le signal du bruit de fond. L'incertitude phénoménologique sur la connaissance de ces bruits de fond constitue également une limitation importante. Nous allons évoquer rapidement la phénoménologie de ces processus mettant en jeux des collisions avec des hadrons.

2.1.2 Le modèle des partons

Lors de la collision à haute énergie, l'énergie effective dans le référentiel du centre de masse entre les deux partons issus des protons et anti-protons n'est pas connue. L'échelle de factorisation (μ_F^2) marque le point de séparation entre l'interaction partonique à petite distance (interaction dure) calculable en théorie des perturbations, et les effets non-perturbatif mous de longue distance dans le proton qui sont paramètrisés par des distributions de densité f_i pour un parton de type i (=q,$\bar{q}$,g). Cette séparation est appelée factorisation et se passe à une l'échelle d'énergie μ_F^2. Cette propriété de factorisation de la section efficace peut être prouvée à tous les ordres du développement perturbatif [35].

Le processus $p\bar{p} \to X$ peut être représenté de manière schématique par la Fig. 2.2 et se factoriser de la manière suivante :

$$\sigma(p\bar{p} \to X) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx_i dx_j f_i^q(x_i, \mu_F^2) f_j^{\bar{q}}(x_j, \mu_F^2) \hat{\sigma}(q_i \bar{q}_j \to X, \hat{s}, \mu_F^2, \mu_R^2)$$

où $f_i(x_i, \mu_F^2)$ représente la densité de probabilité d'observer un parton de type i avec une fraction d'impulsion x_i par rapport à l'impulsion totale portée par le proton initial (ou antiproton initial). Elle est appelée densité de parton et noté PDF (*parton distribution function*) [36]. L'énergie effective dans le référentiel du centre de masse entre les deux partons q_i et $\bar{q}_j$ est égale à $\hat{s} = x_i x_j s$. La variable X représente l'état final.

- $\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_j \to X)$ est la section efficace des processus d'interaction élémentaire calculable en théorie des perturbations.
- $f_i^q(x_i, Q^2) f_j^{\bar{q}}(x_j, Q^2)$ décrit la structure des hadrons initiaux qui entrent en collision dans l'état initial ; cette partie très complexe est cependant universelle et peut être déterminée par des mesures expérimentales.

Les paramétrisations sont fournies par exemple par le groupe CTEQ [37] qui utilise un grand nombre de résultats expérimentaux. D'autre part, les PDF sont désormais connues à l'ordre NLO et permettent de calculer les incertitudes systématiques provenant des valeurs au LO.

[1] Les désintégrations en τ peuvent être dominantes pour certaines valeurs de l'espace des paramètres, notamment en SUSY.

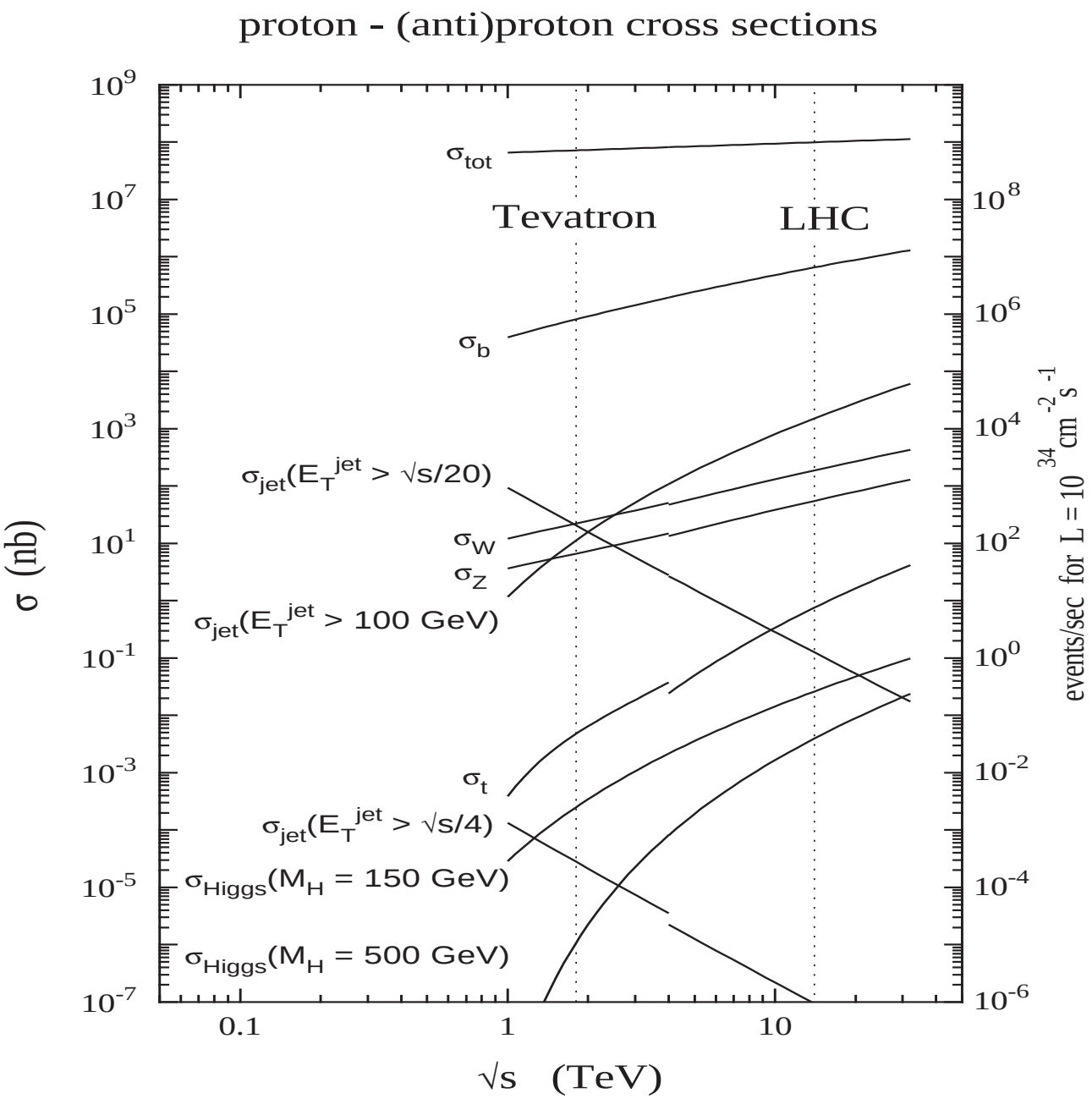


FIG. 2.1 – *Section efficaces (en nb) et nombre d'événements par seconde (pour la luminosité nominale du LHC de* 10^{34} cm^{-2} s^{-1}*) de quelques processus physiques accessibles aux énergies du Tevatron et du LHC.*

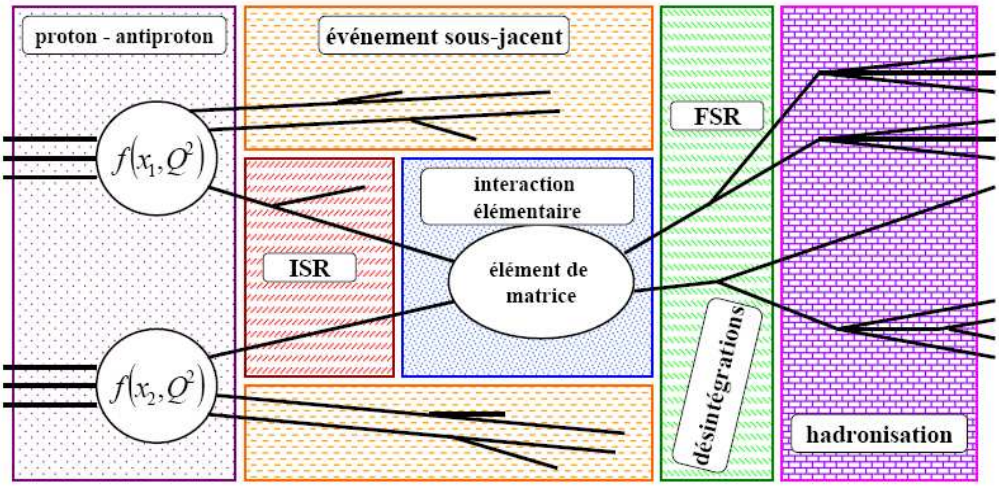


FIG. 2.2 – *Représentation schématique des différents processus intervenant lors d'une collision entre hadrons.*

Dans les calculs aux ordres supérieurs, les divergences ultraviolettes qui apparaissent sont absorbées par le processus de renormalisation qui introduit une autre échelle d'énergie arbitraire μ_R^2. Toutefois, les quantités physiques mesurées ne d'épendent pas de cette échelle arbitraire. Il est d'usage de choisir la même échelle $Q^2 = \mu_F^2 = \mu_R^2$ pour l'échelle de factorisation et de renormalisation.

Comme nous le verrons pour nos analyses impliquant des *squarks* et des *gluinos*, ce choix induit des incertitudes sur la section efficace du signal et l'acceptance qui peuvent atteindre 20% et 7% respectivement. Elles constituent l'une des sources principales des incertitudes systématiques.

La Fig. 2.3 représente la distribution de parton pour différentes saveurs de quarks et de gluons extraites de CTEQ6M [37]. La domination des gluons est très nette pour les petites valeurs de x. Par exemple, au LHC, les x explorés sont très faibles de l'ordre de 0.025, et les gluons seront dominants. Un exemple de proportion relative de la fusion de gluons et de quarks est donnée dans la table 2.1 pour la production de paires $t\bar{t}$. Le LHC est comparés au Tevatron. Le LHC sera essentiellement un collisionneur gluon-gluon.

2.1.3 La fragmentation

Les quarks possèdent un degré de liberté appelé couleur. Le gluon est bicolore. En revanche les hadrons observés n'ont pas de couleur. La phase de fragmentation, appelée aussi hadronisation, fait passer des partons chargés et colorés aux hadrons sans couleur. Ce processus est complexe et n'est pas encore totalement maîtrisé par la théorie : les énergies relativement faibles impliquées dans cette étape requièrent une approche non perturbative de `QCD`.

Le modèle des cordes [40, 41] est fondé sur l'idée qu'un tube de couleur peut être tendu entre un quark et un antiquark. Le confinement prévu par la théorie `QCD` pour des énergies faibles (l'interaction forte augmente avec la distance) fait que les lignes de champ qui existent

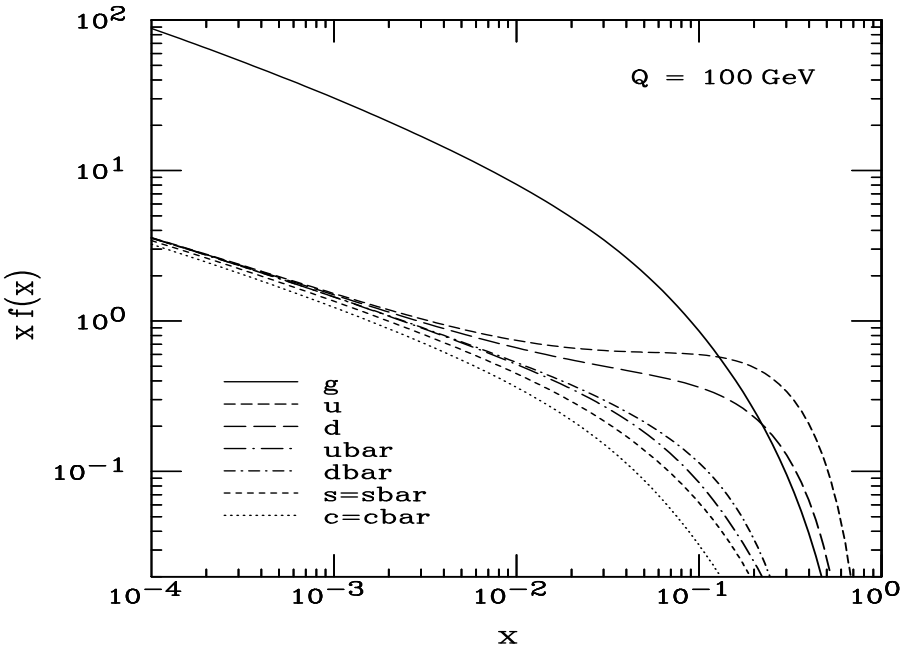
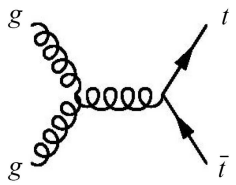
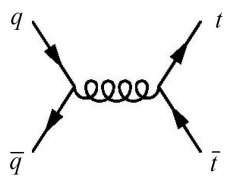


FIG. 2.3 – *Distribution de parton pour* CTEQ6M *[37]*

.

	Fusion gg	Annihilation qq	
			
Tevatron	15%	85%	$\sigma = 6.77$ pb $\pm$ 6% [38]
LHC	90%	10%	$\sigma = 833$ pb $\pm$ 15% [39]

TAB. 2.1 – *Proportions de la fusion de gluon et de l'annihilation de quark au Tevatron et au LHC pour la production de paires $t\bar{t}$, et les sections efficaces correspondantes.*

entre un quark et un antiquark tendent à être très serrées et forment un tube (ou corde) dont le diamètre est de l'ordre du fermi. Si le quark q et l'antiquark $\bar{q}$ s'éloignent dans des directions opposées, ils allongent le tube et un effet de confinement est engendré. Lorsque l'énergie potentielle du tube est suffisante pour créer une paire $q_1\bar{q}_1$ (typiquement lorsque le quark et l'antiquark sont distants de 1 à 5 fm), le tube va se scinder en deux et donner naissance à deux tubes de couleur qui correspondent aux paires $q\bar{q}_1$ et $q_1\bar{q}$. Ces nouveaux tubes peuvent évoluer de la même façon si leur masse effective est suffisante. Ce processus se poursuit jusqu'à ce qu'il n'y ait plus que des hadrons sur couche de masse.

Ce concept de cordes est étendu à des systèmes {quark+un nombre quelconque de gluons+antiquark}, comme à la fin d'une gerbe partonique. Les gluons sont alors considérés comme des déformations de cordes tendues entre les quarks. L'état final est constitué d'un grand nombre de particules qu'on regroupe à l'aide des algorithmes de jets [42] pour reproduire l'image des partons initiaux.

2.1.4 Les corrections d'ordre supérieur

Les corrections apportées à la section efficace à l'ordre le plus bas (`LO`) sont souvent importantes et peuvent typiquement être de l'ordre de 30%. Les calculs des corrections virtuelles (boucles) et réelles (radiation représenté par l'ajout d'un vertex supplémentaire au diagramme à l'arbre) divergent mais leurs sommes est convergente. On appelle couramment corrections `NLO` les corrections d'un ordre de plus en α_s à la contribution `LO`. La plupart des sections efficaces `NLO` des processus intéressants aux collisionneurs a été calculée tandis que les corrections d'ordre supérieurs, `NNLO`, ne sont pas encore disponibles.

Ces corrections d'ordre supérieur affectent les sections efficaces mais aussi la cinématique du processus par exemple à cause de la radiation d'un parton supplémentaire. Cependant, dans beaucoup de cas, l'influence sur la cinématique reste relativement faible et les événements simulés par les générateurs le sont en général à l'ordre le plus bas. L'influence des corrections d'ordre supérieur sur la cinématique devra cependant faire l'objet d'études plus approfondies pour évaluer de manière précise leurs contribution, notamment pour le LHC. Les sections efficaces `LO` sont corrigées dans les analyses par un facteur égal au rapport de la section efficace d'ordre supérieur et celle à l'ordre le plus bas. Ces corrections seront utilisés dans les analyses présentées.

2.1.5 ISR et FSR

La radiation dans l'état initial (ISR) et final (FSR) constitue des corrections d'ordre supérieur mais qui, en général, modifient non seulement de manière importante la section efficace totale mais également la topologie globale de l'événement en augmentant le nombre de particules dans l'état final.

La radiation dans l'état initial diminue l'énergie effective disponible pour la collision. Que ce soit dans l'état initial ou final, les partons ont la possibilité de rayonner des gluons et des photons. La probabilité d'émettre un photon est cependant faible comparée à la probabilité d'émettre des gluons car la constante de couplage fort α_s est environ 15 fois plus élevée que la

constante de couplage électromagnétique α (à l'échelle du Z).

Des corrections spéciales sont donc apportées aux générateurs d'événements pour prendre en compte l'effet des ISR et FSR. La manière dont ces processus sont traités fait appel à deux méthodes principales que nous allons brièvement aborder.

2.1.6 Éléments de matrice et cascades de partons

Comme il n'est pas possible de calculer le développement perturbatif de manière exhaustive, deux approches sont couramment utilisées.

La première repose sur la méthode des éléments de matrice dans laquelle les diagrammes de Feynman sont calculés ordre par ordre. C'est la méthode en principe la plus correcte puisqu'elle prend en compte la cinématique exacte de la réaction, les interférences dans le calcul des amplitudes, et les effets d'hélicité. Les mesures expérimentales réalisées, notamment à LEP, ont démontré l'importance des radiations multiples pour décrire correctement la structure de l'événement. Il existe désormais plusieurs programmes de génération automatiques de graphes de Feynman et d'élément de matrice. Cependant, à cause de la complexité des calculs, seuls les premiers ordres sont facilement pris en compte, limitant la modélisation des radiations multiples de partons mous. D'autre part, des coupures cinématiques sont souvent nécessaires au niveau de la génération pour traiter des singularités colinéaires ou infrarouges.

La deuxième méthode pour décrire le développement du nombre de particules aussi bien dans l'état initial que dans l'état final est basée sur le modèle de cascade de partons (*parton shower method* [41]). Dans ce modèle, l'effet aux ordres supérieurs est approximé de manière probabiliste, à l'aide d'une évolution en cascade de partons qui se fragmentent en d'autres partons et ainsi de suite en série. Ce modèle a l'avantage de créer un lien naturel entre l'échelle d'énergie du processus dur et celle de l'hadronisation. Cette description conduit en général à une bonne description des radiations colinéaires et des partons mous, mais reste limitée dans le cas d'émissions dures et à grands angles qui sont en revanche bien décrites par la méthode des éléments de matrice.

La combinaison des deux méthodes fait l'objet à l'heure actuel d'une grande activité chez les théoriciens et phénoménologues : calculs exacts des éléments de matrice du niveau partonique suivi d'une évolution par un modèle de cascade de partons couvrant ainsi toutes les multiplicités de partons durs et mous. Le générateur `ALPGEN` [43] utilisé dans nos analyses simule la production des bruits de fond W/Z+jets en suivant cette approche. Ces développements de générateur sont essentiels pour décrire correctement les états finals avec des jets pour la recherche du boson de Higgs et de la supersymétrie au Tevatron, l'étude du quark top mais aussi pour les analyses pour le LHC.

2.1.7 Les restes de faisceaux

Les partons participant à l'interaction dure et les radiations des ISR ne transportent qu'une partie de l'impulsion initiale des faisceaux. Le reste du proton et de l'antiproton participent à ce qui est appelé "événement sous-jacent" (*underlying event*) et peuvent ainsi contribuer aussi

à l'activité dans le détecteur.

L'événement sous-jacent est caractérisé par des particules de faible impulsion dans l'état final et typiquement à bas angle de telle sorte qu'une grande partie de celles-ci sont perdues le long du faisceau. Pour cette raison, l'impulsion longitudinale (z suivant l'axe du faisceau) d'une particule n'est pas exploitée et on utilise au niveau de l'analyse les composantes transverses de l'impulsion et de l'énergie (p_T et $\not{E}_T$) comme l'impulsion transverse des partons dans les protons est supposée négligeable.

On peut donc utiliser la conservation de l'impulsion dans le plan transverse. D'autre part, on utilise couramment des variables cinématiques qui fournissent des distributions invariantes par poussée le long de l'axe z comme l'impulsion transverse $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ou la rapidité :

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

égale à la pseudo-rapidité dans l'approximation ultra relativiste :

$$\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$$

où θ est l'angle polaire de la particule par rapport à l'axe du faisceau z.

2.1.8 Les événements de biais minimum

Un croisement de faisceaux typique est caractérisé par un certain nombre d'interactions inélastiques "molles" (faible énergie) dont la quantité dépend de la densité des paquets et de l'énergie dans le centre de masse. Ces événements sont en général appelés "de biais minimum" et participent à l'activité dans le détecteur. La Fig. 2.4 montre la distribution du nombre moyen d'événements de biais minimum attendu en fonction de la luminosité instantanée au Tevatron.

Ces interactions se superposent à la collision dure et doivent donc être prises en compte dans le bilan total en énergie. Les incertitudes sont grandes sur la modélisation des ces processus et représentent une incertitude non négligeable dans les études actuelles qui tentent d'estimer les performances des analyses au LHC. Au démarrage du LHC, les expériences ATLAS et CMS devront mener des études spécifiques pour comprendre et évaluer la contribution de ces événements de biais minimum.

Au Tevatron, on rajoute la composante de biais minimum enregistrée dans les données aux processus d'interaction dure simulés. Il est intéressant de noter que lorsqu'on incorpore des données dans la simulation, on ajoute aussi les bruits de l'appareillage (une cellule du calorimètre peut être bruyante). Il convient donc de soumettre les événements simulés aux mêmes critères de qualité imposés aux données dans chacun des sous-détecteurs. Pour l'échantillon de données des analyses présentées au Run IIa, une moyenne de 0.8 événement de biais minimum par croisement de faisceaux a été utilisée.

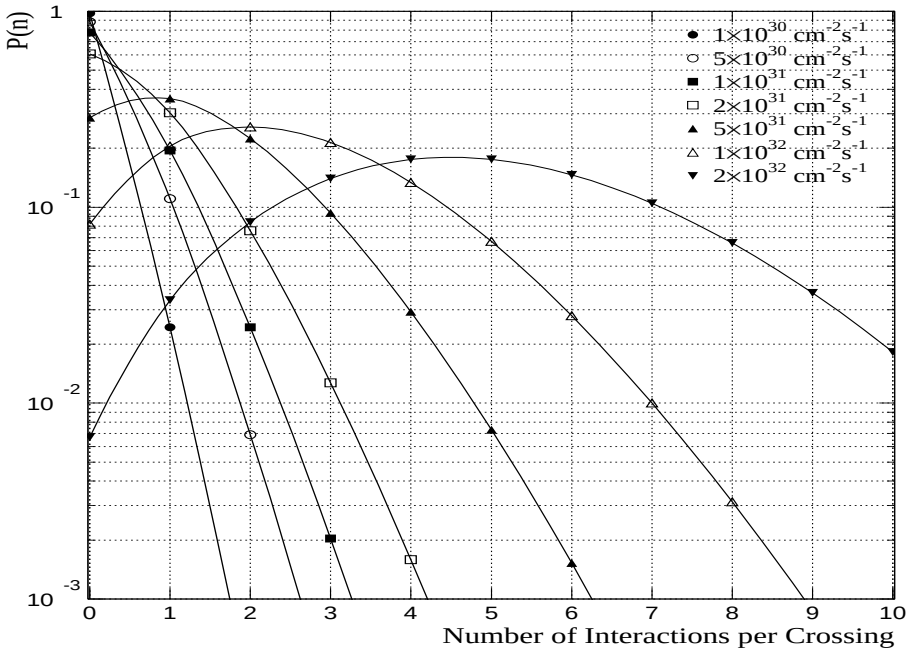


FIG. 2.4 – *Distribution du nombre moyen d'événements de biais minimum en fonction de la luminosité instantanée.*

2.1.9 Empilement des événements

Si le temps de lecture des sous-détecteurs est plus long que l'intervalle de temps entre croisement de 396 ns des faisceaux, les données enregistrées sont donc le résultat "d'empilement" de plusieurs événements, ou *pile-up*, et doivent être pris en compte dans la modélisation des événements simulés.

2.2 La simulation

La maîtrise des bruits de fond, et donc de la simulation, est l'un des points clef de la réussite d'une expérience. La plupart des analyses ne peuvent pas déterminer la contribution des bruits de fonds seulement à partir des données, et il faut alors pouvoir estimer de façon fiable ces bruits de fond en utilisant des générateurs spécifiques. L'utilisation de ces événements simulés nécessite une certaine prudence car des corrections sont parfois nécessaires à posteriori pour compenser les insuffisances de la simulation.

Ces insuffisances peuvent provenir de processus physiques mal maîtrisés comme ceux cités précédemment mais aussi d'une simulation imparfaite du détecteur. Par exemple l'efficacité de reconstruction d'une trace de particule chargée dans la simulation est surestimée de 10% par rapport à celle dans les données, et il convient de prendre en compte ces corrections, notamment lorsqu'on utilise par exemple un algorithme d'étiquetage des saveurs lourdes (b-tagging) dans l'analyse.

D'autres part, les générateurs sont aussi plus ou moins adaptés au canal étudié. Par exemple, le générateur `ALPGEN` [43] est relativement bien adapté à la simulation des événements avec des

jets provenant des bruits de fonds W/Z+jets. Les événements simulés sont couramment appelés événements Monte Carlo.

2.2.1 Résumé sur les générateurs

Les principes phénoménologiques rappelés précédemment permettent de classer les générateurs d'événements en deux catégories :
- cascades partoniques ou *Parton Shower* (PS).
- éléments de matrice ou *Matrix Element* (ME).

Des exemples de générateurs de type PS sont PYTHIA [44] et HERWIG [45]. Ils sont bien adaptés à la modélisation du mécanisme de formation des jets et des radiations molles à bas angle. Les générateurs ME, comme ALPGEN [43], CompHEP [46], MC@NLO [47] décrivent quand à eux bien les émissions de partons durs à grand angle et sont donc bien adaptés aux processus avec des jets à haute énergie. Ces modèles ont donc des approches complémentaires.

Certain générateurs ME, comme celui utilisé dans l'analyse, ALPGEN, sont désormais interfacés avec les parties des générateurs PS qui s'occupent de l'évolution du processus d'interaction entre les hadrons jusqu'à la fragmentation. La combinaison n'est cependant pas triviale car il faut éviter des doubles comptage de radiations provenant des éléments de matrice et des cascade partonique.

Une approche récente à permis de générer à l'aide du programme MC@NLO [47] des événements à l'ordre NLO en intégrant les radiations molles. Au démarrage du LHC, tous les processus NLO ME+PS ne seront probablement pas encore disponibles. Pour l'instant au Tevatron, les événements sont simulés à l'ordre LO, et les sections efficaces corrigées à l'ordre NLO. On utilise le logiciel MCFM [48] pour les sections efficaces NLO totales. Quelques sections efficaces différentielles sont aussi disponibles et permettent d'étudier plus en détail les différences entre simulation à l'ordre LO et à l'ordre NLO.

2.2.2 Le signal

Les signaux SUSY et Higgs utilisés dans les analyses qui seront présentées sont engendrés avec PYTHIA version 6.2 [44]. Les sections efficaces LO des processus SUSY à étudier, *sbottom* et *stop*, ont été remplacées pour les valeurs NLO fournis par PROSPINO-2 [49]. A titre d'illustration, cette correction conduit à une augmentation de la section efficace LO entre 50% et 15% pour des masses de sbottoms comprises entre 80 GeV et 250 GeV.

2.2.3 Simulation des bruits de fond du Modèle Standard

Les bruits de fond W/Z+jets du Modèle Standard ont été produits à l'aide du générateur ALPGEN version 1.4 [43]. Les autres bruits l'ont été avec PYTHIA 6.2 [44]. Les sections efficaces NLO sont utilisées pour la normalisation. Pour la contribution des paires $t\bar{t}$, la section efficace totale calculée au NNLO est disponible : 6.77 ± 0.42 pb [38].

L'estimation de l'incertitude sur les section efficaces NLO est difficile à évaluer sans connaître la valeur NNLO. Les valeurs des sections efficaces LO calculées par ALPGEN et MCFM ont été comparées. On observe une dispersion moyenne de 15% qui a été utilisée comme incertitude systématique sur la section efficace des processus Modèle Standard.

2.2.4 Production multijets

On regroupe couramment, sous l'appellation bruit de fond "multijets" ou "QCD", l'ensemble des processus d'interaction forte conduisant uniquement à des jets dans l'état final. Par la suite, ces événements QCD multijets sont distingués et ne sont pas inclus dans la liste des événements dits "Modèle Standard".

Malgré une topologie sans énergie manquante vraie[2] ou leptons isolés, ces événements QCD multijets peuvent constituer un des bruits de fond dominants pour les analyses recherchant de l'énergie manquante et des jets dans l'état final, comme c'est le cas dans la recherche du boson de Higgs dans le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$. En effet, la résolution finie de la mesure des jets conduit à un bilan non nul de l'énergie dans le plan transverse. On parle alors parfois d'un bruit de fond "instrumental" car essentiellement dues à des incertitudes expérimentales de mesure.

Les désintégrations semi-leptoniques de quark b et c peuvent aussi conduire à de l'énergie transverse manquante dans les événements QCD multijets mais en quantité insuffisante pour constituer un bruit de fond des analyses jets+$\not\!\!E_T$ (le $\not\!\!E_T$ demandé est d'au moins une quarantaine de GeV). D'autre part, le $\not\!\!E_T$ n'est pas aligné avec la direction des jets dans ces analyses.

Toutes ces modélisations complexes, aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental, font du bruit de fond QCD multijets un processus très difficile à modéliser qui doit être déterminé à partir des données. Dans le chapitre qui présente les recherches du boson de Higgs et de la supersymétrie, je décrirai la méthode utilisée pour évaluer ce bruit de fond à partir des données.

2.2.5 Simulation du détecteur

La simulation du détecteur est assurée en deux étapes. La première est basée sur l'adaptation à DØ du programme GEANT version 3 [50] qui simule l'interaction des particules avec les matériaux du détecteur et modélise la désintégration des particules de longue durée de vie. La modélisation des gerbes électromagnétiques et de hadrons, l'interaction des particules dans et aux interfaces des sous-détecteurs sont des processus complexes qui consomment la plupart du temps de calcul de la simulation complète. La simulation de la lecture de l'électronique est également prise en compte à ce stade. La deuxième étape assure la transformation des événements à un niveau de détail équivalent à celui des données. Par exemple sont ajoutés l'effet d'empilement, le bruit dans les sous-détecteurs, ainsi que la simulation des interactions multiples qui est prise en compte grâce à des distributions poissonniennes autour de valeurs moyennes ajustées aux données.

Les événements sont ensuite reconstruits pour créer les objets physiques à savoir les traces, les jets, les leptons chargés, l'énergie transverse manquante noté $\not\!\!E_T$ dans la suite, et l'infor-

[2] Par énergie manquante "vraie" on sous-entend provenant d'un neutrino de grande énergie, par exemple.

mation de d'étiquetage des jets de quarks lourds par exemple. La simulation des conditions de déclenchement, appelés *trigger*, doit être réalisée séparément. Cependant, il est envisagé, à terme, de l'intégrer à la chaîne de simulation complète par défaut. En effet, le programme de simulation du *trigger* ne reproduit pas l'efficacité de déclenchement du *trigger* observée dans les données et nécessite de la part de l'utilisateur des ajustements qui sont dépendants de l'état final considéré dans l'analyse. Pour des raisons de stabilité de la production de la simulation d'une part, et l'évolution fréquente des listes de *triggers* d'autre part, il est cependant difficile d'avoir dans la chaîne de simulation complète des conditions de *trigger* qui soient une copie exacte fidèles de celles de la prise de données.

2.3 Comparaison avec les données Z+jets

Des études au Run II ont été menées pour comparer les différents générateurs aux données. Dans cette section, à partir d'événements Z+jets, nous allons illustrer, sans entrer dans les détails, les différences qui peuvent exister entre simulation et données, et le type de techniques employées pour les corriger [51]. Le choix de ce processus n'est pas anodin. En effet, le bruit de fond dominant des analyses jets+$\not\!\!E_T$ est $Z(\nu\nu)$+jets mais il est malheureusement impossible de sélectionner ces événements sans ambiguïté à cause de la présence des neutrinos qui échappent à la détection, et donc de les comparer directement à ceux simulés. On utilise à la place la production $Z(ee)$+jets pour étalonner la simulation et extrapoler les résultats obtenus aux événements simulés $Z(\nu\nu)$+jets.

2.3.1 Sélection des événements

Les événements $Z(ee)$+jets (des études semblables peuvent être faites avec des muons) sont sélectionnés de la manière suivante :

- 2 électrons de $p_T > 15$ GeV
- au moins un électron associé à une trace et dans le calorimètre central

2.3.2 Ajustement de la simulation

La Fig. 2.5 compare la distribution du p_T du boson Z (p_{TZ}) dans les données et la simulation. Le désaccord de la prédiction du simulateur `ALPGEN` est évident dans la figure de gauche. Une analyse basée sur de tels échantillons simulés ne pourrait donc conduire qu'à des prédictions en désaccord avec les données sans un traitement adapté. En attendant que des corrections soient effectuées dans les générateurs, l'expérimentateur peut repondérer les distributions, en l'occurrence celle du p_T du Z, et propager ce poids aux événements simulés pour améliorer la description des processus. Cette méthode a ses limitations, les effets de corrélations entre les variables cinématiques ne sont par exemple pas totalement pris en compte. La figure de droite montre en échelle logarithmique le résultat de la repondération sur la distribution du p_T du Z (données et simulation sont en accord par construction).

Une fois le p_{TZ} en accord, il faut s'assurer que les autres variables cinématiques et topologiques utilisées dans l'analyse sont elles aussi en accord. Les distributions du p_T du jet principal et du nombre de jets après pondération sont représentées dans la Fig. 2.6. On constate

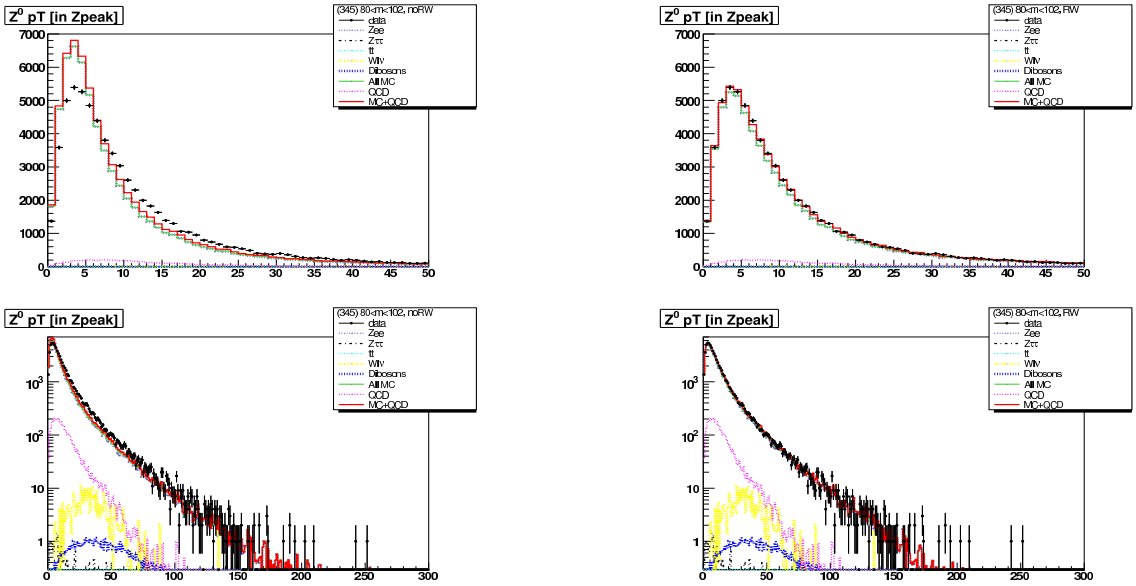


FIG. 2.5 – *Distributions du p_T du boson Z dans les données (points) et la simulation (*ALPGEN*, histogramme) pour les événements $Z(ee)$+jets avant (gauche) et après (droite) repondération du p_{TZ}.*

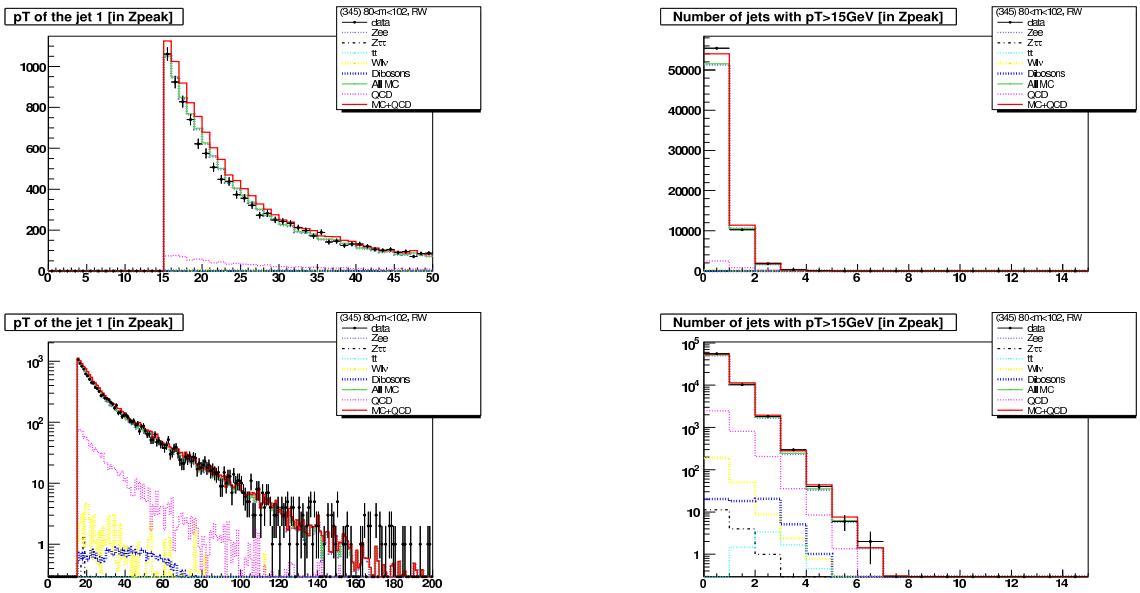


FIG. 2.6 – *Distributions du p_T jet le plus énergique et du nombre de jets dans les données (points) et la simulation (*ALPGEN*, histogramme) pour les événements $Z(ee)$+jets.*

qu'il y a un accord entre les données et la simulation mais seulement à partir de 30 GeV pour le jet principal, fixant ainsi le seuil minimal acceptable dans l'analyse. La distribution du nombre de jets est raisonnablement bien simulée. Les autres distributions utilisées dans l'analyse sont aussi en bon accord, permettant d'utiliser après pondération les événements simulés par `ALPGEN` pour estimer le bruit de fond du Modèle Standard.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les différents mécanismes qui permettent de prédire les événements attendus lors de collisions entre hadrons. Malgré les progrès important réalisés dans ce domaine et la puissance de prédiction des différents simulateurs, nous avons pu illustrer dans le cas relativement simple de la production d'un boson Z se désintégrant en deux électrons aux énergies du Tevatron, les limites et les incertitudes qui existent dans l'utilisation de ces simulateurs. Le programme LHC, qui opérera au CERN à des énergies jusqu'ici non explorées, devra faire face à ce genre de difficultés. Au démarrage, des efforts importants devront être menés de manière collaborative pour maîtriser les simulations et les données issues des détecteurs ATLAS et CMS.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

3.1 Résumé de mes contributions

- Participation pendant quelques mois à la construction mécanique et aux tests électriques de modules du détecteur au silicium (à partir de janvier 2000)
- Développement d'un algorithme de détermination de l'énergie manquante [52]. Cet algorithme a été utilisé dans une version modifiée par les analyses de recherche de la supersymétrie publiées pour la recherches de charginos et neutralinos [53].

3.2 Le Tevatron et l'expérience D0

Le Tevatron est un collisionneur proton-antiproton situé à FERMILAB dans la périphérie de Chicago aux États-Unis. La construction du détecteur DØ s'est achevée en 1992.

3.2.1 Le Tevatron

Pendant la période de prise de donnée de 1992-1996 (Run I), les expériences DØ et CDF au Tevatron ont collectées chacune environ 125 pb^{-1} de données à une énergie dans le référentiel du centre de masse de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Le Run I a été particulièrement marqué par la découverte du quark top en 1995 [54, 55]. Après l'amélioration de l'accélérateur, et des deux expériences DØ et CDF, le Run II a débuté en 2001 avec une énergie dans le référentiel du centre de masse 10% plus élevée de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, augmentant en outre la section efficace de production de paire $t\bar{t}$ de 40%.

La Fig. 3.1 montre la luminosité intégrée par semaine et sur toute la période du Run II jusqu'en février 2007. La luminosité intégrée enregistrée au Run IIa (2001-2006) est d'environ 1 fb^{-1}. A partir de l'été 2006, la nouvelle phase de prise de donnée, le Run IIb, a débutée après quelques mois d'arrêt nécessaires à l'amélioration des détecteurs et du Tevatron. L'utilisation comme anneau de stockage d'antiprotons du recycleur, et le succès de la technique de refroidissement des faisceaux par des électrons (*electron cooling*) a permis une augmentation de la luminosité instantanée, directement liée à l'augmentation d'anti-protons disponibles

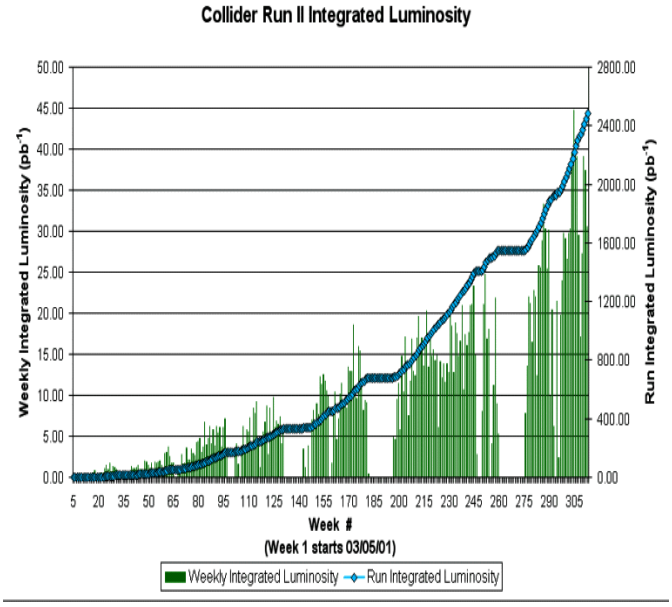


FIG. 3.1 – *Luminosité intégrée par semaine (axe de droite et histogramme) et totale (axe de gauche et courbe) en fonction du temps pour le Run II.*

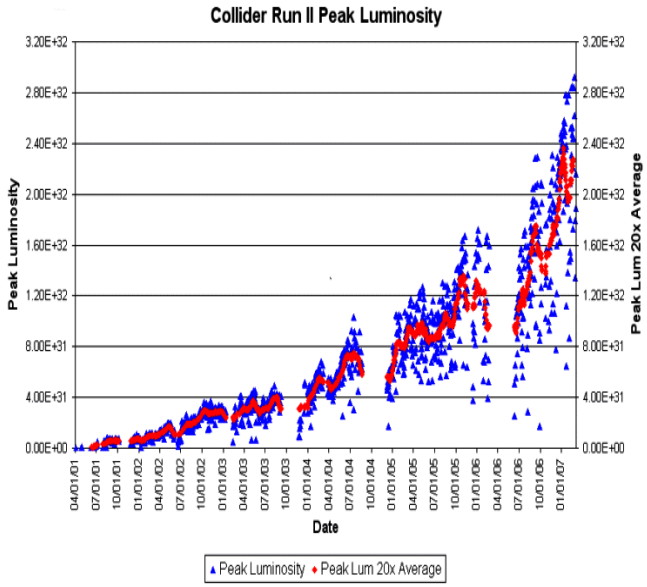


FIG. 3.2 – *Pics de luminosité instantanée* ($\mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}$) *en fonction du temps pour le Run II.*

à l'injection.

La luminosité délivrée était au 25 février 2007 de 2.5 fb^{-1}. La Fig. 3.2 représente la luminosité instantanée maximale atteinte en fonction du temps. Des valeurs proches de $3 \times 10^{32}\ \mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}$ sont désormais régulièrement obtenues. La luminosité totale intégrée d'ici la fin du Run II va beaucoup dépendre de la capacité de FERMILAB à produire, stocker et injecter les antiprotons comme l'illustre les différents scénarios de la Fig. 3.3. Étant donné qu'un taux de stockage des anti-protons de 20 mA/h est déjà atteint, plus de 6 fb^{-1} sont au minimum attendus et 8 fb^{-1} raisonnablement espérés par expérience d'ici fin 2009.

3.2.2 L'expérience D0

L'expérience DØ possède un détecteur destiné à l'étude des processus électrofaibles, la physique des saveurs lourdes, ainsi que la recherche de nouvelles particules. La Fig. 3.4 représente de manière schématique les différents sous-détecteurs disposés en couches cylindriques autour de l'axe du faisceau. Les axes et les angles utilisés sont définis dans la Fig. 3.5.

Par rapport au détecteur du Run I, les améliorations apportées au Run IIa peuvent être résumées ainsi [56] :

- l'ajout d'un champ magnétique de 2 Tesla engendré par un solénoide supraconducteur,
- l'ajout d'un système de trajectographie basé sur des couches cylindriques de fibres scin-

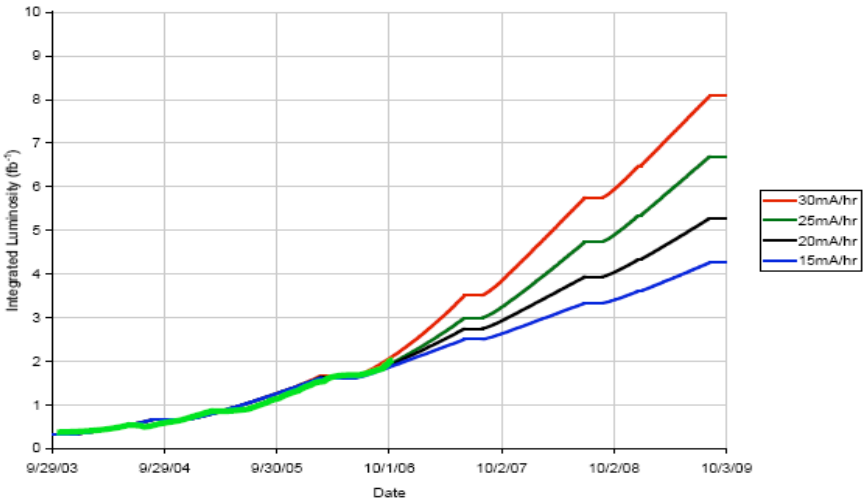


FIG. 3.3 – *Luminosité intégrée prévue pour différents scénarios fonction du taux de stockage des anti-protons. Des valeurs de 20 mA/h sont déjà couramment atteintes.*

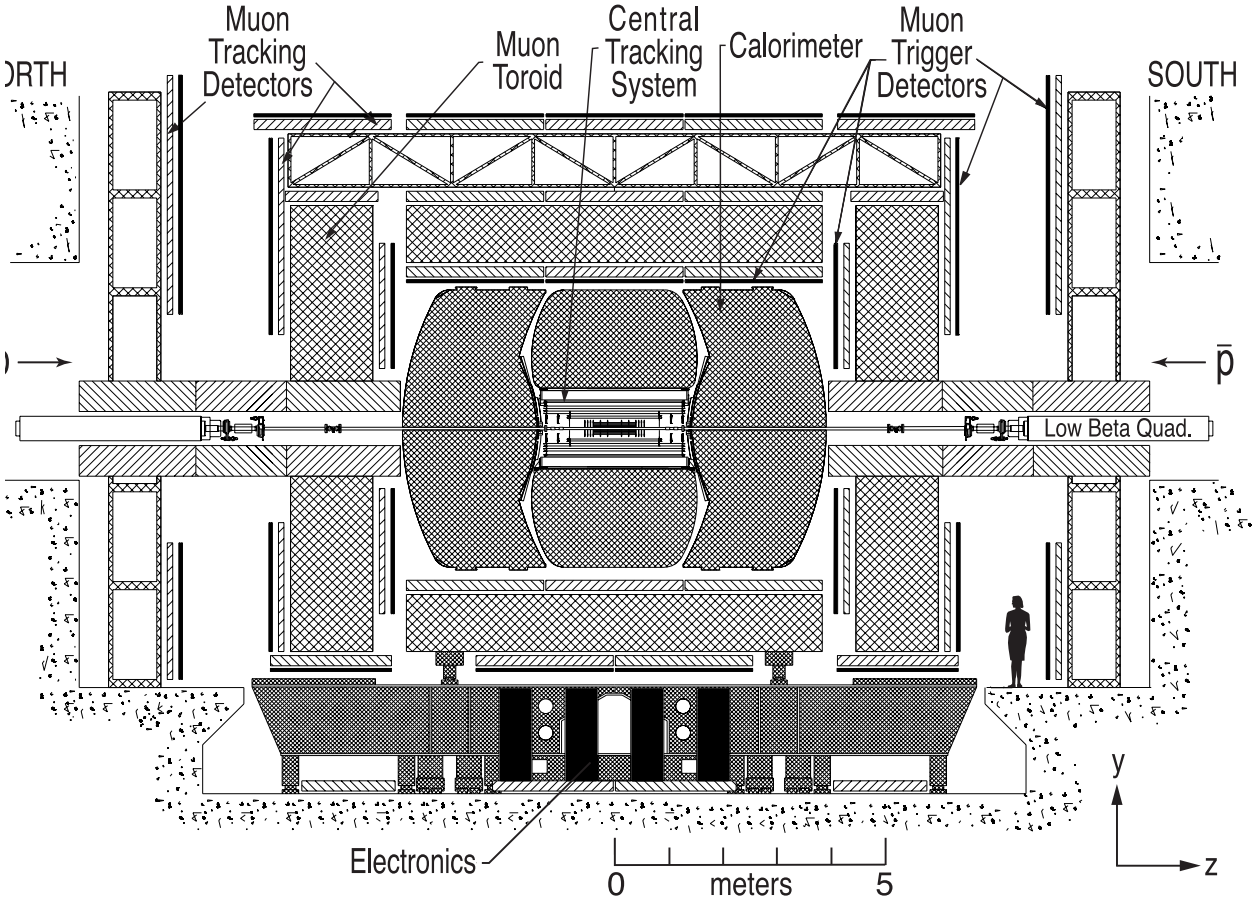


FIG. 3.4 – *Le détecteur DØ au Run II.*

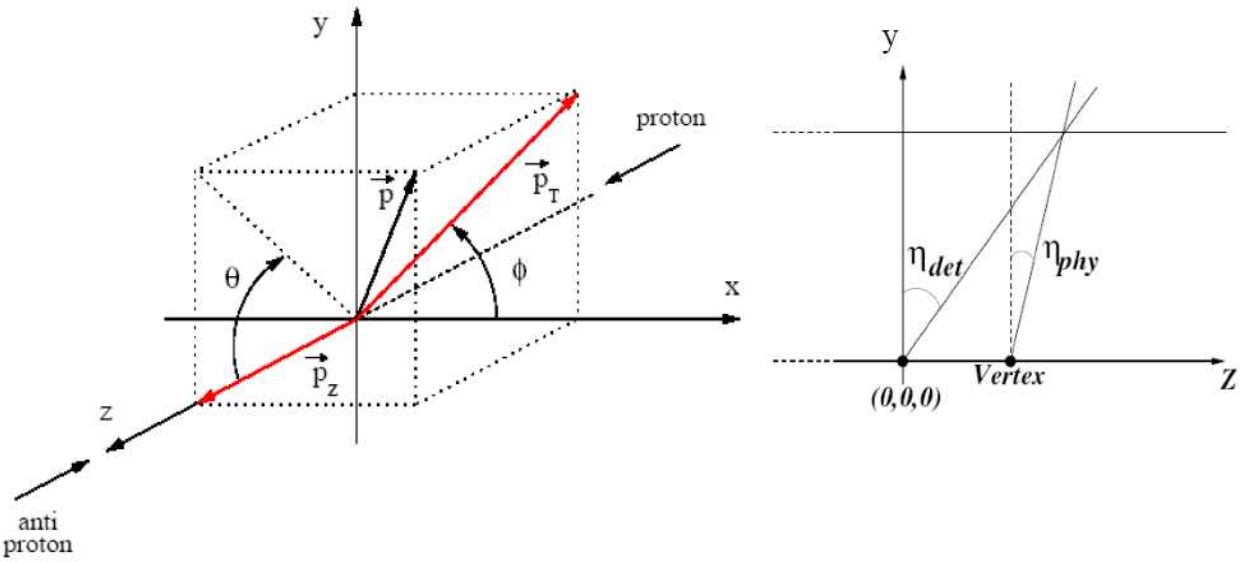


FIG. 3.5 – *Définition des axes et des angles. La figure de droite indique la pseudo-rapidité par rapport à la position du centre du détecteur* $\eta_{\rm det}$ *(notée parfois* η_d*) et du vertex de l'interaction* $\eta_{\rm phys}$ *(notée parfois* η*).*

tillantes (CFT) et un détecteur au silicium (SMT) situés au centre du détecteur (Fig. 3.6),
- l'amélioration de la couverture angulaire et de la granularité du système à muons,
- le changement de l'électronique de lecture du calorimètre,
- l'amélioration du système de déclenchement et de l'acquisition (voir chapitre 4, section 4.3)

Les deux améliorations principales apportés au détecteur de DØ pour le Run IIb ont été :
- l'ajout au détecteur au silicium existant d'une couche supplémentaire installée à 1.6 cm des faisceaux (Fig. 3.7)
- le changement du système de déclenchement, principalement au premier niveau (L1) (voir chapitre 4, section 4.6)

Le système de déclenchement (*trigger*) est décrit plus en détail dans le chapitre 4. Les études décrites dans ce mémoire s'appuyant davantage sur le calorimètre et sur le trajectographe, nous allons survoler rapidement quelques unes de leurs propriétés essentielles.

Le calorimètre de DØ est un détecteur à uranium et argon liquide. Il est constitué de cellules projectives couvrant les 2π de la direction azimuthale ϕ. Chaque cellule a une taille $\eta \times \phi$ de 0.1×0.1, ce qui correspond à une taille moyenne transverse du même ordre de grandeur que celle provenant d'une gerbe électromagnétique mais nettement inférieure à celle d'un jet. La partie centrale (CC) correspond à $|\eta| < 1$ et la partie des bouchons (EC) s'étend jusqu'à $|\eta| < 4.5$. Chaque partie est divisée en trois régions dépendant du type d'absorbeur. La partie électromagnétique (EM) est composée de 4 couches qui utilisent l'uranium appauvri comme absorbeur. Les cellules de la troisième couche, où l'on attend le centre de la gerbe électromagnétique, possèdent une granularité plus fine 0.05×0.05 dans le CC. Dans les EC,

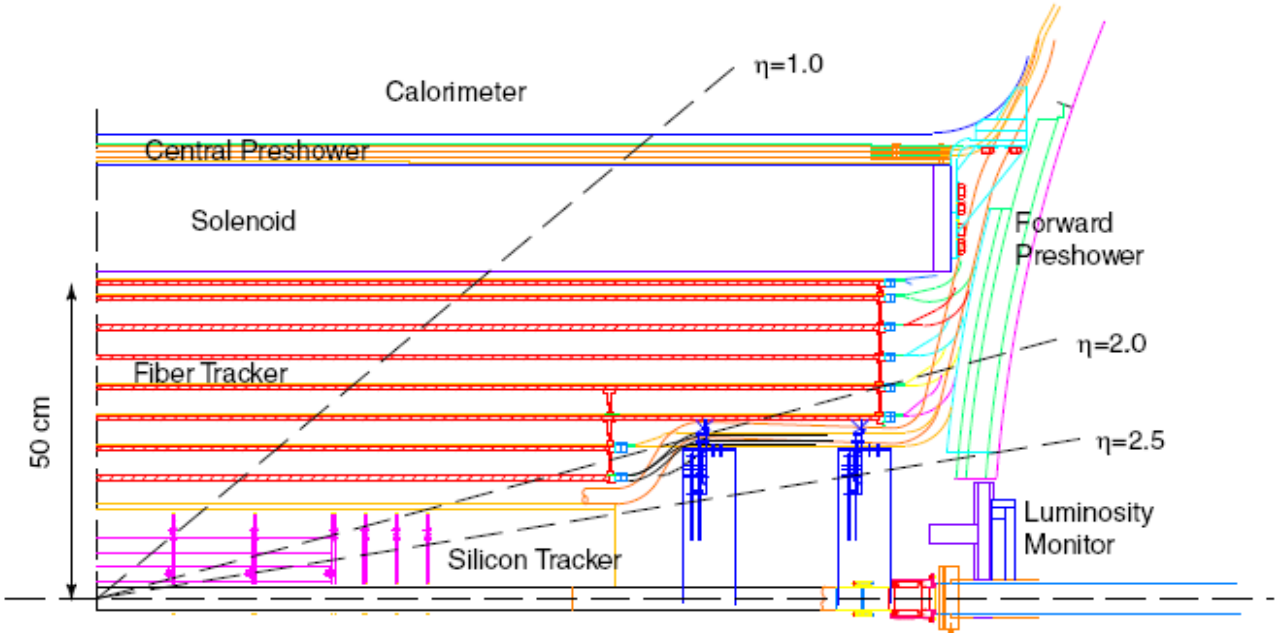


FIG. 3.6 – *Vue en coupe longitudinale du détecteur de vertex au silicium (silicon tracker, SMT) et du détecteur à fibres scintillantes (fiber tracker, CFT).*

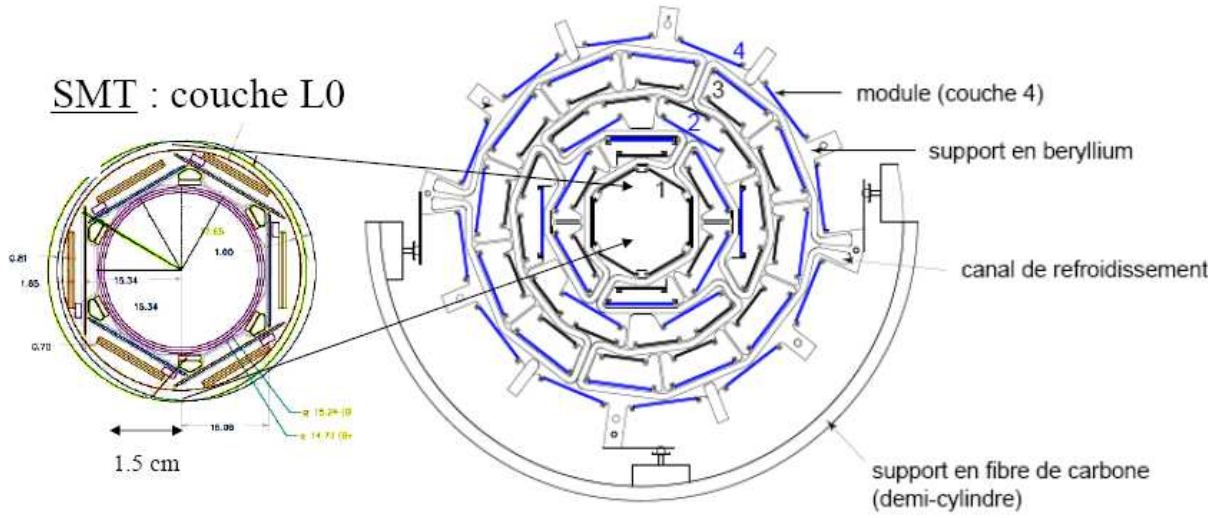


FIG. 3.7 – *Coupe transverse du détecteur de vertex au silicium. La nouvelle couche (L0) a été insérée au centre du détecteur en mars 2006.*

la granularité devient plus grossière jusqu'a atteindre 0.4×0.4 pour des $\eta \simeq 4$. Les couches EM sont suivies d'une section fine pour la détection des hadrons (FH) avec un absorbeur composée d'un alliage d'uranium-niobium, et d'une section à hadrons moins précise (CH) dont l'absorbeur est fait de cuivre et d'inox. Au total, il y a 48000 cellules. La résolution typique sur un jet central d'énergie transverse de 20 GeV est de l'ordre de 4 GeV.

Le détecteur à fibres scintillantes, composé de 8 cylindres dont les rayons vont de 20 cm à 52 cm, permet de reconstruire des traces de particules chargées jusqu'à $|\eta| < 1.8$. Chaque cylindre est recouvert d'une double-couche de fibres scintillantes. La première est orientée suivant l'axe du faisceau et la deuxième est disposée à un angle de $\pm 3^o$. Cette géométrie permet la reconstruction des trajectoires en trois dimensions jusqu'à 16 points d'impact. Lorsqu'une particule chargée traverse une fibre, elle dépose de l'énergie par ionisation qui produit des photons dont la détection se fait à l'extrémité de chaque fibre traversée. La résolution spaciale obtenue à partir de muons cosmiques est d'environ 100 μm.

Le détecteur au silicium est la partie du trajectographe de DØ la plus précise. Le SMT est constitué de six barillets s'étendant sur une longueur de 54 cm de chaque coté du centre du détecteur, principalement destinés à la physique à grand p_T et pour $\eta < 1.5$. Les disques à l'avant augmentent la couverture angulaire pour la physique du b jusqu'à $\eta \simeq 3$. L'ordre de grandeur de grandeur de la résolution sur la mesure des traces de particules chargées de plus de 10 GeV est de 40 μm dans le plan r-z, et 10 μm dans le plan transverse r-ϕ. La nouvelle couche centrale installée pour le Run IIb a un rayon interne de 1.5 cm et externe de 2.3 cm, et permet d'améliorer la résolution sur la mesure du paramètre d'impact des traces d'un facteur quatre pour des traces de p_T inférieur à 1 GeV.

L'efficacité de prise de donnée de DØ étant comprise entre 85 et 90%, la luminosité mise sur bande au Run II était de 2.1 fb^{-1} au 25 février 2007.

3.3 Reconstruction des objets physiques

3.3.1 Trace de particule chargée

Les algorithmes qui reconstruisent la trace des particules chargées sont basés sur la méthode de filtre de Kalman à partir des impacts des particules dans le SMT et le CFT. L'acceptance du CFT[1] est limitée à la partie centrale $\eta < 1.8$.

3.3.2 Le vertex d'interaction

Le vertex de l'interaction (`PV`) est reconstruit à partir des traces des particules chargées. Le paramètre d'impact d'une trace est défini comme la distance minimale entre la trace et le `PV`. Le vertex principal issu de la collision dure entre les partons des protons et anti-protons est caractérisé par un nombre important de particules de grande impulsion transverse, alors que les événements de biais minimum ont souvent peu de particules attachées à leur vertex.

[1]Les traces disponibles aux différents niveaux de déclenchement sont également limitées par l'acceptance du CFT.

Le spectre en impulsion transverse des traces provenant du vertex de biais minimum est utilisé pour construire une probabilité qui permet l'identification du vertex principal de l'événement.

3.3.3 Les électrons et les photons

Les électrons et les photons sont des objets électromagnétiques détectés par le calorimètre. L'association d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre avec une trace de particule chargée permet de distinguer un électron d'un photon. Cette procédure a une efficacité d'environ 80%.

Les cellules du calorimètre sont regroupées dans un cône autour de la direction de la particule incidente pour former un objet calorimétrique. Le rayon du cône est défini comme $R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.2$ pour les électrons de la partie centrale du calorimètre. Des critères supplémentaires sont imposés pour améliorer l'identification. La fraction électromagnétique, rapport de l'énergie déposée dans la section EM et de l'énergie totale, doit être supérieure à 90%. Une quantité, H_{Matrix}, permet de comparer la forme des gerbes électromagnétiques mesurées à celles obtenues dans la simulation. L'isolation calcule la quantité d'énergie déposée autour du cône de l'objet. Les coupures sur ces variables sont optimisées pour sélectionner des électrons venant de la désintégration du boson Z.

3.3.4 Les jets

L'algorithme de reconstruction des jets [42] utilise le même principe. Les jets regroupent plusieurs particules et sont spacialement plus étalés que les électrons. Le rayon des jets utilisés dans les analyses est $R = 0.5$. Les critères de qualités appliqués aux bons jets sont :

- Une fraction électromagnétique comprise entre 5% et 95% pour éviter que le jet ne soit confiné que dans la partie électromagnétique du calorimètre.
- La partie CH du calorimètre étant plus bruyante, la fraction d'énergie du jet dans cette partie doit être inférieure à 40%
- Une cellule chaude peut être à l'origine d'un faux jet. Une coupure sur le rapport des deux cellules les plus énergiques est appliqué pour rejeter une partie de ces faux jets. Les jets qui ne sont constitués que d'une seule cellule sont éliminés.
- Confirmation avec le niveau L1 : la somme de l'énergie transverse des tours de *trigger* au niveau L1 dans un cône de rayon 0.5 centré sur la direction du jet est comparé à son énergie transverse provenant de l'algorithme de cône. Le seuil de confirmation du jet avec le *trigger* de niveau L1 est fonction de la région du détecteur.

3.3.5 Correction de l'échelle d'énergie

L'énergie mesurée d'un jet est différente de celle du jet de particules issues de l'hadronisation du parton initial. La correction de l'échelle d'énergie des jets (`JES`) est séparée en trois composantes :

- La réponse du calorimètre au jet qui est déterminé à l'aide de la mesure de l'énergie transverse manquante dans les événements γ+jets.
- La contribution du bruit du calorimètre, des interactions supplémentaires, de l'événement sous-jacent et de l'effet d'empilement dans l'électronique du calorimètre.

– La fraction d'énergie comprise à l'intérieur du cône du jet.

Ces corrections différent entre un jet des données et un jet de la simulation. La correction à l'énergie des jets est de l'ordre de 30% pour un jet de 30 GeV dans la partie centrale du calorimètre. D'autre part, pour les jets de saveurs lourdes, l'énergie emportée par les neutrinos et les muons doit être prise en compte, et une correction supplémentaire est nécessaire.

3.3.6 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante ($\not\!\!E_T$) est calculée en effectuant la somme vectorielle de l'ensemble des cellules du calorimètre, à l'exception de celles se trouvant dans la partie grossière (CH) plus bruyante[2].

$$\vec{\not\!\!E}_T = (-\sum_i E_x^i, -\sum_i E_y^i)$$

$$E_x^i = E^i \sin\theta^i \cos\phi^i$$

$$E_y^i = E^i \sin\theta^i \sin\phi^i$$

où i est une cellule du calorimètre.

Le $\not\!\!E_T$ résulte principalement de particules n'interagissant pas (ou peu) avec le calorimètre comme c'est le cas pour les neutrinos et les muons. Les corrections de l'échelle d'énergie des jets et des électrons sont prises en compte dans le calcul du $\not\!\!E_T$.

Toutefois, l'énergie transverse manquante observée dans les données n'est pas seulement due à la présence de neutrinos mais aussi à des effets de résolution sur la mesure des objets physiques comme par exemple les jets, les électrons, ou l'énergie résiduelle déposée dans le détecteur. On peut définir un algorithme de *significance* du $\not\!\!E_T$ [52] qui calcule la probabilité, événement par événement, que l'énergie transverse manquante mesurée soit due uniquement aux effets de résolution.

La distribution de probabilité de l'énergie d'un objet j d'énergie transverse E_T et de résolution σ_j situé à η_j est supposée gaussienne (G) :

$$p(E_j) = G(E_j, \sigma(E_j, \eta_j))$$

La fluctuation d'énergie de l'objet j entraîne une variation du $\not\!\!E_T$, et la distribution de probabilité de la variation du $\not\!\!E_T$ induite s'écrit :

$$p(\Delta\not\!\!E_T) = -\sum_j p(\Delta E_j)$$

La distribution de probabilité du $\not\!\!E_T$ résultant de la fluctuation d'énergie :

$$p(\not\!\!E_T) = G(\not\!\!E_T, \sqrt{\sum_j \sigma_j^2})$$

[2]Lorsqu'une cellule de la partie CH du calorimètre appartient à un bon jet, elle est ajoutée au $\not\!\!E_T$.

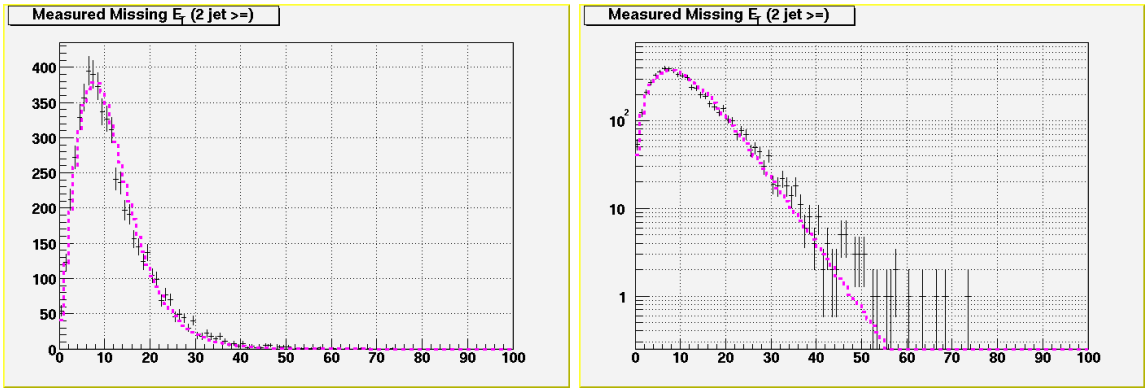


FIG. 3.8 – *Distribution du $\not\!\!E_T$ (en GeV) dans les données (points) et prédite (histogramme) par l'algorithme de significance du $\not\!\!E_T$ pour des événements avec deux jets de plus de 15 GeV dos à dos ($\Delta\phi < 175^o$) [52].*

Finalement, en notant $\vec{a}$ la direction du $\not\!\!E_T$, on a pour un objet j de direction $\vec{j}$:

$$p(\not\!\!E_{T\vec{a}}) = G(\not\!\!E_{T\vec{a}}, \sqrt{\sum_j \sigma_j^2 cos^2(\vec{j}, \vec{a})})$$

L'énergie résiduelle (de résolution $\sigma_{U.E}$) pouvant fluctuer dans n'importe quelle direction, l'equation précédente est modifiée :

$$p(\not\!\!E_{Ta}) = G(\not\!\!E_{Ta}, \sqrt{\sum_j \sigma_j^2 \cos^2(\vec{j}, \vec{a}) + \sigma_{U.E}^2})$$

On peut définir le maximum de vraisemblance (*likelihood*) $L = p(\not\!\!E_{Ta})_{max}/p(\not\!\!E_{Ta} = 0)$. La valeur du *likelihood* (L) étant compris entre 0 et l'infini, on impose $p(\not\!\!E_{Ta} = 0) = 10^{-4}$ si $p(\not\!\!E_{Ta} = 0) < 10^{-4}$, contraignant L à des valeurs plus petite que 10 environ.

Un exemple de distribution du $\not\!\!E_T$ mesurée dans les données pour des événements avec deux jets ($p_T > 15$ GeV et $\eta_d < 2.4$) dos à dos ($\Delta\phi < 175^o$) est donné dans la Fig. 3.8. Le $\not\!\!E_T$ prédit (à partir des fluctuations d'énergie des objets mesurés dans l'événement) par l'algorithme de $\not\!\!E_T$ *significance* est superposée. On constate que la mesure des résolutions individuelles de l'énergie des jets, des électrons, et de l'énergie résiduelle déposée permet de bien reproduire la distribution du $\not\!\!E_T$ dans les données et que la modélisation du bruit de fond instrumental est relativement bien maîtrisé.

La Fig. 3.9 montre la distribution du likelihood et de la masse invariante transverse du W sur un lot de données contenant un électron de plus de 25 GeV et 2 jets. La valeur de L est proche de 0 pour des événements où le $\not\!\!E_T$ provient de fluctuation d'énergie des jets (QCD), et $L \simeq 10$ pour des événements avec du vrai $\not\!\!E_T$ ($W(e\nu) + 2$ jets). L'algorithme de $\not\!\!E_T$ *significance* possède un pouvoir discriminant et permet d'améliorer sensiblement la sélection des événements contenant du vrai $\not\!\!E_T$ en prenant en compte la résolution individuelle des objets présents dans l'événement. Cet effet est illustré dans la Fig. 3.9 de droite en utilisant un lot de donnée $W(e\nu) + 2$ jets. Une coupure sur le likelihood sélectionne davantage de W que la

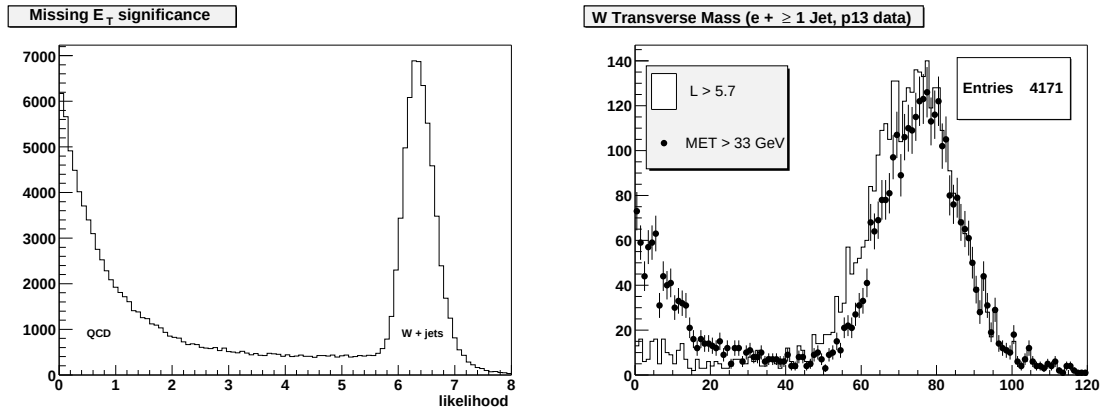


FIG. 3.9 – *Fig. gauche : distribution du likelihood (L) du $\not\!\!E_T$ significance dans un lot de données électron + jets. Les événements avec $L \simeq 10$ sont des événements $W(e\nu) + 2$ jets, tandis que ceux avec $L \simeq 0$ sont des événements* QCD *multijets. Fig. droite : masse invariante transverse du boson W pour des événements sélectionnés avec l'algorithme de $\not\!\!E_T$ significance [52] (histogramme) ou par une coupure sur le $\not\!\!E_T$.*

coupure sur le $\not\!\!E_T$ à bruit de fond constant. Cet algorithme, étudiée sur les premières données de DØ nécessiterait d'être ajusté aux données à plus haute luminosité pour, à terme, améliorer la sensibilité au $\not\!\!E_T$ dans les analyses.

3.3.7 Les muons

Le détecteur à muon couvrent 90% de l'acceptance angulaire jusqu'à $|\eta| < 2$. Pour la reconstruction des traces, plusieurs informations sont produites comme le temps de dérive des charges, la différence en temps entre deux tube à dérive voisins ainsi que la charge intégrée. Les détecteurs de muons ont une résolution sur la reconstruction du point d'impact de l'ordre de 375 μm. L'information de ce détecteur, combinée avec celle du trajectographe SMT et CFT, permet d'obtenir une mesure précise de l'impulsion des muons.

3.3.8 Étiquetage des quarks de saveur lourde

L'identification des jets issus de l'hadronisation d'un quark b est une technique qui joue un rôle central pour les analyses qui seront présentées dans le chapitre 5. Le temps de vol des hadrons beaux est exploité par l'algorithme d'étiquetage des saveurs lourdes, couramment appelé b-tagging. L'algorithme utilisé est basé sur la mesure des paramètres d'impacts des particules chargées relativement au vertex primaire d'interaction de la collision. Les paramètres d'impact des traces associées à un jet sont convertis en une probabilité pour le jet de provenir du vertex primaire [58].

La présence d'un muon dans un jet est souvent due à la présence de saveur lourde. L'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b est déterminée à partir d'un lot de données enrichi en jets contenant un muon. Les mesures d'efficacité d'étiquetage sont ensuite corrigées à l'aide d'événements simulés afin d'obtenir l'efficacité inclusive d'identification d'un jet de quark-b,

c'est-à-dire pas uniquement celle provenant de la désintégration semi-leptonique du quark b. L'efficacité d'étiquetage des jets de quarks lourds (b-tagging) est représentée dans la Fig. 3.10 en fonction du taux de mauvaise identification.

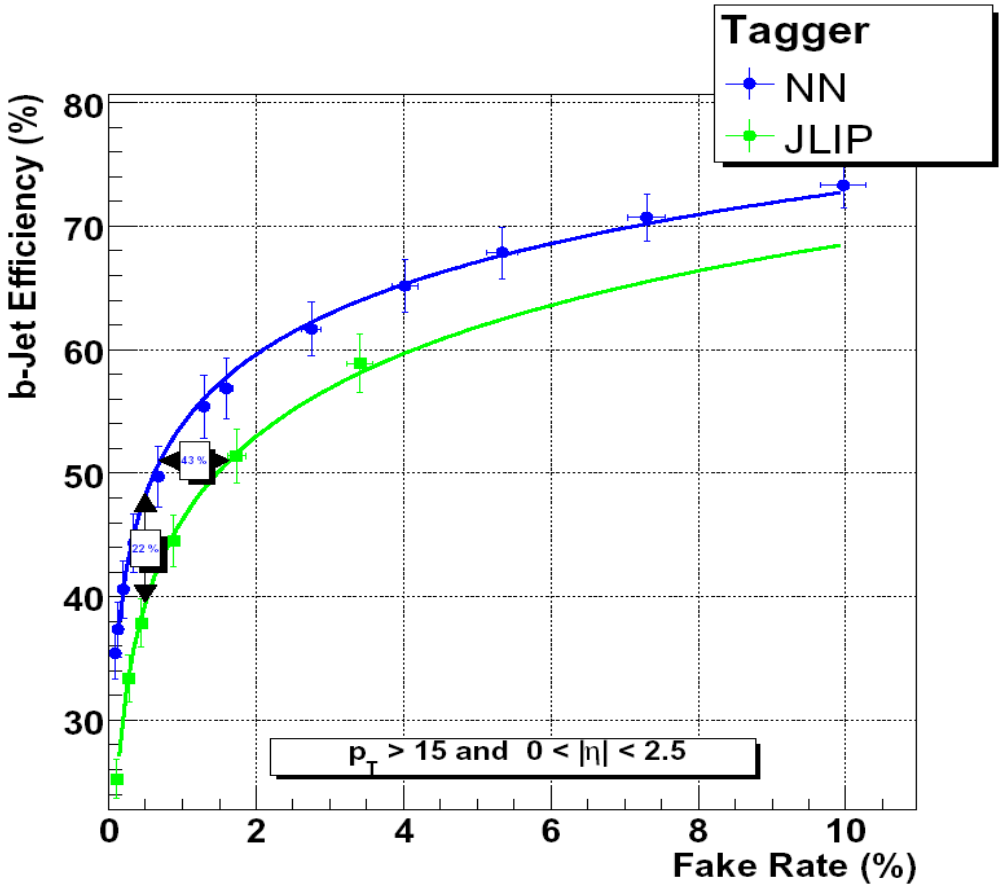


FIG. 3.10 – *Courbes de performances pour l'identification des jets de quarks b pour l'algorithme basée sur les paramètres d'impacts (JLIP) ou sur un réseau de neurones (NN) à partir d'événements simulés $Z \to b\bar{b}$ et $Z \to q\bar{q}$. L'efficacité d'identification des jets de quarks b est donnée en fonction du taux de mauvaise identification (Fake Rate).*

3.3.9 Notes de collaboration

– [52] DØ Note 4641, *Missing ET Significance Algorithm with p13 Run II data. Application to e+multijets events*, A. Duperrin, (2003)

Chapitre 4

Système de déclenchement de l'acquisition de données

4.1 Résumé de mes contributions

Depuis le début de ma participation à DØ, j'ai concentré mon implication technique dans les activités liées au développement du système de déclenchement (*trigger*). J'ai été amené à collaborer régulièrement avec une trentaine de physiciens de DØ dont de nombreux doctorants principalement au sein du groupe de troisième niveau de déclenchement (L3), du groupe "Trigger Board", ou du groupe de physique "multijets" dont je suis coresponsables. J'ai participé dans les sept dernières années à de nombreuses activités pour la mise en place et le développement du système de déclenchement de DØ. Dans le cadre de ces activités, j'ai effectué un séjour de deux années à FERMILAB (2002-2004). J'ai également assuré plusieurs postes de responsabilité liés aux *triggers*. J'ai présenté une trentaine de fois sur ce thème dans les différents groupes "Trigger Board", "New Phenomena", "Trigger Study Group", ou en réunion de collaboration, et je suis auteur d'une dizaine de notes internes (références [57] à [67]). Toutes ces études ont nécessité une coordination entre différentes activités impliquant un travail de collaboration avec un grand nombre de chercheurs et d'ingénieurs intervenant sur le détecteur, les algorithmes, ou la physique.

Membre du "Trigger Board" (2003-2004) :

Le "Trigger Board" (TB) est un bureau exécutif et de travail, constitué d'une dizaine d'experts sous la direction des deux porte-paroles de l'expérience. Le TB a la charge d'établir les conditions de prises de données quotidiennes et d'établir la liste des *triggers* attachés aux différents groupes de physique. Le bureau se réunit de manière hebdomadaire pour faire le point sur la situation de la prise de données. Des réunions supplémentaires de travail sont aussi organisées pour préparer l'évolution de la liste des *triggers* en fonction de l'augmentation de la luminosité, ou parfois pour faire face à des situations particulières de prises de données. L'activité de ce bureau s'est révélée particulièrement soutenue au cours de l'année 2003-2004 lors de mon expatriation à FERMILAB à cause de l'augmentation spectaculaire de la luminosité instantanée délivrée par le Tevatron pendant cette période (la luminosité instantanée avait alors

doublé, pour atteindre des valeurs de 10^{32} cm^{-2} s^{-1}). Il a fallu modifier profondément la liste des *triggers* de physique pour l'adapter à cette continuelle amélioration du fonctionnement du Tevatron.

Développement du système de trigger au niveau L3 (2000-2007) :

Au cours de ces années, j'ai participé aux développements, à la certification et deboggage de plusieurs algorithmes de déclenchement pour le troisième niveau du système de *trigger*. Ces algorithmes aussi bien généraux (par exemple, propagateur de particules chargées [60]) que spécifiques à des topologies particulières (par exemple, les états finals avec jets et énergie manquante ($\not\!\!E_T$)) pour les jets et le $\not\!\!E_T$ [61, 62, 67]) sont intégrés dans l'infrastructure du système de déclenchement de l'expérience.

Conception des listes de trigger de physique (2003-2007) :

Mon rôle au sein du bureau "Trigger Board" a aussi consisté à développer des outils d'analyse pour l'étude des *triggers*, et être le correspondant du groupe "New Phenomena" (NP) pour s'assurer que les conditions de déclenchement de l'ensemble des analyses présentes et futures du groupe sont bien satisfaites. A cet égard, il est utile de noter que les conditions de déclenchement de la physique des phénomènes nouveaux sont parmi les plus délicates à cause de la variété des topologies concernées. J'ai principalement contribué à la réflexion et la conception du menu pour les objets électromagnétiques [57]. Depuis 2005, j'ai toujours été impliqué dans la conception des listes de *triggers* mais j'ai restreint ma responsabilité aux *triggers* jets+$\not\!\!E_T$ du fait de ma coresponsabilité du sous-groupe de physique "Higgs/NP multijets".

Conception/coordination pour le logiciel `trigger_rate_tool` (2003-2004) :

Une de mes contributions majeures a été ma participation à la création de l'outil logiciel d'analyse dénommé `trigger_rate_tool` [59]. Ma contribution a été en grande partie la coordination avec un groupe de physiciens des efforts autour de cet outil lors de ma participation au "Trigger Board". Je suis aussi un des auteurs principaux du code de ce programme qui permet de développer de nouvelles listes de *triggers* de physique. J'ai participé à l'infrastructure générale du code et ai été responsable de l'écriture de l'ensemble des objets électromagnétiques du troisième niveau du *trigger* (L3). J'ai aussi pris en charge la première certification globale de cet outil.

Triggers jets + $\not\!\!E_T$ (2002-2007) :

J'ai mis en place en avril 2003 le premier *trigger* jets et énergie transverse manquante en étroite collaboration avec l'équipe DØ du LAL qui a initié cette activité [61]. Ce travail à conduit aux recherches (et publications) de *squarks* et *gluinos* génériques [7], *stop* [4], $\tilde{b} \to b\tilde{\chi}_1^0$ [3], et leptoquarks [8]. Ce *trigger* est également utilisé dans la recherche du Higgs dans le canal $HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ [6].

Mise en service du nouveau trigger Run IIb et étude de ses performances (2006-2007) :

A partir de septembre 2005, j'ai coencadré un doctorant sur la conception préliminaire de la liste des *triggers* Run IIb [62]. L'expertise acquise en générale dans le *trigger* au Run IIa m'a permis de présenter aux porte-parole de DØ, avec le représentant de D0 IN2P3 [1], un projet sur les *triggers* dans le but d'une implication forte durant l'été 2006 des groupes de l'IN2P3 pour la phase d'amélioration et de mise en service du détecteur pour le Run IIb. Pour ce projet, axé sur la mise en service du nouveau *trigger* L1CAL qui a été mis en place à cette occasion, mon rôle a consisté à coencadrer six doctorants de laboratoires de l'IN2P3 [67, 66]. Mes activités se sont concentrées sur la certification du *trigger* calorimétrique au premier niveau de déclenchement (étalonnage du L1 [63], de l'énergie transverse manquante [65] et des jets [64]) et sur la conception de la liste des *triggers* pour la recherche du boson de Higgs, des *squarks* et des *gluinos*[67]. Le programme de simulation du *trigger* a également été amélioré [66]. Dans le cadre de cette activité, j'ai été invité par FERMILAB sur le programme d'accueil de chercheur pour l'expérience D0 pour un séjour de deux mois à FERMILAB pendant l'été 2006. Bien que les modifications mises en oeuvre aient été majeures, le nouveau système de déclenchement est opérationnel depuis l'été 2006 et a été rapidement certifié. Ce projet a été un grand succès très remarqué.

4.2 Introduction

Le système de déclenchement (*trigger*) de DØ permet de sélectionner avec efficacité une grande variété d'échantillons de données pour la recherche de nouvelle physique à grand p_T et pour les mesures de précisions. Ce système est organisé selon une hiérarchie de complexité croissante à trois niveaux adaptée à la rejection de l'important bruit de fond inhérent aux collisions hadroniques. Il doit s'adapter aux contraintes imposées par la vitesse de l'électronique de lecture et de l'acquisition des données en ligne (*online*) par opposition à la reconstruction complète (*offline*). C'est au niveau du *online* que des décisions irréversibles se prennent et par conséquent un système de *trigger* performant est essentiel à la réussite d'un programme de physique sur collisionneur à hadrons. Contrairement au *offline*, il n'y a pas la possibilité de récupérer les erreurs de conception : un *trigger* qui ne déclenche pas correctement implique une perte d'événements. La conception de l'infrastructure du *trigger* et de la liste des conditions de déclenchement est donc une responsabilité qui nécessite une attention toute particulière. L'augmentation continuelle de la luminosité implique un développement continu de la conception des listes de *trigger* pour la physique et une certaine réactivité par rapport aux situations d'urgences du *online*.

Les bonnes performances du Tevatron ont permis d'atteindre des pics de luminosité de l'ordre de 1.5×10^{32} cm^{-2} s^{-1} à la fin du Run IIa en février 2006 . Pour faire face à l'augmentation de cette luminosité mais aussi à la détérioration dont sera l'objet la première couche du détecteur de trace au silicium (SMT) provoquée par les radiations depuis le démarrage du Run II en 2001, le détecteur DØ a subi des améliorations importantes, c'est ce qu'on dénomme le "*Run IIb upgrade*" [68, 69]. Le système de déclenchement a été profondément changé et une couche supplémentaire de silicium a été ajoutée à 1.6 cm des faisceaux. Le Tevatron s'est arrêté de mars à juin 2006 pour mettre en place ses propres améliorations et ainsi permettre

de délivrer des luminosités instantanées supérieures à 3×10^{32} cm^{-2} s^{-1} à partir du printemps 2007.

L'augmentation de la luminosité implique de gérer des taux de déclenchement beaucoup plus importants tout en maintenant l'efficacité de sélection des signaux recherchés. Ceci est possible avec la nouvelle électronique du Run IIb, beaucoup plus rapide, et qui offre de surcroît des fonctionnalités comme la reconstruction de jets et du $\not\!\!E_T$ dès le premier niveau de déclenchement. Une autre conséquence de la haute luminosité est le nombre d'événements de biais minimum qui augmente significativement. La Fig. 2.4 du chapitre 2 montre le nombre d'interactions attendues en fonction de la luminosité instantanée. Pour un croisement de faisceaux tous les 396 ns, il y a en moyenne moins d'une interaction à 10^{31} cm^{-2} s^{-1}. En revanche, à 3×10^{32} cm^{-2} s^{-1}, luminosité nominale du Run IIb, le nombre d'interaction par croisement supplémentaire augmente à plus de 7, ce qui se traduit par un taux d'occupation accru des détecteurs et complique les conditions de déclenchement.

En 2007, le Tevatron et le détecteur fonctionnent ainsi dans un mode proche de celui du LHC : les taux de déclenchement des *triggers* sont non linéaires en fonction de la luminosité, l'efficacité de reconstruction des objets physique diminue, et le temps de reconstruction des événements augmente.

Dans ce chapitre, le système de déclenchement de DØ va être succinctement décrit ainsi que certains outils de simulation du *trigger* utiles aux études et aux développements des conditions de déclenchement. Le principe de conception d'une liste globale de *trigger* de physique va être présenté particulièrement dans le contexte de la recherche de phénomènes nouveaux, avec un accent particulier sur les *triggers* mettant en jeu des jets et de l'énergie manquante (jets+$\not\!\!E_T$) qui ont été développés au Run IIa pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard. Les améliorations principales apportées au système de déclenchement du Run IIb seront résumées et la certification du nouveau système calorimétrique de premier niveau sera décrite plus en détail. Finalement, la conception des *triggers* jets+$\not\!\!E_T$ destinés à la recherche du boson de Higgs standard dans le canals $HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ et les recherches `SUSY` de *squarks* et *gluinos* pour la haute luminosité sera présentée dans la dernière partie avant de conclure.

4.3 Le trigger à DØ

Cette section présente succinctement l'ensemble du système de déclenchement de DØ.

4.3.1 Principe

Au cause de la très grande section efficace de diffusion inélastique $p\bar{p}$ ($\simeq$ 70 mb), il n'est pas possible d'enregistrer chaque collision, et seuls les événements les plus intéressants doivent être sélectionnés. De façon à assurer une efficacité optimale du signal, la sélection *online* doit cependant rester suffisamment relachée et ainsi accepter une partie des événements de bruit de fond. Le traitement *offline* des données permet alors d'affiner la sélection. Ce système est basé sur une architecture à trois niveaux constituée de composants électroniques et de logiciels C++. Le premier niveau (L1) est constitué d'éléments de détecteurs qui réduisent en 9 μs le flot de

données d'environ 2 millions d'événements par seconde à 1600 Hz. Le deuxième niveau (L2), un système d'éléments détecteurs et de microprocesseurs, combine les informations provenant de différents sous-détecteurs en 100 μs de façon à réduire le taux de déclenchement à 850 Hz. Les logiciels du troisième niveau (L3) sont mis en oeuvre sur une ferme de microprocesseurs. La décision est faite en environ 50 ms en utilisant la lecture du *offline* qui est plus précise, et une reconstruction rapide des événements est effectuée pour réduire le taux d'enregistrement à environ 50 Hz (cette limite étant fixée par la capacité de la ferme de reconstruction *offline*). Les *triggers* sont configurés par une liste de *triggers* individuels eux mêmes définis par un ensemble de conditions au L1, L2 et L3. Une vision schématique du système de *trigger* est représenté dans la Fig. 4.1.

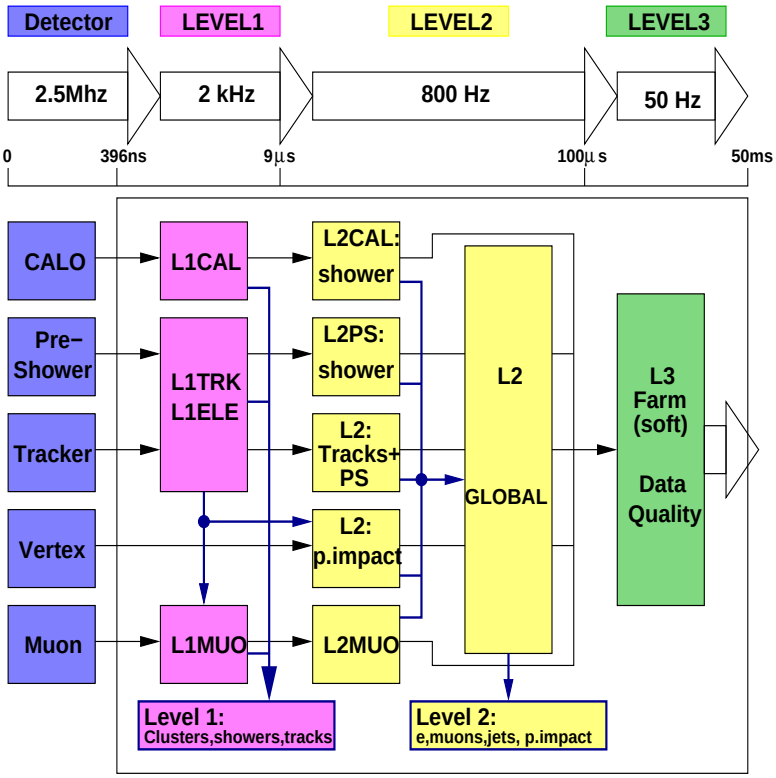


FIG. 4.1 – *Vue schématique du système de déclenchement à DØ.*

4.3.2 Le niveau L1

Les conditions logiques au niveau L1 sont basées sur des composants électroniques semi-conducteurs programmables appelés FPGAs (*field programmable gate arrays*) qui permettent de prendre une décision sur la base des informations provenant des sous-détecteurs.

Le *trigger* calorimétrique (L1CAL) recherche des dépôts d'énergie supérieurs à des seuils préprogrammés sur l'énergie transverse dans les 1280 tours de *trigger* (40×32 en $\eta \times \phi$). Les objets de base correspondent à la somme des énergies transverses déposées dans les tours de largeur $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ des couches électromagnétiques et à hadrons du calorimètre,

jusqu'à $|\eta| < 3.2$. Le *trigger* pour les traces centrales (L1CTT) reconstruit les trajectoires des particules chargées et mesure leur impulsion transverse en utilisant des variables discriminantes issues de données des détecteurs à fibres scintillantes. Les traces sont comparées à des routes préprogrammées pour augmenter la vitesse de décision. Le *trigger* à muon (L1Muon) recherche des trajectoires en utilisant les impacts provenant des chambres à dérive et des scintillateurs qui sont en coincidences avec des traces du L1CTT. Des détecteurs à l'avant (L1FPD) sélectionnent également des événements provenant des particules des faisceaux sortant. Si l'une des conditions de *triggers* mentionnées est remplie, l'ensemble de l'événement est placé dans les buffers du deuxième niveau de déclenchement en attente de sa décision.

4.3.3 Le niveau L2

Au niveau L2, l'information des sous-détecteurs est combinée avec celle d'algorithmes rapides préprogrammés dans des microprocesseurs de façon à former des objets physiques. Une analyse globale de l'événement est effectuée (L2Global) en combinant l'ensemble de ces informations pour tester les corrélations entre les objets et effectuer la décision de *trigger*. Si l'événement est accepté, l'ensemble de l'information de tous les sous-détecteurs est alors enregistrée et transmise au niveau L3.

Le L2CAL identifie les jets, electrons et photons, puis calcule l'énergie transverse manquante à partir des dépôts dans les tours de *trigger*. L'algorithme calcule l'énergie totale, l'isolation et la fraction électromagnétique des objets. Le processeur L2Muon utilisent des informations déjà étalonnées pour augmenter la pureté des candidats muons. Les processeurs du détecteur à pied de gerbe (L2PS) calculent la position $\eta - \phi$ des dépôts provenant du L1PS et les associent aux traces du trajectographe centrale à fibre scintillante (CFT). Le L2CTT, *trigger* de trace centrale, combine les informations des traces du L1CTT avec celles reconstruites par le *trigger* de trace du détecteur au silicium (L2STT). Le L2CTT affine la mesure du p_T et de l'angle azimuthal provenant du L1CTT. Le L2STT mesure aussi le paramètre d'impact des traces.

4.3.4 Le niveau L3

Le niveau L3 est entièrement basé sur des logiciels orientés objets écrits en C++ qui s'exécutent sur une ferme de processeurs dédiée. La décision s'effectue en 200 ms à partir de l'information complète de lecture du détecteur.

Les jets sont reconstruits à partir d'un algorithme de cône simplifié qui utilise la position du vertex primaire pour déterminer leur impulsion transverse (p_T). Un électron est défini par un cône de largeur $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.25$ et des conditions sur la fraction électromagnétique et la forme des dépôts calorimétriques qui lui correspondent. Des associations sont possibles avec le détecteur de pied de gerbe ou avec des traces reconstruites au niveau L3. Pour les muons, l'information de leur interaction avec les chambres à dérive et les scintillateurs du détecteur à muons est utilisée pour reconstruire des segments de trace de muons à l'intérieur et à l'extérieur du toroïde. Le muon alors dit local peut-être associé à une trace centrale de manière à améliorer la résolution sur la mesure de son impulsion. Des critères d'isolation calorimétrique peuvent aussi être demandés. L'énergie transverse manquante utilise l'étalonnage

offline de l'énergie des cellules. Plusieurs autres quantités comme par exemple l'énergie transverse manquante provenant des jets ($\not\!\!H_T$) sont calculées. La reconstruction des traces s'effectuent à partir des impacts dans le CFT et le SMT. L'efficacité globale de la reconstruction des traces au niveau L3 est d'environ 70 %. Les traces au niveau L3 sont utilisées dans la définition des objets électrons, muons, et pour les algorithmes d'étiquetage des jets de saveurs lourdes.

4.4 Etude et développement des conditions de déclenchement

Depuis 2001, la liste des *triggers* de physique a beaucoup évolué et de nombreuses versions ont été mises en oeuvre. Le principe de conception d'une liste de *triggers* de physique va être illustré sur celle mise en place pendant l'année 2004 et à laquelle j'ai activement participé.

Pour replacer cette conception dans son contexte, il est utile de noter que la liste de *triggers* de physique précédente avait enregistré des données pendant une année de juillet 2003 à juillet 2004, à des luminosités comprises entre 3×10^{31} cm^{-2} s^{-1} et 6.5×10^{31} cm^{-2} s^{-1}. Au delà de 4.5×10^{31} cm^{-2} s^{-1}, à cause des limites imposées par le système de déclenchement d'une part, et le manque d'optimisation de la conception de la liste de *triggers* d'autre part, un nombre important de *triggers* de physique avait dû être désactivés, réduisant considérablement l'ensemble du programme de physique de l'expérience. Le développement d'une liste beaucoup plus performante à plus haute luminosité était donc l'une des priorité de l'expérience. Les performances excellentes du Tevatron pendant l'année 2004 avec des pics de luminosité instantanée d'environ 10^{32} cm^{-2} s^{-1}, a rendu encore plus pressante la conception de cette nouvelle liste de *triggers*,la version v13 de DØ. Cette conception a commencé en septembre 2003 pour s'achever le 28 juin 2004 avec le premier *run* de physique enregistré avec cette version de *trigger*.

4.4.1 Conception d'une liste de trigger

L'objectif est ici de présenter la philosophie de la conception adoptée lors de la création de la liste des *triggers* pour la recherche de phénomènes nouveaux (NP).

Principe

Les *triggers* du NP doivent couvrir un grand nombre de topologies avec des seuils de déclenchements très différents. En pratique, cela signifie qu'il faut être capable de déclencher sur à peux près n'importe quelle combinaison d'électrons, de muons, de taus, de photons, de jets ou encore d'énergie manquante. Approximativement une quarantaine d'analyses doivent être couvertes par une telle liste aussi appelée "menu de *trigger*". Lors de la conception, il faut aussi penser à inclure les *triggers* des analyses qui ne sont pas encore étudiées.

La philosophie générale de la conception d'une liste de *trigger* pour la recherche de phénomènes nouveaux est d'arriver à un menu dit **exhaustif** qui couvre l'ensemble des analyses dans la limite des contraintes de taux de déclenchement. Ceci fait appel à la **redondance** entre de multiples *triggers*. On entend par redondance, le fait d'avoir des *triggers* qui diffèrent de

manière progressive dans les seuils et les conditions de déclenchement appliquées. Ce mécanisme permet de maximiser l'efficacité de déclenchement.

Certains enjeux de la liste des *triggers* peuvent être spécifiques aux recherches menées par un groupe de physique. Par exemple dans le groupe phénomènes nouveaux, on peut citer la nécessité de déclencher sur des électrons de faibles impulsions transverse (< 15 GeV) pour la recherche des signaux `SUSY` trileptons.

Conception mais pour quelle luminosité ?

Pour des raisons de stabilité de la prise de données et afin de préserver des lots de données suffisamment cohérents, importants, et homogènes pour ensuite les analyser *offline*, on ne souhaite pas changer la liste des *triggers* trop fréquemment. Lors de la conception, il faut donc définir quelle est la luminosité maximale que l'on cherche à atteindre pour cette liste de *trigger*. Ceci nécessite de faire des prévisions sur l'augmentation de la luminosité que délivrera le Tevatron pour l'année en cours. D'autre part, on constate fréquemment que la liste des *triggers* est moins efficace lorsqu'elle est mise en ligne par rapport aux performances attendues par la conception. En effet, outre les accidents de parcours liés à certains sous-détecteurs ou à l'électronique du *trigger*, de nombreux effets de non linéarité du taux de déclenchement en fonction de la luminosité n'ont pu être simulés et viennent perturber l'efficacité globale du système de déclenchement. Enfin, ce n'est qu'en faisant l'expérience de mettre en ligne tous les *triggers*, qu'on peut réaliser la performance globale du menu complet. C'est pour minimiser les incertitudes sur les performance attendues qu'un nouvel outil logiciel a été développé au sein de DØ. Cet outil est décrit dans le paragraphe 4.4.2.

La liste des phénomènes nouveaux

La conception que nous allons illustrer repose sur environ 70 *triggers* de physique. Les conditions de *triggers* sont sévères (c'est-à-dire des seuils de déclenchement hauts et/ou incluant des critères supplémentaires comme l'isolation calorimétrique par exemple) pour les objets de faible impulsion transverse (p_T inférieur à 15 GeV). Ces *triggers* sont accompagnés par de nombreux *trigger* alternatifs ayant des conditions de plus en plus relâchées au fur et à mesure qu'on augmente le seuil en p_T (les objets à grand p_T sont plus rares). Il y a environ 380 *triggers* attachés à 118 combinaisons L1/L2 dans cette version de la liste de *trigger*. La plus grande partie concerne les *triggers* pour les phénomènes nouveaux.

4.4.2 Outils de simulation du trigger

Le logiciel de simulation du *trigger* de DØ s'appelle `trigsim`. Un autre logiciel, `trigger_rate_tool`, à été créé pour étendre ses fonctionnalités et sa flexibilité.

Le simulateur `trigsim`

Ce simulateur est utilisé *offline* sur des événements simulés ou des données. Le but de `trigsim` est double. Tout d'abord, il permet de tester et debogger les nouveaux logiciels de *trigger* avant que ceux ci ne soient mis en ligne. Il est utile aussi pour tester les performances du *trigger* et calculer les efficacités des conditions de *trigger* pour les analyses. Dans `trigsim`, le *trigger* de niveau L1 est simulé, et les algorithmes qui s'exécutent aux niveaux L2 et L3 sont

exactement les mêmes que ceux utilisés lors de la prise de donnée.

Dans la réalité, l'utilisation de ce simulateur s'est cependant révélée assez difficile à exploiter. Tout d'abord pour des raisons techniques. Il était en effet rare de trouver une version des logiciels stable pour toute la chaîne de *trigger* et pouvant à la fois tourner sur des données et des événements de la simulation. L'autre raison de ces difficultés d'utilisation, dont l'origine n'est pas imputable spécifiquement à ce logiciel, est que les événements de la simulation ne reproduisent en général pas suffisamment les données. Des efforts pour améliorer `trigsim` ont été entrepris pour le Run IIb sur lesquels nous reviendrons. Dans la pratique, `trigsim` a surtout été utilisé pour la conception des liste de *triggers*. En effet, même si l'échelle absolue d'efficacité du *trigger* n'est pas exacte, dû à des désaccords entre les données et la simulation, la différence entre deux conceptions peut néanmoins être utilisée pour estimer le gain relatif en efficacité et en réjection. Finalement, la complexité et la lenteur d'exécution de `trigsim` a limité son utilisation aux développements de petites listes de *triggers* reposant sur des objets relativement bien maîtrisés. Pour étendre la souplesse du développement des listes de *trigger* et pour permettre d'augmenter leur complexité, un nouveau logiciel a été développé, le `trigger_rate_tool`.

Au niveau des analyses, les efficacités de *trigger* sont obtenues directement à partir des données en fonction de quelques variables simples et indépendantes. Comme nous le verrons dans ce chapitre ce n'est pas toujours aussi simple, par exemple dans le cas des *triggers* jets+$\not\!\!E_T$.

Développement du logiciel `trigger_rate_tool`

L'originalité du `trigger_rate_tool` [59] réside dans la possibilité d'introduire de nouveaux *triggers* dans une liste complète de *triggers* (plusieurs centaines correspondants aux différents groupe de physique) et d'estimer leur coût en terme de taux de déclenchement, ainsi que leurs corrélations avec les autres *triggers* de la liste. Auparavant, cette optimisation n'était possible que dans le cas de listes très restreintes et de manière itérative en sacrifiant de nombreuses heures de luminosité en prenant des données dans des conditions spéciales de déclenchement. Il est désormais possible, avec `trigger_rate_tool`, d'éviter de perdre ce temps précieux de prise de données de physique en optimisant directement et rapidement une liste complète et complexe de *triggers* à partir d'un seul *run* dédié à cette étude. Ce genre d'outil pourrait très bien être appliqué aux expériences au LHC qui feront face au même genre de problématiques.

`Trigger_rate_tool` est un outil logiciel *offline* d'utilisation très simple qui permet d'évaluer en quelques secondes le taux de déclenchement de chaque *trigger* à une luminosité donnée. Il permet en outre de connaître l'importance de l'ajout ou du retrait d'un *trigger* dans la liste puisqu'il fournit sa contribution propre en Hz, c'est-à-dire la part qui n'est pas déclenchée par les autres *triggers* déjà présents dans la liste. Il est facile de rajouter un nouveau *trigger*, d'en concevoir un nouveau, ou de simplement modifier les seuils de ceux existants par l'édition d'un fichier ASCII. `Trigger_rate_tool` utilise les informations provenant des sous-détecteurs disponibles aux niveau L1, L2, L3 et reconstitue - on dit aussi émule - chacun des termes présents dans les conditions des *triggers* de physique. Par exemple au niveau L3, on calcule pour chaque événement combien de candidats électromagnétiques satisfont une des 17 définitions disponibles pour un objet EM. Ces définitions exploitent par exemple la forme des gerbes

électromagnétiques et des critères d'isolation. Finalement tous les cas possibles sont émulés pour les électrons, photons, jets, traces, muons, taus, ainsi que les conditions sur le vertex primaire ou le paramètre d'impact des traces associées aux jets. La comparaison des taux de déclenchement *online* par rapport à ceux prédits par `trigger_rate_tool` est illustrée par la Fig. 4.2.

Cet outil de simulation du *trigger* est très flexible et facilement modifiable pour étudier des nouveaux algorithmes de *trigger* avant de les implementer dans l'environnement complet du système de *trigger*. Cette capacité d'étude et de réponse rapide s'est avérée très importante avec l'augmentation rapide de la luminosité.

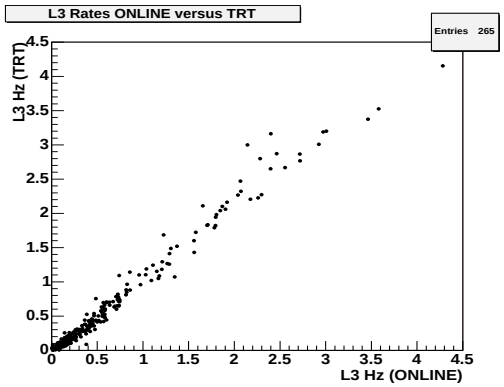


FIG. 4.2 – *Taux de déclenchements en Hz obtenus à l'aide du* `trigger_rate_tool` *(TRT) pour le troisième niveau de déclenchement (L3) par rapport à ceux observés lors de la prise de donnée (online) pour une luminosité de* 6×10^{31} cm^{-2} s^{-1}.

4.4.3 Description des triggers

Cette section résume le résultat de la conception de la liste des *triggers* pour la recherche de phénomènes nouveaux. La liste peut-être décrite en sous-catégories correspondant aux objets suivants : EM (électromagnétique) et DiEM (deux objets électromagnétiques), μ (muon), Di-μ (deux muons), μ+EM, leptons+jets, taus et Di-taus (τ), jets+$\not\!\!E_T$ (jets et énergie transverse manquante).

Triggers EM et DiEM :

La recherche d'états finals exotiques et les mesures de précisions requièrent la capacité de déclencher sur des électrons et photons appartenant à un spectre en E_T très large.

La difficulté majeure consiste à déclencher sur des objets de bas E_T. Des leptons à grand E_T ($\simeq$ 100 GeV) sont prédits par des modèles de dimensions supplémentaires ou encore dans le cas de nouveaux bosons de jauge lourds. Les électrons de 20 à 50 GeV sont produits lors des désintégrations de bosons W et Z. Ces électrons sont très importants pour les mesures de précision électrofaible (comme la mesure de la masse du W), mais également pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans les modes de production associée

WH et ZH. Des photons avec des E_T du même ordre sont attendus dans les modèles SUSY GMSB. La production de leptoquark produirait également des électrons dans le même domaine cinématique accompagnés de jets, avec des topologies semblables à la production de quark top se désintégrant dans des états finals avec leptons. Les électrons issus de désintégrations leptoniques de τ provenant de W et Z sont caractérisés par des énergies transverse plus basses, entre 5 GeV et 25 GeV. La même gamme d'énergie s'applique pour les désintégrations leptoniques de gaugino lors des productions de chargino/neutralino en supersymétrie. L'énergie transverse des électrons des désintégrations leptoniques de τ issus de jauginos sont aussi de très petites valeurs, c'est-à-dire semblable à des électrons provenant de resonances de Υ et J/ψ (désintégrations très importantes pour l'étalonnage du calorimétrique et les études d'efficacité avec des leptons en général). Bien entendu, des modèles de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard pourraient tout aussi bien produire des états finals qui n'ont pas pu être cité ci-dessus.

La suite de *trigger* électromagnétique s'attache donc à prendre en compte l'ensemble de ces topologies en fournissant un menu de *trigger* très exhaustif aussi efficace que possible sur tout le spectre en énergie tout en restant dans les limites des taux de déclenchement possible pour ces objets (un tiers de la liste des *triggers* est consacré aux EM et DiEM, soit environ 15 Hz au L3).

Le menu EM commence avec des conditions relâchées à grand E_T. Les conditions sont progressivement renforcées au fur et à mesure que le seuil de déclenchement sur E_T diminue. Deux stratégies sont utilisées en parallèle : durcir les conditions d'identification des électrons (ou photons) et rajouter des objets dans la condition de *trigger*.

- La première stratégie utilise l'isolation au niveau L2 et la forme des gerbes au niveau L3 pour les *triggers* electrons/photons. Les *triggers* purement électrons peuvent durcir les conditions en demandant des traces dans l'événement, éventuellement une association trace-électron aux niveaux L1/L2 et L3. De façon à réduire davantage le taux de mauvais électrons sélectionnés, il est possible d'ajouter un critère d'isolation sur la trace. Les *triggers* basés sur des variables calorimétriques et des conditions de traces peuvent être combinés de manière complémentaire afin d'augmenter l'efficacité et fournir un maximum de redondance dans les conditions. Pour la région de plus bas E_T, il est nécessaire d'utiliser à la fois les conditions calorimétriques et celles des traces.

- La deuxième stratégie est destinée aux signaux de physique qui ont des topologies avec plus d'un objet dans l'état final. Ces *triggers* demandent par exemple une trace supplémentaire aux niveaux L1/L2 ou L3 comme pour les signaux di- ou multi-leptons. On peut parfois ajouter une condition d'énergie transverse manquante au niveau L3 (recherche du boson de Higgs, de la supersymétrie, $W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow \tau\tau$), ou encore un autre électron/photon (topologies di- ou multi-leptons, leptons+jets).

Le menu EM et DiEM est constitué d'une vingtaine de *trigger* au niveau L1/L2 et L3. Dans les analyses, la stratégie de déclenchement consiste à demander plusieurs *triggers* avec les mêmes conditions L3 mais des conditions niveau L1/L2 qui diffèrent afin d'augmenter l'efficacité de déclenchement du L1/L2.

Les *triggers* EM peuvent être utilisés en complément des *triggers* DiEM pour les mêmes raisons. Le *trigger* électromagnétique CEM(1,11) demande une tour de *trigger* électromagnétique au niveau L1 avec $E_T > 11$ GeV. Un événement où l'énergie est étalée sur plus d'une tour de *trigger* est pris en compte en combinant ce *trigger* avec CEM(2,3)*CEM(1,9) et CEM(2,6)[1]. Ces *triggers* constituent la base des *triggers* DiEM au niveau L1. Au niveau L2, le seuil est augmenté à 15 GeV. Si des critères d'isolation sur les EM et sur les traces sont ajoutés le seuil peut être descendu jusqu'à 6 GeV. Le menu DiEM commence à 18 GeV au niveau L2 pour finir aussi bas que 3 GeV en demandant une trace au niveau L1 et une trace associée au niveau L2 et des critères de qualités sur les traces. Le niveau L3 utilise la lecture de précision du détecteur et commence avec un dépôt dans un cône simple de rayon 0.25 avec $E_T > 90$ GeV. Le *trigger* dit SHT22, qui requiert un objet EM de plus de 22 GeV avec des conditions sévères sur la forme des gerbes est le dernier *trigger* électron et photon de la liste. Au dessous de ce seuil, des critères sur les traces sont appliqués. Le plus petit seuil pour le *trigger* EM est 10 GeV : le *trigger* IT10SHT10 requière des conditions sévères sur la forme des gerbes et une association avec une trace isolée de $p_T > 10$ GeV, l'isolation étant définie par un cône de rayon 0.4 autour de la trace dans le calorimètre.

Le menu DiEM au niveau L3 commence à 20 GeV avec des critères doux sur les gerbes électromagnétiques, c'est-à-dire une fraction électromagnétique de la gerbe supérieure à 90%. Le *trigger* 2SH10 impose deux gerbes électromagnétiques de plus de 10 GeV avec des critères supplémentaires sur la forme des gerbes. Les *triggers* DiEM de plus bas p_T sont destinés aux électrons uniquement. En effet, pour garder les taux des déclenchement suffisamment bas, il est nécessaire de demander des traces associées. Deux électrons avec $E_T > 5$ GeV, provenant de désintégration de Υ par exemple, sont déclenchés par 2T5SH5. Ce *trigger* requiert des conditions relâchées sur la forme de la gerbe qui doit être associée avec une trace de plus de 5 GeV. En demandant $\not{E}_T > 15$ GeV, le seuil sur le *trigger* EM peut descendre jusqu'à 8 GeV. Certains *triggers* requièrent, en plus du dépôt électromagnétique, une trace dans l'événement. Cette trace couvre les topologies ayant un électron, un muon, où un lepton tau (ces *triggers* sont aussi utilisés dans le menu des *triggers* pour les taus). L'inefficacité de la coupure sévère sur la forme des gerbes (i.e SHT) dans le *trigger* T7SHT8_2TRK5 (une trace de 7 GeV associée avec une gerbe d'au moins 8 GeV, et 2 traces dans l'événement de $p_T > 5$ GeV), est compensée par le *trigger* IT7SH8_2TRK5 qui a une coupure relâchée sur la forme de la gerbe mais qui requiert une trace isolée dans le trajectomètre.

Triggers Muon et DiMuon :

Le groupe de *triggers* Muon+X (X pouvant être n'importe quel autre objet) représente environ 15 Hz au niveau L3. Le principe est le même que celui détaillé pour le menu électromagnétique. Une partie de l'inefficacité du *trigger* qui demande un muon d'au moins 15 GeV est récupérée par le *trigger* qui demande un muon d'au moins 12 GeV mais associé à une trace. Au delà de 8×10^{31} cm^{-2} s^{-1}, il n'était plus possible de maintenir cet ensemble de *trigger* dans la liste des *triggers*. Dans les listes de *triggers* qui ont suivi, une augmentation des seuils sur le p_T des muons de ces *triggers* a été appliquée afin de pouvoir maintenir les *triggers* DiMuon à haute luminosité. Une des principales limitations pour les *triggers* muon provient

[1] CEM(n,x) signifie n tours de *trigger* électromagnétiques de plus de x GeV

des effets de non-linéarité dans les taux de déclenchements quand la luminosité instantanée augmente.

Triggers Muon + EM :

Les deux principaux *triggers* Muon+EM sont MUEMx_SHT7 et MMxLEL12. Par exemple MUEM1_SHT7 signifie que le *trigger* déclenche au niveau L1 si on a de l'information dans le détecteur à muon. On demande également une tour de *trigger* EM de plus de 3 GeV. Au niveau L2, on demande un dépôt EM de plus de 6 GeV. Enfin, au niveau L3, on requiert un électron de plus de 7 GeV satisfaisant des conditions sévères sur la forme des gerbes. Pour MM1LEL12, le muon doit être associé à une trace de plus de 1.5 GeV au niveau L1 sans autre condition sur les tours calorimétriques. Au niveau L2, la condition sur le muon est renforcée en affinant les critères de qualité sur celui-ci mais sans imposer de condition sur le p_T. Enfin au niveau L3, la condition est la même que pour MUEM1_SHT7. Le *trigger* MUEM1_SHT7 reste présent dans la liste des *triggers* à toute les luminosités instantanées considérées par cette liste de *trigger*. La bande passante utilisée est globalement d'environ 4 Hz au niveau L3.

Triggers Leptons + jets :

Les *triggers* Leptons+jets sont principalement utilisés par les groupes qui étudient la physique du top ou recherchent le boson de Higgs. Ces *triggers* représentent environ 5 Hz au niveau L3. On demande par exemple un électron (SHT) de plus de 15 GeV et deux jets de 25 et 20 GeV. Ce *trigger* reste toujours présent dans la liste.

Triggers Tau et DiTau :

Deux *triggers* principaux sont définis pour identifier les événements avec un ou deux taus dans l'état final. L'amélioration principale apportée a été la mise en oeuvre de réseaux de neurones basés sur les informations calorimétriques au niveau L3. Le *trigger* avec un tau est principalement motivé par la mesure de la section efficace de production du boson W les recherches de W exotiques, ou toutes autres analyses de recherche de phénomènes nouveaux. Le *trigger* DiTau est axé sur la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux taus. Contrairement aux électrons ou aux muons, les taus se désintègrent avant d'atteindre les sous-détecteurs. La désintégration peut s'identifier en recherchant un jet très collimé qui provient principalement d'un seul hadron chargé, éventuellement accompagné par un ou plusieurs π^0. Plusieurs catégories de taus sont alors distinguées correspondant à ces différents cas de figures liés à la présence (ou pas) de traces associées et de dépôts électromagnétiques.

Au niveau L1, une trace isolée de plus de 10 GeV est imposée. Au niveau L2, la condition est durcie en demandant un jet de 7 GeV associé à cette trace. Finalement au L3, un tau de plus de 10 GeV est recherché. Un seuil à 10 GeV sur le $\not\!\!E_T$ est aussi utilisé pour certains *triggers*. Pour le *trigger* DiTau, le même principe est appliqué en demandant deux jets au dessus de 5 GeV associés à des traces de plus de 10 GeV.

Au dessus de 3.5×10^{31} cm^{-2} s^{-1}, le *trigger* τ était retiré de la liste des *triggers* à cause d'un taux de déclenchement trop important principalement dû à des seuils trop bas sur la sortie du réseau de neurones. Augmenter ces seuils aurait provoqué une grande inefficacité de

sélection des candidats taus et rendu inutilisable ces *triggers*. Ce *trigger* néanmoins est resté présent pour les basses luminosités principalement pour la mesure de la section efficace du boson W. De façon à permettre de maintenir ce *trigger* à toute luminosité, le seuil sur le p_T du tau a été augmenté et une trace isolée de plus de 10 GeV ajoutée dans les conditions. Le *trigger* DiTau est lui en revanche plus robuste aux hautes luminosité.

La coupure sur le réseau de neurones est efficace à 70% pour sélectionner un tau. Par la suite, plusieurs combinaisons de conditions ont été mises en oeuvre pour compenser cette inefficacité : augmentation de la coupure du p_T du deuxième tau et diminution de la condition sur la sortie du réseau de neurones. La bande passante de ces *triggers* est de quelques Hz.

Triggers jet+MET :

Ce groupe de *triggers* fait l'objet de la prochaine section.

- [57] DØ Note 4641, *The v13 physic trigger list and the New Phenomena triggers*, A. Duperrin, U. Bluemenschein, V. Buescher, J.-F Grivaz, A. Patwa, R. Stroehmer, (2004)
- [59] DØ Note 4640, *The trigger_rate_tool package : a tool to estimate rates and overlaps for the development of physics trigger lists*, V. Buescher, A. Duperrin, R. Jesik, P. Jonsson, A. Patwa, K. Stevenson, A. Turcot, B. Vachon, M. Verzocchi, (2004)
- [60] DØ Note 3940, *A propagator tool for the L3 trigger*, A. Duperrin, (2001)

4.5 Triggers jets + $\not\!\!E_T$

La possibilité de déclencher sur des topologies impliquant des jets et de l'énergie transverse manquante étaient pratiquement inexistante à DØ jusqu'à l'hiver 2003. Ces topologies sont cependant très importantes pour le programme de physique puisqu'elles concernent aussi bien la recherche du boson de Higgs dans le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ que la recherche de particules supersymétriques dans le canal $\tilde{b}\bar{\tilde{b}} \rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$ pour ne citer que ces exemples. Nous allons décrire la conception d'un *trigger* dédié à ce type de topologies.

4.5.1 Conception

La simulation du détecteur est imparfaite notamment pour des topologies complexes impliquant des jets et de l'énergie manquante. Des études [61] ont montré que `trigsim` simule raisonnablement le *trigger* mais que le problème est fondamentalement dans la simulation des dépôts d'énergie dans le détecteur. Naturellement, la simulation du *trigger* qui hérite de cette simulation imparfaite ne va pas décrire correctement les données. Les efficacités du *trigger* jets+$\not\!\!E_T$ estimées sur la simulation seront alors inexactes car la réponse des jets est surestimée d'environ 15%. Modifier la simulation du détecteur dépassant largement le cadre de cette étude, une solution plus pragmatique a été choisie. En utilisant une paramétrisation de la réponse - mesurée dans les données - des objets de base qui servent à la décision du *trigger* (en l'occurrence les jets pour cette première version), on a pu simuler de manière satisfaisante la décision du *trigger*.

Il est utile de noter que ce *trigger* est beaucoup plus complexe que ceux, par exemple, sur les objets électromagnétiques. Dans le cas des *triggers* EM décrit précédemment, l'efficacité du

trigger peut-être déterminée uniquement en fonction des propriétés de l'objet électromagnétique en jeu dans le déclenchement (typiquement p_T et η_d). Dans le cas d'un *trigger* jets+$\not\!\!E_T$, il y a plusieurs objets, par exemple plusieurs jets, et la topologie intervient dans la décision du *trigger* : deux jets dos à dos dans le plan transverse ne sont pas équivalents à deux jets de faible ouverture angulaire.

Le signal et le bruit de fond

Le signal choisi pour la conception correspond à la production associée du boson de Higgs et du Z dans le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$. L'échantillon est simulé avec un boson de Higgs de masse 115 GeV. Notons, que le *trigger* n'a besoin d'être efficace que pour les événements sélectionnés au niveau de l'analyse *offline*. Des coupures de sélection relativement relâchées sont appliquées au préalable pour définir l'échantillon de référence qui va servir pour l'étude. On demande principalement :

- 2 jets centraux ($\eta_d < 2$), de faible impulsion transverse (p_T supérieur à 20 et 15 GeV)
- $\not\!\!E_T > 35$ GeV
- $\Delta\phi_{min}(\not\!\!E_T, jets) > 30°$ (contre le bruit de fond multijets)

L'efficacité de cette sélection est d'environ 45%. L'échantillon de référence pour le bruit de fond provient des données du fait de la difficulté à simuler suffisamment bien des événements multijets.

Conditions aux niveaux L1, L2, et L3

Au niveau L1, la seule information disponible était le nombre de tours de *trigger* et leur énergie transverse. Le terme choisi CJT(3,5), c'est-à-dire 3 tours[2] de *trigger* de plus de 5 GeV, était déjà présent dans la liste des *triggers* au moment de la conception et il permet un taux de déclenchement acceptable de 140 Hz à 4×10^{31} cm^{-2} s^{-1}. L'efficacité de cette condition de déclenchement pour le boson de Higgs est d'environ 80% par rapport aux événements de l'échantillon de référence défini ci-dessus. La résolution sur les jets au niveau L3 étant bien supérieure par rapport à celle au niveau L2, les conditions de *trigger* au niveau L3 ont été déterminées avant celles du niveau L2. Les conditions du niveau L2 ont ensuite été imposées de sorte à ne pas modifier l'efficacité globale du *trigger*, mais assurer la réduction des taux de déclenchement sur le bruit de fond.

On définit $\not\!\!H_T = |\sum_{\text{jets}} \vec{p_T}|$, la somme vectorielle des impulsions transverses des jets dans l'événement. Cette variable est équivalente à un $\not\!\!E_T$ construit uniquement avec la contribution provenant des jets. Une condition sur le $\not\!\!H_T$ au niveau L3 d'au moins 30 GeV permet de préserver la plupart du signal tout en réduisant le taux de déclenchement à environ 2 Hz pour une luminosité de 4×10^{31} cm^{-2} s^{-1}. La variable $\not\!\!H_T$ est aussi utilisée au niveau L2 et calculée à partir des jets construits avec des tours de *trigger* 5×5. Une coupure à 20 GeV au niveau L2 conduit à un taux de déclenchement de 30 Hz.

[2]La recherche d'un état final avec deux jets suggérerait l'utilisation du *trigger* CJT(2,5) au lieu de CJT(3,5). La bande passante de CJT(2,5) serait d'une part trop élevée, et d'autre part la taille des jets est en moyenne plus grande que celle d'une seule tour de *trigger*.

4.5.2 Paramétrisation et simulation du trigger

Dans ce paragraphe, le principe de cette simulation paramètrée va être succinctement résumé. Un certain nombre de détails techniques et de corrections plus raffinées sont passés sous silence pour simplifier la présentation.

Le but de cette simulation paramètrée est de reproduire la réponse du *trigger* à partir de l'information provenant de la reconstruction complète *offline* des objets impliqués dans la décision de déclenchement. En d'autres termes, il faut paramètrer la réponse individuelle des jets *online* par rapport aux jets *offline*. Les différences qui existent entre ces jets doivent être prise en compte pour obtenir une paramétrisation du *trigger* qui soit correcte. En effet, l'algorithme de reconstruction des jets au niveau L3 est adapté au système de déclenchement avec une version simplifiée (c'est-à-dire plus rapide) de celui utilisé dans la reconstruction complète.

Pour réduire les différences dans la définition des jets, l'algorithme de jets au niveau L3 est appliqué sur les cellules *offline*. Ces objets se distinguent des jets de la reconstruction complète principalement par l'absence d'étalonnage de leur énergie (JES pour *Jet Energy Scale*), des seuils en énergie de reconstruction des algorithmes qui commencent à 9 GeV au niveau L3 au lieux de 8 GeV *offline*, des corrections de non-linéarité, et les cellules bruyantes du calorimètre. Le p_T des jets est obtenu à partir de la position du vertex primaire L3. Certaines parties du calorimètre (traditionnellement plus bruyantes) ne sont pas comptées dans l'énergie des jets au niveau L3. Finalement, afin de placer les jets des événements simulés sur la même échelle d'énergie que celle des données, ces nouveaux jets *offline* sont tout d'abord corrigés de la `JES` de la simulation, la correction `JES` des données est ensuite soustraite. L'énergie des jets de la simulation correspond ainsi à des jets non étalonnés comme ceux présents dans les données au niveau du *trigger*. On construit ensuite l'ensemble des variables du *trigger* comme par exemple $\not{H}_T$ ou H_T, les sommes vectorielle et scalaire des impulsions transverses de ces jets modifiés.

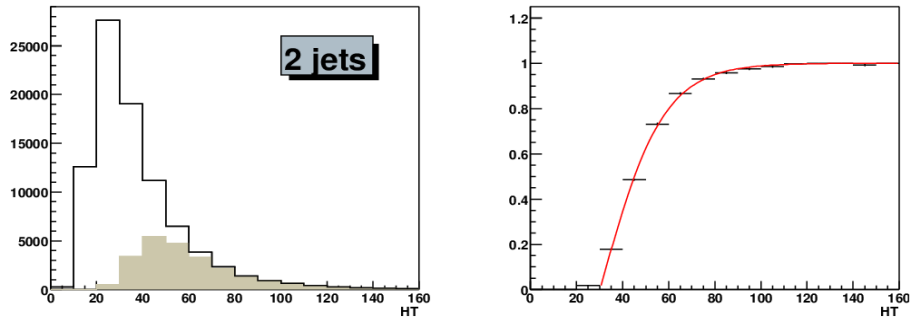


FIG. 4.3 – *Distribution (figure de gauche) de H_T pour tous les événements (histogramme) à 2 jets et ceux satisfaisant (histogramme grisé) la condition CJT(3,5) du trigger jets+$\not{E}_T$ au niveau L1, et l'efficacité (figure de droite) de trigger correspondante paramètrée.*

La décision au niveau L1, basée sur le nombre de tour de *trigger* au dessus de 5 GeV, est fortement corrélée à l'énergie totale provenant des jets, c'est-à-dire H_T. Le résultat de la paramétrisation dans les données est représenté dans la Fig. 4.3 dans le cas où on a deux

jets dans l'état final sur un lot de données ayant été déclenchées par des *triggers* ne faisant intervenir que des muons (c'est-à-dire avec des conditions indépendantes du calorimètre). Au niveaux L2 et L3, les jets *online* sont associés aux jets *offline* modifiés en utilisant la distance angulaire $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$.

Les données utilisées correspondent à des événements ayant déjà déclenché le premier niveau basé sur CJT(3,5). Cette association angulaire est utilisée pour décider si un jet est reconstruit au niveau L2 ou L3. On corrige ensuite l'énergie *offline* du jet pour que celle-ci soit étalonnée à la valeur mesurée dans les données au niveau *online*. Finalement, on construit les quantités qui interviennent dans le *trigger*, en l'occurrence $\not{H}_T$. D'autres variables ont été considérées comme par exemple H_T, mais aucune ne s'est révélée supérieure à $\not{H}_T$. La comparaison entre la simulation du *trigger* et les données aux niveaux L2 et L3 est montrée dans la Fig. 4.4 pour $\not{H}_T$. On observe un bon accord au-delà des seuils choisis sur $\not{H}_T$ de 20 GeV au niveau L2 et 30 GeV au niveau L3.

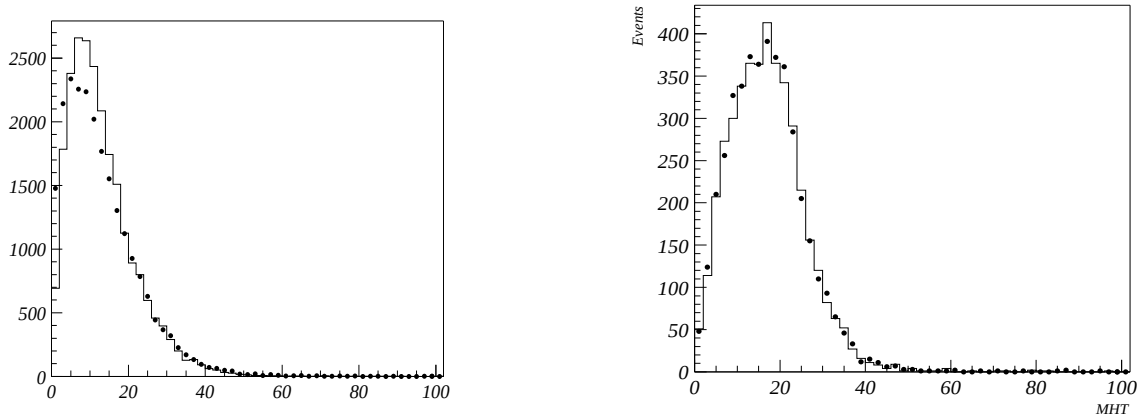


FIG. 4.4 – *Distribution de $\not{H}_T$ (MHT) au deuxième (gauche) et troisième niveau (droite) de déclenchement pour les événements observées (histogramme) et les événements simulés (points) du trigger jets+$\not{E}_T$.*

4.5.3 Performances

Le taux de déclenchement obtenu pour ces premières versions de *trigger* jets+$\not{E}_T$ est de 1.9 Hz pour une luminosité de 4×10^{31} cm^{-2} s^{-1}. L'efficacité globale du *trigger* est de 50% sur le signal par rapport à l'échantillon de départ simulé. Après les coupures de présélection, l'efficacité du *trigger* est d'environ 70%. L'impact sur la distribution $\not{H}_T$ des événements du signal de chaque niveau du *trigger* est illustré dans la Fig. 4.5. On voit que l'inefficacité est principalement dûe à la condition au niveau L1. L'amélioration du L1CAL au Run IIb va permettre, comme nous le verrons dans la section suivante, d'augmenter fortement l'efficacité du *trigger* au niveau L1 pour le signal Higgs.

L'efficacité du *trigger* jets+$\not{E}_T$ a également été évaluée dans le cas de la production de paires de *sbottoms*, chaque *sbottom* ($\tilde{b}$) se désintégrant en $\tilde{b} \to b\tilde{\chi}_1^0$, où le neutralino $\tilde{\chi}^0$ est la particule supersymétrique la plus légère et échappe à la détection. L'état final est par conséquent le même

que celui de la recherche du boson de Higgs. Les événements ont été simulés pour une masse de sbottom et de neutralino de 125 GeV et 40 GeV respectivement. La même présélection que pour celle du boson de Higgs est appliquée et retient 45% des événements. L'efficacité globale du *trigger* est de

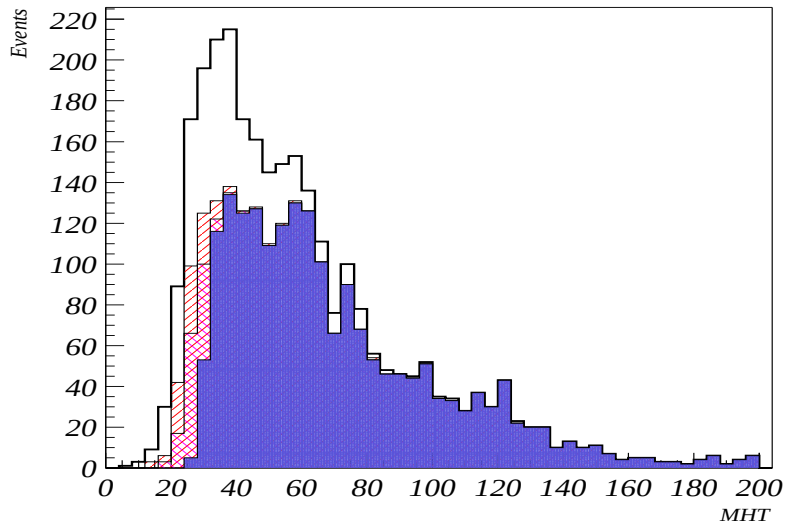


FIG. 4.5 – *Distribution de $\not\!\!H_T$ pour les événements de la simulation du $HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ sélectionnés (trait plein), ceux qui ont passé le trigger de premier niveau L1 (hachure), de niveau L2 (double hachure), et de niveau L3 (histogramme plein) du trigger jets+$\not\!\!E_T$.*

4.5.4 Evolution du trigger au Run IIa

L'augmentation continuelle de la luminosité (atteignant des valeurs de l'ordre de 1.7×10^{31} cm^{-2} s^{-1} à la fin du Run IIa en mars 2006) a imposé un durcissement des conditions du *trigger* jets+$\not\!\!E_T$. Accroître la coupure sur $\not\!\!H_T$ aurait trop réduit l'efficacité du *trigger* pour la recherche du boson de Higgs. En effet, à un boson de Higgs de 115 GeV, correspond en moyenne un $\not\!\!E_T$ de l'ordre de 30 GeV. Comme la majorité du bruit de fond provient des processus multijets dominés par deux jets dos à dos, une coupure dite d'acoplanarité à été ajoutée au niveau L2 et au niveau L3 pour réduire de 30% les taux de déclenchement du *trigger*. L'acoplanarité, fixée à $\Delta\phi < 170°$, est définie par l'angle entre les deux jets dans le plan transverse au faisceau.

Pour diminuer davantage les taux de déclenchement, le *trigger* jets+$\not\!\!E_T$ a été divisé en deux catégories. Ce *trigger* couvrait initialement des topologies allant des monojets jusqu'à la recherche de *gluinos* (pouvant avoir plus de trois jets dans l'etat final). Deux *triggers* ont été créés, l'un pour les analyses dites "dijets acoplanaires" (comme pour la recherche du boson de Higgs ou du *sbottom*), l'autre pour les analyses multijets (comme la recherche des *gluinos*). Ces deux *triggers* ont incorporé une nouvelle coupure en H_T à 50 GeV et 125 GeV respectivement. On impose au *trigger* multijets, qui n'a pas la coupure en acoplanarité, d'avoir au moins trois jets d'impulsion supérieure à 20 GeV.

Le *trigger* dijets acoplanaires a nécessité le développement de nouveaux outils qui ont dû être certifiés avant d'être incorporés dans le système de déclenchement de l'expérience. Ce type de développements doit être anticipé plusieurs semaines ou mois à l'avance du fait du temps nécessaire au processus de certification et de la mise en oeuvre au niveau de la prise des données. Ce processus, bien qu'assez contraignant, est cependant nécessaire à l'obtention d'un système de déclenchement performant. Ces étapes de certifications sont importantes pour éviter les mauvaises surprises lors de la prise de données qui serait alors interrompue par la présence d'une erreur dans l'un des outils de la liste des *triggers*. Il est donc nécessaire d'avoir des outils extrêmement robustes pour garantir la stabilité de la prise de donnée. Le *trigger* dijets acoplanaire a ainsi pu bénéficier du développement d'outils comme par exemple d'une coupure sur l'angle minimum entre les jets et le $\not\!\!H_T$ à 25°. Cette coupure est efficace contre le bruit de fond multijets dont les événements ont tendance à avoir un $\not\!\!E_T$ aligné avec l'un des jets.

4.5.5 Notes de collaboration

- [61] DØ Note 4315, *A trigger for Jets and Missing ET*, A. Zabi, L. Duflot, J.-F. Grivaz, P. Verdier, and A. Duperrin, (2003)

4.6 Amélioration du système de trigger pour la haute luminosité

Le système de déclenchement du Run IIb a été considérablement amélioré pour faire face à l'augmentation de la luminosité instantanée. Initialement, l'amélioration des performances du Tevatron devait s'accompagner aussi d'une réduction du temps de croisement des faisceaux. Il était ainsi prévu qu'au delà d'une luminosité instantanée de 0.8×10^{32} cm^{-2} s^{-1} (celle du Run IIa), le temps de croisement des faisceaux du Tevatron devait être réduit de 396 ns à 132 ns, réduisant significativement le nombre d'interaction par croisement et par conséquent le taux d'occupation des détecteurs. Cette dernière amélioration du Tevatron n'ayant pas eu lieu, le système de *trigger* a dû faire face à cette difficulté supplémentaire.

4.6.1 Le système de trigger au Run IIb

Au Run IIb [68, 69], les taux maximum de déclenchement restent limités à environ 2 kHz au niveau L1, et 1 kHz au niveau L2 à cause du temps nécessaire pour digitiser les signaux du calorimètre. Finalement, le niveau L3 reste aussi limité à environ 50-100 Hz essentiellement pour des raisons de coût budgétaire lié au stockage des données et des ressources pour la reconstruction *offline* des événements. Mêmes si les taux de déclenchement sont identiques à ceux du Run IIa, les nombreuses améliorations apportées au Run IIb offrent une bien plus grande précision et flexibilité sur les objets identifiés au niveau L1.

Les améliorations majeures du système de déclenchement ont été :
- le *trigger* calorimétrique au niveau L1 (L1CAL)
- le *trigger* de traces centrale au niveau L1 (L1CTT)

- la possibilité nouvelle au niveau L1 d'associer les dépôts d'énergie dans le calorimètre avec des traces (L1CALTrack)
- les nouveaux processeurs du niveau L2 (L2 Beta)
- le *trigger* de niveau L2 sur les traces du détecteur au silicium (L2STT)

D'autres modifications de moindre envergure ont aussi été mises en oeuvre comme par exemple pour le système à muon qui a bénéficié par exemple d'une augmentation du nombre de seuils de déclenchement. Pour le niveau L3, de nouveaux processeurs ont été ajoutés pour accélérer le traitement des algorithmes suite à l'augmentation de l'occupation dans les détecteurs à haute luminosité. D'autre part, des études d'optimisation des algorithmes ont été menées au niveau L3, notamment avec la mise en oeuvre d'un nouvel algorithme de reconstruction de traces.

Le trigger L1CAL

Le système de *trigger* du calorimètre au niveau L1 a été en opération pendant environ 15 ans avant d'être changé pour le Run IIb [70]. L'amélioration majeure provient de la possibilité de reconstruire des objets comme des électrons, des jets ou même des taus dès le niveau L1. La mise en oeuvre de cet algorithme est basé sur le principe de recherche de dépôt d'énergie à l'aide d'une "fenêtre glissante" de largeur fixe optimisée en fonction des objets recherchés. Cette fenêtre se déplace dans la grille des 40×32 tours de *triggers* de largeur $\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$ et cherche à optimiser l'énergie transverse totale dans cette grille. La fraction électromagnétique des objets ainsi reconstruits est également calculée. Cette méthode n'est pas seulement basée sur le comptage du nombre de tour de *trigger* comme au Run IIa, mais sur des regroupements optimisés de tours, permettant d'améliorer de manière importante les performances du *trigger*. En effet, la taille des jets étant plus grande que celle d'une tour de *trigger* seulement une fraction de l'énergie du jet est enregistrée dans une tour de *trigger*. L'efficacité de déclenchement d'un jet de 40 GeV par une tour de *trigger* de plus de 5 GeV n'est seulement que de 80% au Run IIa.

L'algorithme utilisé pour le Run IIb est beaucoup plus performant et a été développé pour les besoins du niveau L1 du *trigger* de l'expérience ATLAS [71]. Les objets électromagnétiques, jets ou leptons de type tau peuvent se caractériser par leur dépôt d'énergie dans le calorimètre. Les jets ont tendance à développer des gerbes étendues qui déposent de l'énergie dans la partie électromagnétique (EM) et à hadrons du calorimètre (HAD). L'algorithme a été optimisé pour identifier ces jets à l'aide d'une fenêtre utilisant 2×2 tours de *trigger*. Les gerbes des objets électromagnétiques sont plus fines et ont tendance à déposer peu d'énergie dans la partie à hadrons du calorimètre, la fenêtre utilise 2×1 tours de *trigger* et la fraction EM/HAD est ajoutée pour affiner la sélection. Finalement, les taus ressemblent à des jets collimés, et la fraction d'énergie du centre du jet par rapport aux tours voisines est prise en compte pour l'identification. Avec cette nouvelle définition au niveau L1, 80% de l'énergie des jets est contenue dans la fenêtre définie.

Une amélioration importante du système de *trigger* est aussi liée à la possibilité de déclencher dès le niveau L1 sur l'énergie transverse manquante. Au Run IIa, cette possibilité n'était offerte qu'au niveau L3. Le $\not\!\!E_T$ au niveau L1 (L1MET) est calculé à partir des tours de

trigger électromagnétiques et à hadrons en se restreignant aux couches où la segmentation est la plus fine pour la partie à hadrons (FH). Un seuil de 1 GeV au dessus des piédestaux est appliqué pour le calcul de l'énergie transverse.

Enfin, un *trigger* topologique a été mis en oeuvre pour faire des vetos sur les topologies ayant deux jets opposés dans le plan transverse, permettant ainsi de rejeter une grande partie du bruit de fond dijets `QCD`.

Le trigger L1CTT

Au Run IIa, l'algorithme de reconstruction des traces utilise les impacts enregistrés dans les fibres scintillantes du CFT. Un impact correspond à deux fibres scintillantes juxtaposées touchées, comme illustré dans la Fig. 4.6 pour l'un des 80 secteurs du *trigger* L1CTT. L'inconvénient de considérer des doublets est que le L1CTT déclenche alors sur chaque événement dès qu'on atteint un taux d'occupation de l'ordre de 30%, ce qui se produit dans 50% des cas pour une luminosité de l'ordre de 3×10^{32} cm^{-2} s^{-1}. Au Run IIb, les algorithmes des FPGA ont été améliorés pour autoriser la recherche de traces candidates provenant de l'impact d'une seule fibre (au lieu de deux) réduisant ainsi l'ambiguïté sur la position, c'est-à-dire le nombre de coincidences à tester comme illustré par la Fig. 4.7.

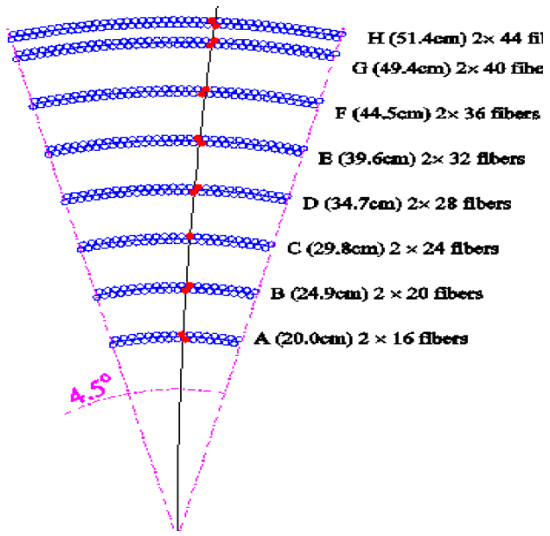


FIG. 4.6 – *L'un des 80 secteurs du détecteur de fibres scintillantes utilisé pour la reconstruction des traces dans le trigger.*

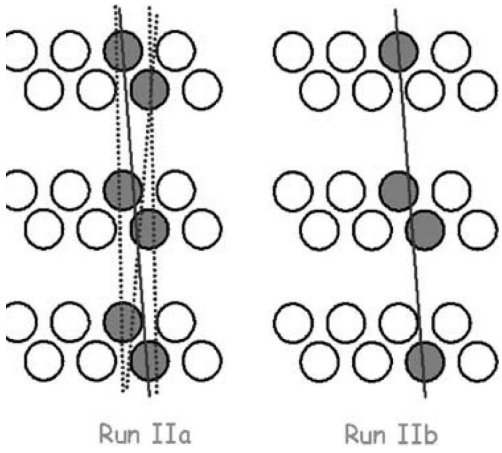


FIG. 4.7 – *Exemple d'ambiguïtés au Run IIa corrigées au Run IIb pour la reconstruction des traces.*

Le trigger L1CALTrack

Le L1CALTrack associe la direction azimuthale des traces du L1CTT avec les objets calorimétriques du L1CAL pour réduire le bruit de fond au niveau L1. La mise en oeuvre du L1CALTrack utilise l'infrastructure déjà existante au Run IIa du système à muons qui associe les traces du L1CTT avec l'information des chambres à muons.

Les processeurs L2 Beta

Ces nouveaux processeurs ont des performances très supérieures et permettent d'exécuter des algorithmes plus compliqués au niveau L2.

Le trigger L2STT

Le *trigger* L2STT utilise les impacts provenant du détecteur au silicium (SMT) et les associe aux traces du L1CTT, améliorant ainsi les traces provenant du L1CTT seul. La couche supplémentaire de silicium proche du faisceau ajoutée pour le Run IIb a été intégrée au *trigger* L2STT.

4.6.2 Etalonnage et validation du trigger calorimétrique au niveau L1

Toutes les améliorations apportées offrent une plus grande flexibilité pour rejeter davantage de bruit de fond à efficacité de signal constante. Une contribution importante aux efforts mise en service du *trigger* a été la certification du nouveau système de déclenchement calorimétrique au niveau L1.

Etalonnage du L1CAL [63]

L'énergie déposée dans chaque tour de *trigger* au niveau L1 a été étalonnée pour reproduire la précision qui existe au niveau du *offline*.

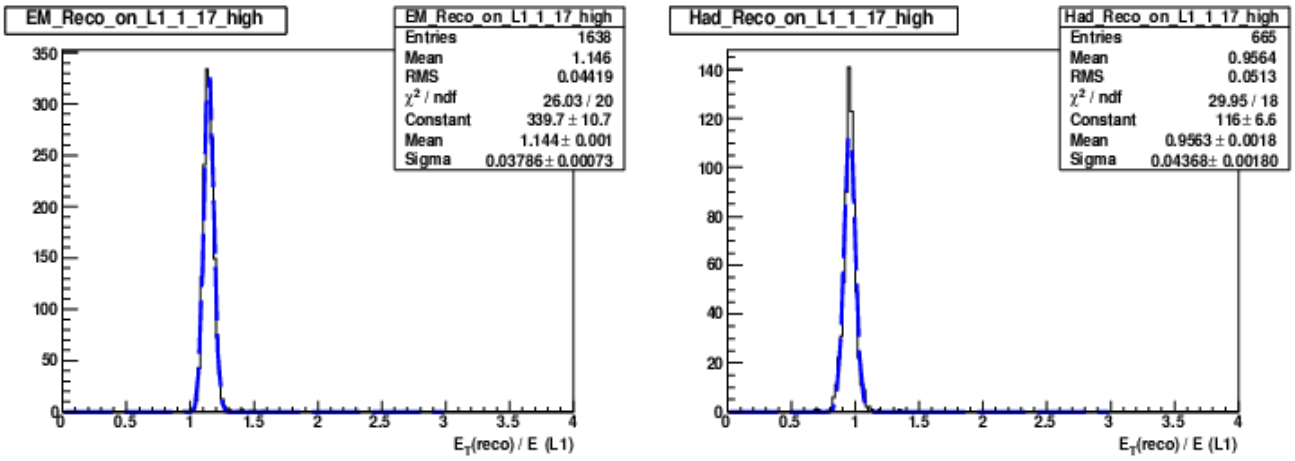


FIG. 4.8 – *Rapport* $R = E_T(\text{offline})/E_T(\text{L1})$ *pour une tour de trigger du calorimètre central, où* E_T *représente l'énergie transverse au niveau L1 ou offline. Ce rapport est utilisé pour déterminer les constantes d'étalonnage du L1CAL.*

Au Run IIa, une constante d'étalonnage était fournie uniquement en fonction de la position de la tour de *trigger* en η. Au Run IIb, les constantes sont désormais fournies en fonction de η et ϕ. L'étalonnage est basée sur la comparaison entre l'énergie déposée dans chaque tour du *trigger* au niveau L1 et au niveau *offline*. L'énergie *offline* est plus précise et prise comme

référence pour l'étalonnage du L1. Dans un premier temps, les piédestaux de chacune des tours de *trigger* ont été déterminés en l'absence de collisions. Ensuite, les seuils en énergie à appliquer sur les tours de *trigger* ont été évalués dans les conditions de prise de données afin de réduire l'impact du bruit dans le calorimètre sur la détermination des constantes d'étalonnage.

Finalement, l'ajustement paramètrique à une gaussienne du rapport $R = \frac{E_T(\text{offline})}{E_T(\text{L1})}$ est effectué pour chaque tour, où $E_T(\text{offline})$ représente la projection dans le plan transverse de la somme des énergies offline des cellules correspondant à une tour de *trigger*. L'énergie transverse totale de la tour de *trigger* au niveau L1 est $E_T(\text{L1})$. La constante d'étalonnage correspond à la valeur moyenne de la gaussienne pour chaque tour de *trigger*. Un exemple de ce rapport est représenté dans la Fig. 4.8 pour une tour du calorimètre central. Un résumé des constantes obtenues pendant l'été 2006 est donné dans la Fig. 4.9 en fonction de η. Les constantes sont déterminées avec une incertitude de l'ordre du pourcent.

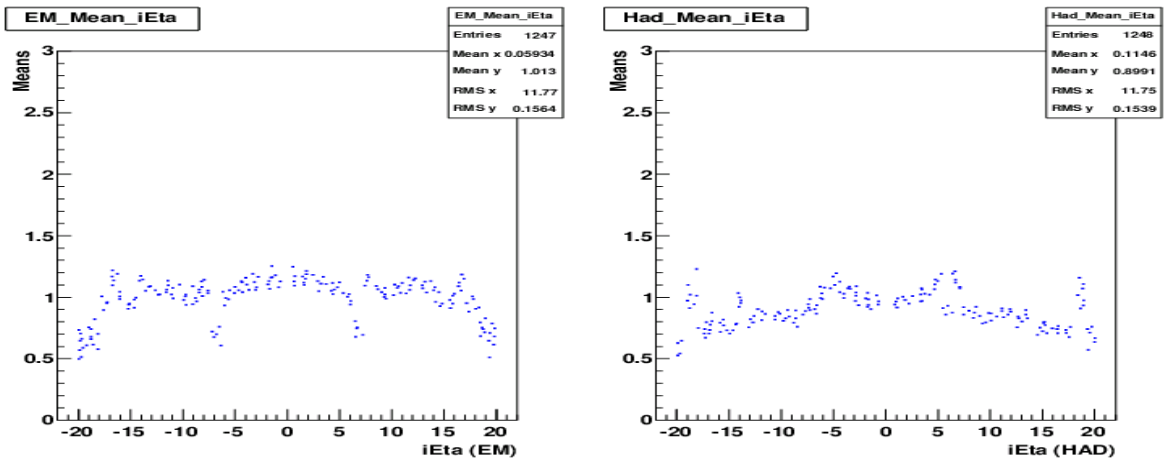


FIG. 4.9 – *Constantes d'étalonnage du L1CAL en fonction de η_d ($\times 10$) pour les tours de trigger électromagnétiques (EM) et à hadrons (HAD).*

Les événements utilisés pour cet étalonnage n'imposaient aucune sélection particulière sur les conditions de déclenchements. Pour vérifier l'influence de ces conditions, notamment si le fait d'utiliser des *triggers* calorimétriques influençait l'étalonnage, la même étude à été reproduite en restreignant la sélection à des *triggers* ayant déclenché sur des muons et des traces seulement. L'influence sur la valeur des constantes d'étalonnage est inférieure au pourcent, donc négligeable. Les résultats de l'étalonnage obtenus pour le Run IIb ont été comparés à ceux du Run IIa. Les mêmes méthodes et outils d'analyse ont été utilisés pour comparer les résultats sur des lots de données de taille semblable. L'électronique de lecture ayant changé, une comparaison tour par tour n'est pas possible. Cependant, il est possible de comparer la largeur de la gaussienne de la distribution du rapport R qui permet d'obtenir les constantes d'étalonnage. Aucune évolution (c.a.d inférieure à 1%) de la résolution sur les tours L1CAL n'a été observée entre le Run IIa et le Run IIb.

Certification des triggers L1Jets [64] et L1MET [65]

Au Run IIb, il est désormais possible au niveau L1 de reconstruire des jets, des électrons et le $\not\!\!E_T$. La réponse de ces *triggers* a été étudiée sur les premières données afin de valider le *trigger* L1CAL.

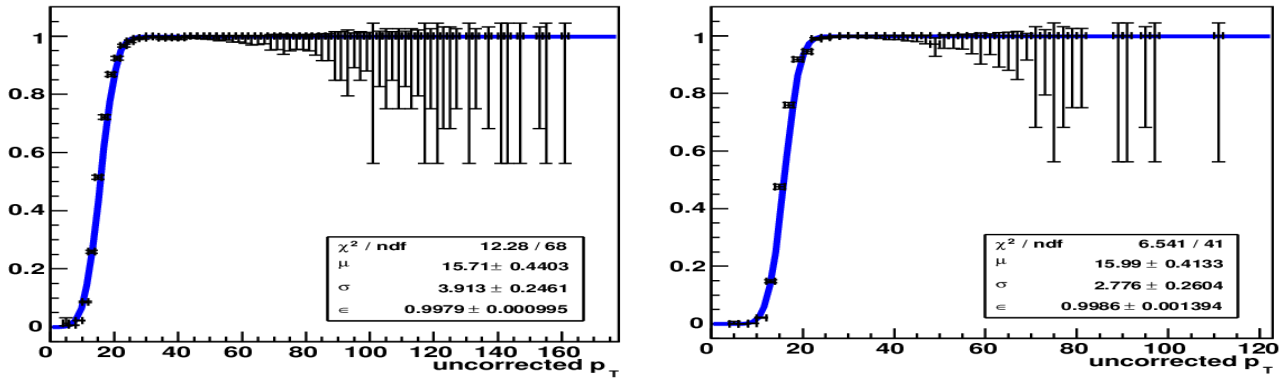


FIG. 4.10 – *Efficacité de déclenchement du trigger sur les jets de plus de 15 GeV au niveau L1 pour la partie centrale (Fig. de gauche) et vers l'avant (Fig. de droite) du calorimètre. L'efficacité est paramètrée par la fonction d'erreur, où μ est le point d'inflection du* `turn-on` *correspondant à l'énergie à laquelle l'efficacité est la moitié de la valeur asymptotique ϵ, et σ la résolution sur l'énergie.*

L'ensemble des études est basé sur les objets reconstruits *offline* qui ont été adaptés pour minimiser les différences qui existent entre *online* et *offline*. Par exemple le centre du détecteur a été utilisé comme origine pour les jets et les électrons et non pas le vertex d'interaction reconstruit. Après une association spaciale entre les objets *online* et *offline* par un cône $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.5$, l'efficacité de déclenchement a été étudiée pour chaque terme de *trigger* présent au niveau L1. Un ajustement par une fonction qui convolue une réponse idéale (0 ou 1) et une gaussienne (c.a.d résolution finie du détecteur) a été utilisée pour calculer cette réponse (couramment appelé *turn-on*). La forme analytique du *turn-on* est ainsi :

$$\frac{\epsilon}{2}(1 + Erf(\frac{E_T - \mu}{\sigma\sqrt{2}}))$$

où Erf est la fonction d'erreur, μ le point dit d'inflection du *turn-on* correspond à l'énergie à laquelle l'efficacité est la moitié de la valeur asymptotique ϵ, et σ la résolution sur l'énergie. Un exemple de *turn-on* est représenté dans la Fig. 4.10 en fonction de l'énergie transverse du jet *offline* (sans correction de JES) pour la partie centrale (CC) et vers l'avant (EC) du calorimètre. Le terme de *trigger* au niveau L1 déclenche à partir d'une énergie transverse de 15 GeV dans cet exemple. On constate que le point d'inflexion est à 15.7 ± 0.4 GeV dans la partie centrale et que cette condition au niveau L1 sur les jets est 100% efficace à partir de 25 GeV. Après étalonnage de l'énergie des jets par la JES, $\mu = 24.6 \pm 0.3$ GeV, et le *trigger* est efficace à 100% à partir de 40 GeV.

Il est utile de noter que le point d'inflection du *turn-on* est très sensible à la détermination des piédestaux. Une légère déviation dans la détermination de ceux-ci peut conduire à un

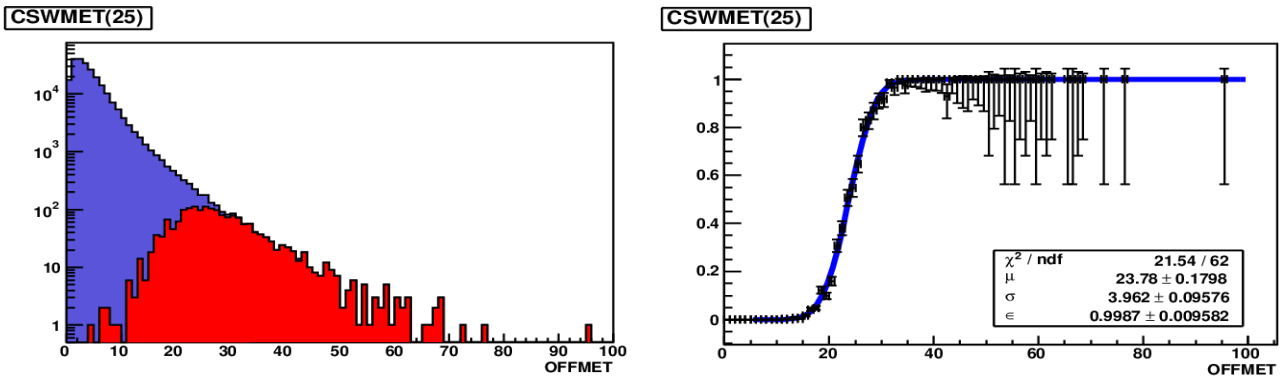


FIG. 4.11 – *Distribution (Fig. de gauche) du $\not\!\!E_T$ offline pour tous les événements (histogramme plus clair) et pour ceux qui ont déclenché le trigger de niveau L1 pour un $\not\!\!E_T$ supérieur à 24 GeV (histogramme plus foncé). Efficacité (Fig. de droite) de déclenchement du trigger sur le $\not\!\!E_T$ de plus de 24 GeV au niveau L1. L'efficacité est paramètrée par la fonction d'erreur, où μ est le point d'inflection du* `turn-on` *correspondant à l'énergie à laquelle l'efficacité est la moitié de la valeur asymptotique ϵ, et σ la résolution sur l'énergie.*

biais significatif sur l'énergie reconstruite du jet au niveau L1. En effet, comme expliqué précédemment, les jets sont reconstruits au niveau L1 à partir de la somme de 4×4 tours de *trigger* (EM et à hadrons). Une erreur de 0.25 GeV, "quantum" d'énergie au niveau du *trigger*, sur les piédestaux peut conduire à un décalage de 8 GeV sur le E_T des jets reconstruits et influencer considérablement le déclenchement général de la liste des *triggers* jets. Les électrons sont moins sensible à cet effet puisque reconstruit à partir de la somme 2×1 tours de *trigger*.

Il est également possible de construire une quantité L1MET *offline* qui est évaluée de la même façon qu'au *online* mais cette fois en utilisant la lecture de précision du calorimètre qui est disponible au niveau *offline*. Cette quantité L1MET (*L1-like MET*) peut être reproduite *offline* à partir des cellules du calorimètre correspondant aux tours de *trigger online*, en faisant les mêmes sommations discrètes et les arrondis que dans le *trigger* de niveau L1. L'efficacité de déclenchement du terme de *trigger* dont le seuil bas est de 24 GeV est illustrée dans la Fig. 4.11. Le *turn-on* s'effectue à 23.8±0.2 GeV et atteint 100% d'efficacité à partir de 35 GeV.

Une étude préliminaire a été réalisée sur les premières données du Run IIb pour comparer la simulation et les données, et plus particulièrement le $\not\!\!E_T$ au niveau L1. La désintégration d'un boson W en électron et neutrino constitue une signature avec $\not\!\!E_T$ dans l'état final. Ces événements ont été sélectionnés à partir de *triggers* qui déclenchent sur des électrons. La Fig. 4.12 représente plusieurs distributions caractéristiques de la désintégration du W (masse transverse, p_T de l'électron, $\not\!\!E_T$ et *L1-like MET*). On constate un bon accord entre la simulation et les données pour ces variables, en particulier pour la variable notée *L1-like MET*.

L'influence de l'étalonnage du L1CAL sur les nouvelles variables $\not\!\!E_T$, jets, et électrons à été étudiée. Grâce aux algorithmes d'émulation de ces variables, une comparaison avant et après étalonnage a pu être réalisée. La distribution du rapport entre le L1MET et sa valeur *offline* est montrée dans la Fig. 4.13 avant et après étalonnage du L1CAL. L'étalonnage améliore la largeur de la distribution d'environ 15%. L'étalonnage améliore également la réponse du *trigger*

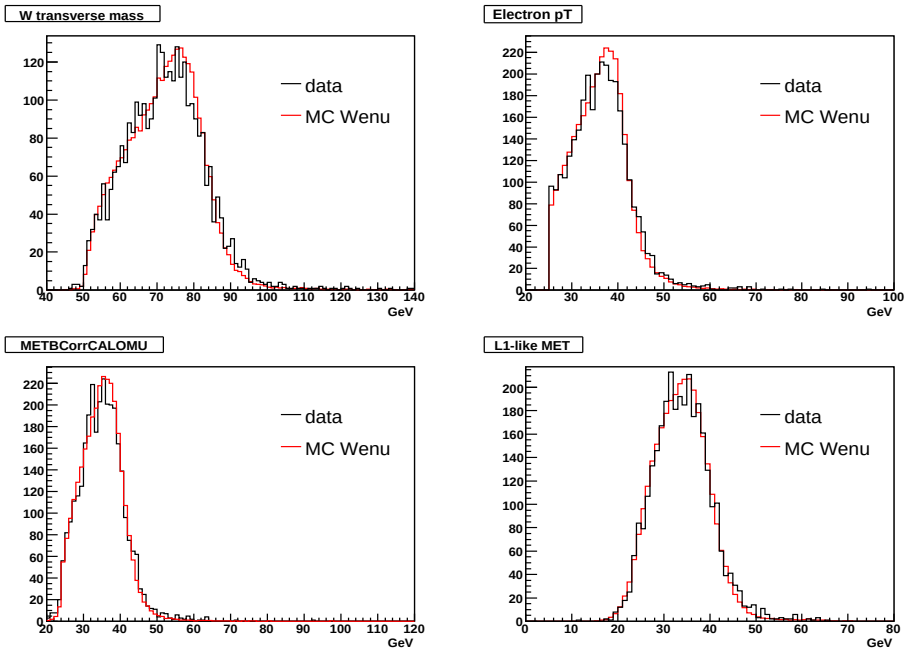


FIG. 4.12 – *Distributions de la masse transverse du W, du p_T de l'électron, du $\not\!\!E_T$ offline, et du $\not\!\!E_T$ au niveau L1 du trigger (noté L1-like MET), sur les premières données du Run IIb et comparées à la simulation, après sélection d'événements comprenant un boson W se désintégrant en électron et neutrino.*

en rapprochant le seuil de déclenchement mesuré de celui mis en oeuvre dans les composants du niveau L1 : on gagne, par exemple, 1 GeV pour un $\not\!\!E_T$=20 GeV. D'autre part, la réponse du *trigger* atteint 100% d'efficacité plus rapidement et l'incertitude statistique sur la fonction qui paramètrise le comportement du *trigger* $\not\!\!E_T$ est diminuée d'un facteur 5. Les mêmes conclusions sont obtenues pour les électrons et les jets.

Amélioration de la simulation du trigger calorimétrique [66]

Comme évoqué précédemment, le programme de simulation du *trigger* de DØ `trigsim` est basé sur les informations fournies par le programme de simulation de l'expérience `DØgstar` (*DØ GEANT Simulation of the Total Apparatus Response*), une version adaptée à DØ de `GEANT-3` [50]. La fraction d'énergie déposée dans le matériel actif du détecteur est simulée par `DØgstar`. Cette étape est suivie de `DØsim`, logiciel qui effectue la digitisation du signal, ajoute le bruit électronique du détecteur et les interactions de biais minimum provenant d'événements collectés lors des croisement de faisceaux. Deux sources d'améliorations ont été envisagées. La première étape consiste à répéter dans la simulation ce qui a été fait pour l'étalonnage du L1CAL dans les données, c'est à dire étalonner la réponse des tours de *trigger* par rapport à celles du *offline*. La deuxième étape, complémentaire, consiste à étalonner le *trigger* pour que celui ci ait la même réponse dans les données et dans la simulation.

Pour la première étape, la même méthode que celle utilisée pour les données a été appliquée. Ces constantes sont ensuite injectées au niveau de `trigsim` afin d'obtenir un rapport de réponse plat en énergie entre le *online* et le *offline* pour chaque tour de *trigger*.

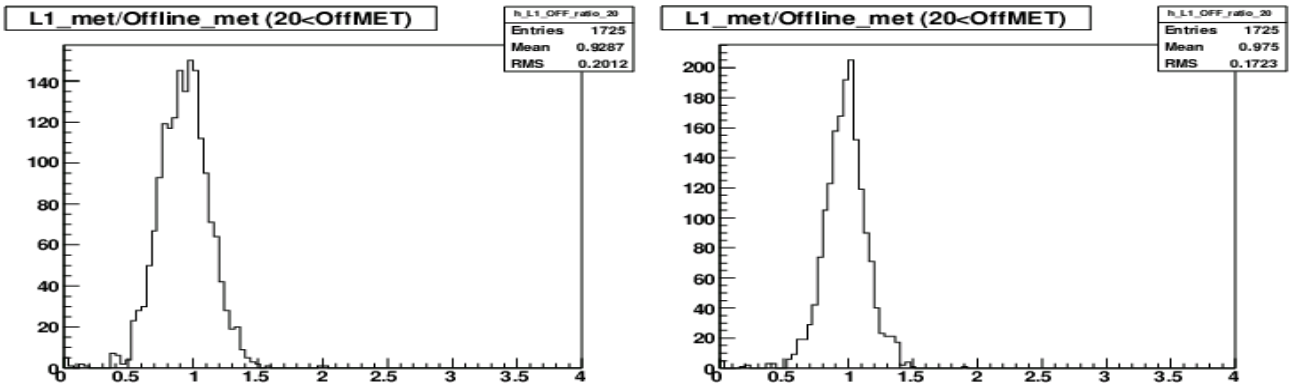


FIG. 4.13 – *Rapport de l'énergie transverse manquante au niveau L1 et offline avant (a) et après (b) étalonnage du L1CAL.*

La deuxième étape est plus délicate et n'est pas encore mise en oeuvre dans `trigsim`. Rappelons que dans la simulation, l'énergie d'une cellule (pour le *offline*) ou d'une tour de *trigger* (pour le *online*) provient de la somme de deux quantités distinctes : l'énergie simulée et l'énergie des événements de biais minimum issus des données. D'autre part, pour des raisons un peu techniques que nous ne détaillerons pas, ce mélange se fait avant `trigsim`.

Si l'on effectue un étalonnage au niveau de `trigsim`, on va donc aussi corriger la partie provenant des événements de biais minimum et pas seulement la partie dure de la collision. Il faudrait donc dans un premier temps évaluer la quantité d'énergie qui provient du biais minimum et la soustraire avant d'effectuer l'étalonnage. Une méthode consiste à simuler un événement avec un seul neutrino, c'est à dire sans aucune interaction dans le détecteur, ajouter des événements de biais minimum, et appliquer la simulation de *trigger*.

En ce qui concerne l'étalonnage des données par rapport à la simulation, on peut le faire soit au niveau des objets reconstruits, soit au niveau des tours de *triggers*. Le problème, au niveau des tours de *triggers*, c'est que cela ne dépend pas seulement de l'énergie des objets, mais aussi de la nature de l'objet qui a déposé cette énergie dans une tour. En effet, 15 GeV détecté dans une tour de *trigger* ne nécessite pas le même étalonnage si cela provient d'un électron ou d'un jet.

Le problème d'un étalonnage au niveau des objets est que l'on perd une partie de la corrélation qui existe entre les gerbes dans le *trigger*, notamment pour le $\not\!\!E_T$. La partie délicate est donc l'étalonnage du $\not\!\!E_T$ pour laquelle il faut à la fois gérer l'énergie qui provient des jets, des électrons, et des interactions multiples dont la simulation est délicate. Des études sont en cours pour aboutir à la meilleure façon d'aborder ces difficultés, et d'étalonner la simulation du `trigsim`.

4.6.3 Implémentation du trigger pour la recherche du boson de Higgs

L'un des principaux objectifs du programme de physique au Run IIb est la recherche du boson de Higgs. Cette section présente la conception et la mise en oeuvre du *trigger* pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, pour les données à haute luminosité [62, 67].

Le *trigger* pour le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est l'un des plus difficile à mettre en oeuvre à haute luminosité car le bruit de fond multijets est très important, et le $\not\!\!E_T$ et le p_T des jets du signal sont faibles. D'autre part, l'utilisation de la technique d'étiquetage des jets de quarks lourds pour réduire les taux de déclenchement au niveau L2 ou L3 reste limitée, puisque les événements sont déjà sélectionnés au niveau L1 avec de l'énergie manquante au delà de 25 GeV. L'utilisation de cet étiquetage introduirait certainement une inefficacité supplémentaire sans pouvoir pour autant baisser la coupure sur le $\not\!\!E_T$ au niveau L2 et L3.

La conception du *trigger* jets+$\not\!\!E_T$ pour la recherche du boson de Higgs au Run IIa a été détaillée dans la section 4.5. Cette section va davantage mettre l'accent sur les améliorations apportées par le nouveau système de *trigger* du Run IIb. Outre la recherche du boson de Higgs, les *triggers* jets+$\not\!\!E_T$ sont également utiles à la mise en évidence de signatures impliquant des *squarks* et des *gluinos*, ou des modèles avec des dimensions supplémentaires.

Caractéristiques du signal

Le signal considéré pour cette étude est celui de la production associée d'un boson de Higgs du Modèle Standard de masse égale à 115 GeV se désintégrant en une paire de quarks b avec un boson Z se désintégrant en deux neutrinos qui échappent à la détection. La signature de l'événement est donc deux jets et de l'énergie transverse manquante. Ce signal sera référencé HZ et classifié dans la catégorie des signaux dits "dijets".

D'autres signaux de nouvelle physique ont la même topologie et sont susceptibles de déclencher le même *trigger*. Deux d'entre eux ont été plus particulièrement étudiés. Le premier est la production d'une paire de partenaire supersymétrique du quark b (*sbottom*) chacun se désintégrant à 100% en un quark b et un neutralino qui échappe à la détection. Les masses choisies pour le *sbottom* et le neutralino sont 120 GeV et 80 GeV, ces valeurs n'étant pas encore exclues par les données expérimentales. Le deuxième signal est la production de paire de *squarks* dans un modèle mSUGRA avec les paramètres $m_0 = 25$ GeV, $m_{1/2} = 140$ GeV, $A_0 = 0$ GeV, $\mu > 0$, $\tan\beta = 3$. Ce dernier signal produit aussi essentiellement deux jets et du $\not\!\!E_T$ dans l'état final. Une autre catégorie de topologie envisagée, correspond à la production de plusieurs jets et d'énergie transverse manquante dans l'état final. Pour ce canal, le signal étudié est la production d'une paire de *gluinos* engendrée dans le cadre de mSUGRA avec les paramètres : $m_0 = 500$ GeV, $m_{1/2} = 90$ GeV, $A_0 = 0$ GeV, $\mu > 0$, $\tan\beta = 3$. Finalement, une autre étude a été menée sur un signal basé sur un modèle de dimensions supplémentaires avec $N = 4$ et $M = 800$ GeV qui prédit la production d'un seul jet (monojet) et de l'énergie manquante liée à l'émission d'un graviton invisible.

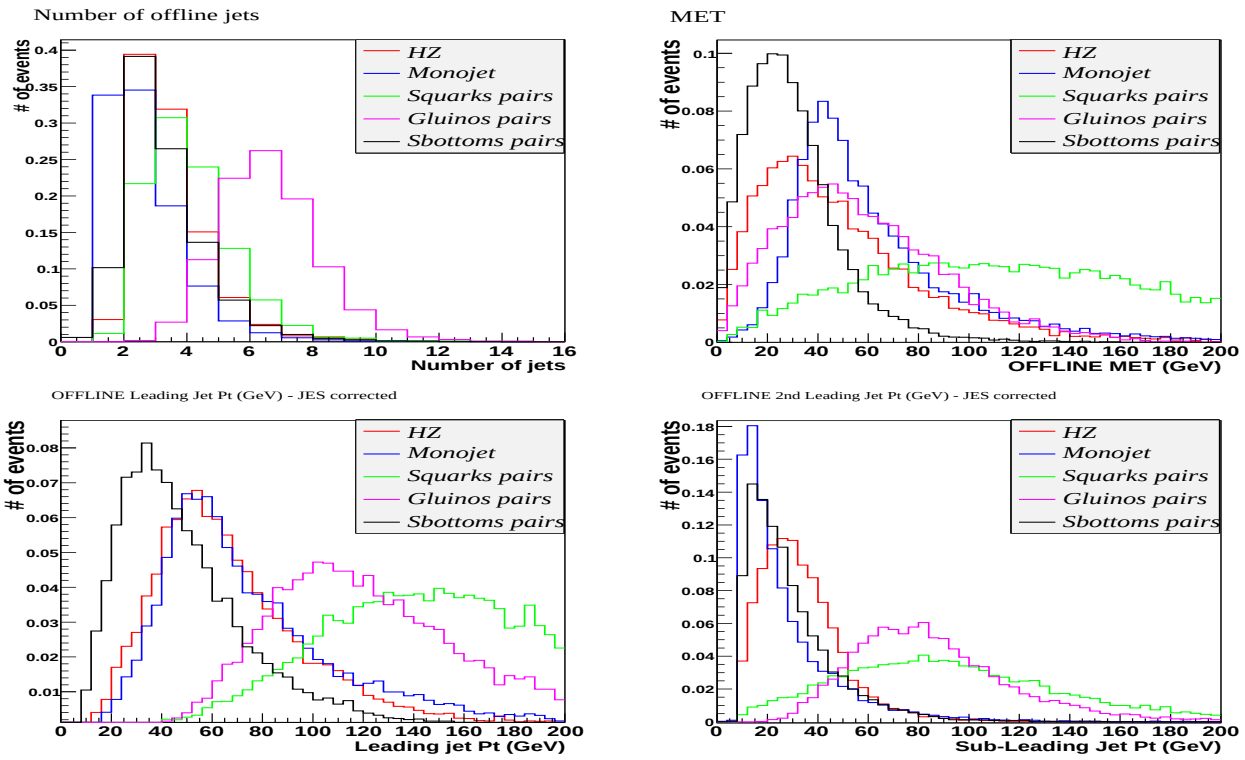


FIG. 4.14 – *Distributions du nombre de jet, du $\not\!\!E_T$, et du p_T des deux jets les plus énergiques pour les signaux jets+$\not\!\!E_T$ utilisés dans les études de trigger.*

La Fig. 4.14 représente quelques variables *offline* caractéristiques des signaux utilisés : le nombre de jets reconstruits, le $\not\!\!E_T$, et l'impulsion transverse des deux jets les plus énergiques. On constate que pour le signal *sbottom* et Higgs, le $\not\!\!E_T$ est inférieur à 30 GeV, et le p_T du jet le plus énergique à 35 GeV et 50 GeV respectivement pour les deux signaux. Ces signaux sont par conséquent extrêmement difficiles à sélectionner car immergés dans un bruit de fond multijets et électrofaible très important.

Implémentation du trigger Higgs au Run IIb

Les efficacités de déclenchement sont définies par rapport aux événements sélectionnés *offline* après les coupures suivantes :

- $|\eta(jet1)| < 2.5$, $|\eta(jet2)| < 2.5$
- $p_T(\text{jet1}) > 20$ GeV, $p_T(\text{jet2}) > 20$ GeV
- $\not\!\!E_T > 40$ GeV, $\not\!\!H_T > 40$ GeV
- $\Delta\phi(jet_1, jet_2) < 165^o$, $\Delta\phi_{min}(\not\!\!E_T, jets) > 30^o$

Le nouveau *trigger* Higgs au Run IIb a été profondément modifié par rapport à sa version Run IIa présentée dans la section 4.5. Il est désormais possible d'exploiter le $\not\!\!E_T$ et la reconstruction de jets au niveau L1, et ainsi d'améliorer très significativement l'efficacité au niveau L1 tout en contrôlant le taux de déclenchement de ce *trigger* à haute luminosité. Les conditions de déclenchement du nouveau *trigger* pour la recherche du boson de Higgs dans le canal jets+$\not\!\!E_T$ sont au Run IIb :

- au niveau L1 :
  - $\not\!\!E_T > 24$ GeV
  - $p_T(jet_1) > 20$ GeV et $p_T(jet_2) > 8$ GeV, avec $\eta_d < 2.4$
  - veto sur la présence d'événements avec deux jets opposés (dans le plan transverse)
- au niveau L2 :
  - $\not\!\!H_T > 20$ GeV
  - $p_T(jet_1) > 20$ GeV, avec $\eta_d < 2.4$
  - $H_T > 35$ GeV
  - $\Delta(\phi(jet_1) - \phi(jet_2)) < 170^o$, avec ϕ l'angle du jet dans le plan transverse
- au niveau L3 :
  - $\not\!\!E_T > 25$ GeV
  - $p_T(jet_1) > 9$ GeV et $p_T(jet_2) > 9$ GeV avec $\eta_d < 3.6$
  - $\not\!\!H_T > 25$ GeV
  - $\Delta\phi_{min}(\not\!\!H_T, jets) > 25^o$
  - $\Delta(\phi(jet_1) - \phi(jet_2)) < 170^o$

Le tableau 4.1 résume les efficacités et les taux de déclenchement obtenus pour les *triggers* jets+$\not\!\!E_T$ développés pour le Run IIb. L'optimisation a été faite séparément pour les différentes catégories de signaux. L'efficacité globale de déclenchement du signal HZ est de 91.3±0.5% pour un taux de déclenchement de 3.9±0.3 Hz à une luminosité de 3×10^{32} cm^{-2} s^{-1}. Ce nouveau *trigger* dijets permet de réduire de 45% le taux de déclenchement au niveau L3 par rapport à la mise en oeuvre au Run IIa. La Fig. 4.15 montre l'évolution des taux de déclenchement en fonction de la coupure sur le $\not\!\!E_T$ au niveau L3. Une coupure à 25 GeV permet de réduire de plus d'un facteur deux le bruit de fond sans avoir de conséquence sur le signal sélectionné.

	L1		L2		L3	
	Taux (Hz)	efficacité (%)	Taux (Hz)	efficacité (%)	Taux (Hz)	efficacité (%)
trigger DIJETS	379±3		121±2		3.9±0.3	
signal HZ		94.6±0.4		94.2±0.4		91.3±0.5
signal Sbottom		98.6±0.2		98.6±0.2		89.3±0.7
signal *squarks*		99.9±0.1		99.4±0.1		98.3±0.2
trigger MONOJET	86±2		55±1		2.0±0.2	
signal *monojet*		99.5±0.2		99.4±0.2		98.9±0.3
trigger MULTIJETS	308±3		210±2		1.9±0.2	
signal *gluinos*		99.8±0.1		99.3±0.1		96.2±0.3

TAB. 4.1 – *Efficacités et taux de déclenchement inclusif des triggers jets+$\not\!\!E_T$ développés pour le Run IIb à des luminosités de* 3×10^{32} cm^{-2} s^{-1}.

Un autre aspect important de la conception est celui de la redondance des conditions de *triggers*. Toutes les efficacités citées sont en fait le résultat de la combinaison (*ORing*) au niveau L1 des trois *triggers* dijets, monojet et multijets. Cette redondance permet de gagner 5 % d'efficacité au niveau L1. D'autre part, des études complémentaires ont estimé l'influence de l'augmentation de la luminosité sur l'efficacité. Deux échantillons de signal Higgs ont été simulés avec un profil de luminosité pour les événements superposés de 0.15×10^{32} cm^{-2} s^{-1} et 1.5×10^{32} cm^{-2} s^{-1} respectivement. Pour ces deux profils de luminosité, l'efficacité est restée stable montrant l'importance de concevoir des *triggers* peu sensibles au taux d'occupation des

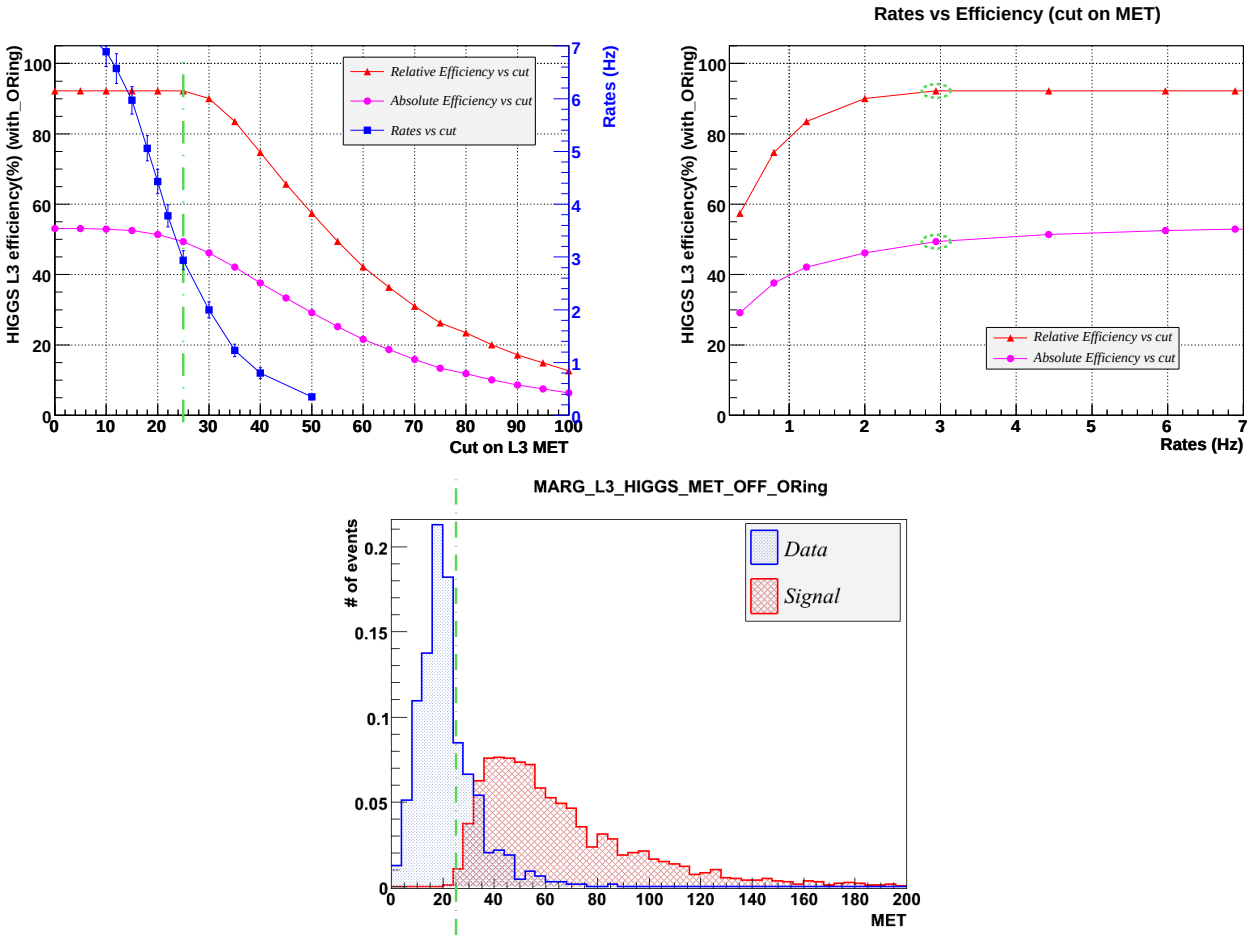


FIG. 4.15 – *Trigger Higgs du Run IIb : efficacité (absolue : cercles, relative : triangles) et taux de déclenchement (carrés) en fonction de la coupure sur le* $\not\!\!E_T$ *au niveau L3 après avoir requis le déclenchement des niveaux L1 et L2, et les conditions au niveau L3 du Run IIa (c'est-à-dire sans* $\not\!\!E_T$*). Le taux de déclenchement au niveau L3 est représenté sur l'ordonnée à droite. La figure du bas est la distribution marginale de l'énergie transverse manquante au niveau L3 (c'est-à-dire après application de toutes les autres coupures de sélection sauf celle sur* $\not\!\!E_T$*), pour le signal (hachures), et pour les données (histogramme). Les lignes en pointillé indiquent la valeur de la coupure (25 GeV) pour le trigger au Run IIb.*

événements dans les détecteurs. Le résultat des taux de déclenchement est représenté dans la Fig. 4.16 aux niveaux L1, L2 et L3 du *trigger* Higgs en fonction de la luminosité instantanée.

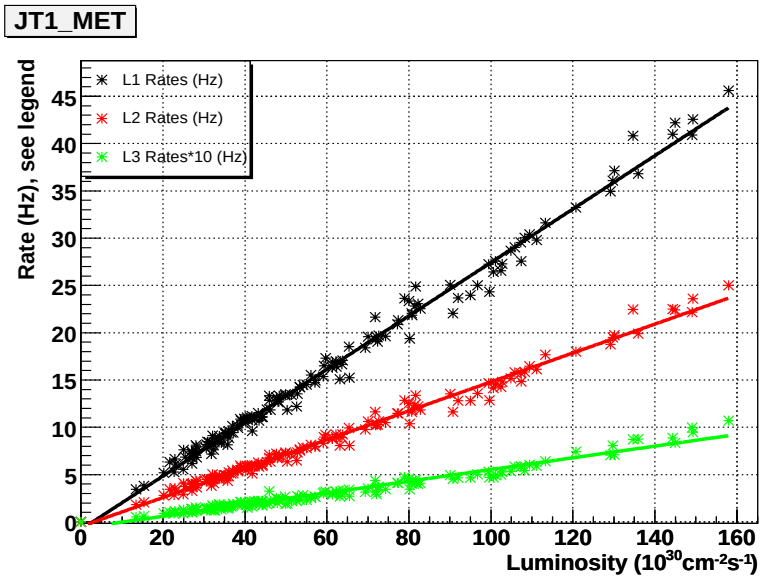


FIG. 4.16 – *Taux de déclenchement aux niveaux L1, L2, et L3 pour le nouveau trigger jets+$\not\!\!E_T$ mis en place au Run IIb pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$.*

4.6.4 Notes de collaboration

- [62] DØ Note 5198, *Jets and MET triggers for the New Phenomena group in the v14 and v15 trigger list*, T. Millet, A. Duperrin, P. Verdier, S. Muanza, (2006)
- [63] DØ Note 5199, *Calibration of the D0 Level 1 Calorimeter Trigger for Run IIb*, T. Millet, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, S. Calvet, B. Martin, S. Muanza, (2006)
- [64] DØ Note 5201, *Validation of L1 jet and electron triggers in early Run IIb data and software tools for regular checks in the future*, B. Martin, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, T. Millet, S. Calvet, (2006)
- [65] DØ Note 5198, *l1cal2b_met_cert package and Level 1 MET triggers certification in Run IIb*, S. Calvet, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, S. Calvet, B. Martin, S. Muanza, (2006)
- [66] DØ Note 5290, *Monte Carlo Calibration of D0 Level 1 Calorimeter in Trigsim*, F. Tissandier, A. Duperrin, J. Stark, P. Verdier, M. Verzocchi, (2006)
- [67] DØ Note 5282, *Higgs and New Phenomena jets+$\not\!\!E_T$triggers : L3 design and commissioning in v15 Run IIb trigger list*, F. Lacroix, C. Ochando, A. Duperrin, P. Verdier, (2006)

4.7 Conclusion

Le programme de Physique du Run IIb, et tout particulièrement la recherche du boson de Higgs, dépend crucialement des performances du système de déclenchement. Ce chapitre a

présenté les caractéristiques principales du système de trigger de DØ ainsi que les améliorations apportées pour la haute luminosité du Run IIb. Les principes de conception d'une liste de trigger de physique ont été décrits en montrant l'importance du développement de nouveaux outils de simulation. Les *triggers* jets+$\not\!\!E_T$ ont fait l'objet d'une attention particulière. Ces *triggers* sont parmi les plus délicats à mettre en place mais surtout ils permettent de sélectionner le boson de Higgs dans l'un des canaux les plus importants pour sa mise en évidence au Run II, le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$.

Chapitre 5

Analyses des données : recherche de la supersymétrie et du boson de Higgs

5.1 Résumé de mes contributions

En 2002, un groupe d'analyse [1] s'est créé avec des chercheurs et des doctorants des laboratoires du CPPM, IPNL, et LAL, centré sur la recherche du boson de Higgs et de la supersymétrie dans les canaux avec des jets et de l'énergie manquante dans DØ.

Analyse sbottom $\tilde{b}\bar{\tilde{b}}\rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$:

Je suis l'auteur principal de cette analyse en collaboration avec un autre chercheur du groupe DØ au laboratoire. Cette analyse est publiée dans *Physical Review Letters* sous la référence *Phys. Rev. Lett.* **97**, 171806 (2006) [3]. C'est la première analyse et unique publication sur le sujet au Run II. Les meilleurs limites publiées ont été obtenues en terme de domaine d'exclusion dans le plan ($m_{\tilde{b}_1}$,$m_{\tilde{\chi}^0_1}$). L'étudiant actuellement en thèse dans le groupe a contribué à l'étude des systématiques de cette analyse et soutiendra en 2007 sur ce canal en utilisant l'ensemble des données du Run IIa.

Analyse stop $\tilde{t}\bar{\tilde{t}}\rightarrow c\bar{c}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$:

Le groupe du LAL est l'auteur principal de cette analyse en collaboration avec le CPPM et l'IPNL. J'ai essentiellement apporté la contribution de l'étiquetage des jets de quarks lourds (b-tagging). Cette analyse est publiée dans *Physics Letters B* sous la référence *Phys. Lett.* **B 645**, 119 (2007) [4].

Analyse Higgs $HZ\rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$:

Cette analyse, préliminaire et menée en 2005, est basée sur l'échantillon de données utilisé pour le $\tilde{b}\bar{\tilde{b}}\rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$, et a essentiellement été envisagée comme une étude de faisabilité. Je suis l'auteur principal de cette analyse en collaboration avec autre chercheur du groupe DØ au laboratoire. Les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur de compétitivité que l'analyse

publiée par DØ en 2006 [6]. La priorité du groupe étant la publication de l'analyse *sbottom*, cette analyse Higgs n'a pas été optimisée en vu de participer à la publication. L'analyse du canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est désormais la priorité du groupe pour les données à haute luminosité du Run IIb. En collaboration avec des doctorants [2], j'ai mis en place les conditions de déclenchements pour ce canal [62, 67].

5.2 Introduction

Le Tevatron à FERMILAB est actuellement l'accélérateur le plus puissant en fonctionnement avant le démarrage du LHC à haute énergie en 2008. Les *squarks* et les *gluinos*, si accessibles cinématiquement, devraient être produits généreusement dans les collisions hadroniques ce qui donne au Run II une excellente opportunité pour découvrir la supersymétrie.

L'ensemble des études présentées a en commun un état final avec de l'énergie transverse manquante et des jets de saveurs lourdes (b ou c). Les recherches de particules supersymétriques ont été menées en priorité à cause du potentiel de découverte au Run II du *sbottom* ($\tilde{b}$) et du *stop* ($\tilde{t}$) même avec une statistique de quelques centaines de pb^{-1}. A défaut de découvrir de nouvelles particules, il est toutefois possible d'étendre significativement les contours d'exclusions publiées au LEP et au Run I. Le potentiel de découverte du boson de Higgs au Tevatron étant à haute luminosité[1], le canal de recherche $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est désormais une extension naturelle de l'expérience acquise sur le $\tilde{b}\bar{\tilde{b}} \rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$. L'optimisation faite à basse masse pour le $\tilde{b}$ est directement transposable à la recherche d'un boson de Higgs de 115 GeV.

Ce chapitre débute avec l'analyse *sbottom* réalisée avec 0.3 fb^{-1}, et se terminera avec un résumé des analyses *stop* et Higgs.

5.3 Recherche du sbottom dans le canal $\tilde{b}\bar{\tilde{b}} \rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$

Cette analyse [72] recherche la production d'une paire de quark scalaire bottom ($\tilde{b}$) au Tevatron à une énergie de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV se désintégrant à 100% en un quark bottom (b) et le neutralino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^0$), considéré comme la particule supersymétrique la plus légère (`LSP`). La topologie de l'événement pour ce processus correspond à un état final avec deux jets de quarks b acoplanaires et de l'énergie transverse manquante ($\not{E}_T$) provenant des neutralinos non détectés. La masse maximale pour le *sbottom* ($m_{\tilde{b}}$) exclue par les résultats précédents avec les mêmes hypothèses est 148 GeV [73].

[1] La section efficace de production du boson de Higgs dans le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est de l'ordre du centième de picobarn, il faut donc accumuler suffisamment de statistique pour espérer le mettre en évidence. A la fin de la période à haute luminosité (Run IIb), la luminosité totale intégrée devrait être d'environ 6-8 fb^{-1}.

5.3.1 Motivations théoriques

Dans les modèles de supergravité [28], le neutralino[2] le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$ (qui est stable) apparaît comme le candidat naturel pour la LSP. Le $\tilde{\chi}_1^0$ étant neutre et interagissant faiblement, échappe à la détection et pourrait être aussi responsable de la matière noire dans l'univers. Pour les grandes valeurs de $\tan\beta$, le terme de mélange entre les champs scalaires associés au quark bottom est grand. Par conséquent, un écart significatif entre les états propres de masse est attendu, pouvant conduire à une faible valeur pour l'un d'eux, le $\tilde{b_1}$, appelé dans la suite pour simplifier les notations quark scalaire bottom ou *sbottom* ($\tilde{b}$).

La hiérarchie des masses en supersymétrie peut être telle que la désintégration $\tilde{b} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ est la seule cinématiquement possible [74], une hypothèse qui est faite pour cette analyse.

A l'ordre des arbres (*LO*), la section efficace de production d'une paire de $\tilde{b}$ dans les collisions $p\bar{p}$ dépend uniquement de la masse du *sbottom*. Pour une énergie dans le référentiel du centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, les sections efficaces à l'ordre supérieur (*NLO*), calculées avec PROSPINO-2 [49], vont de 15 à 0.084 pb pour des masses de *sbottom* entre 100 et 230 GeV, avec une dépendance très faible par rapport aux masses des autres particules supersymétriques. La section efficace est représentée par la courbe centrale dans la Fig. 5.1-(a). Les deux autres courbes correspondent à la section efficace calculée avec l'échelle de renormalisation variée par un facteur 2 (courbe inférieure) et un facteur 0.5 (courbe supérieure). L'échelle de renormalisation est choisie égale à l'échelle de factorisation. L'incertitude relative correspondante sur la section efficace en fonction de la masse du *sbottom* est montrée dans la Fig. 5.1-(b).

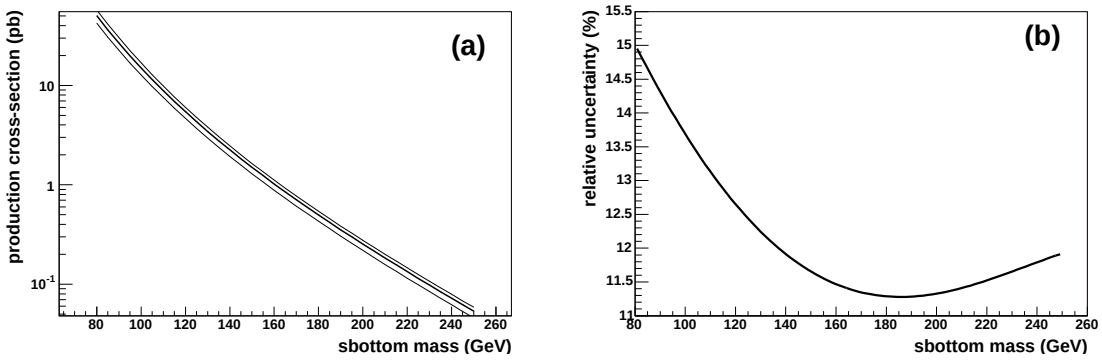


FIG. 5.1 – *(a) Sections efficaces de production* NLO *de production d'une paire de $\tilde{b}$ obtenus avec* PROSPINO-2 *(courbe centrale) en fonction de $m_{\tilde{b}}$ pour le Run II. Les deux autres courbes correspondent à un changement de l'échelle de renormalisation et de factorisation par un facteur 2 (courbe inférieure) et par un facteur 0.5 (courbe supérieure) respectivement. (b) Incertitude relative correspondante.*

[2]Les partenaires supersymétriques des bosons de jauges (les jauginos) et des bosons de Higgs (les higgsinos) se mélangent, et n'apparaissent expérimentalement qu'à travers des combinaisons de jauginos et higgsinos conduisant aux neutralinos et aux charginos.

5.3.2 Hypothèses sur le signal

Le signal est engendré dans le cadre du modèle minimal supersymétrique `MSSM` (*Minimal Supersymmetric Standard Model*) dans lequel on fait varier seulement les masses du quark scalaire le plus léger ($\tilde{b}_1$) et du neutralino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^0$) pris pour la `LSP`, avec tous les autres paramètres du modèle fixés. Les masses des autres particules supersymétriques sont misent à des valeurs très élevées pour empêcher leur production ($\approx$ 1 TeV). Le signal est engendré en utilisant `PYTHIA 6.202` [44] avec les densités de parton `CTEQ5L` [36]. L'effet du choix des densités de partons sur l'acceptance et la section efficace de production sera présenté dans la section 5.3.9.

Une simulation complète du détecteur est réalisée avec `GEANT-3` [50] et 0.8 événements de biais minimum sont superposés correspondant à la luminosité du lot de données analysé.

D'une manière générale, pour des masses de *sbottom* de l'ordre de $m_{\tilde{b}} \sim 100$ GeV, les valeurs moyennes de l'énergie transverse manquante ($\not\!\!E_T$) et de l'impulsion transverse des jets (p_T) sont relativement faibles, proches de celles des processus de bruit de fond du Modèle Standard W/Z + jets et $t\bar{t}$, mais deviennent substantiellement plus grandes pour des masses de *sbottom* plus hautes. Par exemple, pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 70$ GeV et pour $m_{\tilde{b}}$ variant de 100 à 160 GeV, la valeur moyenne du $\not\!\!E_T$ varie de 30 à 75 GeV et l'impulsion transverse p_T du premier jet varie de 40 to 85 GeV. Une bonne maîtrise des bruits de fond du Modèle Standard est donc nécessaire pour cette analyse. Le signal de référence pour le reste de l'analyse est ($m_{\tilde{b}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) = (140,80) GeV. Ce choix représente un domaine cinématique difficile à exclure pour cette analyse. Notons qu'une analyse optimisée pour ce domaine est directement transposable à la recherche d'un boson de Higgs de masse 115 GeV.

5.3.3 Échantillon de données

Cette étude est basée sur un échantillon de données collectées avec le détecteur DØ pendant le Run IIa. Les données ont été déclenchées par le *trigger* jets+$\not\!\!E_T$ décrit dans le chapitre 4 section 4.5 et conçu spécifiquement pour ces topologies. Si on définit $\not\!\!H_T = |\sum_{\text{jets}} \vec{p_T}|$ et $H_T = \sum_{\text{jets}} |\vec{p_T}|$, la somme vectorielle et scalaire des impulsions transverses des jets, les conditions de *triggers* sont :

- Au niveau `L1` : `CJT(3,5)` - au moins trois tours de *trigger* avec $E_T > 5$ GeV
- Au niveau `L2` : $\not\!\!H_T > 20$ GeV, Acoplanarité $< \frac{15}{16}\pi$
- Au niveau `L3` : $\not\!\!H_T > 30$ GeV, Acoplanarité $< 170°$, $H_T > 50$ GeV

où l'acoplanarité est définie comme la différence de l'angle azimuthal $\Delta\phi$ entre les deux premiers jets (les jets sont ordonnés par p_T croissant). La luminosité totale enregistrée avec ces *triggers* est de 350 pb^{-1}.

Un sous-lot de données a été produit à l'aide des coupures indiquées dans le tableau 5.1 afin de réduire la taille de l'échantillon. L'exclusion des mauvais runs (**S1**) est basée sur des critères de qualité établis sur les conditions de fonctionnement des sous-détecteurs. Les critères de qualité (**S2**) rejettent des événements ayant du bruit spécifiquement lié au calorimètre. La luminosité disponible pour l'analyse est de 310 pb^{-1} après avoir imposé les critères de qualité sur les données sélectionnées par les *triggers* jets+$\not\!\!E_T$ (**S4**). Un ajuste-

ment récent des constantes utilisées pour le calcul de la luminosité a conduit à une nouvelle évaluation de la luminosité. La nouvelle valeur, 360 pb^{-1} a été utilisée pour la recherche du *stop*.

Les jets sont reconstruits à l'aide de l'algorithme de cône du Run II utilisant un rayon $R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.5$ [42]. Seuls les jets ayant passé un certain nombre de critères de qualité sont utilisés dans cette analyse (voir chapitre 3 pour davantage d'information sur les critères de qualités des objets). La valeur du $\not\!\!E_T$ est corrigée par l'étalonnage de l'échelle d'énergie des jets (`JES` pour *Jet Energy Scale*) et de la présence éventuelle d'un muon dans l'événement. Si le muon est mal mesuré, un $\not\!\!E_T$ artificiel est créé. On ne sélectionne donc que sur la plus petite des deux valeurs entre le $\not\!\!E_T$ corrigé du muon et le $\not\!\!E_T$ sans correction. Après les coupures sur le $\not\!\!H_T$ et le $\not\!\!E_T$ (**S3**), l'échantillon d'analyse contient environ un million d'événements. Pour réduire davantage la contamination du bruit de fond multijet[3], une série de coupures supplémentaires est appliquée : acoplanarité $< 165°$, $\not\!\!E_T > 50$ GeV, position[4] du vertex d'interaction principale (`PV`) par rapport au centre du détecteur selon la direction du faisceau $|z| < 60$ cm, rejet des événements avec au moins un "mauvais" jets reconstruit de $p_T > 15$ GeV, les deux jets les plus énergiques $p_{T1} > 30$ GeV et $p_{T2} > 15$ GeV, confirmation par les traces des deux premiers jets (c'est-à-dire la fraction d'énergie provenant des traces chargées à l'intérieur du jet (CPF)[5] $> 5\%$), fraction électromagnétique des jets < 0.95. Ces coupures de présélection sélectionnent 40886 événements dans les données.

A ce stade, l'efficacité de sélection pour le signal $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (140,80)$ GeV est de 23%.

Coupures appliquées	événements sélectionnés
Lot de départ	37,178,272
S1 : Exclusion des mauvais runs	32,009,538
S2 : Critères de qualité sur le calorimètre	29,544,233
S3 : $\not\!\!H_T$ >40 GeV, $\not\!\!E_T$>40 GeV, > 1 jet	934,440
S4 : *trigger* jets+$\not\!\!E_T$	877,067

TAB. 5.1 – *Coupures appliquées pour produire le sous-lot de données pour l'analyse.*

5.3.4 Bruits de fond du Modèle Standard

Les bruits de fond principaux de l'analyse proviennent de processus mettant en jeu la production de bosons W et Z, ou de di-bosons WW, WZ, ZZ se désintégrant en leptons et neutrinos avec des jets associés, la production de paires de quarks top se désintégrant en mode en lepton+jets ou di-leptons, et la production du top célibataire se désintégrant en mode lepton. Ces processus sont engendrés avec `ALPGEN` [43] version 1.4 interfacé avec `PYTHIA`. Les

[3] Comme déjà mentionné, le bruit de fond `QCD` est parfois appelé bruit de fond instrumental ou multijets. L'absence de simulation adéquate pour ce processus nécessite de l'estimer dans les données. Voir chapitre 2 et la section 5.3.6 de ce chapitre pour plus de détails.

[4] Le détecteur de vertex au silicium s'étends sur 54 cm de part et d'autre du centre du détecteur.

[5] La variable `CPF` (*charge particle fraction*) est le rapport de l'énergie transverse des particules chargées, calculée à partir de la somme scalaire du p_T des traces de particules chargées provenant du vertex d'interaction et associées au jet, divisée par l'énergie transverse du jet mesurée dans le calorimètre.

densités de partons utilisées sont aussi CTEQ5L [36]. Les saveurs des jets sont par défaut g, u, d, s et les processus avec des quarks c et b sont séparés des autres partons dans les échantillons ALPGEN. Un exemple de processus ALPGEN de bruit de fond utilisé dans l'analyse est représenté dans la Fig. 5.2. Une simulation complète du détecteur est utilisée et 0.8 événements de biais minimum superposés aux événements engendrés.

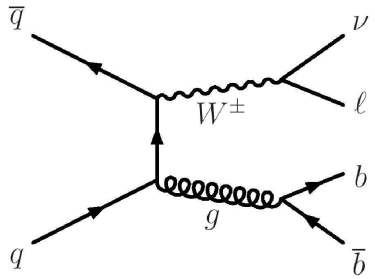


FIG. 5.2 – *Exemple de processus* LO *fournit par le générateur* ALPGEN. *Les événements* $W(l\nu)+b\bar{b}$ *représentent environ 7% du bruit de fond dans l'analyse.*

Les sections efficaces NLO calculées avec MCFM [48] sont utilisées pour les processus W/Z+jets. La contribution $t\bar{t}$ est normalisée à la section efficace théorique NNLO 6.77 ± 0.42 pb [38]. Le nombre d'événements engendrés et les sections efficaces sont donnés dans le tableau 5.2.

5.3.5 Corrections entre données et simulation

La simulation surestime en général les efficacités par rapport aux données, et il convient de déterminer ces corrections.

Etalonnage et efficacité de reconstruction des jets

L'efficacité globale des coupures sur le bruit du calorimètre, les mauvais jets et la confirmation des jets par les traces (CPF) est estimée à 96% à partir d'événements ayant deux jets dos-à-dos dans le plan transverse. Les dépendances en échelle d'énergie (JES) pour les jets sont prises en compte dans la simulation et les données, et le $\not\!\!E_T$ est corrigé en conséquence. L'efficacité de reconstruction des jets est appliquée à la simulation et est d'environ 95% au delà de 20 GeV.

Electrons et muons

Les événements avec des électrons, des muons, ou des traces isolés sont rejetés (on parle aussi de veto). Les électrons et les muons sont considérés isolés à partir de critères basés sur la quantité d'énergie déposée dans un cône autour de la direction du lepton. Il n'y a aucune différence d'efficacité entre donnée et simulation pour le type d'électrons utilisé. Pour les muons isolés, la différence d'efficacité a été évaluée en utilisant des événements $Z \to \mu^+\mu^-$ et en appliquant une méthode *tag and probe*. Dans cette méthode, on sélectionne des événements dans le pic de masse du Z pour s'assurer que l'on a des vrais muons. Une fois l'un des muons bien identifié (le *tag*), l'autre muon (le *probe*) est testé avec le critère d'identification dans les données et la simulation. Le rapport donne le facteur de correction à appliquer à la simulation. Le rapport

processus MS	# événements	σ(LO) [pb]	σ(NLO) [pb]
$W(e\nu)+jj$	53500	225	292
$W(\mu\nu)+jj$	70250	225	292
$W(e\nu+\mu\nu)cj$	43250		28.6
$W(\tau\nu)+j$	97750	714	840
$W(\tau\nu)+jj$	30250		292
$W(e\nu)+b\bar{b}$	49500	2.1	4.2
$W(\mu\nu)+b\bar{b}$	49000	2.1	4.2
$W(\tau\nu)+b\bar{b}$	27250	2.1	4.2
$Z(\tau\tau)+j$	265250	70	81
$Z(\nu\nu)+jj$	75250	133	173
$Z(\nu\nu)+c\bar{c}$	20400	1.9	4.4
$Z(\nu\nu)+b\bar{b}$	98000	1.4	4.1
WW inclusif	50000	8.6	12.4
WZ inclusif	53000	2.6	3.7
ZZ inclusif	53500	1.2	1.4
$WZ\rightarrow e\nu b\bar{b}$	73000	0.043	0.06
$WZ\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	39500	0.043	0.06
$ZZ\rightarrow \nu\nu c\bar{c}$	56864		0.07
$t\bar{t}\rightarrow bbl\nu jj$	191300		3.0
$t\bar{t}\rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$	57500		0.7
$t(e\nu b)b$	15500		0.12
$t(\mu\nu b)b$	29000		0.12
$t(e\nu b)qb$	15500		0.26
$t(\mu\nu b)qb$	15500		0.26

TAB. 5.2 – *Processus de bruit de fond Modèle Standard (*MS*), nombre d'événements engendrés, sections efficaces* LO *(fournies par le générateur [43]) et* NLO *[48]. Les sections efficaces* NNLO *de production $t\bar{t}$ sont extraites de la Ref. [38].*

obtenu pour le veto anti-muon-isolé est d'environ 0.96. L'ensemble des corrections apportées aux leptons isolés dans l'analyse augmente la proportion du bruit de fond de moins de 5% au total dans l'analyse.

Veto sur les traces isolées

Un veto sur les traces isolées est également appliqué. Ce veto est particulièrement efficace contre les τ qui se désintègrent hadroniquement. La désintégration d'un τ produit un jet contenant un nombre très faible de traces de particules chargées. Une trace de particule chargée est considérée isolée si aucune autre trace de particule chargée avec p_T>1.5 GeV n'est trouvée dans un cône creux de rayon interne et externe 0.05 et 0.2, formé autour de la direction de la trace. Une méthode *tag and probe* est utilisée sur des événements $Z(\mu\mu) + jj$ ayant passé les mêmes coupures de présélection que celles de l'analyse. Le facteur de correction trouvé pour une trace isolée par ce critère du cône creux est 0.92 ± 0.05.

L'effet de cette coupure sur l'efficacité du signal a également été étudié. La coupure élimine une partie des événements du signal qui ont des traces isolées provenant des jets. Pour étudier les différences qui pourraient exister entre données et simulation, les deux leptons dans les événements $Z(ll) + jj$ sont retirés de la liste des traces, et le critère d'isolation de traces par le cône creux est ensuite appliqué sur celles restantes. Le nombre et le p_T des traces isolées selon cette définition pour des événements $Z(ee) + jj$ est donné dans la Fig. 5.3. L'efficacité de la coupure est 0.660 ± 0.038 dans les données et 0.698 ± 0.008 dans la simulation (`MC`), ce qui correspond à un facteur de correction donnée/MC de 0.95 ± 0.06. L'étude a été répétée avec des événements $Z(\mu\mu) + jj$ conduisant à un facteur de 0.95 ± 0.08. L'efficacité du signal a été réduite de 5% et une incertitude systématique de 5% ajoutée sur cette correction.

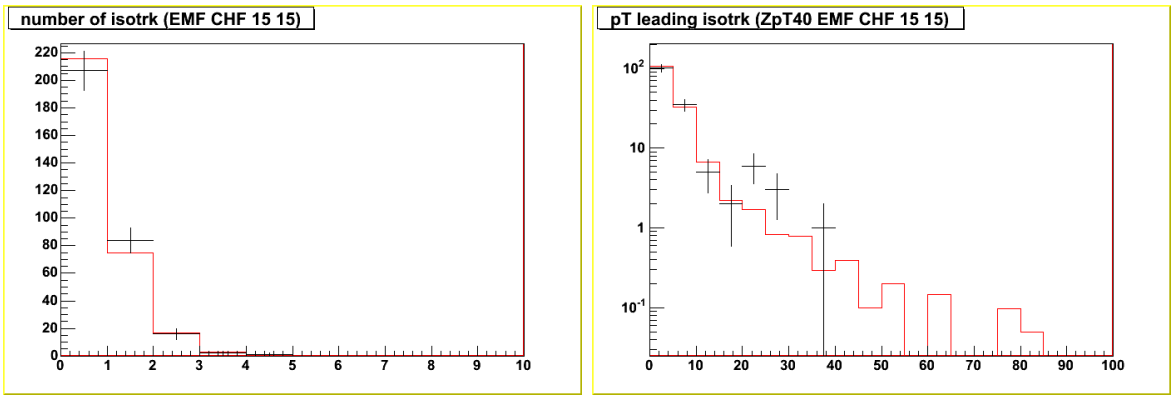


FIG. 5.3 – *Nombre (gauche) et impulsion transverse en GeV (droite) des traces isolées en utilisant la définition du cône creux dans la simulation (histogramme) et dans les données (points) pour des événements $Z \to ee + jj$ après avoir enlevé les deux électrons.*

5.3.6 Sélection des événements

Le tableau 5.3 montre l'effet de l'application des coupures de l'analyse de manière séquentielle sur les données, le signal et les bruits de fond. Le signal de référence est ($m_{\tilde{b}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) = (140,80) GeV. Comme la contribution du `QCD` n'est pas évaluée à ce stade de la sélection, elle

n'est par conséquent pas incluse dans la colonne des bruits de fond Modèle Standard libellée MS du tableau 5.3. Ce bruit de fond est discuté plus loin dans cette section ou l'on verra qu'il est négligeable à la fin de l'analyse. Les critères **C1-C7** sont principalement destinés à réduire le bruit de fond QCD.

La procédure décrite au chapitre 4 est utilisée pour prendre en compte les efficacités de *trigger* événement par événement pour le signal et le bruit de fond. Dans une première approche, la sélection est ajustée de façon à maintenir une bonne sensibilité au signal avec des masses de *sbottom* faibles (autour de 100 GeV). Les valeurs des coupures sont très laches à ce stade, par exemple $p_{T1} > 40$ GeV et $p_{T2} > 20$ GeV. Par la suite, nous montrerons qu'en fonction des masses ($m_{\tilde{b}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$), des coupures plus strictes sur le $\not{E}_T$ (**C1**), le p_T des jets (**C2** et **C3**), et $\Delta\Phi_{min}(\not{E}_T$,jets)[6] (**C6**) peuvent être appliquées pour augmenter la sensibilité au signal.

	Critères de sélection	événements restants Données	MS (sans QCD[3])	Signal	ϵ_{Signal}
Présel. :	Tableau 5.1 + coupures de présélection	40886	11266 ± 670	161 ± 6	23%
C1 :	$\not{E}_T > 60$ GeV	16279	8274 ± 473	129 ± 5	18%
C2 :	1er jet $p_T > 40$ GeV	15643	7759 ± 438	125 ± 5	18%
C3 :	2ème jet $p_T > 20$ GeV	14095	6834 ± 392	114 ± 4	16%
C4 :	$\lvert\eta^{\text{det}}_{\text{jet1}}\rvert < 1.1$	9732	5345 ± 303	102 ± 4	15%
C5 :	$\lvert\eta^{\text{det}}_{\text{jet2}}\rvert < 2.0$	9653	5278 ± 299	101 ± 4	14%
C6 :	$35° < \Delta\phi_{min}(\not{E}_T, jets) < 120°$	3149	2705 ± 164	69 ± 3	10%
C7 :	$\Delta\phi_{max}(\not{E}_T, jets) < 175°$	2783	2369 ± 143	64 ± 2	9%
C8 :	Iso. EM veto $p_T > 5$ GeV	2059	1884 ± 97	61 ± 2	9%
C9 :	Iso. Muon veto $p_T > 5$ GeV	1809	1471 ± 73	61 ± 2	9%
C10 :	Iso. Track veto $p_T > 5$ GeV	756	622 ± 26	46 ± 2	7%
C11 :	Nombre de jets $N_j = 2$ ou 3	671	556 ± 23	43 ± 2	6%

TAB. 5.3 – *Critères de sélection de l'analyse. Le nombre d'événements restant dans les données, dans la simulation du bruit de fond Modèle Standard (*MS *sans la contribution du bruit* QCD*), et pour le signal ainsi que l'efficacité correspondante pour ($m_{\tilde{b}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) = (140,80) sont indiqués après l'application de chacun des ces critères. L'incertitude est statistique.*

Les critères **C2**, **C3**, et **C8-C10** sont efficaces contre le bruit Modèle Standard en général, et **C11** contre le $t\bar{t}$ spécifiquement. La production du signal $\tilde{b}$ étant plus centrale que celle du bruit de fond, le premier et le deuxième jets sont sélectionnées dans la partie centrale du détecteur, $|\eta^{\text{det}}|$ <1.1 et 2.0 respectivement (**C4,C5**), où η^{det} est la pseudorapidité[7] du jet calculé avec l'origine au centre du détecteur. On ne s'attend pas à avoir des électrons, des muons, ou des taus isolés dans le signal ; on les élimine donc (veto) avec **C8**, **C9** et **C10**.

[6]On définit $\Delta\phi_{min}(\not{E}_T, jets)$ et $\Delta\phi_{max}(\not{E}_T, jets)$, l'angle minimum et maximum de la différence azimuthale entre la direction du $\not{E}_T$ et la direction de n'importe quel jet. Imposer $\Delta\phi_{min} > 35°$ rejette des événements QCD (**C6**), et $\Delta\phi_{min} < 120°$ et $\Delta\phi_{max} < 175°$ réduit le bruit de fond Modèle Standard (**C6,C7**).

[7]La Fig. 3.5 du chapitre 3 définie la pseudorapidité d'un jet.

La Fig. 5.4 montre quelques unes de ces variables. La contribution du bruit de fond QCD n'étant pas simulée, c'est seulement après que celui ci a été suffisamment réduit que l'on peut commencer à comparer les données à la simulation des bruits de fond du Modèle Standard.

Résultat avant b-tagging

Le tableau 5.4 détaille le nombre d'événements attendu pour les bruits de fond du Modèle Standard, le nombre d'événements observés dans les données, et le nombre d'événements attendus dans le signal. La Fig. 5.5 montre les distributions du $\not{E}_T$, p_T et η_d des deux premiers jets. Même si la contribution du QCD n'est pas simulée à ce stade, il y a un relativement bon accord entre données et simulation. Les lignes pointillés indiquent les incertitudes systématiques. A ce stade, le signal est plus d'un ordre de grandeur inférieur au bruit de fond. Une grande partie de ce bruit de fond provient de processus avec des jets de saveurs légères dans l'état final. La technique du b-tagging peut-être utilisée pour augmenter significativement la proportion du signal par rapport à celle du bruit de fond.

processus Modèle Standard	événements avant b-tagging	après b-tagging
$W(e\nu)+jj$	24 ± 6	0.1 ± 0.1
$W(\mu\nu)+jj$	131 ± 12	1.8 ± 0.2
$W(\tau\nu)+j$	101 ± 14	4.1 ± 0.6
$W(e\nu)+b\bar{b}$	0.4 ± 0.1	0.2 ± 0.1
$W(\mu\nu)+b\bar{b}$	0.7 ± 0.1	0.4 ± 0.1
$W(\tau\nu)+b\bar{b}$	2.2 ± 0.3	1.0 ± 0.1
$W(e\nu+\mu\nu)cj$	2.2 ± 0.6	0.2 ± 0.1
$Z(\nu\nu)+jj$	257 ± 12	3.9 ± 0.2
$Z(\nu\nu)+b\bar{b}$	7.8 ± 0.3	4.0 ± 0.2
$Z(\nu\nu)+c\bar{c}$	8.0 ± 0.7	0.9 ± 0.1
$Z(\tau\tau)+j$	0.5 ± 0.2	0.01 ± 0.01
WW inclusif	6.0 ± 0.6	0.3 ± 0.1
WZ inclusif	4.0 ± 0.3	0.2 ± 0.1
ZZ inclusif	3.5 ± 0.2	0.3 ± 0.1
$WZ\rightarrow e\nu b\bar{b}$	0.03 ± 0.01	0.01 ± 0.01
$WZ\rightarrow \mu\nu b\bar{b}$	0.04 ± 0.01	0.02 ± 0.01
$ZZ\rightarrow \nu\nu c\bar{c}$	0.6 ± 0.01	0.1 ± 0.1
$t\bar{t}\rightarrow b\bar{b}l\nu jj$	5.5 ± 0.2	2.7 ± 0.1
$t\bar{t}\rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$	1.0 ± 0.1	0.5 ± 0.1
single-top	1.3 ± 0.1	0.6 ± 0.1
Total MS	556 ± 23	21.5 ± 0.7
QCD	109±9	4±2
Données	671	22
signal pour $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (140, 80)$ GeV	43 ± 2	23.1 ± 0.9

TAB. 5.4 – *Résultat de l'application de tous les critères de sélection, avant et après b-tagging (incertitudes statistiques seulement). L'estimation du bruit de fond* QCD *est expliquée dans la section 5.3.6 et n'est pas incluse dans le total Modèle Standard. L'incertitude est statistique.*

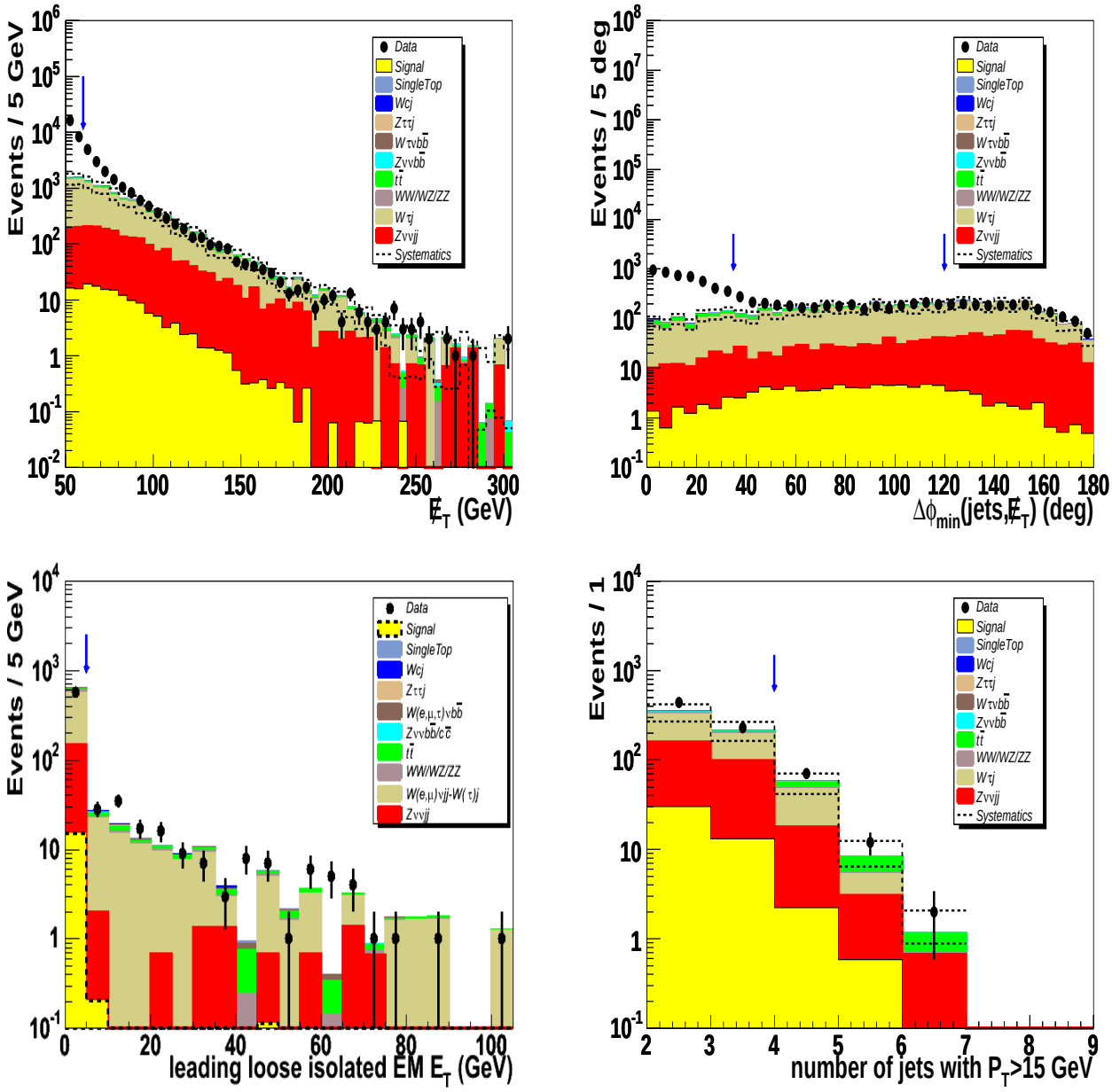


FIG. 5.4 – *Effet séquentiel des coupures C1, C6, C8, et C11. La ligne pointillée correspond aux incertitudes systématiques sur le bruit de fond du Modèle Standard qui sont décrites dans le paragraphe 5.3.10. La flèche indique l'endroit de la coupure appliquée dans l'analyse.*

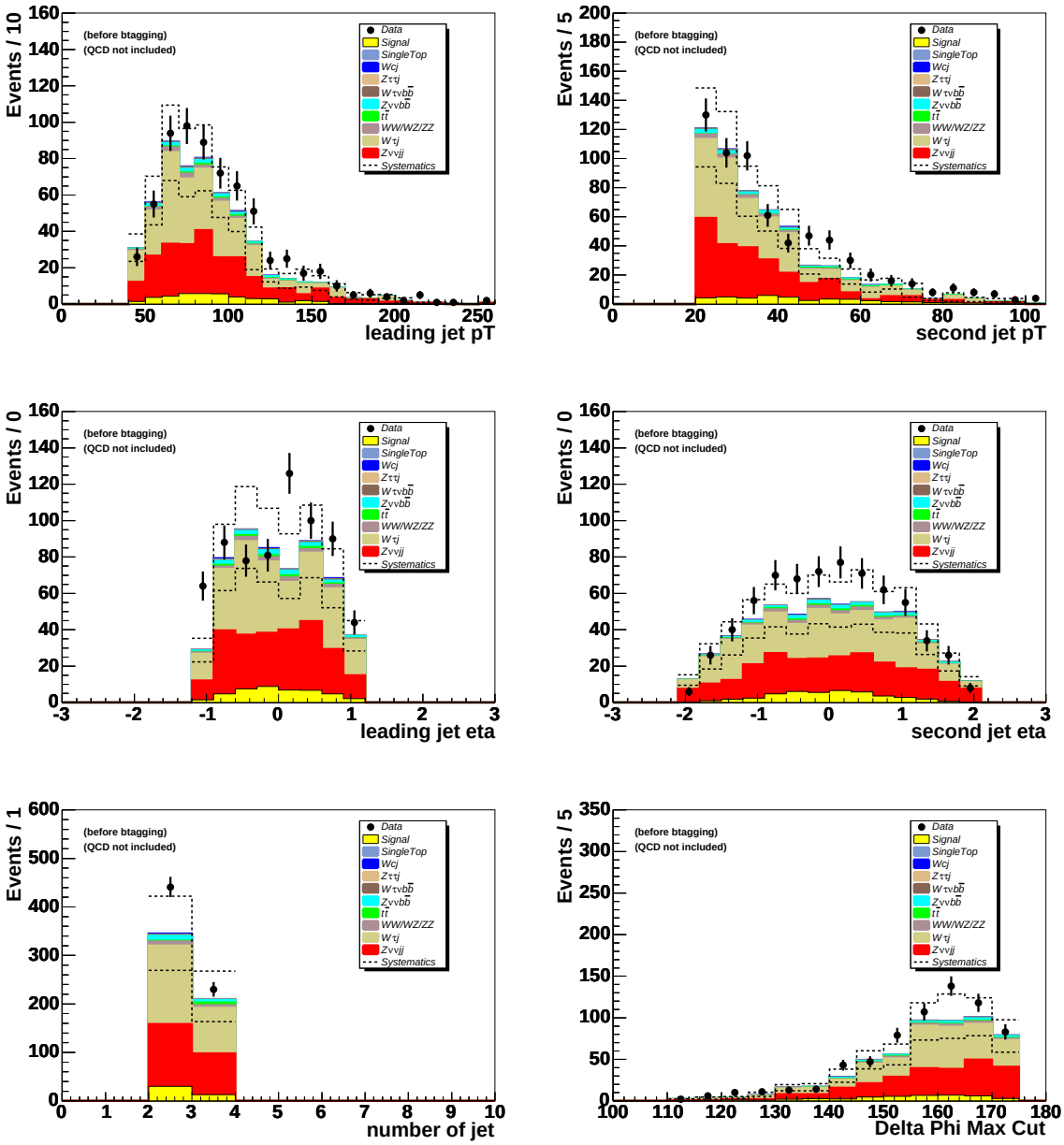


FIG. 5.5 – p_{T1}, p_{T2}, $\eta^{\text{det}}_{\text{jet1}}$,$\eta^{\text{det}}_{\text{jet2}}$, *nombre de jets*, $\Delta\Phi_{max}(\not{E}_T, jets)$ *après application des critères de sélection du tableau 5.3 (c.a.d avant b-tagging ; la contribution* QCD *n'est pas incluse). La ligne pointillée correspond aux incertitudes systématiques sur le bruit de fond du Modèle Standard qui sont décrites dans le paragraphe 5.3.10.*

Estimation du bruit de fond QCD multijets

Pour estimer la contribution QCD au bruit de fond, on compare l'échantillon constitué des données sélectionnées, sans le critère sur le $\not\!\!E_T$ (**C1**), à la simulation du bruit de fond provenant du MS. La Fig. 5.6 montre que les données sont bien reproduites par le bruit de fond MS à grand $\not\!\!E_T$. On attribue donc l'augmentation exponentielle à bas $\not\!\!E_T$ au bruit QCD multijets. Un ajustement paramètrique des données par une exponentielle pour $\not\!\!E_T < 60$ GeV, après soustraction de la contribution du MS, est montré dans la Fig. 5.6. L'extrapolation de l'exponentielle à la région $\not\!\!E_T > 60$ GeV fourni une estimation de 109±9 événements QCD. Après b-tagging (voir section suivante), cette procédure estime une contribution de seulement 4±2 events. La valeur de la coupure sur le $\not\!\!E_T$ étant d'autre part augmentée pour les hautes masses de *sbottom*, on s'attend, après b-tagging, à moins de deux événements QCD à la fin de l'analyse. La contribution QCD est par conséquent négligée dans le reste de l'analyse.

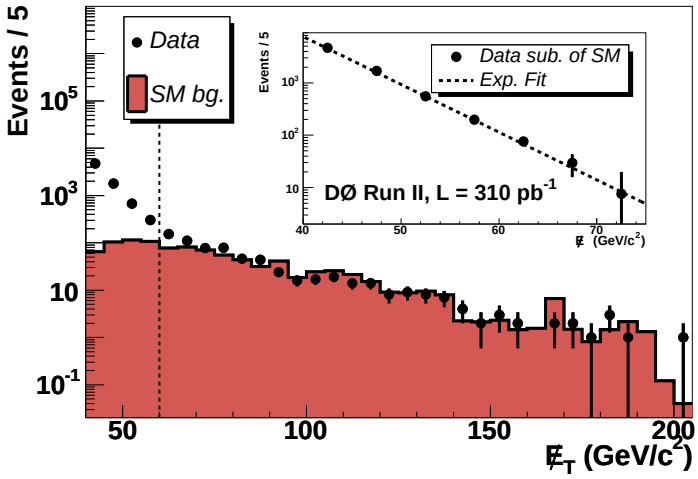


FIG. 5.6 – *Distribution du $\not\!\!E_T$ après tous les critères sauf $\not\!\!E_T > 60$ GeV (**C1**). L'histogramme plein correspond à la simulation de la somme des processus du Modèle Standard (MS). Un ajustement paramètrique des données par une exponentielle pour $\not\!\!E_T < 60$ GeV, après soustraction de la contribution du MS, est montré dans la figure insérée, et est utilisé pour estimer le bruit de fond QCD.*

Vérification de la simulation

De nombreuses études ont été faites pour vérifier l'accord des données avec la simulation. Nous ne citerons ici que quelques unes d'entre elles pour simplifier la présentation. Elles consistent à définir une zone sans bruit de fond QCD mais enrichie en bruit de fond électrofaible Modèle Standard afin de comparer données et simulation avec suffisamment de statistique. La zone dite "non QCD" est définie en augmentant les coupures sur le $\not\!\!E_T > 100$ GeV et l'impulsion des jets $p_{T1} > 60$ GeV, $p_{T2} > 40$ GeV. La coupure $\Delta\phi_{min} < 120°$ (**C6**) est retirée afin d'augmenter la proportion d'événements W/Z+jets. Nous avons vérifié, entre autre, le nombre de traces isolées et leur impulsion transverse en utilisant la définition du cône creux. L'accord

a également été contrôlé sur d'autres variables comme les vetos sur le E_T des électrons et le p_T des muons isolées, ou encore le nombre de jets.

Des vérifications ont été faites sur l'influence des corrections `NLO` sur la modélisation de certaines variables utilisées dans l'analyse. En effet, ces variables proviennent de générateurs `LO` où l'émission de jets mous et colinéaires potentiellement présents dans les données pourraient ne pas être correctement pris en compte, et avoir une influence sur l'efficacité de variables comme, par exemple, $\Delta\phi_{max}$. On a cherché à estimer l'influence de ces correction `NLO` sur l'acceptance en augmentant artificiellement la proportion d'événements avec 3 jets. L'ensemble des incertitudes systématiques est inférieur à quelques pourcents qui seront pris en compte dans le résultat final.

5.3.7 Identification des saveurs lourdes : b-tagging

Le signal est caractérisé par la présence de deux jets provenant de l'hadronisation de quarks b. L'algorithme de b-tagging [58] utilise le paramètre d'impact des traces dans les jets et permet de diminuer fortement la partie du bruit de fond constituée de saveur légères. Les algorithmes de b-tagging s'appliquent sur des jets dits "taggables", c'est-à-dire des jets ayant un certain nombre de traces à l'intérieur du cône qui définit le jet. Nous allons dans un premier temps étudier la "étiquetabilité" des jets dans les données et utiliser les paramétrisations obtenues pour les jets de la simulation.

Etiquetabilité

Les événements des données utilisés pour les études d'étiquetabilité correspondent à ceux sans les coupures **C1-C5** afin d'augmenter la statistique. L'efficacité d'étiquetabilité, appelée simplement étiquetabilité, est définie comme le rapport du nombre de jets taggables par le nombre total de jets. Les paramétrisations de l'étiquetabilité des jets en fonction de leur p_T, η, et de la position du vertex primaire d'interaction selon l'axe du faisceau sont représentés dans la Fig. 5.7. On factorise ces paramétrisations pour produire une fonction de taux d'étiquetabilité par jet.

A partir d'événements simulés $Z \to b\bar{b}$, $Z \to c\bar{c}$, $Z \to \tau\tau$, et $Z \to q\bar{q}$, nous avons montré que les étiquetabilités pour des jets de b, c, τ, et de saveurs légères q diffèrent, ce qui nécessite l'introduction de corrections relatives. La Fig. 5.7 représente l'étiquetabilité en fonction du p_T des jets pour différentes saveurs. L'étiquetabilité dans les données étant dominée par des jets de saveurs légères, on corrige celle-ci à l'aide des résultats de la Fig. 5.7.

Algorithme d'étiquetage

L'algorithme de b-tagging fournit six points de fonctionnement correspondant à des probabilités d'étiqueter par erreur un jet de saveur légère comme un jet de quark b. Les probabilités sont : 0.1% (`UltraTight`), 0.3% (`Tight`), 0.5% (`Medium`), 1.0% (`Loose`), 2.0% (`SuperLoose`), et 4.0% (`ExtraLoose`).

Afin de choisir le point de fonctionnement optimum, on utilise le programme de limite basé sur l'approche CL_s [75] qui fournit un coefficient d'exclusion. Si ce coefficient est inférieur à l'unité, le signal est exclu pour ce point de fonctionnement. On recherche la plus

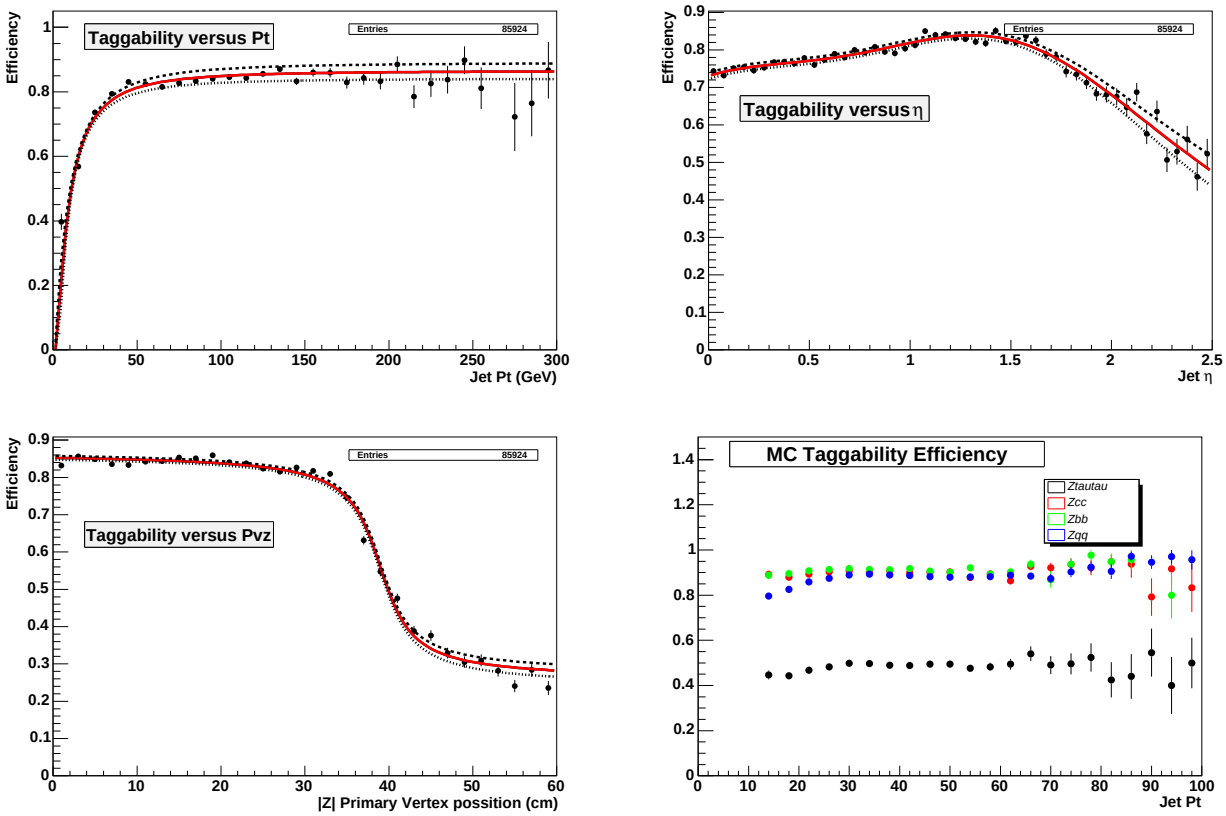


FIG. 5.7 – *Taggabilité dans les données en fonction du p_T et $|\eta|$ des jets, et de la position du vertex d'interaction selon z ($|PVz|$). Taggabilité (en bas à droite) dans la simulation (*`MC`*) en fonction de p_T pour des jets de saveurs légères (q), b, c, et τ.*

petite valeur de ce coefficient d'optimisation pour déterminer le point de fonctionnement optimal pour le b-tagging. Le tableau 5.5 résume toutes les combinaisons possibles lorsqu'on demande au moins un jet (simple b-tag) ou deux jets (double b-tag) étiquetés b. On constate que le point de fonctionnement simple b-tag `UltraTight` est optimal[8]. Cette configuration correspond au taux de mauvaise identification de jets de saveurs légères le plus faible, c'est-à-dire $\approx 0.1\%$ pour des jets de $p_T < 95$ GeV en moyenne. La combinaison double b-tag `Medium`+`ExtraLoose` a pratiquement la même sensibilité que celle du simple b-tag `ExtraLoose`.

La simulation de l'efficacité de reconstruction des traces est surestimée de 10% par rapport à celle observée dans les données. En plus de pondérer les jets de la simulation par leur étiquetabilité respective dans les données, les différentes saveurs de jets (b, c, τ, légère) de l'événement doivent être également correctement pondérées par des fonctions paramètrées dans les données pour diminuer l'efficacité de b-tagging.

L'efficacité de b-tagging pour les différentes saveurs de jets est représentée dans la Fig. 5.8 en fonction du p_T des jets taggables dans la simulation. Pour établir les incertitudes systématiques induites par ces corrections en fonction de la saveur, plusieurs études ont été menées et

[8]Le signal de référence $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (140,80)$ est exclu pour la plupart des combinaisons simple ou double b-tag. Pour déterminer la combinaison optimal on recherche donc la plus petite valeur du coefficient d'exclusion.

Double b-tag	UltraTight	Tight	Medium	Loose	SuperLoose	ExtraLoose
UltraTight	1	-	-	-	-	-
Tight	1	0.85	-	-	-	-
Medium	0.88	0.83	0.7	-	-	-
Loose	0.73	0.8	0.79	0.66	-	-
SuperLoose	0.73	0.65	0.73	0.71	0.66	-
ExtraLoose	0.63	0.65	**0.60**	0.66	0.63	0.64
Simple b-tag	**0.59**	0.65	0.66	0.74	0.83	0.98

TAB. 5.5 – *Performances de l'algorithme de b-tagging en terme de coefficient d'exclusion (une valeur inférieure à l'unité indique que le signal considéré ($m_{\tilde{b}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) = (140,80) est exclu). Simple b-tag (au moins un jet b-taggé) et double b-tag (au moins deux jets b-taggés) sont comparés.*

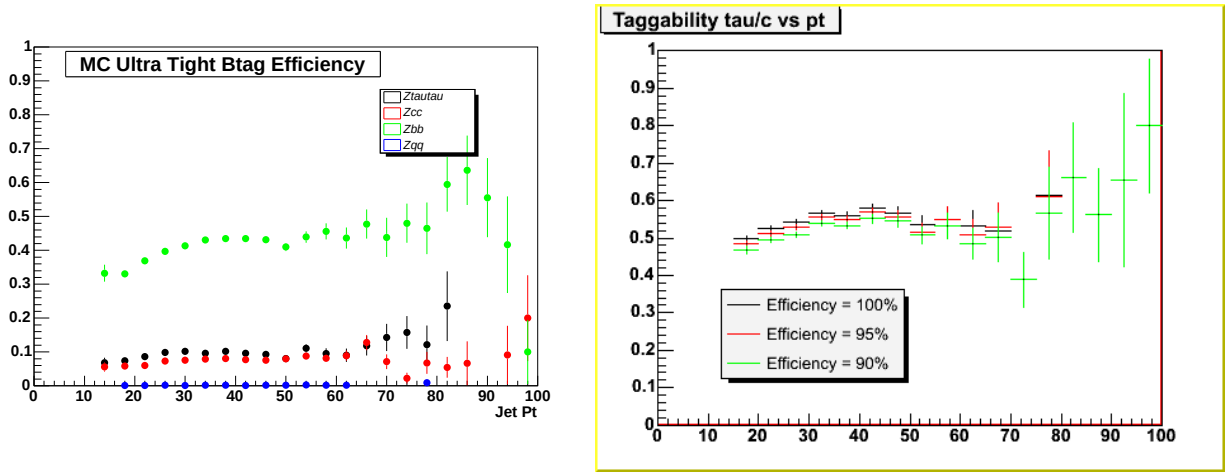


FIG. 5.8 – *Efficacité (gauche) de b-tagging dans la simulation pour des jets taggables en fonction du p_T pour différentes saveurs : légère (q), b, c, et τ. Rapport (droite) de l'efficacité d'étiquetabilité τ/c en fonction du p_T des jets (en GeV). Une inefficacité de 0%, 5%, et 10% est introduite pour estimer les variations sur le rapport.*

notamment pour les jets de τ. Tout d'abord, le nombre de traces par jets dans des événements simulés $Z(\nu\nu) + jj$ a été comparé à celui dans des événements $Z(ee)$+jets des données. Un rapport de 0.96 a été obtenu indiquant un ordre de grandeur global de l'inefficacité de reconstruction des traces entre donnée et simulation à l'intérieur d'un jet. On introduit ensuite artificiellement une inefficacité de 5% et 10% sur le nombre de traces reconstruites dans un jet de saveur τ. On étudie l'effet de ce changement sur l'étiquetabilité et l'efficacité d'étiqueter les jets de τ ou de c. L'effet sur l'étiquetabilité est représenté dans la Fig. 5.8 en fonction du p_T du jet. La propagation de cet effet au travers de l'analyse sur l'acceptance totale des bruits de fond du Modèle Standard inférieure à 1%.

Finalement, l'origine des jets de τ a été étudiée dans la simulation. Avant b-tagging, 97% des événements ayant un jet de τ qui passent les coupures de sélection correspondent à des τ qui ne sont pas associés à des jets mais qui contribuent essentiellement à l'énergie transverse

manquante dans l'événement. Après b-tagging cette fraction est de 53%, indiquant que plus de la moitié des événements étiquetés le sont à cause d'une mauvaise identification d'un des jets de saveur légère et non pas à cause d'un jet de τ. Pour couvrir les éventuels effets reliés à l'inefficacité de tracking dans l'étiquetabilité et l'étiquetage des jets de τ, une incertitude systématique de 5% a été ajoutée.

Le tableau 5.4 montre le résultat après toutes les sélections, incluant le b-tagging, pour le bruit de fond `MS`, les données, et le signal. Les distributions du nombre de jets, $\not{E}_T$, p_T et η des jets sont représentées dans la Fig. 5.9.

Double b-tagging

Pour estimer l'apport du double b-tagging par rapport au simple b-tagging, toutes les combinaisons ont été étudiées et le résultat en terme de coefficient d'exclusion est indiqué dans le tableau 5.5. Il est possible de trouver un point de fonctionnement où le double b-tagging conduit à une sensibilité équivalente au simple b-tagging mais jamais supérieure. Le tableau 5.6 donne le nombre d'événements observés dans les données, et le nombre d'événements attendus dans la simulation pour le `MS` et le signal. Un bon accord est obtenu pour l'ensemble des configurations. Dans le cas du simple b-tagging, la contribution du `QCD` n'est pas incluse et naturellement augmente au fur et à mesure que le taux de mauvaise identification s'accroît.

Incertitudes systématiques liées au b-tagging

Pour comparer la sensibilité du double b-tagging au simple b-tagging, il est important de calculer pour chaque combinaison la propagation des incertitudes systématique et statistique sur la valeur des paramètres de l'algorithme d'étiquetage. Les résultats obtenus sur l'acceptance sont résumés dans le tableau 5.7.

5.3.8 Optimisation des coupures

Comme déjà mentionné précédemment, le $\not{E}_T$ et l'impulsion transverse des jets deviennent substantiellement plus importants que ceux provenant des bruits de fond du Modèle Standard à mesure que l'on augmente la masse du *sbottom*. Cette caractéristique est utilisée pour optimiser le signal dans cette région, ce qui est rendu d'autant plus nécessaire que la section efficace de production du signal diminue significativement. A cette fin, environ 80 signaux ont été engendrés et reconstruits à l'aide de la simulation complète du détecteur pour mailler l'ensemble du plan ($m_{\tilde{b}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Plusieurs variables ont été optimisées en se basant sur la valeur du niveau de confiance attendu fournis par la méthode fréquentiste modifiée CLs [75], et finalement 80 analyses indépendantes ont été menées en parallèle.

Le tableau 5.8 résume l'optimisation pour deux signaux, et pour les variables $\not{E}_T$ et p_T des jets. Pour les plus hautes masses de *sbottom* étudiées, on note un déficit dans le nombre d'événements observés comparé à celui attendu par le `MS`. La probabilité d'un tel déficit est de 4%.

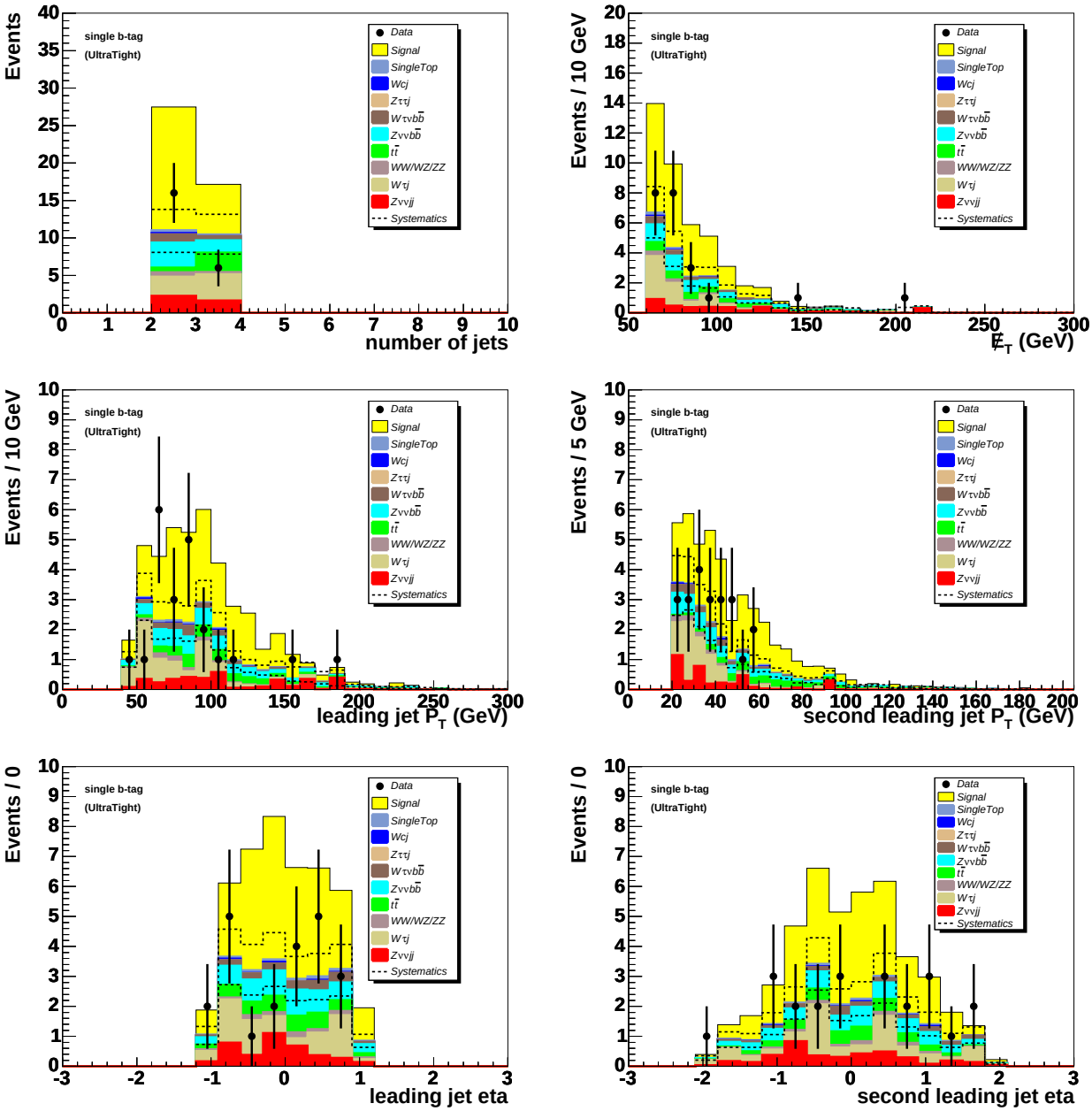


FIG. 5.9 – *Nombre de jets, $\not{E}_T$, p_T, η des jets après toutes les sélections, y compris le b-tagging, pour les données, le bruit de fond provenant du Modèle Standard et un signal $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ = (140,80) GeV (le signal est représenté au dessus du* MS*). Les lignes pointillés indiquent les incertitudes systématiques.*

Double b-tag	UltraTight	Tight	Medium	Loose	SuperLoose	ExtraLoose
UltraTight	0 1.4 ± 0.04 4.7 ± 0.21	-	-	-	-	-
Tight	2 1.8 ± 0.05 5.8 ± 0.26	2 2.2 ± 0.06 7 ± 0.31	-	-	-	-
Medium	2 2.1 ± 0.06 6.6 ± 0.29	2 2.3 ± 0.06 7 ± 0.31	2 2.7 ± 0.08 8.2 ± 0.36	-	-	-
Loose	2 2.6 ± 0.07 7.9 ± 0.35	2 2.9 ± 0.08 8.5 ± 0.38	3 3 ± 0.085 8.7 ± 0.39	3 3.7 ± 0.11 10 ± 0.45	-	-
SuperLoose	2 3.1 ± 0.09 9.1 ± 0.4	2 3.6 ± 0.1 10 ± 0.45	3 3.8 ± 0.11 10 ± 0.46	3 4.1 ± 0.12 11 ± 0.47	3 5.1 ± 0.18 13 ± 0.56	-
ExtraLoose	2 3.7 ± 0.11 10 ± 0.46	3 4.4 ± 0.13 12 ± 0.51	4 4.8 ± 0.15 12 ± 0.53	4 5.3 ± 0.17 12 ± 0.55	5 5.7 ± 0.19 13 ± 0.56	8 7.5 ± 0.31 15 ± 0.66
Simple b-tag	UltraTight	Tight	Medium	Loose	SuperLoose	ExtraLoose
	12 9.7 ± 0.48 17 ± 0.82	16 13 ± 0.73 20 ± 0.95	22 16 ± 0.89 21 ± 1	26 20 ± 1.2 23 ± 1.1	40 27 ± 1.6 24 ± 1.1	61 38 ± 2.3 26 ± 1.2

TAB. 5.6 – *Nombre d'événements observés dans les données (première valeur), dans la simulation du bruit de fond Modèle Standard(deuxième valeur) sans la contribution du* `QCD`*, et pour le signal (troisième valeur) correspondant à* $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ *= (140,80) GeV. Les résultats sont donnés après simple et double b-tagging. Les points de fonctionnement sont définis dans le texte.*

Double b-tag	UltraTight	Tight	Medium	Loose	SuperLoose	ExtraLoose
UltraTight	sb : $^{+0.2}_{-0.18}$ MS : $^{+0.2}_{-0.18}$	-	-	-	-	-
Tight	sb : $^{+0.18}_{-0.17}$ MS : $^{+0.19}_{-0.17}$	sb : $^{+0.18}_{-0.16}$ MS : $^{+0.18}_{-0.17}$	-	-	-	-
Medium	sb : $^{+0.18}_{-0.16}$ MS : $^{+0.18}_{-0.16}$	sb : $^{+0.17}_{-0.16}$ MS : $^{+0.17}_{-0.16}$	sb : $^{+0.17}_{-0.16}$ MS : $^{+0.17}_{-0.16}$	-	-	-
Loose	sb : $^{+0.17}_{-0.16}$ MS : $^{+0.18}_{-0.16}$	sb : $^{+0.17}_{-0.15}$ MS : $^{+0.17}_{-0.16}$	sb : $^{+0.17}_{-0.15}$ MS : $^{+0.17}_{-0.15}$	sb : $^{+0.16}_{-0.15}$ MS : $^{+0.16}_{-0.15}$	-	-
SuperLoose	sb : $^{+0.16}_{-0.15}$ MS : $^{+0.16}_{-0.15}$	sb : $^{+0.15}_{-0.14}$ MS : $^{+0.15}_{-0.14}$	sb : $^{+0.15}_{-0.14}$ MS : $^{+0.15}_{-0.14}$	sb : $^{+0.15}_{-0.14}$ MS : $^{+0.15}_{-0.13}$	sb : $^{+0.15}_{-0.13}$ MS : $^{+0.14}_{-0.13}$	-
ExtraLoose	sb : $^{+0.16}_{-0.14}$ MS : $^{+0.16}_{-0.14}$	sb : $^{+0.15}_{-0.13}$ MS : $^{+0.15}_{-0.13}$	sb : $^{+0.14}_{-0.12}$ MS : $^{+0.14}_{-0.13}$	sb : $^{+0.14}_{-0.12}$ MS : $^{+0.14}_{-0.12}$	sb : $^{+0.14}_{-0.12}$ MS : $^{+0.13}_{-0.11}$	sb : $^{+0.14}_{-0.11}$ MS : $^{+0.13}_{-0.11}$
Simple b-tag	UltraTight	Tight	Medium	Loose	SuperLoose	ExtraLoose
	sb : $^{+0.074}_{-0.076}$ MS : $^{+0.096}_{-0.095}$	sb : $^{+0.063}_{-0.066}$ MS : $^{+0.087}_{-0.087}$	sb : $^{+0.057}_{-0.06}$ MS : $^{+0.082}_{-0.082}$	sb : $^{+0.051}_{-0.055}$ MS : $^{+0.075}_{-0.076}$	sb : $^{+0.042}_{-0.045}$ MS : $^{+0.064}_{-0.064}$	sb : $^{+0.036}_{-0.035}$ MS : $^{+0.054}_{-0.053}$

TAB. 5.7 – *Incertitudes systématiques relatives pour les bruits de fond du Modèle Standard (MS) et pour le signal (sb) pour toutes les combinaisons de simple et double b-tagging.*

$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ en GeV	(180,90)	(215,0)
C1 : $\not{E}_T$[GeV]	60	80
C2 : jet 1 p_T[GeV]	70	100
C3 : jet 2 p_T[GeV]	40	50
données	7	0
MS	8.9 ± 0.3	3.2 ± 0.2
signal	9.4 ± 0.3	4.6 ± 0.1

TAB. 5.8 – *Nombre d'événements pour différentes masses de sbottom après sélection, incluant le simple b-tagging, avec les coupures* **C1**, **C2**, *et* **C3** *optimisées.*

5.3.9 Choix des PDF

Les sections efficaces et les efficacités sont très sensibles au choix des PDF. L'effet est évalué en utilisant les 40 différents choix possibles de paramétrisation fournit par CTEQ6.1M. L'effet sur l'efficacité du signal est montré dans la Fig. 5.10 en fonction des 40 ensembles de PDF. La bande correspond à l'incertitude sur l'efficacité du signal. La PDF numéro 29 correspond à la contribution maximale car connectée à la densité de gluon qui est la densité la plus mal connue.

L'incertitude sur l'efficacité du signal qui résulte de cette étude est $^{+7.0}_{-5.7}\%$, et de l'ordre de 20% sur la section efficace de production de paire de *sbottom*. L'effet sur la section efficace du choix de l'échelle de renormalisation ajoutée en quadrature à l'incertitude provenant des PDF est représenté en fonction de la masse du *sbottom* dans la Fig. 5.10. De manière prudente, la valeur inférieure de la section efficace de production a été utilisée pour la détermination des limites observée et attendue.

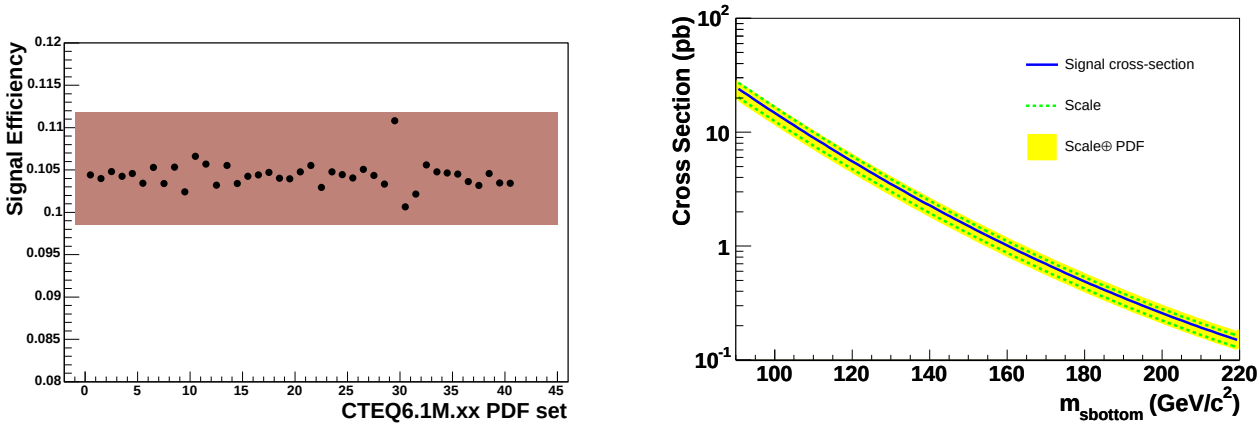


FIG. 5.10 – *Variation (gauche) de l'efficacité du signal en fonction des 40 paramétrisations de* PDF *dans* CTEQ6.1M. *Effet (droite) du choix de l'échelle de renormalisation et des* PDF *sur la section efficace de production du signal.*

5.3.10 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques suivantes sont prises en compte pour le résultat final de l'analyse. L'incertitude sur la luminosité est 6.5%. L'incertitude provenant de l'échelle d'énergie (JES) des jets est typiquement de l'ordre de 7%. L'incertitude totale provenant de la résolution sur l'énergie des jets, de la confirmation de ceux-ci par les traces, de la position du vertex d'interaction et de la reconstruction des jets est 5%. L'incertitude systématique sur les sections efficaces NLO du Modèle Standard est estimée à 15%. L'effet du choix des PDF sur l'efficacité du signal est de l'ordre de 8%. L'incertitude provenant de la statistique disponible pour les événements simulés peut atteindre 10% pour le MS et 5% pour le signal. L'incertitude totale due aux coupures sur les électrons, les muons, et les traces isolées est 9%. L'incertitude provenant de l'étiquetage des saveurs lourdes est 12% pour le MS et 8% pour le signal. Finalement, l'incertitude sur les efficacités de *trigger* est 5%. A l'exception des incertitudes sur les sections efficaces du MS, la statistique du MS et du signal, et l'effet des PDF sur le signal, toutes les autres incertitudes sont complètement corrélées entre le signal et le bruit de fond. Ces corrélations sont prises en compte lors du calcul de la section efficace exclue.

5.3.11 Calcul de la limite

Puisqu'on n'observe aucun excès dans les données par rapport aux bruits de fond attendus du Modèle Standard, on calcule les limites sur la section efficace de production de quark scalaires *sbottom* pour différentes hypothèses sur la masse du neutralino. Les limites observées et attendues à 95% de niveau de confiance (C.L) sur la section efficace sont obtenues à l'aide de la méthode fréquentiste modifiée CLs [75], en prenant en compte les corrélation entre les incertitudes systématiques. Un exemple de section efficace d'exclusion est donné dans la Fig. 5.11. Pour une masse donnée de neutralino, la limite sur la masse du *sbottom* est obtenue en faisant l'intersection de la section efficace exclue à 95% C.L et de la section efficace de production théorique NLO réduite par les incertitudes provenant des PDF et du choix de l'échelle de renormalisation prises en quadrature.

5.3.12 Résultats

Les résultats sont résumés dans le contour d'exclusion à 95% C.L. de la Fig. 5.12. A haute masse, aucun événement n'est observé dans les données pour environ 3.0 attendus, conduisant à une limite observée meilleure que celle attendue. Les limites obtenues dans le cas du simple b-tagging sont comparées à celles provenant de l'analyse double b-tagging. On constate que le simple b-tagging est sensiblement plus efficace à haute masse.

5.3.13 Conclusions et perspectives de l'analyse

En résumé, cette analyse représente la première recherche pour le Run II du Tevatron de la production de paire de quark scalaire bottom. Le contour d'exclusion obtenus est substantiellement plus restrictif que ceux publiés au Run I. Avec cette analyse qui utilise 310 pb^{-1}, la valeur maximum $m_{\tilde{b}}$ exclue à 95% C.L est 222 GeV, une amélioration de plus de 70 GeV par rapport aux précédents résultats, et la limite la plus contraignante publiée à ce jour.

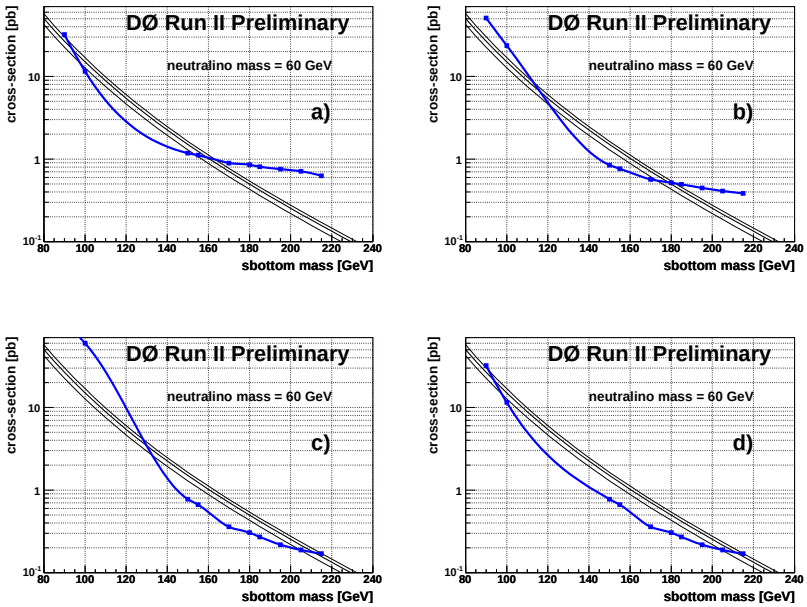


FIG. 5.11 – *Exemple de sections efficaces d'exclusion à 95% de niveau de confiance comparées à la section efficace théorique pour* $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ *GeV, et pour différents ensembles de coupures sur* ($\not\!\!E_T$,p_{T1},p_{T2}) *: (a) (60,40,15), (b) (80,40,15), et (c) (100,70,40) GeV. L'effet combiné (d) montre le gain apporté par l'optimisation des coupures.*

La Fig. 5.13 montre l'extrapolation des limites attendues en fonction de la luminosité totale intégrée au Run II du Tevatron. A la fin du Run II, il sera certainement possible d'étendre la valeur maximum $m_{\tilde{b}}$ exclue d'une cinquantaine de GeV. D'autre part, les sources d'optimisation possibles sont nombreuses. On peut citer parmi celles ci l'utilisation de l'algorithme de b-tagging basé sur un réseau de neurones, l'amélioration des incertitudes sur l'échelle d'énergie des jets, les étalonnages du calorimètre, ou encore les améliorations apportées au niveau du *trigger* pour le Run IIb.

5.4 Extension à la recherche du stop et du boson de Higgs

Une extension naturelle de l'analyse précédente est la recherche du *stop* ($\tilde{t}$), le partenaire supersymétrique du top, dans le mode $\tilde{t}\rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$. La production d'une paire de *stop* conduit au même état final, c'est-à-dire deux jets provenant de l'hadronisation des quarks c et de l'énergie transverse manquante. Une application encore plus directe de l'analyse *sbottom* consiste à rechercher un boson de Higgs à basse masse ($\approx$ 115 GeV) en production associée $HZ\rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, l'état final étant constitué de deux jets de quarks b et du $\not\!\!E_T$. Ces deux extensions ont été menées en parallèle avec l'analyse *sbottom*, et sont maintenant rapidement présentées.

5.4.1 Recherche du quark scalaire stop

Les modes dominants attendus pour la désintégration du *stop* sont $\tilde{t}\rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{t}\rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, où $\tilde{\chi}_1^+$ est le chargino le plus léger. Le domaine de recherche accessible au Run II pour la masse

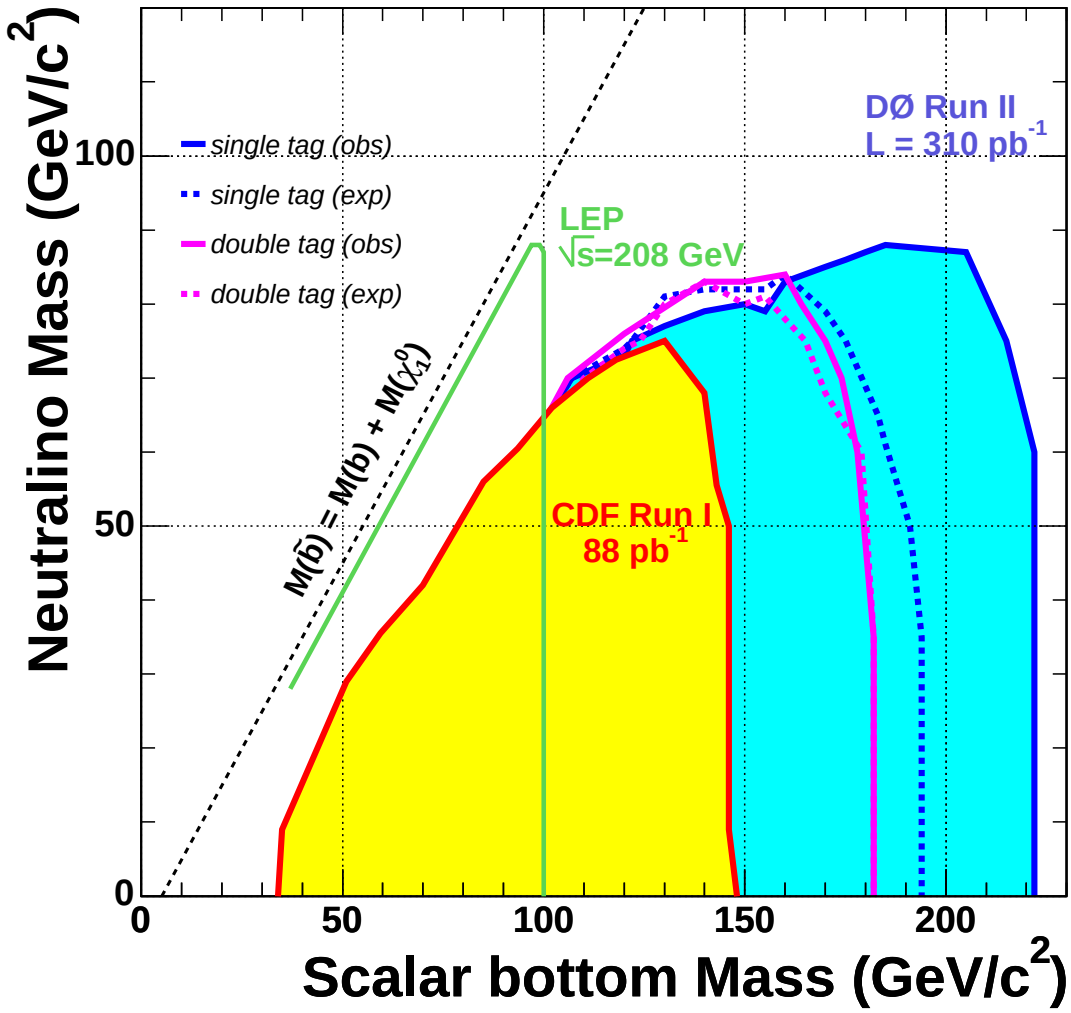


FIG. 5.12 – *Domaine d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan des masses du sbottom et du neutralino pour l'analyse* $\tilde{b}\bar{\tilde{b}} \rightarrow b\bar{b}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$. *La nouvelle région exclue par cette analyse est montrée en foncée. La ligne pointillée corresponds à la limite attendue. Le résultat du simple b-tagging est comparé à celui du double b-tagging. Les régions exclues par les expériences précédentes sont aussi indiquées [73].*

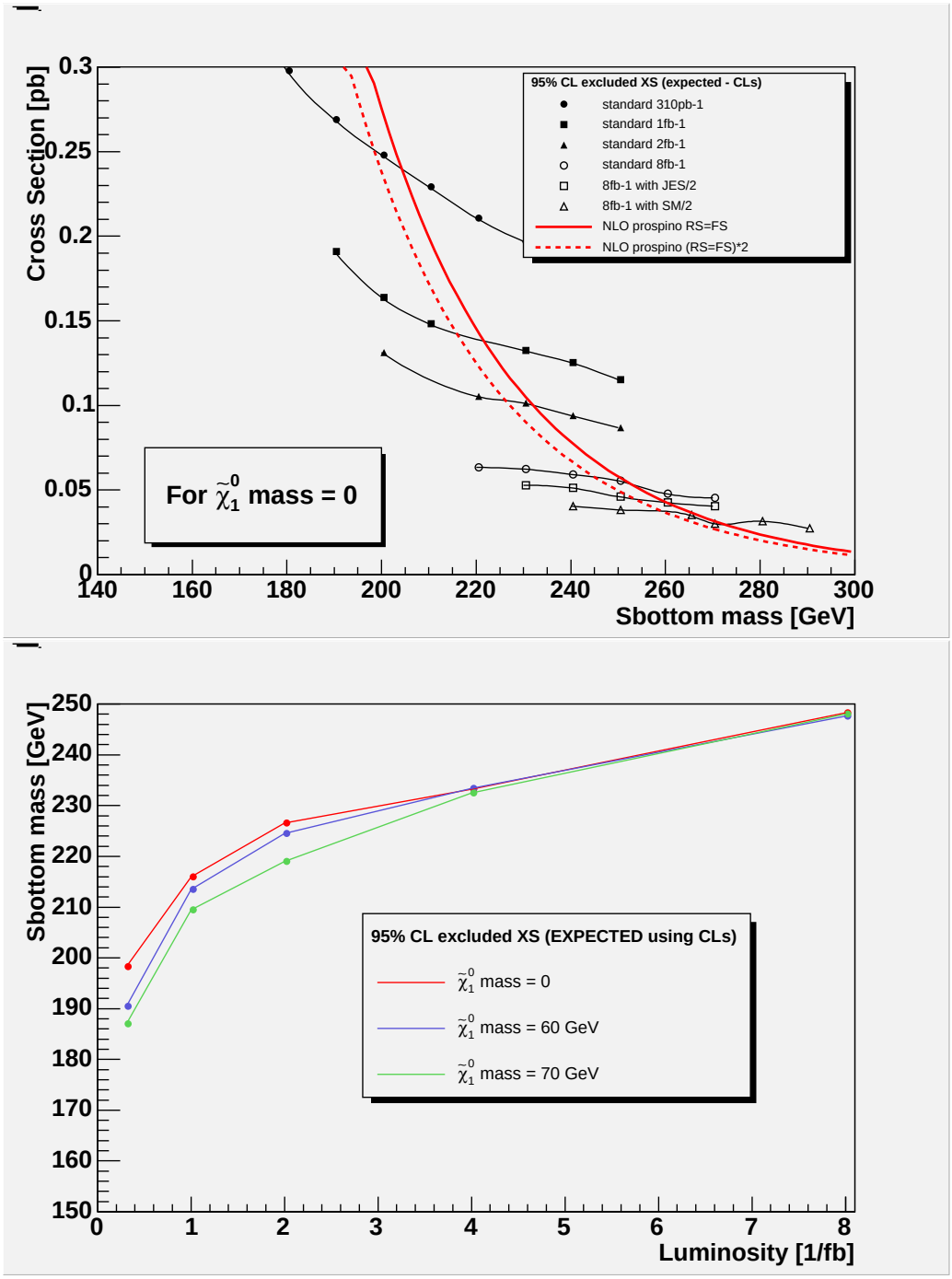


FIG. 5.13 – *Limites attendues sur la masse du sbottom pour différentes hypothèses sur $m_{\tilde{\chi}^0}$ en fonction de la luminosité totale intégrée au Run II (ces résultats sont obtenus sans incorporer toutes les systématiques utilisées dans la Fig. 5.12).*

du *stop* fait que le mode $\tilde{t}\to t\tilde{\chi}_1^0$ est cinématiquement interdit. Dans la suite de l'analyse, la région des paramètres SUSY considérée est telle que $m_{\tilde{t}} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$ et $m_{\tilde{t}} < M_W + m_b + m_{\tilde{\chi}_1^0}$, où $\tilde{t}\to c\tilde{\chi}_1^0$ est le mode de désintégration dominant [76]. Des désintégrations à quatre corps à l'ordre des arbres du type $\tilde{t}\to bf\bar{f}'\tilde{\chi}_1^0$ sont en principe aussi possibles [77] mais défavorisées pour la plupart de l'espace des paramètres dans les modèles type SUGRA. Pour cette analyse, le seul mode considéré est $\tilde{t}\to c\tilde{\chi}_1^0$ avec un taux d'embranchement de 100%.

Résumé de l'analyse

Le principe de l'analyse *stop* [78] est semblable à celui utilisé pour l'analyse *sbottom*. La différence principale réside dans l'utilisation du point de fonctionnement ExtraLoose pour le b-tagging afin d'identifier les jets provenant de l'hadronisation des quarks c qui ont une durée de vie plus courte que les quarks b. Ce point de fonctionnement est défini de telle sorte que 4% des jets de saveur légère soient étiquetés à tort par l'algorithme. Le tableau 5.9 résume le nombre d'événements observés dans les données et attendus pour le bruit de fond.

$m_{\tilde{t}}$	# observés	# attendus
95 - 115	68	$59.9 \pm 9.6\ ^{+11.7}_{-9.7}$
120	89	$86.4 \pm 11.3\ ^{+16.2}_{-14.2}$
125 - 140	50	$47.0 \pm 8.0\ ^{+9.7}_{-7.9}$
145	57	$53.8 \pm 8.3\ ^{+10.8}_{-9.2}$

TAB. 5.9 – *Domaines de masse pour le stop, nombres d'événements observés dans les données et attendus pour les processus de bruit de fond du Modèle Standard. La première incertitude est statistique et la deuxième systématique.*

Résultats

Cette analyse étend le domaine d'exclusion des expériences précédentes [79]. La nouvelle région exclue est représentée dans la Fig. 5.14 dans le plan ($m_{\tilde{t}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$). La plus haute masse de *stop* exclue est 141 GeV en utilisant la section efficace NLO de production de paire de stop évaluée avec PROSPINO-2 [49]. En prenant en compte les incertitudes théoriques sur la section efficace, la plus haute masse de *stop* exclue est 134 GeV, obtenue pour une masse de neutralino de 48 GeV.

5.4.2 Etude du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal $HZ\to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$

Dans l'introduction théorique au chapitre 1, on a vu que les mesures de précision électrofaibles sont sensibles aux corrections radiatives. La contribution des corrections radiatives à la masse du boson W est de l'ordre de 4%. Ces corrections varient quadratiquement avec la masse du quark top et logarithmiquement avec la masse du boson de Higgs. Ces mesures de précisions sont utilisées pour prédire la valeur de la masse du boson de Higgs M_H et donnent des indications claires en faveur d'un boson de Higgs léger, proche de la limite

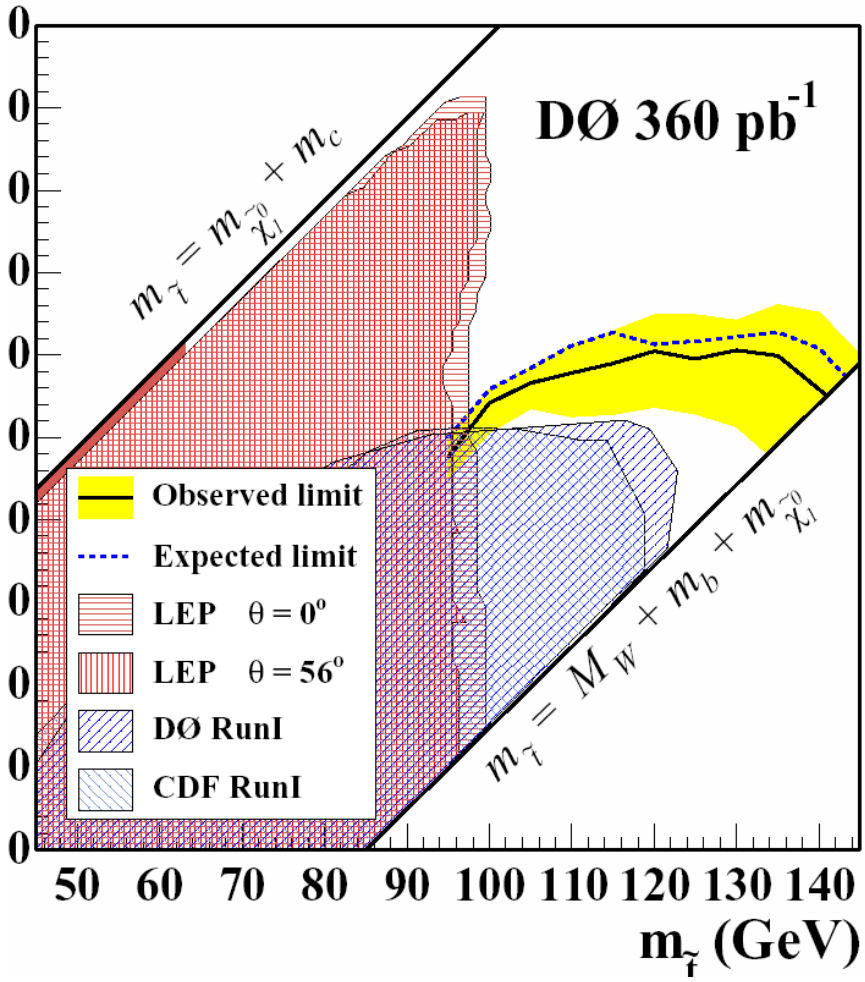


FIG. 5.14 – *Domaine d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan des masses du stop et du neutralino pour l'analyse* $\tilde{t}\tilde{t} \rightarrow c\bar{c}\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$. *La nouvelle région exclue par cette analyse est située en dessous la ligne pleine. La ligne pointillée correspond à la limite attendue. La bande claire autour de la ligne pleine correspond aux incertitudes théoriques sur la section efficace de production du stop. Les régions exclues par les expériences précédentes sont aussi indiquées [79]. Les résultats de LEP sont donnés pour deux valeurs de l'angle de mélange pour le stop.*

directe actuelle du LEP, 114 GeV.

Un boson de Higgs de masse inférieure à 135 GeV se désintégre essentiellement en une paire $b\bar{b}$. Les processus expérimentalement accessibles à basse masse sont donc la production associée d'un boson de Higgs avec un boson W ou un boson Z. La désintégration leptonique des W et des Z permet de s'affranchir du bruit de fond multijets. La section efficace de production du boson de Higgs étant de l'ordre du centième de picobarn, une luminosité intégrée importante est nécessaire pour accumuler une statistique suffisante pour pouvoir le mettre en évidence.

Le canal étudié $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, avec un taux d'embranchement du Z en deux neutrinos de l'ordre de 20%, constitue le canal le plus important à basse masse. A 115 GeV, le rapport entre la section efficace exclue et celle du Modèle Standard est de l'ordre de $\sigma_{excl}/\sigma_{MS} \simeq 16$ pour une luminosité intégrée d'environ 1 fb^{-1}. Pour les canaux $WH \rightarrow l^{\pm}\nu b\bar{b}$ et $ZH \rightarrow l^{+}l^{-}b\bar{b}$, $\sigma_{excl}/\sigma_{MS} \simeq 20$ et $\sigma_{excl}/\sigma_{MS} \simeq 30$ [80].

Résultats préliminaires

L'analyse préliminaire menée en 2005 était basée sur $\approx$ 0.3 fb^{-1} de données du Run IIa. La mise en place du *trigger* pour ce canal, et les améliorations de sa conception pour le Run IIb, ont été détaillées dans le chapitre 4. L'analyse *sbottom* optimisée pour ($m_{\tilde{b}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) = (140,80) GeV a été utilisée pour rechercher un boson de Higgs de 115 GeV. Quelques distributions sont représentées dans la Fig. 5.15 après l'application des coupures de sélection et du simple b-tagging. Au total, 31 événements sont observés dans les données pour 32.5 ± 2.5 attendus pour le bruit de fond, et 0.27 ± 0.01 pour le signal.

La distribution de la masse invariante des deux premiers jets est donnée dans la Fig. 5.16. Une investigation détaillée du pic observé dans les données vers 125 GeV n'a révélé aucune anomalie spécifique liée à ces événements.

5.5 Combinaisons des recherches au Tevatron

Le résultat de la combinaison des différentes recherches menées au Tevatron par DØ et CDF est résumé dans la Fig. 5.17 [81]. Les analyses qui entrent dans la combinaison sont basées sur 0.3-1 fb^{-1}. La limite supérieure à 95% C.L sur la section efficace de production du boson de Higgs du Modèle Standard normalisé à sa section efficace sont un facteur 10.4 (3.8) plus hautes que celles attendu pour un boson de Higgs de 115 (160) GeV respectivement. Ce résultat permet d'étendre significativement les limites individuelles de chaque expérience.

5.6 Papiers

- Publications (voir annexes I et II) : *Phys. Rev. Lett.* **97**, 171806 (2006) et *Phys. Lett.* **B 645**, 119 (2007)
- Notes de collaboration :
  - DØ Note 5074, *Search for Pair Production of Scalar Bottom Quarks with the D0 Detector in p-barp Collisions at sqrt=1.96 TeV*, A. Duperrin, E. Kajfasz, S. Calvet, (2006)

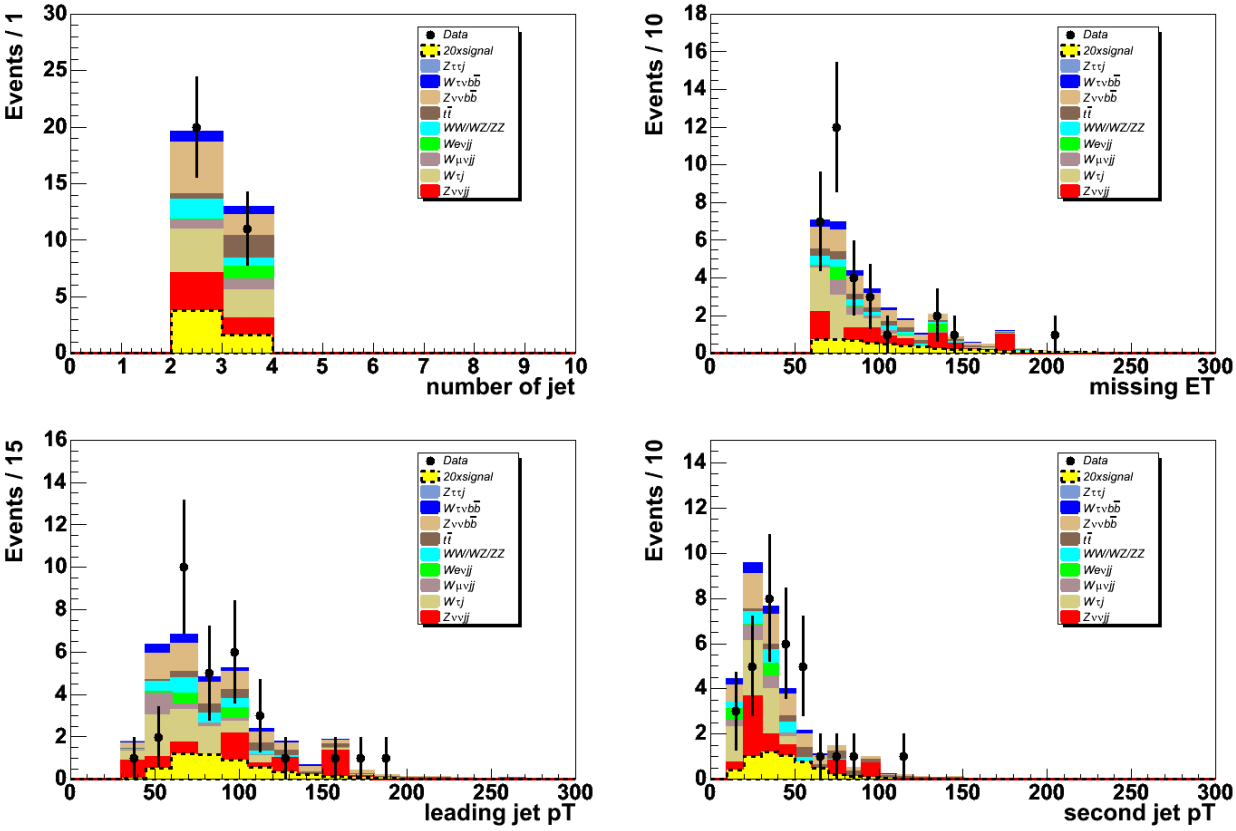


FIG. 5.15 – *Analyse $HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$: Nombre de jets, $\not{E}_T$, p_T des jets après coupures pour les données, le bruit de fond provenant du Modèle Standard et un signal correspond à un boson de Higgs de 115 GeV (×20).*

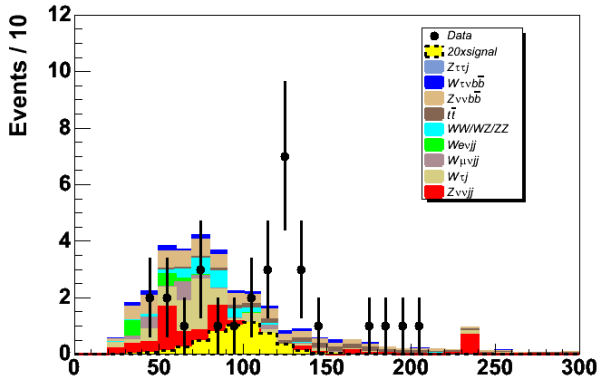


FIG. 5.16 – *Masse invariante des deux premier jets dont l'un au moins est b-taggé, dans les données, pour le bruit de fond provenant du Modèle Standard, et un signal correspondant à un boson de Higgs de 115 GeV (×20).*

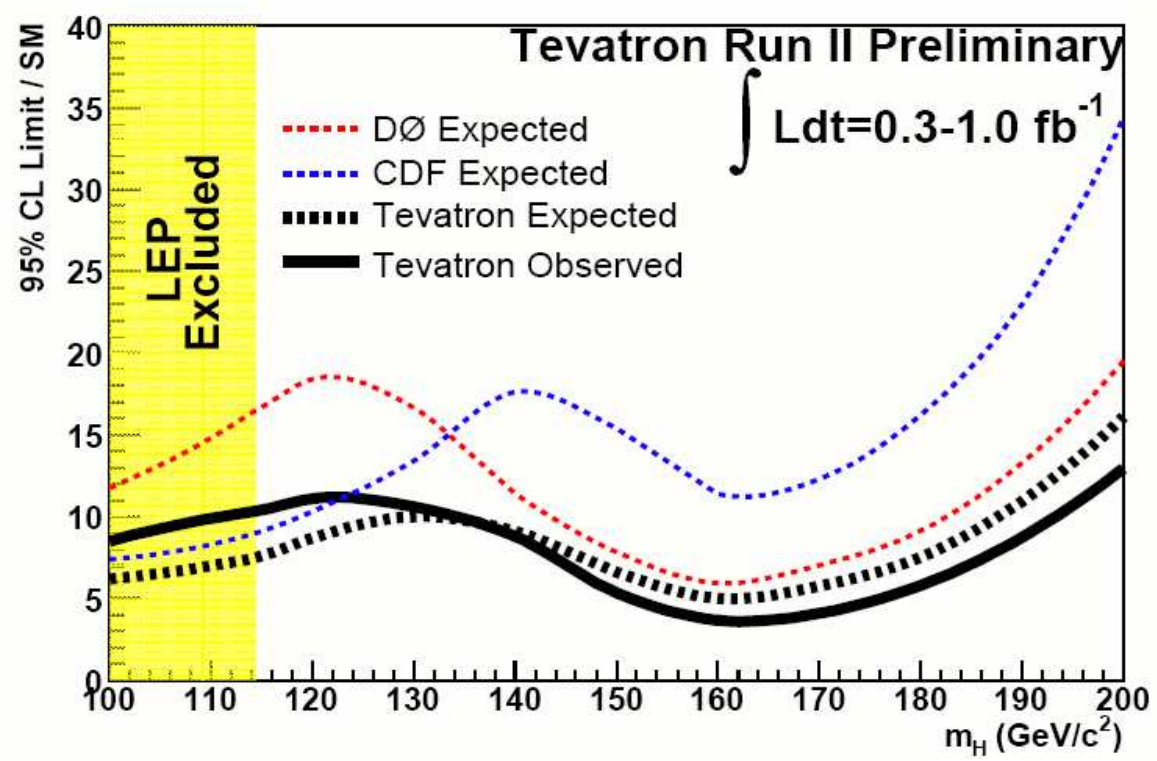


FIG. 5.17 – *Combinaison des limites de DØ et CDF à 95% niveau de confiance sur la section efficace de production du boson de Higgs du Modèle Standard normalisé à sa section efficace en fonction de sa masse [81].*

– DØ Note 5133, *Search for scalar top pair production in the acoplanar jet topology*, N. Makovec, J.-F Grivaz, P. Verdier, A. Duperrin and E. Kajfasz, (2006)

Conclusion et perspectives

Le Modèle Standard de la physique des particules a passé jusqu'à présent avec succès tous les défis expérimentaux, et les expériences au CERN, FERMILAB, et SLAC ont apporté des résultats de plus en plus précis qui n'ont fait que confirmer ce succès. Le secteur de jauge, c'est-à-dire les interactions des quarks et des leptons avec les bosons de jauge, a été vérifiée au niveau du pour mille principalement grâce aux collisionneurs au LEP au CERN, et à SLC à SLAC [19].

Les incertitudes sur la masse des bosons W et du quark top, quantités essentielles pour tester la cohérence des données du Modèle Standard, commencent à être améliorées par les expériences CDF et DØ au Tevatron de FERMILAB, et le seront encore davantage avec les données collectées dès que possible par les expériences ATLAS et CMS au collisionneur LHC.

Le secteur des fermions est testé en profondeur par l'exploitation des phénomènes de changements de saveurs et de violation de CP, et les expériences de physique du B à haute luminosité, comme LHCb au LHC, continueront à davantage explorer ce secteur.

Un des domaines les plus mystérieux et parmi les moins bien compris reste toujours le secteur de la brisure de symétrie électrofaible. Cette incompréhension se traduit par l'incertitude sur la prédiction de la valeur de la masse du boson de Higgs dans le Modèle Standard, telle que déterminée par les mesures de précision faites au LEP et au Tevatron, et de l'échelle d'énergie inconnue à partir de laquelle la nouvelle physique devrait se manifester.

L'introduction de ce mémoire s'est attaché à faire ressortir les indications qui conduisent à penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective et pourquoi il est nécessaire de le compléter par une théorie plus fondamentale. D'autre part, nous avons vu que l'échelle d'énergie à partir de laquelle une nouvelle physique devrait se manifester pourrait être très proche et accessible au Tevatron ou au LHC. Un exemple de nouvelle physique, la supersymétrie, à été évoquée et fait l'objet dans le dernier chapitre de deux analyses publiées au Run II du Tevatron.

Dans les chapitres suivants, nous avons établi le rôle essentiel d'un système de déclenchement performant comme celui de l'expérience DØ pour sélectionner les événements de nouvelle physique. Ils sont, le plus souvent, rares et difficiles à extraire de la contribution conséquente de bruits de fond provenant du Modèle Standard ou d'origine instrumentale. Les principes de la conception de listes de *triggers* de physique ont été décrits en montrant l'importance du développement de nouveaux outils de simulation et l'adaptation à l'utilisation en régime de haute luminosité.

Les conditions de déclenchement jets+$\not\!\!E_T$ ont fait l'objet d'une attention particulière. Ces conditions, parmi les plus délicates à mettre en place, permettent de sélectionner de nombreux canaux de première importance pour la recherche de nouvelle physique comme le boson de Higgs dans le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, ou la recherche des *squarks* et *gluinos* en supersymétrie.

La coordination du groupe multijets de DØ pour les groupes Higgs et phénomènes nouveaux m'a donné l'occasion de participer à l'animation d'un vaste domaine de physique allant de la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard à la recherche des *squarks* et *gluinos*, en passant par les recherches des bosons de Higgs supersymétrique, l'étude des dimensions supplémentaires ou encore des Leptoquarks.

Enfin, les recherches du *sbottom* et du *stop* ont fait l'objet d'une analyse des premières données du Run II à DØ et ont conduit aux premières publications du Tevatron dans ces canaux, caractérisés dans l'état final par de l'énergie transverse manquante et des jets étiquetés par des techniques d'identification des saveurs lourdes.

Ces recherches ont conduit à une étude préliminaire du canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ en vue d'exploiter les données à haute luminosité. La Fig. 5.18 résume la sensibilité combinée de D0 et CDF au boson de Higgs du Modèle Standard au Run II du Tevatron [81]. Bien que ces résultats restent très préliminaires et n'incluent pas encore les incertitudes systématiques, les excellentes performances actuelles de l'accélérateur laissent penser qu'il serait possible de mettre en évidence au Tevatron, et ceci peut être avant le LHC, un boson de Higgs si sa masse est inférieure à 130 GeV. Ce domaine de masse est favorisé par l'ajustement des mesures de précision des observables électrofaibles qui sont sensibles au boson de Higgs.

Comme je l'ai souvent évoqué dans ce mémoire, le Tevatron, à défaut peut-être de faire des découvertes fondamentales, apportera beaucoup d'informations sur la compréhension des données à plus haute énergie du LHC.

J'ai souhaité brièvement mettre en évidence l'importance des études sur les générateurs et l'ajustement de leurs paramètres pour aboutir à des prédictions qui puissent être comparées aux données. La maîtrise de l'énergie transverse manquante, par exemple, requiert un travail préliminaire de fond sur la détermination des sources de bruits du calorimètre, des corrections de l'échelle d'énergie des objets et de l'estimation des différentes sources d'énergie résiduelle. La résolution de l'ensemble de ces difficultés sera un préalable nécessaire à une potentielle découverte au LHC, par exemple, de candidat de matière noire.

D'autre part, nous avons vu que la recherche de la supersymétrie et du (des) boson(s) de Higgs faisait aussi appel à l'étiquetage de jets issus de l'hadronisation de quarks lourds. De telles études sont souvent délicates et n'aboutissent souvent seulement qu'après des analyses basées uniquement sur des observables uniquement calorimétriques. En effet, les jets doivent non seulement être étalonnés mais il faut ensuite ajuster les algorithmes de reconstruction de traces et maîtriser l'étiquetage des saveurs lourdes.

Une certaine prudence s'impose donc lorsqu'on cherche à estimer le temps nécessaire aux expériences pour obtenir les premières indications de nouvelle physique. Au Tevatron,

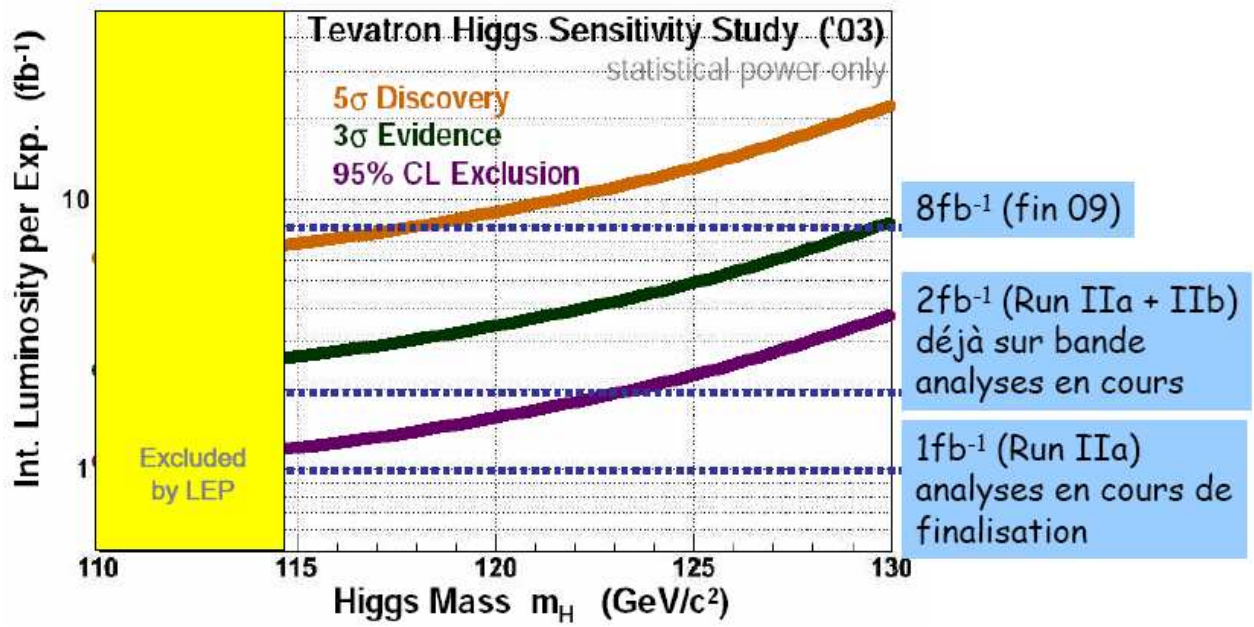


FIG. 5.18 – *Sensibilité de D0/CDF au boson de Higgs du Modèle Standard au Run II du Tevatron [82].*

les premieres analyses jets+$\not\!\!E_T$ avec identification de saveurs lourdes ont mis près de quatre années avant d'aboutir sous forme publiée. Au LHC, les sections efficaces des processus étudiés et l'abondance de processus utiles à l'étalonnage, telle la production par paires du quark top, permettront certainement de considérablement réduire le délai de mise en place des analyses et de compréhension des détecteurs, mais le temps que cela prendra reste néanmoins une inconnue à ne pas sous-estimer.

Les données du Tevatron, au moment du démarrage du LHC, seront de mieux en mieux comprises, et plusieurs fb^{-1} de données restent encore à collecter d'ici 2009. Le Tevatron a par conséquent encore quelques années devant lui et pourrait être le premier à révéler de bonnes surprises. Le Tevatron aura donné une opportunité unique aux physiciens de se confronter à des données de collisionneur à hadrons à haute énergie, de se former, et de tester les méthodes d'analyses à haute énergie.

Les expériences ATLAS et CMS au LHC, pourront quant à elles mettre en évidence et étudier, s'il existe, le boson de Higgs du Modèle Standard sur un très large domaine de masse. Ce résultat, certainement un des plus attendus de la physique des hautes énergies, nécessitera dans un premier temps une bonne compréhension des détecteurs et, ensuite, une combinaison des différents canaux de recherche du boson de Higgs.

Des études récentes [83] montrent que si les performances attendues des détecteurs sont atteintes, une luminosité intégrée de moins de 5 fb^{-1} au LHC devrait être suffisante pour découvrir le boson de Higgs avec une signification statistique dépassant 5 σ sur l'ensemble du spectre de masse, c'est-à-dire de 114 GeV à 1 TeV, comme montré dans la Fig. 5.19. Le boson de Higgs peut-être découvert avec 1 fb^{-1} si le boson de Higgs a une masse entre 150 GeV et

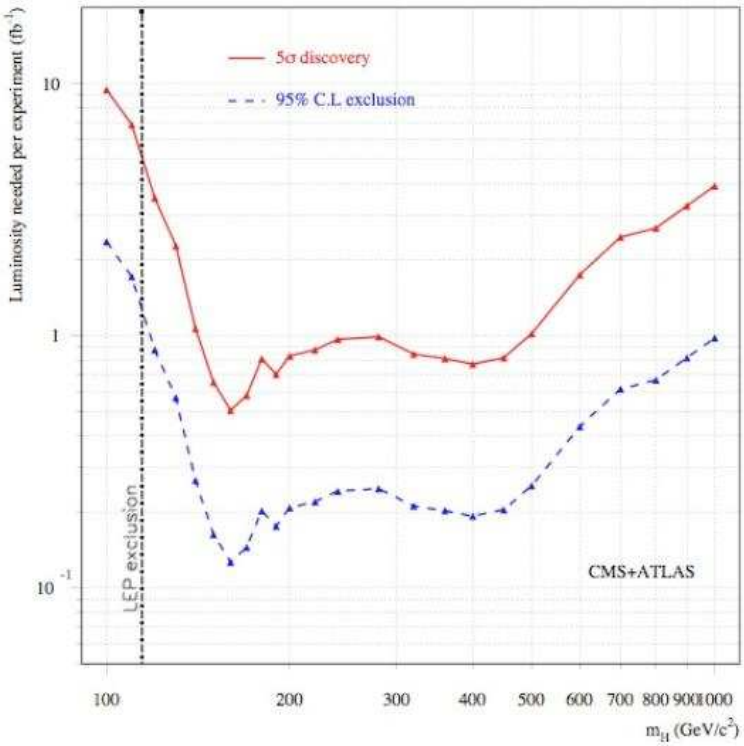


FIG. 5.19 – *Luminosité intégrée (fb^{-1}) par expérience au LHC nécessaire à l'exclusion à 95 C.L, ou à la découverte (5 σ), du boson de Higgs du Modèle Standard [83].*

400 GeV en utilisant les modes $H \to ZZ$. Un boson de Higgs de 120 GeV nécessiterait plus d'effort et la combinaison de plusieurs canaux. Il est intéressant de noter que dans ce domaine de masse, le Tevatron pourrait mettre en évidence le boson de Higgs avant le LHC.

Les données du LHC permettront d'étudier, si nécessaire, d'autres types de mécanismes de brisure de symétrie, comme par exemple celui de la supersymétrie. Bien que cette alternative introduise un grand nombre de paramètres libres, c'est une théorie prédictive qui apporte des réponses élégantes à de nombreux problèmes théoriques comme l'unification des forces, la prise en compte de la gravitation, la prédiction d'un candidat pour la matière noire, ou encore la stabilité de la masse du boson de Higgs le plus léger une fois les corrections radiatives prisent en compte.

La découverte de particules supersymétriques sera possible au LHC jusqu'à des masses d'environ 3 TeV [84]. La Fig. 5.20 montre qu'avec 0.1 fb^{-1} (1 fb^{-1}) de données bien comprises, on peut découvrir les *gluinos* si leurs masses sont inférieures à 1.3 (1.7) TeV. La détermination des paramètres sous-jacents de la théorie demandera davantage de temps et, à cet égard, l'apport d'un Collisionneur Linéaire est essentielle [85].

Le secteur de Higgs du `MSSM` peut être exploré au LHC sur un domaine important de l'espace des paramètres avec plusieurs bosons de Higgs détectés parmi les cinq prédits. Toutefois, il existe également un large domaine où un seul boson de Higgs serait détecté avec des propriétés semblables à celles d'un boson de Higgs du Modèle Standard. Il est également

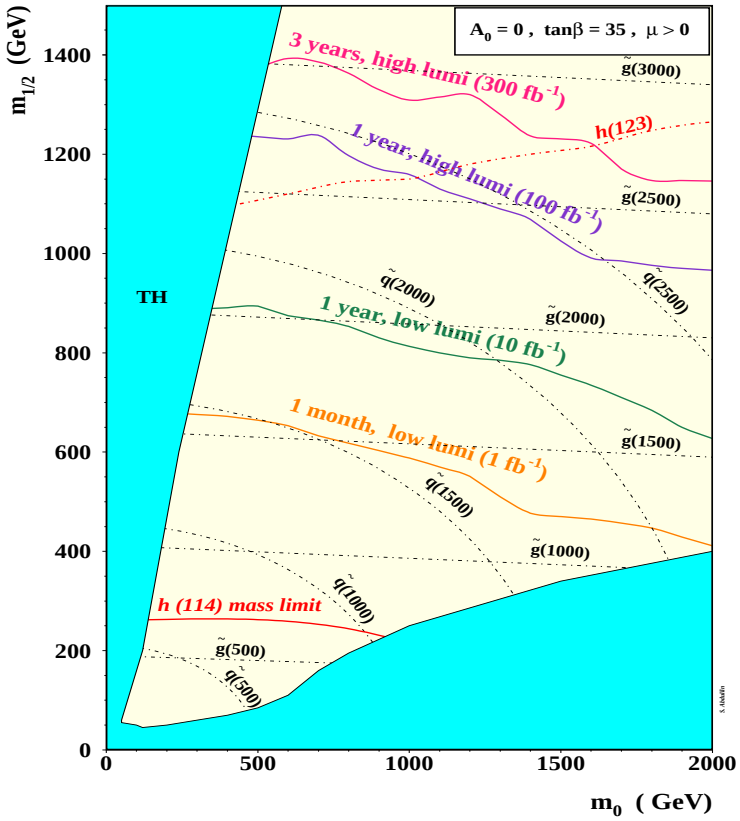


FIG. 5.20 – *Potentiel de découverte de l'expérience CMS pour les squarks et les gluinos dans le cadre du modèle mSUGRA, paramètrise par les termes d'unification universelle des masses scalaires m_0 et des jauginos $m_{1/2}$, en fonction de la luminosité intégrée. Les isolignes des masses (en GeV) des squarks et gluinos sont indiquées par les lignes pointillés [84].*

possible que le LHC ne détecte qu'un seul état scalaire avec des propriétés et des taux de production différents de ceux attendus pour le boson de Higgs du Modèle Standard. Dans ce cas, il sera difficile d'établir à partir des données seules du LHC la nature même du mécanisme de brisure de symétrie sous-jacent (`MSSM`, dimensions supplémentaires, etc..).

Finalement, aucun état compatible avec un boson de Higgs pourrait être une des surprises au LHC. Dans ce cas, il conviendrait d'étudier les propriétés de diffusion des bosons W et Z à haute énergie et de chercher si un nouveau type d'interaction se manifeste.

Beaucoup d'autres modèles faisant intervenir Techni-couleur, Leptoquarks, nouveaux bosons vecteurs lourds, ..., et qui n'ont pas été mentionnés dans ce mémoire, apportent également des alternatives intéressantes qui pourront être étudiées au LHC. En plus des recherches de nouvelles particules, les mesures de précision des couplages du Modèle Standard peuvent révéler la présence de phénomènes nouveaux. L'abondante production de quark top au LHC permettra notamment de telles études.

Les détecteurs ATLAS et CMS ont donc un très fort potentiel de découverte une fois les

performances attendues atteintes pour l'identification des leptons (notamment les τ), des jets (notamment de quarks b), et l'échelle d'énergie des objets calorimétriques bien maîtrisée.

D'une manière générale, les données des expériences, comme celles du LEP et du Tevatron, apportent déjà des contraintes sur les modèles de nouvelle physique et constituent des informations essentielles pour guider les recherches qui vont avoir lieu très prochainement au LHC. Suivant le résultat de ces recherches, plusieurs scénarios peuvent conduire à la nécessité d'améliorer l'accélérateur et les expériences dans le but d'augmenter encore davantage la statistique ou même l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse. Ces différents scénarios doivent être étudiés suffisamment à l'avance. Une augmentation de la luminosité instantanée à 10^{35} cm^{-2} s^{-1} est déjà à l'étude. Le passage à 28 TeV dans le référentiel du centre de masse nécessiterait quant à lui un remplacement des 1200 dipoles magnétiques supraconducteur du LHC. Le vieillissement des détecteurs ATLAS et CMS, et l'augmentation du taux d'occupation de ceux-ci à plus haute luminosité, conduirait à notamment améliorer, voire remplacer, les détecteurs de traces. Les développements de nouvelles technologies qui peuvent résister à une radiation intense sont entrepris et intégrés dans un calendrier qui à, pour l'instant, pour hypothèse le démarrage d'un super LHC aux environs de 2015-2020.

En parallèle, les "années LHC" vont se dérouler avec le développement et l'exploration d'autres domaines et d'expériences qui viendront compléter les recherches de phénomènes nouveaux sur accélérateur. Parmi ces domaines, l'étude de l'origine et de la nature de la matière noire et de l'énergie noire dans l'Univers reste l'une des questions les plus enthousiasmante de ce début de 21ème siècle.

Les résultats expérimentaux de la cosmologie joueront à cet égard un rôle très complémentaire aux recherches sur collisionneurs. En effet, puisque les résultats expérimentaux impliquent que la matière baryonique et la matière "chaude" (c'est-à-dire constituée de particules se déplaçant à des vitesses relativistes, comme les neutrinos) ne peuvent représenter qu'une faible proportion de la densité de matière dans l'Univers, une attention particulière est désormais portée à la recherche de matière non baryonique froide, pour laquelle le Modèle Standard ne fournit aucun candidat.

L'étude du fond cosmologique diffus (CMB) permet notamment d'apporter des informations fondamentales sur la structure et le contenu de l'Univers. Les données du satellite WMAP [86] ont apporté des mesures plus précises sur les inhomogénéités de température issues de l'inflation de l'Univers [87]. Ces résultats complètent ceux de la nucléosynthèse primordiale et contribuent à donner des motivations supplémentaires à la recherche de matière non baryonique dont des candidats, comme le neutralino, sont activement recherchés au Tevatron et au LHC.

D'autre part, les mesures cosmologiques par l'observation de supernovae lointaines semblent impliquer une accélération de de l'expansion de l'Univers [88, 89]. De nombreux modèles font appel à la supersymétrie, ou encore à des modèles [90] de cordes ou de dimensions supplémentaires qui ouvrent de nouvelles perspectives pour interpréter l'expansion dynamique de l'Univers en accélération, elle même pouvant être reliée à l'énergie noire.

Dans le panorama actuel de la physique des hautes énergies, il est tout à fait frappant

de constater l'extrême prédictivité du Modèle Standard (conforté par la précision des mesures expérimentales) et, en même temps, son incapacité à prédire certains phénomènes cosmologiques fondamentaux. La complémentarité qui existe aujourd'hui entre les études cosmologiques et la physique des particules montre le besoin d'une approche globale de la physique pour tenter d'explorer les phénomènes complexes observées.

Le 20ème siècle a vu naître la relativité générale, la mécanique quantique, et le Modèle Standard. La grande unification, tant attendue en ce début du 21ème siècle, aura-t-elle lieu ? L'histoire des sciences nous enseigne que, chaque fois que nous avons cru avoir tout compris, la nature nous réservait des surprises, et c'est certainement faire preuve d'arrogance d'imaginer que nous allons traverser une période décisive. Cependant, grâce aux nouvelles données cosmologiques, au démarrage prochain du LHC, et à l'ensemble des efforts collectifs en marche de la part des théoriciens et des expérimentateurs, je devrais avec mes collègues et avec les doctorants avoir le privilège de pouvoir participer à de grandes avancées conceptuelles au cours de cette décennie, ou la prochaine.

Bibliographie

[1] Groupe de collaboration jets+$\not\!\!E_T$ (IN2P3) :
- Chercheurs au CPPM : A. Duperrin, E. Kajfasz (représentant de D0 IN2P3), au LAL : J.-F. Grivaz et L. Duflot, à l'IPNL : P. Verdier
- Thèses au CPPM : S. Calvet (2004-2007), à l'IPNL : T. Millet (2004-2007), au LAL : A. Zabi (2002-2005), N. Makovec (2003-2006), C. Ochando (2005-2008)
- Publications : [3] [4] [7] [8]

[2] Groupe de doctorants (IN2P3) pour la mise en service du trigger Run IIb :
S. Calvet (CPPM), F. Lacroix (LPC), B. Martin (LPSC), T. Millet (IPNL), C. Ochando (LAL), F. Tissandier (LPC)

[3] DØ Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 171806 (2006)

[4] DØ Collaboration, *Phys. Lett.* **B 645**, 119 (2007)

[5] DELPHI Collaboration, *Phys. Lett.* **B 511**, 159 (2001), *Phys. Lett.* **B 479**, 89 (2000), *Phys. Lett.* **B 462**, 410 (1999)

[6] DØ Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 161803 (2006)

[7] DØ Collaboration, *Phys. Lett.* **B 638**, 119 (2006)

[8] DØ Collaboration, *Phys. Lett.* **B 640**, 233 (2006)

[9] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12**, 132 (64) ; *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (64) ;
Phys. Rep. **145**, 1156 (66) ; F. Englert, R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (64)

[10] S.L. Glashow, *Partial–symmetries of weak interactions*, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (61)

[11] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (67)

[12] A. Salam, *Elementary Particle Theory : Relativistic Groups and Analyticity*,
Nobel Symposium n°8 (N. Svartholm, éd.), Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968) 367

[13] G.t'Hooft, *Nucl. Phys.* **B 35**, 171 (71) ; *Nucl. Phys.* **B 33**, 173 (71)

[14] T. Maskawa et M. Kobayashi,
CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, *Prog. Th. Phys.* **49** 652 (1973)

[15] D0 Collaboration, (2000).

[16] A. Djouadi, *The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model*, hep-ph/0503172

[17] U. Aglietti *et al.*, *Tevatron-for-LHC Report : Higgs*, hep-ph/0612172

[18] M. Veltman, *Acta. Phys. Pol.* **B 8**, 475 (1977)

[19] Rencontres de Moriond, La Thuile, Italie, mars 2007.
M. Grünewald, *etal.*, http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/

[20] Les Collaborations LEP, *Phys. Lett.* **B 565**, 61 (2003)

[21] M. Chanowitz, séminaire à FERMILAB, février 2007.
Phys. Rev. **D 66**, 073002 (2002)

[22] S. Heinemeyer, *et al.*, web page, updated 2007

[23] C. Quigg, *The Electroweak Theory*, hep-ph/0204104

[24] C. F. Kolda, H. Murayama, *J. High Energy Phys.* **0007**, 035 (2000)

[25] Super-Kamiokande Collaboration *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998), *Phys. Rev. Lett.* **93**, 101801 (2004)

[26] M. Green, J. Schwarz and E. Witten, *Superstring theory*, Cambridge University Press (1987).

[27] Yu. A. Golfand and E.P. Likhtman, ZhETF Pis. Red. **13**, 452 (1971) [JETP Lett. **13**, 323 (1971)] ;
D.V. Volkov and V.P. Akulov, *Phys. Lett.* **B 46**, 109 (1973) ;
J. Wess and B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B 70**, 39 (1974) ;
P. Fayet, *Phys. Lett.* **B 69**, 489 (1977), *Phys. Lett.* **B 70**, 461 (1977) ;
G.R. Farrar and P. Fayet, *Phys. Lett.* **B 76**, 575 (1978) ;
H.E. Haber and G.L. Kane, *Phys. Rep.* **117**, 75 (1985))

[28] H.P. Nilles, *Phys. Rep.* **110**, 1 (1984).

[29] M. Carena, J.R. Espinosa, M. Quiros and C.E.M. Wagner, *Phys. Lett.* **B 355**, 209 (1995) ;
M. Carena, M. Quiros and C.E.M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B 461**, 407 (1996)

[30] P. Fayet, *Phys. Lett.* **B 70**, 461 (1977) ; *ibid.* **86**, 272 (1979) ; *ibid.* **175**, 471 (1986).

[31] L. Randall and R. Sundrum, *Nucl. Phys.* **B 557**, 79 (1999)

[32] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G.F. Giudice, A. Romanino, *Nucl. Phys.* **B 709**, 3-46 (2005)

[33] F. Jegerlehner, *Essentials of the Muon g-2*, hep-ph/0703125

[34] PDG, *Phys. Lett.* **B 592**, 1 (2004)

[35] J.C. Collins, D.E. Soper, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **37**, 383 (1987)

[36] H.L. Lai *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C 12**, 375 (2000)

[37] J. Pumplin *et al.*, *J. High Energy Phys.* **0207**, 012 (2002) ;
D. Stump *et al.*, ibid, **0310**, 046 (2003).

[38] N. Kidonakis and R. Vogt, *Eur. Phys. J.* **C 33**, S466 (2004)

[39] R. Bonciani, S. Catani, M.L. Mangano, P. Nason, *Nucl. Phys.* **B 529**, 424 (1998)

[40] X. Artru, G. Mennessier, *Nucl. Phys.* **B 70**, 74 (93-115).

[41] B. Anderson, G. Gustafson, C. Peterson, *Z. Phys.* **C 1** (1979) 105-116

[42] G.C. Blazey *et al.*, in *Proceedings of the Workhop : "QCD and Weak Boson Physics in Run II,"* edited by U. Baur, R.K. Ellis, and D.Zeppenfeld (FERMILAB, Batavia, IL, 2000), p. 47 ; voir Sec. 3.5

[43] M.L. Mangano *et al.*, *J. High Energy Phys.* **0307**, 001 (2003)

[44] T. Sjöstrand *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **135**, 238 (2001)

[45] G. Corcella *et al.*, *J. High Energy Phys.* **0101**, 010 (2001)

[46] A. Pukhov *et al.*, hep-ph/9908288

[47] S. Frixione et B. R. Webber,hep-ph/0402116

[48] J. Campbell and R. K. Ellis, *Phys. Rev.* **D 60**, 113006 (1999)

[49] W. Beenakker *et al.*, *Nucl. Phys.* **B 515**, 3 (1998)

[50] R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993 (unpublished).

[51] DØ Note 5367, *Reweighting of Alpgen Z_{p_T} in multijets topologies with 1 fb^{-1} of Run IIa data*, S. Calvet, A. Duperrin, J.-F. Grivaz, E. Kajfasz, (2007)

[52] DØ Note 4641, *Missing ET Significance Algorithm with p13 Run II data. Application to e+multijets events*, A. Duperrin, (2003)

[53] DØ Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 151805 (2005).

[54] CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2626 (1995)

[55] DØ Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2632 (1995)

[56] DØ Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods* **A 565**, 463 (2006)

[57] DØ Note 4641, *The v13 physic trigger list and the New Phenomena triggers*, A. Duperrin, U. Bluemenschein, V. Buescher, J.-F Grivaz, A. Patwa, R. Stroehmer, (2004)

[58] B. Clément, Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg, N° d'ordre IPHC 06-004, N° d'ordre ULP 5086, FERMILAB-THESIS-2006-06 (2006).

[59] DØ Note 4640, *The trigger_rate_tool package : a tool to estimate rates and overlaps for the development of physics trigger lists*, V. Buescher, A. Duperrin, R. Jesik, P. Jonsson, A. Patwa, K. Stevenson, A. Turcot, B. Vachon, M. Verzocchi, (2004)

[60] DØ Note 3940, *A propagator tool for the L3 trigger*, A. Duperrin, (2001)

[61] DØ Note 4315, *A trigger for Jets and Missing ET*, A. Zabi, L. Duflot, J.-F. Grivaz, P. Verdier, and A. Duperrin, (2003)

[62] DØ Note 5198, *Jets and MET triggers for the New Phenomena group in the v14 and v15 trigger list*, T. Millet, A. Duperrin, P. Verdier, S. Muanza, (2006)

[63] DØ Note 5199, *Calibration of the D0 Level 1 Calorimeter Trigger for Run IIb*, T. Millet, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, S. Calvet, B. Martin, S. Muanza, (2006)

[64] DØ Note 5201, *Validation of L1 jet and electron triggers in early Run IIb data and software tools for regular checks in the future*, B. Martin, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, T. Millet, S. Calvet, (2006)

[65] DØ Note 5198, *l1cal2b_met_cert package and Level 1 MET triggers certification in Run IIb*, S. Calvet, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, S. Calvet, B. Martin, S. Muanza, (2006)

[66] DØ Note 5290, *Monte Carlo Calibration of D0 Level 1 Calorimeter in TrigSim*, F. Tissandier, A. Duperrin, J. Stark, P. Verdier, M. Verzocchi, (2006)

[67] DØ Note 5282, *Higgs and New Phenomena jets+$\not\!\!E_T$triggers : L3 design and commissioning in v15 Run IIb trigger list*, F. Lacroix, C. Ochando, A. Duperrin, P. Verdier, (2006)

[68] DØ Collaboration, *Run IIb Upgrade Tech. Design Rep.*, FERMILAB Pub-02-327-E (2002)

[69] DØ Collaboration, *The Run IIb Trigger Upgrade for the DØ Experiment*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **51** 340 (2004)

[70] DØ Collaboration, *Algorithms and architecture for the L1 calorimeter trigger at DØ run IIb*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **51** 351 (2004)

[71] ATLAS Collaboration, *ATLAS Trigger Performance Status Rep.*, CERN/LHCC 98-15 (1998)

[72] DØ Note 5074, *Search for Pair Production of Scalar Bottom Quarks with the D0 Detector in p-barp Collisions at sqrt=1.96 TeV*, A. Duperrin, E. Kajfasz, S. Calvet, (2006)

[73] DØ Collaboration, *Phys. Rev. D Rapid Comm.* **60**, 031101 (1999)
CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5704 (2000)
LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, note LEPSUSYWG/04-02.1

[74] A. Bartl, W. Majerotto and W. Porod, *Z. Phys.* **C 64**, 499 (1994), and Erratum *ibid.* C**68**, 518 (1995).

[75] T. Junk, *Nucl. Instrum. Methods* **A 434**, 435 (1999) ;
A. Read, in *"First Workshop on Confidence Limits"*, CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.

[76] K.I. Hikasa and M. Kobayashi, *Phys. Rev.* **D 36**, 724 (1987)

[77] C. Boehm, A. Djouadi and Y. Mambrini, *Phys. Rev.* **D 61**, 095006 (2000)

[78] DØ Note 5133, *Search for scalar top pair production in the acoplanar jet topology*, N. Makovec, J.-F Grivaz, P. Verdier, A. Duperrin and E. Kajfasz, (2006)

[79] CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5704 (2000)
DØ Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 011801 (2004)
LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, note LEPSUSYWG/04-02.1

[80] Moriond 2007

[81] DØ Note 5227, *Combined DO and CDF Upper Limits on Standard-Model Higgs-Boson Production*, The TEVNPH Working Group, (2006)

[82] FERMI-PUB-03/320-E, October 2003.

[83] J.-J. Blaising, A. De Roeck, J. Ellis, F. Gianotti, P. Janot, G. Rolandi, D. Schlatter, *Potential LHC Contributions to Europe's Future Strategy at the High-Energy Frontier*, contribution to the CERN Council Strategy Group workshop, Zeuthen, May 2006.

[84] F. Gianotti, M. Mangano, *LHC physics : the first one-two year(s)*, hep-ph/0504221

[85] International Linear Collider, http ://www.linearcollider.org/

[86] D. N. Spergel, *et al.*, submitted to *Astrophys. J.*, astro-ph/0603449

[87] A. H. Guth, *Phys. Rev.* **D 23**, 347 (1981)

[88] S. Perlmutter, *et al.*, *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999)

[89] A.G. Riess, *et al.*, *Astron. J.* **116**, 1009 (1998)

[90] P. Binetruy, C. Deffayet, U. Ellwanger, D. Langlois, *Phys. Lett.* **B 477**, 285 (2000)

Annexe A

V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration],
"Search for pair production of scalar bottom quarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\,\mathrm{TeV}$,"
Phys. Rev. Lett. **97**, 171806 (2006).

PRL, **97**, 171806 (2006) FERMILAB-PUB-06/269-E

Search for pair production of scalar bottom quarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ =1.96 TeV

V.M. Abazov,[36] B. Abbott,[76] M. Abolins,[66] B.S. Acharya,[29] M. Adams,[52] T. Adams,[50] M. Agelou,[18] S.H. Ahn,[31] M. Ahsan,[60] G.D. Alexeev,[36] G. Alkhazov,[40] A. Alton,[65] G. Alverson,[64] G.A. Alves,[2] M. Anastasoaie,[35] T. Andeen,[54] S. Anderson,[46] B. Andrieu,[17] M.S. Anzelc,[54] Y. Arnoud,[14] M. Arov,[53] A. Askew,[50] B. Åsman,[41] A.C.S. Assis Jesus,[3] O. Atramentov,[58] C. Autermann,[21] C. Avila,[8] C. Ay,[24] F. Badaud,[13] A. Baden,[62] L. Bagby,[53] B. Baldin,[51] D.V. Bandurin,[60] P. Banerjee,[29] S. Banerjee,[29] E. Barberis,[64] P. Bargassa,[81] P. Baringer,[59] C. Barnes,[44] J. Barreto,[2] J.F. Bartlett,[51] U. Bassler,[17] D. Bauer,[44] A. Bean,[59] M. Begalli,[3] M. Begel,[72] C. Belanger-Champagne,[5] L. Bellantoni,[51] A. Bellavance,[68] J.A. Benitez,[66] S.B. Beri,[27] G. Bernardi,[17] R. Bernhard,[42] L. Berntzon,[15] I. Bertram,[43] M. Besançon,[18] R. Beuselinck,[44] V.A. Bezzubov,[39] P.C. Bhat,[51] V. Bhatnagar,[27] M. Binder,[25] C. Biscarat,[43] K.M. Black,[63] I. Blackler,[44] G. Blazey,[53] F. Blekman,[44] S. Blessing,[50] D. Bloch,[19] K. Bloom,[68] U. Blumenschein,[23] A. Boehnlein,[51] O. Boeriu,[56] T.A. Bolton,[60] G. Borissov,[43] K. Bos,[34] T. Bose,[78] A. Brandt,[79] R. Brock,[66] G. Brooijmans,[71] A. Bross,[51] D. Brown,[79] N.J. Buchanan,[50] D. Buchholz,[54] M. Buehler,[82] V. Buescher,[23] S. Burdin,[51] S. Burke,[46] T.H. Burnett,[83] E. Busato,[17] C.P. Buszello,[44] J.M. Butler,[63] P. Calfayan,[25] S. Calvet,[15] J. Cammin,[72] S. Caron,[34] W. Carvalho,[3] B.C.K. Casey,[78] N.M. Cason,[56] H. Castilla-Valdez,[33] D. Chakraborty,[53] K.M. Chan,[72] A. Chandra,[49] F. Charles,[19] E. Cheu,[46] F. Chevallier,[14] D.K. Cho,[63] S. Choi,[32] B. Choudhary,[28] L. Christofek,[59] D. Claes,[68] B. Clément,[19] C. Clément,[41] Y. Coadou,[5] M. Cooke,[81] W.E. Cooper,[51] D. Coppage,[59] M. Corcoran,[81] M.-C. Cousinou,[15] B. Cox,[45] S. Crépé-Renaudin,[14] D. Cutts,[78] M. Ćwiok,[30] H. da Motta,[2] A. Das,[63] M. Das,[61] B. Davies,[43] G. Davies,[44] G.A. Davis,[54] K. De,[79] P. de Jong,[34] S.J. de Jong,[35] E. De La Cruz-Burelo,[65] C. De Oliveira Martins,[3] J.D. Degenhardt,[65] F. Déliot,[18] M. Demarteau,[51] R. Demina,[72] P. Demine,[18] D. Denisov,[51] S.P. Denisov,[39] S. Desai,[73] H.T. Diehl,[51] M. Diesburg,[51] M. Doidge,[43] A. Dominguez,[68] H. Dong,[73] L.V. Dudko,[38] L. Duflot,[16] S.R. Dugad,[29] D. Duggan,[50] A. Duperrin,[15] J. Dyer,[66] A. Dyshkant,[53] M. Eads,[68] D. Edmunds,[66] T. Edwards,[45] J. Ellison,[49] J. Elmsheuser,[25] V.D. Elvira,[51] S. Eno,[62] P. Ermolov,[38] H. Evans,[55] A. Evdokimov,[37] V.N. Evdokimov,[39] S.N. Fatakia,[63] L. Feligioni,[63] A.V. Ferapontov,[60] T. Ferbel,[72] F. Fiedler,[25] F. Filthaut,[35] W. Fisher,[51] H.E. Fisk,[51] I. Fleck,[23] M. Ford,[45] M. Fortner,[53] H. Fox,[23] S. Fu,[51] S. Fuess,[51] T. Gadfort,[83] C.F. Galea,[35] E. Gallas,[51] E. Galyaev,[56] C. Garcia,[72] A. Garcia-Bellido,[83] J. Gardner,[59] V. Gavrilov,[37] A. Gay,[19] P. Gay,[13] D. Gelé,[19] R. Gelhaus,[49] C.E. Gerber,[52] Y. Gershtein,[50] D. Gillberg,[5] G. Ginther,[72] N. Gollub,[41] B. Gómez,[8] A. Goussiou,[56] P.D. Grannis,[73] H. Greenlee,[51] Z.D. Greenwood,[61] E.M. Gregores,[4] G. Grenier,[20] Ph. Gris,[13] J.-F. Grivaz,[16] S. Grünendahl,[51] M.W. Grünewald,[30] F. Guo,[73] J. Guo,[73] G. Gutierrez,[51] P. Gutierrez,[76] A. Haas,[71] N.J. Hadley,[62] P. Haefner,[25] S. Hagopian,[50] J. Haley,[69] I. Hall,[76] R.E. Hall,[48] L. Han,[7] K. Hanagaki,[51] K. Harder,[60] A. Harel,[72] R. Harrington,[64] J.M. Hauptman,[58] R. Hauser,[66] J. Hays,[54] T. Hebbeker,[21] D. Hedin,[53] J.G. Hegeman,[34] J.M. Heinmiller,[52] A.P. Heinson,[49] U. Heintz,[63] C. Hensel,[59] K. Herner,[73] G. Hesketh,[64] M.D. Hildreth,[56] R. Hirosky,[82] J.D. Hobbs,[73] B. Hoeneisen,[12] H. Hoeth,[26] M. Hohlfeld,[16] S.J. Hong,[31] R. Hooper,[78] P. Houben,[34] Y. Hu,[73] Z. Hubacek,[10] V. Hynek,[9] I. Iashvili,[70] R. Illingworth,[51] A.S. Ito,[51] S. Jabeen,[63] M. Jaffré,[16] S. Jain,[76] K. Jakobs,[23] C. Jarvis,[62] A. Jenkins,[44] R. Jesik,[44] K. Johns,[46] C. Johnson,[71] M. Johnson,[51] A. Jonckheere,[51] P. Jonsson,[44] A. Juste,[51] D. Käfer,[21] S. Kahn,[74] E. Kajfasz,[15] A.M. Kalinin,[36] J.M. Kalk,[61] J.R. Kalk,[66] S. Kappler,[21] D. Karmanov,[38] J. Kasper,[63] P. Kasper,[51] I. Katsanos,[71] D. Kau,[50] R. Kaur,[27] R. Kehoe,[80] S. Kermiche,[15] N. Khalatyan,[63] A. Khanov,[77] A. Kharchilava,[70] Y.M. Kharzheev,[36] D. Khatidze,[71] H. Kim,[79] T.J. Kim,[31] M.H. Kirby,[35] B. Klima,[51] J.M. Kohli,[27] J.-P. Konrath,[23] M. Kopal,[76] V.M. Korablev,[39] J. Kotcher,[74] B. Kothari,[71] A. Koubarovsky,[38] A.V. Kozelov,[39] J. Kozminski,[66] D. Krop,[55] A. Kryemadhi,[82] T. Kuhl,[24] A. Kumar,[70] S. Kunori,[62] A. Kupco,[11] T. Kurča,[20,*] J. Kvita,[9] S. Lammers,[71] G. Landsberg,[78] J. Lazoflores,[50] A.-C. Le Bihan,[19] P. Lebrun,[20] W.M. Lee,[53] A. Leflat,[38] F. Lehner,[42] V. Lesne,[13] J. Leveque,[46] P. Lewis,[44] J. Li,[79] Q.Z. Li,[51] J.G.R. Lima,[53] D. Lincoln,[51] J. Linnemann,[66] V.V. Lipaev,[39] R. Lipton,[51] Z. Liu,[5] L. Lobo,[44] A. Lobodenko,[40] M. Lokajicek,[11] A. Lounis,[19] P. Love,[43] H.J. Lubatti,[83] M. Lynker,[56] A.L. Lyon,[51] A.K.A. Maciel,[2] R.J. Madaras,[47] P. Mättig,[26] C. Magass,[21] A. Magerkurth,[65] A.-M. Magnan,[14] N. Makovec,[16] P.K. Mal,[56] H.B. Malbouisson,[3] S. Malik,[68] V.L. Malyshev,[36] H.S. Mao,[6] Y. Maravin,[60] M. Martens,[51] R. McCarthy,[73] D. Meder,[24] A. Melnitchouk,[67] A. Mendes,[15] L. Mendoza,[8] M. Merkin,[38] K.W. Merritt,[51] A. Meyer,[21] J. Meyer,[22] M. Michaut,[18] H. Miettinen,[81] T. Millet,[20] J. Mitrevski,[71] J. Molina,[3] N.K. Mondal,[29] J. Monk,[45] R.W. Moore,[5] T. Moulik,[59] G.S. Muanza,[16] M. Mulders,[51] M. Mulhearn,[71] L. Mundim,[3] Y.D. Mutaf,[73] E. Nagy,[15] M. Naimuddin,[28] M. Narain,[63] N.A. Naumann,[35] H.A. Neal,[65] J.P. Negret,[8]

arXiv:hep-ex/0608013v2 30 Oct 2006

P. Neustroev,[40] C. Noeding,[23] A. Nomerotski,[51] S.F. Novaes,[4] T. Nunnemann,[25] V. O'Dell,[51] D.C. O'Neil,[5] G. Obrant,[40] V. Oguri,[3] N. Oliveira,[3] N. Oshima,[51] R. Otec,[10] G.J. Otero y Garzón,[52] M. Owen,[45] P. Padley,[81] N. Parashar,[57] S.-J. Park,[72] S.K. Park,[31] J. Parsons,[71] R. Partridge,[78] N. Parua,[73] A. Patwa,[74] G. Pawloski,[81] P.M. Perea,[49] E. Perez,[18] K. Peters,[45] P. Pétroff,[16] M. Petteni,[44] R. Piegaia,[1] J. Piper,[66] M.-A. Pleier,[22] P.L.M. Podesta-Lerma,[33] V.M. Podstavkov,[51] Y. Pogorelov,[56] M.-E. Pol,[2] A. Pompoš,[76] B.G. Pope,[66] A.V. Popov,[39] C. Potter,[5] W.L. Prado da Silva,[3] H.B. Prosper,[50] S. Protopopescu,[74] J. Qian,[65] A. Quadt,[22] B. Quinn,[67] M.S. Rangel,[2] K.J. Rani,[29] K. Ranjan,[28] P.N. Ratoff,[43] P. Renkel,[80] S. Reucroft,[64] M. Rijssenbeek,[73] I. Ripp-Baudot,[19] F. Rizatdinova,[77] S. Robinson,[44] R.F. Rodrigues,[3] C. Royon,[18] P. Rubinov,[51] R. Ruchti,[56] V.I. Rud,[38] G. Sajot,[14] A. Sánchez-Hernández,[33] M.P. Sanders,[62] A. Santoro,[3] G. Savage,[51] L. Sawyer,[61] T. Scanlon,[44] D. Schaile,[25] R.D. Schamberger,[73] Y. Scheglov,[40] H. Schellman,[54] P. Schieferdecker,[25] C. Schmitt,[26] C. Schwanenberger,[45] A. Schwartzman,[69] R. Schwienhorst,[66] J. Sekaric,[50] S. Sengupta,[50] H. Severini,[76] E. Shabalina,[52] M. Shamim,[60] V. Shary,[18] A.A. Shchukin,[39] W.D. Shephard,[56] R.K. Shivpuri,[28] D. Shpakov,[51] V. Siccardi,[19] R.A. Sidwell,[60] V. Simak,[10] V. Sirotenko,[51] P. Skubic,[76] P. Slattery,[72] R.P. Smith,[51] G.R. Snow,[68] J. Snow,[75] S. Snyder,[74] S. Söldner-Rembold,[45] X. Song,[53] L. Sonnenschein,[17] A. Sopczak,[43] M. Sosebee,[79] K. Soustruznik,[9] M. Souza,[2] B. Spurlock,[79] J. Stark,[14] J. Steele,[61] V. Stolin,[37] A. Stone,[52] D.A. Stoyanova,[39] J. Strandberg,[41] S. Strandberg,[41] M.A. Strang,[70] M. Strauss,[76] R. Ströhmer,[25] D. Strom,[54] M. Strovink,[47] L. Stutte,[51] S. Sumowidagdo,[50] A. Sznajder,[3] M. Talby,[15] P. Tamburello,[46] W. Taylor,[5] P. Telford,[45] J. Temple,[46] B. Tiller,[25] M. Titov,[23] V.V. Tokmenin,[36] M. Tomoto,[51] T. Toole,[62] I. Torchiani,[23] S. Towers,[43] T. Trefzger,[24] S. Trincaz-Duvoid,[17] D. Tsybychev,[73] B. Tuchming,[18] C. Tully,[69] A.S. Turcot,[45] P.M. Tuts,[71] R. Unalan,[66] L. Uvarov,[40] S. Uvarov,[40] S. Uzunyan,[53] B. Vachon,[5] P.J. van den Berg,[34] R. Van Kooten,[55] W.M. van Leeuwen,[34] N. Varelas,[52] E.W. Varnes,[46] A. Vartapetian,[79] I.A. Vasilyev,[39] M. Vaupel,[26] P. Verdier,[20] L.S. Vertogradov,[36] M. Verzocchi,[51] F. Villeneuve-Seguier,[44] P. Vint,[44] J.-R. Vlimant,[17] E. Von Toerne,[60] M. Voutilainen,[68,†] M. Vreeswijk,[34] H.D. Wahl,[50] L. Wang,[62] M.H.L.S Wang,[51] J. Warchol,[56] G. Watts,[83] M. Wayne,[56] M. Weber,[51] H. Weerts,[66] N. Wermes,[22] M. Wetstein,[62] A. White,[79] D. Wicke,[26] G.W. Wilson,[59] S.J. Wimpenny,[49] M. Wobisch,[51] J. Womersley,[51] D.R. Wood,[64] T.R. Wyatt,[45] Y. Xie,[78] N. Xuan,[56] S. Yacoob,[54] R. Yamada,[51] M. Yan,[62] T. Yasuda,[51] Y.A. Yatsunenko,[36] K. Yip,[74] H.D. Yoo,[78] S.W. Youn,[54] C. Yu,[14] J. Yu,[79] A. Yurkewicz,[73] A. Zatserklyaniy,[53] C. Zeitnitz,[26] D. Zhang,[51] T. Zhao,[83] B. Zhou,[65] J. Zhu,[73] M. Zielinski,[72] D. Zieminska,[55] A. Zieminski,[55] V. Zutshi,[53] and E.G. Zverev[38]
(DØ Collaboration)

[1] *Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina*
[2] *LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil*
[3] *Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil*
[4] *Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, Brazil*
[5] *University of Alberta, Edmonton, Alberta, Canada, Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia, Canada, York University, Toronto, Ontario, Canada, and McGill University, Montreal, Quebec, Canada*
[6] *Institute of High Energy Physics, Beijing, People's Republic of China*
[7] *University of Science and Technology of China, Hefei, People's Republic of China*
[8] *Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia*
[9] *Center for Particle Physics, Charles University, Prague, Czech Republic*
[10] *Czech Technical University, Prague, Czech Republic*
[11] *Center for Particle Physics, Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic*
[12] *Universidad San Francisco de Quito, Quito, Ecuador*
[13] *Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3-CNRS, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France*
[14] *Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, IN2P3-CNRS, Universite de Grenoble 1, Grenoble, France*
[15] *CPPM, IN2P3-CNRS, Université de la Méditerranée, Marseille, France*
[16] *IN2P3-CNRS, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, France*
[17] *LPNHE, IN2P3-CNRS, Universités Paris VI and VII, Paris, France*
[18] *DAPNIA/Service de Physique des Particules, CEA, Saclay, France*
[19] *IPHC, IN2P3-CNRS, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, and Université de Haute Alsace, Mulhouse, France*
[20] *Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS, Université Claude Bernard, Villeurbanne, France*
[21] *III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen, Aachen, Germany*
[22] *Physikalisches Institut, Universität Bonn, Bonn, Germany*
[23] *Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Freiburg, Germany*
[24] *Institut für Physik, Universität Mainz, Mainz, Germany*
[25] *Ludwig-Maximilians-Universität München, München, Germany*
[26] *Fachbereich Physik, University of Wuppertal, Wuppertal, Germany*
[27] *Panjab University, Chandigarh, India*

[28] *Delhi University, Delhi, India*
[29] *Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India*
[30] *University College Dublin, Dublin, Ireland*
[31] *Korea Detector Laboratory, Korea University, Seoul, Korea*
[32] *SungKyunKwan University, Suwon, Korea*
[33] *CINVESTAV, Mexico City, Mexico*
[34] *FOM-Institute NIKHEF and University of Amsterdam/NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands*
[35] *Radboud University Nijmegen/NIKHEF, Nijmegen, The Netherlands*
[36] *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
[37] *Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*
[38] *Moscow State University, Moscow, Russia*
[39] *Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia*
[40] *Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia*
[41] *Lund University, Lund, Sweden, Royal Institute of Technology and Stockholm University, Stockholm, Sweden, and Uppsala University, Uppsala, Sweden*
[42] *Physik Institut der Universität Zürich, Zürich, Switzerland*
[43] *Lancaster University, Lancaster, United Kingdom*
[44] *Imperial College, London, United Kingdom*
[45] *University of Manchester, Manchester, United Kingdom*
[46] *University of Arizona, Tucson, Arizona 85721, USA*
[47] *Lawrence Berkeley National Laboratory and University of California, Berkeley, California 94720, USA*
[48] *California State University, Fresno, California 93740, USA*
[49] *University of California, Riverside, California 92521, USA*
[50] *Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA*
[51] *Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA*
[52] *University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607, USA*
[53] *Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115, USA*
[54] *Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA*
[55] *Indiana University, Bloomington, Indiana 47405, USA*
[56] *University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA*
[57] *Purdue University Calumet, Hammond, Indiana 46323, USA*
[58] *Iowa State University, Ames, Iowa 50011, USA*
[59] *University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045, USA*
[60] *Kansas State University, Manhattan, Kansas 66506, USA*
[61] *Louisiana Tech University, Ruston, Louisiana 71272, USA*
[62] *University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
[63] *Boston University, Boston, Massachusetts 02215, USA*
[64] *Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115, USA*
[65] *University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109, USA*
[66] *Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824, USA*
[67] *University of Mississippi, University, Mississippi 38677, USA*
[68] *University of Nebraska, Lincoln, Nebraska 68588, USA*
[69] *Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA*
[70] *State University of New York, Buffalo, New York 14260, USA*
[71] *Columbia University, New York, New York 10027, USA*
[72] *University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*
[73] *State University of New York, Stony Brook, New York 11794, USA*
[74] *Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA*
[75] *Langston University, Langston, Oklahoma 73050, USA*
[76] *University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019, USA*
[77] *Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078, USA*
[78] *Brown University, Providence, Rhode Island 02912, USA*
[79] *University of Texas, Arlington, Texas 76019, USA*
[80] *Southern Methodist University, Dallas, Texas 75275, USA*
[81] *Rice University, Houston, Texas 77005, USA*
[82] *University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22901, USA*
[83] *University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA*

(Dated: August 7, 2006)

A search for direct production of scalar bottom quarks ($\tilde{b}$) is performed with 310 pb^{-1} of data collected by the DØ experiment in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV at the Fermilab Tevatron Collider. The topology analyzed consists of two b jets and an imbalance in transverse momentum due to undetected neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0$), with $\tilde{\chi}_1^0$ assumed to be the lightest supersymmetric particle. We find

the data consistent with standard model expectations, and set a 95% C.L. exclusion domain in the $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ mass plane, improving significantly upon the results from Run I of the Tevatron.

PACS numbers: 14.80.Ly, 12.60.Jv, 13.85.Rm

Supersymmetric (SUSY) models [1] provide an extension of the standard model (SM) with mechanisms viable for the unification of interactions and a solution to the hierarchy problem. Particularly attractive are models that conserve R-parity, in which SUSY particles are produced in pairs and the lightest supersymmetric particle (LSP) is stable. In SUSY, a scalar field is associated to each of the left and right handed chirality states of a given SM quark or lepton. Two mass eigenstates result from the mixing of these scalar fields. The spin-1/2 partners of the neutral gauge and Higgs bosons are called neutralinos.

In supergravity inspired models [2], the lighest neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ arises as the natural LSP, and, being neutral and weakly interacting, could be responsible for the dark matter in the universe. For large values of $\tan\beta$ (the ratio of the vacuum expectation values of the two Higgs fields) the mixing term among the scalar fields associated with the bottom quark is large. Therefore, a large splitting is expected among the mass eigenstates, that could result in a low mass value for one of them, hereafter called scalar bottom quark or sbottom ($\tilde{b}$). The SUSY particle mass hierarchy can even be such that the decay $\tilde{b} \to b\tilde{\chi}_1^0$ is the only one kinematically allowed [3], an assumption that is made in the following.

In this Letter, a search is reported for $\tilde{b}$ pair production with 310 pb^{-1} of data collected during Run II of the Fermilab Tevatron. At leading order, the $\tilde{b}$ pair production cross section in $p\bar{p}$ collisions depends only on the sbottom mass. For a center-of-mass energy $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, the next-to-leading order (NLO) cross section, calculated with PROSPINO-2 [4] ranges from 15 to 0.084 pb for sbottom masses between 100 and 230 GeV, with very little dependence on the masses of the other SUSY particles. The final state of this process corresponds to two b jets and missing transverse energy ($\not\!\!E_T$) due to the undetected neutralinos. The maximum sbottom mass ($m_{\tilde{b}}$) excluded by previous results is 148 GeV [5].

A full description of the DØ detector is available in Ref. [6]. The central tracking system consists of a silicon microstrip tracker and a central fiber tracker, both located within a 1.9 T superconducting solenoid. A liquid-argon and uranium calorimeter covers pseudorapidities up to $|\eta| \approx 4.2$, where $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ and θ is the polar angle relative to the proton beam. The calorimeter has three sections, housed in separate cryostats: the central one covers $|\eta| \lesssim 1.1$, and the two end sections extend the coverage to larger $|\eta|$. The calorimeter is segmented in depth, with four electromagnetic layers followed by up to five hadronic layers. It is also segmented into projective towers of 0.1×0.1 size in $\eta - \phi$ space, where ϕ is the azimuth in radians. An outer muon system, covering $|\eta| < 2$, consists of a layer of tracking detectors and scintillation trigger counters positioned in front of 1.8 T toroids, followed by two similar layers after the toroids. Jet reconstruction is based on the Run II cone algorithm [7] with a cone size of 0.5, that uses energies deposited in calorimeter towers. Jet energies are calibrated using transverse momentum balance in photon+jet events. The missing transverse energy in an event is based on all calorimeter cells, and is corrected for the jet energy calibration and for reconstructed muons.

The DØ trigger has three levels: L1, L2, and L3. The data were collected with triggers specifically designed for $\not\!\!E_T$+jets topologies. We define $\not\!\!H_T = |\sum_{\text{jets}} \vec{p_T}|$ the vector sum of the jet transverse momenta. The trigger conditions at L1 require at least three calorimeter towers with $E_T > 5$ GeV, where a trigger tower spans $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$. We then require $\not\!\!H_T > 20$ (30) GeV at L2 (L3). Approximately 14 million events were collected with the $\not\!\!E_T$+jets triggers.

The signal is simulated in the framework of a generic minimal supersymmetric standard model, in which we vary the masses of the $\tilde{b}$ and $\tilde{\chi}_1^0$, all other parameters being fixed. The masses of the other SUSY particles are set such that the only sbottom decay mode is into $b\tilde{\chi}_1^0$. The SUSY and SM processes are processed using Monte Carlo (MC) generators PYTHIA 6.202 [8] for the signal, ALPGEN 1.3.3 [9] interfaced with PYTHIA for the SM. All the events are passed through a full GEANT-3 [10] simulation of the geometry and response of the DØ detector with an average of 0.8 minimum-bias events overlayed on each generated event. The CTEQ5L parton density functions (PDF) [11] are used in the simulation.

Instrumental background from mismeasurement of jet energies in multijet events is estimated from data, and is referred to as "QCD" background in the following. The main SM backgrounds relevant to our analysis are from vector boson production in association with jets, and top quark production. To estimate the backgrounds from W/Z+jets processes, we use the NLO cross sections computed with MCFM [12]. The theoretical NNLO $t\bar{t}$ production cross section is taken from Ref. [13].

The events are examined to ensure that the reconstructed vertex corresponds to the actual position of the primary vertex (PV). We select events that are well contained in the detector by restricting the PV within 60 cm along the beam direction with respect to the detector center. We define a charged-particle fraction (CPF) as the ratio of the charged-particle transverse energy, computed from the sum of scalar p_T values of charged parti-

cles (reconstructed in the tracking system) that emanate from the PV and are associated with a jet, divided by the jet transverse energy measured in the calorimeter. The two leading jets, i.e those with the largest transverse energies, are required to have CPF>0.05. This criterion rejects events with fake jets or where a wrong PV is selected. The overall inefficiency associated with this procedure is measured using events collected at random beam crossings, and events with two jets emitted back-to-back in azimuth. The jets must also have energy fraction in the electromagnetic layers of the calorimeter <0.95 and $p_T > 30, 15$ GeV for the first and second leading jets. This set of initial cuts requires in addition $\Delta\phi < 165°$, where $\Delta\phi$ is defined as the difference in azimuth between the two leading jets.

Table I defines our selection criteria, and shows the effect of applying them sequentially in the analysis of data, and their impact on signal efficiency, for the choice of $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (140,80)$ GeV. Criteria **C1**-**C4** are effective against QCD, **C2** and **C4**-**C8** against vector-bosons+jets, and **C9** suppresses $t\bar{t}$ background. For $\tilde{b}$ masses of $\sim$ 100 GeV, the mean $\not\!\!E_T$ and jet p_T are close to what is expected from SM backgrounds, but are substantially larger for higher $\tilde{b}$ masses. The selections are tuned on MC so as to maintain good sensitivity to signal for small $\tilde{b}$ masses, using minimal values for threshold requirements, for instance $\not\!\!E_T$>60 GeV (**C1**) and $p_T > 40, 20$ GeV (**C2**) for the first and second leading jets. Later we show that, depending on the masses $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$, higher thresholds on $\not\!\!E_T$ and jet p_T can be applied to increase the sensitivity to signal.

The first and second leading jets are required to be in the central region of the calorimeter, $|\eta^{\rm det}| < 1.1$ and 2.0 respectively (**C3**), where $\eta^{\rm det}$ is the jet pseudorapidity calculated with a jet origin at the detector center. Because of the central production of $\tilde{b}$ events, these selections do not affect signal efficiency, but reduce background. We also define $\Delta\phi_{min}(\not\!\!E_T,$jets) and $\Delta\phi_{max}(\not\!\!E_T,$jets), the minimum and maximum of the differences in azimuth between the direction of $\not\!\!E_T$ and the direction of any jet. Requiring $\Delta\phi_{min} > 35°$ rejects QCD events (**C4**), and $\Delta\phi_{min} < 120°$ and $\Delta\phi_{max} < 175°$ suppress SM background (**C4, C5**).

Since we do not expect isolated electrons, muons or tau leptons in signal events, vetoes are imposed on events with an isolated electron (**C6**), muon (**C7**), or a charged track (**C8**) with p_T>5 GeV. Electrons and muons are defined isolated based on a criterion for energy deposition in a cone around the lepton direction in the calorimeter. A charged track is considered isolated if no other charged track with p_T>1.5 GeV is found in a hollow cone with inner and outer radii 0.05 and 0.2, formed around the direction of the track. The last requirement (**C9**) stipulates that either two or three jets are allowed.

Table II gives the numbers of events expected for SM backgrounds and signal, and the number of events observed in data after the above selections. Since an important fraction of the background corresponds to processes with light-flavor jets in the final state, we take advantage of the presence of b jets in the signal to significantly increase the sensitivity of the search by using a lifetime-based heavy-flavor tagging algorithm (b-tagging). Based on the impact parameters of the tracks in the jet, the algorithm [14] computes a probability for a jet to be light-flavored.

TABLE I: Sequence of criteria applied for the selection of events with their corresponding impact on data and on signal efficiency (Eff.) for $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (140,80)$.

Selection criterion applied	Events left	Eff. (%)
C1 : $\not\!\!E_T > 60$ GeV	16,279	18
C2 : $p_{T_1} > 40$ GeV, $p_{T_2} > 20$ GeV	14,095	16
C3 : $\lvert\eta^{\rm det}_{\rm jet1}\rvert < 1.1$, $\lvert\eta^{\rm det}_{\rm jet2}\rvert < 2.0$	9,653	14
C4 : $35° < \Delta\phi_{min}(\not\!\!E_T, \text{jets}) < 120°$	3,149	10
C5 : $\Delta\phi_{max}(\not\!\!E_T, \text{jets}) < 175°$	2,783	9
C6 : isolated electron veto	2,059	9
C7 : isolated muon veto	1,809	9
C8 : isolated track veto	756	7
C9 : 2 or 3 jets	671	6

We select the b-tagging probability such that 0.1% of the light-flavored jets are tagged for jets having p_T of 50 GeV as yielding the best expected signal sensitivity. The corresponding typical tagging efficiencies for c- and b-quark jets are 5% and 30%, respectively. Because the current detector simulation does not reproduce the tracking precisely enough, the b-tagging algorithm is not applied to simulated jets directly. Instead, jets are weighted by their probability to be b-tagged, according to their flavor, using parameterizations derived from data. In what follows, we require at least one b-tagged jet in the event. Requiring more than one b-tagged jet would lower slightly the sensitivity of the analysis.

In order to estimate the background from QCD, we compare our selected data sample, without imposing the criterion on $\not\!\!E_T$ (**C1**), to the simulation of background from SM. Figure 1 shows that data are well reproduced by the SM background at high $\not\!\!E_T$. We therefore attribute the exponential rise at low $\not\!\!E_T$ to QCD multijet instrumental background. A fit by an exponential to the data for $\not\!\!E_T < 60$ GeV, after subtraction of the contributions from the SM, is shown in the insert in Fig. 1. When the fit is extrapolated to $\not\!\!E_T > 60$ GeV, it provides an estimate of 109±9 QCD events. After b-tagging, this procedure estimates the presence of only 4±2 events. Given the larger $\not\!\!E_T$ threshold we use for higher sbottom masses, we expect that, after the b-tagging, less than two QCD events will survive the final event selection. The QCD contribution is therefore neglected in the rest of this analysis. Table II shows the results after all selections, including b-tagging, for SM backgrounds, data and signal.

As already mentioned, the mean $\not\!\!E_T$ and jet p_T become

TABLE II: Numbers of events expected from SM and QCD backgrounds, of data events observed, and of signal events expected, after all selection criteria, both before (N_{exp}) and after b-tagging. All uncertainties are statistical only. Backgrounds from b, c, and light jets (j) are shown separately.

SM process	N_{exp}	with b-tagging
$W(e\nu+\mu\nu)+j\bar{j}$	155 ± 13	1.9 ± 0.2
$W(e\nu+\mu\nu)+cj$	2.2 ± 0.6	0.2 ± 0.1
$W(e\nu+\mu\nu)+b\bar{b}$	1.1 ± 0.1	0.6 ± 0.1
$W(\tau\nu)+\geq 1$ jet	101 ± 14	4.1 ± 0.6
$W(\tau\nu)+b\bar{b}$	2.2 ± 0.3	1.0 ± 0.1
$Z(\nu\bar{\nu})+j\bar{j}$	257 ± 12	3.9 ± 0.2
$Z(\nu\bar{\nu})+c\bar{c}$	8.0 ± 0.7	0.9 ± 0.1
$Z(\nu\bar{\nu})+b\bar{b}$	7.8 ± 0.3	4.0 ± 0.2
WW, WZ, ZZ	14.2 ± 0.7	0.9 ± 0.2
top production	7.9 ± 0.2	3.8 ± 0.2
Total SM	556 ± 23	21.5 ± 0.8
QCD background	109 ± 9	4 ± 2
Data	671	22
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (140, 80)$ GeV	43 ± 2	23.1 ± 0.9

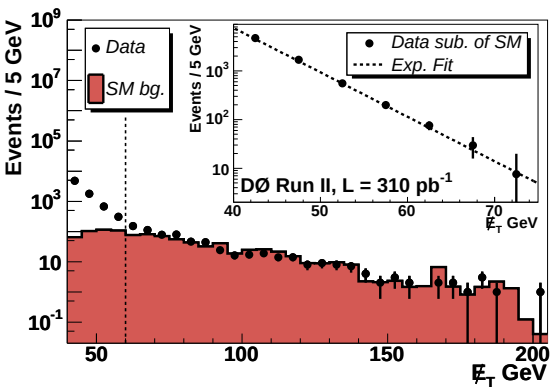


FIG. 1: Distribution in $\not{E}_T$ after applying all criteria, except $\not{E}_T > 60$ GeV (**C1**). The dark shaded area corresponds to the SM simulation. A fit by an exponential to $\not{E}_T < 60$ GeV, after subtraction of the contributions from the SM, shown in the figure insert, is used to estimate the instrumental background.

substantially larger for higher sbottom masses than the values expected from SM backgrounds. This provides a handle for improving the sensitivity to the signal for large $m_{\tilde{b}}$. Table III shows results for two higher sbottom-mass points, the chosen $\not{E}_T$ and p_T thresholds, together with the resulting number of events found after all selections, including b-tagging, for data, SM background and signal. For the highest sbottom masses probed, we note a deficit in the number of events observed compared to the SM background expectation. The probability of such a deficit is 4%.

The following systematic uncertainties are taken into account in deriving the final results. The integrated luminosity contributes an uncertainty of 6.5%. The uncertainty from jet energy calibration is typically of the order of 7%. The total uncertainty from jet energy resolution, jet track confirmation, misvertexing and jet reconstruction is 5%. The systematic uncertainties from NLO cross sections in the SM backgrounds are estimated to be 15%. The effect of the choice of PDF on signal efficiencies is evaluated using the CTEQ6.1M PDF error set [15] resulting in a 8% uncertainty. The uncertainty from MC statistics can reach 10% for the SM and 5% for signal. The total uncertainty from isolated electron, muon, and track vetoes is 9%. The uncertainty from heavy-flavor tagging is 12% for SM and 8% for signal. Finally, the uncertainty from the trigger efficiency is 5%.

TABLE III: Optimized values for the criteria **C1** and **C2**, numbers of data events observed, numbers of events expected from SM and signal for two ($m_{\tilde{b}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) masses after b-tagging (statistical uncertainties only).

$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ in GeV	(180,90)	(215,0)
C1: $\not{E}_T$ [GeV]	60	80
C2: jet 1 p_T [GeV]	70	100
C2: jet 2 p_T [GeV]	40	50
data	7	0
SM	8.9 ± 0.3	3.2 ± 0.2
signal	9.4 ± 0.3	4.6 ± 0.1

Since we do not observe any excess in the data relative to the expectations from SM backgrounds, we set limits on the production of sbottom quarks. Observed and expected 95% confidence level (C.L.) cross section upper limits are obtained using the modified frequentist approach [16], with correlations included between systematic uncertainties. The NLO $\tilde{b}$ pair production cross section is subject to theoretical uncertainties arising from the PDF and from the renormalization and factorization scale choices. For a $\tilde{b}$ mass of 200 GeV, a 16% PDF uncertainty is evaluated using the CTEQ6.1M PDF error set, and a 12% uncertainty is found by varying the scale by a factor of two up or down. For a given neutralino mass, a sbottom mass limit is obtained where the cross section upper limit intersects the production cross section reduced by these uncertainties combined in quadrature. The results are summarized in the 95% C.L. exclusion contours displayed in Fig. 2. At higher sbottom masses, no events are observed where about three are expected, leading to an observed limit more constraining than expected.

In summary, this analysis represents the first Tevatron Run II search for pair production of scalar bottom quarks. The exclusion contour we obtain is substantially more restrictive than the ones published with Run I Tevatron data. With the current analysis using 310 pb^{-1}, the maximum $m_{\tilde{b}}$ excluded is 222 GeV, an improvement of more than 70 GeV with respect to

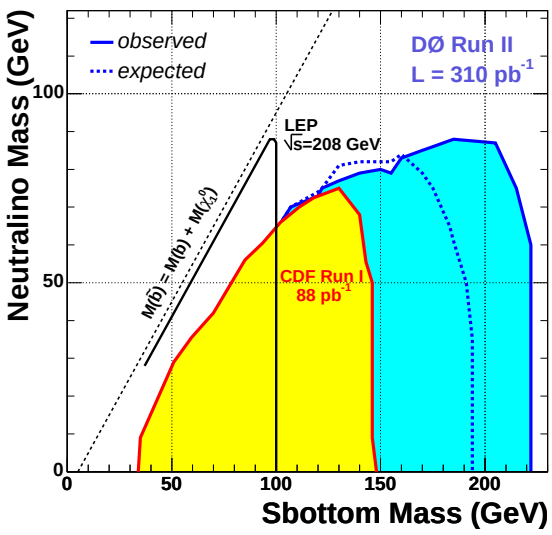


FIG. 2: Excluded regions at the 95% C.L. in the sbottom and neutralino mass plane. The new region excluded by this analysis is shown in dark shading. The dashed line corresponds to the expected limit. Regions excluded by previous experiments are also displayed in the figure [5].

previous results, and the most restrictive limit on the sbottom mass to date.

We thank the staffs at Fermilab and collaborating institutions, and acknowledge support from the DOE and NSF (USA); CEA and CNRS/IN2P3 (France); FASI, Rosatom and RFBR (Russia); CAPES, CNPq, FAPERJ, FAPESP and FUNDUNESP (Brazil); DAE and DST (India); Colciencias (Colombia); CONACyT (Mexico); KRF and KOSEF (Korea); CONICET and UBACyT (Argentina); FOM (The Netherlands); PPARC (United Kingdom); MSMT (Czech Republic); CRC Program, CFI, NSERC and WestGrid Project (Canada); BMBF and DFG (Germany); SFI (Ireland); The Swedish Research Council (Sweden); Research Corporation; Alexander von Humboldt Foundation; and the Marie Curie Program.

[*] On leave from IEP SAS Kosice, Slovakia.
[†] Visitor from Helsinki Institute of Physics, Helsinki, Finland.

[1] H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. **117**, 75 (1985).
[2] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110**, 1 (1984).
[3] A. Bartl, W. Majerotto and W. Porod, Z. Phys. C**64**, 499 (1994), and Erratum *ibid.* C**68**, 518 (1995).
[4] W. Beenakker *et al.*, Nucl. Phys. **B515**, 3 (1998).
[5] DØ Collaboration, V. Abazov *et al.*, Phys. Rev. D Rapid Comm. **60**, 031101 (1999).
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5704 (2000).
LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, note LEPSUSYWG/04-02.1
http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy
[6] DØ Collaboration, V. Abazov *et al.*, Nucl. Instrum. and Methods A **565**, 463 (2006).
[7] G.C. Blazey *et al.*, in *Proceedings of the Workshop: "QCD and Weak Boson Physics in Run II,"* edited by U. Baur, R.K. Ellis, and D.Zeppenfeld (Fermilab, Batavia, IL, 2000), p. 47; see Sec. 3.5 for details.
[8] T. Sjöstrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001).
[9] M.L. Mangano *et al.*, J. High Energy Phys. **0307**, 001 (2003).
[10] R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993 (unpublished).
[11] H.L. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000).
[12] J. Campbell and R. K. Ellis, Phys. Rev. D**60**, 113006 (1999).
[13] N. Kidonakis and R. Vogt, Eur. Phys. J. C **33**, S466-S468 (2004).
[14] B. Clément, Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg, N° d'ordre IPHC 06-004, N° d'ordre ULP 5086, FERMILAB-THESIS-2006-06 (2006).
[15] J. Pumplin *et al.*, JHEP **0207**, 012 (2002); D. Stump *et al.*, ibid, **0310**, 046 (2003).
[16] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods A **434**, 435 (1999);
A. Read, in *"First Workshop on Confidence Limits"*, CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.

Annexe B

V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration],
"Search for the pair production of scalar top quarks in the acoplanar charm jet topology in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\,\mathrm{TeV}$,"
Phys. Lett. **B 645**, 119 (2007).

Fermilab-Pub-06/396-E

Search for the pair production of scalar top quarks in the acoplanar charm jet final state in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\,\mathrm{TeV}$

arXiv:hep-ex/0611003v2 30 Jan 2007

V.M. Abazov,[35] B. Abbott,[75] M. Abolins,[65] B.S. Acharya,[28] M. Adams,[51] T. Adams,[49] E. Aguilo,[5] S.H. Ahn,[30] M. Ahsan,[59] G.D. Alexeev,[35] G. Alkhazov,[39] A. Alton,[64] G. Alverson,[63] G.A. Alves,[2] M. Anastasoaie,[34] L.S. Ancu,[34] T. Andeen,[53] S. Anderson,[45] B. Andrieu,[16] M.S. Anzelc,[53] Y. Arnoud,[13] M. Arov,[52] A. Askew,[49] B. Åsman,[40] A.C.S. Assis Jesus,[3] O. Atramentov,[49] C. Autermann,[20] C. Avila,[7] C. Ay,[23] F. Badaud,[12] A. Baden,[61] L. Bagby,[52] B. Baldin,[50] D.V. Bandurin,[59] P. Banerjee,[28] S. Banerjee,[28] E. Barberis,[63] P. Bargassa,[80] P. Baringer,[58] C. Barnes,[43] J. Barreto,[2] J.F. Bartlett,[50] U. Bassler,[16] D. Bauer,[43] S. Beale,[5] A. Bean,[58] M. Begalli,[3] M. Begel,[71] C. Belanger-Champagne,[40] L. Bellantoni,[50] A. Bellavance,[67] J.A. Benitez,[65] S.B. Beri,[26] G. Bernardi,[16] R. Bernhard,[41] L. Berntzon,[14] I. Bertram,[42] M. Besançon,[17] R. Beuselinck,[43] V.A. Bezzubov,[38] P.C. Bhat,[50] V. Bhatnagar,[26] M. Binder,[24] C. Biscarat,[19] I. Blackler,[43] G. Blazey,[52] F. Blekman,[43] S. Blessing,[49] D. Bloch,[18] K. Bloom,[67] U. Blumenschein,[22] A. Boehnlein,[50] T.A. Bolton,[59] G. Borissov,[42] K. Bos,[33] T. Bose,[77] A. Brandt,[78] R. Brock,[65] G. Brooijmans,[70] A. Bross,[50] D. Brown,[78] N.J. Buchanan,[49] D. Buchholz,[53] M. Buehler,[81] V. Buescher,[22] S. Burdin,[50] S. Burke,[45] T.H. Burnett,[82] E. Busato,[16] C.P. Buszello,[43] J.M. Butler,[62] P. Calfayan,[24] S. Calvet,[14] J. Cammin,[71] S. Caron,[33] W. Carvalho,[3] B.C.K. Casey,[77] N.M. Cason,[55] H. Castilla-Valdez,[32] S. Chakrabarti,[17] D. Chakraborty,[52] K.M. Chan,[71] A. Chandra,[48] F. Charles,[18] E. Cheu,[45] F. Chevallier,[13] D.K. Cho,[62] S. Choi,[31] B. Choudhary,[27] L. Christofek,[77] D. Claes,[67] B. Clément,[18] C. Clément,[40] Y. Coadou,[5] M. Cooke,[80] W.E. Cooper,[50] D. Coppage,[58] M. Corcoran,[80] F. Couderc,[17] M.-C. Cousinou,[14] B. Cox,[44] S. Crépé-Renaudin,[13] D. Cutts,[77] M. Ćwiok,[29] H. da Motta,[2] A. Das,[62] M. Das,[60] B. Davies,[42] G. Davies,[43] K. De,[78] P. de Jong,[33] S.J. de Jong,[34] E. De La Cruz-Burelo,[64] C. De Oliveira Martins,[3] J.D. Degenhardt,[64] F. Déliot,[17] M. Demarteau,[50] R. Demina,[71] D. Denisov,[50] S.P. Denisov,[38] S. Desai,[50] H.T. Diehl,[50] M. Diesburg,[50] M. Doidge,[42] A. Dominguez,[67] H. Dong,[72] L.V. Dudko,[37] L. Duflot,[15] S.R. Dugad,[28] D. Duggan,[49] A. Duperrin,[14] J. Dyer,[65] A. Dyshkant,[52] M. Eads,[67] D. Edmunds,[65] J. Ellison,[48] J. Elmsheuser,[24] V.D. Elvira,[50] Y. Enari,[77] S. Eno,[61] P. Ermolov,[37] H. Evans,[54] A. Evdokimov,[36] V.N. Evdokimov,[38] L. Feligioni,[62] A.V. Ferapontov,[59] T. Ferbel,[71] F. Fiedler,[24] F. Filthaut,[34] W. Fisher,[50] H.E. Fisk,[50] I. Fleck,[22] M. Ford,[44] M. Fortner,[52] H. Fox,[22] S. Fu,[50] S. Fuess,[50] T. Gadfort,[82] C.F. Galea,[34] E. Gallas,[50] E. Galyaev,[55] C. Garcia,[71] A. Garcia-Bellido,[82] J. Gardner,[58] V. Gavrilov,[36] A. Gay,[18] P. Gay,[12] W. Geist,[18] D. Gelé,[18] R. Gelhaus,[48] C.E. Gerber,[51] Y. Gershtein,[49] D. Gillberg,[5] G. Ginther,[71] N. Gollub,[40] B. Gómez,[7] A. Goussiou,[55] P.D. Grannis,[72] H. Greenlee,[50] Z.D. Greenwood,[60] E.M. Gregores,[4] G. Grenier,[19] Ph. Gris,[12] J.-F. Grivaz,[15] A. Grohsjean,[24] S. Grünendahl,[50] M.W. Grünewald,[29] F. Guo,[72] J. Guo,[72] G. Gutierrez,[50] P. Gutierrez,[75] A. Haas,[70] N.J. Hadley,[61] P. Haefner,[24] S. Hagopian,[49] J. Haley,[68] I. Hall,[75] R.E. Hall,[47] L. Han,[6] K. Hanagaki,[50] P. Hansson,[40] K. Harder,[59] A. Harel,[71] R. Harrington,[63] J.M. Hauptman,[57] R. Hauser,[65] J. Hays,[43] T. Hebbeker,[20] D. Hedin,[52] J.G. Hegeman,[33] J.M. Heinmiller,[51] A.P. Heinson,[48] U. Heintz,[62] C. Hensel,[58] K. Herner,[72] G. Hesketh,[63] M.D. Hildreth,[55] R. Hirosky,[81] J.D. Hobbs,[72] B. Hoeneisen,[11] H. Hoeth,[25] M. Hohlfeld,[15] S.J. Hong,[30] R. Hooper,[77] P. Houben,[33] Y. Hu,[72] Z. Hubacek,[9] V. Hynek,[8] I. Iashvili,[69] R. Illingworth,[50] A.S. Ito,[50] S. Jabeen,[62] M. Jaffré,[15] S. Jain,[75] K. Jakobs,[22] C. Jarvis,[61] A. Jenkins,[43] R. Jesik,[43] K. Johns,[45] C. Johnson,[70] M. Johnson,[50] A. Jonckheere,[50] P. Jonsson,[43] A. Juste,[50] D. Käfer,[20] S. Kahn,[73] E. Kajfasz,[14] A.M. Kalinin,[35] J.M. Kalk,[60] J.R. Kalk,[65] S. Kappler,[20] D. Karmanov,[37] J. Kasper,[62] P. Kasper,[50] I. Katsanos,[70] D. Kau,[49] R. Kaur,[26] R. Kehoe,[79] S. Kermiche,[14] N. Khalatyan,[62] A. Khanov,[76] A. Kharchilava,[69] Y.M. Kharzheev,[35] D. Khatidze,[70] H. Kim,[78] T.J. Kim,[30] M.H. Kirby,[34] B. Klima,[50] J.M. Kohli,[26] J.-P. Konrath,[22] M. Kopal,[75] V.M. Korablev,[38] J. Kotcher,[73] B. Kothari,[70] A. Koubarovsky,[37] A.V. Kozelov,[38] D. Krop,[54] A. Kryemadhi,[81] T. Kuhl,[23] A. Kumar,[69] S. Kunori,[61] A. Kupco,[10] T. Kurča,[19] J. Kvita,[8] D. Lam,[55] S. Lammers,[70] G. Landsberg,[77] J. Lazoflores,[49] A.-C. Le Bihan,[18] P. Lebrun,[19] W.M. Lee,[52] A. Leflat,[37] F. Lehner,[41] V. Lesne,[12] J. Leveque,[45] P. Lewis,[43] J. Li,[78] L. Li,[48] Q.Z. Li,[50] J.G.R. Lima,[52] D. Lincoln,[50] J. Linnemann,[65] V.V. Lipaev,[38] R. Lipton,[50] Z. Liu,[5] L. Lobo,[43] A. Lobodenko,[39] M. Lokajicek,[10] A. Lounis,[18] P. Love,[42] H.J. Lubatti,[82] M. Lynker,[55] A.L. Lyon,[50] A.K.A. Maciel,[2] R.J. Madaras,[46] P. Mättig,[25] C. Magass,[20] A. Magerkurth,[64] A.-M. Magnan,[13] N. Makovec,[15] P.K. Mal,[55] H.B. Malbouisson,[3] S. Malik,[67] V.L. Malyshev,[35] H.S. Mao,[50] Y. Maravin,[59] M. Martens,[50] R. McCarthy,[72] D. Meder,[23] A. Melnitchouk,[66] A. Mendes,[14] L. Mendoza,[7] M. Merkin,[37] K.W. Merritt,[50] A. Meyer,[20] J. Meyer,[21] M. Michaut,[17] H. Miettinen,[80] T. Millet,[19] J. Mitrevski,[70] J. Molina,[3] R.K. Mommsen,[44] N.K. Mondal,[28] J. Monk,[44] R.W. Moore,[5] T. Moulik,[58]

G.S. Muanza,[19] M. Mulders,[50] M. Mulhearn,[70] O. Mundal,[22] L. Mundim,[3] E. Nagy,[14] M. Naimuddin,[27] M. Narain,[62] N.A. Naumann,[34] H.A. Neal,[64] J.P. Negret,[7] P. Neustroev,[39] C. Noeding,[22] A. Nomerotski,[50] S.F. Novaes,[4] T. Nunnemann,[24] V. O'Dell,[50] D.C. O'Neil,[5] G. Obrant,[39] C. Ochando,[15] V. Oguri,[3] N. Oliveira,[3] D. Onoprienko,[59] N. Oshima,[50] J. Osta,[55] R. Otec,[9] G.J. Otero y Garzón,[51] M. Owen,[44] P. Padley,[80] N. Parashar,[56] S.-J. Park,[71] S.K. Park,[30] J. Parsons,[70] R. Partridge,[77] N. Parua,[72] A. Patwa,[73] G. Pawloski,[80] P.M. Perea,[48] K. Peters,[44] P. Pétroff,[15] M. Petteni,[43] R. Piegaia,[1] J. Piper,[65] M.-A. Pleier,[21] P.L.M. Podesta-Lerma,[32] V.M. Podstavkov,[50] Y. Pogorelov,[55] M.-E. Pol,[2] A. Pompoš,[75] B.G. Pope,[65] A.V. Popov,[38] C. Potter,[5] W.L. Prado da Silva,[3] H.B. Prosper,[49] S. Protopopescu,[73] J. Qian,[64] A. Quadt,[21] B. Quinn,[66] M.S. Rangel,[2] K.J. Rani,[28] K. Ranjan,[27] P.N. Ratoff,[42] P. Renkel,[79] S. Reucroft,[63] M. Rijssenbeek,[72] I. Ripp-Baudot,[18] F. Rizatdinova,[76] S. Robinson,[43] R.F. Rodrigues,[3] C. Royon,[17] P. Rubinov,[50] R. Ruchti,[55] V.I. Rud,[37] G. Sajot,[13] A. Sánchez-Hernández,[32] M.P. Sanders,[16] A. Santoro,[3] G. Savage,[50] L. Sawyer,[60] T. Scanlon,[43] D. Schaile,[24] R.D. Schamberger,[72] Y. Scheglov,[39] H. Schellman,[53] P. Schieferdecker,[24] C. Schmitt,[25] C. Schwanenberger,[44] A. Schwartzman,[68] R. Schwienhorst,[65] J. Sekaric,[49] S. Sengupta,[49] H. Severini,[75] E. Shabalina,[51] M. Shamim,[59] V. Shary,[17] A.A. Shchukin,[38] R.K. Shivpuri,[27] D. Shpakov,[50] V. Siccardi,[18] R.A. Sidwell,[59] V. Simak,[9] V. Sirotenko,[50] P. Skubic,[75] P. Slattery,[71] R.P. Smith,[50] G.R. Snow,[67] J. Snow,[74] S. Snyder,[73] S. Söldner-Rembold,[44] X. Song,[52] L. Sonnenschein,[16] A. Sopczak,[42] M. Sosebee,[78] K. Soustruznik,[8] M. Souza,[2] B. Spurlock,[78] J. Stark,[13] J. Steele,[60] V. Stolin,[36] A. Stone,[51] D.A. Stoyanova,[38] J. Strandberg,[64] S. Strandberg,[40] M.A. Strang,[69] M. Strauss,[75] R. Ströhmer,[24] D. Strom,[53] M. Strovink,[46] L. Stutte,[50] S. Sumowidagdo,[49] P. Svoisky,[55] A. Sznajder,[3] M. Talby,[14] P. Tamburello,[45] W. Taylor,[5] P. Telford,[44] J. Temple,[45] B. Tiller,[24] M. Titov,[22] V.V. Tokmenin,[35] M. Tomoto,[50] T. Toole,[61] I. Torchiani,[22] T. Trefzger,[23] S. Trincaz-Duvoid,[16] D. Tsybychev,[72] B. Tuchming,[17] C. Tully,[68] P.M. Tuts,[70] R. Unalan,[65] L. Uvarov,[39] S. Uvarov,[39] S. Uzunyan,[52] B. Vachon,[5] P.J. van den Berg,[33] B. van Eijk,[34] R. Van Kooten,[54] W.M. van Leeuwen,[33] N. Varelas,[51] E.W. Varnes,[45] A. Vartapetian,[78] I.A. Vasilyev,[38] M. Vaupel,[25] P. Verdier,[19] L.S. Vertogradov,[35] M. Verzocchi,[50] F. Villeneuve-Seguier,[43] P. Vint,[43] J.-R. Vlimant,[16] E. Von Toerne,[59] M. Voutilainen,[67,†] M. Vreeswijk,[33] H.D. Wahl,[49] L. Wang,[61] M.H.L.S Wang,[50] J. Warchol,[55] G. Watts,[82] M. Wayne,[55] G. Weber,[23] M. Weber,[50] H. Weerts,[65] N. Wermes,[21] M. Wetstein,[61] A. White,[78] D. Wicke,[25] G.W. Wilson,[58] S.J. Wimpenny,[48] M. Wobisch,[50] J. Womersley,[50] D.R. Wood,[63] T.R. Wyatt,[44] Y. Xie,[77] S. Yacoob,[53] R. Yamada,[50] M. Yan,[61] T. Yasuda,[50] Y.A. Yatsunenko,[35] K. Yip,[73] H.D. Yoo,[77] S.W. Youn,[53] C. Yu,[13] J. Yu,[78] A. Yurkewicz,[72] A. Zatserklyaniy,[52] C. Zeitnitz,[25] D. Zhang,[50] T. Zhao,[82] B. Zhou,[64] J. Zhu,[72] M. Zielinski,[71] D. Zieminska,[54] A. Zieminski,[54] V. Zutshi,[52] and E.G. Zverev[37]

(DØ Collaboration)

[1]*Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina*
[2]*LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil*
[3]*Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil*
[4]*Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, Brazil*
[5]*University of Alberta, Edmonton, Alberta, Canada, Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia, Canada, York University, Toronto, Ontario, Canada, and McGill University, Montreal, Quebec, Canada*
[6]*University of Science and Technology of China, Hefei, People's Republic of China*
[7]*Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia*
[8]*Center for Particle Physics, Charles University, Prague, Czech Republic*
[9]*Czech Technical University, Prague, Czech Republic*
[10]*Center for Particle Physics, Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic*
[11]*Universidad San Francisco de Quito, Quito, Ecuador*
[12]*Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3-CNRS, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France*
[13]*Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, IN2P3-CNRS, Universite de Grenoble 1, Grenoble, France*
[14]*CPPM, IN2P3-CNRS, Université de la Méditerranée, Marseille, France*
[15]*IN2P3-CNRS, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, France*
[16]*LPNHE, IN2P3-CNRS, Universités Paris VI and VII, Paris, France*
[17]*DAPNIA/Service de Physique des Particules, CEA, Saclay, France*
[18]*IPHC, IN2P3-CNRS, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, and Université de Haute Alsace, Mulhouse, France*
[19]*Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS, Université Claude Bernard, Villeurbanne, France*
[20]*III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen, Aachen, Germany*
[21]*Physikalisches Institut, Universität Bonn, Bonn, Germany*
[22]*Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Freiburg, Germany*
[23]*Institut für Physik, Universität Mainz, Mainz, Germany*
[24]*Ludwig-Maximilians-Universität München, München, Germany*
[25]*Fachbereich Physik, University of Wuppertal, Wuppertal, Germany*
[26]*Panjab University, Chandigarh, India*

[27] *Delhi University, Delhi, India*
[28] *Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India*
[29] *University College Dublin, Dublin, Ireland*
[30] *Korea Detector Laboratory, Korea University, Seoul, Korea*
[31] *SungKyunKwan University, Suwon, Korea*
[32] *CINVESTAV, Mexico City, Mexico*
[33] *FOM-Institute NIKHEF and University of Amsterdam/NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands*
[34] *Radboud University Nijmegen/NIKHEF, Nijmegen, The Netherlands*
[35] *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
[36] *Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*
[37] *Moscow State University, Moscow, Russia*
[38] *Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia*
[39] *Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia*
[40] *Lund University, Lund, Sweden, Royal Institute of Technology and Stockholm University, Stockholm, Sweden, and Uppsala University, Uppsala, Sweden*
[41] *Physik Institut der Universität Zürich, Zürich, Switzerland*
[42] *Lancaster University, Lancaster, United Kingdom*
[43] *Imperial College, London, United Kingdom*
[44] *University of Manchester, Manchester, United Kingdom*
[45] *University of Arizona, Tucson, Arizona 85721, USA*
[46] *Lawrence Berkeley National Laboratory and University of California, Berkeley, California 94720, USA*
[47] *California State University, Fresno, California 93740, USA*
[48] *University of California, Riverside, California 92521, USA*
[49] *Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA*
[50] *Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA*
[51] *University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607, USA*
[52] *Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115, USA*
[53] *Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA*
[54] *Indiana University, Bloomington, Indiana 47405, USA*
[55] *University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA*
[56] *Purdue University Calumet, Hammond, Indiana 46323, USA*
[57] *Iowa State University, Ames, Iowa 50011, USA*
[58] *University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045, USA*
[59] *Kansas State University, Manhattan, Kansas 66506, USA*
[60] *Louisiana Tech University, Ruston, Louisiana 71272, USA*
[61] *University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
[62] *Boston University, Boston, Massachusetts 02215, USA*
[63] *Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115, USA*
[64] *University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109, USA*
[65] *Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824, USA*
[66] *University of Mississippi, University, Mississippi 38677, USA*
[67] *University of Nebraska, Lincoln, Nebraska 68588, USA*
[68] *Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA*
[69] *State University of New York, Buffalo, New York 14260, USA*
[70] *Columbia University, New York, New York 10027, USA*
[71] *University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*
[72] *State University of New York, Stony Brook, New York 11794, USA*
[73] *Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA*
[74] *Langston University, Langston, Oklahoma 73050, USA*
[75] *University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019, USA*
[76] *Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078, USA*
[77] *Brown University, Providence, Rhode Island 02912, USA*
[78] *University of Texas, Arlington, Texas 76019, USA*
[79] *Southern Methodist University, Dallas, Texas 75275, USA*
[80] *Rice University, Houston, Texas 77005, USA*
[81] *University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22901, USA*
[82] *University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA*

(Dated: November 1, 2006)

A search for the pair production of scalar top quarks, $\tilde{t}$, has been performed in $360\,\mathrm{pb}^{-1}$ of data from $p\bar{p}$ collisions at a center-of-mass energy of 1.96 TeV, collected by the D0 detector at the Fermilab Tevatron collider. The $\tilde{t}$ decay mode considered is $\tilde{t} \to c\tilde{\chi}_1^0$, where $\tilde{\chi}_1^0$ is the lightest supersymmetric particle. The topology analyzed therefore consists of a pair of acoplanar heavy-flavor jets with

missing transverse energy. The data and standard model expectation are in agreement, and a 95% C.L. exclusion domain in the ($m_{\tilde{t}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) plane has been determined, extending the domain excluded by previous experiments.

PACS numbers: 14.80.Ly, 12.60.Jv

Supersymmetric (SUSY) models [1] predict the existence of new particles, carrying the same quantum numbers as their standard model (SM) partners, but differing by half a unit of spin. For instance, there are two scalar-quark fields associated with the left- and right-handed degrees of freedom of each ordinary quark. The mass eigenstates result from the diagonalization of a mass matrix, with elements determined by the specific SUSY-breaking pattern. A light SUSY partner of the top quark, or stop, is a generic prediction of models in which the scalar quark masses are equal at the grand unification scale. A first reason is that, due to the impact of the large top quark Yukawa coupling in the renormalization group equations, the diagonal elements of the mass matrix are driven to values smaller than those for the other scalar quarks at the electroweak scale [2]. A second reason is that the off-diagonal terms are proportional to the relevant quark mass, and hence are much larger in the case of the top quark. The mass eigenstates are therefore broadly split, with the mass of the lighter stop $\tilde{t}$ thus driven to an even lower value [3]. Finally, a light stop is a necessary ingredient in the context of electroweak baryogenesis [4].

In models with R-parity conservation [5], the lightest SUSY particle (LSP) is stable, and cosmological constraints imply that it should be neutral and colorless [6]. In a large class of SUSY models, the lightest of the neutralinos — the mass eigenstates resulting from the mixing of the SUSY partners of the neutral gauge and Higgs bosons — is the LSP, which furthermore appears as a viable dark matter candidate. In the following, it will be assumed that R-parity is conserved and that the LSP is the lightest neutralino $\tilde{\chi}_1^0$.

The dominant stop decay modes are expected to be $\tilde{t} \to t\tilde{\chi}_1^0$ and $\tilde{t} \to b\tilde{\chi}_1^+$, where the chargino $\tilde{\chi}_1^+$ is the lighter of the two mass eigenstates resulting from the mixing of the SUSY partners of the charged gauge and Higgs bosons. However, in the $\tilde{t}$ mass range of interest in this Letter, the $\tilde{t} \to t\tilde{\chi}_1^0$ decay mode is kinematically forbidden. In the following, the region of SUSY parameter space with $m_{\tilde{t}} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$ and $m_{\tilde{t}} < M_W + m_b + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ is considered, and it is assumed that $\tilde{t} \to c\tilde{\chi}_1^0$, a flavor-changing loop decay [7], is the only relevant decay mode, i.e., that the tree-level four-body decays [8] $\tilde{t} \to bf\bar{f}'\tilde{\chi}_1^0$ can be neglected.

In $p\bar{p}$ collisions, stop pair production proceeds via $q\bar{q}$ annihilation and gluon-gluon fusion. The cross section has very little dependence on SUSY parameters other than the stop mass. At the center-of-mass energy of 1.96 TeV available in Run II of the Fermilab Tevatron collider, it ranges from 15 to 2.25 pb for stop masses from 100 to 140 GeV, as calculated at next-to-leading order (NLO) with PROSPINO [9], for equal renormalization and factorization scales $\mu_{rf} = m_{\tilde{t}}$ and using the CTEQ6.1M parton distribution functions (PDFs) [10]. The final state topology resulting from the $\tilde{t} \to c\tilde{\chi}_1^0$ decay is a pair of acoplanar jets, with large missing transverse energy $\not\!\!E_T$ carried away by the two weakly interacting LSPs. Previous searches in this topology performed at LEP excluded stop masses smaller than $\approx$ 100 GeV, essentially independent of the stop-$\tilde{\chi}_1^0$ mass difference [11]. Searches in data from the Run I of the Tevatron [12, 13] extended the domain excluded at LEP to larger stop masses, but for $\tilde{\chi}_1^0$ masses not exceeding $\approx$ 50 GeV. The largest stop mass excluded was 122 GeV, for $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 45$ GeV [13]. In this Letter, we report on a similar search, performed in data collected using the D0 detector during Run II of the Tevatron.

The acoplanar jet topology may arise from new physics processes other than stop pair production. Recently, the D0 Collaboration performed a search for pair production of leptoquarks decaying into a quark and a neutrino [14], which leads to the same topology. The analysis reported here is largely based on that leptoquark search. In the following, only a brief summary of the common aspects is given, while the specific features relevant for the stop search are presented in greater detail. The main differences arise from the LSP mass, which leads to smaller jet transverse energies and to a reduced $\not\!\!E_T$, compared to the case of leptoquark decays which involve nearly massless neutrinos. Another characteristic feature of stop decays is that charm jets are produced, while first-generation leptoquarks decay to light-flavor jets.

A thorough description of the D0 detector can be found in Ref. [15]. The central tracking system consists of a silicon microstrip tracker and a fiber tracker, both located within a 2 T superconducting solenoidal magnet. A liquid-argon and uranium calorimeter covers pseudorapidities $|\eta| \lesssim 4.2$, where $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ and θ is the polar angle with respect to the proton beam direction. An outer muon system, covering $|\eta| < 2$, consists of layers of tracking detectors and scintillation counters on both sides of 1.8 T iron toroids.

For this search, $\approx$ 14 million events collected from April 2003 to August 2004 with a jets + $\not\!\!E_T$ trigger were

analyzed, corresponding to an integrated luminosity[1] of $360\,\mathrm{pb}^{-1}$. The offline analysis utilized jets reconstructed with the iterative midpoint cone algorithm [17] with a cone size of 0.5. Only jets with transverse momentum $p_T > 15\,\mathrm{GeV}$ were considered in the analysis. The $\not\!\!E_T$ was calculated using all calorimeter cells, corrected for the energy calibration of reconstructed jets, as determined from the transverse momentum balance in photon+jet events, and for the momentum of reconstructed muons.

Signal efficiencies and SM backgrounds were evaluated using a full GEANT-3 [18] based simulation of events, with a Poisson average of 0.8 minimum-bias events superimposed, corresponding to the luminosity profile of the data sample analyzed. These simulated events were reconstructed in the same way as the data. In the bulk of events from QCD multijet production, no significant $\not\!\!E_T$ is expected. Jet energy mismeasurements due to the limited detector resolution may however lead to large measured $\not\!\!E_T$ values. This "instrumental background" was not simulated, and its contribution estimated directly from the data. In the following, "standard model (SM) background" stands for "non-QCD standard model (SM) background." Leptonic W decays, as well as $Z \to \nu\nu$ are sources of energetic neutrinos, hence of genuine $\not\!\!E_T$. The SM processes expected to yield the largest background contributions are therefore vector boson production in association with jets. They were generated with ALPGEN 1.3 [19], interfaced with PYTHIA 6.202 [20] for the simulation of initial and final state radiation and for jet hadronization. The PDFs used were CTEQ5L [21]. The NLO cross sections for vector boson production in association with jets were calculated with MCFM 3.4.4 [22]. Vector-boson pair, $t\bar{t}$, and single top quark production were also considered. Signal samples of 10 000 events were generated with PYTHIA and the CTEQ5L PDFs for stop masses ranging from 95 to 145 GeV and for $\tilde{\chi}_1^0$ masses from 40 to 70 GeV, both in steps of 5 GeV.

The following selection criteria were applied, independent of the stop and $\tilde{\chi}_1^0$ masses: there had to be at least two jets; the vector sum $\not\!\!H_T$ of all jet transverse momenta ($\not\!\!H_T = |\sum_{\mathrm{jets}} \vec{p}_T|$) as well as the missing transverse energy had to exceed 40 GeV; the leading and subleading jets (where jets are ordered according to their transverse momentum) had to be central ($|\eta_{\mathrm{det}}| < 1.5$, where η_{det} is the pseudorapidity measured from the detector center), with transverse momenta exceeding 40 and 20 GeV, respectively, and they had to be confirmed by charged particle tracks [14]; the acoplanarity $\Delta\Phi$ of the two leading jets had to be smaller than 165°, where $\Delta\Phi$ is the difference between the two jet azimuthal angles; the longitudinal position of the primary vertex had to be less than 60 cm away from the center of the detector. At this point, 99 884 events were selected, largely dominated by instrumental background from multijet events. The efficiency for a reference signal with $m_{\tilde{t}} = 140\,\mathrm{GeV}$ and $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60\,\mathrm{GeV}$ was 30%.

The jet multiplicity distribution revealed that most of the selected events contained at least three jets, due to the acoplanarity requirement. Therefore, only events containing exactly two jets were retained, leaving 27 853 data events with an efficiency of 22% for the reference signal. The inefficiency associated with the rejection of events with more than two jets was evaluated, based on studies of jet multiplicities in real and simulated $Z \to ee$ events with at least two jets, where the two leading jets fulfilled similar selection criteria as in the analysis. This study also showed that the kinematic variables used in the analysis were adequately simulated. Standard model backgrounds from $W \to \ell\nu$+jet processes were greatly reduced by requiring that there be no isolated electron or muon with $p_T > 10\,\mathrm{GeV}$, and no isolated charged particle track with $p_T > 5\,\mathrm{GeV}$ [14]. This retained 22 106 data events, with an efficiency of 19% for the reference signal.

Most of the remaining instrumental background was eliminated by the following requirements. The $\not\!\!E_T$ had to exceed 60 GeV, and the difference $\mathcal{D} = \Delta\Phi_{\mathrm{max}} - \Delta\Phi_{\mathrm{min}}$ had to be smaller than 120°, where $\Delta\Phi_{\mathrm{min}}$ and $\Delta\Phi_{\mathrm{max}}$ are the minimum and maximum of the azimuthal angles between the $\not\!\!E_T$ direction and the directions of the two jets, respectively. These criteria take advantage of the facts that, for the instrumental background, the $\not\!\!E_T$ distribution is steeply decreasing, and its direction tends to be close to that of a mismeasured jet. In addition, the asymmetry $\mathcal{A} = (\not\!\!E_T - \not\!\!H_T)/(\not\!\!E_T + \not\!\!H_T)$ was required to be larger than -0.05. This variable is sensitive to the amount of energy deposited in the calorimeter that was not clustered into jets. It can be seen in Fig. 1 that both $\mathcal{D}$ and $\mathcal{A}$ are effective in discriminating SM backgrounds and signal from the instrumental background. After these requirements, 1 348 data events were retained, while $1\,292 \pm 45$ events were expected from SM backgrounds, where the uncertainty is statistical. The efficiency for the reference signal was 13%. There was no evidence at this point for any significant instrumental background remaining. This background has therefore been neglected in the following.

To increase the search sensitivity, advantage was then taken of the presence of charm jets in the signal. A lifetime-based heavy-flavor tagging algorithm was used for this purpose, which involves a probability built from the impact parameter significances of the tracks belonging to a jet [23]. The impact parameter of a track is its distance of closest approach to the event vertex, in a plane perpendicular to the beam axis, and the significance is obtained by normalization to the impact param-

[1] This value differs from the one used in Ref. [14] due to a recent adjustment of the D0 luminosity constant [16].

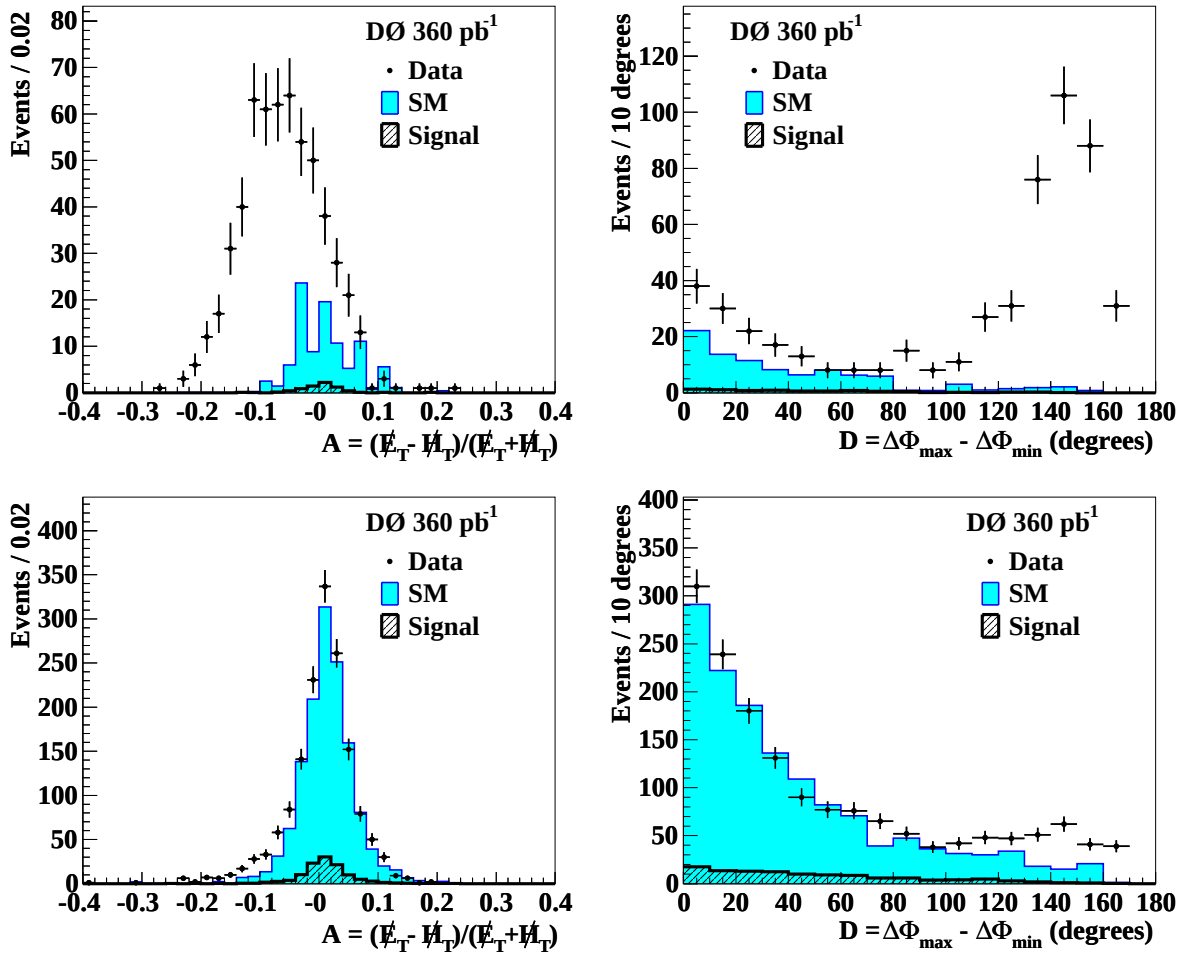


FIG. 1: Distributions of the asymmetry $\mathcal{A} = (\not{E}_T - \not{H}_T)/(\not{E}_T + \not{H}_T)$ with the cut on $\mathcal{D} = \Delta\Phi_{\max} - \Delta\Phi_{\min}$ inverted (top-left) or applied (bottom-left) and of $\mathcal{D}$ with the cut on $\mathcal{A}$ inverted (top-right) or applied (bottom-right) for data (points with error bars), for SM backgrounds (filled histogram), and for a signal with $m_{\tilde{t}} = 140\,\mathrm{GeV}$ and $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60\,\mathrm{GeV}$ (hatched histogram). The $\not{E}_T$ cut at 60 GeV has been applied. In the bottom plots, the excesses in data for $\mathcal{A} < -0.05$ and for $\mathcal{D} > 120°$ are attributed to the residual non-simulated instrumental background.

eter uncertainty. This probability is constructed such that its distribution is uniform for light-flavor jets and peaks towards zero for heavy-flavor jets. In order to cope with differences in track reconstruction efficiencies in data and in simulation, the heavy-flavor tagging algorithm was applied directly only to the data, while flavor-dependent tagging probabilities measured in dedicated data samples were applied to the simulated jets. The probability cut used in this analysis was such that typically 4% of the light-flavor jets were tagged (central jets with $p_T \approx 50\,\mathrm{GeV}$). The corresponding typical tagging efficiencies for c and b quark jets were 30% and 65%, respectively. Jets resulting from τ decays were tagged with a typical efficiency of 20%. By requiring that at least one jet be tagged, 183 data events were selected, while 186 ± 16 SM background events were expected, where the uncertainty is statistical. The efficiency for the reference signal was 6.5%.

Since the signal topology depends on the stop and $\tilde{\chi}_1^0$ masses, additional selection criteria on three kinematic variables were simultaneously optimized for each mass combination. These variables were the scalar sum $H_T = \sum_{\mathrm{jets}} |\vec{p}_T|$ of the jet transverse momenta in steps of 20 GeV, $\not{E}_T$ in steps of 10 GeV, and $\mathcal{S} = \Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$ in steps of 10°. It can be seen in Fig. 2 that this last variable provides good discrimination between signal and SM backgrounds. For H_T and $\not{E}_T$, the selection retained events above the cut value, while for $\mathcal{S}$, events below the cut value were selected. For each stop and $\tilde{\chi}_1^0$ mass combination tested, all sets of cuts were considered. For each

set, the value $\langle CL_s \rangle$ of the signal confidence level [24] expected if only background were present was computed, with the systematic uncertainties discussed below taken into account. For a given stop mass, the expected lower limit on $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ was determined as the $\tilde{\chi}_1^0$ mass for which $\langle CL_s \rangle = 5\%$, by interpolation across the $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ values tested. The set leading to the largest expected lower limit on $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ was selected as the optimal one for the stop mass considered. In all cases, a $\not\!\!E_T$ cut at 60 GeV was selected. The results of the optimization for the other variables are given in Table I, together with the numbers of events selected in the data and expected from SM backgrounds. Signal efficiencies and numbers of signal events expected are given in Table II for three mass combinations close to the edge of the sensitivity domain of the analysis.

The distribution of H_T shown in Fig. 2 and the final distribution of $\not\!\!E_T$ shown in Fig. 3 were obtained after optimization for a stop mass of 140 GeV. An excess at large $\not\!\!E_T$ is observed in the data with respect to the expectation: there are eight data events with $\not\!\!E_T > 150$ GeV, while 3.2 ± 1.4 events are expected from SM backgrounds. A detailed scrutiny of those events was performed, that did not reveal any anomaly such as clusterings in some of the kinematic variables, signs of leptons unidentified by the standard algorithms, heavy flavor tagging probabilities different from what is observed in the rest of the selected events. The data taking conditions were also carefully checked for signs of detector malfunctions and visual scans were performed. It can also be noted that such large $\not\!\!E_T$ values are beyond what is expected from a stop signal.

TABLE I: Results of the optimization: stop mass range in GeV, H_T cut value in GeV, and $\mathcal{S}$ cut value in degrees. In all cases, a $\not\!\!E_T$ cut at 60 GeV was selected. The numbers of events observed and expected from SM backgrounds are also given; the first uncertainties are statistical, and the second systematic.

$m_{\tilde{t}}$	H_T	$\mathcal{S}$	# observed	# expected
95 – 115	> 80	< 260	68	$59.9 \pm 9.6\ ^{+11.7}_{-9.7}$
120	> 80	< 280	89	$86.4 \pm 11.3\ ^{+16.2}_{-14.2}$
125 – 140	> 120	< 280	50	$47.0 \pm 8.0\ ^{+9.7}_{-7.9}$
145	> 120	< 300	57	$53.8 \pm 8.3\ ^{+10.8}_{-9.2}$

The SM background composition is detailed in Table III for the selection optimized for $m_{\tilde{t}} = 140$ GeV. As expected, the largest contributions come from ($Z \to \nu\nu$ and $W \to \ell\nu$)+light-flavor jets. This is due to the loose heavy-flavor tagging criterion which was selected in order to be efficient for charm jets. Vector boson production with heavy-flavor jets gives rather small contributions because of the comparatively small cross sections.

Systematic uncertainties were evaluated for each combination of stop and $\tilde{\chi}_1^0$ masses, according to the cor-

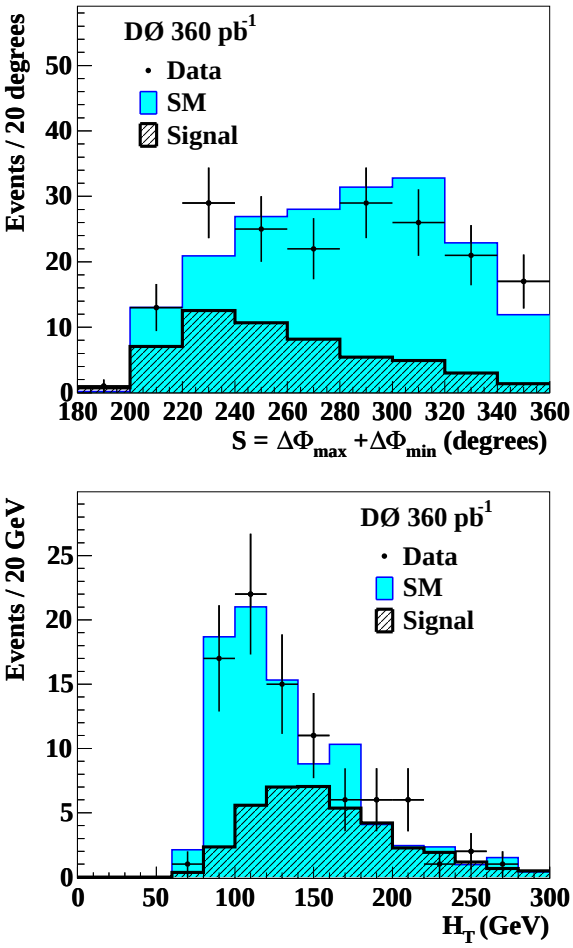


FIG. 2: Distributions of $\mathcal{S} = \Delta\Phi_{\rm max} + \Delta\Phi_{\rm min}$ before optimization (top), and of H_T after optimization for $m_{\tilde{t}} = 140$ GeV but with the cut on H_T removed (bottom), for data (points with error bars), for SM backgrounds (filled histogram), and for a signal with $m_{\tilde{t}} = 140$ GeV and $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (hatched histogram).

TABLE II: For three stop and $\tilde{\chi}_1^0$ mass combinations, in GeV, signal efficiencies (Eff.) and numbers of signal events expected, where the first uncertainties are statistical and the second systematic. The stop pair production cross section upper limits at 95% C.L. are also given ($\sigma_{\rm UL}$), as well as the NLO theoretical cross section ($\sigma_{\rm Th}$), both in pb.

$(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$	Eff. (%)	# expected	$\sigma_{\rm UL}$	$\sigma_{\rm Th}$
(100,55)	0.75	$40.4 \pm 4.6\ ^{+5.3}_{-5.4}$	15.8	15.0
(120,65)	2.04	$40.0 \pm 2.8\ ^{+5.6}_{-5.2}$	6.57	5.43
(140,60)	3.74	$30.3 \pm 1.6\ ^{+4.8}_{-5.3}$	2.38	2.25

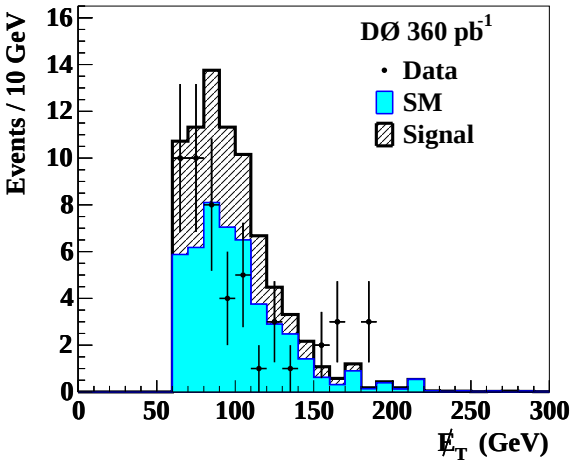


FIG. 3: Final $\not\!\!E_T$ distribution for data (points with error bars), for SM backgrounds (filled histogram), and, on top of the SM backgrounds, for a signal with $m_{\tilde{t}} = 140\,\mathrm{GeV}$ and $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60\,\mathrm{GeV}$ (hatched histogram).

TABLE III: Numbers of events expected from the various SM background processes in the selection optimized for $m_{\tilde{t}} = 140$ GeV. The uncertainties are statistical. In the vector boson + jets backgrounds, "jet" stands for "light-flavor jet."

SM process	# expected
$Z \to \nu\nu$+jets	13.9 ± 2.8
$Z \to \nu\nu + c\bar{c}$	1.7 ± 0.4
$Z \to \nu\nu + b\bar{b}$	3.5 ± 0.2
$W \to \ell\nu$+jets	19.5 ± 7.4
$W \to \ell\nu$+($c\bar{c}$ or c+jet)	1.8 ± 0.5
$W \to \ell\nu + b\bar{b}$	1.5 ± 0.2
$t\bar{t}$ and single top	4.1 ± 0.2
WW, WZ, ZZ	1.1 ± 0.2
Total	47.0 ± 8.0

responding optimized selection criteria. They are listed below for the reference signal. The following are fully correlated between SM-background and signal expectations: from the jet energy calibration and resolution, $^{+13}_{-6}$% for the SM background and $^{+3}_{-4}$% for the signal; from the jet multiplicity cut, 3%; from the trigger efficiency, 2% after all selection cuts; from the heavy-flavor tagging, 6% for the SM background and 7% for the signal; from the integrated luminosity of the analysis sample, 6%. In addition to the 17% statistical uncertainty of the simulation, the normalization of the SM background expectation carries a 13% uncertainty, as inferred from a comparison of data and simulated $(Z \to ee) + 2$-jet events. The statistical uncertainty of the signal simulation is 5%. Finally, the uncertainty on the signal efficiency due to the PDF choice was determined to be $^{+6}_{-4}$%, using the CTEQ6.1M error set [10].

As can be seen in Table I, no significant excess of data was observed in any of the optimized selections. Signal production cross section upper limits were therefore derived with the above systematic uncertainties taken into account. Examples are given in Table II, together with the corresponding theoretical cross sections. To determine an exclusion domain in the $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ plane, the following procedure was used. For a given $m_{\tilde{t}}$ the signal confidence level CL_s was computed as a function of $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ in the modified frequentist approach[24], and the 95% C.L. lower limit on $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ was determined as the $\tilde{\chi}_1^0$ mass for which $CL_s = 5\%$. In this procedure, the theoretical NLO cross sections predicted by PROSPINO with the CTEQ6.1M PDFs were used. The nominal cross section was obtained for $\mu_{rf} = m_{\tilde{t}}$. Theoretical uncertainties on the stop pair production cross section arise from the choices of PDFs and of renormalization and factorization scale. The variations observed with the CTEQ6.1M error PDF set, as well as the changes induced when μ_{rf} is modified by a factor of two up or down, result in a typically $\pm 20\%$ change in the theoretical cross section when combined in quadrature. The exclusion contour in the $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ plane thus obtained is shown as a solid curve in Fig. 4 for the nominal production cross section. The corresponding expected exclusion contour is shown as a dashed curve. The effect of the PDF and scale uncertainties on the observed exclusion contour is shown as a shaded band.

This analysis, performed under the assumption that the stop decays exclusively into a charm quark and the lightest neutralino, extends the stop and $\tilde{\chi}_1^0$ mass domain excluded by previous experiments [11, 12, 13]. For the nominal stop pair production cross section, the largest stop mass excluded is 141 GeV, obtained for $m_{\tilde{\chi}_1^0} = m_{\tilde{t}} - m_b - m_W = 55\,\mathrm{GeV}$. Taking into account the theoretical uncertainty on the production cross section, the largest stop mass limit is 134 GeV, obtained for $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 48\,\mathrm{GeV}$.

We thank the staffs at Fermilab and collaborating institutions, and acknowledge support from the DOE and NSF (USA); CEA and CNRS/IN2P3 (France); FASI, Rosatom and RFBR (Russia); CAPES, CNPq, FAPERJ, FAPESP and FUNDUNESP (Brazil); DAE and DST (India); Colciencias (Colombia); CONACyT (Mexico); KRF and KOSEF (Korea); CONICET and UBACyT (Argentina); FOM (The Netherlands); PPARC (United Kingdom); MSMT (Czech Republic); CRC Program, CFI, NSERC and WestGrid Project (Canada); BMBF and DFG (Germany); SFI (Ireland); The Swedish Research Council (Sweden); Research Corporation; Alexander von Humboldt Foundation; and the Marie Curie Program.

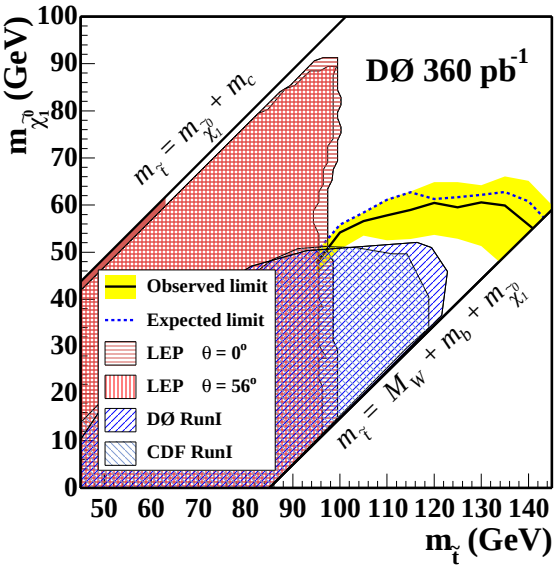


FIG. 4: Domain in the ($m_{\tilde{t}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) plane excluded at the 95% C.L. by the present search (region below the solid curve), under the assumption that the stop decays exclusively into $c\tilde{\chi}_1^0$ and for the nominal production cross section. The expected exclusion contour is shown as a dashed curve. The effect of increasing or decreasing the production cross section by its uncertainty due to the PDF and μ_{rf} choices is indicated for the observed exclusion contour by the shaded band. Results from previous searches for stop pair production in the $\tilde{t} \to c\tilde{\chi}_1^0$ decay channel are also indicated [11, 12, 13]. The dark shaded band at small $m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ is excluded by Ref. [25]. The LEP results are shown for two values of θ, the mixing angle in the stop sector.

[†] Visitor from Helsinki Institute of Physics, Helsinki, Finland.

[1] H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. **117**, 75 (1985).
[2] See for instance V. Barger, M.S. Berger and P. Ohmann, Phys. Rev. D **49**, 4908 (1994).
[3] J. Ellis and S. Rudaz, Phys. Lett. B **128**, 248 (1983).
[4] M. Quiros, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **101**, 401 (2001), and references therein.
[5] P. Fayet, Phys. Lett. B **69**, 489 (1977).
[6] J. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. B **238**, 453 (1984).
[7] K.I. Hikasa and M. Kobayashi, Phys. Rev. D **36**, 724 (1987).
[8] C. Boehm, A. Djouadi and Y. Mambrini, Phys. Rev. D **61**, 095006 (2000).
[9] W. Beenakker *et al.*, Nucl. Phys. B **515**, 3 (1998).
[10] J. Pumplin *et al.*, J. High Energy Phys. **0207**, 012 (2002); D. Stump *et al.*, *ibid.*, **0310**, 046 (2003).
[11] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, note LEPSUSYWG/04-02.1 (http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).
[12] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84**, 5704 (2000).
[13] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 011801 (2004).
[14] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Lett. B **640**, 230 (2006).
[15] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Nucl. Instrum. and Methods A **565**, 463 (2006).
[16] T. Andeen *et al.*, *"Adjustments to the D0 Experiment's Measured Luminosity for Tevatron Run IIa,"* FERMILAB-TM-2365, in preparation.
[17] G.C. Blazey *et al.*, *"Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop,"* arXiv: hep-ex/0005012.
[18] R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993 (unpublished).
[19] M.L. Mangano *et al.*, J. High Energy Phys. **0307**, 001 (2003).
[20] T. Sjöstrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001).
[21] H.L. Lai *et al.* Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000).
[22] J. Campbell and R.K. Ellis, Phys. Rev. D **60**, 113006 (1999).
[23] B. Clément, Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg, N° d'ordre IPHC 06-004, N° d'ordre ULP 5086, FERMILAB-THESIS-2006-06 (2006).
[24] T. Junk, Nucl. Instrum. and Methods A **434**, 435 (1999); A. Read, in *"First Workshop on Confidence Limits,"* CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.
[25] A. Heister *et al.* (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B **537**, 5 (2002).