CPPM-T-2003-01
2003-AIX-22005

UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE
AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY
163, avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09
FRANCE

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique Mathématique, Physique des Particules et Modélisation

présentée par

Frédéric Villeneuve-Séguier

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

Etude de la production de paires de squarks bottom se désintégrant dans le canal $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ auprès du détecteur DØ au Run II du Tevatron

soutenue le 28 mars 2003

devant le jury composé de

M.	Elie Aslanides	Président
Mme.	Geneviève Bélanger	
M.	Gustaaf Brooijmans	Rapporteur
M.	Laurent Duflot	
M.	Gilles Sauvage	Rapporteur
M	Mossadek Talby	Directeur de thèse

à mossy,

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à mon directeur de thèse, Mossadek Talby. Je lui suis extrêmement reconnaissant d'avoir été présent jusqu'au bout malgré les moments très durs qu'il a traversé. Merci également pour m'avoir témoigné sa confiance, au delà de nos différences de caractères et de modes de vie. Merci pour m'avoir permis de terminer et concrétiser ces trois années de thèse.

Je remercie Elie Aslanidès pour m'avoir soutenu à la sortie du DEA, et permis d'effectuer ma thèse au sein du Centre de Physique des Particules de Marseille.

Je remercie Elemer Nagy pour avoir fait en sorte que j'obtienne une allocation de recherche, et pour m'avoir accueilli dans le groupe DØ au CPPM. Je le remercie également pour la confiance qu'il a montré envers mon travail, et lors de mes voyages à Fermilab.

Je tiens à remercier également les autres membres du groupe DØ : Marie-Claude, Stéphanie, Eric K., Smain, Alexis, Arnaud et Eric T., pour leur soutien et pour m'avoir permis de découvrir les nombreux aspects du travail en groupe. Je tiens à remercier particulièrement, et avec beaucoup de tendresse, Marie-Claude pour avoir toujours gardé son sang froid dans les discussions quand parfois je perdais le mien. Un grand MERCI à Smain, mon mentor du script, pour son enthousiasme, son soutien tout le long de la thèse, et pour toutes ces discussions qui remontent le moral. Merci également à Eric K. pour ces bons moments passés à l'intérieur du détecteur lors des périodes de commissionning à FNAL.

Je remercie chaleureusement les rapporteurs de ma thèse, Gilles Sauvage et Gustaaf Brooijmans, ainsi que Geneviève Bellanger, Elie Aslanidès et Laurent Duflot pour avoir accepté de composer le jury de la soutenance, et m'avoir accordé leur confiance.

Je tiens à remercier du fond du coeur Gustaaf Brooijmans qui a suivi mon travail depuis le début, et surtout dans les moments très difficiles. Je lui suis également très reconnaissant d'avoir énormement contribué à ce que je puisse terminer mon analyse et par la même ma thèse dans de bonnes conditions. MERCI.

Un grand merci également aux membres de la collaboration DØ, pour m'avoir permis de decouvrir le fonctionnement d'une expérience de physique des particules, et du travail dans une collaboration de plus 600 personnes. Merci à Gregorio B. et Sophie T.-D. pour le travail effectué en leur collaboration. Merci à Gerard Sajot, pour son extrême humilité et sa grande gentillesse. Je remercie plus particulièrement Steve "The Wu" Muanza, pour tous ses conseils très précieux, tant au niveau de la physique, quà propos de la vie, et pour son éternel soutien à tous les thésards. Un énorme merci à tous les thésards DØ-France pour les bons moments passés à Fermilab, en particulier : Bob "Crow Bar" Olivier, Sebastien "Pepouze" Greder, Pierre-Antoine "AvP2" Delsart, Jerome "G" Coss, Alexandre "The Man" Zabi, Anne-Catherine "Mon vélo est tout cassé" Le-Bihan, Emannuel "Dunkin'" Busato, Auguste "Pool Master" Besson, Pavel "The Brain" Demine, Anne-Marie "Smilin'" Magnan, et tous les autres (j'en oublie .. pas taper).

Je remercie toutes les personnes rencontrées au laboratoire tout au long de ma thèse. Je remercie particulièrement Christiane, Mathilde, Sandrine, Joseph, Veronique, Marlene, Gerard pour leur gentillesse et pour avoir toujours été présents quand on avait besoin d'eux. Merci également à Michel Ricard et Thierry Mouthuy pour leurs conseils et leur soutien informatique. Merci à Christophe Meesen pour sa sympathie, et pour les discussions enthousiastes sur la programmation orientée objet.

Merci à tous les stagiaires et thésards du CPPM pour cette bonne humeur qui a regné entre nous depuis le stage du DEA. Merci à Luc, Nicolas, Benjamin, Eric, Stephanie, Matti, Mireille, Alexis, Jessica, Jean-Stephane, Pierre, Benoit, Emmanuel, Sonia, et Sebastien. Je souhaite bon courage aux nouveaux thésards, et je suis de tout coeur avec Matti, Benoit et K qui sont en train de terminer leur ouvrage, bon courage ! !

J'en arrive aux special dédicaces :

Special dedicace au bureau 308, le bureau des secs : Man "greentant" Nezri, Gragro "yellow-ped" Ricol, Pedro "bluetaf" Barrillon. Merci les potos, merci pour avoir été la tout le temps et pour s'être toujours motivés les uns les autres pour arriver au bout sain et sauf ;o) (longue vie au sbf tennis) Megasbfinyourg !

Special dedicace à MYP pour toutes ces discussions à refaire le monde, la vie, et la physique : "Actarus dans ton grand robot, tu n'as jamais peur de rien ...", et n'oublie pas que "personne dans le monde ne marcheuuh du même pas, ..". Wipwizent No-ArrangMent Squad !

Spécial dédicace aux potos rencontrés à l'école du CERN : Djam, Peter "Big Guy", Andrej, Dmitry "Bob", et Auguste (et Pedro mais il est partout déjà).

La suivante va à mes deux colloks : Pedro et Sebito ! avec qui j'ai partagé 2 ans de vie commune, enfin pas si commune que ça Cohen ... Merci les potos pour tous ces moments de pur bonheur passés ensemble, pour ces moments de soutien, et ce petit monde privilégié qu'était SecoLand ... on se rappelerait bien certains moments, avec une poche poubelle dans les mains et des situations cocaces au réveil .. mais cela dépasse la portée de cet ouvrage n'est-ce pas ?

Spécial dédicace au petit monde des doctoriales ! ! Et dire que ca partait comme un calvaire eheheh. Merci à nos imberbes favoris Marco "Gaybeul" et Olivier "Bibi" (ouais c vrai, ca pousse maintenant), aux starlettes Cecile PDGère, Cat HariboMania, merci à la lune de Luminy Flo "The louloutre", à luccio "Pervert Blondinet :)", CriCri "The Sherpa", Olive "kuuuuaaaaa ? ?", Beunz "Represent Toulouse", Bfah "What a Nurdz" et les secs que je ne vais pas citer 1000 fois chacun ..euh les 1000 secs que je ne vais pas citer 1 fois ..

Spécial dédicace à la famille Barrillon-Cloarec, Geneviève, Gaëlle et Michel, MERCI pour votre soutien et votre gentillesse. Je n'oublierais pas les grands-mères de pedro, attention, respect ta mamie ! Special dedicace au reste de la famille pedro : Vera, Dom, Antoine, Ben, et les mathieu (passkyen a plein, c pour ca). Spécial dédicace à la famille gragro, toujours les grands mères bien sur, et pis ta sister Maud "Kimengumi". Merci aux parents Paszko, et à Rom "D2 cheater", le plus grand des ménestrels.

Merci à tous les Luminyens que j'ai rencontré pendant ces trois années, pour tous ces bons moments passés ensemble, et pour mon intégration au petit monde de Luminy. Je vais en oublier, désolé, mais je pense en particulier à : Raf, Olive, Steph K, Dorothé, Claire, Tom, Emilie, Remy, Faiz, Joul, Ju, Vince, les estrasses (quelle idée d'avoir le même nom), Dam's, ... MERCI.

Un grand merci à tous mes potos toulousains que j'aime et qui me supportent depuis des années déjà, MERCI les gars. Dans le désordre et en essayant d'oublier personne : Guike, Make, Momito, Oliver, Jeanmich, Portugal Jeep, Yo, Fabricio, Thomas & Helène & Noé, Mathias, Jef, le clan S^t-Orens, gizou, gégé, morgan, Marie, la Martouille ... je remercie tous les gens que j'ai rencontrés au cours de ma courte vie, ils m'ont tous appris quelque chose !

Spécial dédicace à Zen, mon loyal et salvateur PC portable, sans qui je n'aurais probablement pas pu finir ma thèse, ou du moins dans des conditions encore pires.

Spécial dédicace en vrac, merci à : Clan Taar, les SecOS, The Dude, Cryin Timy, C+, TaAmeR, Dudinus, Josh, Cindy, Mormy, Friends, Tim Roth, les schtroumpfs, le pastak, Jackie Choun, DBZ, Superman, Cohen, Nicole, la pêche, la plaisanterie, DS, les poules, cot ?, les vaches, moo moo, Bobby, Billy et Carry, Kaneda, le sketba, LOD, Empire Earth, SWGB, mon pieu, bave bave, la zike, Fruity a 5h du mat avec Yo, Risk, le Kamtchaka, les dés, Carcassone, râle râle, la forêt enchantée, les coupeurs de bois, AO, Shaq Attak, le bois, Zizou, sa grand-mére et la Canebière, les jongleurs, George Eddy "il a mangé son cake", le Recup-Verre, La route Mandarine, Pizza Stop, le New Cousin, le JetBus "... encore raté" ... MERCI plein (et les absents se seront reconnus).

Enfin, je voudrais adresser toute ma tendresse et mon amour à ma famille. A ma mère, qui n'a pu retrouver son repos qu'une fois cette thèse finie (.. et encore), a mon bo-père Armand, qui n'est pas que bo, à Emeline, Lucile et Alexandre, mes petits frères et soeurs que j'adore. MERCI pour votre soutien, votre amour gratuit, et votre patience (il en a fallu), qui m'ont permis de remonter la pente dans les moments de difficulté, et apporté du bonheur dans les moments moins mouvementés.

Table des matières

Introduction

Notre vision de la structure de la matière, de ses constituants élémentaires et de leurs interactions a considérablement évolué au cours du 20ème siècle. Des expériences de diffusion de Rutherford aux collisionneurs modernes, les progrès technologiques et l'avancée des idées théoriques ont permis de sonder la matière de plus en plus profondément. L'union du formalisme de la théorie quantique des champs et de principes de symétries a permis d'aboutir à la fin des années 60 à une théorie de jauge, le Modèle Standard (MS), qui décrit trois des quatre interactions fondamentales (électromagnétique, faible et forte). De nombreux succès ont validé cette théorie, et à ce jour aucun résultat expérimental n'a pu la mettre en doute de manière significative.

Pourtant, le Modèle Standard n'est pas complètement satisfaisant d'un point de vue théorique. Il ne permet pas de rendre compte du phénomène d'oscillations des neutrinos, ni de leur attribuer une masse non nulle que les expériences dédiées à la physique des neutrinos ont mis en évidence ces dernières années. Le mécanisme de génération de la masse des particules dans le MS pose aussi quelques problèmes. Le(s) boson(s) de Higgs prédit(s) par la théorie n'a(ont) toujours pas été mis en évidence. D'autre part, les corrections à la masse de ces bosons entraînent l'apparition d'une hiérarchie non naturelle entre l'échelle de la brisure de symétrie responsable de la génération de la masse, de l'ordre de la masse des bosons vecteurs électrofaibles($\sim 10^2$ GeV), et l'échelle dite de grande unification (généralement de l'ordre de $\sim 10^{16}$ GeV). D'autres questions fondamentales amènent à penser que le Modèle Standard est une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus générale. Notamment, selon le principe d'unification, aux énergies de l'ordre de la masse de Planck m_{Pl}($\sim 10^{19}$ GeV) les forces fondamentales ont toutes la même intensité, or ceci n'est pas réalisé en extrapolant les constantes de couplages à haute énergie dans le MS.

L'ajout d'une symétrie supplémentaire, appelée supersymétrie, permet de résoudre la plupart des problèmes théoriques posés par le MS. La supersymétrie permet entre autres d'unifier les constantes de couplages à haute énergie, et de résoudre le problème des corrections de la masse du(des) boson(s) de Higgs hypothétique(s). La supersymétrie fournit également un cadre théorique qui accueille naturellement l'interaction gravitationnelle. L'introduction de cette symétrie, qui relie bosons et fermions, implique l'existence d'un partenaire, dit supersymétrique, associé à chaque particule du MS.

Cependant, aucune particule supersymétrique n'a été mise en évidence auprès des collisionneurs à haute énergie (LEP, Tevatron Run I, et Hera I). Bien qu'aucune théorie ne fixe la masse des particules supersymétriques, les considérations d'unification des forces fondamentales impliquent en général que les masses soient trop élevées, de l'ordre de quelques centaines de GeV, pour être produites aux échelles d'énergie atteintes dans les collisionneurs à ce jour. C'est une des motivations principales de l'amélioration du collisionneur proton-antiproton, le Tevatron (Fermilab, Chicago), et de la construction du futur collisionneur proton-proton, le LHC (CERN, Genève).

Le Tevatron a démarré une nouvelle campagne de prise de données, appelée "Run II", au mois d'avril 2001. L'énergie disponible au centre de masse a été portée à 1.96 TeV, et la luminosité instantanée attendue est d'environ 2. 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$. Ces caractéristiques font du Tevatron le plus puissant collisionneur hadronique au monde, en attendant le futur collisionneur LHC. Deux détecteurs installés auprès du Tevatron, CDF et DØ, sont dédiés à l'étude de la physique du Modèle Standard, et à la recherche de nouvelle physique. Les nouvelles caractéristiques des collisions $p\bar{p}$ du Tevatron, devraient permettre aux deux expériences d'explorer l'espace des phases des modèles supersymétriques jusqu'à des masses de l'ordre du TeV, échelle à laquelle la manifestation de physique au delà du MS est attendue.

Le travail présenté ici se déroule dans le cadre de l'expérience DØ, et a pour sujet l'étude de la production de paires de squarks *bottom*, $\widetilde{b}$, partenaires supersymétriques du quark *bottom* du MS, où chaque $\widetilde{b}$ se désintègre dans le canal $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$, et où le neutralino $\widetilde{\chi}_1^0$ est la particule supersymétrique la plus légère.

Le premier chapitre présente les étapes qui ont mené à l'élaboration du Modèle Standard. La structure de ce dernier est discutée dans un premier temps. Puis, après avoir introduit ses points faibles, une description des motivations, et une présentation plus formelle de la supersymétrie sont proposées. Les résultats obtenus pour l'étude de la production de paires de squarks $\widetilde{b}$ lors de la première campagne de prise de données du Tevatron sont ensuite présentés. Une brève revue des estimations attendues pour le Run II est également proposée.

Le deuxième chapitre est consacré à la description de la chaîne d'accélérateurs de Fermilab et du détecteur DØ. Une première partie décrit la préparation des faisceaux de protons et d'antiprotons, et les caractéristiques du Tevatron, en insistant sur les améliorations effectuées par rapport au Run I. Ensuite, les différents sous-détecteurs de DØ sont présentés en détail. Une dernière partie présente la mesure et le calcul de la luminosité.

Le troisième chapitre est dédié au système de déclenchement et à la reconstruction des objets physiques. Une première partie présente l'architecture et les possibilités du nouveau système de déclenchement de DØ. La deuxième partie de ce chapitre décrit brièvement le programme de reconstruction des objets physiques, en portant une attention plus particulière sur les objets essentiels à l'analyse qui est présentée dans le chapitre suivant.

Le dernier chapitre présente l'analyse des premières données du Run II récoltées par le détecteur DØ. Le cadre théorique est défini dans une première partie, avant de décrire la topologie et les caractéristiques du signal recherché. Ensuite, l'accent est mis sur l'étude de l'algorithme de déclenchement le plus approprié aux événements recherchés. La partie suivante est consacrée à la description des différentes coupures appliquées aux données afin de discriminer le signal parmi les bruits de fond. Enfin, après avoir discuté l'estimation des différents bruits de fond, les résultats et leur interprétation sont présentés.

Chapitre 1

Cadre théorique

Sommaire

La question de la création de l'univers est un sujet de recherche très actif en physique fondamentale. L'avènement de la relativité et de la mécanique quantique, mais également les progrès technologiques du 20ème siècle ont permis d'entrevoir un lien entre l'infiniment grand et l'infiniment petit. Les deux disciplines qui étudient ces questions sont la physique des particules et la cosmologie. Cette dernière regroupe l'étude des structures à grande échelle et de l'évolution de l'univers. Son cadre théorique standard, la théorie du Big-Bang, a reçu de fortes confirmations expérimentales avec l'observation du rayonnement fossile à 3K, et la mesure de la densité des éléments (H, H_e,...). L'évolution et l'organisation de la matière en structures dans l'univers dépendent étroitement des constituants élémentaires qui le composent, et de la manière dont ils interagissent entre eux. Ceci est étudié dans le cadre de la physique des particules.

Bien que ce domaine de la physique soit une science relativement jeune, la quête des blocs élémentaires de la matière remonte à l'antiquité. Ce sont les penseurs grecs qui ont élaboré les premiers modèles d'atomes (Leucippe, Démocrite). Ils ont finalement préféré le modèle des quatre éléments "eau, air, terre, feu" (Aristote). Il faudra attendre la fin du 17ème siècle pour voir réémerger l'idée de particule élémentaire (Boyle, 1661), et le début du 19ème pour que soit adoptée la théorie atomique (Dalton, 1808). Au début du 20ème siècle, Rutherford montra que l'atome est en fait composé d'un noyau et d'un nuage d'électrons (particule découverte par Thompson en 1897). Puis, la découverte du neutron (Chadwick, 1932) mit en évidence la sous-structure du noyau, constitué de nucléons (protons et neutrons).
A la fin des années 20, les principes de la mécanique quantique et de la théorie de la relativité restreinte (Einstein, 1905) sont unifiés dans le formalisme de théorie quantique des champs. En 1928, Dirac propose une équation du mouvement pour une particule relativiste possédant un spin. Ceci a ouvert la voie à l'électrodynamique quantique qui a fourni un cadre théorique à la physique des particules.

L'augmentation de l'énergie fournie aux particules dans les expériences de collisions a permis de sonder de plus en plus profondement la structure de la matière. Aux énergies accessibles aujourd'hui dans les accélérateurs [1], le spectre des particules élémentaires est divisé en deux catégories :

- d'une part, les particules de matière, les fermions (de spin 1/2), divisées en six leptons ($e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) et six quarks ($u, d, c, s, t, b$), ainsi que leurs antiparticules associées.
- d'autre part, les particules médiatrices des forces fondamentales électromagnétique, faible et forte. Ce sont les bosons (de spin 1) $\gamma, W^\pm, Z^0$, et les gluons.

Aux échelles d'énergie expérimentalement accessibles, ces particules et leurs interactions sont très bien décrites dans le cadre du "Modèle Standard" (MS) de la physique des particules [1].

A ce jour, aucun résultat expérimental n'a révélé de déviation significative par rapport aux prédictions du Modèle Standard [2]. Pourtant, plusieurs questions ouvertes laissent penser que c'est une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus globale : le nombre de familles de particules ? le problème de hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck (échelle à partir de laquelle on ne peut plus négliger la gravitation) ? L'existence du (des) boson(s) de Higgs, éventuel(s) responsables du mécanisme de génération de la masse des particules ? l'unification des forces fondamentales à haute énergie ? ...

L'ajout d'une symétrie supplémentaire à l'intérieur du MS permet de résoudre la plupart des problèmes cités ci-dessus. Cette symétrie, appellée "supersymétrie", relie bosons et fermions et entraîne l'existence d'un partenaire supersymétrique pour chaque particule du MS. Bien qu'aucune de ces superparticules n'ait été observée, il y a de fortes indications pour que celles-ci soient trop lourdes pour avoir été produites dans les collisionneurs jusqu'à présent. L'accès à une plus grande

[1] de l'ordre de quelques centaines de GeV.

[2] Néanmoins, les résultats des expériences dédiées à l'étude des oscillations des neutrinos mettent en doute le fait que ceux-ci aient une masse nulle, comme il est prévu dans le MS. Une revue des expériences basées auprès des accélérateurs est presentée dans [2].

énergie au centre de masse dans la nouvelle campagne de prise de données du Tevatron, ou auprès du futur collisionneur LHC (CERN, Genève), devrait permettre de sonder les espaces de phase des modèles supersymétriques, jusqu'à des échelles de l'ordre du TeV, échelle caractéristique attendue pour la manifestation d'une nouvelle physique.

La première partie de ce chapitre est consacrée au Modèle Standard. L'évolution des idées et les mises en évidence expérimentales qui ont permis la construction du Modèle Standard sont présentées, d'abord de manière historique, puis de manière plus formelle en se penchant sur les Lagrangiens des interactions fondamentales. La première section décrit plus en détail l'interprétation phénoménologique de l'électrodynamique quantique qui sert de fondement à l'interprétation des interactions dans le Modèle Standard. La section suivante présente la théorie de l'interaction forte, la chromodynamique quantique. Puis deux sections sont dédiées à l'unification des forces électromagnétique et faible, et au mécanisme de génération des masses des particules. Ensuite, une brève discussion sur la renormalisation et l'évolution des constantes de couplages est proposée. Enfin, Le contenu en champs du Modèle Standard et le Lagrangien correspondant sont présentés.

Une partie intermédiaire aborde plusieurs faiblesses du Modèle Standard, dans le but d'introduire les motivations de la supersymétrie qui fait l'objet de la deuxième partie de ce chapitre. Une introduction aux concepts et au formalisme les plus généraux possibles en supersymétrie est présentée dans une première partie. Après avoir discuté de l'algèbre, des superchamps et de la construction d'un Lagrangien supersymétrique une discussion sur la brisure de la supersymétrie est proposée. Pour illustrer les points précédents, une description de l'extension supersymétrique minimale du MS, le MSSM, est présentée. Le modèle mSUGRA/CMSSM est également discuté, mais de manière plus brève.

La dernière partie de ce chapitre propose une discussion des intérêts théoriques qui incitent à étudier la production de squarks *bottom* auprès du Tevatron. Les résulats obtenus lors de la première campagne de prise de données sont présentés pour les deux expériences CDF et DØ. L'estimation des résultats attendus pour la nouvelle campagne de données est également discuté. Enfin, une brève revue des résultats obtenus auprès des expériences ALEPH, L3 et OPAL au LEP, est proposée.

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

1.1.1 théories de jauges et QED

Un des grands progrès de la physique théorique du 20ème a été d'associer les interactions fondamentales à des principes de symétrie[3].

L'étude des symétries d'un objet ou d'une loi physique repose sur la théorie des groupes. Deux types de symétries sont considérés : les symétries géométriques, qui agissent sur les coordonnées $(t, \vec{r})$, et les symétries internes, indépendantes des coordonnées d'espace-temps. D'après le théorème de Noether [3], l'invariance des équations du mouvement par rapport à une transformation continue entraîne la conservation d'une quantité physique, *i.e.* une loi de conservation. Par exemple, l'invariance par rapport à une translation dans l'espace entraîne la loi de conservation de l'impulsion.

L'électrodynamique quantique (QED), et plus généralement le Modèle Standard, repose sur des principes d'invariance par rapport à des transformations de jauges : on parle de théories de jauge. Ce sont des transformations de phase locale (dépendant des coordonnées d'espace-temps).

[3]C'est le recours aux symétries et aux invariances des lois de la physique par rapport à des transformations d'espace-temps qui a conduit Einstein à formuler la théorie de la relativité générale.

Historiquement, c'est à Dirac que l'on doit les bases de cette théorie formulée dans les années 20. Elle a ensuite été revisitée et achevée dans les années 40 par Dyson, Feynman, Schwinger et Tomonaga.

Partant de l'équation de Dirac, un fermion libre de masse m représenté par le champ $\psi(t, \vec{r})$ (spineur de Dirac) est décrit par le Lagrangien suivant :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - m\bar{\psi}\psi \tag{1.1}$$

Ce Lagrangien n'est pas invariant sous une transformation de jauge du champ ψ :

$$\psi(\vec{r}, t) \rightarrow e^{\imath\alpha(\vec{r},t)}\psi(\vec{r}, t), \quad \alpha \in R \tag{1.2}$$

La famille des transformations $U = e^{\,i\alpha}$ forme le groupe abélien unitaire U(1).

Il est possible de restaurer l'invariance du Lagrangien 1.1 sous une transformation du groupe U(1). Une manière simple de faire cela est d'introduire un champ vectoriel A_{μ} tel que la dérivée par rapport aux coordonnées d'espace-temps ∂_{μ} soit remplacée par la dérivée covariante D_{μ} :

$$\partial_{\mu} \rightarrow D_{\mu} \equiv \partial_{\mu} - ieA_{\mu} \tag{1.3}$$

lors de la transformation de jauge, on impose que le champ additionnel A_{μ} se transforme comme :

$$A_{\mu} \rightarrow A_{\mu} + \frac{1}{e}\partial_{\mu}\alpha \tag{1.4}$$

En remplaçant la dérivée ∂_{μ} dans 1.1 par la dérivée covariante D_{μ}, le Lagrangien est maintenant invariant sous une transformation du groupe U(1). Il apparaît alors le terme $-e\,\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi A_{\mu}$ qui couple le champ de jauge à la particule de Dirac de charge $(-e)$, exactement de la même manière que le champ électromagnétique. En ajoutant un terme cinétique pour le champ A_{μ}, on arrive au Lagrangien de la QED :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^{\mu}QA_{\mu}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.5}$$

où $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}$ est le tenseur de force du champ de jauge A_{μ}, Q est l'opérateur de charge électromagnétique (de valeur propre -1 pour l'électron).

Il est intéressant de noter que le Lagrangien 1.5 décrit le couplage d'une particule libre de masse m et de charge e avec le champ électromagnétique associé au potentiel $A_{\mu}(\varphi, \vec{A})$, donnant les équations de Maxwell :

$$\vec{E} \equiv -\vec{grad}\varphi - \frac{\partial}{\partial t}\vec{A} \tag{1.6}$$

$$\vec{B} \equiv \vec{rot}\vec{A} \tag{1.7}$$

L'invariance de jauge est donc ainsi restaurée par l'intermédiaire du champ A_{μ} du photon de l'interaction électromagnétique. La théorie décrite par le Lagrangien 1.5 contient trois termes de types differents : un terme de masse pour le fermion, un terme de propagation pour le fermion et pour le photon (ils sont representés par la partie cinétique du Lagrangien), et un terme d'interaction entre le fermion et le photon.

Feynman a proposé l'interprétation suivante : tous les phénomènes électromagnétiques peuvent être représentés à partir de trois processus. La propagation d'une particule chargée, la propagation d'un photon, et l'absorption ou l'émission d'un photon par une particule chargée[4]. La probabilité pour qu'un processus électromagnétique ait lieu se calcule alors en sommant la probabilité de toutes les configurations possibles de ces trois processus basiques qui présentent le même état final que le phénomène à étudier. C'est le principe d'un développement en théorie de perturbation. Un processus avec un seul point d'interaction, appelé vertex, est un processus du premier ordre (on dit aussi "à l'arbre"). Les processus à plusieurs vertex sont dits d'ordres supérieurs. La simplicité et l'élégance de cette façon d'interpréter l'interaction électromagnétique ont incité les physiciens à la généraliser aux autres interactions fondamentales.

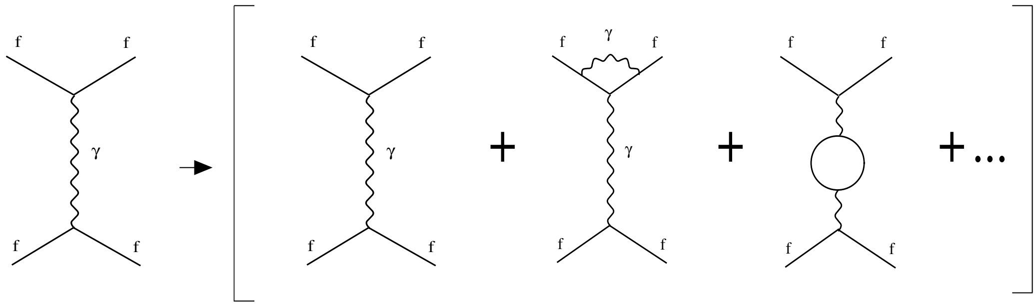


FIG. 1.1 – *Exemple de décomposition d'un processus électromagnétique. Plusieurs combinaisons des 3 processus basiques fournissent le même état final. Il faut donc sommer leur probabilité pour déterminer la probabilité du phénomène que l'on veut étudier.*

L'exemple de la figure 1.1 illustre le principe de Feynman. La première des quatre figures, appelées "diagrammes de Feynman", représente l'interaction entre deux fermions (lignes pleines). D'une manière simple, l'interaction peut se voir de la façon suivante : le premier électron émettant un photon (ligne ondulée) est dévié de sa trajectoire. Le photon se propage, puis il est absorbé par le second électron, qui est donc également dévié de sa trajectoire initiale.

A la fin des années 40, Feynman et ses collaborateurs introduisent le procédé de renormalisation[4] afin de réguler les divergences qui apparaissent dans les diagrammes qui contiennent des boucles de particules (*i.e.* le quatrième diagramme sur la figure 1.1).

Etant donné que les atomes et les molécules sont par nature soumis à un grand nombre de processus électromagnétiques, la physique atomique a fourni de nombreux tests de la QED. Deux de ses grands succès sont la mesure du moment magnétique anomal de l'electron, et la mesure du "Lamb shift" de l'atome d'hydrogène.

1.1.2 La chromodynamique quantique

La découverte du neutron en 1932 est une étape importante dans l'exploration de la structure de la matière. Elle met à jour la sous-structure du noyau atomique : il est composé de nucléons, le proton et le neutron. Il faut alors introduire une force supplémentaire, agissant entre les nucléons, afin d'expliquer la cohésion des noyaux. Elle est appelée "force forte".

Le fait que les masses des deux nucléons soient très proches amena à penser qu'il existait une symétrie d'isospin entre eux (en référence aux spins "up/down" des électrons). C'est Yukawa qui propose le premier modèle de l'interaction forte à la manière de la QED, où les nucléons interagissent en échangeant des mésons, particules alors hypothétiques. Mais dès 1947, la découverte du pion inaugure le début d'une longue série de découvertes de particules hadroniques (particules subissant l'interaction forte).

Afin d'expliquer la prolifération des hadrons observés, Gell-Mann et Nishijima postulent l'existence d'un nouveau nombre quantique, l'étrangeté. Il devint alors naturel de vouloir étendre la

[4]ce sujet sera abordé plus loin.

symétrie d'isospin envisagée plus tôt à un groupe de symétrie permettant de rendre compte de tous les hadrons. Le groupe $SU(3)$ est proposé en 1961. Ces étapes ont conduit à l'élaboration du modèle des quarks constituants (Gell-Mann [5], Zweig). Dans ce modèle, les hadrons sont des particules composites constituées de quarks (qui ont donc une charge électrique). Le spectre des hadrons connus à cette époque est alors représenté à l'aide de combinaisons de trois quarks, différenciés par leur saveur : u, d et s[5] (on parle de $SU(3)$ "saveur"). Les hadrons sont classés en baryons, composés de trois quarks, et en mésons, composés d'un quark et d'un anti-quark. Les protons et les neutrons, qui sont des baryons, sont représentés respectivement par les combinaisons uud et ddu.

Parallèlement, une expérience de diffusion e^-p à Stanford met en évidence l'existence de particules à l'intérieur du proton, appelées "partons" (Bjorken). L'étude des nombres quantiques des partons amène à les assimiler aux quarks de Gell-Mann et Zweig. Mais il apparaît cependant qu'une fraction de l'impulsion du proton est transportée par des partons neutres. Ceux-ci seront identifiés aux gluons, prédits par la théorie de l'interaction forte.

La structure en triplet de quarks u du baryon Δ^{++}, découvert en 1951, à conduit à l'introduction d'un nouveau nombre quantique appelé "couleur", afin de satisfaire au principe d'exclusion de Pauli, selon lequel deux fermions ne peuvent pas se retrouver dans un même état quantique. Un quark peut prendre l'une des 3 couleurs rouge, vert ou bleu (RGB en anglais), et un antiquark l'une des couleurs complémentaires cyan, magenta ou jaune ($\bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$). C'est pourquoi la théorie de l'interaction forte s'appelle la chromodynamique quantique (QCD) [6]. Expérimentalement, on n'observe qu'un seul état du proton, il faut donc limiter le nombre d'états possibles dû aux différentes combinaisons de couleurs possibles ($u_R u_G u_G$, $u_B u_R d_R$, $u_R u_G d_B, ...$). La solution est de postuler que les hadrons observés dans la nature sont dans un état de couleur "blanche". Il existe donc trois combinaisons de couleurs possibles : RGB, $\overline{RGB}$ et $R\overline{R} + G\overline{G} + B\overline{B}$ correspondant aux baryons, aux anti-baryons et aux mésons.

Le groupe de symétrie choisi pour décrire l'interaction forte est le groupe $SU(3)_c$ ("c" pour couleur). C'est un groupe non abélien qui possède 8 générateurs qui sont des matrices complexes 3×3.

En simplifiant le cas à une seule saveur de quark q, on peut écrire un Lagrangien de la forme :

$$\mathcal{L} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q_j \quad (j = 1, 2, 3 \equiv \text{couleur}) \tag{1.8}$$

Pour imposer l'invariance de jauge sous des transformations du groupe $SU(3)_c$:

$$q \to [1 + i\alpha_a T^a]q \quad (a = 1, ..., 8) \tag{1.9}$$

il faut modifier la dérivée covariante de la manière suivante :

$$\partial_\mu \to (1 + i\alpha_a T^a)\partial_\mu + iT^a \partial_\mu \alpha_a \tag{1.10}$$

Comme pour la QED l'invariance du Lagrangien 1.8 est obtenu par l'introduction de champs de jauge. Ils sont au nombre de huit (autant que le nombre de générateurs T^a), et se transforment comme suit :

$$G^a_\mu \to G^a_\mu - \frac{1}{g_s}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G^c_\mu \tag{1.11}$$

où g_s est la constante de couplage de l'interaction forte. Le Lagrangien 1.8 devient alors :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q_j - g_s(\bar{q}_j\gamma^\mu T_a q_j)G^a_\mu - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a \tag{1.12}$$

[5]La représentation fondamentale de $SU(3)$ est un triplet.

Contrairement à l'interaction électromagnétique, les bosons de jauges de la QCD, les gluons, peuvent interagir entre eux. En effet, le Lagrangien contient des vertex à 3 et 4 gluons. Il en découle que les gluons sont porteurs de charge de couleur : ils sont bicolores (par exemple $\overline{R}B$). Les quarks, à l'intérieur des hadrons, interagissent donc à travers la force forte par l'échange de gluons. Cette interaction agit sur la couleur, et elle laisse les saveurs des quarks inchangées. Les gluons étant des particules neutres, il fut considéré naturel de les assimiler aux partons neutres découverts dans les protons. Partons, quarks et gluons furent ainsi réunis par la QCD. Le groupe $SU(3)$ "saveur" est abandonné au profit du groupe $SU(3)$ "couleur".

Le spectre des quarks sera étendu dès la fin des années 60, et dans les années 70, notamment grâce aux travaux sur l'unification des forces électromagnétique et faible, qui sera décrite dans la section suivante. Le quark top t est le dernier découvert, en 1995 dans les expériences DØ et CDF à Fermilab. Les quarks sont aujourd'hui au nombre de six : u (up), d (down), c (charm), s (strange), t (top), b (beauty ou bottom).

A grande énergie (ou de manière équivalente à petite échelle de distance), la constante de couplage de l'interaction forte est suffisamment faible pour que l'on puisse utiliser une théorie des perturbations pour calculer des processus QCD à la manière de la QED : c'est le régime dit de liberté asymptotique. Mais quand la distance entre les quarks augmente, la constante de couplage augmente aussi. Ce phénomène est responsable du confinement des quarks à l'intérieur des hadrons. Les quarks à l'intérieur du proton par exemple, échangent en permanence des gluons, qui interagissent aussi entre eux. Le champ de couleur devient très dense en dessous de 200 MeV, c'est l'échelle typique du confinement dans les hadrons. Cela correspond à une échelle spatiale de l'ordre de 10^{-15} m $\equiv$ 1 Fermi : c'est l'ordre de grandeur de l'étalement spatial d'un nucléon.

Lors d'une collision créant une paire de quarks de grande énergie, au fur et à mesure de leur éloignement ceux-ci échangent des gluons de plus en plus énergétiques. Au delà d'un certain seuil, les gluons échangés sont suffisamment énergétiques pour pouvoir créer des paires quarks-antiquarks qui vont se combiner aux quarks initiaux et former des hadrons. C'est le phénomène des jets hadroniques (hadronisation).

La mise en évidence des gluons et des jets hadroniques a été observée à la fin des années 70, dans l'étude du processus $e^+e^- \to q\bar{q}$ produisant 2 jets hadroniques dans l'état final. Dans certains événements, la présence d'un troisième jet découle de la radiation d'un gluon par l'un des quarks.

Le confinement et les processus QCD dans le régime non pertubatif (basse énergie) ne sont pas encore complètement décrits et bien compris [7]. Plusieurs modèles ont été développés dans le but d'améliorer la compréhension de l'interaction forte dans le domaine non perturbatif (QCD sur réseau, Lagrangien effectif [8], ...).

1.1.3 La force faible et l'unification électrofaible

Une force supplémentaire

A la fin du 19ème siècle, Becquerel découvre la radioactivité : certains noyaux se désintègrent en émettant des noyaux alpha (radioactivité alpha), ou des électrons (radioactivité β). Mais un problème se pose alors : le spectre en énergie des électrons émis lors des désintégrations β est continu. Or, d'après le modèle atomique de Rutherford, on s'attendrait à un spectre monochromatique.

Pauli postule dans les années 30 l'existence d'une particule neutre, appelée neutrino par Fermi (découvert en 1958), qui serait émis avec l'électron dans les désintégrations des noyaux afin d'expliquer ce phénomène. Plus tard, Fermi avance l'idée que la radioactivité est une conséquence d'une nouvelle force : la force faible. La première théorie de l'interaction faible a été proposée par Fermi. Elle a été construite par analogie avec la QED. Contrairement à la théorie de l'électromagnétisme, dans la théorie de Fermi l'interaction faible agit par l'intermédiaire de courants chargés et elle est de courte portée (de l'ordre de $10^{-18}m$). Les bosons médiateurs de la force faible sont donc massifs.

La force faible est responsable de la désintégration du neutron $n \to pe^- \bar{\nu_e}$. Dans cette désintégration, un des quarks u du neutron change de saveur pour devenir un quark d : l'interaction faible ne conserve pas la saveur des quarks. Les masses des quarks u et d étant relativement proches, il fut rapidement considéré qu'il existait une symétrie d'isospin entre eux. Le groupe $SU(2)$ fut naturellement adopté pour décrire l'interaction faible. Les particules intéragissant à travers l'interaction faible sont classées en doublets (*i.e.* (u, d), (e^-, ν_e)). Le nombre quantique associé à cette interaction est l'isospin faible T_3.

L'étude des désintégrations des hadrons étranges permit de faire plusieurs découvertes concernant l'interaction faible :

L'application successive des symétries discrètes de conjugaison de charge (C), de parité (P : symétrie par rapport aux changements de coordonnées $\vec{r} \to -\vec{r}$) et d'inversion du temps (T) est une symétrie exacte des théories des champs Lagrangiennes. Alors que les interactions électromagnétiques et forte préservent ces 3 symétries séparément, on découvrit que l'interaction faible viole (P) et (C). En effet, les désintégrations non leptoniques des kaons conduisent Lee et Yang à avancer que la force faible viole la parité. Ceci sera mis en évidence dans les désintégrations β d'un isotope du cobalt ^{60}Co, et aussi par la constatation expérimentale que l'on n'observe jamais de neutrino d'hélicité droite[6]. Les désintégrations de kaons neutres violent également la combinaison de symétrie CP. La violation de CP est un domaine de recherche encore très actif avec l'étude des mésons B (expériences Babar, Belle, et dans le futur LHC-B), et des mésons K [9].

Cabbibo propose ensuite l'existence d'un mélange entre les saveurs d et s pour expliquer le faible taux des désintégrations des hadrons étranges. La confirmation de la théorie de Cabbibo va entraîner Glashow, Illiopoulos et Maiani (GIM) à étendre ce principe et à postuler l'existence d'un quatrième quark, le quark c, qui permet d'éviter la présence de courants neutres avec changement de saveur (FCNC). Le mécanisme de GIM sera étendu aux trois familles de quarks ((u, d), (c, s), (t, b)) et paramétrisé dans une matrice appelée matrice CKM (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa). Les éléments de cette matrice 3×3 complexe unitaire déterminent les couplages faibles entre les quarks de charge $+\frac{2}{3}$ (u, c, t) et les quarks de charge $-\frac{1}{3}$ (d, s, b) [10]. L'unitarité de cette matrice permet de réduire ses paramètres à 3 angles de mélange réels et 1 phase. Les trois angles de mélange sont représentés par 3 angles d'un triangle appelé "triangle d'unitarité". Une revue récente des principes et des résultats des mesures de ces paramètres se trouve dans [11].

Les particules subissant l'interaction faible sont classées en doublet d'isospin $T_3 = \pm\frac{1}{2}$ d'hélicité gauche [$(e, \nu_e)_L$, $(u, d)_L$, ...], et en singlet d'isospin $T_3 = 0$ d'hélicité droite [e_R, u_R, ...]. Cette classification est une conséquence du fait qu'aucun neutrino d'hélicité droite n'a été mis en évidence. Cependant, comme il a été souligné dans l'introduction de ce chapitre, les expériences dédiées à l'étude des oscillations de neutrinos ont montré que la masse des neutrinos n'étaient pas nulle. Ce résultat implique qu'une composante ν_R existe, mais le Modèle Standard tel qu'il est actuellement ne permet pas de le justifier. Une discussion des mécanismes qui permettraient de rendre compte des oscillations et de la masse des neutrinos est proposé dans [12].

L'unification électrofaible

A la fin des années 50, Glashow travaille à l'unification des forces électromagnétiques et faibles. Il réalise qu'un nouveau boson massif neutre, le Z^0, est nécessaire en plus du photon et des bosons chargés $W^{\pm}$ afin d'unifier les deux forces [13]. Au cours des années 60, Weinberg et Salam poursuivent les travaux de Glashow et proposent un modèle des deux forces unifiées, le

[6]à grande impulsion, l'hélicité, ou chiralité, est la projection du spin sur l'impulsion : elle peut prendre les valeurs "gauche" ou "droite".

modèle standard électrofaible [14].

Le groupe de jauge choisi pour l'unification électrofaible est le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'indice L indique le couplage des doublets de fermions d'hélicité gauche avec les bosons $W^{\pm}$, et l'indice Y représente l'hypercharge. En effet, la composante neutre des courants faibles due aux bosons Z^0 est associée au photon pour former le nombre quantique d'hypercharge Y, relié à la charge électrique par la relation,

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.13}$$

Partant du Lagrangien de Dirac, quatre champs de jauges sont nécessaires afin d'assurer l'invariance sous des transformations de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: les champs W_μ^i (avec $i = 1, 2, 3$) et B_μ. Les W_μ^i sont couplés aux courants faibles d'isospin avec une constante de couplage g, et le champ B_μ est couplé aux courants faibles d'hypercharge avec une constante de couplage $g^{'}$.

A ce stade, le Lagrangien électrofaible ne contient pas de termes de masses pour les bosons de jauges. De tels termes brisent l'invariance du Lagrangien sous des transformations de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. De même, les termes de masse pour les fermions, de la forme $m(\bar{\psi_L}\psi_R + \bar{\psi_R}\psi_L)$ brisent aussi l'invariance du Lagrangien.

1.1.4 Le mécanisme de Higgs

Le problème de la masse des bosons de jauge faible et des fermions peut être résolu en supposant que les masses des particules sont générées dynamiquement à travers l'interaction avec un champ scalaire. Un mécanisme de brisure spontanée de symétrie confère une valeur non nulle à l'état fondamental du champ scalaire, ce qui entraîne l'apparition des termes de masse (ainsi que des termes de couplages). C'est un modèle de transition de phase inspiré par les modèles développés pour les théories du ferromagnétisme et de la supraconductivité par Landau et Ginzburg. Weinberg et Salam décident d'utiliser un tel mécanisme, adapté quelques années plus tôt à la physique des particules par Higgs [15, 16, 17], Englert et Brout [18].

Le champ scalaire ϕ, appelé champ de Higgs, est présent partout dans le vide. Il est soumis à un potentiel dont la forme est choisie par analogie avec celui proposé par Landau et Ginzburg :

$$V(\phi) = \mu^2\phi^+\phi - \lambda(\phi^+\phi)^2, \quad \lambda < 0 \tag{1.14}$$

où μ et λ sont des constantes. Le potentiel est représenté sur la figure 1.2.

Le champ scalaire est de la forme $\phi = v\exp(i\theta)$, où v est appelée "valeur attendue dans le vide" (vev). Dans le cas où $\mu^2 \geq 0$ sur la figure 1.2 a) , la forme est parabolique et l'état fondamental a une vev nulle. Dans le deuxième cas, $\mu^2 < 0$ sur la figure 1.2 b), l'état fondamental a une vev non nulle de la forme $|\phi| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$ (le potentiel est dit en forme de "chapeau mexicain").
Le paramètre μ joue ici le rôle de la température dans la théorie de la supraconductivité : en passant de positif à négatif, l'état fondamental du champ de Higgs passe de zéro à une valeur non nulle. Le choix arbitraire de θ fixe une orientation privilégiée et brise la symétrie du potentiel (de même que la symétrie d'un ferromagnétique est brisée quand apparaît une orientation de l'aimantation dans une direction privilégiée). Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est brisé vers le groupe $U(1)_{em}$: on parle de la "brisure électrofaible".

Par invariance de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, le champ de Higgs doit être un doublet (multiplet) de $SU(2)_L$ $(\otimes U(1)_Y)$. Il est choisi de la forme suivante :

$$\phi = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \tag{1.15}$$

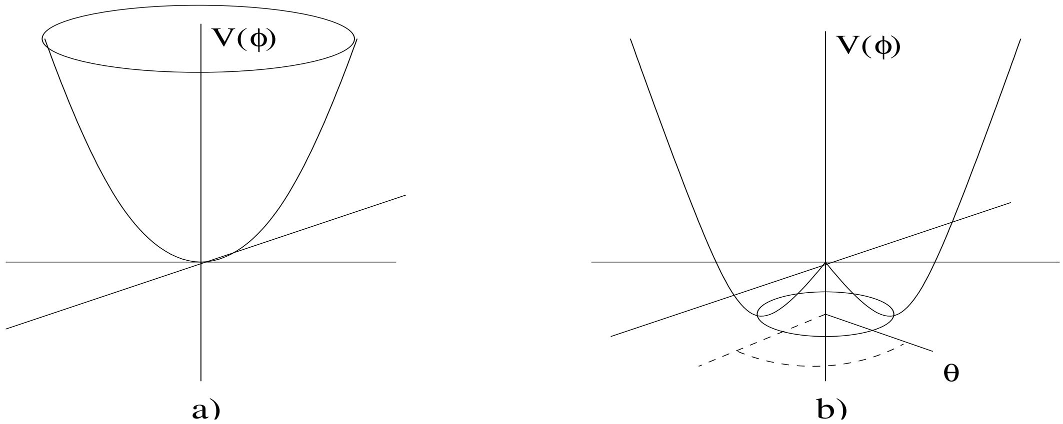


FIG. 1.2 – *Forme du potentiel du champ de Higgs. Quand $\mu^2 \geq 0$, le champ a une valeur nulle à l'état fondamental dans le vide a), mais si $\mu^2 < 0$, alors le champ a une valeur non nulle dans le vide b), ce qui génère des termes de masses aux bosons de jauge massifs ainsi qu'aux fermions massifs.*

Partant d'un Lagrangien simple :

$$\mathcal{L} = T - V = (\partial_\mu \phi)^+ (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^+ \phi + \lambda(\phi^+ \phi)^2 \tag{1.16}$$

l'invariance par rapport à une transformation du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est obtenu en remplaçant la dérivée ∂_μ par :

$$\partial_\mu \to D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\tau_a}{2} W_\mu^a + ig'\frac{Y}{2} B_\mu \quad (a = 1, 2, 3) \tag{1.17}$$

où les τ_a sont les matrices de Pauli[7] et Y l'hypercharge. Les champs W_μ^a et B_μ sont les quatre champs de jauge électrofaibles discutés plus haut. La dérivée covariante introduit donc des couplages entre les champs de jauges et le champ de Higgs.

En développant autour du minimum du potentiel, les fluctuations du champ de Higgs peuvent se paramétriser de la sorte :

$$\phi \sim \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

En substituant le champ de Higgs dans le Lagrangien 1.16 par sa valeur dans le vide 1.18, des termes de masse pour les bosons de jauge apparaissent. Le champ réel $h(x)$ donne naissance à un boson massif supplémentaire, appelé boson de Higgs.

Les champs $W^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$ fournissent les états propres pour les bosons massifs chargés $W^\pm$. Les états propres de masse du photon et du Z^0 sont obtenus à partir du mélange entre les champs neutres W_μ^3 et A_μ, de la façon suivante,

$$A_\mu = B_\mu cos\theta_W + W_\mu^3 sin\theta_W \qquad (photon) \tag{1.19}$$

$$Z_\mu = -B_\mu sin\theta_W + W_\mu^3 cos\theta_W \qquad (Z^0) \tag{1.20}$$

où θ_W, l'angle de Weinberg, est l'angle de mélange entre les champs. Ceci conduit à une relation entre les constantes de couplage :

$$e = g sin\theta_W = g' cos\theta_W \tag{1.21}$$

[7]les générateurs du groupe $SU(2)$.

où e est la charge électrique, g et $g^{'}$ sont les constantes de couplages électrofaibles.

Les états propres de masse correspondant aux bosons $W^{\pm}$, Z^0 et γ ont des termes de masse de la forme :

$$\begin{gathered} m_W = \frac{1}{2} g v \\ m_Z = \sqrt{\frac{g^2+g'^2}{2}} v \\ m_\gamma = 0 \\ m_H = (2\lambda)^{\frac{1}{2}} v \end{gathered} \tag{1.22}$$

Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie permet donc de conférer une masse aux bosons électrofaibles, tout en gardant une masse nulle pour le photon. Néanmoins, cela nécessite l'introduction d'une nouvelle particule, le boson de Higgs, dont la masse n'est pas fixée par la théorie. La vev v peut être estimée à ~ 174 GeV [8] d'après les valeurs mesurées pour les masses des bosons de jauge ($M_W \sim 80.5$ GeV, $M_Z \sim 91.2$ GeV [19]).

Il faut également introduire dans le Lagrangien 1.16 des termes de masses pour les fermions (mis à part les neutrinos considérés non massifs, bien que de récents résultats [20] laissent penser que leur masse ne soit probablement pas nulle).

Le Lagrangien d'interactions entre les leptons et le champ de Higgs peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_{lH} = -\sum^{\alpha} g_Y^\alpha [\bar{L}_L^\alpha \phi l_R^\alpha + \bar{l}_R^\alpha \phi L_L^\alpha] \quad (\alpha = 1,2,3), L_L^\alpha = \begin{pmatrix} \nu_L^\alpha \\ l_L^\alpha \end{pmatrix} \tag{1.23}$$

l'indice α est l'indice de génération, L_L^α et l_R^α sont respectivement un doublet "gauche" et un singlet "droit" de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, g_Y^α est le couplage de Yukawa d'une famille de leptons avec le champ de Higgs. En substituant l'expression 1.18 à la place de ϕ, il vient :

$$\mathcal{L}_{lH} = -g_Y^\alpha \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{l_L^\alpha} l_R^\alpha + \bar{l_R^\alpha} l_L^\alpha) - \frac{g_Y^\alpha}{\sqrt{2}} (\bar{l_L^\alpha} l_R^\alpha + \bar{l_R^\alpha} l_L^\alpha) h \tag{1.24}$$

où les termes de masse pour les leptons sont de la forme $m_{l_\alpha} = \frac{g_Y^\alpha v}{\sqrt{2}}$.

Les termes de masse et de couplage au Higgs pour les quarks sont construits de la même manière, partant d'un Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{qH} = -\sum^{\alpha} [g_Y^{u_\alpha} \overline{Q}_L^\alpha \phi u_R^\alpha + g_Y^{d_\alpha} \overline{Q}_L^\alpha \overline{\phi} d_R^\alpha + h.c.] \quad (\alpha = 1,2,3), Q_L^\alpha = \begin{pmatrix} u_L^\alpha \\ d_L^\alpha \end{pmatrix}, \overline{\phi} = i\sigma^2 \tag{1.25}$$

où l'indice α est l'indice de la famille de quarks, Q_L^α, u_R^α et d_R^α sont le doublet et les deux singlets droits d'une famille de quarks.

Le modèle électrofaible de Glashow, Weinberg et Salam conduit à 3 prédictions importantes : l'existence de courant neutre, la prédiction de bosons de jauge lourds, et l'existence d'une particule scalaire neutre, le boson de Higgs. Les courants neutres faibles ont été observés en 1973, dans une expérience de diffusion de neutrino muonique ν_μ sans muon dans l'état final (Gargamelle, CERN). Plus tard, en 1983, les bosons W et Z sont mis en évidence au CERN dans les collisions proton-antiproton (expériences UA1 [21, 22] et UA2 [23, 24] au CERN). L'observation du boson de Higgs n'a toujours pas eu lieu à ce jour. Bien que l'unification électrofaible ait été vérifiée exérimentalement, il est nécessaire de continuer à effectuer des mesures de précision des paramètres liés aux bosons W, et Z. D'une part, cela permet d'améliorer les mesures de la masse et des couplages de ces particules. D'autre part, cela permet également de contraindre la masse du(des) boson(s) de Higgs, ainsi que les modèles au-delà du MS (à travers l'observation, ou non, de déviation dans les couplages de ces bosons par rapport aux prédictions du MS). Une revue des résultats des mesures de précision de la théorie électrofaible se trouve dans [25].

[8] ~ 246 GeV si le champ de Higgs est normalisé par $\frac{1}{\sqrt{2}}$.

Dans l'hypothèse où le mécanisme de Higgs est responsable de la génération des masses, de fortes contraintes théoriques prédisent une limite supérieure à sa masse de l'ordre du TeV. Selon la durée et le mode de fonctionnement du Tevatron (Fermilab), les expériences CDF et DØ prévoient d'exclure ou de mettre en évidence à plus de 5 σ la présence du boson de Higgs jusquà des masses de l'ordre de 180 GeV environ. Le futur collisionneur LHC (CERN) doit permettre de couvrir la gamme de masses allant jusqu'au TeV.

1.1.5 Renormalisation et évolution des constantes de couplage

En théorie quantique des champs, les constantes de couplage dépendent de l'énergie, où de manière équivalente de la distance à laquelle on sonde la matière. Cette dépendance en énergie intervient à travers ce que l'on appelle les corrections radiatives. Ce sont des corrections dont il faut tenir compte dans le calcul du propagateur de toute particule. Pour un photon par exemple, le quatrième diagramme de la figure 1.1 montre une correction radiative due à une boucle de fermions. Il existe plusieurs types de corrections radiatives en fonction de la particule considérée.

Une conséquence de ce phénomène est par exemple que la constante de couplage de la QED augmente quand on se rapproche de la charge à mesurer. Il se passe exactement le phénomène inverse pour la QCD. Ceci peut être interprété de la manière suivante :

- Le champ électrique autour d'une charge ponctuelle, diverge en $1/r$. Dans un tel champ, des paires e^+e^- peuvent être créées avec une durée déterminée par les relations d'incertitude d'Heisenberg, et elles s'orientent dans le champ électrique, polarisant ainsi le vide. La polarisation du vide définit la charge que l'on veut mesurer, et à grande distance on n'observe donc qu'une charge effective. En se rapprochant de la charge (en augmentant l'énergie), on pénètre l'écran formé par le vide polarisé et la charge mesurée est plus grande : la constante de couplage est plus importante.
- En QCD, la charge de couleur est entourée d'un nuage de gluons et de paires virtuelles quarks-antiquarks. D'un côté, il y a un écrantage des paires quarks-anti-quarks qui tendent à diminuer la charge de couleur, et d'un autre côté les gluons contribuent à l'augmentation de la charge. Au final, la polarisation du vide montre une augmentation de la charge totale de couleur dûe au fait que peu de paires $q\bar{q}$ contribuent à l'écrantage de charge (on peut montrer que c'est le cas tant que le nombre de familles de quarks est inférieur à 16 [26]).

Les effets de polarisation du vide sont calculés à partir des corrections radiatives. Cependant, la borne supérieure dans les intégrations entraîne des divergences dans les calculs des corrections radiatives ("divergences ultraviolettes").

Le procédé de renormalisation permet de s'affranchir de ce problème. Il faut d'abord régulariser les divergences, puis les termes divergents sont ensuite absorbés dans les quantités physiques renormalisées (charge, masse,...). En d'autres termes, la charge "nue" et les termes divergents sont absorbés dans une charge effective. C'est cette charge que l'on mesure expérimentalement.

Bien sûr, pour être rigoureux, il faut tenir compte des corrections aux ordres supérieurs contenant plus de boucles radiatives. Ces corrections fines sont calculées à l'aide des équations du groupe de renormalisation (RGE). Un exemple peut se trouver dans [26]. La renormalisabilité est une condition nécessaire pour la validation d'une théorie quantique des champs.

1.1.6 Le Modèle Standard

L'unification électrofaible et la chromodynamique quantique sont intégrées dans ce que l'on appelle le Modèle Standard (MS) de la physique des particules. Le groupe de symétrie du MS est donc $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.
Le contenu en champ du Modèle Standard se divise en trois secteurs :

Secteur des fermions (particules de matière)

$$
\begin{array}{lllllll}
\underline{\text{quarks}} & & & & & & \\
Q^i_{\alpha L} = & \begin{pmatrix} U^i_\alpha \\ D^i_\alpha \end{pmatrix}_L & = & \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L \\
& U^i_{\alpha R} & = & u_{iR}, & c_{iR}, & t_{iR} \\
& D^i_{\alpha R} & = & d_{iR}, & s_{iR}, & b_{iR} \\
\underline{\text{leptons}} & L_{\alpha L} & = & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \\
& E_{\alpha R} & = & e_R, & \mu_R, & \tau_R
\end{array}
$$

où i est l'indice de couleur ($i = 1, 2, 3$), et α est l'indice de génération ($\alpha = 1, 2, 3$).

Secteur de jauge (particules d'interaction)

$$
\begin{array}{cccc}
\underline{\text{gluons}} & G^a_\mu : & SU_c(3) & g_s, \\
\underline{\text{bosons faibles}} & W^i_\mu : & SU_L(2) & g, \\
\underline{\text{boson abélien}} & B_\mu : & U_Y(1) & g',
\end{array}
$$

où g, g' et g_s sont les constantes de couplage des interactions électrofaibles et fortes.

Secteur de Higgs

$$H = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

Avant la brisure de symétrie, le Lagrangien du Modèle Standard se décompose en trois parties :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs}, \tag{1.29}$$

- La première partie contient tous les termes cinétiques, les termes de couplages entre les champs de jauges et les fermions, ainsi que les termes de couplages entre le boson de Higgs et les champs de jauges. Ces derniers produisent les termes de masses des bosons de jauges $W^\pm$ et Z^0 :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{jauge} = & -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^i_{\mu\nu}W^i_{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B_{\mu\nu} \\
& + i\overline{L}_\alpha\gamma^\mu D_\mu L_\alpha + i\overline{Q}_\alpha\gamma^\mu D_\mu Q_\alpha + i\overline{E}_\alpha\gamma^\mu D_\mu E_\alpha \\
& + i\overline{U}_\alpha\gamma^\mu D_\mu U_\alpha + i\overline{D}_\alpha\gamma^\mu D_\mu D_\alpha + (D_\mu H)^\dagger(D_\mu H),
\end{aligned} \tag{1.30}
$$

où

$$
\begin{aligned}
G^a_{\mu\nu} &= \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu + g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu, \\
W^i_{\mu\nu} &= \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu + g\epsilon^{ijk} W^j_\mu W^k_\nu, \\
B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\
D_\mu L_\alpha &= (\partial_\mu - i\frac{g}{2}\tau^i W^i_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu)L_\alpha, \\
D_\mu E_\alpha &= (\partial_\mu + ig' B_\mu)E_\alpha, \\
D_\mu Q_\alpha &= (\partial_\mu - i\frac{g}{2}\tau^i W^i_\mu - i\frac{g'}{6}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G^a_\mu)Q_\alpha, \\
D_\mu U_\alpha &= (\partial_\mu - i\frac{2}{3}g' B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G^a_\mu)U_\alpha, \\
D_\mu D_\alpha &= (\partial_\mu + i\frac{1}{3}g' B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G^a_\mu)D_\alpha.
\end{aligned}
$$

- la deuxième partie contient les termes d'interactions entre les fermions et le champ de Higgs. Les termes de masses des fermions apparaissent en remplaçant le champ H par sa valeur dans le vide 1.18,

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = y^L_{\alpha\beta}\overline{L}_\alpha E_\beta H + y^D_{\alpha\beta}\overline{Q}_\alpha D_\beta H + y^U_{\alpha\beta}\overline{Q}_\alpha U_\beta \tilde{H} + h.c., \quad \text{oú} \quad \tilde{H} = i\tau_2 H^\dagger \tag{1.31}$$

- la troisième partie contient le potentiel du champ de Higgs,

$$\mathcal{L}_{Higgs} = -V = m^2 H^\dagger H - \frac{\lambda}{2}(H^\dagger H)^2. \tag{1.32}$$

Le Modèle Standard est décrit par 18 paramètres libres : les trois couplages de jauges des interactions, neuf termes de masse pour les six quarks et les trois leptons chargés, trois angles de mélange faible et une phase (matrice CKM), et deux paramètres afin de caractériser le secteur de Higgs. Un paramètre de violation de CP lié à l'interaction forte est parfois rajouté à cette liste. Une discussion sur ce sujet est proposée dans [27].

Les particules élémentaires ainsi que leurs principales caractéristiques sont regroupées dans le tableau 1.1. Un résumé récent des prédictions et des résultats expérimentaux des grandeurs du Modèle Standard se trouve dans [28].

Secteur des fermions		charge	Spin	masse (GeV/c^2)
Quarks	u	+2/3	1/2	1-5 10^{-3}
	d	-1/3	1/2	3-9 10^{-3}
	c	+2/3	1/2	1.1-1.3
	s	-1/3	1/2	0.07-0.17
	t	+2/3	1/2	174.5
	b	-1/3	1/2	4.0-4.4
Leptons	e^-	-1	1/2	0.511 10^{-3}
	ν_e	0	1/2	$\leq$ 3 eV
	μ^-	-1	1/2	$\sim$ 0.105
	ν_μ	0	1/2	$\leq$ 0.19 10^{-3}
	τ^-	-1	1/2	$\sim$ 1.77
	ν_τ	0	1/2	$\leq$ 18 10^{-3}
Secteur de Jauge		charge	Spin	masse (GeV/c^2)
	photon	0	0	0
	$W^\pm$	$\pm$1	1	80.419 $\pm$ 0.056
	Z^0	0	1	91.188 $\pm$ 0.002
	gluons	0	1	0
Secteur de Higgs		charge	Spin	masse (GeV/c^2)
	H	0	0	> 114 @ 95 % C.L.

TAB. 1.1 – *Liste des constituants élémentaires et de leurs principales caractéristiques [19].*

1.2 Les faiblesses du MS

A ce jour, aucune donnée expérimentale n'a pu mettre en doute la validité du Modèle Standard. Pourtant un certain nombre de questions reste sans réponses, ce qui conduit à penser que le Modèle Standard est une théorie effective à basse énergie (O (100 GeV)) d'une théorie plus globale. Parmi celles-ci :

- Pourquoi y-a-t'il trois groupes de symétries indépendants ?
- Pourquoi y-a-t'il trois générations de quarks et de leptons ?
- Ces particules sont-elles élémentaires ?
- Le mécanisme de Higgs est-il responsable de la génération de la masse ?
- Quelle est l'origine de la violation de CP ?
- D'où proviennent les nombres quantiques des particules (charge, couleur, ...) ?
- Le déficit en neutrinos solaires et atmosphériques [20] laisse penser que les neutrinos ont une masse non nulle même si elle apparaît extrêmement petite. Donc en plus des 18 paramètres du MS, il faudrait rajouter au moins 9 paramètres supplémentaires pour rendre compte des résultats des expériences sur les oscillations de neutrinos : 3 masses de neutrino, 3 angles de mélange et 3 phases de violation de CP.
- Les corrections à la masse du boson de Higgs sont de plusieurs ordres de grandeurs plus élevées que la masse elle-même, $\Delta m_H^2 \sim \mathcal{O}(M_{GUT}^2)$ (qui est censée être de l'ordre de l'échelle électrofaible). Il est donc nécessaire d'effectuer *ad hoc* des réglages fins sur les paramètres du Lagrangien pour réduire cet écart (problème du "fine-tuning"). Néanmoins, comment expliquer l'énorme différence entre l'échelle de grande unification (m_{GUT}) et l'échelle électrofaible $M_Z \sim 90$ GeV (problème de "hiérarchie") ? De plus l'extrapolation des constantes de couplages à haute énergie dans le MS ne converge pas vers une valeur unique.
- Comment concilier l'interaction gravitationnelle avec le formalisme de la théorie quantique des champs afin d'unifier les 4 forces fondamentales ?
- A ces questions s'ajoutent aussi celles de l'astrophysique et de la cosmologie observationnelle : d'où vient l'asymétrie matière-antimatière ? de quoi est constituée la matière noire qui semble composer près de 90% de la matière de l'Univers ? ...

Plusieurs modèles alternatifs ou extensions du Modèle Standard permettent de s'affranchir d'une grande partie des problèmes cités ci-dessus : les modèles avec dimensions supplémentaires [29], la supersymétrie [30], les théories des cordes [31].

Ce sont les théories des cordes qui semblent se rapprocher le plus d'une "théorie de tout", mais pour le moment, il existe cinq théories différentes. Malgré une tentative "d'unification" de ces théories en une seule, la M-théorie, il est difficile d'établir une phénoménologie de cette théorie, et le cadre n'est pas encore abouti.

Parmi les autres modèles, la supersymétrie est une extension relativement élégante et attirante d'un point de vue théorique. De plus, elle permet de résoudre une grande partie des problèmes du Modèle Standard. La supersymétrie , SUSY, suppose l'existence d'une symétrie entre bosons et fermions. Ceci implique que chaque particule de spin j ait un partenaire supersymétrique[9] de spin $j \pm \frac{1}{2}$.

1.3 La Supersymétrie

1.3.1 Les motivations

La supersymétrie offre des solutions à une grande partie des problèmes cités ci-dessus :

- Elle permet de résoudre le problème du "fine-tuning" : en effet, les corrections radiatives contiennent des termes relatifs aux fermions mais aussi aux bosons associés (et réciproquement) qui d'après les règles de Feynman contribuent avec des signes opposés. Les divergences quadratiques s'annulent grâce aux contributions opposées des particules et de leurs superparte-

[9] Les noms des partenaires supersymétriques des fermions du MS sont construit en ajoutant un "s" devant le nom du fermion associé, *e.g.* fermion → sfermion. Les noms des partenaires des bosons du MS sont construits en ajoutant le suffixe "ino", *e.g.* gluon → gluino.

naires. Ceci conduit à la relation $\delta m_H^2 \sim \mathcal{O}(M_{SUSY}^2)$ où M_{SUSY} est typiquement l'échelle de masse des superparticules. En partant du principe que les corrections radiatives ne sont pas plus grandes que les masses elles-mêmes, une estimation de M_{SUSY} donne $M_{SUSY} \leq 10^3$ GeV.
- Elle offre aussi une solution au problème de la hiérarchie : les forts couplages de Yukawa du quark top au secteur de Higgs entraînent de larges corrections radiatives. Celles-ci dépendant logarithmiquement de l'énergie, cela entraîne un grand écart entre les échelles électrofaibles et l'échelle d'unification.
- Elle permet l'unification des constantes de couplage : l'unification peut-être réalisée si les masses des particules supersymétriques sont de l'ordre du TeV. De plus, l'échelle d'unification est supérieure à 10^{15} GeV (valeur minimale établie par les limites sur la durée de vie du proton).
- La supersymétrie fournit aussi un cadre théorique qui permet d'inclure la gravitation. Le groupe des transformations supersymétriques est le seul capable d'unifier les symétries internes et les symétries d'espace-temps en considérant une version "locale" de la supersymétrie.
- Elle fournit aussi un bon candidat pour la matière noire avec la particule supersymétrique la plus légère dans le cas de la R-parité conservée (qui sera abordé plus loin).

1.3.2 L'algèbre supersymétrique

Une transformation supersymétrique change un état bosonique en un état fermionique et réciproquement. Cela implique que les générateurs de l'algèbre supersymétrique ont un spin demi-entier, c'est à dire qu'ils soient fermioniques [10].

Coleman et Mandula [32] ont montré qu'il est impossible d'unifier symétrie interne et symétrie d'espace-temps dans les théories quantiques des champs. Il est possible de circonvenir à ce problème en étendant les algèbres de Lie à des algèbres de Lie graduées [33] (dont les générateurs satisfont à la fois des relations de commutation et d'anticommutation).

Le choix le plus simple pour les générateurs de la supersymétrie est d'utiliser un spineur de Weyl Q et son adjoint $\overline{Q}$, tels que

$$\begin{aligned}
&\{Q_\alpha, \overline{Q}_{\dot\beta}\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\dot\beta} P_\mu \\
&\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\overline{Q}_{\dot\alpha}, \overline{Q}_{\dot\beta}\} = 0 \\
&[Q_\alpha, P_\mu] = 0 \\
&[Q_\alpha, M_{\mu\nu}] = \tfrac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q^\beta
\end{aligned} \tag{1.33}$$

où $\alpha, \beta, \dot\alpha$ et $\dot\beta$ sont les indices spinoriels, P_μ et $M_{\mu\nu}$ sont les opérateurs quadri-moment et moment angulaire des transformations d'espace-temps, les matrices σ sont reliées aux matrices γ et aux matrices de Pauli.

Le nombre de générateurs supersymétriques et le spin maximum des particules dans les multiplets sont reliés par la relation $N \leq 4S$, où N est le nombre de générateurs, et S le spin maximum. Il est possible de montrer qu'une théorie avec un spin plus grand que 1 n'est pas renormalisable. Egalement, une théorie avec un spin plus grand que 5/2 ne permet pas de décrire les couplages avec la gravité, il vient donc les relations :

$$\begin{aligned}
&N \leq 4 \text{ théorie renormalisable (Yang} - \text{Mills)} \\
&N \leq 8 \text{ pour inclure la gravité}
\end{aligned} \tag{1.34}$$

Pour les équations qui vont suivre, je vais considérer le cas d'une supersymétrie à N = 1 générateur.

[10] contrairement aux générateurs du groupe de Lorentz ou des groupes de jauge du MS

L'introduction d'un superespace [34] offre une formulation élégante des transformations et des invariants supersymétriques. En plus des variables d'un espace Euclidien, le superespace contient 2 coordonnées spinorielles, θ_α et $\overline{\theta_{\dot\alpha}}$. Ce sont des variables de Grassmann qui anticommutent :

$$\{\theta_\alpha,\theta_\beta\}=0,\{\overline{\theta}_{\dot\alpha},\overline{\theta}_{\dot\beta}\}=0,\theta_\alpha^2=0,\overline{\theta}_{\dot\alpha}^2=0 \quad \alpha,\beta,\dot\alpha,\dot\beta=1,2 \tag{1.35}$$

Les nouvelles coordonnées sont représentées par des spineurs à 2 composantes, ce qui revient à rajouter 2 dimensions fermioniques à l'espace-temps habituel

$$\text{Espace} \rightarrow \text{Super-Espace} \equiv x^\mu \rightarrow x^\mu,\theta_\alpha,\overline{\theta}_{\dot\alpha}$$

Les objets sur lesquels vont agir les transformations supersymétriques vont donc aussi dépendre des 2 variables de Grassmann : on parle de superchamps $\Phi(x^\mu,\theta_\alpha,\overline{\theta}_{\dot\alpha})$.
En considérant une transformation supersymétrique infinitésimale de la forme :

$$\delta_S(\epsilon,\overline{\epsilon})\Phi(x^\mu,\theta_\alpha,\overline{\theta}_{\dot\alpha})=\left[\epsilon\frac{\partial}{\partial\theta}+\overline{\epsilon}\frac{\partial}{\partial\overline{\theta}}-i\left(\epsilon\sigma_\mu\overline{\theta}-\theta\sigma_\mu\overline{\epsilon}\right)\frac{\partial}{\partial x_\mu}\right]\Phi(x^\mu,\theta_\alpha,\overline{\theta}_{\dot\alpha}) \tag{1.36}$$

où $\epsilon,\overline{\epsilon}$ sont aussi des variables de Grassmann, alors les générateurs supersymétriques peuvent s'écrire dans la représentation suivante :

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= \tfrac{\partial}{\partial\theta^\alpha}-i\sigma^\mu_{\alpha\dot\beta}\overline{\theta}^{\dot\beta}\partial_\mu; \\ \overline{Q}_{\dot\alpha} &= -\tfrac{\partial}{\partial\overline{\theta}^{\dot\alpha}}+i\theta^\beta\sigma^\mu_{\beta\dot\alpha}\partial_\mu. \end{aligned} \tag{1.37}$$

Si les paramètres de Grassmann de la transformation sont dépendants de x^μ, alors la transformation est locale et cela conduit à une théorie de supergravité (SUGRA).
La dérivée covariante supersymétrique peut s'écrire :

$$D_\alpha=\frac{\partial}{\partial\theta^\alpha}+i\sigma^\mu_{\alpha\dot\beta}\overline{\theta}^{\dot\beta}\partial_\mu,\quad \overline{D}_{\dot\alpha}=-\frac{\partial}{\partial\overline{\theta}^{\dot\alpha}}-i\theta^\beta\sigma^\mu_{\beta\dot\alpha}\partial_\mu. \tag{1.38}$$

(pour alléger les équations, les indices spinoriels seront supprimés dans la suite).

1.3.3 Les superchamps

Le superchamp le plus général possible peut s'écrire à partir d'un développement en série suivant θ et $\overline{\theta}$ de la forme[11] :

$$\begin{aligned} \Phi(x,\theta,\overline{\theta}) &= f(x)+\theta\psi(x)+\overline{\theta}\overline{\chi}(x)+\theta\theta m(x)+\overline{\theta\theta}n(x) \\ &+\theta\sigma^\mu\overline{\theta}v_\mu(x)+\theta\theta\overline{\theta\lambda}(x)+\overline{\theta\theta}\theta\rho(x)+\theta\theta\overline{\theta\theta}d(x) \end{aligned} \tag{1.39}$$

où f, m, n et d sont des champs scalaires, ψ, χ, λ et ρ sont des champs de spin $\frac{1}{2}$, et v_μ est un champ vectoriel de spin 1.

Cette expression générale contient un grand nombre de composantes. Deux types de superchamps plus réduits sont introduits pour réaliser une extension supersymétrique du MS : les superchamps chiraux et les superchamps vectoriels.

[11]Comme les coordonnées spinorielles anti-commutent, n'importe quel produit de plus de deux θ ou $\overline{\theta}$ est nul. Le développement s'arrête donc à l'ordre deux en θ et $\overline{\theta}$.

1.3.3.1 les superchamps chiraux

Les superchamps chiraux sont appelés ainsi car ils contiennent une composante fermionique chirale et une composante bosonique. Ils sont définis par la relation $\overline{D}\Phi = 0$. Il existe aussi des superchamps antichiraux Φ^+ définis par $D\Phi^+ = 0$ (où D et $\overline{D}$ sont les dérivées covariantes supersymétriques de l'équation 1.38).
Ces équations se résolvent facilement en remarquant que d'après 1.38 :

$$D_\alpha\overline{\theta} = \overline{D}_{\dot{\alpha}}\theta = D_\alpha\overline{y}^\mu = \overline{D}_{\dot{\alpha}}y^\mu = 0, \quad \text{avec} \quad y^\mu = x^\mu + i\theta\sigma^\mu\overline{\theta} \tag{1.40}$$

le superchamp chiral ne dépend donc que de θ et de y^μ et prend la forme générale :

$$\Phi(y,\theta) = \phi(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta^2 F(y) \tag{1.41}$$

où $\phi(y)$ est un champ scalaire complexe, $\psi(y)$ est un spineur de Weyl de chiralité gauche et F est aussi un champ scalaire complexe.
Il est intéressant de noter que le produit de superchamps (anti) chiraux $\Phi^2, \Phi^3, ...$ est aussi un superchamp (anti) chiral. De plus, le produit d'un superchamp chiral et d'un super champ antichiral donne un superchamp vectoriel (ceux-ci sont décrits ci-dessous).
Une analyse dimensionnelle permet de voir que le champ $F(y)$ a la dimension d'une masse au carré : c'est un champ auxiliaire qui ne se propage pas et qui n'a aucun sens physique. Il est nécessaire afin de fermer l'algèbre supersymétrique[35] : il permet de ramener à égalité le nombre de degrés de liberté bosoniques et fermioniques.
Sous une transformation supersymétrique δ_ϵ, les différentes composantes d'un champ chiral se transforment comme :

$$\begin{aligned} &\delta_\epsilon\phi = \sqrt{2}\epsilon\psi, \\ &\delta_\epsilon\psi = i\sqrt{2}\sigma^\mu\overline{\epsilon}\partial_\mu\phi + \sqrt{2}\epsilon F, \\ &\delta_\epsilon F = i\sqrt{2}\sigma^\mu\overline{\epsilon}\partial_\mu\psi, \end{aligned} \tag{1.42}$$

ce qui confirme l'échange fermion/boson des générateurs de la supersymétrie.

Les superchamps chiraux permettent de décrire les bosons de spin 0 et les fermions de spin 1/2 : le boson de Higgs, les quarks, les fermions du MS et leurs superpartenaires associés.

1.3.3.2 les superchamps vectoriels

Il faut maintenant construire des superchamps permettant de décrire les bosons de jauges de spin 1 (*e.g.* ceux du Modèle Standard). A cette fin, on introduit les superchamps vectoriels qui ont la propriété d'être auto-adjoints ($V = V^+$).

En choisissant la jauge de Wess-Zumino [36], un superchamp vectoriel peut s'exprimer sous la forme :

$$V_{WZ} = -\theta\sigma^\mu\overline{\theta}v_\mu(x) + i\theta\theta\overline{\theta\lambda}(x) - i\overline{\theta\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\overline{\theta\theta}D(x) \tag{1.43}$$

où v_μ est un champ vectoriel, λ est un spineur de Majorana et D est un champ scalaire réel.

Le superchamp V_{WZ} fournit donc un candidat potentiel pour un boson de spin 1 et un superpartenaire fermionique de spin 1/2. De nouveau, une analyse dimensionnelle révèle que le champ D se comporte comme un champ auxiliaire et n'a pas de sens physique.
Par analogie avec les théories de jauges, il est possible de construire un tenseur de force du superchamp vectoriel. Dans la jauge de Wess-Zumino, le tenseur de force W est de la forme :

$$W = -i\lambda(y) + \theta D(y) + i(\sigma^{\mu\nu}\theta)F_{\mu\nu}(y) + \theta\theta(\sigma^\mu\partial_\mu\overline{\lambda}(y)) \tag{1.44}$$

où, dans le cas abélien $F_{\mu\nu}(y) = \partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu$ est le champ de force associé au champ vectoriel v_μ.

Les superchamps vectoriels permettent de décrire les bosons de jauges du MS et les jauginos associés.

1.3.4 Construction d'un Lagrangien SUSY

Avant d'introduire l'invariance par rapport à une(des) jauge(s) locale(s), un Lagrangien général invariant sous une transformation supersymétrique peut s'écrire sous la forme[12] :

$$\mathcal{L} = \Phi_i^+ \Phi_i|_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} + [(\lambda_i \Phi_i + \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} g_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k)|_{\theta\theta} + h.c.]. \tag{1.45}$$

où les termes $|_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}$ et $|_{\theta\theta}$ indiquent que l'on a effectué un développement par rapport aux variables de Grassmann sur le contenu des champs chiraux Φ_i (la composante $\theta\theta$ d'un polynôme en Φ est un invariant supersymétrique).
En considérant la densité d'espace-temps Lagrangienne, l'équation précédente se réécrit :

$$\mathcal{L} = \int d\theta^2 d\bar{\theta}^2 \Phi_i^+ \Phi_i + \int d\theta^2 \mathcal{W}(\Phi_i) \tag{1.46}$$

où le premier terme est un terme cinétique, et la fonction $\mathcal{W}(\Phi_i)$ est appelée superpotentiel.
En intégrant sur les variables de Grassmann, et en intégrant sur les champs auxiliaires F_i à partir de leur équation de mouvement $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_i} = 0$, l'expression 1.46 devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= i\partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i + \phi_i^* \partial_\mu \partial^\mu \phi_i - \frac{1}{2} m_{ij} \psi_i \psi_j - \frac{1}{2} m_{ij}^* \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j \\ &\quad - y_{ijk} \psi_i \psi_j \phi_k - y_{ijk}^* \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j \phi_k^* - V_{scal}(\phi_i, \phi_j) \end{aligned} \tag{1.47}$$

D'un point de vue phénoménologique et dans le but de se rapprocher du Modèle Standard, il est intéressant de s'arrêter sur les termes présents dans cette équation. Les deux premiers termes représentent des termes cinétiques pour des fermions ψ_i et leurs bosons superpartenaires associés ϕ_i de spin nul (et réciproquement). Ensuite, on reconnaît des termes de masse pour les fermions. Puis viennent les termes de couplage de Yukawa entre les fermions ψ_i et les bosons ϕ_i.
Le dernier terme est le potentiel scalaire $V_{scal}(\phi_i, \phi_j)$. Contrairement au MS où le potentiel scalaire est arbitraire et peut être défini par des principes d'invariance de jauge, dans les théories supersymétriques il est totalement défini par le superpotentiel et vaut $V_{scal} = F_k^* F_k$, avec $F_k = \frac{\partial \mathcal{W}}{\partial \phi_k}$. Il décrit les masses des scalaires et les interactions entre scalaires.

Maintenant, on veut s'intéresser à la construction d'une théorie de jauge supersymétrique. Dans le cas d'une extension au Modèle Standard, on veut donc que le Lagrangien 1.47 soit invariant sous des transformations de jauge du groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les bosons de jauges correspondants seront décrits par un superchamp vectoriel.

Sous une transformation de jauge, un champ chiral devient :

$$\Phi \to e^{i\Lambda} \Phi, \quad \text{avec} \quad \Lambda = \Lambda_a T^a \tag{1.48}$$

où les T^a sont les a générateurs du groupe de jauge, et les Λ_a sont des constantes. Si l'on veut imposer l'invariance de jauge par rapport au groupe du MS, il faut considérer que les transformations sont locales. Les Λ_a dépendent des coordonnées d'espace-temps, et il faut imposer qu'ils soient des superchamps chiraux. Par conséquent :

$$\Phi_i^+ \Phi_i \to \Phi_i^+ e^{-i\Lambda^+} e^{i\Lambda} \Phi_i \tag{1.49}$$

n'est plus invariant sous la transformation de jauge. Comme pour le modèle Standard, Un moyen de restaurer l'invariance de jauge est d'introduire des (super)champs vectoriels qui sous l'effet de la transformation de jauge vont compenser les termes invariants. Dans le cas de $SU(3)_c \otimes$

[12] pour des raisons de renormalisabilité, on se limite aux termes d'ordre trois en superchamps.

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, il faut douze superchamps vectoriels : V_1 pour le champ de $U(1)$, V_2^k pour les champs $SU(2)$ ($k = 1, 2, 3$), et V_3^n pour les champs du groupe $SU(3)$ ($n = 1, .., 8$).

Ces champs se transforment de la manière suivante :

$$e^V \to e^{i\Lambda^+} e^V e^{-i\Lambda}, \quad \text{avec} \quad V = V_\alpha T^\alpha, \alpha = 1, .., 12 \tag{1.50}$$

Dans le Lagrangien, il vient :

$$\int d\theta^2 d\overline{\theta}^2 \Phi_i^+ \Phi_i \to \int d\theta^2 d\overline{\theta}^2 \Phi_i^+ e^V \Phi_i \tag{1.51}$$

En se plaçant dans la jauge de Wess-Zumino, la transformation 1.51 correspond à un terme de la forme :

$$|D_\mu \phi|^2 - i\overline{\psi}\sigma_\mu D^\mu \psi + g\phi^* D\phi + ig\sqrt{2}\left(\phi^* \lambda\psi - \overline{\lambda\psi}\phi\right) + |F|^2. \tag{1.52}$$

où $D_\mu = \partial\mu + igA_\mu^a T_a$ est la dérivée covariante et les A_μ^a sont les champs de jauge.

Il est intéressant de noter que ce terme du Lagrangien ne décrit pas seulement les interactions des champs de matière avec les champs de jauge, mais il contient aussi les interactions de Yukawa entre les fermions (et Higgsinos) ψ, les sfermions (et boson de Higgs) ϕ et les jauginos λ.

Enfin, les termes cinétiques pour les superchamps de jauges sont définis à partir du tenseur de force du superchamp V :

$$\mathcal{L}_{jauge-cin} = \frac{1}{2} D_a D^a - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - i\lambda\sigma^\mu D_\mu \overline{\lambda} \tag{1.53}$$

En plus des termes cinétiques pour les champs de jauges, ce Lagrangien contient le terme cinétique pour les jauginos λ ainsi que les couplages des jauginos aux champs de jauges[13].
Le potentiel scalaire contient maintenant un terme supplémentaire :

$$V_{scal}(\phi, \phi^*) = \frac{1}{2} D_a D^a + F_i^* F_i = V_D + V_F \tag{1.54}$$

où les deux termes qui apparaissent dans le potentiel sont appelés “terme D” et “terme F”.

1.3.5 Brisure de la SUSY

Par construction de l'algèbre supersymétrique, les masses des particules d'un supermultiplet sont dégénérées [14]. Ce qui veut dire que les superparticules ont la même masse que leur partenaire du Modèle Standard. Le fait qu'aucune particule supersymétrique n'ait été découverte, implique que la supersymétrie soit brisée à une échelle d'énergie supérieure à celle accessible dans les collisionneurs.

La brisure de la supersymétrie peut être explicite ou spontanée, mais quel que soit le mécanisme, il est important de conserver la propriété d'annulation des divergences quadratiques qui résolvent le problème de “fine-tuning”. Cette condition est préservée dans le cas d'une brisure spontanée de la supersymétrie si $m_{\,boson} - m_{\,fermion} \lesssim \mathcal{O}$(TeV).

L'algèbre supersymétrique entraîne la particularité suivante : l'énergie est toujours positive,

$$E = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1,2} < 0|\{Q_\alpha, \overline{Q}_{\dot{\alpha}}\}|0 > = \frac{1}{4} \sum_\alpha |Q_\alpha|0 > |^2 \geq 0 \tag{1.55}$$

[13] Il faut faire attention aux conventions employées ici : dans 1.52 et 1.53, le terme D (et D_a) est le champ auxiliaire introduit dans la définition d'un superchamp vectoriel, alors que D_μ est la dérivée covariante.

[14] L'opérateur masse $M = P^\mu P_\mu$ est un opérateur de Casimir. Il commute donc avec les générateurs de l'algèbre, donnant ainsi la même masse pour une particule et sa superparticule associée.

Donc, $E =< 0|H|0 >\neq 0$ si et seulement si $Q_\alpha|0 >\neq 0$.
Ce qui revient à dire que la supersymétrie est brisée spontanément si et seulement si le minimum du potentiel est positif, c'est-à-dire si l'énergie du vide est positive. Ceci conduit par ailleurs à engendrer une contribution très importante à la constante cosmologique que l'on ne sait pas expliquer.

La brisure de la supersymétrie est réalisée par l'introduction de (super)champs dont les composantes auxiliaires F et/ou D acquièrent des vev non nulles. Les types de mécanisme de brisure spontanée de la supersymétrie sont d'ailleurs classés en mécanisme avec "terme D" (ex : Fayet Illiopoulos [37]) et mécanisme avec "terme F" (ex : O'Raifeartaigh [38]). Cependant, aucun de ces mécanismes ne marche explicitement pour la généralisation supersymétrique du Modèle Standard sans mener à briser l'invariance de jauge $SU(3)$ ou $U(1)$ [39].

Dans la plupart des modèles phénoménologiques, la brisure de la supersymétrie est réalisée dans un secteur caché. La brisure de symétrie se manifeste par l'apparition de termes appelés "termes de brisure douce" dans le Lagrangien supersymétrique. Ils peuvent être de la forme :
- termes de masse de scalaires ou de jauginos : $-m^2_{\phi_i}|\phi_i|^2$, $-m_\lambda(\overline{\lambda}\lambda)$
- interactions bilinéaires ou trilinéaires entre scalaires : $-B_{ij}\phi_i\phi_j + h.c.$, $-A_{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k + h.c.$

1.3.6 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) est l'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard. Le terme minimal reflète le souhait de minimiser le nombre de superchamps et d'interactions possibles.

1.3.6.1 Le contenu en superchamps

Les fermions du MS n'appartiennent pas aux mêmes représentations de groupe que les bosons de jauge. Il faut donc les placer dans des supermultiplets différents.

Chaque génération du MS et ses superpartenaires associés sont décrits par 5 superchamps chiraux (i est l'indice de génération, $i = 1,..,3$) :
- $\mathbf{Q_i}$ contient deux doublets gauches, un pour les quarks et un pour les squarks (ex : $((u_L, d_L)$ et $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L))$).
- $\mathbf{U_i}$ et $\mathbf{D_i}$ contiennent deux singlets droits pour les quarks et les squarks (ex : $u_R, \tilde{u}_R$ et $d_R, \tilde{d}_R$).
- $\mathbf{L_i}$ contient deux doublets gauches, un pour les leptons et un pour les sleptons (ex : (e_L, ν_{eL}) et $(\tilde{e}_L, \tilde{\nu}_{eL})$).
- $\mathbf{E_i}$ contient deux singlets droits pour le lepton et son slepton associé (ex : e_R et $\tilde{e}_R$).

Afin de décrire le secteur de jauge, il faut aussi introduire des superchamps vectoriels :
- 8 superchamps $\mathbf{G^a_\mu}$ contenant les champs de jauge de $SU(3)_c, G^a_\mu$ et leurs partenaires associés, les gluinos $\tilde{G}^a_\mu$ (a = 1,..,8).
- 3 superchamps $\mathbf{W^k_\mu}$ contenant les champs de jauge W^k_μ de $SU(2)_L$ et leurs partenaires, les winos $\tilde{W}^k_\mu$ (k = 1,..,3).
- 1 superchamp $\mathbf{B}_\mu$ contenant le champ de jauge B_μ du groupe $U(1)_Y$ et son partenaire, le bino $\tilde{B}_\mu$.

Le secteur de Higgs nécessite l'introduction de deux doublets de Higgs, $\mathbf{H_1}$ et $\mathbf{H_2}$, au lieu d'un seul dans le MS (ceci est discuté un peu plus loin).
Le contenu en superchamps est résumé dans le tableau 1.2.

Superchamps	Champs bosoniques	Champs fermioniques
secteur de matière		
$\mathbf{L_i}$ $\mathbf{E_i}$	sleptons $\begin{cases} \tilde{L}_i = (\tilde{\nu}, \tilde{e})_L \\ \tilde{E}_i = \tilde{e}_R \end{cases}$	leptons $\begin{cases} L_i = (\nu, e)_L \\ E_i = e_R \end{cases}$
$\mathbf{Q_i}$ $\mathbf{U_i}$ $\mathbf{D_i}$	squarks $\begin{cases} \tilde{Q}_i = (\tilde{u}, \tilde{d})_L \\ \tilde{U}_i = \tilde{u}_R \\ \tilde{D}_i = \tilde{d}_R \end{cases}$	quarks $\begin{cases} Q_i = (u, d)_L \\ U_i = u_R \\ D_i = d_R \end{cases}$
secteur de jauge		
$\mathbf{G^a}$ (a = 1,...,8)	gluon g^a	gluino $\tilde{g}^a$
$\mathbf{W^k}$ (k = 1,2,3)	faible W^k $(W^{\pm}, Z)$	wino, zino $\tilde{w}^k$ $(\tilde{W}^{\pm}, \tilde{z})$
$\mathbf{B}$	Hypercharge B (γ)	bino $\tilde{B}(\tilde{\gamma})$
secteur de Higgs		
$\mathbf{H_1}$ $\mathbf{H_2}$	Higgs $\begin{cases} H_1 \ (H_1^0, H_1^-) \\ H_2 \ (H_2^+, H_2^0) \end{cases}$	higgsinos $\begin{cases} \tilde{H}_1 \ (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-) \\ \tilde{H}_2 \ (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0) \end{cases}$

TAB. 1.2 – *Contenu en superchamp du MSSM*

1.3.6.2 Le Lagrangien et les interactions

Le Lagrangien du MSSM peut se diviser en deux parties : les termes supersymétrisés du MS et les termes responsables de la brisure de la supersymétrie :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{brisure} \tag{1.56}$$

La première partie contient les termes liés à l'invariance de jauge, ainsi que les termes d'interactions de Yukawa entre les champs de Higgs et les superchamps chiraux de matière :

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{Yukawa} \tag{1.57}$$

Le terme de jauge et le terme de Yukawa sont de la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{jauge} &= \sum_{SU(3),SU(2),U(1)} \frac{1}{4}\left(\int d^2\theta \; TrW^{\alpha}W_{\alpha} + \int d^2\bar{\theta} \; Tr\bar{W}^{\dot{\alpha}}\bar{W}_{\dot{\alpha}}\right) \\ &+ \sum_{Matière} \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \; \Phi_i^{\dagger} e^{g_3\hat{V}_3 + g_2\hat{V}_2 + g_1\hat{V}_1} \Phi_i, \end{aligned} \tag{1.58}$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \int d^2\theta \; (\mathcal{W}_R + \mathcal{W}_{NR}) + h.c. \tag{1.59}$$

Les indices R et NR dans le superpotentiel font référence à la R-parité.

Le terme $\mathcal{W}_R$ est R-symétrique :

$$W_R = \epsilon_{ij}(y^U_{ab}Q^j_a U^c_b H^i_2 + y^D_{ab}Q^j_a D^c_b H^i_1 + y^L_{ab}L^j_a E^c_b H^i_1 + \mu H^i_1 H^j_2) \tag{1.60}$$

où i,j = 1,2,3 sont les indices $SU(2)$ et a,b = 1,2,3 sont les indices de génération, les indices de couleur sont supprimés par commodité d'écriture.
Cette partie du Lagrangien ressemble aux termes du Lagrangien du MS à la différence que ce sont des superchamps à la place des champs ordinaires. De plus il y a un terme de mélange entre les deux superchamps de Higgs.

Le terme $\mathcal{W}_{NR}$ n'est pas R-symétrique :

$$W_{NR} = \epsilon_{ij}(\lambda^L_{abd}L^i_a L^j_b E^c_d + \lambda^{L\prime}_{abd}L^i_a Q^j_b D^c_d + \mu'_a L^i_a H^j_2) + \lambda^B_{abd}U^c_a D^c_b D^c_d. \tag{1.61}$$

Ces termes sont complètement absents du MS. En effet ils impliquent l'existence de vertex à trois leptons ou à trois quarks, qui violent la conservation du nombre leptonique et du nombre baryonique. C'est la raison de l'introduction de la R-symétrie. Plus exactement, cette symétrie est réduite au groupe discret Z_2, appelé R-parité. Le nombre quantique associé à la R-parité est de la forme :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \tag{1.62}$$

où B est le nombre baryonique, L est le nombre leptonique, et S le spin. Pour les particules ordinaires $R = +1$ et pour les superparticules $R = -1$. La R-parité est violée par les termes du superpotentiel $\mathcal{W}_{NR}$. Il faut garder à l'esprit qu'aucun principe physique n'impose cette conservation et que des limites sur la valeur des couplages trilinéaires sont étudiées dans le cadre de modèles incluant la violation de R-parité. Ces couplages entraînent la désintégration du proton et les courants neutres avec changement de saveur (FCNC) qui sont très sévèrement contraints par les observations expérimentales.

Dans le MSSM, l'hypothèse de R-parité conservée est imposée. Ceci implique deux conséquences :

- les superparticules sont créées par paires. Il n'y a aucun vertex avec une seule superparticule.
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable.

Une description complète des règles de Feynman pour les interactions entre les superparticules et les quarks, leptons et bosons de jauge du Modèle Standard est présentée dans [40, 41].

1.3.6.3 La brisure de supersymétrie dans le MSSM

Le scénario le plus courant suppose que la brisure de la supersymétrie est effectuée dans un secteur caché[15]. Les deux secteurs interagissent par l'intermédiaire de champs, dits "messagers", qui génèrent la brisure du secteur caché vers le secteur visible. Parmi les scénarios envisagés, soulignons les quatre cas où la brisure de la supersymétrie est effectuée soit par l'intermédiaire de bosons de jauges, ou de la gravitation (incluant les modèles de médiations par des jauginos ou par des anomalies). Ces mécanismes ne seront pas abordés ici. Bien qu'ils soient différents, ces mécanismes génèrent le même type de Lagrangien contenant des termes de brisure "douce". Dans le cas du MSSM, un tel Lagrangien peut s'écrire

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Breaking} &= \frac{1}{2}M_1\tilde{B}\tilde{B} + \frac{1}{2}M_1\tilde{W}\tilde{W} + \frac{1}{2}M_3\tilde{g}\tilde{g} + m^2_{H_1}|H_1|^2 + m^2_{H_2}|H_2|^2 \\
&\quad M^2_{\tilde{Q}}|\tilde{Q}|^2 + M^2_{\tilde{U}}|\tilde{U}|^2 + M^2_{\tilde{D}}|\tilde{D}|^2 + M^2_{\tilde{L}}|\tilde{L}|^2 + M^2_{\tilde{E}}|\tilde{E}|^2 \\
&\quad + \Big(A[y^U_{ab}\tilde{Q}_a\tilde{U}^c_b H_2 + y^D_{ab}\tilde{Q}_a\tilde{D}^c_b H_1 + y^L_{ab}\tilde{L}_a\tilde{E}^c_b H_1] + B[\mu H_1 H_2] + h.c.\Big)
\end{aligned} \tag{1.63}$$

M_1, M_2, et M_3 sont les masses des jauginos, m_{H_1}, m_{H_2} et $B\mu$ sont des termes de masses pour les champs de Higgs. Puis les termes $M_{\tilde{Q}}$, $M_{\tilde{U}}$, $M_{\tilde{D}}$, $M_{\tilde{L}}$, et $M_{\tilde{E}}$ sont les termes de masse des squarks.

Comme dans le MS, les termes de masse des quarks, des leptons et des bosons de jauge sont obtenus lors de la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

1.3.6.4 Le secteur de Higgs

Il faut introduire deux doublets scalaires de Higgs ((H_1^0, H_1^-),(H_2^+, H_2^0)) dans le MSSM pour réaliser la brisure de symétrie électrofaible. Un deuxième doublet de Higgs est nécessaire pour pouvoir faire apparaître à la fois les termes de masse des quarks de type "up" et les quarks de type

[15] par opposition au secteur visible contenant les champs habituels.

"down" dans le superpotentiel.
Il est donc nécessaire d'introduire deux superchamps chiraux contenant chacun un doublet de Higgsinos et un doublet de champ scalaire de Higgs.

Le potentiel de Higgs reçoit 3 types de contributions provenant du superpotentiel et des termes de brisure douce : des "termes F" contribuent aux masses des bosons de Higgs, des "termes D" contribuent dans les interactions entre superchamps de Higgs et les termes de brisure douce se traduisent par des termes supplémentaires de masse et de mélange.
Le potentiel à l'arbre est de la forme :

$$\begin{aligned} V(H_1, H_2) &= m_1^2|H_1|^2 + m_2^2|H_2|^2 - m_3^2(H_1H_2 + h.c.) \\ &+ \frac{g^2 + g^{'2}}{8}(|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{g^2}{2}|H_1^+ H_2|^2 \end{aligned} \tag{1.64}$$

où $m_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2, m_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2$, g et g' sont les constantes de couplage $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, et $m_3^2 = -B\mu$.
La minimisation du potentiel conduit au système d'équations couplées suivant :

$$\frac{1}{2}\frac{\delta V}{\delta H_1} = m_1^2 v_1 - m_3^2 v_2 + \frac{g^2 + g'^2}{4}(v_1^2 - v_2^2)v_1 = 0, \tag{1.65}$$

$$\frac{1}{2}\frac{\delta V}{\delta H_2} = m_2^2 v_2 - m_3^2 v_1 + \frac{g^2 + g'^2}{4}(v_1^2 - v_2^2)v_2 = 0, \tag{1.66}$$

où $< H_1 >\equiv v_1, < H_2 >\equiv v_2, v^2 = v_1^2 + v_2^2$, et $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$.
Après la brisure de symétrie, 3 des degrés de libertés des 2 champs complexes de Higgs sont absorbés par les modes longitudinaux des bosons de jauges $W^\pm$ et Z^0, les 5 autres degrés de liberté sont interprétés comme 5 bosons de Higgs :

- deux bosons neutres H^0 et h^0
- un boson neutre pseudo-scalaire A^0
- deux bosons chargés $H^\pm$

avec les termes de masse associés :

$$\begin{gathered} m_{H,h}^2 = \tfrac{1}{2}(m_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}) \\ m_{A^0}^2 = m_1^2 + m_2^2 \\ m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + M_W^2 \end{gathered} \tag{1.67}$$

La référence [42] contient une introduction à la phénoménologie du mécanisme de Higgs dans le MS et dans le MSSM, ainsi que les limites obtenues auprès de différentes expériences.

1.3.6.5 Spectre des masses

Les deux principales sources de termes de masses supersymétriques dans le Lagrangien sont les termes D et les termes de brisure douce.

Les neutralinos et les charginos

La matrice de masse des jauginos et des higgsinos est non diagonale, ce qui entraîne un mélange entre les états propres de jauges. Higgsinos, winos et binos se mélangent pour former quatre états propres de masse neutres, appelés neutralinos χ_i^0, et deux états propres de masse chargés, appelés charginos $\chi_i^\pm$.

Dans le secteur neutre, les termes de masse des neutralinos sont calculés dans la base d'états propres de jauges $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$, et sont de la forme :

$$M^{(0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos\beta \sin_W & M_Z \sin\beta \sin_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos\beta \cos_W & -M_Z \sin\beta \cos_W \\ -M_Z \cos\beta \sin_W & M_Z \cos\beta \cos_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin\beta \sin_W & -M_Z \sin\beta \cos_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{1.68}$$

où $\sin_W = \sin\theta_W$ est l'angle de mélange faible du Modèle Standard. Les états propres de masse des neutralinos χ_i^0 (i=1,2,3,4) sont obtenus par diagonalisation de la matrice 1.68. Le neutralino le plus léger, χ_1^0, est souvent la particule supersymétrique la plus légère, appelée LSP (*Lightest Supersymetric Particle*).

Dans le secteur chargé, la matrice de masse des charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$ s'écrit dans la base d'états de jauges $(\tilde{W}^+, \tilde{H}_2^+, \tilde{W}^-, \tilde{H}_1^-)$:

$$M^{(\pm)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_W \sin\beta \\ \sqrt{2} M_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix}. \tag{1.69}$$

et conduit à des termes de masse de la forme :

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left[M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + 4M_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2 \mu \sin 2\beta)}\right] \tag{1.70}$$

les sleptons et les squarks

La troisième génération de particules du MS présente des couplages de Yukawa important, ce qui entraîne un mélange entre les états propres électrofaibles (gauche-droite).

Les matrices de mélange pour le stop $\tilde{t}$, le sbottom $\tilde{b}$ et le stau $\tilde{\tau}$ sont respectivement de la forme :

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{tL}^2 & m_t(A_t - \mu \cot\beta) \\ m_t(A_t - \mu \cot\beta) & \tilde{m}_{tR}^2 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{bL}^2 & m_b(A_b - \mu \tan\beta) \\ m_b(A_b - \mu \tan\beta) & \tilde{m}_{bR}^2 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_{\tau L}^2 & m_\tau(A_\tau - \mu \tan\beta) \\ m_\tau(A_\tau - \mu \tan\beta) & \tilde{m}_{\tau R}^2 \end{pmatrix}$$

avec

$$\begin{aligned} \tilde{m}_{tL}^2 &= \tilde{m}_Q^2 + m_t^2 + \frac{1}{6}(4M_W^2 - M_Z^2)\cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{tR}^2 &= \tilde{m}_U^2 + m_t^2 - \frac{2}{3}(M_W^2 - M_Z^2)\cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{bL}^2 &= \tilde{m}_Q^2 + m_b^2 - \frac{1}{6}(2M_W^2 + M_Z^2)\cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{bR}^2 &= \tilde{m}_D^2 + m_b^2 + \frac{1}{3}(M_W^2 - M_Z^2)\cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{\tau L}^2 &= \tilde{m}_L^2 + m_\tau^2 - \frac{1}{2}(2M_W^2 - M_Z^2)\cos 2\beta, \\ \tilde{m}_{\tau R}^2 &= \tilde{m}_E^2 + m_\tau^2 + (M_W^2 - M_Z^2)\cos 2\beta \end{aligned}$$

Les états propres de masse sont obtenus en diagonalisant ces matrices. Les termes $\tilde{m_Q}, \tilde{m}_U, \tilde{m_D}$, $\tilde{m_L}$ et $\tilde{m_E}$ proviennent de la brisure douce, ils sont calculés à l'aide des équations du groupe de renormalisation en partant de l'échelle de GUT jusqu'à l'échelle considérée. Ensuite viennent les termes usuels des fermions du MS, et enfin les derniers termes qui sont issus du superpotentiel.

Les termes non diagonaux des matrices de masse des squarks étant proportionnels à la masse du quark correspondant, les squarks stop et sbottom seront souvent les squarks les plus légers. En revanche les couplages de Yukawa des deux autres générations du MS sont faibles, donc le mélange entre les deux états de chiralité gauche-droite est négligeable. Les masses des superparticules des deux premières générations sont calculées dans [43], [44].

le gluino
Le gluino ne se mélange avec aucune autre particule du MSSM. Les seul terme de masse provient du terme $-\frac{1}{2}M_3\tilde{g}\tilde{g}$ dans le Lagrangien de brisure douce.

Dans le MSSM, il y a 32 masses distinctes correspondant aux particules non découvertes. L'ensemble du spectre des masses des particules du MSSM est étudié en détail dans [45],[46].

1.3.7 Le modèle mSUGRA/CMSSM

Plus de cent paramètres sont nécessaires pour décrire le MSSM et expliciter la brisure de la supersymétrie. Il faut également y ajouter les 19 paramètres du MS. Ce nombre élevé de paramètres libres n'est pas satisfaisant du point de vue théorique.

En contraignant les paramètres du MSSM, il est possible de réduire ce nombre de paramètres. C'est le cas du modèle appelé mSUGRA/CMSSM[16].

Le secteur visible correspond au lagrangien du MSSM. Il faut ensuite ajouter des champs appartenant à un secteur caché qui se couplent aux champs de matière usuels et à leurs superpartenaires par l'intermédiaire de la gravité. Ceci implique l'existence d'un superchamp vectoriel contenant le graviton (spin = 2), hypothétique boson vecteur de l'interaction gravitationnelle, et son partenaire supersymétrique, le gravitino (spin = 3/2).

La supersymétrie est brisée dans un secteur caché de la théorie, et la brisure est communiquée au secteur visible à travers la gravitation. En adoptant l'hypothèse d'universalité : à l'échelle de grande unification $M_{GUT} \sim 10^{16} GeV$, les particules de spin 0 ont toutes la même masse m_0, les particules de spin 1/2 ont toutes la même masse $m_{1/2}$, et les termes de couplages sont proportionnels entre eux.

L'utilisation des équations du groupe de renormalisation permet ensuite de faire évoluer les termes de brisure douce de masse des jauginos et des scalaires, et les couplages de Yukawa depuis l'échelle de GUT jusqu'à l'échelle d'énergie choisie (*i.e.* la brisure électrofaible $M_{électrofaible}$). Le spectre des superparticules et leurs couplages résultant à l'échelle électrofaible peut être ainsi déduit à partir de cinq paramètres :

$$m_0, m_{1/2}, A_0, \tan\beta, \text{sign}(\mu) \tag{1.74}$$

où A_0 est le couplage trilinéaire unifié, $\tan\beta$ et sign(μ) sont les paramètres reliés au secteur de Higgs.

La référence [47] présente une revue générale des résultats obtenus pour le modèle mSUGRA, auprès des quatre expériences du LEP (CERN) et du Tevatron. L'accent est ensuite mis sur les perspectives et les limites attendues pour la nouvelle campagne de prise de données du Tevatron, le Run II, qui a démarré en avril 2001.

Une revue générale des résultats des recherches de particules supersymétriques et des perspectives attendues auprès des collisionneurs est donnée dans [48].

[16]CMSSM : Modèle Standard Supersymétrique Minimal Contraint.

1.4 Etude de la production de squarks $bottom\ \widetilde{b}$

L'analyse présentée dans ce manuscrit est consacrée à l'étude de la production de squarks $bottom\ \widetilde{b}$, se désintégrant dans le canal $\widetilde{b} \rightarrow\ b + \widetilde{\chi}_1^0$, où le neutralino $\widetilde{\chi}_1^0$ est la LSP. Cette dernière hypothèse place cette étude dans le cadre des modèles supersymétriques avec conservation de la R-parité.

1.4.1 Motivations et rappels sur les masses des squarks

Dans les modèles supersymétriques, chaque état propre électrofaible q_L (q_R) des quarks du Modèle Standard acquiert un partenaire supersymétrique, appelé squark $\widetilde{q_L}$ ($\widetilde{q_R}$). Les états propres électrofaibles $\widetilde{q}_L$ et $\widetilde{q}_R$ sont combinés pour former deux états propres de masse, $\widetilde{q}_1$ et $\widetilde{q}_2$ suivant,

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \widetilde{q}_1 & = & \widetilde{q_L}\ \cos\theta_m + \widetilde{q_R}\ \sin\theta_m \\ \widetilde{q}_2 & = & -\widetilde{q_L}\ \sin\theta_m + \widetilde{q_R}\ \cos\theta_m \end{array} \right.$$

où θ_m est l'angle de mélange entre deux états propres électrofaibles. L'état propre de masse $\widetilde{q}_1$ est plus léger que $\widetilde{q}_2$.

Comme il a été souligné dans le paragraphe 1.3.6.5, les squarks des deux premières générations ont un mélange quasiment nul, et les masses des deux états propres $\widetilde{q}_1$ et $\widetilde{q}_2$ sont dégénérées pour la plupart des modèles supersymétriques. Par contre, le fait que les couplages de Yukawa soient beaucoup plus élevés [17] entraîne que les états propres électrofaibles des squarks de la troisième génération ont en général un mélange important. Ceci conduit à un écart significatif entre les deux états propres de masse $\widetilde{q}_1$ et $\widetilde{q}_2$. De plus, dans les modèles avec unification des forces fondamentales, tel que mSUGRA/CMSSM, les constantes de Yukawa interviennent également dans les équations du groupe de renormalisation qui permettent de calculer la masse des particules supersymétriques à une échelle d'énergie donnée en partant de l'échelle où les masses sont unifiées. Par conséquent, même en cas de mélange nul, les masses des squarks $\widetilde{b}$ et $\widetilde{t}$ sont généralement plus légères que celles des autres squarks. La plupart du temps, le squark $\widetilde{t}$ est plus léger que le squark $\widetilde{b}$. De plus, dans certaines régions de l'espace des paramètres SUSY, en particulier pour des grandes valeurs du paramètre $\tan\beta$ [18], l'état propre de masse $\widetilde{b_1}$ peut être plus léger que le quark top, par exemple.

1.4.2 Recherche dans les collisions $p\bar{p}$

Dans les collisions $p\bar{p}$ du Tevatron, les paires de squarks sont produites à travers les processus QCD d'annihilation quark/antiquark $q\bar{q}$, et par fusion de gluon gg. Ces processus sont représentés au premier ordre sur la figure 1.3. Contrairement à l'étude plus générale de la production de paires de squarks et de gluinos [49], dans l'étude présentée ici, le nombre de diagrammes de production est limité par le fait que les gluinos sont considérés comme étant beaucoup plus lourds que les squarks $\widetilde{b}$. Par conséquent, ils n'interviennent pas dans les diagrammes de production de paires de squarks $\widetilde{b}$.

Les paires de squarks $\widetilde{b}$ étant produites par des processus QCD, leur section efficace de production est indépendante de l'angle de mélange θ_m. La section efficace de production des paires de squarks $\widetilde{b}$ dépend uniquement de la masse des squarks, quel que soit leur canal de désintégration.

L'étude de la production de paires de squarks $\widetilde{b}$ a été effectuée auprès du Tevatron lors du Run I dans les expériences CDF et DØ. Les deux analyses reposent sur les mêmes hypotèses théoriques. La signature de la présence des paires de squarks $\widetilde{b}$ dépend des canaux de désintégrations des $\widetilde{b}$ autorisés.

[17] Les couplages de Yukawa sont proportionnels à la masse du quark correspondant.

[18] Les termes non diagonaux de la matrice des masses pour le squark $\widetilde{b}$ sont de la forme $m_b(A_b - \mu\ tan\beta)$.

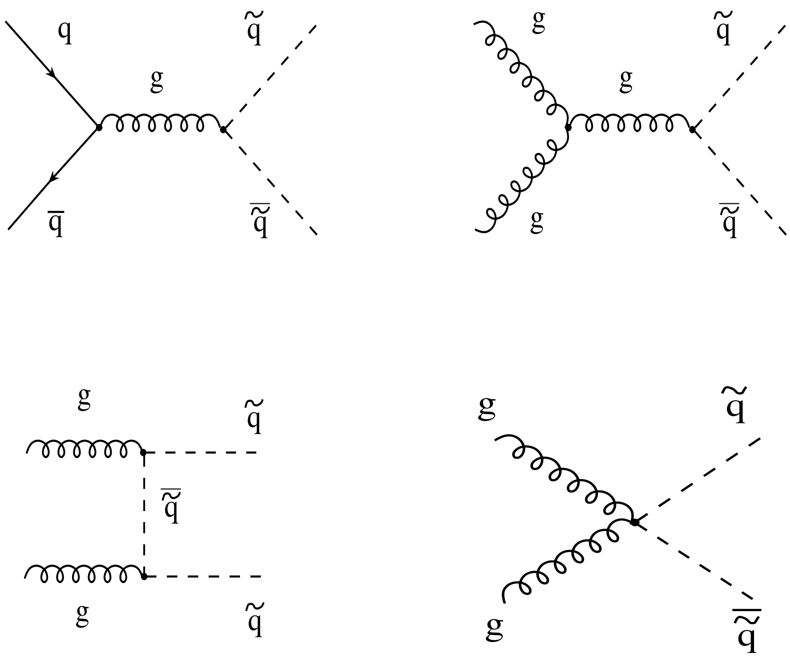


FIG. 1.3 – *Exemples de diagrammes, au premier ordre (LO), de production de paires de squarks dans les collisions proton-antiproton auprès du Tevatron. La production de squarks associée avec des gluinos n'est pas autorisée dans le cadre des études présentées ici.*

Dans ces deux analyses, les gluinos sont considérés plus lourds que les squarks $\widetilde{b}$, ce qui entraîne que la désintégration $\widetilde{b}_1 \rightarrow b\widetilde{g}$ est cinématiquement interdite. Les autres canaux de désintégration autorisés sont $\widetilde{b}_1 \rightarrow b\,\widetilde{\chi}^0_i$ (avec $i = 1, 2, 3, 4$), et $\widetilde{b}_1 \rightarrow t\,\widetilde{\chi}^+_i$ ($i = 1, 2$). Les désintégrations avec un quark *top* et un chargino dans l'état final ne sont pas permises à l'énergie au centre de masse disponible auprès du Tevatron. Les canaux de désintégrations accessibles sont donc restreints aux états finaux avec un quark $bottom$ et un neutralino. On fait ici l'hypothèse supplémentaire que le $\widetilde{\chi}^0_2$ est contraint par la relation $m_{\widetilde{\chi}^0_2} > m_{\widetilde{b}_1} - m_b$, par conséquent, le taux de branchement de la désintégration $\widetilde{b}_1 \rightarrow b\,\widetilde{\chi}^0_1$ est de l'ordre de 100 %.

L'ensemble de ces hypothèses conduit à un état final constitué de 2 quarks b, et de deux particules stables non détectées.

1.4.2.1 Résultats auprès du détecteur DØ

L'étude de la production de paires de squarks $\widetilde{b}$ avec le détecteur DØ pendant la première campagne de prise de données, a été publiée dans [50].

Quatre échantillons de données ont été utilisés pour cette analyse :

- Les événements du premier échantillon, présentent un état final constitué de jets et d'une quantité importante d'énergie transverse manquante ($\not{E}_T$). L'énergie transverse emportée par les deux neutralinos n'étant pas mesurée dans le détecteur, ceci engendre une quantité de $\not{E}_T$ plus ou moins importante en fonction de la masse du squark $\widetilde{b}$ et du neutralino $\widetilde{\chi}^0_1$. Les événements doivent satisfaire une coupure minimum sur la valeur de $\not{E}_T$ au niveau du système de déclenchement ($\not{E}_T > 35$ GeV), et après reconstruction ($\not{E}_T > 40$ GeV). Une

	échantillons		
	"jets + $\not{E}_T$"	"jet b"	combinaison
candidats observés	3	2	5
bruits de fond	$3.5 \pm\ 1.2$	$2.5 \pm\ 0.6$	$6.0 \pm\ 1.3$

TAB. 1.3 – *Comparaison du nombre de candidats observés, et du nombre d'événements de bruits de fond attendus pour les différents échantillons. La dernière colonne présente les résultats obtenus en combinant les échantillons.*

coupure imposant au maximum un seul vertex primaire reconstruit permet de réduire les ambiguïtés sur la mesure de $\not{E}_T$. La topologie des jets requise est constituée d'au moins deux jets d'énergie transverse $E_T^{\text{jet}} > 30$ GeV. Des coupures de séparation angulaire azimutale sont appliquées entre les deux jets, et entre les jets et la direction de $\not{E}_T$. Enfin, les événements avec des électrons ou des muons isolés de $p_T > 10$ GeV dans l'état final sont rejetés. Les coupures appliquées sont résumées dans le tableau 1.4.
Cet échantillon d'événements a été également utilisé pour l'étude de la production de paires de squarks $\widetilde{t}$, où les squarks se désintègrent dans le canal $\widetilde{t} \to\ c\ \widetilde{\chi}_1^0$ qui présente un état final très similaire à celui des paires de $\widetilde{b}$. Les coupures de sélection sont les mêmes que celles appliquées ici, et sont présentés plus en détail dans [51].

- Les trois autres échantillons requièrent la présence d'au moins un jet étiqueté comme étant un "jet b". Le détecteur DØ n'était pas équipé d'un détecteur de vertex durant le Run I. Les jets issus de quarks b étaient étiquetés par l'association d'un muon reconstruit dans un cône $\Delta\ R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ autour d'un des jets [19]. Les critères de sélection du système de déclenchement requièrent respectivement 2 muons de basse impulsion transverse ($p_T > 3.0$ GeV/c), 1 seul muon de bas p_T et un jet d'énergie transverse $E_T > 10$ GeV, et, 1 muon de grande impulsion transverse ($p_T > 15$ GeV/c) et un jet avec $E_T > 15$ GeV. Après reconstruction, les muons doivent sastisfaire des coupures cinématiques, et il est imposé qu'il y ait au moins 1 jet étiqueté b pour garder un événement. Les coupures appliquées sont résumées dans le tableau 1.5.
Ces trois échantillons ont également été utilisés pour l'étude de la production de leptoquark LQ, se désintégrant dans le canal $LQ \to\ \nu_\tau + b$ [53].

Les quatre échantillons correspondent respectivement à une luminosité intégrée de 7.1 pb^{-1}, 60.1 pb^{-1}, 19.5 pb^{-1}, et 92.4 pb^{-1}. Une discussion sur les bruits de fond considérés pour les deux canaux est présentée dans [51], [53]. Dans l'échantillon "jets +$\not{E}_T$" il reste 3 candidats à l'issue des coupures, pour $3.5 \pm\ 1.2$ événements de bruits de fond attendus (dont $3.0 \pm\ 0.9$ événements W + jets, et $0.5 \pm\ 0.3$ événements Z + jets). Pour les trois autres échantillons, après application de toutes les coupures, il reste 2 événements, à comparer avec $2.5 \pm\ 0.6$ événements attendus pour les différents bruits de fond (environ $1.4 \pm\ 0.5$ événements $t\bar{t}$, $1.0 \pm\ 0.4$ événements W + jets, et $0.1 \pm\ 0.1$ événements Z + jets). Ces résultats sont résumés dans le tableau 1.3.

En combinant les résultats des 4 échantillons, il y a 5 candidats pour 6.0 ± 1.3 événements bruits de fond attendus. L'absence d'excès d'événements dans les données à l'issue de toutes les coupures est interprété en terme de limites à 95 % de C.L. sur la section efficace de production des paires de squarks $\widetilde{b}$, en fonction des masses $m_{\widetilde{b}}$, et $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$. Les erreurs prises en compte sont discutées dans [50]. En parallèle, la section efficace théorique de production de paires de squarks $\widetilde{b}$ est calculée avec le programme PROSPINO [54], qui tient compte des corrections NLO (qui

[19]Le quark b se désintègre en cascade $b \to\ cW \to\ c\mu\nu_\mu$ dans ~ 11 % des cas, et le quark c peut lui aussi se désintégrer suivant $c \to\ uW \to\ u\mu\nu_\mu$ pour donner un muon dans l'état final [52]. Ces désintégrations vont permettre d'étiqueter les jets issus de quark b grâce à la présence d'un ou plusieurs muons associés.

Echantillon "jets + $\not\!\!E_T$"	
système de déclenchement :	• $\not\!\!E_T > 35$ GeV
après reconstruction :	• deux jets avec $E_T^{\text{jet}} > 30$ GeV
	• $\not\!\!E_T > 40$ GeV
	• $\pi/2 \leq \Delta\phi(\text{jet}_1, \text{jet}_2) \leq 2.88$
	• $0.17 \leq \Delta\phi(\text{jet}_1, \not\!\!E_T) \leq 2.18$
	• $0.17 \leq \Delta\phi(\text{jet}_i, \not\!\!E_T) \quad (i = 2, 3, 4)$
	• veto sur les leptons avec $E_T > 10$ GeV

TAB. 1.4 – *Résumé des coupures appliquées à l'échantillon constitué d'événements présentant un état final "jets + $\not\!\!E_T$".*

Echantillons "jets b"	
système de déclenchement :	1) deux μ^- de bas p_T ($p_T > 3.0$ GeV/c)
	2) un μ^- de bas p_T et un jet avec $E_T > 10$ GeV
	3) un μ^- de $p_T > 15.0$ GeV/c et un jet avec $E_T > 15$ GeV
après reconstruction :	• $\not\!\!E_T > 35$ GeV
	• $\Delta\phi(\text{jet}_i, \not\!\!E_T) > 0.7 \quad (i = 2, 3, 4)$
	• muons centraux $\lvert\eta\rvert < 1.0$ et $p_T^{\mu} > 3.5$ GeV/c
	• association jets/muons dans un cône $\Delta R < 0.5$
	• tous les jets $E_T > 10$ GeV/c
	1) chaque muon est associé avec un jet
	2) et 3) un jet étiqueté b + un jet additionnel avec $E_T > 25$ GeV/c

TAB. 1.5 – *Résumé des coupures appliquées aux trois échantillons d'événements avec au moins un jet étiqueté b. Les points 1), 2) et 3) se réfèrent aux coupures spécifiques à chacun des échantillons, alors que les autres coupures sont communes aux trois échantillons.*

peuvent atteindre environ 50 %). Les limites sur la section efficace de production peuvent être transposées dans le plan ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Pour chaque masse $m_{\tilde{b}}$, la valeur de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour laquelle la limite sur la section efficace à 95 % de degré de confiance (C.L.) est du même ordre que la section efficace théorique, détermine les régions exclues de l'espace des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Le contour d'exclusion obtenu pour cette analyse est présenté sur la figure 1.4, où sont également montrés les résultats obtenus par les expériences CDF et ALEPH. Les résultats d'ALEPH sont donnés en fonction de deux valeurs de l'angle de mélange, puisque auprès du LEP, la production de paires de squarks $\tilde{b}$ est effectuée à travers les couplages $\gamma^*/Z \to$ squarks, qui sont dépendants de l'angle de mélange.

1.4.2.2 Résultats auprès du détecteur CDF

L'étude de la production de paires de squarks $\tilde{b}$ dans l'expérience CDF a été effectuée à partir d'un échantillon de données enregistré durant la période 1994-1995, et correspondant à 88.0 ± 3.6 pb $^{-1}$. Le détecteur de CDF était déjà équipé d'un détecteur de vertex pour le Run I. Ainsi, l'étiquetage des jets issus de quarks b, n'est plus limité au cas où les b se désintègre en muons.

La sélection au niveau du système de déclenchement requiert $\not\!\!E_T$ = 35 GeV. Après reconstruction, les événements doivent être constitués de 2 ou 3 jets "durs", définis avec $E_T > 15 GeV$, et $\lvert\eta\rvert < 2.0$, et aucun jet "mou" (*soft*), définis par $7 \leq E_T \leq 15 GeV$ et $\lvert\eta\rvert \leq 3.6$. Des coupures de séparation angulaire sont appliquées entre les deux jets principaux et entre les jets et la direction de $\not\!\!E_T$. Ces coupures permettent de réduire efficacement les événements provenant de la

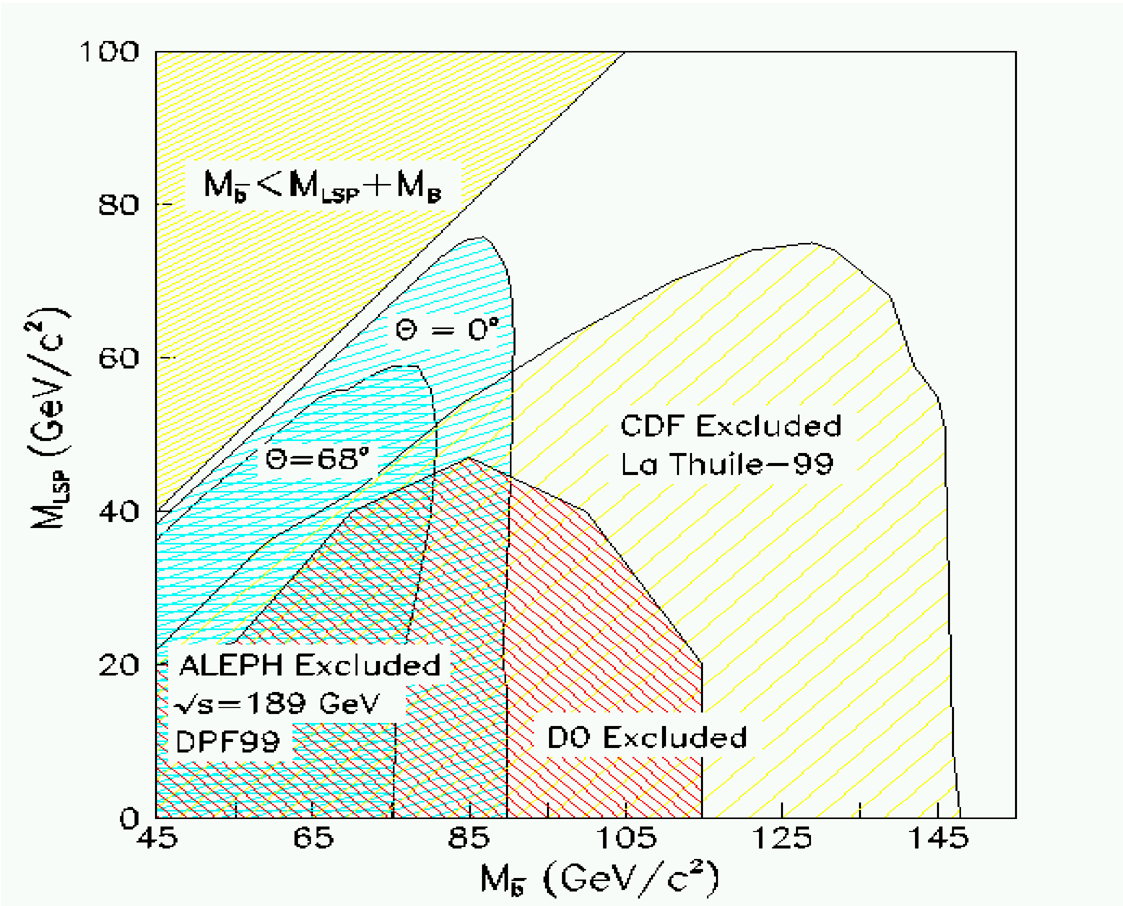


FIG. 1.4 – *Contour d'exclusion à 95 % de C.L. dans le plan ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$). Les résultats obtenus dans l'éxpérience DØ (Run I), sont comparés aux résultats de l'analyse similaire effectuée par CDF. Les résultats de l'expérience ALEPH auprès du LEP sont également présentés sur cette figure, pour deux angles de mélanges considérés (La section efficace de production de paires de squarks $\widetilde{b}$ dépend de l'angle de mélange dans les collisions e^+e^-).*

Coupures de sélection	
système de déclenchement :	• $\not\!\!E_T > 35$ GeV
après reconstruction :	• deux ou trois jets "durs" avec $E_T^{\text{jet}} > 15$ GeV, et $\lvert\eta\rvert < 2.0$
	• aucun jets "mous" ($7 \leq E_T \leq 15 GeV$ et $\lvert\eta\rvert \leq 3.6$)
	• $0.78 \leq \Delta\phi(\text{jet}_1, \text{jet}_2) \leq 2.88$
	• $0.78 \leq \Delta\phi(\text{jet}_1, \not\!\!E_T) \leq 2.88$
	• $0.78 \leq \Delta\phi(\text{jet}_i, \not\!\!E_T)$ (i = tous les jets)
	• veto sur les leptons avec $E_T > 10$ GeV
	• au moins un jet étiqueté comme un jet b

TAB. 1.6 – *Résumé des coupures appliquées dans l'analyse effectuée dans l'expérience CDF.*

désintégration de paires $t\bar{t}$, et les processus QCD qui génèrent une multiplicité élevée de jets. Les coupures d'acoplanarité entre les jets et la direction de$\not\!\!E_T$, sont plus particulièrement destinées à la réduction du bruit de fond instrumental où la mauvaise mesure d'un jet conduit à un alignement de $\not\!\!E_T$ soit dans la direction parallèle au jet, soit dans la direction antiparallèle au jet. Un veto sur les leptons reconstruits au dessus de $E_T(p_T) > 10$ GeV est également requis. L'étiquetage des jets b est effectué à partir de la reconstruction du paramètre d'impact des traces chargées dans le détecteur de vertex. La probabilité pour qu'une trace provienne du vertex primaire, est utilisée pour construire une probabilité pour qu'un jet soit originaire du vertex primaire ou pas. La coupure appliquée sur la valeur de cette probabilité permet de rejeter 99 % des bruits de fond, avec une acceptance de 45 % pour le signal. Les coupures sont résumées dans le tableau 1.6.

A l'issue de toutes le coupures, il reste 5 événements dans l'échantillon de données considérées. L'estimation des différents bruits de fond, discutée dans [55], prévoit environ 5.8 ± 1.8 événements. Comme pour l'étude dans l'expérience DØ, l'absence d'excès d'événements est interprété en termes de limites d'exclusion dans le plan ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Ces limites sont présentées sur la figure 1.4.

1.4.2.3 Etudes préliminaires pour le Run II

Le groupe de travail SUGRA a effectué plusieurs études Monte Carlo dans le but d'estimer les possibilités d'observation de la supersymétrie dans le nouvel environnement du Tevatron pour le Run II [47].

L'étude de la production de paires de squarks $\tilde{b}$, se désintégrant dans le canal $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}_1^0$, devrait en particulièr bénéficier de l'apport du détecteur de vertex dans l'expérience DØ, comme moyen très efficace d'étiqueter les jets provenant de quarks b.

Les événements utilisés pour cette étude sont générés avec ISAJET 7.37 [56], et reconstruits à l'aide d'un programme de simulation rapide du calorimètre (ISAPLT). La couverture angulaire et la granularité simulées sont à peu près équivalente à celles du détecteur DØ, soit respectivement $\lvert\eta\rvert < 4.0$, et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 5°$ ($\sim \Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$). Les jets sont définis à partir de dépôts d'énergie avec $E_T > 15$ GeV/c dans un cône $\Delta R = 0.7$, pour des valeurs de η dans l'intervalle $\eta < 3.5$. Les muons et les électrons sont déclarés isolés s'ils ont une impulsion transverse $p_T > 10$ GeV/c et $\eta < 2.0$. L'étiquetage des jets b à l'aide d'un détecteur de vertex est également simulé. Les jets doivent être centraux, $\eta < 1.0$, et contenir un hadron B de $p_T > 15$ GeV/c. A partir de ces critères, une efficacité d'étiquetage de 50 % est appliquée.

Les coupures d'analyse sont présentées dans le tableau 1.7, et sont séparées en deux lots de coupures. Le premier lot contient les coupures standard sur la topologie des jets, une quantité importante de $\not\!\!E_T$, la séparation angulaire entre les jets, et entre chaque jet et la direction de$\not\!\!E_T$, et le veto sur les leptons isolés. La coupure la plus importante par rapport à l'étude du Run I,

Coupures d'analyse
•au moins 2 jets avec $p_{T\ jet_1} > 30$ GeV/c, et $p_{T\ jet_2} > 20$ GeV/c
•$\not{E}_T > 50$ GeV
•$\Delta\phi(\mathrm{jet}_i, \not{E}_T) \geq 0.52$ (i = tous les jets)
•si il y a deux jets seulement : $\Delta\phi(\mathrm{jet}_1, \mathrm{jet}_2) \leq 2.62$
•au moins un jet étiqueté b
•veto sur les leptons isolés
•nombre de jets = 2 ou 3
•$\Delta\phi(\mathrm{jet}_1, \mathrm{jet}_2) \geq \pi/2$
•au moins deux jets b
•masse invariante des deux jets non étiqetés de plus grande énergie $m_{\mathrm{jet}_1,\mathrm{jet}_2} \leq 60$ GeV

TAB. 1.7 – *Coupures d'analyse appliquées pour l'estimation des possibilités d'études de la production de squarks $\widetilde{b}$ en prévision du Run II.*

est la coupure d'étiquetage des jets b. Elle devrait permettre de réduire de manière drastique les événements du bruit de fond QCD, entre autres. Enfin, les trois dernières coupures sont un peu plus fines, et nécessitent une statistique disponible suffisante. L'effet des différentes coupures est discuté plus en détail dans [47].

La figure 1.5 montre une estimation des potentialités de découverte ou d'exclusion à 5 σ pour les nouvelles conditions de collisions du Run II du Tevatron. Les résultats sont donnés pour plusieurs valeurs de luminosité intégrée. Par exemple, les courbes en pointillés-tirets, en tirets, et pleine, correspondent respectivement à des luminosités intégrées de 2 fb^{-1}, 10 fb^{-1}, et 25 fb^{-1}. Les autres courbes correspondent à des contours de section efficace constante dans le plan ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$), après avoir application du premier lot de coupures discutées dans le tableau 1.7, et pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1}.

Comme on peut le voir, les limites établies par les analyses du Run I devraient être grandement améliorées. Il devrait être possible de sonder l'espace ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$), jusqu'à des masses de $\widetilde{b}$ de l'ordre de 200 GeV dès 2 fb^{-1} de luminosité intégrée.

Des études préliminaires ont montré que ces résultats varient peu quand on utilise une simulation complète d'un des détecteurs auprès du Tevatron. La figure 1.6 montre une extrapolation des limites sur la production de paires de squarks $\widetilde{b}$ dans le cadre d'événements ayant passé la simulation complète du détecteur CDF. Les résulats sont comparables à ceux présentés sur la figure 1.5.

1.4.3 Recherche dans les collisions e^+e^-

La production de paires de squarks $\widetilde{b}$ se désintégrant suivant $\widetilde{b} \to b + \widetilde{\chi}_1^0$ a été étudiée dans les collisions e^+e^- du LEP. A la différence des collisionneurs hadroniques, ici les paires de squarks sont produites par les processus $Z/\gamma \to \widetilde{b}\bar{\widetilde{b}}$. Ceci entraîne que la section efficace de production des paires de $\widetilde{b}$ dépend du couplage aux bosons électrofaibles, et du même coup de l'angle de mélange électrofaible reliant les deux états propres de masses $\widetilde{b}_1$ et $\widetilde{b}_2$.

Cette étude a été effectuée auprès des expériences ALEPH, L3, et OPAL. Ces analyses ne seront pas discutées ici, mais les résultats respectifs sont présentés dans [57], [58], [59].

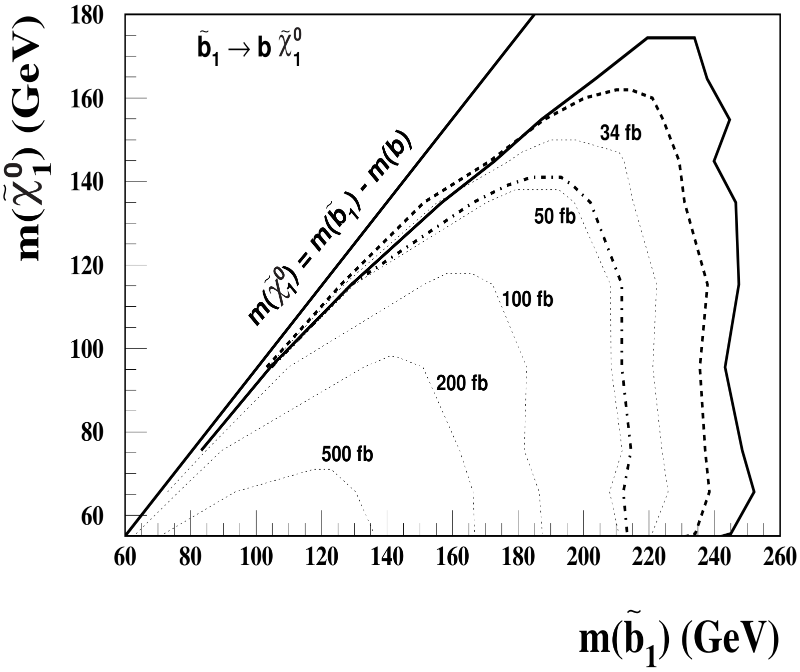


FIG. 1.5 – *Estimation des potentialités de découvertes ou d'exclusion attendues pour des luminosités intégrées de 2, 10 et 25 fb^{-1}, respectivement représentées par les courbes en tirets-pointillés, en tirets, et en ligne pleine. Les contours de région à section efficace de production constante sont également représentées pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1}.*

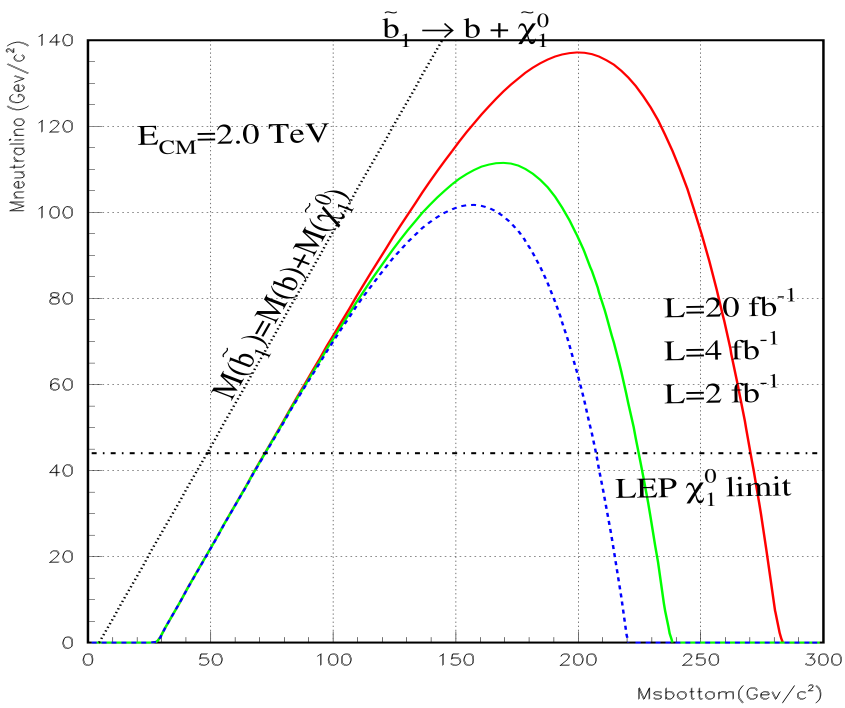


FIG. 1.6 – *Potentialités de découvertes dans le canal $\tilde{b} \to b + \tilde{\chi}^0_1$, en utilisant la simulation complète du détecteur CDF.*

Chapitre 2

L'expérience DØ auprès du Tevatron

Sommaire

L'expérience DØ se déroule au laboratoire Fermilab [1], situé dans la banlieue ouest de Chicago (Etats-Unis). Depuis sa construction à la fin des années 60, ce laboratoire est dédié principalement à la Physique des Hautes Energies. Un peu plus d'une trentaine d'expériences y sont actuellement en cours. Le laboratoire est également impliqué dans d'autres expériences nationales ou internationales [60]. Trois étapes importantes dans la validation du Modèle Standard ont eu lieu à Fermilab [2] : la découverte du quark b dans les résonances Upsilon en 1977 [62], la mise en évidence du quark top en 1995 [63, 64], et la première observation directe du neutrino ν_τ en 2000 [65].

Le laboratoire est doté d'un réseau d'accélérateurs, qui acheminent des paquets de protons et d'antiprotons jusqu'au Tevatron, un collisionneur circulaire de 1 km de rayon. Les paquets de particules y sont accélérés avant d'entrer en collisions en deux endroits du Tevatron, où sont placés les détecteurs CDF et DØ. Une partie des faisceaux de protons est également utilisée pour produire des faisceaux secondaires de muons ou de neutrinos qui sont envoyés sur des expériences de type cible fixe [66].

De 1992 à 1996, le Tevatron a fonctionné à une énergie disponible au centre de masse de 1.8 TeV, et a permis aux expériences CDF et DØ d'enregistrer des données correspondant à une luminosité intégrée d'environ 120 pb $^{-1}$. Cette période de prise de données appellée “Run I”, a conduit à la découverte du quark *top* par les expériences CDF et DØ. D'importantes modifications ont été apportées depuis au système d'accélérateurs afin d'augmenter la luminosité et l'énergie disponible lors des collisions [67], [68]. Parallèlement à cela, les détecteurs ont aussi été modifiés, d'une part pour s'adapter aux nouvelles conditions de collision, mais également pour améliorer leurs performances. La nouvelle campagne de prise de données, appelée “Run II”, a démarré en avril 2001. Elle devrait se prolonger jusqu'en 2005 afin de d'atteindre une luminosité intégrée de l'ordre de 2fb $^{-1}$. Un arrêt du Tevatron est ensuite prévu afin d'augmenter la luminosité instantanée délivrée et modifier les détecteurs en conséquence.

Ce chapitre est divisé en deux parties. La première propose une description de la création des faisceaux de protons et d'antiprotons à travers le système de pré-accélérateurs, avant de détailler les caractéristiques du Tevatron au Run II. La deuxième partie est consacrée à la description des différents sous-détecteurs, et présente le calcul de la luminosité pour l'expérience DØ.

2.1 Les collisions protons-antiprotons au Tevatron

Le réseau d'accélérateurs [69] de Fermilab, partiellement visible sur la photo aérienne de la figure 2.1 (il est également présenté en détails sur la figure 2.2), est constitué de 5 accélérateurs : un accélérateur électrostatique de 750 kV (*Cockroft-Walton*), un accélérateur linéaire (*Linac*), un synchrotron de 8 GeV (*Booster*), un synchrotron de 150 GeV (*Main Injector*), et un collisionneur proton/antiproton (le Tevatron) pouvant atteindre une énergie au centre de masse de 1.96 TeV.

Le choix de collisions protons-antiprotons par rapport aux collisions protons-protons a été motivé par des raisons budgétaires mais également par un souci de simplicité technique. En effet, il suffit d'un seul système d'aimants supraconducteurs pour faire circuler en sens inverse protons et antiprotons. Dans le cas d'un collisionneur protons-protons, il faut utiliser un système d'aimants pour chaque faisceau ou construire un seul système mais plus complexe (comme c'est le cas pour le futur collisionneur LHC au CERN [70]).

En revanche, l'utilisation des antiprotons est plus complexe que celle des protons. Elle nécessite la production et le stockage des antiprotons, ce qui se traduit par une limitation de la luminosité d'un collisionneur $p\bar{p}$ par rapport à un collisionneur pp.

[1] D'abord appellé *National Accelerator Laboratory*, puis rebaptisé *Fermilab* (FNAL) en l'honneur du physicien E. Fermi en 1974.

[2] Un résumé des découvertes effectuées à Fermilab est proposé dans [61]

FIG. 2.1 – *Vue du bâtiment principal du laboratoire Fermilab, le "Wilson Hall". A partir de celui-ci, et en descendant vers le premier plan, se trouvent le "Booster", puis l'anneau de stockage des antiprotons. L'arc de cercle sur la droite révèle l'anneau du Tevatron, enterré à une dizaine de mètres de profondeur.*

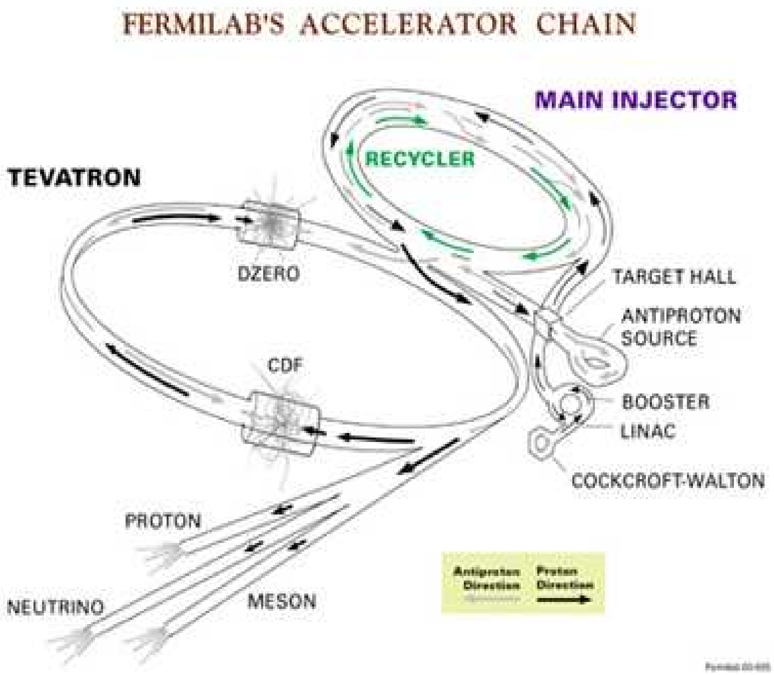
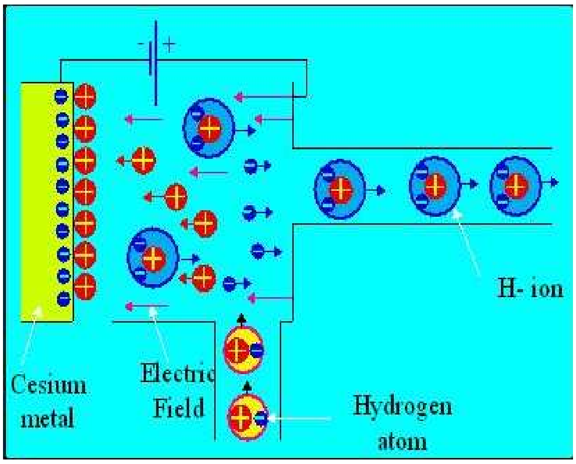


FIG. 2.2 – *Schéma du réseau d'accélérateurs de Fermilab. Les trajets des protons et des antiprotons (en sens inverse), sont indiqués : flèches noires pour les protons, flèches grises pour les antiprotons.*

a)



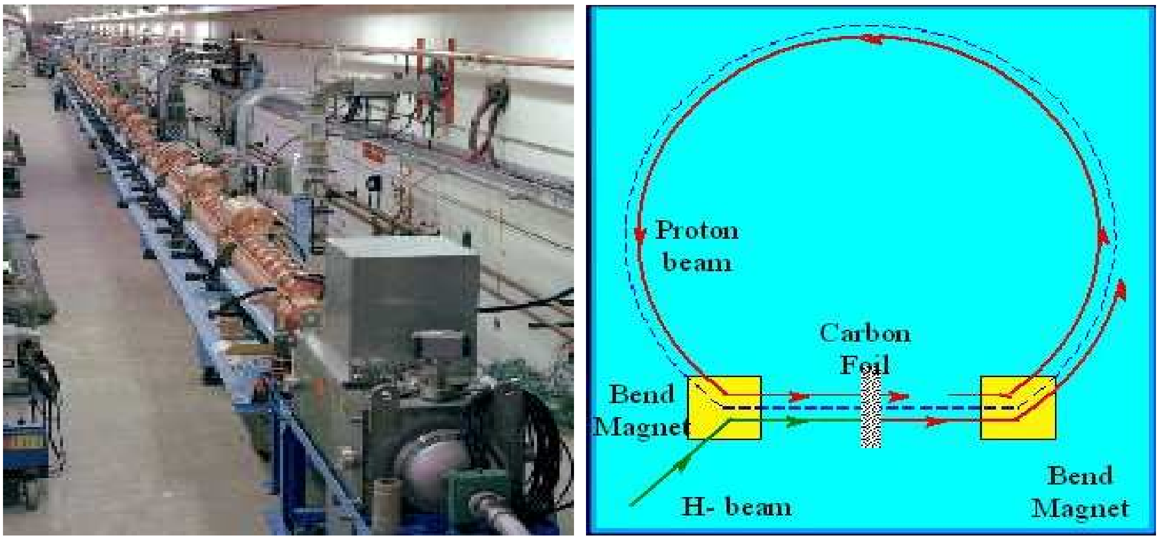
b)

FIG. 2.3 – *a) Photographie du préaccélérateur Cockroft-Walton, et b) illustration du principe de la création d'un faisceau d'ions H^- b).*

2.1.1 Création et préaccélération du faisceau de protons

La première étape avant la création et la préaccélération du faisceau de protons consiste en la production et l'accélération d'un faisceau d'ions H^-. Un champ électrostatique de 25 kV ionise des atomes d'hydrogène, séparant les protons des électrons. Les protons suivant la direction du champ électrique s'aggrègent à la surface d'une plaque en Césium (métal dont on peut aisément arracher les électrons libres). Des ions H^- sont créés lorsqu'un proton incident arrache un proton de la surface de Césium, après que celui-ci ait capturé deux électrons libres. En raison de leur charge négative, les ions H^- se déplacent dans la direction opposée à celle de la plaque métallique, et forment ainsi un faisceau qui va être accéléré dans un préaccélérateur de type Cockcroft-Walton, présenté sur la figure 2.3. Il fournit aux ions H^- une énergie cinétique de l'ordre de 750 keV à l'aide d'un champ électrostatique [71].

Les ions H^- sont ensuite injectés dans un accélérateur linéaire, le *Linac* [72]. Long de 130 m, il fonctionne avec un système de cavités radio-fréquences qui donne au faisceau d'ions une structure en paquet, espacés en temps d'environ 1.2 nanosecondes. Une première partie du *Linac* accélère les paquets jusqu'à 116 MeV, puis une partie construite pour le Run II, avec un gradient (Volts/m) plus élevé, porte l'énergie cinétique des ions à 400 MeV. Après le *Linac*, les ions H^- sont débarrassés de leurs électrons lors de leur passage à travers une feuille de carbone placée sur leur parcours (ceci est illustré sur la figure 2.4). La feuille de carbone est suffisamment fine pour ne pas perturber la trajectoire des protons ainsi produits. Ces derniers sont ensuite injectés dans un synchrotron, le *Booster* [73]. Le *Booster* est un anneau circulaire de 450 m de circonférence. Il est constitué de 17 cavités radio-fréquence (RF). La fréquence de résonance des cavités RF est de 1 GHz, afin de porter les protons de 400 MeV à une énergie de 8 GeV. Les premiers protons qui arrivent dans le *Booster* effectuent plusieurs tours du synchrotron (temps de révolution $\sim$ 2.2 ms), en attendant que le nombre de protons soit suffisant pour constituer un paquet (le temps de traversée du *Linac* est de l'ordre de $\sim$ 20 $à$ $40ms$). A la sortie du *Booster*, le nombre nominal de protons attendu est de 5 10^{12} protons/paquet.



a) b)

FIG. 2.4 – *a) Photographie de l'accélérateur linéaire Linac. b) Création du faisceau de protons : la traversée d'une fine feuille de carbone permet d'arracher lesélectrons des ions H^-, créant ainsi un faisceau de proton qui est ensuite acœléré dans un synchrotron, le Booster.*

2.1.2 L'injecteur principal

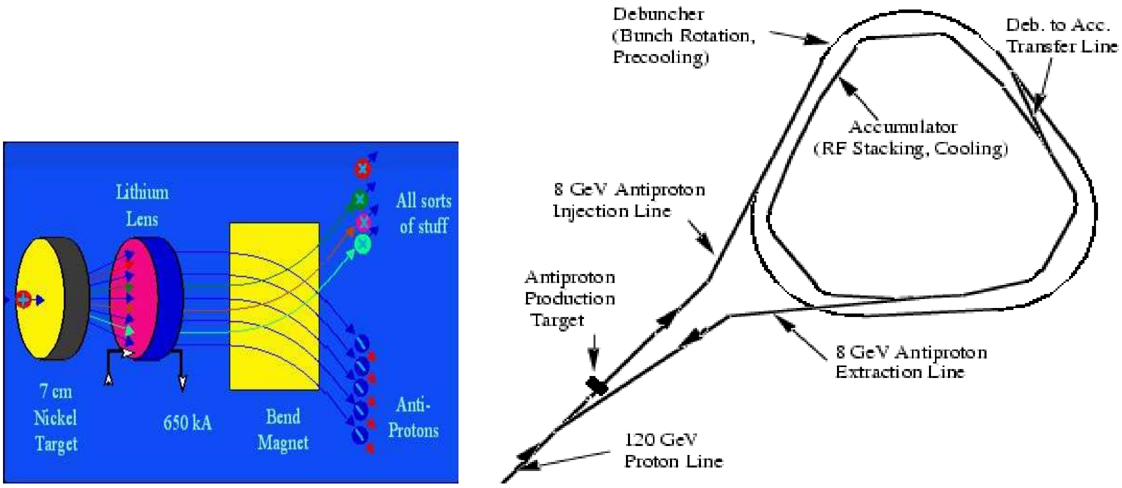
Après le *Booster*, le faisceau de protons est dirigé vers l'injecteur principal (*Main Injector*) [74]. Ce nouveau synchrotron de 1 km de diamètre terminé en 1999, remplace l'injecteur principal du "Run I" (*Main Ring*) [3]. L'injecteur principal a plusieurs fonctions [75] :

- Préparation d'un faisceau de protons de 120 GeV pour la production des antiprotons. A la sortie du *Booster*, un faisceau de 5 10^{12} protons est accéléré de 8 GeV à 120 GeV, et est ensuite dévié vers la zone de production d'antiprotons. Avec un tel flux de protons et les améliorations apportées à la source d'antiprotons, le taux de production d'antiprotons attendu est supérieur à 1.5 10^{11}/heure.
- Augmentation de l'énergie des protons de 120 jusqu'à 150 GeV. Un faisceau de 3 10^{13} protons est accéléré jusqu'à 150 GeV avant d'être injecté dans le Tevatron.
- Augmentation de l'énergie des antiprotons jusqu'à 150 GeV. les antiprotons produits sont ensuite accélérés jusqu'à une énergie de 150 GeV avant d'être envoyés à leur tour dans le Tevatron. L'injecteur principal permet également de décélérer le faisceau d'antiprotons de 150 GeV à 8 GeV avant de les injecter dans le *Recycler* (anneau de stockage de 8 GeV). Ceci permet de stocker les antiprotons qui n'ont pas été utilisé dans les collisions afin de les réinjecter plus tard dans le Tevatron.
- Injection d'une partie du faisceau de protons à 120 GeV vers les expériences sur cible fixe, telles que **NuMi** (*Neutrinos at the Main Injector*).

2.1.3 Le cycle des antiprotons

Le temps nécessaire à l'accumulation d'un nombre suffisant d'antiprotons est le principal facteur de limitation de la luminosité dans un collisionneur $p\bar{p}$. En effet, la production des antiprotons est un processus relativement inefficace : 1 ou 2 antiprotons seulement sont collectés et stockés à

[3] L'injecteur du "Run I" était situé dans le même tunnel que le Tevatron. Plus précisement, il traversait le détecteur DØ à l'interieur du calorimètre hadronique, parallèllement au tube à vide du Tevatron.



a) b)

FIG. 2.5 – *a) Les antiprotons sont produits lors des collisions du faisceau de protons issu de l'injecteur principal, avec une cible fixe en Nickel. Le schéma b) présente le cycle des antiprotons.*

partir de 10^5 protons.

La création du faisceau d'antiprotons se déroule en plusieurs étapes qui sont illustrées sur la partie droite de la figure 2.5 :

- un faisceau de protons de 120 GeV/c issu de l'injecteur principal traverse une cible en Nickel de 10 cm de diamètre et 2 cm d'épaisseur. Lors des collisions entre les protons et la cible, des jets de particules sont produits, parmi lesquels se trouvent des antiprotons. Le flot de particules est focalisé à l'aide d'une lentille collimatrice en Lithium. Ensuite, des aimants pulsés isolent les antiprotons d'énergie d'environ 8 GeV des autres particules (figure 2.5). Le faisceau de $\bar{p}$ ainsi créé possède la même structure en paquets que le faisceau de protons dont il est issu. Bien que centrée autour de 8 GeV, l'énergie des antiprotons présente une grande dispersion à cause des conditions aléatoires lors des collisions.
- Les antiprotons produits sont envoyés vers un synchrotron de forme triangulaire, le *Debuncher*, composé d'aimants et d'une cavité radio-fréquence. Sous l'effet du champ magnétique généré par les aimants, la trajectoire des antiprotons de faible impulsion ont un rayon de courbure plus petit que celui des antiprotons de grande impulsion. Les antiprotons n'atteignent pas tous la cavité RF [76] en même temps et ne sont donc pas accélérés de la même manière. Ainsi, petit à petit la dispersion en énergie se "transforme" en dispersion en temps : le faisceau perd ainsi sa structure en paquets. Le processus dure environ 100 ms. Le temps restant jusqu'à la prochaine injection d'antiprotons[4], est utilisé pour "refroidir de manière stochastique" les antiprotons : à partir de la mesure de la dispersion en énergie ou en position, un système d'aimants permet de corriger l'impulsion des particules afin d'uniformiser le faisceau en impulsion.
- Avant l'injection suivante, les antiprotons sont dirigés vers l'accumulateur. A nouveau, l'association de radio-fréquence et de refroidissement stochastique permet de maintenir l'énergie des antiprotons et de limiter la dispersion du faisceau. Ils circulent plusieurs heures durant (il faut environ 8 heures pour obtenir 1.3 10^{12} antiprotons) avant d'être en nombre suffisant pour être envoyés vers l'injecteur principal, puis vers le Tevatron.

Un système de stockage d'antiprotons supplémentaire a été construit pour le Run II, le *Recycler*

[4]L'injecteur principal envoie le faisceau d'antiprotons sur la cible en nickel toutes les 1.5 secondes.

[77]. Il est situé dans le tunnel de l'injecteur principal, et n'entrera en service qu'en 2003. C'est un anneau de stockage pour les antiprotons de 8 GeV, qui est composé d'aimants permanents. La capacité de stockage de l'accumulateur est limitée à environ 3 10^{12} antiprotons. Les antiprotons peuvent être envoyés et stockés temporairement dans le *Recycler*, afin que l'accumulateur puisse démarrer un nouveau cycle. De plus, il est aussi possible de recycler une partie des antiprotons qui n'auront pas été utilisé à la fin d'une période de collision dans le Tevatron. Le *Recycler* devrait permettre d'améliorer la luminosité du Tevatron d'un facteur deux ou trois grâce à ses capacités de recyclage des antiprotons.

2.1.4 Le Tevatron

L'injection des protons et des antiprotons dans le Tevatron, qui dure environ deux heures, est effectuée environ toutes les 14 heures. Des paquets de protons sont introduits dans le collisioneur après avoir traversé le *Booster* et l'injecteur principal. Ce processus est répété toutes les 12.5 secondes, jusqu'à ce que 36 paquets de protons soient en orbite dans l'anneau du Tevatron. Des séparateurs électrostatiques sont ensuite activés afin de passer à l'injection des antiprotons. Ils sont à leur tour accélérés jusqu'à 150 GeV/c dans l'injecteur principal, puis injectés dans le Tevatron à contre-sens du faisceau de protons, par groupes de 4 paquets. Cette opération est répétée neuf fois. Les antiprotons sont agencés suivant une structure en trois "superpaquets" espacés d'environ 2.2 μs, chaque superpaquet étant constitué de 12 paquets espacés de 396 ns, l'ensemble occupant la circonférence du Tevatron. Le faisceau de protons présente la même structure en paquets et superpaquets que le faisceau d'antiprotons. Les deux faisceaux sont ensuite accélérés jusqu'à 980 GeV/c avant d'entrer en collision aux points d'interactions où sont situés les détecteurs CDF et DØ.

	Run Ib	Run IIa	Run IIa'	Run IIb
Nbre de paquets ($p \times \bar{p}$)	6×6	36×36	140×105	140×105
protons/paquet	2.3 10^{11}	2.7 10^{11}	2.7 10^{11}	2.7 10^{11}
antiprotons/paquet	5.5 10^{10}	3.0 10^{10}	4.0 10^{10}	1.0 10^{11}
production des $\bar{p}$/hr^{-1}	6.0 10^{10}	1.0 10^{11}	2.1 10^{11}	5.2 10^{11}
Energie des faisceaux (GeV)	900	980	980	980
longueur moyenne d'un paquet (m)	0.60	0.37	0.37	0.37
Angle de croisement (μrad)	0.	0.	136	136
Espacement entre paquets (ns)	~ 3500	396	132	132
Luminosité typique (cm^{-2}.s^{-1})	1.6 10^{31}	8.5 10^{31}	2.1 10^{32}	5.2 10^{32}
Nbres d'interactions par croisement	2.5	2.4	1.9	4.8

TAB. 2.1 – *Prévision de l'évolution des principaux paramètres du Tevatron depuis le Run I [78]. Au départ, il était prévu d'augmenter le nombre de paquets et le temps de croisement entre les faisceaux pendant le Run IIa (colonne Run IIa'), mais cette opération sera finalement effectuée au Run IIb.*

Au "Run I", la luminosité nominale du Tevatron a atteint 2.5 10^{31} cm^{-2}.s^{-1}. Les différentes améliorations apportées à l'ensemble de la chaîne des accélérateurs devraient permettre d'atteindre une luminosité instantanée de l'ordre de 2 10^{32} cm^{-2}.s^{-1}. L'objectif de la première campagne de prise de données du Run II, le "Run IIa", est d'enregistrer environ 2 fb^{-1} de luminosité intégrée. La fin de cette première phase dépendra néanmoins de l'état de détérioration des détecteurs proches du faisceau, fortement exposés aux radiations. Puis, une période d'arrêt du Tevatron est prévue à la fin de 2005 pour une durée d'un peu plus de 6 mois. La reprise des collisions marquera le démarrage de la deuxième phase de prise de données, "Run IIb", qui a pour objetif de fournir environ 15 fb^{-1}. Les améliorations concernant l'ensemble de la chaîne d'accélérateurs devraient ainsi permettre d'augmenter la luminosité d'au moins un facteur deux ($5\ 10^{32}$ $cm^{-2}.s^{-1}$). Les différents projets d'amélioration des accélérateurs sont décrits en détails dans [79]. En particulier, la source d'antiprotons va bénéficier d'une augmentation de la capacité de production des antiprotons. Le *Recycler* va être équipé d'un nouveau système de refroidissement stochastique par faisceau d'électrons. Le nombre de paquets de protons et d'antiprotons devrait ainsi passer de 36×36 à 140×105. Ceci va se traduire par une diminution de l'espacement en temps entre paquets qui passera de 396 à 132ns. L'introduction d'un angle de croisement de 136 μrad entre les deux faisceaux seras alors nécessaire [80]. L'évolution des caractéristiques du Tevatron est présentée dans le tableau 2.1. Le mode de fonctionnement à 140×105 paquets de particules durant le Run IIa' reste toutefois très hypothétique.

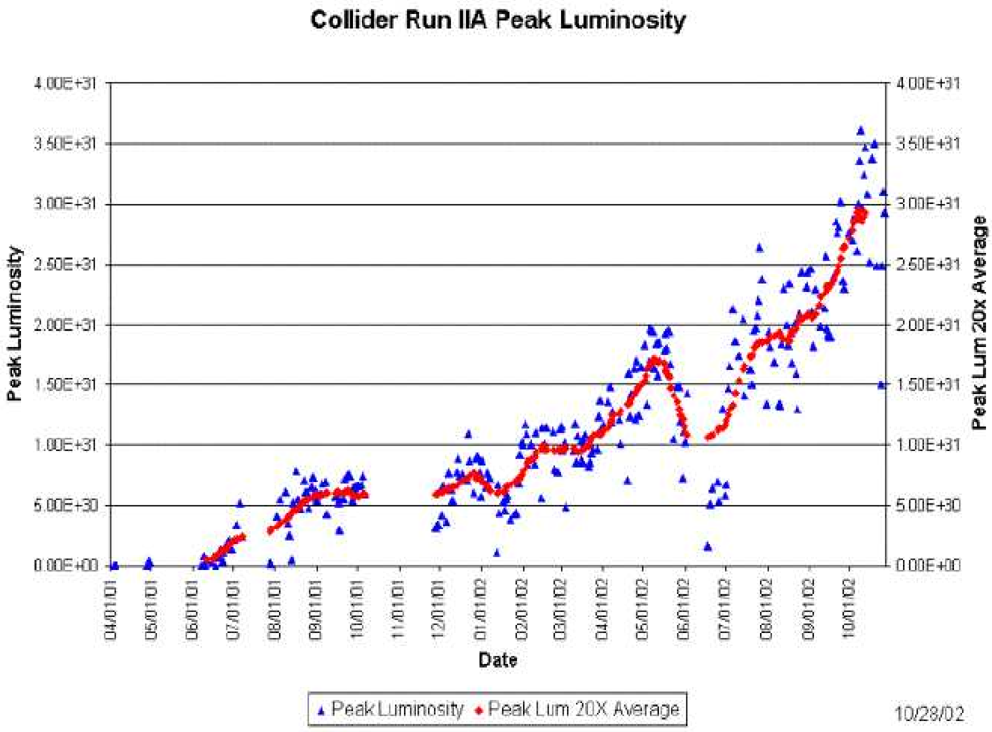


FIG. 2.6 – *Evolution de la luminosité instantanée depuis le début du Run IIa. Les triangles représentent la valeur de la luminosité maximale, et les losanges représentent la luminosité instantanée moyenne multipliée par un facteur 20 [81].*

La figure 2.6 présente l'évolution de la luminosité instantannée fournie par le Tevatron depuis le démarrage du "Run IIa", jusqu'au mois de septembre 2002. Les triangles représentent la luminosité maximale fournie, et les losanges représentent la luminosité instantannée moyenne, multipliée par un facteur 20. Les périodes sans luminosité correspondent à des périodes d'arrêt du Tevatron, afin de réparer des problèmes de fonctionnement du collisionneur, ou à la demande des expériences CDF et/ou DØ pour réparer ou finir de mettre en service un ou plusieurs sous-détecteurs.

2.2 Le détecteur DØ

L'expérience DØ est une collaboration internationale de près de 650 physiciens de 18 pays différents. Dans l'environnement de collisions hadroniques proton-antiproton du Tevatron, le détecteur DØ a été conçu de manière à permettre d'étudier un large spectre de phénomènes en physique des hautes énergies. C'est une expérience généraliste dont le programme de physique s'étend de la physique des saveurs lourdes (quarks b et t), aux mesures de précision électrofaibles, à la recherche du(des) boson(s) de Higgs, à l'étude des jets de grande impulsion transverse (QCD), et à la recherche de nouvelle physique au delà du Modèle Standard. Comme la plupart des détecteurs fonctionnant auprès des collisionneurs, il a une symétrie cylindrique et est composé de trois principaux sous-systèmes : un détecteur de trajectoires, un système calorimétrique et un spectromètre à muons.

La construction du détecteur DØ a démarré en 1984. Les premières collisions ont été enregistrées en 1992 lors du démarrage du "Run I" qui a duré jusqu'en 1996. La luminosité intégrée collectée durant cette période est d'environ 120 pb^{-1}. Un des moments forts fut la mise en évidence du quark top par les expériences CDF et DØ. Un peu plus d'une centaine d'articles ont été publiés à partir des données du "Run I". Une revue des principaux résultats est proposée dans [82]. Plusieurs améliorations ont été apportées au détecteur DØ en préparation du "Run II". En effet, l'augmentation de la luminosité délivrée par le Tevatron et la diminution du temps de croisement entre les faisceaux nécessitent un certain nombre de modifications du détecteur. D'une part, il a fallu revoir l'ensemble de la chaîne d'électronique de lecture de chaque sous-détecteur, ainsi que la structure du système de déclenchement (*trigger*). Ces nouvelles conditions de fonctionnement entraîne de plus une augmentation du niveau de radiation subie, en particulier par le détecteur de traces chargées, le plus proche du point d'interaction. D'autre part, le souhait d'améliorer les capacités de détection et de performances de physique ont conduit à compléter les points forts du détecteur tel qu'il était instrumenté durant le "Run I" [83] : une excellente couverture angulaire et une bonne mesure de l'énergie des objets dans le calorimètre, ainsi qu'une bonne identification des muons. Pour la nouvelle campagne de prise de données, l'accent a été mis sur le détecteur de traces chargées, en particulier dans le but de pouvoir étiqueter les jets provenant de quark b ("b-tagging") mais également afin d'améliorer l'identification des électrons et des muons, grâce notamment à l'ajout d'un aimant solénoïdal pour mesurer l'impulsion des particules chargées.

Le détecteur DØ du "Run II" est présenté sur la figure 2.7. En partant du centre du détecteur vers l'extérieur, on trouve successivement

- le détecteur de vertex au silicium (SMT : *Silicon Microstrip Tracker*) spécialement construit dans le but de reconstruire les vertex secondaires provenant de la désintégration de particules de courte durée de vie (quarks b et c, lepton τ). Il est associé à un détecteur composé de huit couches de fibres scintillantes (CFT : *Central Fiber Tracker*), permettant ainsi une très bonne efficacité de reconstruction des traces chargées. Ils sont tous deux entourés d'un aimant supraconducteur fournissant un champ magnétique de 2 Tesla. L'ensemble du détecteur de traces chargées est entouré par le cryostat du calorimètre.
- un système de détection de pieds de gerbes qui a été ajouté entre la couche externe de l'aimant solénoïdal et la couche interne du calorimètre. Son but est d'améliorer l'identification des électrons, dont la gerbe électromagnétique peut être déclenchée avant l'entrée dans le calorimètre, et de compenser la perte d'énergie des particules due à la traversée du solénoïde. Le détecteur de pieds de gerbes se composent d'une partie centrale (CPS : "Central PreShower"), et de deux parties placées dans les régions "avant" et "arrière" entre le système de reconstruction des traces et les parties "à l'avant" du calorimètre (FPS : "Forward PreShower").
- le calorimètre à argon liquide et à uranium, dont les très bonnes performances du "Run I" ont été conservées (seule l'électronique de lecture a été revue).
- le système d'identification des muons a également été renforcé : des scintillateurs centraux et "avant/arrière" permettent d'augmenter la couverture angulaire du système de déclenchement, et conduisent également à une meilleure identification des muons. Les chambres proportion-

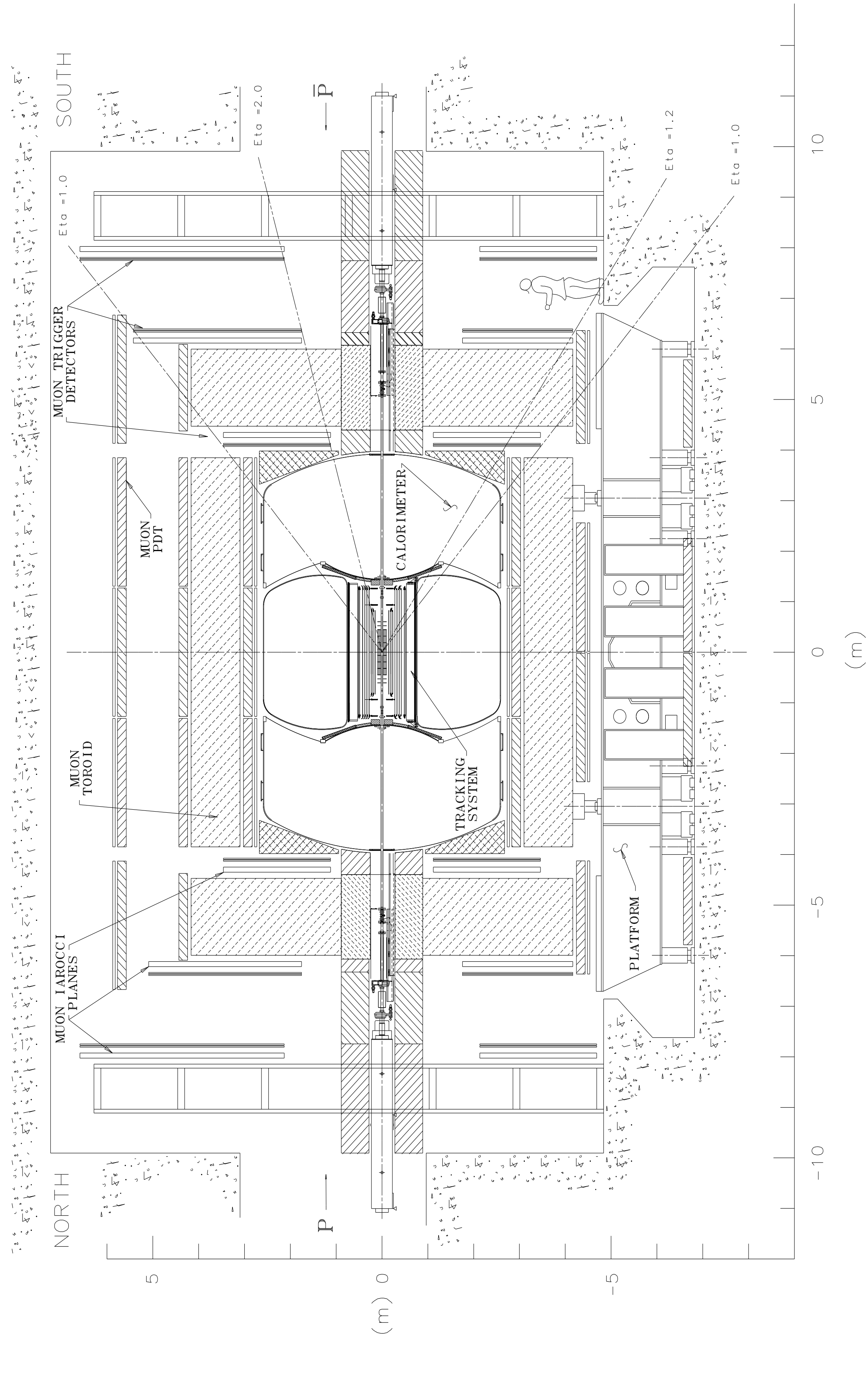


FIG. 2.7 – *Vue en coupe longitudinale du détecteur DØ au "Run II".*

nelles à dérives ont été remplacées par des mini-tubes à dérives ("mini-drift chambers") plus résistants aux radiations.

Des modifications du système de déclenchement ont été nécessaires pour l'adaptation aux conditions de temps de croisement des faisceaux et de luminosité du Run II. Elles ont également été motivées par les possibilités offertes par les différentes améliorations apportées à l'ensemble des sous-détecteurs.

Les principales caractéristiques des différents sous-détecteurs sont décrites plus en détail dans les paragraphes suivants. La description de l'architecture du nouveau système de déclenchement est présentée dans le prochain chapitre.

Le système de coordonnées

La convention pour le système de coordonnées utilisé dans DØ est représentée sur la figure 2.8. Les protons et les antiprotons circulent en sens inverse dans le tube à vide du Tevatron suivant la direction de l'axe z. Lors d'une collision $p\bar{p}$, les partons qui participent à l'interaction principale (*hard process*) ne portent qu'une fraction de l'impulsion totale du proton/antiproton. Comme il a été évoqué dans le chapitre décrivant le Modèle Standard, un proton est constitué des trois quarks uud, mais également d'une "mer" de quarks et de gluons, et tous ses constituants se partagent l'impulsion du proton. En général, les interactions $p\bar{p}$ dans le détecteur n'ont pas lieu au repos dans le référentiel du laboratoire, et comme l'angle θ n'est pas invariant sous une transformation de Lorentz le long de l'axe z, il est préférable d'utiliser la pseudo-rapidité η. C'est l'approximation ultra-relativiste ($m \ll E$) de la rapidité y qui définit un boost de Lorentz par rapport à z pour une particule.

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z} \sim -\ln tan\frac{\theta}{2} = \eta \tag{2.1}$$

De plus, deux définitions de la variable η sont introduites. En effet, la distribution de la position en z du vertex primaire (le point d'interaction principal) est une gaussienne centrée sur 0 avec une largeur caractéristique $\sigma_z = 25$ cm. Il est donc possible de calculer η de deux façons :

- $\eta_{\ dét}$: calculée par rapport au centre du détecteur $z = 0$,
- η : calculée par rapport à la position du vertex primaire.

Par abus de langage, il arrive que l'acceptance d'un sous-détecteur soit exprimée en fonction de η, mais il faudra se rappeller que cette valeur est en fait calculée comme $\eta_{dét}$.

L'impulsion transverse d'une particule est définie à partir de la projection de l'impulsion totale dans le plan transverse (x, y) ou (r, ϕ), où r est la distance d'un point à l'origine et ϕ l'angle azimutal. Il est impossible de mesurer la composante transverse de l'impulsion des particules émise à grande valeur de η (*i.e* proche de l'axe du faisceau). Cependant, les partons initiaux ont une impulsion transverse quasiment nulle, donc la somme de l'impulsion transverse des particules dans l'état final doit être également nulle. C'est un excellent moyen pour mettre en évidence les particules interagissant très faiblement avec la matière dans le détecteur, comme les neutrinos ou encore la LSP des modèles supersymétriques. En effet, l'impulsion transverse emportée par ces particules n'étant pas mesurée, la somme vectorielle de l'impulsion transverse de toutes les particules reconstruites sera non nulle, et établira la présence d'énergie transverse manquante, notée $\not{E}_T$ dans la suite.

2.2.1 Le détecteur de traces chargées

Les détecteurs de traces chargées se composent de deux sous-systèmes : un détecteur de vertex au silicium (SMT) et un détecteur de trajectoires à fibres scintillantes (CFT), entourés d'un aimant solénoïdal supraconducteur de 2T. L'apport du champ magnétique permet une meilleure

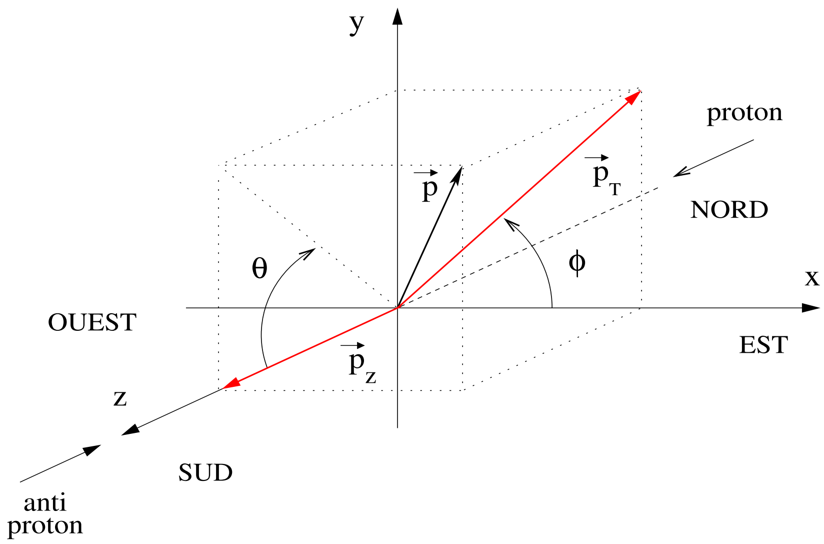


FIG. 2.8 – *Système de coordonnées utilisé dans le détecteur DØ.*

reconstruction des traces chargées, et surtout, une mesure précise de leur impulsion (par rapport au Run I). Il fournit également la possibilité de distinguer les trajectoires des particules de charge opposée, améliorant ainsi l'identification et la séparation des objets électromagnétiques. La figure 2.9 présente une vue longitudinale de la moitié du système de détection des traces chargées.

2.2.1.1 Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex (SMT) est le premier sous-détecteur qui est traversé par les particules produites lors des collisions. Il est présenté sur la figure 2.10. Sa technologie repose sur le principe des détecteurs à Silicium [84]. Des pistes faites d'implants de dopages différents ($n+$ ou $p+$) sur une base de Silicium de type n, sont espacés d'environ 50 μm sur les deux faces d'une plaquette de Silicium d'environ 300 μm d'épaisseur. Les implants sont disposés sous la forme de micro-pistes sur la plaquette de Silicium. Une particule chargée au minimum d'ionisation qui traverse le Silicium crée en moyenne une paire "électron/trou" pour 3.6 eV d'énergie déposée. Le courant généré par la collection des paires "électron/trou" sur les implants $n+$ et $p+$ dans un champ de polarisation appliqué au Silicium permet ainsi de signer le passage de la particule.

La structure du détecteur de vertex est illustrée sur la figure 2.10. Elle reflète la nécessité de permettre à la fois la reconstruction des traces à grande impulsion transverse, et des vertex dans la partie centrale ($|\eta_{\,dét}| \leq 1.5$), mais également d'avoir une bonne couverture angulaire grâce aux disques externes couvrant des pseudo-rapidités jusqu'à $|\eta_{dét}| \leq 3$. En partant du centre du détecteur en allant vers l'avant (ou l'arrière) se trouvent 3 "barillets" (*barrels*), chacun couplé à un disque F à l'avant, puis 3 disques F supplémentaires, et 2 disques H de taille plus grande, à un peu plus d'un mètre du centre du détecteur. Le SMT mesure un peu plus de 2 m de long au total.

Chaque élément du SMT est composé de modules de Silicium, rectangulaires pour les *barrels*, et de forme trapézoïdale pour les disques, comme l'illustre la partie b) de la figure 2.11.

- Les barillets mesurent 12 cm de long, ont un rayon interne de 2.7 cm et un rayon externe de 9.4 cm. Ils sont formés d'un assemblage de 4 couches de 12, 12, 22, et 24 modules à micropistes. Les modules sont disposés en 6 secteurs en ϕ et installés en quinconce sur les différentes couches afin de compléter la couverture angulaire (figure 2.11 a)). Les couches 1 et 3 sont composées de modules "double-face" avec un angle stéréo de 90 degrés pour les 4

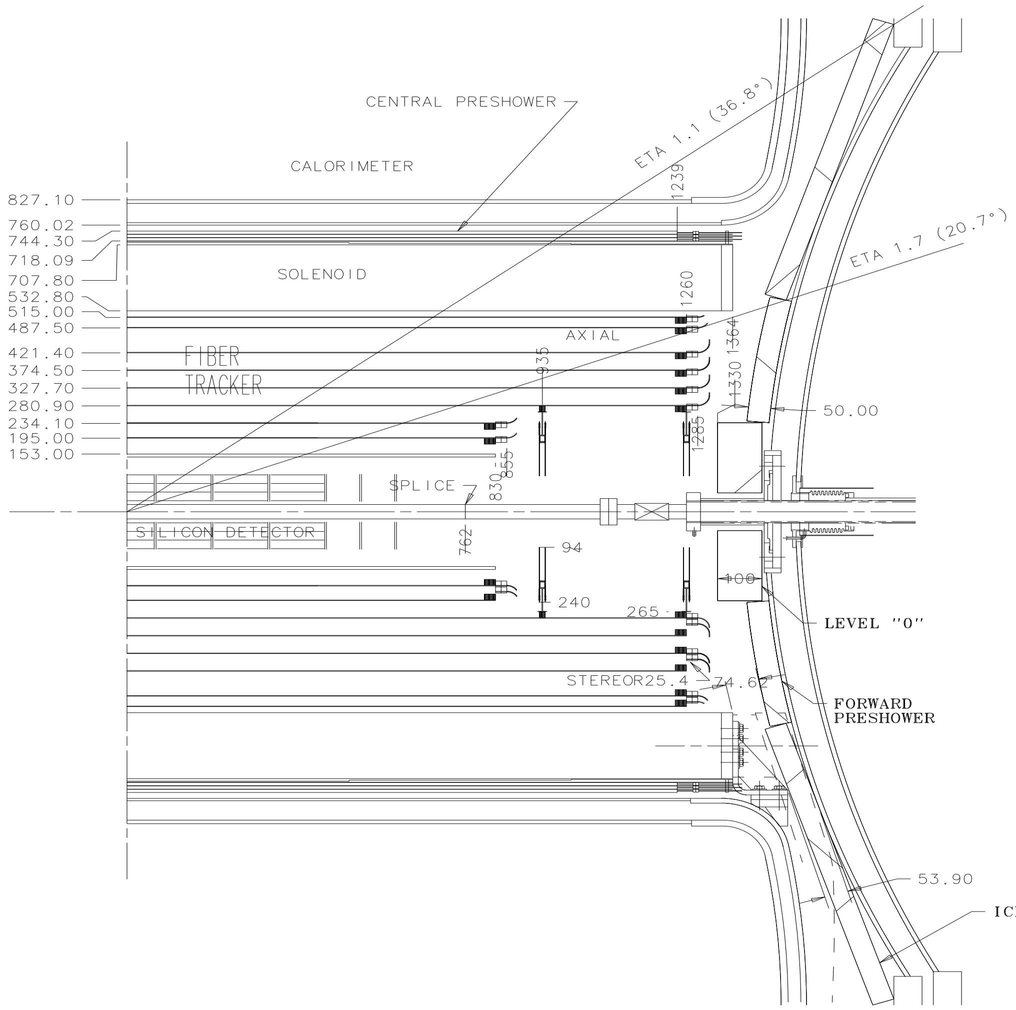


FIG. 2.9 – *Vue en coupe longitudinale de la moitié du système de détection des vertex et des traces chargées (SMT + CFT) (les dimensions annotées sont en* mm*).*

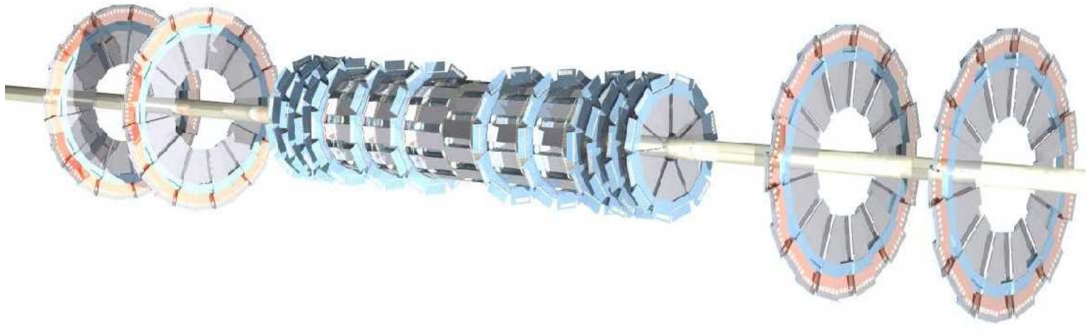
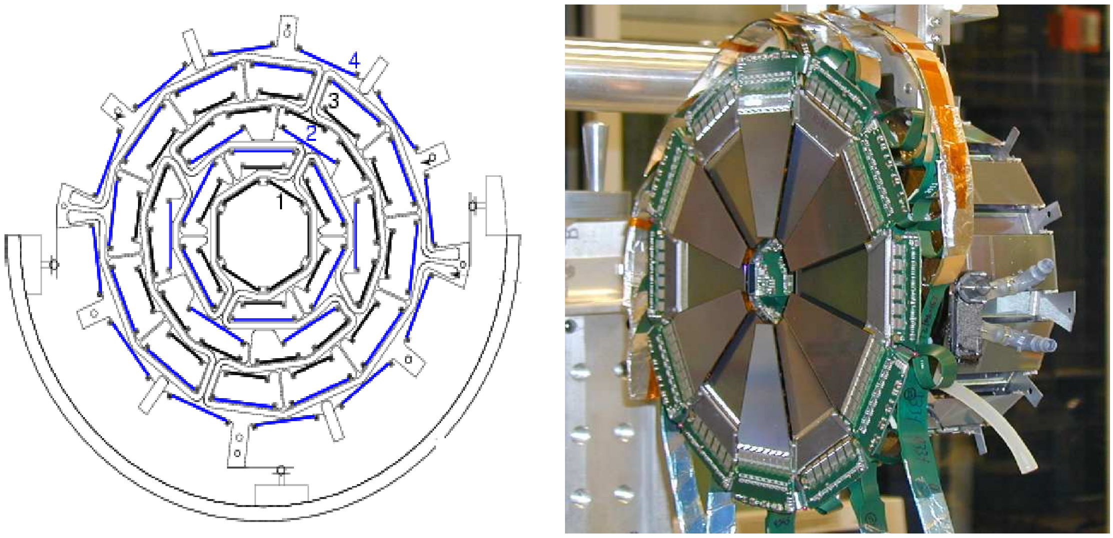


FIG. 2.10 – *Structure du détecteur de vertex au Silicium (SMT). Il est composé de 6 modules "barillets" (barrel), de 12 disques* F*, et de 4 disques* H *plus vers "l'avant".*



a) b)

FIG. 2.11 – *Disposition des modules de Silicium sur les barillets a), et sur les disques b). La figure a) présente un dessin de la structure en quatres couches du support des barillets. La figure b) montre une photographie d'un disque F, rattaché à un partenaire barillet.*

barillets internes, et de modules "simple-face" pour les 2 barillets externes. Les couches 2 et 4 sont constituées de modules "double-face" 2 degrés stéréo.

- Les disques F sont composés de 12 modules "double-face". Ils démarrent à 6.4 mm du centre du détecteur, et le dernier disque est placé à 54.8 cm à l'avant. Ils ont un rayon interne de 2.6 cm, et un rayon externe de 10.5 cm.
- Les disques H sont composés de 24 modules "simple-face". Ils sont situés à 110 et 120 cm de chaque côté de $z = 0$. Leur rayon interne est de 9.5 cm, et leur rayon externe atteint 26 cm.

Chaque module est constitué d'une plaquette de Silicium, et d'une pièce d'électronique de lecture collée à l'une des deux extrémités de la plaquette. Les modules "double-face", ont un système de lecture sur chaque face de la plaquette de Silicium. La lecture des pistes de Silicium est assurée par des puces SVX IIe, développées à FERMILAB et LBL (Berkeley). Les puces sont installées sur des circuits flexibles en Kapton avec des pistes de Cuivre, appelées HDI (*High Density Interconnect*). Chacun des 128 canaux de lecture des puces SVX IIe est connecté aux micro-pistes de Silicium par des fils d'Aluminium de 25 μm de diamètre. Les HDI sont eux-même reliées à des câbles, dits de "basse masse", qui transportent l'information des 800 000 canaux du SMT hors de la zone d'interaction.

Le système de refroidissement circule à l'intérieur des supports en Béryllium sur lesquels sont montés les modules de Silicium, et maintient le SMT à des températures allant de -5 à 0 degrés. Il est conçu pour permettre au SMT de fonctionner correctement jusquà la fin du Run IIa. La dose de radiation croissante à laquelle seront soumis les modules du SMT fera que ceux situés sur la couche la plus interne perdront de plus en plus d'efficacité pour finalement devenir difficilemment utilisables à la fin du Run IIa. La construction d'un nouveau détecteur de vertex pour le démarrage du Run IIb est déjà en cours.

La mise en service et le câblage du SMT ont été achevés en mai 2001. Près de 95 % des quelques 800000 canaux de lecture fonctionnent de manière stable depuis. Malheureusement, plusieurs problèmes d'alimentation et de haute tension ont perturbé la qualité des données enregistrées par le SMT durant la période entre cette date et l'été 2002 (c'est durant cette période que les données qui sont utilisées pour l'analyse présentée ici ont été récoltées).

A cours de ma thèse, j'ai eu l'occasion de participer à plusieurs stades de la mise en service du détecteur de vertex. D'abord, durant la première année (2000), j'ai participé aux tests de *burn-in* et aux tests lasers des modules de Silicium durant leur production. Le but de ces études était de démontrer le bon fonctionnement de tous les canaux de lectures des HDI de chaque module, et de repérer par la même occasion les canaux "morts". L'année suivante (2001), j'ai eu l'occasion de retourner à FERMILAB pendant un peu plus d'un mois afin de participer au câblage et aux tests des différentes étapes de la chaîne d'acquisition des données du SMT, pendant une période d'arrêt du Tevatron demandée par les expériences CDF et DØ afin de compléter leur détecteur. Un exposé plus détaillé sur la structure, la construction, et la mise en service du détecteur de vertex est donné dans [84].

2.2.1.2 Le détecteur à fibres scintillantes (CFT)

Après le détecteur de vertex, les particules issues du point d'interaction traversent un détecteur à fibres scintillantes, le CFT [85]. Comme le montre la figure 2.9, le CFT entoure le SMT, et couvre la région centrale en pseudo-rapidité s'étendant jusqu'à $|\eta_{dét}| \leq 2.0$. Ce sous-détecteur est dédié à la reconstruction des traces chargées et à la mesure de leur impulsion. Son électronique a été conçue dans le but de permettre une acquisition des données rapide, et de fournir des candidats de "traces reconstruites" au niveau 1 du déclenchement (CTT *Central Track Trigger* [86]). La reconstruction de traces en association avec le SMT au niveau 2 du déclenchement est également prévue (STT : Silicon Track Trigger [87]).

Le CFT est composé de près de 72 000 fibres scintillantes disposées suivant 8 cylindres concentriques. La couche la plus interne se situe à un rayon d'environ 15 cm (par rapport à l'axe des faisceaux), et la couche externe se situe à un rayon[5] d'environ 51 cm. Les deux premières couches sont longues d'environ 1.66 m, tandis que les 6 autres mesurent 2.52 m. Chaque couche est composée de deux sous-couches de fibres axiales (orientées suivant l'axe z). Des couches de fibres supplémentaires orientées de ± 2 à 3 degrés stéréo par rapport à l'axe du faisceau sont agencées alternativement. Le CFT est divisé en 80 secteurs suivant ϕ, soit environ 896 fibres par secteur.

Les fibres scintillantes, épaisses de 835 μm de diamètre, sont constituées de plusieurs couches de matériau différent (coeur en polystyrène, puis couches d'acrylique et de fluoro-acrylique). Le polystyrène est dopé avec 1 % de p-terphényl (PTP) et 1500 ppm de 3-hydroxyflavone (3HF). Ces filtres présentent une efficacité quantique supérieure à 95 %, et une réponse très rapide (de l'ordre de quelques nanosecondes). Chaque fibre scintillante est reliée à un guide d'onde (fibre claire) d'environ 11 mètres de long qui amène la lumière produite par les fibres scintillantes jusqu'au système de lecture, les VLPC (*Visible Light Photon Counter*). Ce sont des photodétecteurs formés de 8 (2×4) pixels circulaires de 1 mm de diamètre. Ils ont une bonne efficacité quantique (70 %), et un gain d'environ 20 000. Les VLPC fonctionnent avec une tension de 7 kV, et doivent être maintenus à des températures de 6 à 15 K. Ils sont rassemblés par groupe de 128 dans des cryostats, appelés *cassettes*, qui maintiennent les VLPC à leur température de fonctionnement.

Les performances de déclenchement et de reconstruction des fibres scintillantes ont été évaluées par des tests avec des muons cosmiques. La résolution spatiale par doublet de fibre atteint 100 μm, et une efficacité de détection supérieure à 99 %. Des études Monte Carlo [88] ont montré qu'en associant le SMT et le CFT, la résolution relative attendue sur l'impulsion des traces est donnée par :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \sim \sqrt{0.015^2 + (0.0014.p_T)^2} \tag{2.2}$$

[5] Le rayon de chaque couche de fibres est donné en mm sur la figure 2.9

2.2.1.3 L'aimant solénoïdal

Le dernier élément du détecteur de trace est le solénoïde supraconducteur. Cet aimant de 2.8 m de long et 1.42 m de diamètre, produit un champ magnétique de 2 Tesla permettant ainsi de mesurer l'impulsion des particules chargées. Le champ magnétique est uniforme à environ 0.5 $\%$. Le solénoïde est maintenu à basse température dans un cryostat à Hélium liquide. Le cryostat et le solénoïde représentent une épaisseur d'environ 1 longueur de radiation. C'est une des raisons qui ont motivé l'ajout des détecteurs de pieds de gerbes.

2.2.2 Les détecteurs de pieds de gerbes

Les détecteurs de pieds de gerbes ont été conçus dans le but d'améliorer la résolution, l'identification et le déclenchement des objets électromagnétiques, ainsi que la séparation électrons/photons. Ces détecteurs calorimétriques permettent de corriger la mesure de l'énergie des particules en tenant compte des pertes d'énergie dans le solénoïde. Ils peuvent également améliorer l'association des traces à des objets calorimétriques, grâce à la mesure précise de la position des dépôts d'énergie.

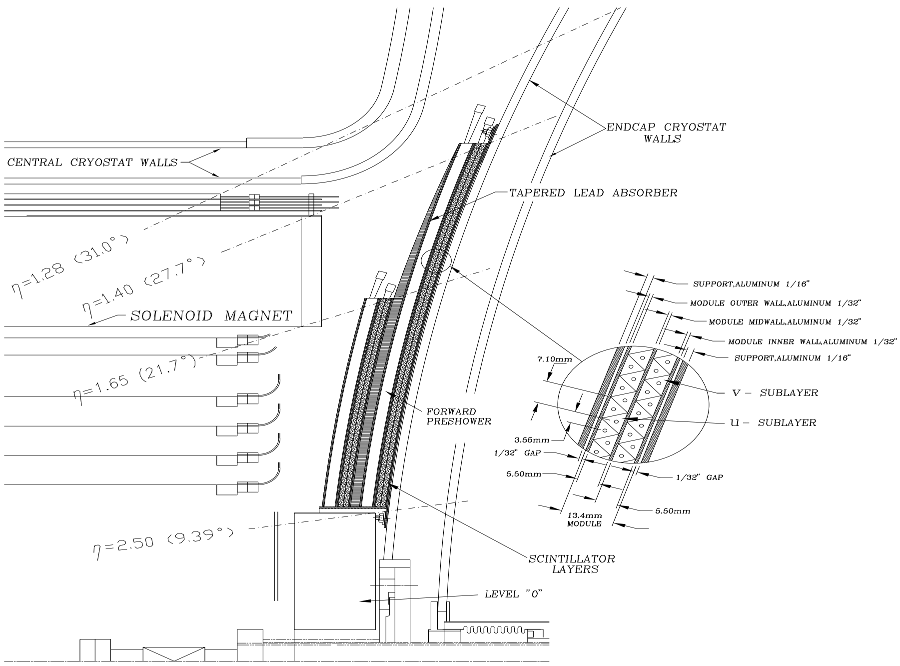


FIG. 2.12 – *Disposition des détecteurs de pieds de gerbes. Le détecteur central, CPS, est situé entre le solénoïde et le cryostat du calorimètre central. Les détecteurs "à l'avant", FPS, sont installés sur les bouchons du calorimètre. Un agrandissement montre la structure en couches de fibres scintillantes en forme de triangle équilatéral.*

Le système des détecteurs de pieds de gerbes est composé d'une partie centrale (CPS) située entre le solénoïde et le calorimètre central, et de deux parties "à l'avant" (FPS), situées sur les faces internes des bouchons du calorimètre. Le CPS et le FPS fonctionnent suivant le même principe. Les détecteurs de pieds de gerbes sont constitués d'empilement de fibres scintillantes en forme de triangle équilatéral [6]. Cette géométrie est illustrée sur la partie droite de la figure 2.12. La disposition en triangle conduit les particules à traverser plusieurs fibres scintillantes et ainsi améliorer

[6] Les triangles ont une base d'environ 7 mm, avec un trou d'environ 1 mm au centre, pour accueillir une fibre de lecture [89].

la résolution sur la position. L'électronique de lecture repose sur l'utilisation de VLPC et de puces SVX IIe.

Des études Monte Carlo ont montré que l'information du CPS et du FPS permet de réduire le taux de déclenchement et d'améliorer l'identification et la séparation des électrons et des photons.

2.2.2.1 Le CPS

Le détecteur central est situé dans l'espace de 51 mm entre le solénoïde et le cryostat du calorimètre central. Il couvre la région $|\eta_{\,dét}| \leq 1.2$. Il est constitué d'une couche de fibres axiales orientées suivant l'axe des faisceaux, et de deux couches de fibres stéréo, formant un angle de ± 23 degrés par rapport aux fibres axiales. Une couche d'absorbeur de plomb est installée entre le solénoïde et le CPS (totalisant ainsi deux longueurs de radiations en comptant le solénoïde). Chaque couches de fibres est divisée en huit octants de 270 cm de long. Les fibres WLS sont séparées en $z = 0$, et sont connectées au bout de chaque octant à des guides d'ondes qui conduisent la lumière produite par les fibres jusqu'aux VLPC. Le CPS compte environ 7680 canaux de lecture. La couche axiale est utilisée au premier niveau du système de déclenchement.

2.2.2.2 Le FPS

Les détecteurs de pied de gerbes "à l'avant" sont constitués d'une couche d'absorbeur en plomb, entourée de deux couches de fibres scintillantes de chaque côté. L'épaisseur de la couche d'absorbeur varie avec la valeur de $\eta_{\,dét}$. Les quatre couches de fibres sont divisées azimutalement en huit modules de 45 degrés en ϕ. Les 22.5 degrés centraux de chaque module sont composés de matériau scintillant actif, et les 11 degrés restant de chaque côté sont occupés par le support mécanique et le routage des fibres WLS. Les modules sont décalés de 22.5 degrés sur les couches successives afin d'avoir une couverture angulaire azimutale complète. La couverture en pseudo-rapidité atteint $1.6 \leq |\eta_{\,dét}| \leq 2.5$ ($1.4 \leq |\eta_{\,dét}| \leq 2.5$) pour les deux couches internes (externes). Il y a environ 8 000 canaux de lecture pour chacun des deux détecteurs de pieds de gerbes "à l'avant".

L'installation du câblage et de l'électronique de lecture des détecteurs de pieds de gerbes CPS et FPS a été achevée un peu avant l'été 2002. L'information de ces sous-détecteurs n'a donc pas pu être utilisée pour l'analyse présentée dans ce manuscrit.

2.2.3 Le calorimètre

Le calorimètre est un des points forts du détecteur DØ. En l'absence de champ magnétique au Run I, la mesure de l'impulsion des particules électromagnétiques reposait entièrement sur le calorimètre. Il joue un rôle essentiel dans la reconstruction de la plupart des objets physiques (électrons, jets, énergie transverse, ...).

Le principe de fonctionnement du calorimètre à Argon liquide (LAr) de DØ pendant le Run I reste inchangé [83]. Cependant, l'électronique de lecture et d'acquisition a dû être remplacée afin de préserver les bonnes performances du calorimètre dans les conditions de luminosité et de temps de croisement des faisceaux du Run II. Le système calorimétrique est illustré sur la figure 2.13. Il est composé d'une partie centrale (CC : *Central Calorimeter*) couvrant la région $|\eta_{dét}| \leq 1.0$, et de deux parties "à l'avant" (EC : *Endcap Calorimeter*) qui couvrent les régions $1.0 \leq |\eta_{dét}| \leq 4.1$. Les trois modules sont placés dans des cryostats différents, dont le but est de maintenir l'argon liquide à une température d'environ 78 K. Deux systèmes de détection sont également installés dans la région inter-cryostat $0.8 \leq |\eta_{\,dét}| \leq 1.4$ (ils sont décrits un peu plus loin).

Le calorimètre de DØ est constitué de couches successives de milieu passif (absorbeur), et de milieu actif (Argon liquide) permettant de mesurer l'énergie déposée. C'est un calorimètre à

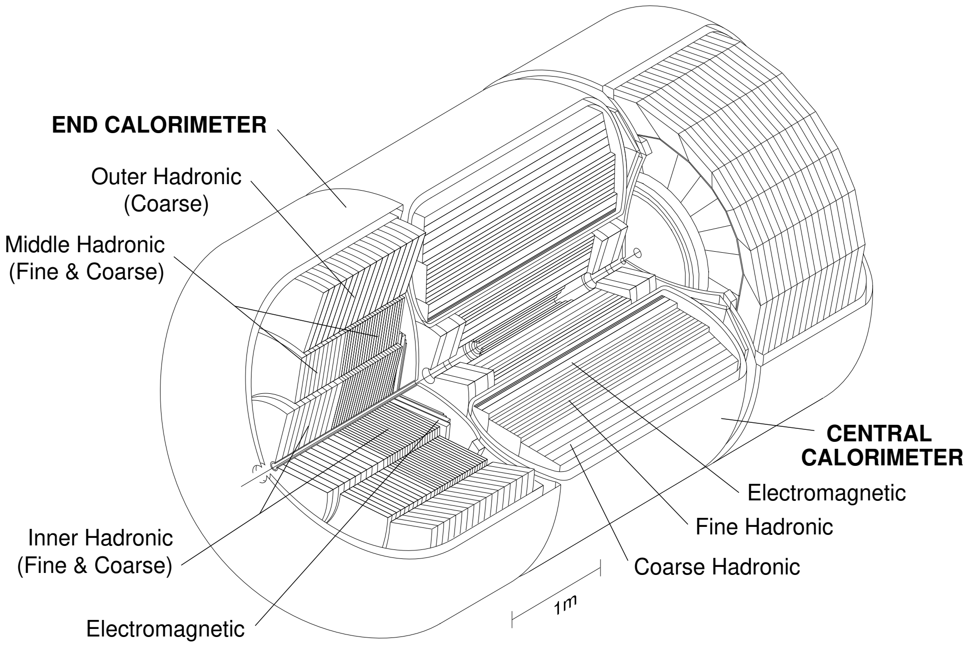


FIG. 2.13 – *Vue en 3 dimensions de l'ensemble du système calorimétrique : la partie centrale (CC), et les deux parties "à l'avant (EC)."*

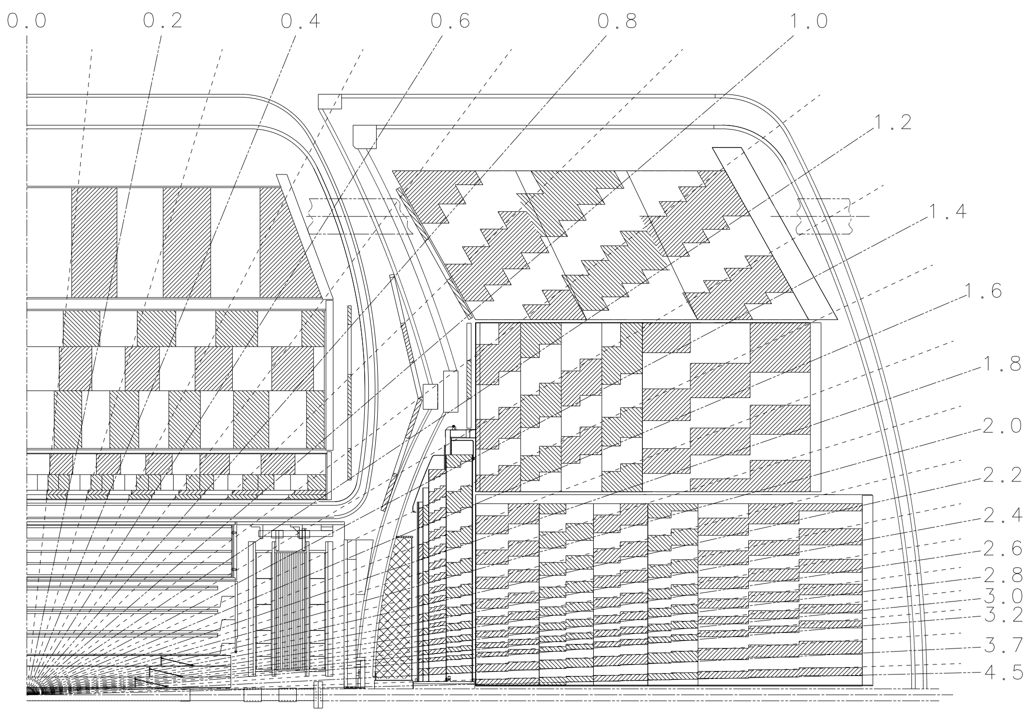


FIG. 2.14 – *Vue en coupe longitudinale d'une partie du calorimètre central et d'un des calorimètres "à l'avant". La structure pseudo-projective des cellules est parfaitement illustrée sur cette figure.*

échantillonnage. La figure 2.14 montre la disposition des cellules à l'intérieur du CC et des EC. Elles forment une structure pseudo-projective, *i.e.* le prolongement des tours pointe vers le centre du détecteur. L'ensemble des cellules de même coordonnée $\eta \times \phi$ définit une tour du calorimètre (il y a près de 5000 tours au total). Le schéma d'une cellule du calorimètre est présenté sur la figure 2.15. Les cellules sont délimitées par deux plaques d'absorbeur. L'espacement entre les plaques est constitué de deux régions d'Argon liquide séparées en deux parties égales par deux électrodes de lecture, placées à 2.3 mm des absorbeurs. Une haute tension de l'ordre de 2 kV est appliquée entre les électrodes et les plaques d'absorbeurs afin d'assurer la dérive des électrons d'ionisation.

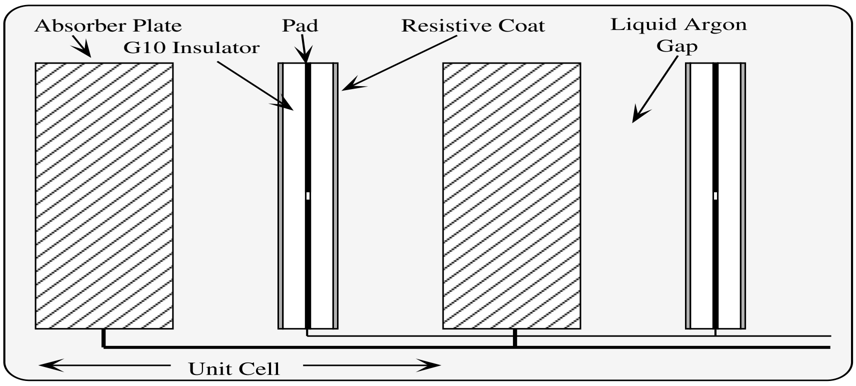


FIG. 2.15 – *Coupe transversale d'une cellule du calorimètre à échantillonnage Ur/LAr de DØ.*

Les plaques d'absorbeurs sont composées d'Uranium appauvri et de cuivre ou d'acier pour les derniers compartiments hadroniques du calorimètre. L'Uranium présente l'avantage d'avoir des réponses comparables pour les hadrons, et pour les gerbes électromagnétiques. Le rapport des réponses $\frac{e}{h}$ est de l'ordre de 1.03 pour le calorimètre Ur/LAr de DØ.

2.2.3.1 Compartiments électromagnétiques et hadroniques

Les composantes CC et EC du calorimètre sont divisées en trois parties, le long de la trajectoire des particules incidentes, comme on peut le voir sur la figure 2.13 : une partie électromagnétique fine (EM : *ElectroMagnetic*), et deux parties hadroniques, une partie fine (FH : *Fine Hadronic*), et une partie plus grossière (CH : *Coarse Hadronic*). Les caractéristiques des trois parties sont optimisées dans le but d'améliorer l'identification et la séparation "électrons/photons/hadrons".

En entrant dans le calorimètre, un électron (ou un photon) perd la totalité de son énergie par absorption totale sous forme d'une gerbe électromagnétique. La longueur de radiation X_0 d'un matériau définit la distance moyenne parcourue par une particule dans ce matériau avant qu'elle ne perde $\sim$ 63 % de son énergie. Pour l'Uranium, il faut environ 25 X_0 (soit $\sim$ 8 cm) pour contenir 99 % de la gerbe électromagnétique produite par un électron de 10 GeV. C'est beaucoup moins que le Plomb, le Fer ou l'Aluminium [90]. La partie électromagnétique du calorimètre représente environ 21 X_0. La première couche de la partie hadronique fine ($\sim$ 38 X_0) est prise en compte lors de la reconstruction de l'énergie des électrons et des photons au cas où la gerbe électromagnétique déborderait dans le compartiment hadronique.

Les gerbes hadroniques sont plus complexes car elles sont générées par des interactions nucléaires et des interactions électromagnétiques. La longueur d'interaction nucléaire λ_I gouverne le développement longitudinal des gerbes hadroniques. Cette grandeur représente le libre parcours moyen entre deux interactions nucléaires dans le milieu traversé, elle est inversement proportionnelle à la densité du milieu.

2.2.3.2 Le calorimètre Central (CC)

Dans le calorimètre central, la partie électromagnétique (CCEM) est constituée longitudinalement de 4 couches (EM1, EM2, EM3 et EM4), et est divisée en 32 modules azimutaux. Les compartiments EM1 et EM2, chacun de 2 longueurs de radiation d'épaisseur, ont une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.1×0.1. Le développement de la gerbe électromagnétique atteint son maximum dans le compartiement EM3. Pour cette raison, sa granularité est 2 fois plus fine, $\Delta\eta \times \Delta\phi$ = 0.05×0.05. Il totalise environ 7 longueurs de radiation.
Le dernier compartiment, EM4, a la même granularité que EM1 et EM2, mais est épais d'environ une dizaine de longueurs de radiations. Les plaques d'absorbeur en Uranium dans la partie électromagnétique ont une épaisseur de 3 mm.

Les deux parties hadroniques sont divisées en 16 modules azimutaux. La partie hadronique fine (CCFH) est constituée longitudinalement de trois compartiments, FH1, FH2 et FH3, représentant respectivement 1.3, 1.0 et 0.9 longueurs d'interactions λ_I. Les absorbeurs en Uranium sont épais de 6 mm. Enfin, la partie hadronique grossière (CCCH), n'est constituée que d'une seule couche de 3.2 longueurs d'interactions, avec des absorbeurs en Cuivre de 46.5 mm d'épaisseur. Le tableau 2.2 présente les principales caractéristiques du calorimètre central.

	CCEM	CCFH	CCCH
Nbres de modules en ϕ	32	16	16
Nbres de couches	4	3	1
Absorbeur	Ur (3 mm)	Ur (6 mm)	Cu (46.5 mm)
Longueurs de radiations X_0	~ 21	~ 96	~ 32
Longueurs d'interactions λ_I	0.76	3.2	3.2
Voies de lecture	~ 11300	~ 3000	~ 1100

TAB. 2.2 – *Principales caractéristiques du calorimètre central (Ur : Uranium appauvri, Cu : Cuivre).*

2.2.3.3 Les calorimètres "à l'avant" (EC)

La partie électromagnétique des calorimètres à l'avant présente la même structure que celle du calorimètre central, à l'exception des plaques d'absorbeur en Uranium qui sont un peu plus épaisses (4 mm). A grande valeur de $\eta_{\,dét}$, la granularité des différentes couches électromagnétiques et hadroniques est cependant moins fine en raison de la proximité du tube à vide. Pour l'EM3, la granularité est ramenée à 0.1×0.1 à partir de $|\eta_{\,dét}| \geq 2.6$, et la granularité de l'ensemble des cellules des calorimètres "à l'avant" est réduite à 0.2×0.2 au delà de $|\eta_{dét}| > 3.2$. Les 4 compartiments EM1, EM2,EM3 et EM4 ont respectivement 0.3, 2.6, 7.9 et 9.3 longueurs de radiations.

La partie hadronique est séparée en trois régions suivant $\eta_{dét}$: interne (*inner*), moyenne (*middle*), et externe (*outer*), comme le montre la figure 2.13. Les deux premières régions sont constituées d'une partie fine EFH, composée d'absorbeurs en Uranium de 6 mm (entre 4 et 5 λ_I), et d'une partie grossière ECH, composée d'absorbeurs en acier inoxydable de 46.5 mm d'épaisseur (environ 4 $\lambda_{\,I}$). Enfin, la region la plus externe, ECOH, est composée d'une seule couche grossière d'épaisseur 46.5 mm ($\sim\ 7\lambda_{\,I}$). Les caractéristiques principales des calorimètres "à l'avant" sont présentées dans le tableau 2.3.

2.2.3.4 La région inter-cryostat

La région $0.8 \leq |\eta_{\,dét}| \leq 1.4$ est constituée en partie de matériaux morts (parois des c ryostats, câblages, ...). Bien que la mesure de l'énergie soit peu précise par rapport à celle effectuée dans les

	ECEM	ECIH		ECMH		ECOH
		EFH	ECH	EFH	ECH	ECH
Nbres de modules en ϕ	1	1		16		16
Nbres de couches	4	4	1	4	1	1
Absorbeur (épaisseur mm)	Ur 4	Ur 6	Inox 46.5	Ur 6	Inox 46.5	Inox 46.5
Longueurs de radiations X_0	~ 21	~ 122	~ 32	~ 115	~ 38	~ 65
Longueurs d'interactions λ_I	0.95	4.9	3.6	4	4.1	7
Voies de lecture	~ 7500	~ 4300	~ 950	~ 1450	~ 1350	~ 1350

TAB. 2.3 – *Principales caractéristiques des calorimètres "à l'avant" (Ur : Uranium appauvri, Cu : Cuivre, Inox : acier inoxydable).*

autres parties du calorimètre, elle permet d'améliorer la reconstruction des candidats jets et objets électromagnétiques qui traversent cette région. La mesure de lénergie transverse manquante est également amélioré. Deux systèmes de détection sont installés afin de mesurer l'énergie déposée par les particules dans cette région peu intrumentée :

- Les détecteurs inter-cryostats, ICD. Ils sont constitués de tuiles de scintillateurs accolées sur la face interne des deux cryostats "à l'avant". Ils sont situés dans le prolongement des tours du calorimètre, et leur granularité atteint $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Chaque détecteur inter-cryostat totalise environ 192 voies de lecture. L'information enregistrée dans ces détecteurs est transmise à l'électronique de lecture par un système de photo-tubes.
- Les détecteurs appelés "*Massless Gap*". Ils sont complètement intégrés au calorimètre. Ils sont montés à l'intérieur des cryostats, et sont composés de cartes de lecture directement plongées dans l'Argon liquide. Ce sont les parois des cryostats qui jouent le rôle de milieu absorbeur. La granularité de ces détecteurs est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

2.2.3.5 Les performances

Au Run I, la réponse des différents modules du calorimètre à des faisceaux d'électrons et de pions a été mesurée pour différentes valeurs de l'énergie des faisceaux. La résolution σ_E sur la mesure de l'énergie s'exprime sous la forme,

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \tag{2.3}$$

où E (GeV) est l'énergie mesurée, S est le terme d'échantillonnage (il rend compte des fluctuations dûes à l'échantillonage), N est le terme de bruit (désintégrations dans l'Uranium, bruit électronique, ...), et C est le terme constant qui tient compte des erreurs d'intercalibration des canaux du calorimètre.

Les performances du calorimère central ("à l'avant") au Run I sont :

- pour les électrons : S = 13.5 (15.7) %.GeV$^{-1/2}$, N = 0.14 (0.40) GeV et C = 0.3 (3.2) %,
- pour les pions : S = 47.0 (44.6) %.GeV$^{-1/2}$, N = 1.3 (1.3) GeV, et C = 4.5 (3.9) %.

La résolution sur l'énergie des jets est dégradée par rapport à celle obtenue pour les objets purement électromagnétique. Les performances au Run I donnent S = 74.0 %.GeV$^{-1/2}$ et C = 0 %.

D'après des études Monte Carlo, les modifications apportées au détecteur pour le Run II, devraient permettre d'atteindre S = (15, 45, et 60) %.GeV$^{-1/2}$, et C = (0.3, 4, 1.1) % pour les électrons, les pions et les jets respectivement.

2.2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est le sous-détecteur le plus externe du détecteur DØ. Il est dédié à l'identification des muons. Ceux-ci perdent peu d'énergie dans le calorimètre, à la différence des électrons. Les muons avec une impulsion supérieure à 3 GeV/c sont quasiment les seules particules à traverser les 21 longueurs de radiations et les 7 à 10 longueurs d'interaction des calorimètres EM et hadroniques [7]. Les aimants toroïdaux du spectromètre, placés après le calorimètre, courbent la trajectoire des muons et permettent ainsi de mesurer leur impulsion transverse. Cette mesure peu précise à cause des interactions multiples dans le fer des aimants est remplacée au Run II par celle beaucoup plus précise fournie par les nouveaux détecteurs de traces chargées décrits plus haut.

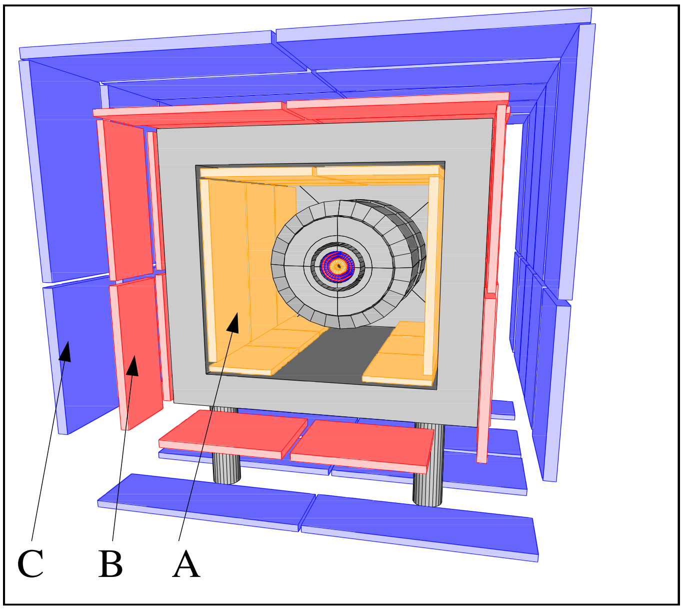


FIG. 2.16 – *Vu en coupe transversale du système central à muons. En allant vers le centre du détecteur, on rencontre la couche C, la couche B, les aimants toroïdaux, puis la couche A du spectromètre.*

Le système à muons comporte trois couches de détection, notées A, B et C, comme le montre la figure 2.16 [91]. Le spectromètre comporte une partie centrale, appellée WAMUS (*Wide Angle MUon System*), qui couvre la région $|\eta_{\,dét}| \leq 1.0$, et deux parties "à l'avant", appellées FAMUS (*Forward Angle MUon System*) qui couvrent la région $1.0 \leq |\eta_{\,dét}| \leq 2.0$. Les aimants toroïdaux sont situés entre les couches A et B. Le système d'aimants s'aligne avec la structure du spectromètre : il est composé d'une partie centrale (CF) de 109 cm d'épaisseur, dont la surface interne est située à 317 cm du tube à vide, et de deux parties "à l'avant" (EF) situées à $400 \leq |z| \leq 600\ cm$. Les aimants sont constitués d'enroulements de conducteurs, et produisent un champ magnétique de 1.8 Tesla.

2.2.4.1 Le blindage

Le blindage sert à réduire le bruit de fond non muonique mesuré dans le spectromètre. La source de bruit de fond principale est due aux fragments de protons et d'antiprotons diffusés lors des collisions. Ils peuvent interagir avec les bords du calorimètre et induire un signal dans la couche A, par exemple. Ils peuvent également interagir avec le tube à vide, ou les aimants quadrupolaires

[7]Ils déposent environ 1.5 GeV d'énergie le long de leur trajectoire dans le calorimètre.

du Tevatron et créer des gerbes dans les couches B et C. Il est important de réduire ce bruit de fond pour améliorer la pureté du déclenchement, et la durée de vie du détecteur. Le blindage des couches B et C est constitué de Fer, de Plomb et de Polyéthylène. Un blindage supplémentaire est installé entre les calorimètres et les toroïdes “à l’avant”, afin de réduire le déclenchement de la couche A.

2.2.4.2 Le système central

Le WAMUS est composé de couches de chambres à dérive, appellées PDT (*Proportionnal Drift Tubes*) : 4 plans dans la couche A, et trois plans dans les couches B et C. Toutes les couches sont divisées en 8 octants dans le plan transverse. La géométrie du détecteur limite à 55 % (80 %) la région centrale couverte par 3 (2) couches de PDT. Les PDT, de forme rectangulaire, ont des dimensions de l’ordre de $2 \times 1 \times 0.2\ m$ respectivement suivant leur longueur, largeur et épaisseur. Elles sont constitués de tubes à dérive de section recangulaire $10 \times 5\ cm^2$.

Le mélange gazeux des tubes à dérives, placé dans un champ électrique appliqué aux PDT, est ionisé au passage d’une particule chargée. Les électrons produits dérivent en suivant les lignes de champ jusqu’à un fil anodique situé au centre de chaque tube. La mesure du temps de dérive permet de déterminer la position du passage de la particule. Avec l’augmentation du taux de collisions, le mélange gazeux a dû être remplacé afin d’obtenir un temps de dérive plus rapide. Le mélange utilisé au Run II est constitué de 80 % d’Argon, 10 % de CF_4, et 10 % de CH_4. Le temps de dérive correspondant est d’environ 450 ns. La résolution sur la position des impacts est de l’ordre de 500 μm, ce qui est un peu moins bon qu’au Run I avec $\sim 300\ \mu m$, mais c’est un compromis nécessaire afin de s’adapter aux conditions de déclenchement et de reconstruction du Run II.
Plusieurs couches de scintillateurs viennent renforcer la détection dans la partie centrale :

- deux couches de scintillateurs entourent les couches de PDT situées sur la couche C. Elles sont divisées en 12 compartiments en ϕ, et 20 en z. Ces scintillateurs sont utilisés depuis le Run I. Leur réponse rapide, permet d’effectuer des coincidences en temps entre l’instant de croisement des faisceaux (interaction), et l’instant où les impacts sont détectés. Cette mesure est la principale méthode de réjection des muons cosmiques.[8]
- De nouvelles couches de scintillateurs ont été installés sur la couche B. L’information de ces détecteurs devrait permettre d’améliorer le déclenchement et l’association avec les traces reconstruites dans le CFT (qui fournit des traces au niveau du système de déclenchement). Il y a à peu près 396 scintillateurs entre les couches B et C.
- Une couche de scintillateur, appellée $A\phi$, est installée entre le calorimètre central et la couche A. Comme pour la couche C, la mesure de la coincidence en temps entre l’instant de croisement des faisceaux et l’instant où les impacts sont détectés, permet d’associer un muon détecté dans les PDT avec le bon croisement des faisceaux[9]. Cette couche est également utilisée pour la réjection des cosmiques [92]. Les 630 scintillateurs de la couche $A\phi$ ont une segmentation de 4.5 degrés en ϕ. Cette géométrie coïncide avec les secteurs de déclenchement du CFT afin d’améliorer l’association des traces reconstruites avec les impacts dans le spectromètre à muons.

[8] Ces candidats “muons” sont en fait produits par des rayons cosmiques, principalement des muons, suffisamment énergétiques pour arriver jusqu’au détecteur et le traverser. Le taux de rayons cosmiques est favorisé par le fait que le détecteur DØ est peu profondément enterré ($\sim 15\ m$)

[9] Ceci est rendu nécessaire car le temps de dérive dans les PDT est supérieur au temps de croisement entre les faisceaux. Il faut donc synchroniser les muons reconstruits avec la bonne interaction.

2.2.4.3 Les systèmes "à l'avant"

Les PDT installées dans les spectromètres "à l'avant" au Run I, ne sont pas suffisamment résistants pour s'adapter aux conditions de radiations du Run II. Elles sont remplacées par un nouveau système de chambres à dérive, appelées MDT (*Mini-Drift Tube*). Les MDT sont constituées de tubes de section carrée de dimension $10 \times 10\ mm^2$, avec un fil anodique de 50 μm au centre. Les tubes sont remplis du même mélange gazeux que celui des PDT (80 % Argon, 10 % CF_4, 10 % CH_4). Le temps de dérive est de 60 ns dans les MDT pour les électrons d'ionisation.

La couche A est constituée de 4 plans de MDT , et les couches B et C de 3 plans. Les plans de MDT sont également divisés en 8 octants en ϕ. Les MDT sont regroupées en cellules par huit. Il y a environ 6000 cellules (soit 48 000 canaux de lectures). Bien que limitée par de nombreux facteurs, la résolution spatiale obtenue à l'aide des MDT est de 0.8 mm, à comparer avec 1 mm du Run I.

Comme pour la partie centrale, des scintillateurs sont installés dans les parties "à l'avant". Ils sont utilisés pour améliorer l'identification des muons, et effectuer des coincidences avec les traces reconstruites par le déclenchement du CFT. Trois couches de scintillateurs sont installées sur les plans de MDT A, B et C (faces internes des couches A et C, face externe de la couche B). Les scintillateurs sont arrangés en plans de pixels scintillants. La segmentation est de 0.1 en η, et de 1.5 degrés en ϕ pour s'adapter aux secteurs de déclenchement du CFT. Il y a au total près de 5 000 pixels scintillants.

2.2.5 La luminosité

Le calcul de la luminosité est intrinsèquement relié à la structure en temps des faisceaux circulant dans le Tevatron. Pour rappel, les paquets de protons et d'antiprotons sont agencés en 3 superpaquets espacés symétriquement de $\sim 2.2\mu s$. Les superpaquets sont constitués de 12 paquets espacés de 396 ns, qui sont également divisés en 3 intervalles de temps de 132 ns, appelés *ticks*. Chaque paquet est situé au niveau du premier *tick*, puis les deux suivants sont vides[10].

La luminosité instantannée disponible au Tevatron, en l'absence d'angle de croisement entre les faisceaux, est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_p n_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F(\sigma_l/\beta^*) \tag{2.4}$$

où f est la fréquence de révolution dans le collisionneur, B est le nombre de paquets par faisceau, N_p ($N_{\bar{p}}$) est le nombre de protons (antiprotons), σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) est la dispersion transversale de la taille du faisceau de protons (antiprotons) au point d'interaction, et F est un facteur de forme qui dépend entre autres de la longueur des paquets σ_l et de la fonction β^* au point d'interaction [**?**].

La luminosité délivrée par le Tevatron dépendent des caractéristiques des paquets de protons et d'antiprotons. Les collisions auprès des expériences CDF et DØ ne mettent donc pas en jeu les mêmes paquets, ce qui se traduit par le fait que la luminosité mesurée par les deux expériences est différente.

2.2.5.1 Les moniteurs de luminosité

Un système composé de deux moniteurs de luminosité a été mis en place sur les faces internes des calorimètres "à l'avant" du détecteur DØ [93]. Ils sont installés à environ $z \sim \pm 140 cm$, dans le rayon interne des détecteurs de pieds de gerbes FPS (comme on peut le voir sur la partie a) de la figure2.17). La partie b) de la figure 2.17 présente le schéma d'un moniteur de luminosité.

[10] Les espacements vides seront occupés par des paquets de protons ou d'antiprotons quand le temps de croisement sera de 132 ns au Run IIb.

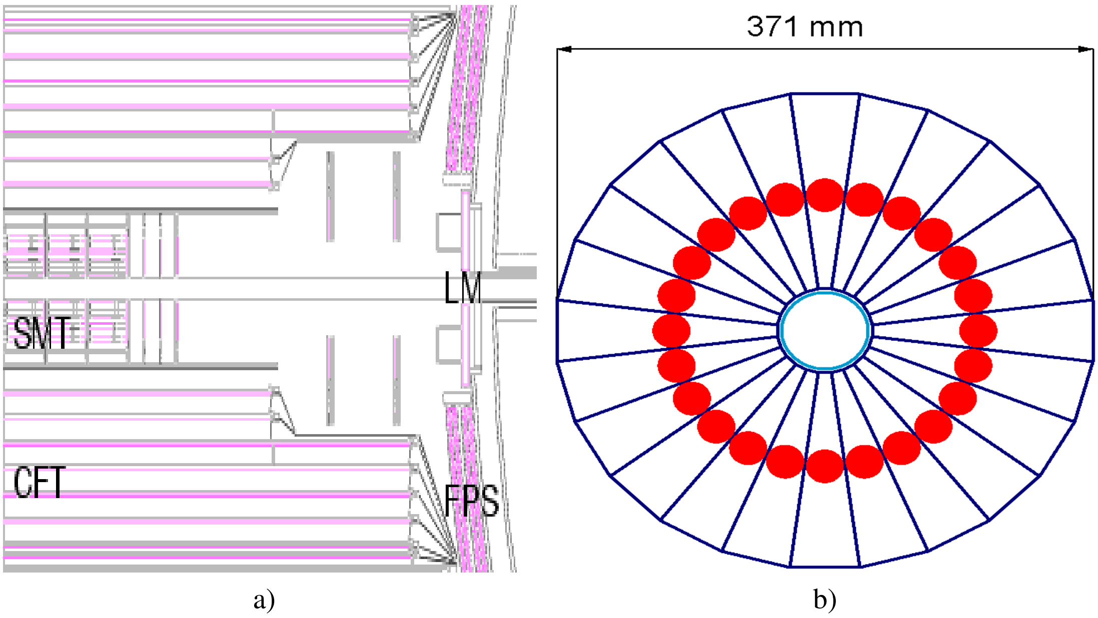


FIG. 2.17 – *Localisation et schéma des moniteurs de luminosité (notés "LM" sur la figure de gauche).*

Les deux moniteurs sont constitués chacun de 24 "tranches" de scintillateurs formant un disque couvrant la région $2.7 \leq |\eta_{\,dét}| \leq 4.4$. Des photomultiplicateurs sont montés directement sur les scintillateurs (ils ont un gain d'environ 10^4). Le système a été conçu pour obtenir une résolution en temps de l'ordre de 200 ps [94].

L'électronique de lecture prévue pour le Run II n'est pas encore disponible. Pour le moment, c'est l'électronique du Run I qui est utilisée.

2.2.5.2 Calcul de la luminosité

La coïncidence en temps entre les deux moniteurs de luminosité situé de chaque côté du centre du détecteur permet de distinguer les événements issus d'interactions entre paquets, des événements qui proviennent de la perte d'un ou plusieurs protons/antiprotons des faisceaux ("halo"). En effet, les particules issues d'une collision doivent toucher les deux moniteurs à peu près en même temps, alors que les particules solitaires issues du "halo" vont d'abord croiser un des moniteurs, puis traverser le détecteur entier, et toucher le deuxième moniteur, à peu près 9 ns après. La coïncidence en temps entre les deux moniteurs permet de rejeter l'essentiel des événements dus au halo. Dans le cas d'une interaction unique, les moniteurs permettent également de mesurer rapidement la position du vertex suivant l'axe du tube à vide à partir de la coïncidence en temps. La résolution obtenue par cette mesure est de l'ordre de 6 cm.

La luminosité est estimée à partir de processus inélastiques[11], dont la section efficace est bien connue $\sigma_{\,inel} = 57.55 \pm 1.70mb$, composée à plus de 95 % par les processus "durs" [95]. L'acceptance et l'efficacité des moniteurs de luminosité réduisent la section efficace de ces processus à $\sigma_{eff} = 43.26 \pm 2.07mb$. Seuls les événements qui passent la coincidence en temps des moniteurs de luminosité sont pris en compte. Pour calculer la luminosité instantannée, il faut définir un intervalle de temps suffisamment petit durant lequel celle-ci reste constante : ce sont les "blocs de luminosité". Chacun d'entre eux est indexé par un numéro, les *Luminosity Block Number* (LBN),

[11]Ils regroupent les processus "durs" (non diffractif), les processus diffractifs simples et les processus doublement diffractifs

qui s'incrémentent sans cesse depuis le démarrage du Run II. Les "blocs de luminosité" durent au maximum 60 s, mais ils peuvent être réduit pour des raisons d'acquisitions des données, ou de déclenchement [96] (changement ou pause dans un "run", problème d'acquisition, ...).

La luminosité peut se calculer à plusieurs stades de l'expérience [96], [97], et [98]. Elle repose sur le calcul de la probabilité du nombre d'interactions par croisement de faisceau (la probabilité d'avoir 0, 1 ou plusieurs interactions en fonction de la luminosité est présentée sur la figure 2.18).

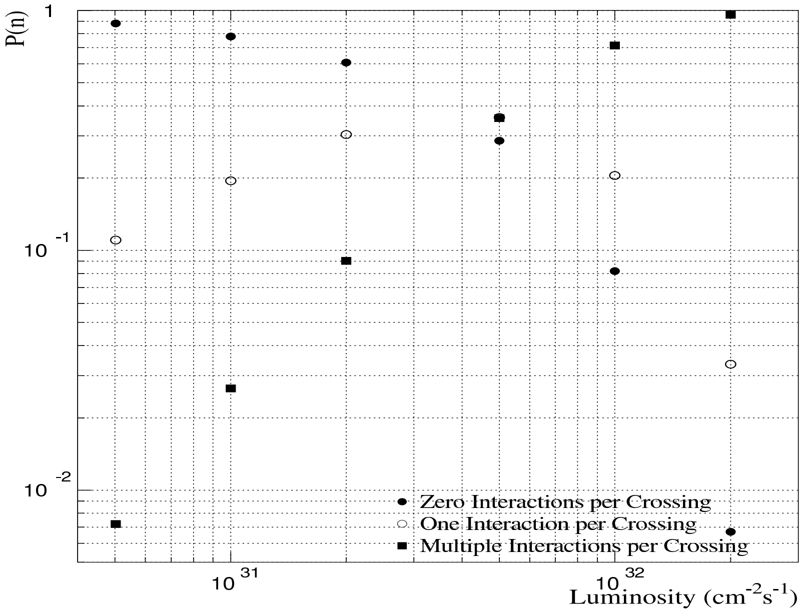


FIG. 2.18 – *Probabilité d'avoir 0 (cercle plein), 1 (cercle vide) ou plusieurs (carré plein) interactions par croisement de faisceau.*

La probabilité d'avoir n interactions par croisement des faisceaux de protons et d'antiprotons suit une loi de Poisson,

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n\,!} e^{-\mu} \tag{2.5}$$

où μ est le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau. La probabilité d'avoir au moins une interaction $P(n > 0) = 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu}$, permet de calculer μ,

$$\mu = -ln(1 - P(n > 0)) \tag{2.6}$$

En multipliant le nombre moyen d'interactions par la fréquence de révolution autour du Tevatron, on obtient le taux d'événements $\mu f = dN/dt$. Ceci permet donc de remonter à la valeur de la luminosité instantanée à partir de l'équation $dN/dt = \mathcal{L}.\sigma_{eff}$. Il vient donc,

$$\mathcal{L} = -\frac{f}{\sigma_{eff}} ln(1 - P(n > 0)) \tag{2.7}$$

La probabilité $P(n > 0)$ peut s'exprimer simplement par le nombre N_{LM} de fois où les moniteurs ont été en coïncidence, par rapport au nombre N_{ticks} de *ticks* considérés pour la mesure, soit $P(n > 0) = N_{LM}/N_{ticks}$, avec N_{ticks} suffisamment grand pour réduire les fluctuations statistiques. Cependant, comme le nombre moyen d'interactions varie en fonction des caractéristiques des paquets lors de chaque croisement, il faut donc mesurer la luminosité indépendamment pour chacun des 159 croisements potentiels et sommer ensuite chaque contribution. La luminosité délivrée par le Tevatron peut donc s'exprimer sous la forme,

$$\mathcal{L} = -\frac{f/159}{\sigma_{eff}} \sum_{i=1}^{159} ln(1 - \frac{N_{LMi}}{N_{ticks}/159}) \qquad (2.8)$$

Le calcul de la luminosité pour le choix d'un algorithme du niveau 1 (L1) de déclenchement, décrit au chapitre suivant, s'effectue de la même façon. La différence par rapport au calcul 2.8 est que les "triggers" L1 ne sont pas actifs (ou inactifs) en même temps. Par exemple, un "trigger" peut avoir une plus grande probabilité de déclencher lors d'un croisement avec une plus grande luminosité, bloquant ainsi le système d'acquisition des données pour plusieurs croisements de faisceaux. Pour réduire la quantité d'information à traiter, les "triggers" sont regroupés en "groupes d'exposition" en fonction de leur temps mort (temps pendant lequel un "trigger" est inactif). Plusieurs critères sont utilisés pour la formation des "groupes d'exposition" [96].
Finalement, la luminosité pour un "trigger" L1(j) donné peut s'exprimer sous la forme

$$\mathcal{L}_{L1(j)} = -\frac{f/159}{\sigma_{eff}} \frac{\Delta\text{décorrélé}_{L1(j)}}{\Delta ticks} \sum_{i=1}^{159} \frac{\Delta\text{Gr. d'exposition}}{\Delta ticks/159} ln(1 - \frac{N_{LMi}}{N_{ticks}/159}) \qquad (2.9)$$

où ΔGr. d'exposition ($\Delta\text{décorrélé}_{L1(j)}$) représente le nombre de croisements de faisceaux auxquels a été exposé le "trigger" L1(j) en tenant uniquement compte des sources corrélées (décorrélées) d'inactivité du groupe d'exposition auquel il appartient.

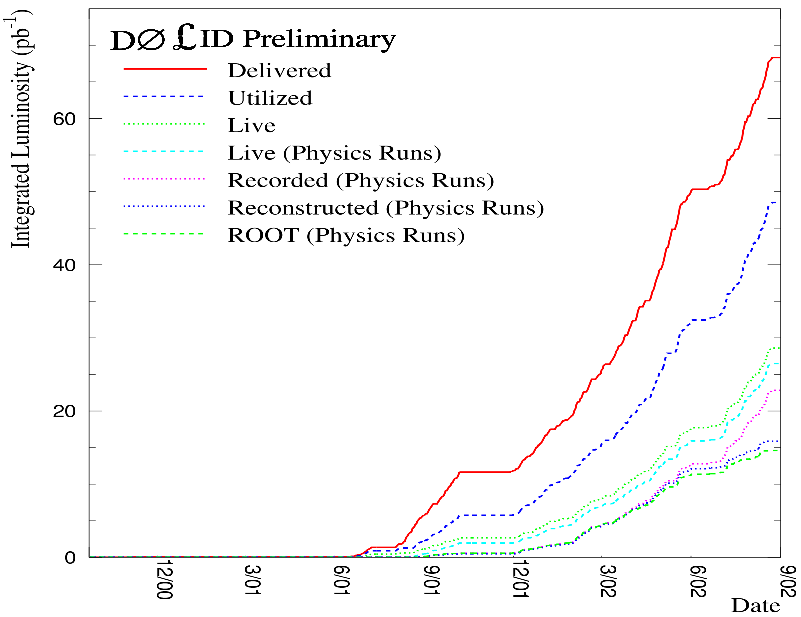


FIG. 2.19 – *Evolution de la luminosité lors du démarrage du Run II jusqu'en août 2002. La courbe Delivered représente la luminosité délivrée par le Tevatron, et la courbe ROOT (Physics Runs) représente la luminosité des événements stockés au format ROOT qui seront utilisés pour les analyses de physique. Les autres courbes représentent des étapes intermédiaires.*

Au Run I, l'erreur sur la luminosité était de l'ordre de 5 %, les principales sources d'erreur étant la section efficace effective des processus inélastiques et l'acceptance des détecteurs de luminosité. Pour le moment, l'erreur sur la luminosité au Run II est de l'ordre de 10 %. Cette valeur rend compte du fait que le système de luminosité du Run II n'est pas encore complètement calibré.

La figure 2.19 présente la courbe d'évolution de la luminosité à différentes étapes depuis le démarrage du Run II, jusqu'au mois d'août 2002. La courbe *Delivered* montre l'évolution de la luminosité délivrée, alors que la courbe *ROOT (Physics Runs)* montre la luminosité enregistrée et utilisée pour les analyses de physique. La différence entre les deux courbes reflète l'inefficacité de prise de donnée dûe au déclenchement, à la reconstruction, et aux problèmes techniques rencontrés dans la phase de démarrage du Run II.

Chapitre 3

Système de déclenchement et reconstruction des objets

Sommaire

Ce chapitre est consacré à la description des trois niveaux du système de déclenchement de l'expérience DØ. Une deuxième partie présente les algorithmes de reconstruction des objets (jets, électrons, ..) utilisés pour les analyses de physique.

3.1 Le Système de déclenchement

Le taux de collision est beaucoup trop élevé ($\sim$ 1.7 MHz avec un temps de croisement de faisceau de 396 ns) pour que tous les événements soient enregistrés. De plus, la plupart des événements produits lors des collisions $p\,\bar{p}$ sont des processus QCD à faible impulsion transverse. Par contre, les processus physiques du Modèle Standard autes que QCD, et les processus physique au delà du Modèle Standard sont caractérisées par des sections efficaces plusieurs ordres de grandeur plus petites que les processus QCD, et requièrent la présence d'objets à grande impulsion transverse et bien souvent une quantité significative d'énergie transverse manquante.

Le but du système de déclenchement (*trigger*), est de réduire le taux d'événements à enregistrer, tout en optimisant la sélection des événements intéressants. Le *trigger* utilise l'information des différents sous-détecteurs afin d'effectuer une reconstruction partielle des événements ayant produit une bonne coïncidence temporelle dans les moniteurs de luminosité.

Le système du Run I était composé de trois niveaux, L0, L1 et L3. Après le L0, basé sur les détecteurs de luminosité, le L1 demande un minimum d'énergie déposée dans le calorimètre (avec plusieurs seuils implémentés), et des “pseudo-traces” dans les chambres à muons. Ensuite, le L3, constitué par une ferme d'ordinateurs, effectue une reconstruction presque complète des événements ayant satisfait les conditions requises au L1. Avec l'augmentation de la luminosité et la diminution du temps de croisement entre les faisceaux, le système de déclenchement a dû être modifié. L'architecture informatique a été complètement remplacée. L'information de plusieurs sous-détecteurs installés pour le Run II a été ajoutée : le détecteur à fibres scintillantes (CFT), les détecteurs de pieds de gerbes (CPS, FPS), et les scintillateurs du spectromètre à muons.

3.1.1 Description générale

Pour le Run II, le système de déclenchement est composé de 4 niveaux. L'information des nouveaux moniteurs de luminosité est utilisé pour le niveau L0. Ce dernier fournit un déclenchement sur les collisions inélastiques, en plus de la mesure de la luminosité. Un système de préprocesseurs et un processeur global, qui ne sont pas encore opérationnels, devrait permettre au niveau L2 de faire des corrélations entre l'information provenant des différents sous-détecteurs et celle du L1. Tous les événements qui passent le niveau L1 seront examinés par le niveau L2. Le niveau L3 est toujours composé d'une ferme d'ordinateurs. Il effectue une reconstruction partielle des différents objets de physique dans les événements à partir d'algorithmes de reconstruction rapides. Un système de stockages de l'information est prévu entre les niveaux L1 et L2, et les niveaux L2 et L3. Il permet de réduire le temps mort dû à l'attente de décision entre deux niveaux de déclenchement. Les améliorations apportées au système de déclenchement devraient permettre d'atteindre des taux de déclenchement de 5-10 kHz, 1000 Hz, et 20-50 Hz respectivement pour les niveaux L1, L2, et L3 [99], [100].

L'architecture du système de déclenchement est présentée sur la figure 3.1. Elle est détaillée dans les sections qui suivent.

Il faut préciser qu'une grande partie des possibilités de déclenchement prévues pour le Run II n'était pas disponible pendant la période où ont été enregistrée les données utilisées pour l'analyse présentée dans le prochain chapitre. En particulier, le niveau L2 n'était pas disponible, et très peu d'algorithmes au niveau L3 étaient disponibles et certifiés.

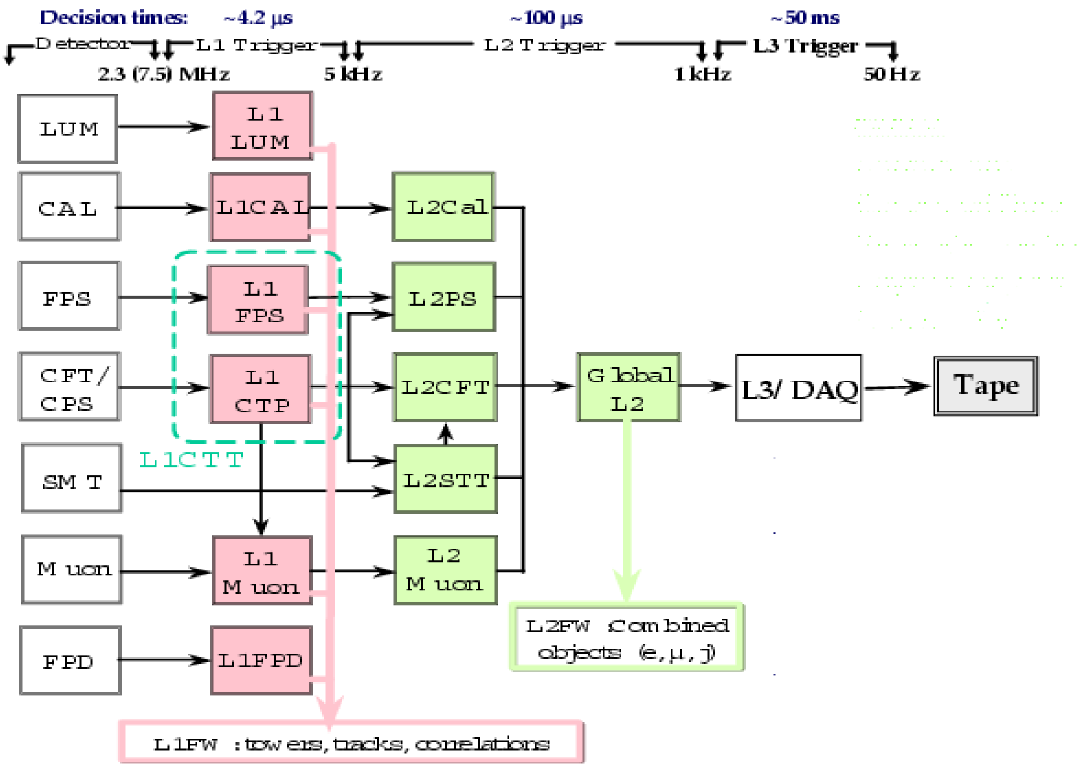


FIG. 3.1 – *Architecture du système de déclenchement (trigger) de l'expérience. Les différents sous-détecteurs participant à la décision de déclenchement sont représentés sur cette figure.*

3.1.2 Le niveau 1

Comme le montre la figure 3.1, le premier niveau du système de déclenchement utilise l'information du calorimètre, des détecteurs de pieds de gerbes (CPS et FPS), du CFT, des scintillateurs et des chambres à muons [101]. Les différents sous-détecteurs renvoient l'information sous la forme de termes "AND/OR", qui peuvent contenir des informations sur des quantités physiques, ou des informations générales sur l'événement. L'architecture du L1 peut traiter 128 combinaisons de termes "AND/OR" à chaque collision. Si une des combinaisons présente un déclenchement "positif", l'information est stockée (le système peut contenir l'information de 16 événements), en attente d'être traitée par le L2. L'acquisition au L1 peut continuer tant que le système de stockage (*buffer*) n'est pas rempli. Le temps de décision du L1 est de 4.2 μs à partir du déclenchement du L0 pour une luminosité de 10^{32} cm^{-2}s^{-1}. Le taux de déclenchement attendu pour le niveau L1 est de 10 kHz.

Pour les combinaisons qui déclenchent trop souvent [1], une fraction des événements n'est pas étudiée. Chaque *trigger* a une valeur de *prescale* associée : un *prescale* de 10 veut dire que l'on ne va étudier qu'un événement sur 10 qui auront déclenché le *trigger* choisi.

Le calorimètre

Le niveau 1 de déclenchement pour le calorimètre reste inchangé par rapport au Run I. Il est composé de tuiles, de segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.8 \times 1.6$, et de tours, de segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$, avec une couverture angulaire $|\eta_{dét}| \leq 4$ [2]. Il y a environ 1280 tours de déclenchement. La partie grossière du calorimètre hadronique n'est pas incluse. Les *triggers* peuvent déclencher à partir d'un dépôt d'énergie localisé, en demandant un seuil en énergie transverse dans une ou plusieurs tours, mais il est également possible de déclencher à partir de quantités globales comme l'énergie transverse totale ou l'énergie totale calculée en sommant sur l'ensemble des tours par exemple.

Les termes dédiés aux jets sont appelés CJT(X,Y), où X est le nombre de tours de déclenchement demandées, et Y est le seuil d'énergie transverse qui doit avoir été déposée dans chaque tour (pour les électrons, des termes similaires sont également implémentés. Ils sont appelés CEM(X,Y)).

Le détecteur à fibres scintillantes et les détecteurs de pied de gerbes

L'implémentation du déclenchement sur l'information du CFT en association avec les détecteurs de pied de gerbes permet de demander la présence de traces reconstruites au L1 pour accepter les événements [86]. La reconstruction des traces dans la partie centrale est effectuée à partir de l'information sur les fibres axiales du CFT, et sur le CPS. Pour les parties à l'avant, l'information sur les fibres *stéréo* du CFT n'est pas disponible au L1, ce sont les fibres scintillantes du FPS et les détecteurs de protons "à l'avant", pôts romains (*Roman Pots*), qui permettent de reconstruire les traces [3].

Dans la partie centrale, les traces sont reconstruites par intervalles (*bins*) de p_T à partir des impacts dans le CFT qui est subdivisé en 80 intervalles de 4.5 degrés en ϕ. La division en *bins* de p_T permet de tenir compte de la courbure des trajectoires engendrée par la présence du champ

[1] C'est la cas pour les *trigger* calorimétriques à faible seuil d'énergie déposée par exemple.

[2] L'information sur les tuiles n'était pas disponible pour les données utilisées pour l'analyse présentée dans ce manuscrit. De plus, la couverture angulaire des tours de déclenchement dans le calorimètre était limitée à $|\eta_{dét}| \leq 0.8$.

[3] Les détecteurs de protons "à l'avant" (FPD), sont utilisés pour étudier la physique des processus diffractifs, et pour la mesure des (anti)protons diffusés à grande valeur de η. Des scintillateurs recouverts d'un blindage en acier sont placés à environ 30 mètres du centre du détecteur DØ, et permettent de mesurer la position des (anti)protons dans le plan (x, y), avec une précision de l'ordre de 80 μm. Chaque FPD est constitué de 9 spectromètres, composés de *Roman pots* et des aimants du Tevatron [102].

magnétique dans le détecteur de traces. Quatre *bins* de p_T sont définis : [1.5,3], [3,5], [5,11], et [11, 1000] GeV/c. Les combinaisons d'impacts dans le CFT qui sont compris dans un des *bins* de p_T sont des candidats de traces CFT pour le niveau L1. L'information stockée comprend 4 termes pour chaque *bin* de p_T : le nombre de traces reconstruites, le nombre de traces isolées, le nombre de traces associées avec un dépôt d'énergie dans le CPS, et le nombre de traces isolées avec un dépôt d'énergie dans le CPS. Les traces sont ensuite comparées avec l'information provenant du L1 du système à muons, afin de définir des candidats "muons" à partir de l'information sur l'impulsion transverse, la charge, la coordonnée azimutale sur la dernière couche du CFT, la présence d'énergie dans le CPS et l'isolation.

Pour la région $1.4 \leq |\eta_{dét}| \leq 2.5$, le FPS contribue au déclenchement sur les électrons et les photons. Une reconstruction de "pseudo-traces" est effectuée à partir des impacts déposés dans les différentes couches avant et après l'absorbeur du FPS. Au moins deux termes de déclenchement sont disponibles au L1 pour les deux FPS (avant et arrière).

L'information des FPD permet également de reconstruire des traces au niveau L1 [103]. Les impacts dans les scintillateurs sont utilisés pour former des segments de traces, qui sont ensuite associés pour fournir des candidats "traces" au *trigger*.

Le système à muons

Le déclenchement sur les muons, dans la partie centrale, au L1 est effectué à partir de l'information provenant de 2 couches de scintillateurs et 3 couches de PDT. Les parties à l'avant incluent 3 couches de scintillateurs et 3 couches de MDT. L'information provenant du CFT est également utilisée dans les parties "centrale" et "à l'avant".

Des cartes MTC05 et MTC10 (*Muon Trigger Card*) utilisent l'information sur les traces CFT et les impacts dans le spectromètre à muons afin de reconstruire des candidats "muons", et les transmettre à l'environnement du L1 (*Trigger Framework*).
Dans la partie centrale, les algorithmes implémentés sur les cartes MTC05 associent les traces du niveau L1 du CFT avec les impacts dans les scintillateurs afin de reconstruire les traces de bas p_T. La segmentation en ϕ des scintillateurs est équivalente à celle des secteurs du CFT, et ils sont séparés en 9 divisions suivant l'axe z. Les traces de grand p_T sont reconstruites en ajoutant l'information sur la couche de scintillateurs la plus externe. Quatre seuils de déclenchement sur la valeur de p_T sont disponibles (2, 4, 7 et 11 GeV/c). La coïncidence temporelle entre les couches de scintillateurs est utilisée pour rejeter les muons cosmiques et les impacts liés au bruit instrumental. Les algorithmes implémentés sur les cartes MTC10 reconstruisent les muons à partir des dépôts d'énergie dans les PDT, en association avec un impact dans les scintilateurs[4].

Les deux types de cartes sont également utilisés pour les régions "à l'avant". Les MTC05 associent les traces CFT avec la couche de scintillateurs la plus interne pour la reconstruciton des traces de bas p_T et avec les 3 couches de scintillateurs pour reconstruire les traces de grand p_T. Les quatre seuils de déclenchement implémentés dans la partie centrale sont également disponibles dans les régions "à l'avant". Les cartes MTC10 utilisent l'information provenant des MDT. Bien que celles-ci aient un temps de dérive très rapide ($\sim$ 80 ns), la coïncidence en temps avec un impact dans les scintillateurs permet de réduire le bruit instrumental.

L'information des différents octants du spectromètre à muons est ensuite rassemblée dans le système de gestion de déclenchement sur les muons (MTM : *Muon Trigger Manager*). Le MTM produit plusieurs termes de déclenchement basés sur un seuil en p_T (2, 4, 7, et 11 GeV/c), la région en η, la qualité de la reconstruction (définitions *loose*, *medium* ou *tight*), et la multiplicité

[4]Le temps de dérive dans les PDT ($\sim$ 600 ns) est supérieur au temps de croisement entre les faisceaux (396 ns). La coïncidence avec un impact dans les scintillateurs permet d'associer un dépôt dans les PDT avec le bon croisement de faisceaux.

des candidats "muons".

3.1.3 Le niveau 2

Le niveau 2 (L2) du *trigger* fonctionne en deux étapes [104], [105]. Dans un premier temps, l'information récoltée par le L1 est acheminée jusqu'à un système de préprocesseurs. Le L2 a ainsi accès à l'information provenant du calorimètre, du CFT, des détecteurs de pieds de gerbes, et du système à muons. L'information du détecteur de vertex est également disponible au L2. Les préprocesseurs sont utilisés pour reconstruire des "pré-objets" de physique [106] :

- objets électromagnétiques, jets et quantités globales à partir du calorimètre,
- muons, en combinant l'information du spectromètre à muons et des détecteurs de traces,
- dépôts d'énergie dans les détecteurs de pieds de gerbes,
- traces reconstruites à partir de l'information provenant du STT [87] (SMT + CFT), ou du CTT [86] (CFT + CPS).

Les algorithmes implémentés dans les préprocesseurs ont un temps de calcul par événement qui est limité à environ 50 μs.

Dans la deuxième étape, un processeur global reçoit la liste et les paramètres des "pré-objets", établit des corrélations entre ces objets (séparation angulaire, masses invariantes, ...) et les sous-détecteurs, et applique des critères de qualité afin de réduire le taux d'événements de 10 kHz en entrée, à 1000 Hz en sortie. Le temps de calcul attribué au processeur global est de l'ordre de 50 à 75 μs.

Préprocesseur du calorimètre

Trois algorithmes de reconstruction sont implémentés dans le préprocesseur du calorimètre [107] : un pour les jets (L2Jet), un pour les objets électromagnétiques (L2EM), et un pour la reconstruction de l'énergie transverse manquante (L2Etmiss). Les trois préprocesseurs accèdent à l'information provenant des 1280 tours de *trigger* du calorimètre.

Les jets sont reconstruits en regroupant des amas (*clusters*) de 5×5 tours de *trigger* autour de tours au dessus d'un seuil en énergie (l'implémentation de *clusters* de 3×3 tours est également prévue). Les *clusters* dont l'énergie transverse est au dessus d'un seuil en E_T sont sélectionnés comme candidat "jet". La variable E_T est calculée par rapport à la position $z = 0$. L'algorithme de référence définit un seuil en énergie de 2 GeV pour déclencher la formation d'un *cluster*, et un seuil de 10 GeV sur la somme de l'énergie déposée dans tout le *cluster* afin qu'il soit retenu comme candidat "jet".

La reconstruction des électrons et des photons est effectuée à partir d'une liste de tours au dessus d'un seuil en E_T, appelée *seed towers*, fournie par le L1. L'énergie transverse de chaque *seed tower* est comparée à celle de ses quatre plus proches tours voisines. Plusieurs quantitées globales sont ensuite calculées pour la *seed tower* considérée et sa proche voisine de plus grande valeur de E_T, ainsi que pour le *cluster* de 3×3 tours autour de la *seed tower*. L'estimation de la fraction électromagnétique (rapport de l'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre et l'énergie totale déposée), de l'isolation (rapport de l'énergie déposée dans la partie életromagnétique et de l'énergie du *cluster*), et de l'énergie déposée totale permettent de définir des candidats "objets électromagnétiques".

L'énergie transverse manquante est estimée de manière très simple au L2. Elle est calculée à partir de la somme vectorielle de l'énergie transverse déposée dans les tours de *trigger* du calorimètre dans un intervalle donné en η, et pour des tours au dessus d'un seuil minimum. Le préprocesseur donne les composantes de $\not\!\!E_T$ en x et y. Parmi les améliorations prévues pour le préprocesseur, il devrait être possible de corriger la valeur de $\not\!\!E_T$ en fonction de la position du vertex primaire en z (cette information devrait être disponible au L2).

Préprocesseur du système de détection de traces (CTT et STT)

Deux préprocesseurs sont dédiés à la reconstruction des traces : le CTT [108], qui combine l'information provenant du CFT et du CPS, et le STT [87], qui combine l'information du SMT et du CFT.

Le préprocesseur CTT reçoit en entrée les traces reconstruites au L1 dans le CFT[5] et la position des *clusters* reconstruits dans le CPS. L'information du L1 est utilisée pour reconstruire des candidats "traces" au L2, qui sont définis à partir des variables suivantes : l'impulsion transverse, la coordonnée ϕ initiale, la coordonnée ϕ_{EM3} (au niveau de la troisième couche du calorimètre électromagnétique), et l'isolation. Les candidats "traces" sont triès par ordre croissant en p_T, puis envoyés au processeur global.

La reconstruction des traces dans le préprocesseur STT est effectuée à partir d'un algorithme d'ajustement (*fit*) des paramètres des traces CFT et de la position des impacts dans le SMT. La fonction de fit est de la forme $\phi(r) = b/r + \kappa r + \phi_0$, où b est le paramètre d'impact, κ représente la courbure, et ϕ_0 est l'angle azimutal au départ de la trajectoire (cette fonction permet de tenir compte de la courbure des trajectoires induite par le champ magnétique). En plus de ces trois paramètres, les traces en sortie du STT contiennent également l'information sur la qualité du *fit* ($\chi^2/d.o.f.$).

Préprocesseur du système de détecteurs de pieds de gerbes

Un préprocesseur est dédié à chacun des deux détecteurs de pieds de gerbes [109]. L'information fournie en entrée du L2 consiste en une liste de *clusters* d'énergie dans les différentes couches des détecteurs CPS et FPS. La position des *clusters* est convertie en coordonnées η et ϕ, avec des intervalles correspondant à peu près à la segmentation des tours de *trigger* dans le calorimètre ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$, à $\pm$ 0.05 près).

Des objets "*clusters* dans le CPS" sont constitués à partir de l'information sur la position en η et ϕ des *clusters*, de la présence d'une trace CFT associée, et dans ce cas de l'information sur le p_T de la trace associée. Des objets "*clusters* dans le FPS" sont construits à partir des mêmes variables, excepté l'association avec des traces du CFT (la couverture angulaire du CFT n'est pas suffisante pour être utilisée ici).

Préprocesseur du détecteurs à muons

Le préprocesseur dédié au déclenchement des muons a pour but de fournir des "pré-objets" muons de qualité suffisante, afin qu'au niveau L3 il ne soit pas nécessaire de lire toute l'information du système à muons, mais uniquement l'information située dans les régions autour des muons reconstruits au niveau L2.

Les candidats muons au L2 sont reconstruits en 2 étapes :

- reconstruction de segments de traces : une première série de préprocesseurs (SLIC) détermine des objets "segments de traces". Un de ces préprocesseurs récupère l'information du L1, et la convertit en muons au format de sortie du L2. Les autres préprocesseurs reçoivent l'information des chambres à dérives et des scintillateurs du système à muons. Les objets "segments de traces" sont reconstruits séparément à partir des couches A, et de l'association des couches B et C, dans les parties "centrale" et "à l'avant" [110]. Les objets ainsi formés contiennent 3 variables (p_T, η, ϕ).
- reconstruction des candidats muons : un système de préprocesseurs récupère l'information des SLIC, et reconstruit des candidats muons à partir des 3 types de "segments de traces". La

[5] il est également prévu que le CTT puisse fonctionner à partir de l'information provenant du STT.

qualité de la reconstruction et l'information en temps dans les scintillateurs sont également conservés pour chaque candidat muon.

Ensuite, les candidats muons sont envoyés au préprocesseur global. Les corrélations entre objets effectuées au niveau de ce dernier permettent de reconstruire une masse invariante "di-muons", ou par exemple de mettre en évidence la présence d'un muon à l'intérieur d'un jet.

3.1.4 Le niveau 3

Le troisième niveau (L3) du *trigger* a été conçu pour effectuer une reconstruction partielle des événements dans le but de fournir une décision rapide de déclenchement qui peut être basée sur un ou plusieurs critères [111]. L'information complète de tous les sous-détecteurs est envoyée vers une ferme d'ordinateurs qui gèrent les divers algorithmes de reconstruction en langage C++ du L3. L'accès à toute l'information recueillie dans le détecteur permet de reconstruire des objets physiques de manière plus précise [6]. La complexité des algorithmes est seulement limitée par le temps de calcul. En effet, le L3 reçoit environ 1000 Hz en entrée, et il est conçu pour avoir une acceptance de 20 à 50 Hz. La décision de trigger doit donc être prise en un temps de l'ordre de 50 à 70 ms.

Plusieurs algorithmes sont dédiés à la reconstruction partielle des objets physiques. Durant la période correspondant aux données utilisées pour l'analyse présentée dans le chapitre suivant, trois types d'objets étaient reconstruits au L3 : les jets [112], les électrons [112], et les muons [113]. D'autres outils sont en cours de certification ou de développement. Un algorithme de reconstruction de traces globales [114] (combinaisons du SMT et du CFT) est maintenant disponible, ainsi qu'un algorithme de reconstruction de $\not{E}_T$ également, et un outil de reconstruction des taus est en cours d'étude. Un certain nombre d'algorithmes dédiés à des canaux de physique spécifiques sont également envisagés (par exemple un outil pour filtrer les événements J/Ψ, Upsilon ou encore pour sélectionner les événements W ou Z).

A la différence des niveaux L1 et L2 qui sont restreints à 128 termes de *trigger*, le nombre de termes pour le niveau L3 n'est pas limité. Au L3, les termes de déclenchement sont appelés "filtres". Tous les événements qui passent les deux premiers niveaux du *trigger* sont analysés par l'ensemble des filtres du L3. Si un des filtres renvoie une décision de déclenchement positive pour un événement, il est enregistré sur bande magnétique (au format appelé *raw data*) et sera traité hors ligne (*offline*) par les algorithmes de reconstruction des objets physiques utilisés pour les analyses.

3.2 Reconstruction des objets

Le format de données *raw data* contient l'information renvoyée par l'électronique de lecture de chaque sous-détecteur. Il est nécessaire de convertir cette information sous la forme d'objets physique (électrons, jets, ...), et de grandeurs globales (traces, *cluesters*) pour être utilisée dans une analyse de physique. Cette tâche, appelée reconstruction *offline*, est effectuée par le programme DØRECO, constitué d'un ensemble d'algorithmes. Il est également utilisé pour reconstruire les événements Monte Carlo générés et traités à travers toute la chaîne de simulation du détecteur. DØRECO est éxecuté dans les fermes (d'ordinateurs) de production officielle de DØ, et les événements reconstruits sont ensuite envoyés vers le système de stockage des données (SAM) afin d'être accessible par toute la collaboration.

Le format des données en entrée de DØRECO est organisé en paquets d'information (*chunks*), appelés (*Raw Data Chunk*, RDC), produits soit par les algorithmes du L3, soit lors de simulations Monte Carlo. Les différents objets reconstruits par les algorithmes de DØRECO sont également

[6] Il est également possible d'utiliser directement les objets fournis par les niveaux L1 et L2.

renvoyés sous la forme de *Chunks*.
Deux formats de données sont disponibles en sortie de DØRECO :

- DST (*Data Summary Tape*). Tous les *Chunks* sont stockés dans le format DST, y compris les *Raw Data Chunks*. Cela représente environ 150 kbytes par événement.
- TMB (*Thumbnails*). Le format TMB a pour but de réduire le volume de données à stocker[7], et d'augmenter la rapidité d'accès aux données. Pour cela, les *Raw Data Chunks* ne sont pas gardés, et une sélection des variables pour chaque objets reconstruit est effectuée (seules sont conservées les variables nécessaires pour les analyses de physique). Les informations sont ensuite compactifiées pour atteindre une taille de l'ordre de 10 à 15 kbytes par événement pour le format de données condensées TMB.

La reconstruction des événements par le programme DØRECO s'effectue en plusieurs étapes.

La première étape du programme DØRECO consiste à récupérer l'information *raw data* et à associer les canaux d'électronique de lecture avec les différents éléments de chaque sous-détecteur. Ceci permet de reconstruire les *clusters* d'énergie dans le calorimètre, et les impacts dans le détecteur de traces chargées par exemple. Des algorithmes spécifiques sont également utilisés pour faire la calibration des sous-détecteurs.

La deuxième étape est dédiée à la reconstruction des traces chargées. Les impacts dans le SMT et le CFT sont utilisés pour reconstruire des traces globales à l'aide de plusieurs algorithmes différents (HTF [116], *Elastic Arm* [117], ...).

La liste de toutes les traces reconstruites est ensuite utilisée dans la troisième étape, consacrée à la reconstruction des vertex d'interaction. Dans un premier temps, la reconstruction du vertex primaire donne la position de l'interaction primaire (collision $p\bar{p}$), qui est primordiale pour calculer les quantités physiques cinématiques des objets (*e.g.* η et ϕ physique), ainsi que certaines quantités globales de l'événement (*e.g.* la position du vertex primaire permet de recalculer l'énergie transverse manquante reconstruite pour tenir compte de la véritable position de l'interaction[8]). Ensuite, la reconstruction des vertex déplacés est effectuée, soit de manière indépendante, soit à partir de la position du vertex primaire calculé plus tôt.

La dernière étape de DØRECO est consacrée à la reconstruction des objets qui seront utilisés pour toutes les analyses de physique. Divers algorithmes combinent les résultats précédents avec les informations de chaque sous-détecteur dans le but d'identifier des candidats "objets physiques". Les électrons, les photons, les muons, les jets et l'énergie manquante sont reconstruits en premier. Puis, les objets plus complexes tels que les jets issus de quarks de saveur lourde (c ou b), et les taus sont reconstruits. L'identification de canaux de désintégration spécifiques est également possible et envisagé ($J/\Psi, K_s, W, Z$,...).

Dans le cadre de l'analyse présentée dans le chapitre suivant, quatre types d'objets ont été utilisés : les jets, les objets électromagnétiques (électrons et photons), les muons et l'énergie transverse manquante. Les algorithmes de reconstruction de ces objets sont décrits brièvement ci-dessous.

3.2.1 Les jets

Deux types d'algorithmes de reconstruction de jets ont été définis pour le Run II [118] : des algorithmes de cône, et des algorithmes K_T. La plupart des groupes de Physique de DØ ont choisi l'utilisation d'algorithmes de cône (plusieurs études de comparaison entre les deux types d'algorithmes ont été effectuées à partir de simulation Monte Carlo [119], [120], [121]). Les jets reconstruits sont des jets "calorimétriques", dans le sens où seule l'information du calorimètre est utilisée

[7] En effet, avec l'augmentation de la luminosité et du taux de collisions, on attend un volume de données de l'ordre de 120 Tbytes par an [115].

[8] L'énergie transverse est calculée par défaut par rapport au centre du détecteur.

pour la reconstruction. De plus, l'information est restreinte aux tours du calorimètre.

Les algorithmes de cône fonctionnent suivant une procédure itérative. Dans une première étape, on recherche des tours de 2 cellules de côté, avec une énergie transverse supérieure à 1 GeV. Elles seront utilisées comme "tour de départ" (*tower seed*) pour la reconstruction des jets[9]. Autour de chaque *tower seed*, un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.7(0.5)$ est défini. Chaque cellule à l'intérieur du cône appartient au proto-jet ainsi formé. Les coordonnées de la *tower seed* définissent les coordonnées initiale du "proto-jet" (pj). Ensuite les variables cinématiques du "proto-jet" sont calculées à partir des caractéristiques des cellules qui le composent :

$$P^{pj} = (E^{pj}, p^{pj}) = \sum_i (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i); \tag{3.1}$$

$$y^{pj} = \frac{1}{2} ln \frac{E^{pj} + p_z^{pj}}{E^{pj} - p_z^{pj}}; \tag{3.2}$$

$$\phi_{pj} = tan^{-1} \frac{p_y^{pj}}{p_x^{pj}}. \tag{3.3}$$

où i est l'indice des tours calorimétriques constituant le candidat "proto-jet", P^{pj}, y^{pj}, ϕ_{pj} sont respectivement le quadrivecteur énergie-impulsion, la pseudo-rapidité et l'angle azimuthal du "proto-jet".

Si la différence angulaire entre les coordonnées initiales et les coordonnées recalculées du "proto-jet" est supérieure à une valeur critique, un nouveau cône est défini autour des nouvelles coordonnées. Les variables cinématiques sont alors recalculées jusquà obtenir une direction stable (cela nécessite en général 2 à 3 itérations [119]).

Une troisième étape est nécessaire afin de traiter les cas où plusieurs candidats jets partagent une ou plusieurs tours du calorimètre. Cette étape consiste à séparer ou associer les candidats jets (*merge and split*). La fraction d'énergie partagée entre deux jets est estimée à partir de la somme de l'énergie des tours qui sont comprises dans les deux cônes correspondant à chacun des candidats jets. Si cette valeur est plus grande que la moitié de l'énergie du jet de plus basse énergie, alors les deux jets sont associés, et les caractéristiques du nouveau jet sont recalculées. Dans le cas contraire, les deux jets restent séparés, et les tours partagées sont assignées au jet le plus proche.

Le seuil minimal en énergie transverse pour un jet est fixé à 8 GeV. Les jets restants sont ensuite classés par ordre décroissant en fonction de leur énergie transverse.

3.2.2 Les objets électromagnétiques

Les objets électromagnétiques sont créés à partir de l'information du calorimètre [123]. Les dépôts d'énergie dans les détecteurs de pieds de gerbes, et les traces globales reconstruites permettent ensuite d'effectuer l'identification et la séparation entre les électrons, les photons, et les principales sources de bruits de fond, provenant des hadrons chargés et des pions. Si un objet électromagnétique est associé à une trace, il est identifié comme étant un électron, sinon il est identifié comme étant un photon.

La reconstruction des objets électromagnétiques (*EMparticle*), est effectuée par l'algorithme *EMReco* [124]. Des *clusters* électromagnétiques constitués de tours calorimétriques sont reconstruits par un algorithme de *simple cone clustering* de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.4$, à partir de *tower seed* avec $E_T \geq 0.5$ GeV. Les *clusters* électromagnétiques avec $E_T \geq 1$ GeV sont sélectionnés, et doivent satisfaire deux critères :

- EM fraction ≥ 0.9. Cette variable est égale au rapport de la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique et de l'énergie déposée totale,

[9]C'est la méthode de formation des *clusters* par défaut dans les algorithmes de cône du Run II [122]

- isolation ≤ 0.2. L'isolation est définie comme le rapport de l'énergie du *cluster* dans un cône de taille $\Delta R < 0.2$ et de l'énergie dans un cône de taille $\Delta R < 0.4$.

Un autre algorithme, CellNN [125], est utilisé pour la reconstruction des *clusters*. Les *clusters* électromagnétiques sont reconstruits à partir des cellules du calorimètre, couche par couche.

Les *clusters* électromagnétiques sélectionnés constituent les candidats *EMparticle*. L'information sur les *clusters* est constituée de la valeur de l'isolation, et pour chaque couche du calorimètre, de la position en x, y, z, et de la fraction d'énergie déposée. L'information de la couche EM3 est utilisée, en association avec la position du vertex primaire, pour calculer la direction de l'impulsion du candidat électron/photon [10].

Les *clusters* d'énergie reconstruits dans les détecteurs de pieds de gerbes sont ensuite associés aux *EMparticle* en demandant que ceux-ci se trouvent dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ autour des coordonnées η et ϕ de l'objet *EMparticle*. S'il y a association, la direction de l'impulsion de l'*EMparticle* est recalculée en tenant compte de la position du *cluster* dans le système *Preshower*, et de la position du vertex primaire.

Enfin, les *EMparticle* sont associées avec les traces reconstruites qui se trouvent dans un cône de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi$ 0.1×0.1 autour de la position de chaque *EMparticle*. En cas d'association, la direction de l'impulsion de l'*EMparticle* est recalculée par rapport à l'impulsion de la trace reconstruite.

Un deuxième algorithme, *SEMReco* [126], est dédié à la reconstruction des objets électromagnétiques de faible impulsion (*SEMparticle*). Cet algorithme démarre directement des traces reconstruites, qu'il essaye d'associer avec des dépôts d'énergie dans le calorimètre et dans les détecteurs de pieds de gerbe. Les objets *SEMparticle* formés, sont ensuite également reconstruits par l'algorithme *EMReco*. L'ensemble des *EMparticle* constitue la liste des candidats électrons et photons.

3.2.3 Les muons

La reconstruction des muons est effectuée en plusieurs étapes. D'abord, l'information des chambres à fil et des scintillateurs est utilisée pour former des impacts *hits* dans le spectromètre à muons. L'information en temps fournie par les scintillateurs est également stockée. Ensuite, dans chaque couche, des groupements de *hits* sont ajustés à l'aide d'un algorithme de *fit* [127], dans le but de reconstruire des segments de traces. Les deux couches B et C ne subissant pas l'effet du champ magnétique (elles sont situées à l'extérieur du toroïde), les segments reconstruits dans ces couches sont ajustés afin d'obtenir des segments plus long.

Les segments reconstruits des deux côtés du toroïde sont ensuite ajustés afin de reconstruire des traces candidats "muons" [128]. Les segments des couches B et C qui ne sont associés à aucun autre ségment, sont rejetés. En revanche, les segments de la couche A qui ne sont pas associés, sont gardés car ils peuvent correspondre à un muon de faible impulsion piégé par le champ magnétique du toroïde. L'impulsion des candidats "muons" dans le système à muons, appellés muons locaux, est estimée à partir de la courbure des traces locales à la traversée du toroïde.

L'association d'une trace locale avec une trace provenant du détecteur de traces chargées globales permet de disposer d'une mesure de l'impulsion du muon beaucoup plus précise. En effet, la diffusion multiple dans l'aimant toroïdal et les blindages du spectromètre à muons limitent et dégradent fortement la mesure de l'impulsion dans le système local. Pour les données considérées, l'efficacité de reconstruction des traces dans le détecteur central était insuffisante pour pouvoir associer des traces et des cnadidats muons. La mesure de l'impulsion transverse repose uniquement sur le système à muons.

[10]Les composantes du quadrivecteur sont calculées en considérant une masse nulle pour l'objet électromagnétique.

3.2.4 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante, $\not\!\!E_T$, résulte de la présence dans l'état final d'une ou plusieurs particules interagissant très faiblement avec le détecteur (neutrinos, ..),échappant ainsi à la détection. Ceci se traduit par une non conservation de l'impulsion dans le plan transverse, qui permet ainsi de remonter à la valeur de $\not\!\!E_T$. Celle-ci peut être determinée à partir des cellules, ou bien des tours du calorimètre. La valeur de $\not\!\!E_T$ est égale à la valeur absolue de la somme vectorielle de l'énergie transverse déposée dans les cellules (ou les tours). Il a été montré que dans les deux cas, il est nécessaire d'imposer un seuil minimum d'énergie transverse déposée afin de réduire les effets instrumentaux qui perturbent la mesure de $\not\!\!E_T$ [129]. Ceux-ci sont principalement liés aux cellules appellées "cellules chaudes", qui présentent un dépôt d'énergie anormal[11]. Une première recherche de cellules chaudes est effectuée "en ligne" pendant l'acquisition des données. Des *runs* de calibration sont utilisés pour déterminer les cellules qui présentent une énergie trop élevée, ou un taux de présence de 30 % au dessus d'un seuil de 500 MeV d'énergie déposée. Les cellules chaudes sont ensuite identifiées *offline* par le nouvel algorithme NADA [130], qui remplace l'algorithme AIDA [131] du Run I. L'algorithme NADA compare l'énergie des cellules au delà d'un seuil en énergie E_{seuil}, avec l'énergie dans un cube de 3×3 cellules voisines (sans compter l'énergie de la cellule étudiée). Ces cellules sont des candidats "cellules chaudes". Si l'énergie dans le cube autour de ces cellules est inférieure à un seuil minimum E_{cube}, alors la cellule au centre du cube est étiquetée comme une cellule chaude. Dans l'algorithme NADA original, E_{seuil} et E_{cube} sont des quantitées fixes.

Plusieurs améliorations ont été apportées à l'algorithme NADA [132]. Il permet maintenant de rejeter les cellules d'énergie négative, en dessous de -1 GeV, et ceci quelque soit l'énergie dans le cube autour de ces cellules. Les cellules d'énergie $1 \leq E_{\text{cand}} \leq 5$ GeV, sont traitées avec l'algorithme NADA original. En revanche, pour les cellules avec $5 \leq E_{\text{cand}} \leq 500$ GeV, le seuil en énergie pour le cube formé par les 3×3 cellules voisines est maintenant dynamique : $E_{\text{seuil}} = 0.02 \times E_{\text{cand}}$. Les cellules avec $E_{\text{cand}} \geq 500$ GeV sont immédiatement étiquetées comme "cellules chaudes". Le taux de mauvaise identification des cellules chaudes a été estimé à 0.2 ± 0.1 % à partir de simulation Monte Carlo.

[11]Les cellules chaudes peuvent être engendrées par des problèmes instrumentaux, du bruit électronique ou du bruit provenant des désintégrations dans l'Uranium dans le calorimètre par exemple.

Chapitre 4

Analyse des premières données du Run II

Sommaire

Ce chapitre présente l'étude de la production de paires de squarks *bottom* réalisée à partir de données enregistrées auprès du détecteur DØ, pendant la phase de démarrage du Run II du Tevatron.

La première partie est consacrée à la description du cadre et de la stratégie de l'analyse. Les caractéristiques des événements $\widetilde{b}\,\overline{\widetilde{b}}$, que l'on appelera dans la suite "événements signal", y sont également présentées en détails. L'étude du choix de l'algorithme de déclenchement le plus approprié à la topologie du signal y est développée et discutée. La deuxième section est consacrée à l'analyse des données. Après la présentation de l'échantillon de données à analyser et de la certification des objets physiques utilisés, les coupures adoptées pour l'analyse et appliquées aux données sont présentées. L'étude des bruits de fond est décrite dans la troisième partie. Une attention particulière est prêtée à la méthode d'estimation de la contribution des événements provenant de processus QCD multi-jets. Enfin, la quatrième partie est consacrée à la présentation des résultats et à leur interprétation.

4.1 Cadre de l'analyse

4.1.1 Hypothèses et domaines de validité

Le cadre de l'étude de la production de paires de squarks *bottom* présentée ici, repose sur deux hypothèses. Celles-ci ont été présentées dans le chapitre 1.4, et sont résumées ici :

- chaque squark *bottom* se désintègre dans le canal $\widetilde{b} \to b + \widetilde{\chi}_1^0$ avec un taux d'embranchement de 100 %. Cette hypothèse implique que le $\widetilde{b}$ soit relativement léger (afin de restreindre les désintégrations du $\widetilde{b}$ au canal considéré). C'est le cas, en particulier, des modèles supersymétriques où le paramètre $tan(\beta)$ est grand. L'écart entre les deux états propres de masse $\widetilde{b}_1$ et $\widetilde{b}_2$ est alors plus grand, et le $\widetilde{b}_1$ peut être suffisamment léger pour être contraint à se désintégrer exclusivement dans le canal $\widetilde{b} \to b + \widetilde{\chi}_1^0$.
- le neutralino $\widetilde{\chi}_1^0$ est la particule supersymétrique la plus légère (LSP), par conséquent, c'est une particule stable. Ceci place l'analyse dans le cadre des modèles avec conservation de la R-parité.

Les événements signal sont donc entièrement déterminés par la valeur de la masse du $\widetilde{b}$, et de la masse du $\widetilde{\chi}_1^0$. L'espace des phases supersymétrique considéré pour cette analyse est l'espace des masses ($m_{\widetilde{b}}$,$m_{\widetilde{\chi}_1^0}$).

L'état final des événements signal est donc composé de deux jets b, caractérisé chacun par la présence d'un vertex déplacé, et de deux particules non détectées (les deux neutralinos) se traduisant par la présence d'une quantité significative d'énergie transverse manquante ($\not{E}_T$) dans le détecteur DØ. La stratégie d'identification des événements signal consiste donc à rechercher dans les données un excès d'événements avec deux jets étiquetés b et une quantité importante de $\not{E}_T$, par rapport à tous les bruits de fonds provenant de processus décrits dans le Modèle Standard et conduisant au même état final. C'est exactement dans ce cadre qu'a été effectuée l'étude de la production de paires de squarks *bottom* lors du Run I [50]. De plus, cette étude s'applique également à la recherche de la production de paires de squarks *top* ($\widetilde{t}$), où le $\widetilde{t}$ se désintègre dans le canal $\widetilde{t} \to c\,\widetilde{\chi}_1^0$, produisant ainsi un état final identique.

Cependant, pour la période de données utilisées pour cette étude, les outils d'étiquetage des jets b n'étaient pas encore certifiés et ne pouvaient par conséquent être appliqués aux données[1]. Il a donc fallu se passer de l'identification des jets b. Ainsi, l'analyse qui est présentée ici, est sensible à tous les canaux de physique dans et au delà du Modèle Standard produisant un état final "jets + $\not{E}_T$". L'étude de la topologie et de la cinématique des processus au delà du Modèle

[1] Seul l'étiquetage des jets b à partir de la présence de muons dans les jets était disponible. Malheureusement, l'efficacité de reconstruction des muons était trop faible pour qu'ils soient utilisés comme outil d'étiquetage des jets b.

Standard conduisant à un état final "jets + $\not\!\!E_T$" a été néanmoins restreinte à la production de paires de squarks $\widetilde{b}$ dans le canal $\widetilde{b} \to b + \widetilde{\chi}_1^0$.

4.1.2 Caractéristiques du signal $\widetilde{b} \to b\ \widetilde{\chi}_1^0$

Les caractéristiques cinématiques et topologiques des événements $\widetilde{b} \to b\ \widetilde{\chi}_1^0$ ont été étudiées à partir de la simulation Monte Carlo. La version 6.2 du générateur HERWIG [133] est utilisée pour la production et l'étude des événements signal. Ceux-ci sont ensuite reconstruits à travers l'ensemble de la chaîne de simulation du détecteur DØ[2] : *d0gstar* pour la simulation GEANT de la réponse du détecteur, *d0sim* pour la simulation de l'acquisition des données et des différentes sources de bruit (événements d'empilement (*pile-up*), événements mous (*min bias*), bruits dans les sous-détecteurs, ...), *d0reco* et *reco_analyze* pour la reconstruction des événements et des objets physiques.

Plusieurs points de l'espace des masses ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$) ont été générés. Le domaine étudié s'étend au delà du domaine étudié au Run I. Le domaine de masse exploré pour $m_{\widetilde{b}}$ varie de 45 à 165 GeV/c^2, et pour $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$ varie de 5 à 95 GeV/c^2, tout deux avec un pas de 10 GeV/c^2. La masse du $\widetilde{\chi}_1^0$ est contrainte par la relation cinématique $m_{\widetilde{\chi}_1^0} \leq m_{\widetilde{b}}$ - m_b, où m_b est la masse du quark b. Ceci se traduit par une zone de l'espace des masses où la désintégration $\widetilde{b} \to b\ \widetilde{\chi}_1^0$ est cinématiquement interdite.

masse du $\widetilde{b}$ (GeV/c^2)	LO (pb)	NLO (pb)
45.	693.9	961.6
55.	258.3	363.9
65.	111.5	157.6
75.	53.86	75.93
85.	28.11	39.20
95.	15.72	21.34
105.	9.242	12.32
115.	5.680	7.350
125.	3.600	4.606
135.	2.361	2.927
145.	1.576	1.927
155.	1.080	1.285
165.	0.7473	0.8778

TAB. 4.1 – *Sections efficaces de production de paires de squarks $\widetilde{b}$ au premier ordre (LO) et à l'ordre supérieur (NLO), calculées avec le programme PROSPINO [54].*

La production de paires de squarks *bottom* au Tevatron ne dépend que de la masse du squark $m_{\widetilde{b}}$ (puisque l'on considère qu'ils sont produits en paire $\widetilde{b}\ \bar{\widetilde{b}}$). Le tableau 4.1 présente la valeur de la section efficace théorique à l'arbre (LO), et à l'ordre supérieur (NLO), calculées à l'aide du programme PROSPINO [54]. Ce dernier permet de tenir compte des corrections NLO pour la production de paires de squarks $\widetilde{q}\widetilde{q}$ (et $\widetilde{q}\bar{\widetilde{q}}$), de paires de gluinos $\widetilde{g}\widetilde{g}$, et pour la production associée $\widetilde{q}\widetilde{g}$. Ces corrections sont importantes car, comme le montre le tableau 4.1, elles se traduisent par une augmentation d'environ 50 % de la section efficace de production par rapport au premier ordre.

Le choix des variables cinématiques et topologiques pour notre analyse est determiné en étudiant l'évolution des caractéristiques des événements signal dans l'espace des masses ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$). L'étude

[2] Avec la même version de reconstruction que celle utilisée pour les données.

a été menée à la fois au niveau du générateur, et après reconstruction (*i.e.*, après la chaîne de simulation complète).

Les caractéristiques cinématiques et topologiques des événements signal générés et reconstruits ont été étudiées à partir des variables suivantes :

- $\not{E}_T$: la présence de deux neutralinos dans l'état final se traduit par une quantité importante d'énergie transverse manquante. Les figures 4.1 c) et 4.2 c) présentent la variation de la valeur moyenne de $\not{E}_T$ en fonction du couple de masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$), respectivement au niveau du générateur et après reconstruction. Au niveau du générateur, la valeur de$\not{E}_T$ est déterminée à partir de la somme vectorielle de l'impulsion transverse emportée par chacun des neutralinos. L'évolution des deux distributions dans l'espace des masses est assez similaire. L'écart relatif moyen entre les valeurs moyennes de $\not{E}_T$ au niveau du générateur et au niveau reconstruit, dans tout l'espace des masses est d'environ 10 %. La figure 4.3 c) montre la corrélation entre la valeur de $\not{E}_T$ calculée au niveau reconstruit et la valeur calculée au niveau du générateur pour le point (135,70) GeV/c^2 de l'espace des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Cette figure montre un bon accord entre les valeurs de $\not{E}_T$ au niveau du générateur et après la reconstruction.
- $\Delta\phi_{j1j2}$: la séparation angulaire azimutale entre les deux jets de plus grande énergie transverse, appelés dans la suite "jets principaux"[3]. La figure 4.1 d) présente l'évolution de la valeur moyenne de la séparation angulaire $\Delta\phi_{b\bar{b}}$ entre les deux quarks b produits par la désintégration des squarks $\tilde{b}$, dans l'espace des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) exploré. La figure 4.2 d) présente l'évolution de la valeur moyenne de $\Delta\phi_{j1j2}$ après reconstruction. Les deux distributions sont en très bon accord. L'écart moyen entre $<\Delta\phi_{b\bar{b}}>$ et $<\Delta\phi_{j1j2}>$ est d'environ 0.15 radians. De plus, les deux distributions révèlent un comportement uniforme dans tout l'espace des masses ($<\Delta\phi_{b\bar{b}}> \sim 1.90$ radians, $<\Delta\phi_{j1j2}> \sim 2.05$ radians). La figure 4.3 d) montre une très forte corrélation entre les deux variables $\Delta\phi_{b\bar{b}}$ et $\Delta\phi_{j1j2}$, ce qui indique que les deux jets principaux reconstruits reflètent bien la topologie des quarks b produits dans les évenements signal.
- $\Delta\phi_{j1\,\not{E}_T}$: la séparation angulaire azimutale entre le jet principal et la direction de l'énergie transverse manquante. La figure 4.1 e) présente l'évolution de la valeur moyenne de la séparation angulaire $\Delta\phi_{b_1\not{E}_{T_{gen}}}$ entre le quark b de plus grande énergie transverse, et la direction de $\not{E}_T$ calculée à partir des neutralinos, au niveau du générateur. La figure 4.2 e) présente l'évolution de la valeur moyenne de la séparation angulaire $\Delta\phi_{j1\,\not{E}_T}$ après la reconstruction. Les deux distributions montrent un bon accord. L'écart moyen entre $<\Delta\phi_{b_1\not{E}_{T_{gen}}}>$ et $<\Delta\phi_{j1\,\not{E}_T}>$, est de l'ordre de 0.17 radians. Les deux distributions présentent un comportement uniforme dans l'espace des masses ($<\Delta\phi_{b\not{E}_{T_{gen}}}> \sim 2.41$ radians et $<\Delta\phi_{j1\,\not{E}_T}> \sim 2.58$ radians). La corrélation entre les deux variables $\Delta\phi_{b_1\not{E}_{T_{gen}}}$ et $\Delta\phi_{j1\,\not{E}_T}$ est illustrée sur la figure 4.3 e). L'observable $\Delta\phi_{j1\,\not{E}_T}$ reproduit bien la quantité équivalente $\Delta\phi_{b_1\not{E}_{T_{gen}}}$.
- $\Delta\phi_{j2\,\not{E}_T}$: la séparation angulaire azimutale entre le second jet principal et la direction de $\not{E}_T$. Les figures 4.1 f) et 4.2 f) montrent respectivement l'évolution de la valeur moyenne de $\Delta\phi_{b_2\not{E}_{T_{gen}}}$, où b_2 est le second quark b de plus grande impulsion transverse, et de $\Delta\phi_{j2\,\not{E}_T}$. Les deux distributions montrent un bon accord. L'écart moyen entre $<\Delta\phi_{b_2\not{E}_{T_{gen}}}>$ et $<\Delta\phi_{j2\,\not{E}_T}>$ est d'environ 0.22 radians. Les deux distributions révèlent un comportement uniforme ($<\Delta\phi_{b_2\not{E}_{T_{gen}}}> \sim 1.81$ radians et $<\Delta\phi_{j2\,\not{E}_T}> \sim 1.59$ radians) dans l'espace des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) considéré. Les deux variables présentent une grande corrélation

[3]Le jet de plus grande énergie transverse dans l'événement sera appelé "jet principal".

comme l'illustre la figure 4.3 f).

Le comportement des observables liées à la séparation angulaire des deux jets principaux, et de l'un des jets avec la direction de l'énergie transverse manquante est très interessant. En effet, il révèle que ces variables ont un comportement indépendant de la position dans l'espace des masses ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$). Il sera donc assez aisé de choisir des coupures dont l'efficacité sera constante dans la majeure partie de l'espace des masses.

La distribution de la valeur moyenne de l'impulsion transverse des quarks/jets b est également présentée sur les figures 4.1 a) et b), et 4.2 a) et b)[4]. Comme attendu, on vérifie bien que l'impulsion transverse moyenne augmente quand la masse du $\widetilde{b}$ augmente (pour une masse de $\widetilde{\chi}_1^0$ fixée). De même, pour une masse donnée de squark $\widetilde{b}$, l'impulsion des jets diminue quand la masse du neutralino $\widetilde{\chi}_1^0$ augmente puisque le $\widetilde{b}$ doit concéder une part plus importante de son énergie au neutralino. La corrélation entre l'impulsion transverse des jets principaux et l'impulsion transverse des quarks b est présentée sur les figures 4.3 a) et b). Les impulsions transverse au niveau du générateur et au niveau reconstruit montrent une bonne corrélation. On remarque toutefois que la reconstruction a tendance à surestimer l'impulsion transverse des jets. L'écart relatif moyen entre l'impulsion transverse moyenne du jet principal $< p_{T\text{ jet 1}} >$, et celle du quark b principal $< p_{T\text{ quark princ.}} >$ (quark b ou $\bar{b}$ de plus grande impulsion transverse), est d'environ 24.6 %. L'écart relatif moyen entre l'impulsion transverse moyenne du second jet principal, $< p_{T\text{ jet 2}} >$ et celle du second quark b principal $< p_{T\text{ quark sec.}} >$ (second quark b ou $\bar{b}$ de plus grande impulsion transverse), est d'environ 35.7 %.

4.1.3 Les bruits de fond

Les contributions des différents bruits de fond sont assez dépendantes des hypothèses d'analyse énoncées plus haut. En particulier, l'impossibilité d'utiliser l'étiquetage des jets issus des quarks b impose de prendre en compte un grand nombre de bruits de fond supplémentaires qui peuvent être réduits de façon drastique en demandant la présence d'un ou de deux vertex déplacés. Au Tevatron, plusieurs processus du Modèle Standard produisent en effet un état final avec "jets +$\not{E}_T$". Ceux-ci peuvent être séparés en deux catégories.

- D'une part, les bruits de fond dont la composante en $\not{E}_T$ est créée par la présence d'un ou plusieurs neutrinos dans l'état final. Parmi ces bruits de fond, les contributions majeures proviennent des événements $W \to l\nu$ + jets, $Z \to \nu\nu$ + jets et la production de paires $t\bar{t}$ avec un ou deux neutrinos dans l'état final. Les événements dibosons WW, WZ, et ZZ contribuent également mais de manière beaucoup moins significative en raison de leur faible section efficace.
  La plupart de ces bruits de fond sont caractérisés par la présence d'un ou plusieurs leptons isolés provenant de la désintégration d'un boson vecteur. C'est un des critères de rejection majeur par rapport à la topologie du signal. Seuls les événements avec électrons et/ou muons perdus ou mal reconstruits ne seront pas rejetés par ce critère. Par contre, les processus tels que $W \to \tau\nu$ + jets ($\tau \to$ hadrons ν), et $Z \to \nu\nu$ + jets par exemple, vont réellement contribuer puisqu'ils présentent le même état final que le signal "jets +$\not{E}_T$".
- D'autre part, les bruits de fond dont la composante en $\not{E}_T$ est créée par une mauvaise mesure ou un effet instrumental. Les principales composantes de ces bruits de fond proviennent des événements QCD multijets. La présence de $\not{E}_T$ factice peut être engendrée par une mauvaise mesure de l'énergie des jets, par la présence de cellules chaudes, ou par la superposition de plusieurs interactions par exemple.
  D'autres bruits de fond peuvent contribuer au bruit instrumental (c'est le cas des désintégrations

[4] Les corrections d'énergie des jets (JES), présentées plus loin, sont appliquées afin de corriger l'énergie transverse des jets après la reconstruction.

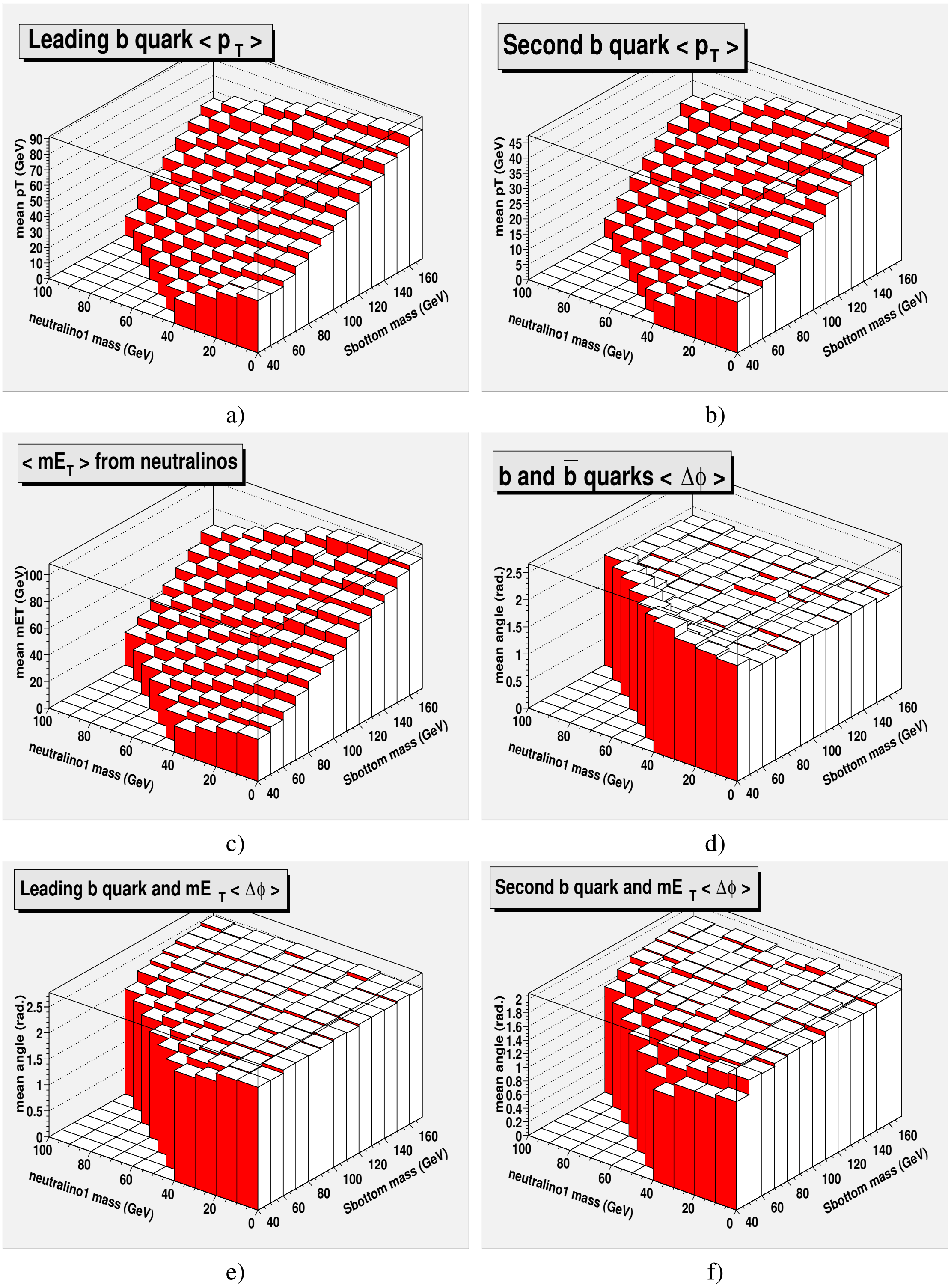


FIG. 4.1 – *Evolution de la valeur moyenne des principales observables des événements signal calculées au niveau générateur dans le plan des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Dans l'ordre : a) $< p_T >$ du quark b (ou $\bar{b}$) de plus grande impulsion transverse, b) $< p_T >$ du quark b (ou $\bar{b}$) de seconde plus grande impulsion transverse, c) $<\not{E}_T>$ (notée mE_T sur les distributions) emportée par les neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ (somme vectorielle de l'impulsion transverse des neutralinos), d) séparation angulaire moyenne azimutale entre le quark b et l'antiquark $\bar{b}$ produit par les désintégrations des $\tilde{b}$, e) séparation angulaire azimutale moyenne entre le quark b de plus grande impulsion et $\not{E}_T$ emportée par les neutralinos, et f) séparation angulaire azimutale moyenne entre le second quark de plus grande impulsion et $\not{E}_T$ emportée par les neutralinos.*

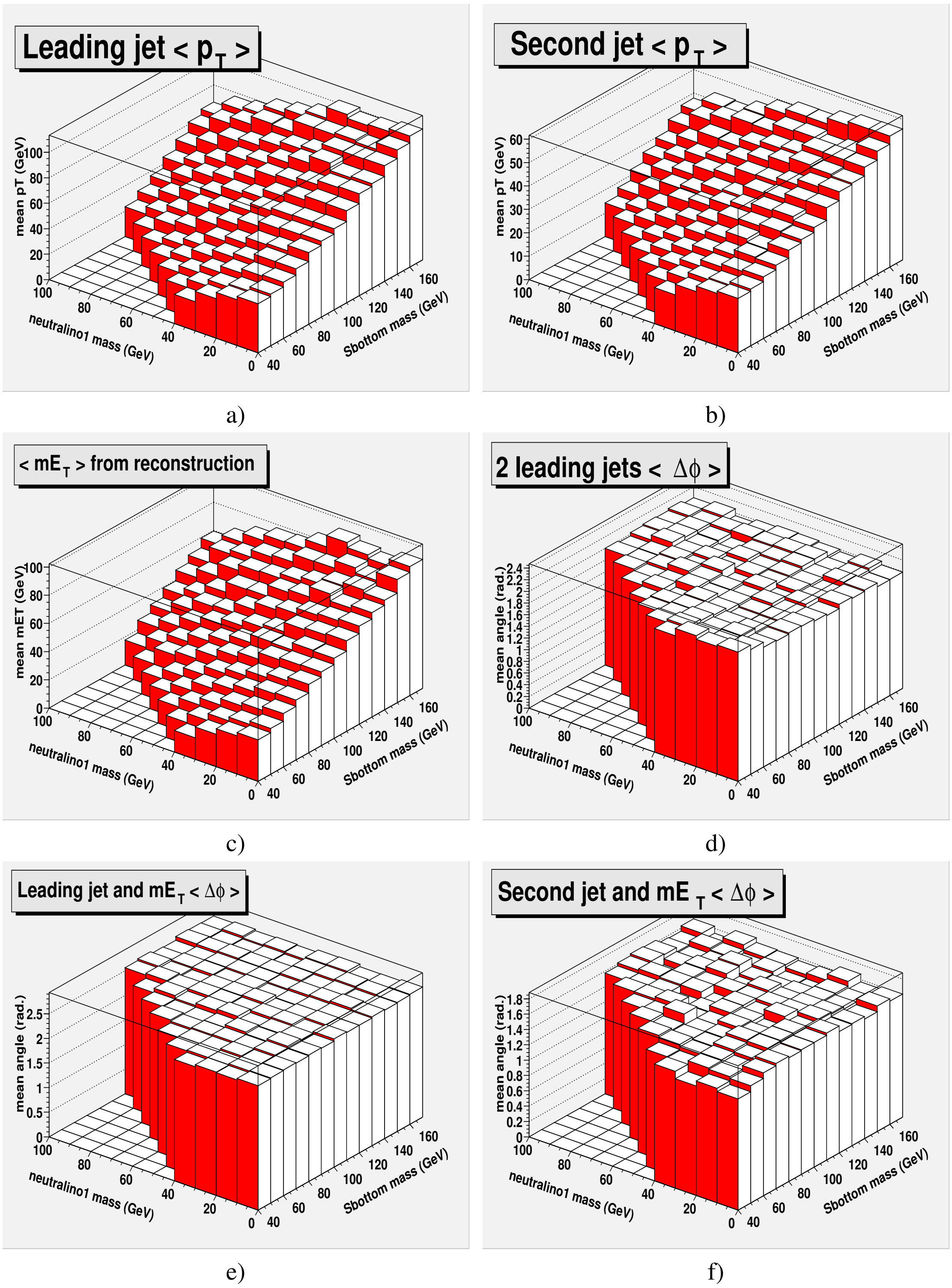


FIG. 4.2 – *Evolution de la valeur moyenne des principales observables des événements signal calculées au niveau reconstruit dans le plan des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Dans l'ordre : a) $< p_T >$ du jet principal, b) $< p_T >$ du second jet le plus important, c) $<\not{E}_T>$ calculée à partir des tours du calorimètre au dessus de 200 MeV (voir certification des objets, un peu plus loin), d) séparation angulaire azimutale moyenne entre les deux jets principaux, e) séparation angulaire azimutale moyenne entre le jet principal et la direction de $\not{E}_T$, et f) séparation angulaire azimutale moyenne entre le second jet et la direction de $\not{E}_T$.*

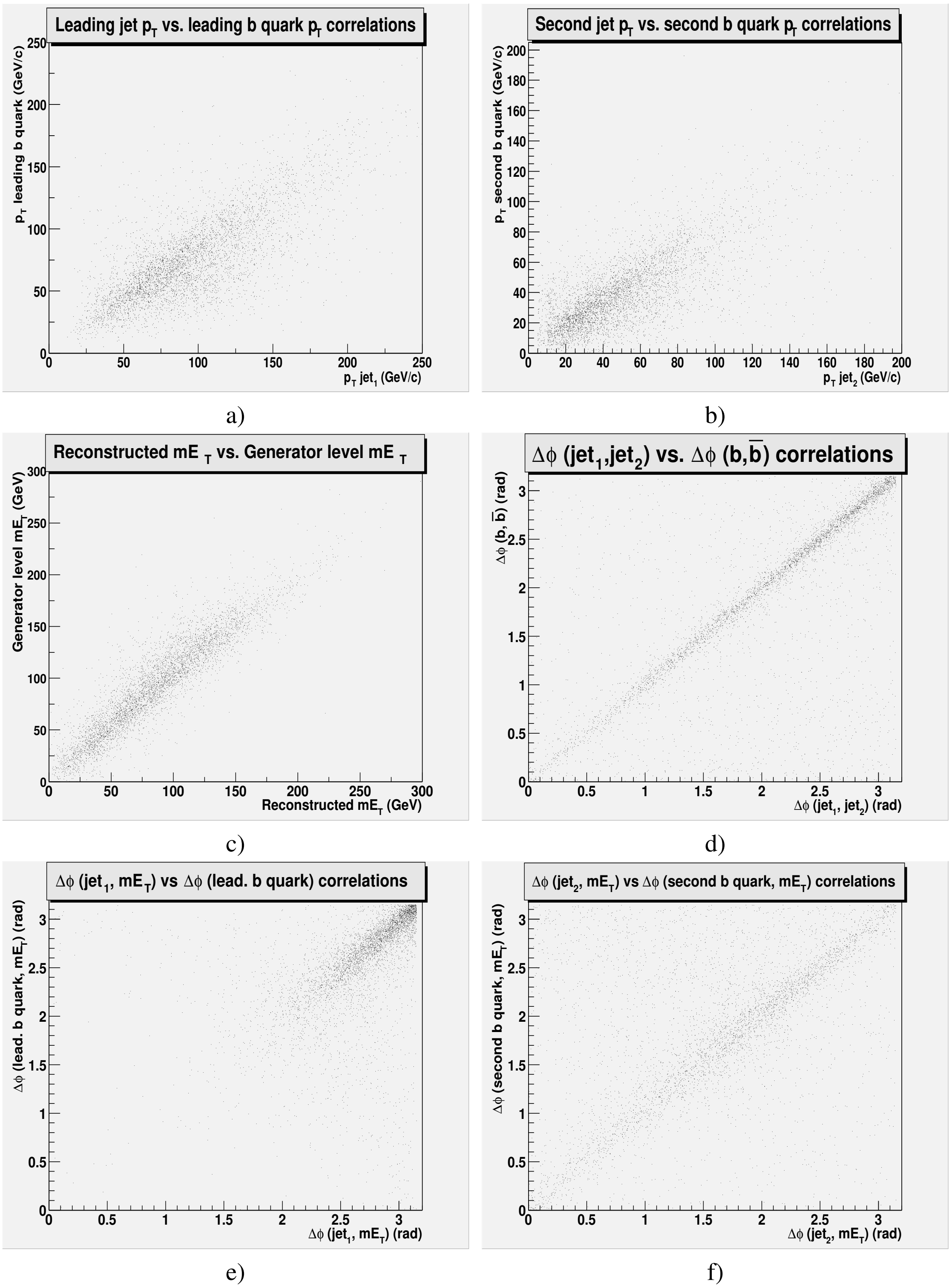


FIG. 4.3 – *Corrélation des variables cinématiques et topologiques présentées sur les figures 4.1 et 4.2, calculées au niveau du générateur et après reconstruction pour le point (135,70) GeV/c^2 de l'espace des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$).*

Bruits de fond		σ (pb)	erreur σ	Nbre gén.
W + jets	$W \to l\nu(l = e, \mu, \tau)$	3497.36	35.70	114250
γ^*/Z + jets	$\gamma^*/Z \to e^+e^-$	749.09	10.27	67000
	$\gamma^*/Z \to \mu^+\mu^-$	746.84	4.17	49500
	$\gamma^*/Z \to \tau^+\tau^-$	750.75	4.89	50000
	$\gamma^*/Z \to \nu\nu$	1064.48	15.27	21250
	$\gamma^*/Z \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	3436.69	59.09	54500
	$\gamma^*/Z \to c\bar{c}$	1426.18	22.38	57250
	$\gamma^*/Z \to b\bar{b}$	972.95	11.15	49750
$t\bar{t}$	6 jets	2.73	4.92 10^{-2}	67250
	$l\nu$ + 4 jets	1.29	8.11 10^{-3}	18250
	$l\nu l\nu$+ 2 jets	0.63	2.78 10^{-3}	42750
dibosons	WW incl.	8.05	1.57 10^{-1}	200250
	WZ incl.	2.39	3.33 10^{-2}	198000
	ZZ incl.	1.07	2.37 10^{-3}	182250
	$\gamma + W$	44.42	6.18 10^{-1}	10000
	$\gamma + Z$	37.79	5.97$10^{-1}$	9750

TAB. 4.2 – *Liste des processus de bruit de fond physique pouvant contribuerà l'état final "jets + $\not{E}_T$". Les événements ont été générés avec PYTHIA [134]. Les deux premières colonnes donnent la section efficace de production estimée par le générateur PYTHIA, et l'erreur liée à la statistique utilisée. La dernière colonne donne le nombre d'événements utilisés dans cette analyse pour l'estimation de la contribution de chaque bruit de fond.*

hadroniques des événements Z + jets, et des événements $t\bar{t}$ en 6 jets par exemple). Néanmoins, les processus QCD ont une section efficace supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la section efficace de tous les autres bruits de fond ($\sigma_{QCD} \sim 40mb$, à comparer avec les sections efficaces dans le tableau 4.2). C'est donc la source majeure de bruit de fond instrumental. La contribution des événements QCD multijets n'est pas estimée à partir de simulation Monte-Carlo. En effet, il est très difficile de montrer un accord entre les simulations Monte-Carlo des événements QCD et les données. Dans l'absolu, cela ne sera possible que lorsque la réponse du détecteur et les effets instrumentaux seront bien compris. Les outils de simulation pourront alors être ajustés afin de représenter de manière plus fidèle les données observées. En attendant, comme la plupart des événements enregistrés proviennent de processus QCD, la seule manière d'estimer cette importante composante de bruit de fond est de l'étudier directement sur les données.

L'estimation de l'ensemble des bruits de fond autres que les processus QCD multijets, sera effectuée à partir de simulations Monte Carlo. Le tableau 4.2 donne le nombre d'événements générés utilisés, la section efficace de production, et l'erreur statistique sur la section efficace, pour ces différents bruits de fond. Ils seront appellés dans la suite "bruits de fond physiques".

4.1.4 Choix du système de déclenchement

Le choix du système de déclenchement le plus approprié pour l'étude des événements signal est une étape importante de l'analyse. Il doit être optimisé afin de maximiser l'acceptance du signal et la réjection des bruits de fond. L'état final des événements signal recherchés est constitué de deux jets et d'une quantité significative d'énergie transverse manquante. Le choix de l'algorithme de déclenchement se porte donc vers les algorithmes basés sur les objets calorimétriques.

Durant la période correspondant aux données utilisées dans cette analyse, il y a eu beaucoup d'évolution au niveau des algorithmes de déclenchement. Plusieurs combinaisons d'algorithmes du niveau L1 et du niveau L3 du *trigger* ont été testées afin d'obtenir des taux de déclenchement convenables. Certaines combinaisons sont passées plusieurs fois du statut de "trigger avec *prescale*", au statut de "trigger sans *prescale*"[5]. Or, il est très important de choisir un algorithme sans *prescale* pour la recherche de nouvelle physique, car les signaux recherchés sont relativement rares en comparaison avec la production de processus du Modèle Standard.

Aucun algorithme de déclenchement basé sur l'énergie transverse manquante n'était disponible et certifié pour la période des données utilisées (les premiers résultats de l'algorithme de reconstruction de $\not{E}_T$ ont été montrés au début de l'été 2002), l'attention a donc été portée sur les algorithmes de déclenchement basés sur les jets calorimétriques[6].

Quatre *triggers* ont été étudiés. Le premier, CJT(3,7), est un *trigger* calorimétrique du niveau 1 de déclenchement (il requiert 3 tours de déclenchement avec au moins 7 GeV d'énergie transverse déposée dans chaque tour). Les trois autres sont construits en associant des *triggers* calorimétriques du niveau 1 avec les jets reconstruits avec un algorithme de cône au niveau 3 : JT_65TT (CJT(3,5) au niveau 1, et un jet L3 avec $p_T \geq 65$ GeV), JT95_TT (CJT(4,5) au niveau 1, et un jet L3 avec $p_T \geq 95$ GeV) et JT125_TT (CJT(4,7) au niveau 1, et un jet L3 avec $p_T \geq 125$ GeV). Il faut rappeller ici que durant la période de prise des données utilisées dans notre analyse, ces quatre *triggers* étaient les *triggers* sans *prescale* avec les plus petits seuils en énergie et impulsion transverse. D'après l'étude de la topologie des événements signal, il apparaît que l'ajout de termes de déclenchement sur l'énergie transverse manquante, et un minimum d'acoplanarité entre les deux jets principaux devraient améliorer grandement la réjection des bruits de fond (essentiellement la composante QCD, dont la grande multiplicité des jets favorise le déclenchement des *triggers* basés sur des jets calorimétriques).

L'étude des 4 *triggers* disponibles a montré une meilleure acceptance pour le signal en faveur du *trigger* JT_65TT. Le plateau de déclenchement (*turn-on*) de JT_65TT est présenté pour différents couples de masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) sur la figure 4.4. Le *turn-on* est déterminé en fonction de l'impulsion transverse du jet principal au niveau L3 (les jets fournis par l'algorithme de cône utilisé au L3 montrent en général un bon accord avec les jets après reconstruction [112]). L'étude du *trigger* sur les événements signal a été réalisée avec le programme officiel de simulation du *trigger* TRIGSIM.

	couples ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) (GeV)			
Acceptance (%)	(65, 15)	(95, 35)	(115, 15)	(135, 70)
CJT(3,5)	0.34	0.55	0.71	0.93
JT_65TT	0.06	0.17	0.33	0.81

TAB. 4.3 – *Etude de l'acceptance des composantes L1 et L3 du trigger JT_65TT en fonction des masses du couple ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). L'acceptance est relative aux événements dont les deux jets principaux se trouvent dans la région centrale $|\eta| \leq 0.7$.*

Le tableau 4.3 montre l'évolution de l'acceptance des composantes L1 et L1 + L3, du *trigger* JT_65TT pour quatre points de l'espace des masses ($m_{\tilde{b}}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$). L'acceptance augmente rapidement en fonction de la masse du squark $\tilde{b}$. En effet, plus la masse du $\tilde{b}$ est élevée, plus les jets issus des quarks b produits dans les désintégrations $\tilde{b} \rightarrow$ b $\tilde{\chi}_1^0$ auront une grande énergie (donc en général une plus grande impulsion transverse), et par conséquent, la probabilité de déclencher le *trigger* JT_65TT est plus importante. Cet effet se traduit également par le fait que le plateau de

[5]Voir le chapitre préc{edent

[6]La possibilité d'améliorer la qualité des jets calorimétriques en demandant des traces reconstruites associées n'était pas encore disponible durant cette période.

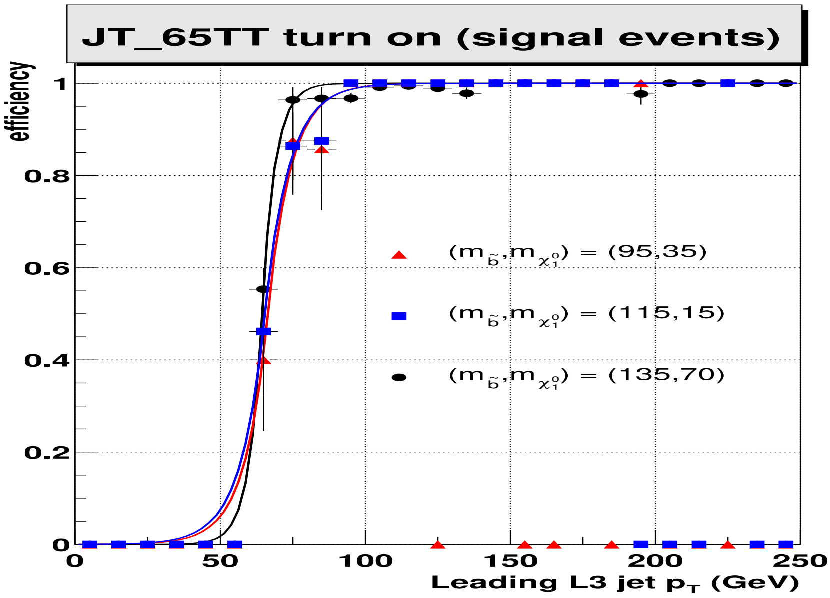


FIG. 4.4 – *Plateau de déclenchement du trigger JT_65TT sur des événements signal. Différents couples de masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) sont représentés : (95,35) GeV/c^2 en triangle plein, (115,15) GeV/c^2 en carré plein, et (130,70) GeV/c^2 en cercle plein.*

déclenchement démarre plus tôt quand la masse du sbottom est plus grande. Ce que l'on peut observer sur la figure 4.4 : le plateau commence autour de 75 GeV/c en p_T du jet principal pour le point (135,70) GeV/c^2, et autour d'environ 100 GeV/c pour le point (95,35) GeV/c^2.

Dans les données, l'estimation du *turn on* d'un *trigger* est effectuée à partir d'un échantillon d'événements indépendants, non biaisés par rapport au *trigger* étudié [135]. Par exemple, le *turn on* d'un *trigger* calorimétrique est calculé à partir d'un échantillon d'événements ayant déclenché un ou plusieurs *triggers* "muons" (associés avec des termes calorimétriques). Malheureusement, le trigger JT_65TT présente une statistique très faible (environ 130 000 événements au total pour la période considérée) qui ne permet pas d'utiliser cette méhtode.

Le *turn on* de JT_65TT est estimé de manière indirecte à partir des résultats d'une étude réalisée par le groupe de physique QCD [136]. Le but de cette étude est de comparer les *turn on* de différentes combinaisons de *triggers* de niveau 1, associées à des conditions assez souples au niveau 3. En effet, le seuil en p_T des jets au L3 pour les *triggers* présentés dans cette étude, est suffisamment bas afin de révéler le *turn on* de la composante L1 de chaque combinaison. La figure 4.5 montre le nombre d'événements par intervalle de p_T et de η pour chaque *trigger*, en fonction du p_T du jet principal, pour les événements où les deux jets principaux sont centraux. Comme il a été souligné dans le chapitre précédent, la couverture angulaire au niveau L1 dans le calorimètre ne recouvrait que les pseudo-rapidités jusqu'à $|\eta_{dét}| \leq 0.8$ jusqu'à l'été 2002. Ceci a contraint beaucoup d'études basées sur les objets calorimétriques, y compris l'analyse présentée ici, à imposer que le, ou les deux, jets principaux se trouvent dans la partie centrale du calorimètre. Les données étant essentiellement composées d'événements QCD, ces distributions représentent une estimation de l'évolution de la section efficace de production QCD en fonction de l'impulsion transverse du jet principal, convoluée avec l'efficacité de chacun des *triggers*. L'allure en décroissance exponentielle de la section efficace apparaît clairement sur la figure 4.5. Mis à part des effets liés à la statistique utilisée, un *trigger* atteint sont *turn-on* quand sa courbe de déclenchement rejoint la courbe de la section efficace.

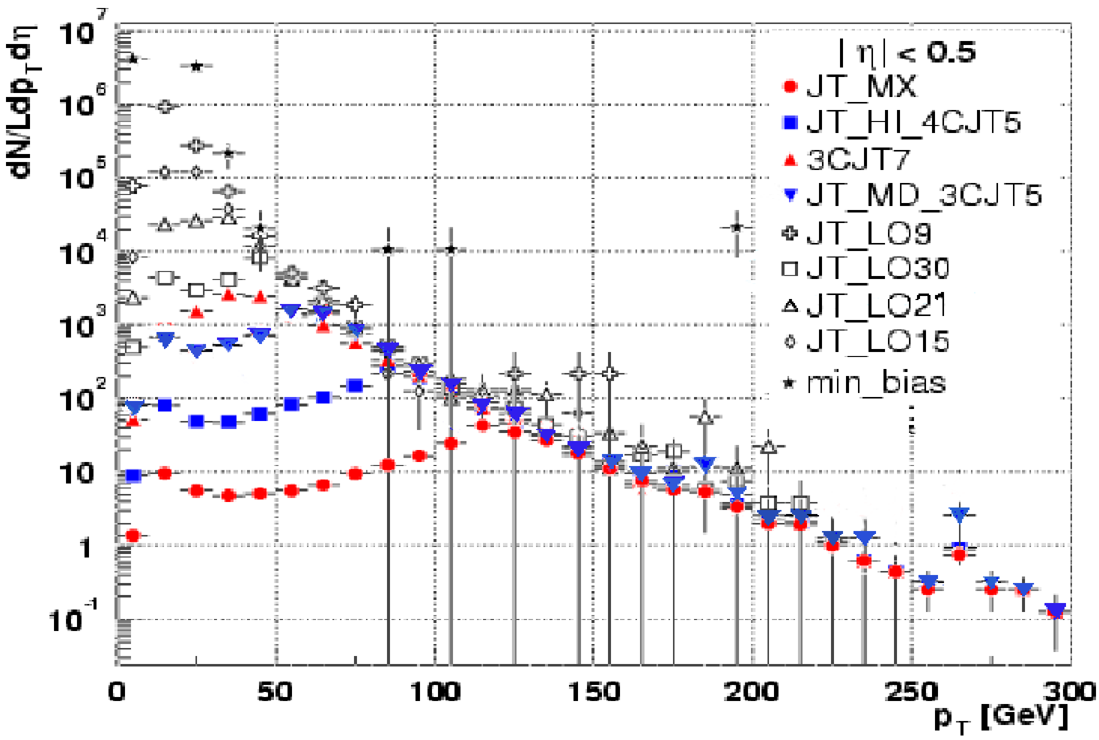


FIG. 4.5 – *Estimation du plateau de déclenchement pour différentes combinaisons de termes trigger L1 et L3. La courbe exponentielle décroissante représente la section efficace de production d'événements avec deux jets centraux (essentiellement QCD).*

Dans cette étude, le *trigger* qui se rapproche le plus de JT_65TT, est JT_MD_3CJT5. Ils ont tous deux la même composante L1 : CJT(3,5). Par contre au niveau L3, JT_MD_3CJT5 a un seuil en p_T de 42 GeV/c pour le jet principal, plus faible que celui de JT_65TT (65 GeV/c). D'après la figure 4.5, le *turn on* de JT_MD_3CJT5 se trouve à peu près autour de 75 GeV/c en p_T pour le jet principal (En ne demandant qu'un seul jet central, le *turn on* n'est atteint qu'autour de $p_T \sim 100$ GeV/c [136]). JT_MD_3CJT5 et la plupart des *triggers* ont un seuil de *turn on* nettement plus grand que le seuil en p_T imposé au L3. On peut donc interpréter les seuils de *turn on* calculés ici comme étant les seuils de *turn on* de la composante L1 des *triggers* étudiés. Cette étude a permis de réajuster les seuils sur les jets au L3 (la plupart des *triggers* présentés ici ont été abandonnés, et de nouvelles combinaisons L1/L3 ont été construites à partir de ces résultats).
Le seuil en p_T au niveau L3 du JT_65TT est inférieur d'environ 10 GeV par rapport au seuil de *turn on* de JT_MD_3CJT5 (équivalent au seuil de *turn on* de CJT(3,5) comme on vient de le voir). Il est donc raisonnable de penser que le *turn on* de JT_65TT se comporte de manière semblable à celui de JT_MD_3CJT5. Par contre, les deux *triggers* n'auront pas le même taux de réjection puisque le seuil en p_T au L3 de JT_65TT est plus grand.

4.1.5 Stratégie de l'analyse

Comme il a été souligné plusieurs fois, les données utilisées pour l'analyse présentée ici, ont été enregistrées durant la phase de mise en service du détecteur[7]. Plusieurs sous-détecteurs ont

[7]Ces données ont quand même permis d'obtenir les premiers résultats de physique de la plupart des groupes de physique de l'expérience DØ au Run II [137], [138], [139], [140].

présenté des problèmes ponctuels durant cette période, tels que des alimentations défectueuses ou des problèmes d'acquisition par exemple. Le système de détection des traces chargées n'a été installé complètement que vers le milieu de cette période. De plus, le niveau L2 du *trigger* n'était pas encore disponible (sauf pour les muons), et les algorithmes du niveau L3 n'étaient pas tous implémentés et certifés. Tout ceci a été pris en compte lors de l'élaboration de la stratégie de l'analyse.

Le but de la stratégie d'analyse est de sélectionner un échantillon d'événements ne présentant pas de problèmes instrumentaux, et correspondant à une topologie avec au moins deux jets au dessus d'un certain seuil en p_T, de l'énergie transverse manquante, et aucun lepton (e et/ou μ) isolé. Cet échantillon est ensuite comparé au nombre d'événements attendus pour les deux sources de bruits de fond du Modèle Standard, les bruits de fond physiques et les processus QCD multijets, en fonction d'une coupure sur la valeur de $\not\!\!E_T$. Un excès d'événements dans les données par rapport aux prédictions des bruits de fond sera interprété comme provenant de processus au delà du Modèle Standard.
La stratégie de l'analyse se déroule en trois étapes :

- application des coupures de nettoyage,
- application des coupures topologiques,
- estimation de la contribution des bruits de fond.

Les coupures de nettoyage sont optimisées afin de rejeter les événements avec des objets physiques mal mesurés dus à des problèmes instrumentaux comme la présence de dépôt d'énergie anormaux, ou une mauvaise mesure de l'énergie des jets. Les événements satisfaisant les coupures de nettoyage sont ensuite filtrés par une série de coupures topologiques, établies à partir de l'étude de la topologie des événements signal (présenté dans la première partie de ce chapitre). Les coupures topologiques permettent de discriminer les événements signal parmi les événements provenant des bruits de fond. A l'issue de ces deux étapes de coupures, l'échantillon de données est constitué *a priori* de trois types d'événements : des événements QCD multijets, des événements de bruits de fond physiques du Modèle Standard, et éventuellement des événements d'un ou plusieurs signaux hypothétiques au delà du Modèle Standard (avec un état final “jets $+\not\!\!E_T$” puisqu'aucun outil d'étiquetage des jets b n'était disponible).

La dernière étape consiste à estimer la contribution des différentes sources de bruits de fond au dessus d'une coupure en $\not\!\!E_T$ donnée (Plusieurs valeurs de coupures seront présentées). Les deux sources de bruits de fond sont étudiées de manière différentes. Les bruits de fond physiques du Modèle Standard sont estimés à partir de simulation Monte Carlo, alors que la contribution des événements QCD multijets au dessus d'un seuil de $\not\!\!E_T$ est estimée directement à partir des données. Enfin, les candidats observés dans les données à l'issue de toutes les coupures sont comparés aux prédictions des différents bruits de fond.

4.2 Sélection des événements

L'échantillon de données utilisées pour cette analyse, et les critères de sélection des événements sont présentés dans ce paragraphe.

4.2.1 Qualité des “runs”

Les groupes responsables des objets physiques et des sous-détecteur définissent un certain nombre de critères de qualité, et établissent la liste des “runs” qui satisfont ces critères. Comme l'analyse effectuée ici repose principalement sur les jets et l'énergie transverse manquante, les “runs” sélectionnés doivent avoir été approuvés par le groupe responsable du “Calorimètre”.
D'autres critères de certification des “runs” sont également appliqués :

- Le groupe responsable de l'identification et de la certification des objets jets et $\not\!\!E_T$ applique des critères de qualités basés sur l'uniformité de la distribution des composantes en x et y de $\not\!\!E_T$, de la valeur de $\not\!\!E_T$, ainsi que de la distribution de la somme scalaire de l'énergie transverse totale (sE_T *: scalar* E_T) pour l'établissement de la liste des "runs" ne présentant aucun biais instrumental. L'algorithme qui permet d'étiqueter les cellules présentant un dépôt d'énergie anormal (NADA [132]), est également utilisé dans la certification. Le nombre de "cellules chaudes" est contrôlé et limité. Ces critères sont discutés plus en détails dans [129]. Pour les données utilisées dans cette analyse, les listes de "bons runs" v1.4 [141] et v1.5 [142] ont été utilisées.
- Les "runs" de moins de 1000 événements ne sont pas pris en compte car ils résultent souvent de problèmes liés à un sous-détecteur, ou à un arrêt intempestif de l'acquisition des données.
- Les "runs" avec des problèmes liés à l'acquisition des données (DAQ) ou au système de déclenchement, notamment les "runs" présentant la mention "prescale panic" au niveau L1 du *trigger* sont rejetés lors de la présélection.

4.2.2 Certification des objets physiques

Avant de décrire les coupures de sélection des événements, on va d'abord décrire les objets physiques utilisés dans cette analyse, et leurs certifications. Les méthodes de reconstruction et d'identification des objets physiques ont été présentés un peu plus en détails dans le chapitre précédent. Cependant, au fur et à mesure que la compréhension des données s'améliore et que les problèmes liés aux sous-détecteurs sont mieux appréhendés, les critères de certification évoluent. Ceux-ci sont établis par les groupes d'identification des objets physiques.

Pour les données récoltées pour l'analyse présentée ici, les certifications suivantes sont utilisées :

- **Objets électromagnétiques** (version 2.1 [143]) : parmi les deux algorithmes de reconstruction, c'est l'algorithme de cône (*simple cone*) qui est choisi. Les candidats objets électromagnétiques doivent passer les coupures suivantes :
  - id = 10, ou |id| = 11 ; La variable id se réfère à l'identité de l'objet (10 = photon, $\pm$ 11 = électron/positron). Il faut préciser ici que la séparation entre les électrons et les photons requiert en principe de faire coincïder le *cluster* d'énergie dans le calorimètre avec une trace reconstruite. Dans les données étudiées, l'efficacité de reconstruction des traces est très faible. Il est donc très difficile de distinguer les deux types de particules. De plus, le critère |id| = 11 est surtout efficace pour les électrons de grands p_T (par exemple dans la désintégration $Z \to ee$).
  - EMfrac ≥ 0.9 ; Cette coupure requiert que la fraction d'énergie déposée par l'objet dans la partie électromagnétique du calorimètre soit supérieure à 90%.
  - iso ≤ 0.15 ; Ce critère définit l'isolation de l'objet électromagnétique par rapport à l'énergie qui l'entoure dans le calorimètre.
    Cette grandeur se calcule ainsi : iso = $\frac{E(R\leq0.4)-E(R\leq0.2)}{E(R\leq0.2)}$, où $E(R \leq 0.2)$ est l'énergie déposée dans un cône de $R = 0.2$ autour de l'objet reconstruit, et $E(R \leq 0.4)$ est l'énergie contenu dans un cône de $R = 0.4$ autour de l'objet.
  - HMx8 ≤ 20 ; Cette variable sert à discriminer les objets électromagnétiques des objets hadroniques dont la forme des gerbes dans le calorimètre est sont distinctes.

- **Jets** (version 1.2 [144]) : Les jets utilisés ici sont reconstruits avec un algorithme de cône de taille $\triangle R = \sqrt{(\triangle\eta)^2 + (\triangle\phi)^2} \leq 0.7$. Deux types de certification sont définies. La qualité des jets est dite soit *loose*, soit *tight*, selon la sévérité des coupures (les chiffres entre parenthèses sont les valeurs pour la certification *tight*) :

– $0.05 \leq$ EMfrac ≤ 0.95 ; EMfrac est la fraction de l'énergie totale d'un jet déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre.
– CHfrac ≤ 0.4 (0.25) ; CHfrac est la fraction d'énergie déposée dans la partie *coarse* du calorimètre hadronique (où la granularité est la moins fine). Cette coupure permet de rejeter des jets qui déposent une trop grande fraction de leur énergie dans cette partie du calorimètre, où la mesure de leur énergie est moins précise à cause de la segmentation plus grossière par rapport au reste du calorimètre.
– Hotfraction ≤ 10 (5) ; La variable Hotfraction représente pour un jet le rapport de l'énergie transverse de la cellule la plus énergétique, à l'énergie de la seconde cellule la plus énergétique qu'il contient. Cette coupure est un bon moyen pour rejeter les jets reconstruits autour d'une cellule chaude, ou avec un dépôt d'énergie anormal.
– n90 > 1 ; n90 est le nombre de cellules dans lesquelles est contenu 90 % de l'énergie du jet. Les jets construits à partir d'une seule cellule sont donc rejetés.

- **Correction de l'énergie des jets (*Jet Energy Scale*)** (version 2.2 [145]) : La mesure de l'énergie des jets tient seulement compte de l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre. Plusieurs sources de biais doivent être incluses afin de corriger cette mesure. Les corrections sont divisées en trois parties principales :
– Energie d'*offset* : soustraction de l'énergie ne provenant pas de l'interaction principale. Cette correction permet de tenir compte des interactions multiples, des événements d'empilement, du bruit dans l'uranium, ainsi que des interactions sous-jacentes entre les partons spectateurs (*underlying event*). L'estimation de la contribution à l'énergie déposée dans le calorimètre pour ces différentes sources est effectuée en mesurant la densité d'énergie transverse en fonction de η et ϕ dans les événements *zero-bias* et *minimum bias*. Ces corrections sont dépendantes de la luminosité instantanée, et de l'énergie au centre de masse (pour la contribution de l'*underlying event*).
– Réponse en énergie : corrections de la réponse en énergie du calorimètre. Elle est calculée dans les événements avec un jet et un photon émis dos à dos. L'énergie transverse manquante créée dans ces événements est principalement reliée à la différence de réponse entre la partie électromagnétique et la partie hadronique du calorimètre.
– Corrections de gerbes : corrections pour rendre compte de la forme de la gerbe dans le calorimètre. Les gerbes de particules crées par les particules incidentes dans le calorimètre ne sont pas toujours entièrement contenues dans le cône de rayon fixe de l'algorithme de reconstruction des jets. De même, les particules issues d'une gerbe voisine peuvent déposer de l'énergie dans le cône de reconstruction autour de la gerbe considérée. L'effet est déterminé en comparant l'énergie contenue dans le cône de reconstruction, et l'énergie contenue dans un cône "limite", dont la taille varie en fonction de η.

- **Muons** (version 2.1 [146]) : la certification utilisée pour les données analysées, définit un muon à partir d'une trace reconstruite dans le système à muons (ils sont appelés "muons locaux"). L'association entre une trace locale et une trace reconstruite dans le système de détection de traces ne présente pas une efficacité suffisante pour être requise dans les données utilisées ici.
Les muons locaux sont définis selon la certification *tight* suivante :
– au moins 2 impacts dans les chambres à dérive de la couche A ;
– au moins 1 impact dans les scintillateurs de la couche A
– au moins 2 impacts dans les chambres à dérive des couches B et C ;
– au moins 1 impact dans les scintillateurs des couches B et C ;
– le fit de la trace reconstruite dans le spectromètre à muons doit avoir convergé.

- **Energie transverse manquante** (version 1.2 [129]) : elle est calculée à partir de l'énergie des tours du calorimètre au dessus du seuil de 200 MeV. Ce seuil est un moyen efficace de rejection des cellules chaudes de grande énergie négative qui perturbent la mesure de l'énergie transverse manquante. La valeur de $\not{E}_T$ est obtenu en calculant la somme vectorielle de l'énergie déposée dans toutes les tours au dessus du seuil, $\not{E}_T = -\sum_{i=1}^{Ntours} E_{Ti}$ (la direction de $\not{E}_T$ est opposée à la somme vectorielle des énergies transverses déposées).
  La correction de l'énergie des jets a un impact direct sur l'estimation de $\not{E}_T$. Celle-ci est recalculée en fonction de la variation de l'énergie de chaque jet dans l'événement.

4.2.3 Echantillons des données

L'étude des événements signal présentée dans la section précédente a montré que c'est le *trigger* JT_65TT qui est le plus approprié pour notre analyse. La période durant laquelle celui-ci était actif, et sans valeur de *prescale*, s'étale du 22 mars au 20 mai 2002. Ceci correspond à l'intervalle de "runs" [149270,154662], qui compte environ 21 124 418 événements. Ces données ont été enregistrées avec les listes de *trigger global_CalMuon* 5.0 à 7.20, et ont été reconstruites à l'aide de la version de reconstruction *p10.15.03*.

Deux sous-échantillons de données ont été sélectionnés à partir de l'échantillon initial. La sélection du premier lot, que l'on désignera par la suite par "échantillon d'analyse", requiert que les événements aient satisfait les conditions du *trigger* JT_65TT. En plus, les deux jets principaux doivent être des jets de certification "tight", ayant une impulsion transverse $p_T \geq 20$ GeV/c, et ne se trouvant pas dans la région inter-cryostat $0.7 \leq |\eta_{dét}| \leq 1.4$. Ces coupures seront par la suite appellées "coupures de présélection". La luminosité integrée correspondant à l'échantillon d'analyse est égale à 4.1 pb^{-1}.

Le deuxième lot, que l'on appelera dans la suite "échantillon de vérification", est basé sur les mêmes critères cinématiques et topologiques que le premier lot, à l'exception de la condition de *trigger*. Ce lot ne pourra pas être utilisé pour l'analyse, mais il est utile à titre de comparaison avec l'échantillon d'analyse. En particulier, il servira à vérifier l'effet des coupures de simulation du plateau de *trigger* sur la distribution de $\not{E}_T$.

4.2.4 Coupures de nettoyage

Le but des coupures de nettoyage est de rejeter les événements qui présentent des objets physiques mal mesurés, et des problèmes instrumentaux. Ces coupures prennent en compte plusieurs facteurs limitant la qualité des événements :

- Zones chaudes et "runs bruyants",
- Critères de qualité des jets,
- Mauvaise mesure de l'energie des jets et $\not{E}_T$,
- Système à muons et réjection des cosmiques,
- Activité dans le détecteur de traces.

A l'issue des coupures de nettoyage, les événements doivent également satisfaire les coupures de simulation de plateau du *trigger* choisi pour l'analyse. Ces coupures permettent de se placer sur le plateau de déclenchement, et sont utilisées pour simuler l'effet du *trigger* sur les bruits de fond Monte Carlo. Les coupures de nettoyage et les coupures de simulation du plateau de *trigger* sont appliquées sur les deux échantillons de données, et sur les événements Monte Carlo de bruit de fond et de signal.

4.2.4.1 Zones chaudes et “runs” bruyants

La première coupure de nettoyage consiste à rejeter les événements où la présence de zones “chaudes” dans le calorimètre a été détectée. Ces zones sont caractérisées par des cellules, ou des tours, qui ont une fréquence de déclenchement ou/et une énergie anormale. En général, elles sont repérées pendant l’acquisition des données, ou pendant la reconstruction avec l’algorithme NADA. Les zones chaudes peuvent induire la présence de “faux” jets, et ainsi perturber la compréhension de la topologie des jets et par conséquent fausser la mesure de $\not\!\!E_T$.

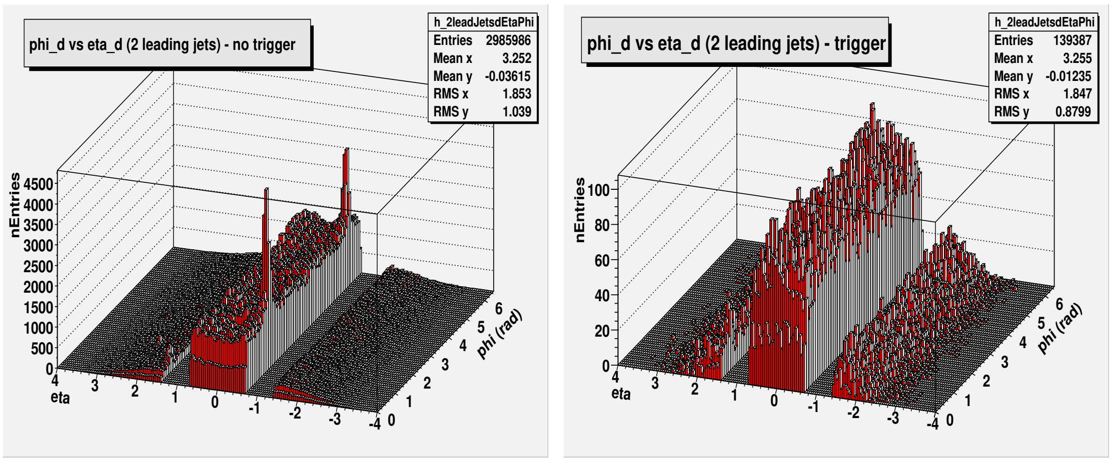


FIG. 4.6 – *Mise en évidence de zones “chaudes” dans le calorimètre central. Les deux figures montrent la position des deux jets principaux dans le plan ($\eta_{dét}$, ϕ). Les figures sont produites à partir de l’échantillon de vérification, et de l’échantillon d’analyse respectivement.*

La figure 4.6 montre la répartition des deux jets principaux dans le plan ($\eta_{dét}$, ϕ). La figure de gauche correspond à l’échantillon de vérifications, qui a permis de mettre en évidence deux zones chaudes autour des points (-0.6, 1.35) et (-0.6, 5.85). La première zone a également été remarquée dans [147]. Etonnamment, la figure de droite ne présente pas de pics aux alentours de ces deux régions. Cependant, il est évident que ces zones ont une réponse trop fréquente. En conséquence, les événements possédant un jet dans une des deux zones chaudes sont rejetés.

4.2.4.2 Qualité des jets

Les corrections d’énergie des jets sont certifiées pour les jets avec une impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c. Seuls les jets à l’extérieur de la région inter-cryostat sont corrigés. La présence de muons *tight* dans un cône $\triangle R \leq 0.7$ à l’intérieur d’un jet est prise en compte dans le calcul de la correction. L’impulsion du jet est corrigée pour tenir compte de la fraction d’énergie emportée par le muon.

La présélection des deux échantillons d’étude requiert la présence de deux “bon” jets. Ils sont définis comme suit,

- impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c,
- le jet ne doit pas être dans la région inter-cryostat.

La figure 4.7 montre la comparaison entre le nombre de jets *tights* et le nombre de “bons” jets pour des événements de deux points de l’espace des masses, pour les bruits de fond physique, et pour le bruit de fond QCD estimé [8]. Les distributions annotés “Signal - point 1” ont été générés avec les

[8] la contribution des événements QCD est estimée après les coupures de nettoyage et les coupures topologiques comme il sera décrit plus loin

masses ($m_{\tilde{b}}$ = 65, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 25) GeV/c^2, et les distributions annotés "Signal - point 2" ont été générées avec les masses ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2. Ces deux points seront utilisés ultérieurement pour les comparaisons des distributions entre les données, les bruits de fond, et les événements signal. Les distributions pour les bruits de fond sont établies à l'issue des coupures de préselection (au moins 2 jets *tight* avec $p_T \geq 20$ GeV/c, et hors de la région inter-cryostat).

La figure 4.8 montre la distribution de l'impulsion transverse des deux "bons" jets principaux pour les mêmes échantillons de signal et de bruits de fond.
Deux coupures supplémentaires sont appliquées :

- Il ne doit y avoir que des jets *tight* dans l'événement. Cette coupure permet de rejeter les événements constitués d'un ou plusieurs jets de faible qualité.
- Les algorithmes d'identification des jets et des électrons sont tous les deux basés sur des algorithmes de cône. Il arrive donc qu'un jet soit reconstruit comme un électron, et vice-versa. Normalement, les certifications des objets physiques sont suffisantes pour faire la distinction entre les deux types d'objets. Cependant, l'efficacité d'identification n'atteint jamais 100 %, et est certainement plus faible encore pour la période de données considérée. Un événement est donc rejeté si un de ces jets est également reconstruit comme un électron certifé dans un cône de rayon $\Delta R = 0.7$. L'acceptance de cette coupure atteint 99.5 % sur les événements signal. Ce critère est appellé "ambiguïté jets/électrons".

4.2.4.3 Mauvaise mesure de l'energie des jets

La mauvaise mesure de l'énergie des jets est une source importante de bruit de fond instrumental. En effet, un (ou plusieurs jet(s)) dont l'énergie est mal mesurée va faire fluctuer la valeur et la direction de $\not{E}_T$. Un jet dont l'énergie est surestimée entraîne une contribution au $\not{E}_T$ dans la direction opposée au jet. Inversement, un jet dont l'énergie est sous-estimée entraîne une contribution au $\not{E}_T$ dans la direction du jet. Les processus du Modèle Standard avec production de jets vont donc contribuer de manière importante à cet effet instrumental, en particulier le bruit de fond QCD multijets.

Ce phénomène est illustré par les distributions de la figure 4.9, qui montre la séparation angulaire azimutale $\Delta\phi_{j1\,\not{E}_T}$, entre le jet principal et la direction de l'énergie transverse manquante, en fonction de la séparation angulaire azimutale $\Delta\phi_{j2\,\not{E}_T}$ entre le deuxième jet et la direction de l'énergie transverse manquante. Les figures a) et b) sont obtenues à partir d'événements signal avec les masses ($m_{\tilde{b}}$ = 65, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 25) GeV/c^2 et ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2. La figure c) est obtenue à partir de l'échantillon d'analyse.

Comme on peut le voir, une partie non négligeable des événements de l'échantillon d'analyse (dominés par les événements QCD multijets) se trouve dans un pic autour du point (π, 0). Cet effet est purement instrumental, et peut être réduit en imposant que les jets principaux ne soient ni parallèles, ni anti-parallèles à la direction de $\not{E}_T$ dans le plan transverse. La valeur des coupures angulaires a été établie à partir de comparaison de l'efficacité sur les événements signal et sur les données. Deux coupures sont appliquées sur les trois jets jet_i ($i = 1, 2, 3$) de plus grande impulsion transverse,

- $\Delta\phi(jet_i, \not{E}_T) \leq \pi - 0.15$,
- $\Delta\phi(jet_i, \not{E}_T) \geq 0.15$, avec i = 1,2,3

L'efficacité de cette coupure est à peu près stable dans tout l'espace des masses scanné d'après les distributions de $< \Delta\phi(jet_1, \not{E}_T) >$, et $< \Delta\phi(jet_2, \not{E}_T) >$ présentées dans la première section de ce chapitre. L'acceptance de cette coupure vaut 77.5 % pour le point 1 (65,25) GeV/c^2, 76.4 % pour le point 2 (135,25) GeV/c^2, et 71.5 % pour le point 3 (135,85) GeV/c^2. Dans les données, l'acceptance est de l'ordre de 62 %.

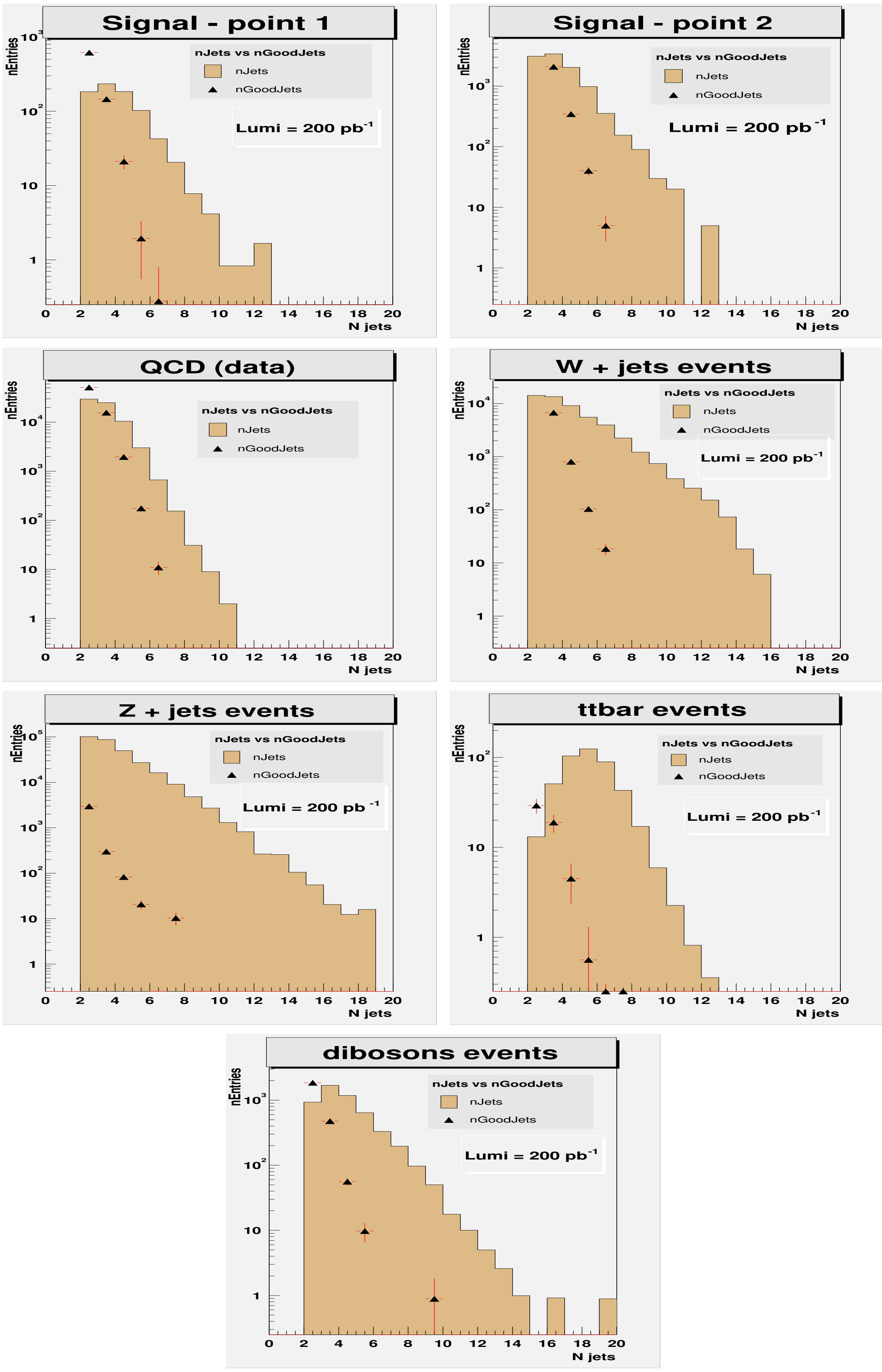


FIG. 4.7 – *Comparaison du nombre de jets certifiés "tight" (histogramme plein), et du nombre de "bons" jets (triangles pleins) pour deux points du signal ($m_{\tilde{b}}$ = 65, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 25) GeV/c^2 et ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2, et les différentes composantes de bruit de fond. Les distributions pour les bruits de fond physiques et pour les événements signal sont normalisée à une luminosité intégrée de 200 pb^{-1} afin de faire ressortir les caractéristiques des événements. Le bruit de fond QCD est estimé directement à partir des données.*

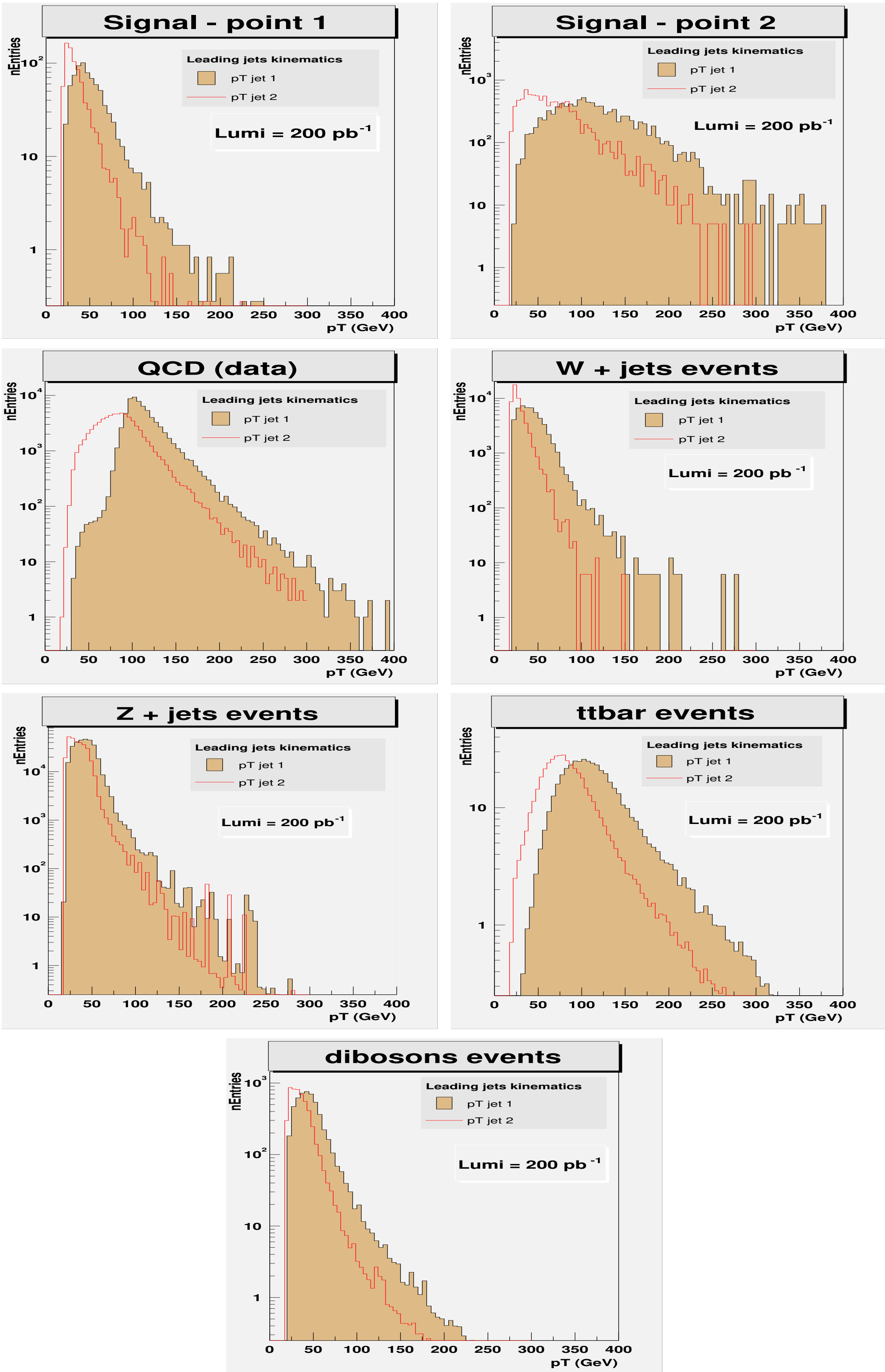
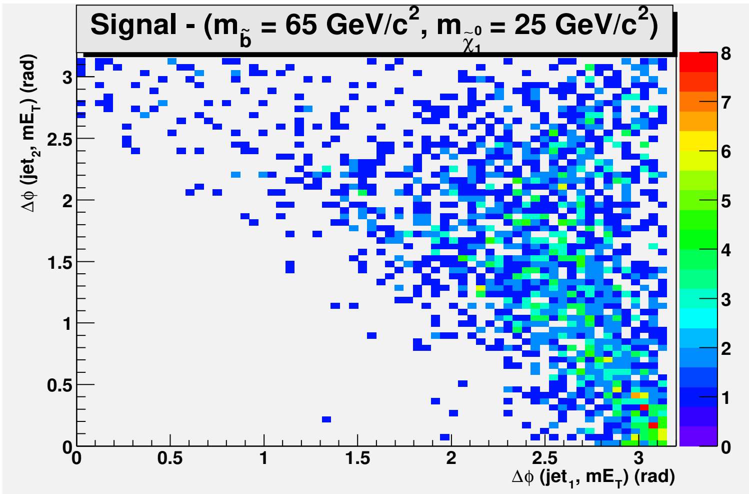
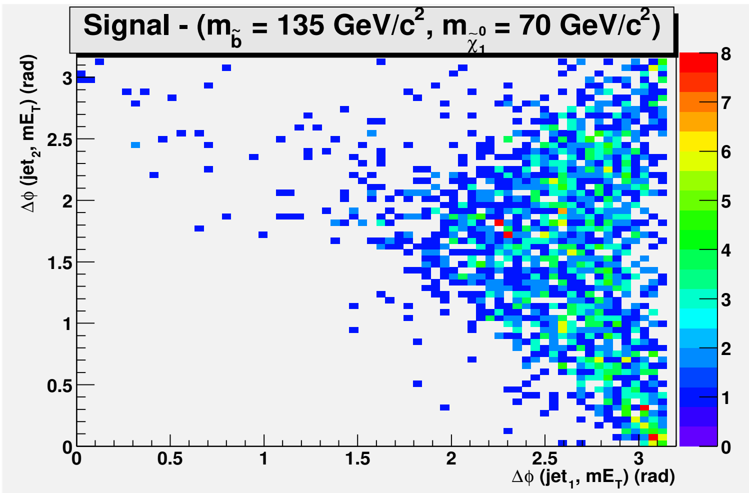


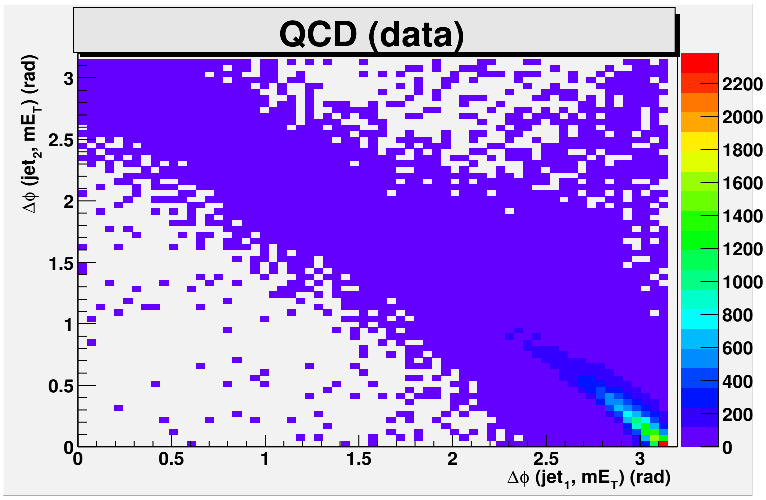
FIG. 4.8 – *Comparaison de l'impulsion transverse du jet principal (histogramme plein) et du second jet de plus grande impulsion transverse (histogramme vide) pour deux points du signal* ($m_{\tilde{b}} = 65$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 25$) *GeV/*$c^2$ *et* ($m_{\tilde{b}} = 135$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 70$) *GeV/*$c^2$*, et les différentes composantes de bruit de fond. Les distributions pour les bruits de fond physiques et pour lesévénements signal sont normalisée à une luminosité intégrée de 200 pb*$^{-1}$ *afin de faire ressortir les caractéristiques des événements. Le bruit de fond QCD est estimé directement à partir des données.*



a)



b)



c)

FIG. 4.9 – *Distribution de la séparation angulaire azimutale $\Delta\phi_{j1\,\not{E}_T}$ entre le jet principal et $\not{E}_T$, en fonction de la séparation angulaire azimutale $\Delta\phi_{j2\,\not{E}_T}$ entre le second jet et $\not{E}_T$. Les figures a) et b) sont issues de deux points du signal ($m_{\tilde b}$ = 65, $m_{\tilde\chi_1^0}$ = 25) GeV/c^2 et ($m_{\tilde b}$ = 135, $m_{\tilde\chi_1^0}$ = 70) GeV/c^2. La figure c) est issue de l'échantillon d'analyse, qui est essentiellement constitué d'événments QCD.*

4.2.4.4 Système à muons et réjection des cosmiques

Les données reconstruites avec la version p10.15.03 présente une efficacité de détection des muons assez faible. Le groupe d'identification des muons a étudié l'efficacité de reconstruction pour plusieurs définitions de qualité de muons [146]. Pour la certification choisie dans cette analyse, l'efficacité de reconstruction est de 47 % dans la région centrale du système à muons (WAMUS), et de 70 % dans la région "à l'avant" (FAMUS). Cette efficacité de reconstruction relativement faible va se répercuter sur l'efficacité du veto sur les muons isolés, qui est une coupure importante pour rejeter les bruits de fond liés aux bosons vecteurs ($W \to \mu\nu, Z \to \mu\mu$, ...).

Une liste de runs avec des critères de qualité a été établie par le groupe responsable de l'identification des muons. Tous les "runs" déclarés "mauvais" sont rejetés.

Un veto sur les rayons cosmiques est également requis afin d'améliorer la sélection des candidats muons. Le rejet des cosmiques est effectué à partir de l'information en temps fournie par les scintillateurs du détecteur à muons. Le principe de cette coupure repose sur le fait que l'information renvoyée par les scintillateurs est calibrée de manière à ce que la différence en temps entre les couches A et BC soit nulle lors du passage d'un muon provenant de la zone d'interaction. Après plusieurs discussions avec le groupe d'identification des muons, un lot de coupures afin de rejeter les cosmiques a été établi,

- $|T_A - T_{BC}| \leq 10$ ns
- $|T_A| \leq 10$ ns et $|T_{BC}| \leq 10$ ns

où T_A est le temps relevé sur la couche A, et T_{BC} le temps relevé sur les couches BC. Une étude plus détaillée est présentée dans [92].

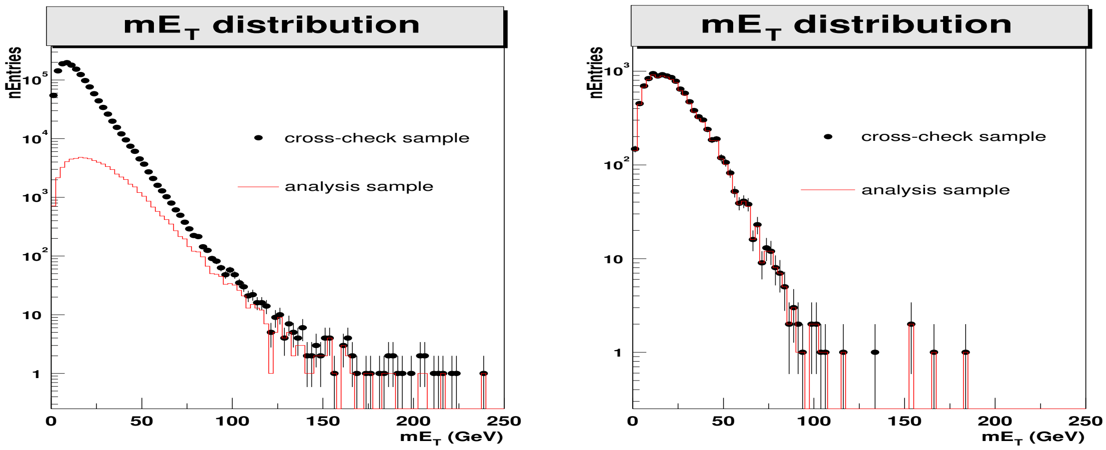
4.2.4.5 Activité dans le détecteur de traces

Une activité minimum est requise dans le système de reconstruction des traces (SMT + CFT). Un événement est accepté s'il contient au moins une trace reconstruite. Cette coupure permet de s'assurer que l'événement résulte bien d'une interaction. En temps normal, il est plus judicieux d'imposer des critères sur la reconstruction du vertex primaire, tels l'acceptance, ou bien le nombre de traces attachées à ce vertex par exemple. Malheureusement, plusieurs problèmes liés au détecteur ainsi qu'aux algorithmes de reconstruction des traces, n'ont pas permis d'utiliser les variables liés à la qualité des traces et des vertex. Une coupure minimum demandant au moins une trace reconstruite est imposée. L'algorithme de reconstruction de trace utilisés tient compte des impacts déposés dans le SMT et dans le CFT (*Gtr401atDCA*).

4.2.4.6 Simulation du *turn on* du *trigger*

Comme on l'a vu dans la section consacrée à l'étude des algorithmes de déclenchement, il est nécessaire d'appliquer des coupures en $\eta_{dét}$ et en p_T sur le jet principal afin de se placer dans la région du *turn on* du *trigger*. Il est important de vérifier que l'on atteint bien le plateau de déclenchement avec ces coupures car il faut ensuite les appliquer sur les échantillons de bruits de fond Monte Carlo afin de simuler l'effet du *trigger*.
Les conditions de *trigger* imposent que :

- les deux jets principaux doivent être centraux, $|\eta_{dét}| \leq 0.7$. En réalité, la limite de l'acceptance des triggers calorimétriques s'étend jusqu'a $|\eta_{dét}| \leq 0.8$. Cependant, cette acceptance a été légèrement réduite afin de ne pas sélectionner les jets qui seraient trop proches de cette limite, et déborderaient ainsi dans la zone inter-cryostat.
- Le seuil du plateau de *turn on* de JT_65TT estimé sur les données aux alentours de 75 GeV/c pour l'impulsion transverse du jet principal, correspond, après correction de l'énergie des jets, à 100 GeV/c.



a) b)

FIG. 4.10 – *Effet de la coupure de simulation du plateau de déclenchement. Sur la figure de gauche a), sont présentées les distributions de l'énergie transverse pour les deux échantillons de données sélectionnées après coupures de nettoyage, excepté la coupure de simulation du plateau de déclenchement, (échantillon de vérification (cercle plein), et échantillon d'analyse (histogramme)). La figure b) montre la même comparaison après application des coupures pour se placer dans le "plateau" du déclenchement de JT_65TT.*

Afin de vérifier la validité de ces critères, il est intéressant de tester leurs effets sur l'échantillon de vérification. A titre de rappel, cet lot est l'exacte réplique de l'échantillon d'analyse, à l'exception qu'aucun critère de *trigger* n'est imposé.

La figure 4.10 montre la distribution de l'énergie transverse dans les deux lots de données. A gauche, les coupures de nettoyage, sans la coupure sur le plateau de déclenchement, sont appliqués sur les deux lots (échantillon de vérification (cercle plein), et échantillon d'analyse (histogramme)). Comme on s'y attend, la forme de la distribution est nettement différente entre les deux lots. Il est cependant intéressant de noter que les queues de distribution sont assez compatibles.

A droite, les mêmes distributions sont présentées en tenant compte des critères de plateau de déclenchement, c'est-à-dire en appliquant la coupure de $p_T \geq 100$ GeV/c sur le jet principal, et en demandant que les deux jets principaux soient centraux. L'accord entre les deux lots s'étend maintenant à l'ensemble de la distribution, et la différence en termes de nombre d'événements est de l'ordre de 3.3 %. Le bon accord entre les deux distributions nous renseigne sur le fait que les conditions de *trigger* n'affectent pas la distribution de $\not{E}_T$, et que le plateau du *turn on* a bien été atteint. A titre de confirmation, en augmentant le seuil minimum pour l'impulsion du jet principal à 110 GeV/c, l'écart entre les deux courbes chute en dessous de 1 %. Ceci veut dire que les coupures choisies reproduisent bien l'effet du plateau du trigger JT_65TT.

4.2.4.7 Résultats

L'effet des coupures de nettoyage est résumé dans le tableau 4.4. Les résultats pour l'échantillon de vérification est également indiqué. Les chiffres entre parenthèses représentent l'acceptance de chaque coupure vis-à-vis du lot obtenu après les coupures de présélection décrites dans le paragraphe 1.2.4.2.

La figure 4.11 montre la comparaison de la distribution de $\not{E}_T$ avant et après les coupures de nettoyage sur l'échantillon d'analyse. L'effet de ces coupures a, comme on s'y attend, permis de réduire la queue de la distribution constituée, avant coupure de nettoyage, essentiellement

	échantillon d'analyse	échantillon de vérifications
Présélection SAM	68 722	1 469 342
Zones chaudes et "runs" bruyants	60 020 (87.3 %)	1 260 842 (85.8 %)
Ambiguité avec un objet électromagnétique	58966 (98.3 %)	1 194 531 (94.7 %)
Topologie des jets	51 980 (87.4 %)	1 070 879 (88.5 %)
Mesure de l'énergie des jets et $\not\!\!E_T$	31 936 (61.9 %)	806 124 (75.6 %)
Cosmiques et système à muons	23 142 (74.1 %)	595 750 (75.7 %)
Activité dans le détecteur de traces	23037 (99.6 %)	593 161 (99.7 %)
"Plateau du trigger"	**10 937** (46.6 %)	**11 309** (2.3 %)

TAB. 4.4 – *Nombre d'événements à l'issue des coupures de nettoyage. Les résultats sont donnés pour les deux lots de données analysés. Les chiffres entre parenthèses indiquent l'acceptance de chaque coupure par rapport au nombre d'événements après les coupures de présélection.*

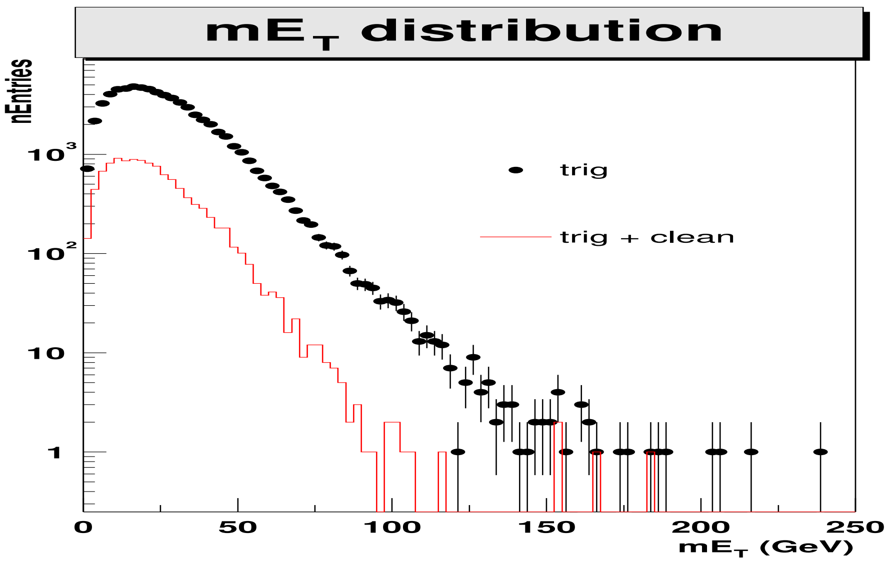


FIG. 4.11 – *Distribution de $\not\!\!E_T$ avant (cercle plein), et après (histogramme) les coupures de nettoyage sur l'échantillon d'analyse. La queue de distribution est nettement moins peuplée après nettoyage, et la distribution est plus étroite également.*

Bruits de fond	Nombre d'événements attendus
$W + jets$	2.76 ± 0.28
$Z + jets$	8.79 ± 0.44
$t\bar{t}$	2.67 ± 0.21
$dibosons$	0.49 ± 0.03
total	14.72 ± 0.55

TAB. 4.5 – *Nombre d'événements attendus pour les différents bruits de fond physiques estimés à l'aide de la simulation Monte Carlo à l'issue des coupures de nettoyage. L'erreur sur le nombre d'événements attendus est calculée à partir de l'erreur sur la luminosité, et de l'erreur liée à la statistique utilisée.*

d'événements QCD avec du $\not{E}_T$ factice. Il n'y a maintenant plus qu'une dizaine d'événements au dessus de 100 GeV de $\not{E}_T$. De plus, la distribution a une largeur plus étroite, et décroit plus rapidement pour les grandes valeurs de $\not{E}_T$.

Le tableau 4.5 montre la contribution des différents bruits de fond physiques en termes de nombres d'événements attendus à l'issue des coupures de nettoyage pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1}, correspondant à la luminosité intégrée de l'échantillon d'analyse. Le nombre d'événements attendus pour les bruits de fond physique est de l'ordre de 14.72 ± 0.55, à comparer avec les 10 937 événements présents dans l'échantillon d'analyse. Ce dernier est donc essentiellement constitué d'événements provenant de processus QCD.

4.2.5 Coupures topologiques

Après les coupures de nettoyage, la deuxième étape de la stratégie de l'analyse consiste à appliquer les coupures topologiques étudiées au début de ce chapitre, afin de discriminer les événements signal parmi les événements de bruits de fond. L'échantillon d'analyse est essentiellement constitué d'événements QCD comme on vient de le voir, donc les coupures topologiques qui vont être appliquées sont optimisées afin de discriminer le signal parmi les événements QCD. Un veto sur la présence de leptons isolés est également requis, dans le but de réduire la contribution des bruits de fond physiques avec un ou plusieurs électrons et/ou muons dans l'état final.
Quatre coupures topologiques sont appliquées :

- $\Delta\phi_{j1j2}$: séparation angulaire azimutale entre les deux jets principaux,
- $\Delta\phi_{j1\not{E}_T}$: séparation angulaire azimutale entre le jet principal et la direction de $\not{E}_T$,
- $\Delta\phi_{j2\not{E}_T}$: séparation angulaire azimutale entre le deuxième jet et la direction de $\not{E}_T$,
- $\Delta\phi_{j3\not{E}_T}$: séparation angulaire azimutale entre le troisième jet et la direction de $\not{E}_T$.

Comme on l'a vu plus tôt, la valeur moyenne de ces variables topologiques pour les événements signal sont relativement similaire quelque soit la valeur des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). De plus, comme l'illustre la figure 4.12, la comparaison entre les distributions pour deux points assez éloigné dans l'espace des masses, ($m_{\tilde{b}}$ = 65, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 25) GeV/c^2, et ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2, montre que la forme des distributions est également très similaire. Par conséquent, on choisit le point ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2 pour représenter les caractéristiques des événements $\tilde{b} \to b\,\tilde{\chi}_1^0$.

4.2.5.1 Vetos sur les leptons isolés

La présence de leptons isolés n'est pas une caractéristique de l'état final des événements signal recherchés. Il est donc nécessaire de rejeter les événements présentant des électrons ou des muons isolés. Le critère d'isolation est défini de la manière suivante : tout électron ou muon reconstruit

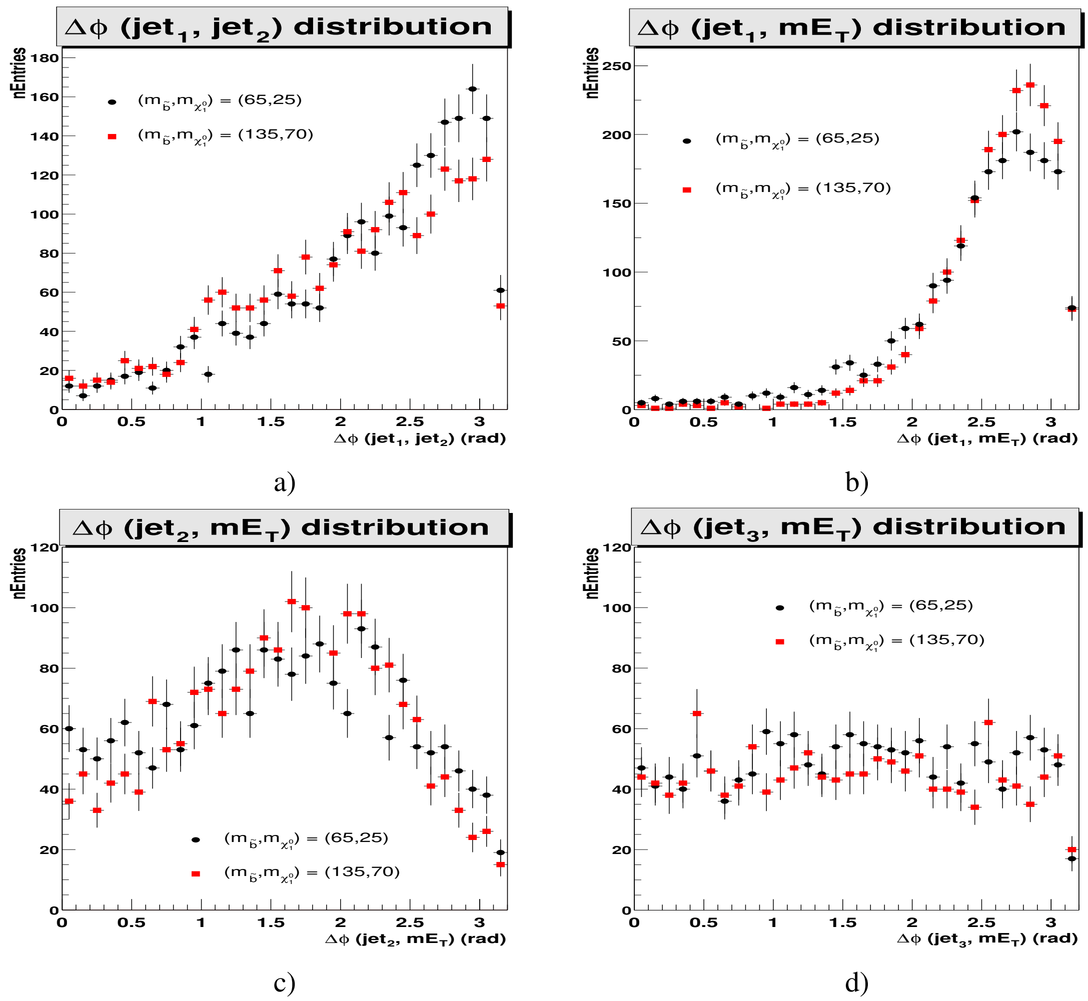
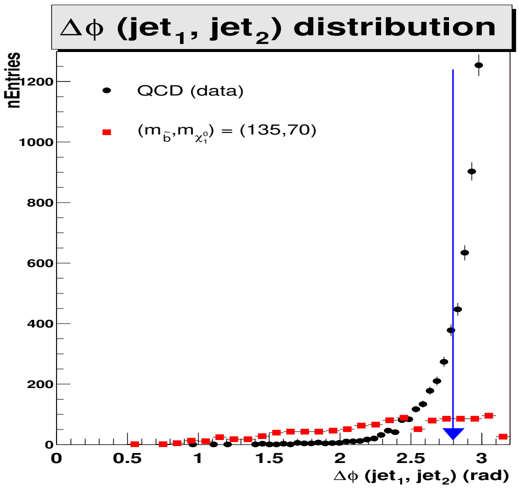
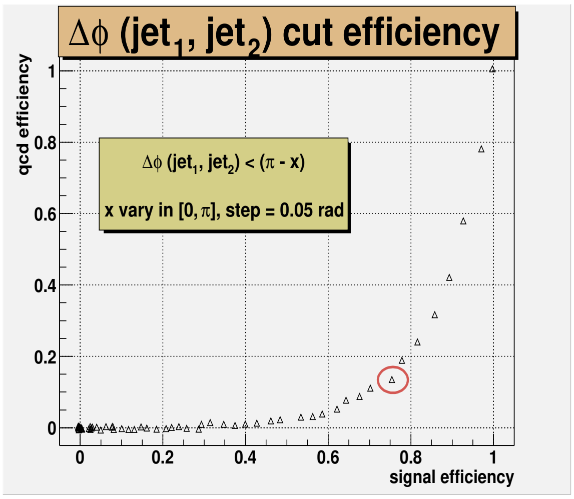


FIG. 4.12 – *Comparaison, pour deux points de l'espace des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$), des quatre variables topologiques utilsées pour discriminer le signal parmi les événements QCD : a) $\Delta\phi_{j1j2}$, la séparation angulaire azimutale entre les deux jets principaux, b) $\Delta\phi_{j1\not{E}_T}$, c) $\Delta\phi_{j2\not{E}_T}$, et d) $\Delta\phi_{j3\not{E}_T}$, respectivement les séparation angulaire entre la direction de $\not{E}_T$ et les premier, deuxième, et troisième jets. Les valeurs des masses pour ces deux points de l'espace des masses sont ($m_{\tilde{b}}$ = 65, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 25) GeV/c^2, et ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2.*



a)



b)

FIG. 4.13 – *Effet de la coupure supérieure sur la séparation angulaire entre les deux jets principaux dans le plan transverse. La figure a) montre la distribution de $\Delta\phi_{j1j2}$ pour le point ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2 qui représente les événements signal (carré), et pour les événements QCD (cercle plein). La figure b) présente l'efficacité de la coupure sur le signal, en fonction de l'éfficacité sur le bruit de fond QCD (voir les explications dans le texte). Les résultats se lisent de la manière suivante : chaque marqueur triangulaire représente une valeur x de la coupure $\Delta\phi_{j1j2} \leq \pi - x$. La coupure démarre à $\Delta\phi_{j1j2} \leq \pi$, soit $x = 0$, pour laquelle l'efficacité vaut 1 pour le signal ainsi que le bruit de fond. Ensuite, la variable x est augmentée avec un pas de 0.05 radians jusqu'à atteindre $x = \pi$, où l'efficacité vaut 0 pour les deux lots d'événements. La valeur de la coupure choisie est $\Delta\phi_{j1j2} \leq 2.8$. L'acceptance sur le signal est de l'ordre de 75 %, contre 15 % pour les événements QCD (le point correspondant est entouré par un cercle). La valeur des coupures est indiquée sur la figure a) par les flèches verticales.*

dans un cône $\Delta R \geq 0.7$ par rapport à la direction du jet le plus proche, est considéré comme un lepton isolé.

Cette coupure est appliquée dans le but de réduire la contribution des bruits de fond $W(\rightarrow l\nu)$ + jets, $Z(\rightarrow ll)$ + jets, $t\bar{t}$ ($l\nu$ et ($2l2\nu$) + jets) et dibosons. Après cette coupure, les événements contribuent essentiellement à travers la perte ou la mauvaise reconstruction d'un électron (muon). Les processus QCD, pour leur part, ne produisent pas de leptons isolés de grande impulsion transverse en général, ils ne sont que très peu affectés par cette coupure (98.6 % d'acceptance par rapport aux événements qui passent les coupures de nettoyage).

La coupure d'ambiguïté entre les électrons et les jets permet de réduire efficacement la mauvaise identification des électrons (*c.f.* paragraphe 4.2.4.2).

4.2.5.2 Séparation angulaire entre les 2 jets principaux

Cette coupure repose sur l'étude de la topologie des événements signal en fonction du couple de masse ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). La distribution de la séparation angulaire azimutale $\Delta\phi_{j1j2}$, entre les deux jets principaux a été présentée sur la figure 4.2 d), au début de ce chapitre. On a pu observer que la valeur moyenne de cette variable est uniforme dans l'espace des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$), soit $< \Delta\phi_{j1j2} >\sim 2.05$ radians. De plus, la forme de la distribution ne varie pas beaucoup non plus comme le montre la figure 4.12 a), qui présente la distribution de $\Delta\phi_{j1j2}$ pour deux points de l'espace des masses, ($m_{\tilde{b}}$ = 65, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 25) GeV/c^2, et ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2.

Etant donné que dans le signal chacun des deux jets principaux correspond à la désintégration d'un squark $\widetilde{b}$ différent, il n'y a aucune raison pour que dans la topologie finale les deux jets soient disposés "dos à dos". Par contre, il est fréquent que les deux jets principaux des processus QCD soient "dos à dos". Ce comportement est visible sur la figure 4.13 a), qui montre la distribution de la variable $\Delta\phi_{j1j2}$ pour les événements QCD (échantillon d'analyse), et pour le point ($m_{\widetilde{b}}$ = 135, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2, choisi pour représenter les événements signal dans l'espace des masses ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$). La séparation angulaire maximale entre les deux jets est donc limitée à une valeur qui va être optimisée en comparant l'acceptance de cette coupure sur les événements signal et sur le bruit de fond QCD (les autres bruits de fond ayant une contribution négligeable à ce niveau de l'analyse).

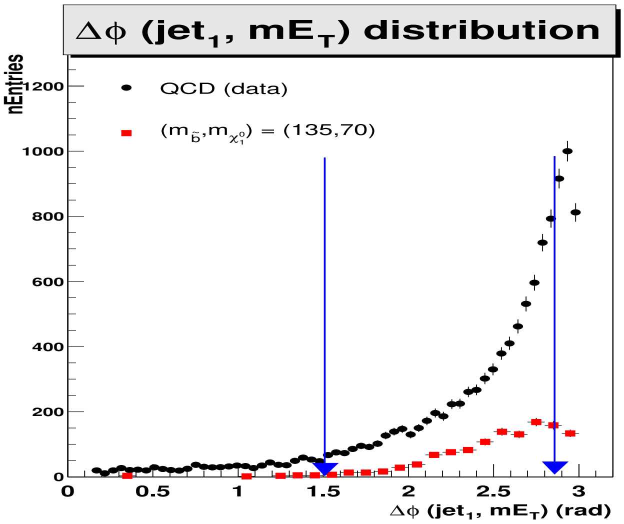
La figure 4.13 b) présente l'efficacité de la coupure sur $\Delta\phi_{j1j2}$ sur les événements signal en fonction de l'efficacité sur les événements QCD. Cette coupure présente une grande efficacité de réjection du bruit de fond tout en ayant une très bonne acceptance sur le signal comme le montre l'allure de la courbe. Chaque point (triangle vide) correspond à une valeur de la coupure $\Delta\phi_{j1j2} \leq \pi - x$, où x varie de 0 à π par pas de 0.05 radians. La coupure choisie est $\Delta\phi_{j1j2} \leq 2.8$ radians, et est indiquée sur la figure 4.13 a) par la flèche verticale. L'acceptance de la coupure choisie est de 75 % pour le signal, et conduisent à une rejection d'environ 85 % pour les événements QCD.

4.2.5.3 Séparation angulaire entre les jets et $\not\!\!E_T$

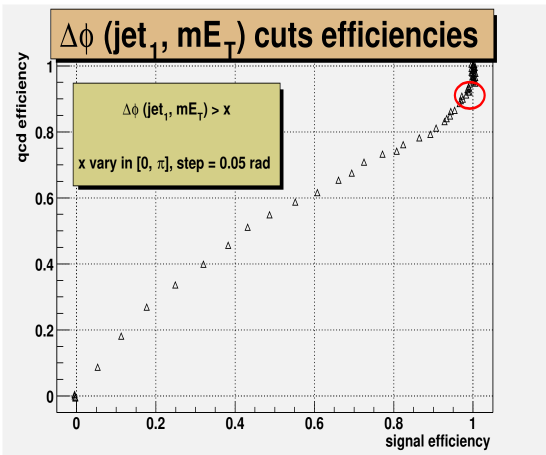
Comme pour la coupure précédente, c'est l'étude de la topologie des événements signal qui a motivé l'application de coupures sur la séparation angulaire azimutale $\Delta\phi_{j_i \not E_T}$, avec (i = 1,2,3), entre la direction des jets pricipaux et la direction de$\not\!\!E_T$. En effet, les jets issus des quarks b ne sont ni parallèles ni anti-parallèles à la direction de $\not\!\!E_T$ dans le plan (R, ϕ) dans la désintégration des squarks $\widetilde{b}$. On a vu (*c.f.* paragraphe 4.1.1) que la valeur moyenne des variables $\Delta\phi_{j_i \not E_T}$ présente un comportement stable et uniforme dans l'espace des masses ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$). De plus, les figures 4.12 b), 4.12 c) et 4.12 d) montrent que la forme de ces distributions est semblable pour les deux points de l'espace des masses étudiés plus tôt, ($m_{\widetilde{b}}$ = 65, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$ = 25) GeV/^{2} et ($m_{\widetilde{b}}$ = 135, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/^{2}.

Pour le jet principal, deux coupures ont été étudiées,

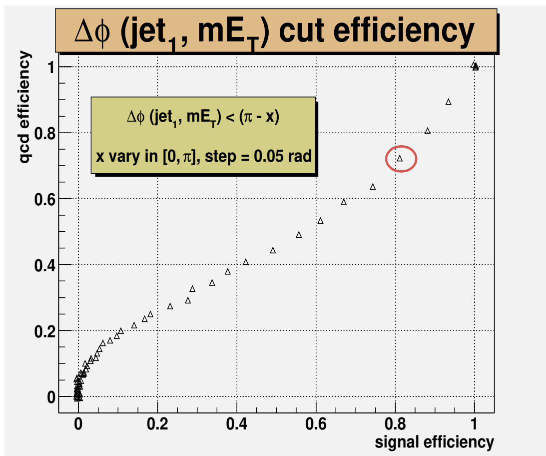
– $\Delta\phi_{j1 \not E_T} \geq x$, où x varie de 0 à π par pas de 0.05 radians. Cette coupure est illustrée sur les figures 4.14 a) et b). Pour les événements signal, le jet principal n'est pas du tout colinéaire avec la direction de $\not\!\!E_T$, comme le montre l'évolution de l'efficacité sur le signal en fonction de la valeur de la coupure. La valeur de la coupure est choisie à $\Delta\phi_{j1 \not E_T} \geq 1.5$ radians (soit une acceptance plus grande que 98 % pour les événements signal, et une réjection d'environ 8 % pour les événements QCD).
– $\Delta\phi_{j1 \not E_T} \leq \pi - x$, où x varie de 0 à π par pas de 0.05 radians. Cette coupure est illustrée sur les figures 4.14 a) et c). Il faut rappeller que parmi les coupures de nettoyage, il était déjà requis que l'écart angulaire entre le jet principal et la direction de$\not\!\!E_T$ soit inférieur à environ 3 radians (pour rejeter les événements avec des jets affectés d'une mauvaise mesure de leur énergie). Il est raisonnable de demander que le jet principal soit un peu plus éloigné de la direction de $\not\!\!E_T$ que ce qu'il est requis par les coupures de nettoyage. En effet, comme on l'a vu dans l'étude des caractéristiques du signal, le jet principal n'est pas anticolinéaire à la direction de $\not\!\!E_T$. La valeur de la coupure choisie est $\Delta\phi_{j1 \not E_T} \leq 2.88$ radians, soit une acceptance d'environ 86 % pour les événements signal, et une rejection d'environ 25 % pour les événements QCD (le point entouré sur la figure 4.14 c) correspond à une valeur de la coupure égale à 2.85 radians, qui présente des éficacités légèrement inférieures à celles de la coupure choisie).



a)



b)



c)

FIG. 4.14 – *Efficacités de la coupure sur la séparation angulaire entre le jet principal et la direction de $\not{E}_T$ dans le plan transverse. La figure a) montre la distribution de $\Delta\phi_{j1,\not{E}_T}$ pour le point ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2 qui représente les événements signal (carré), et pour les événements QCD (cercle plein). La figure b) et c) présentent l'efficacité sur le signal en fonction de l'efficacité sur le bruit de fond QCD (voir les explications dans le texte). La figure b) montre les efficacités de la coupure $\Delta\phi_{j1\not{E}_T} \geq x$, où $x \in [0, \pi]$ avec un pas de 0.05 radians. Cette coupure rejète les événements où le jet principal est parallèle à la direction de $\not{E}_T$. La figure b) montre les efficacités de la coupure $\Delta\phi_{j1\not{E}_T} \geq \pi - x$, où $x \in [0, \pi]$ avec un pas de 0.05 radians. Cette coupure rejète les événements où le jet principal est anti-parallèle à la direction de $\not{E}_T$. Les valeurs retenues pour les coupures sont $\Delta\phi_{j1\not{E}_T} \geq 1.5$ radians et $\Delta\phi_{j1\not{E}_T} \leq 2.9$ radians. L'acceptance des deux coupures est respectivement 98 % (86 %) pour lesévénements signal, et 92 % (75 %) pour les événements QCD (le point correspondant est entouré par un cercle). La valeur des coupures est indiquée sur la figure a) par les flèches verticales.*

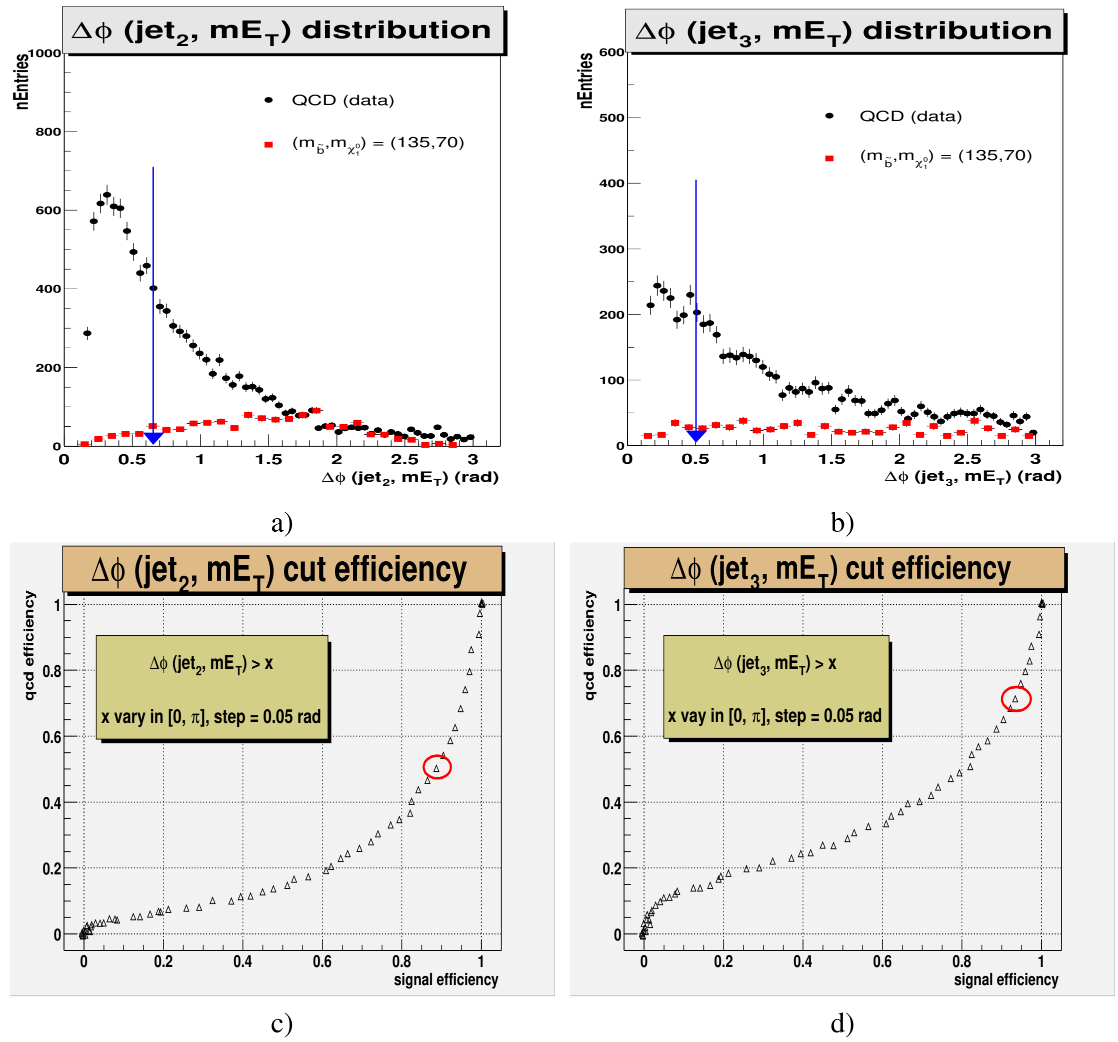


FIG. 4.15 – *Efficacités de la coupure sur la séparation angulaire entre le deuxième (et le troisième) jet et la direction de $\not\!\!E_T$ dans le plan transverse. Les figures a) et b) montrent la distribution de $\Delta\phi_{j2,\not E_T}$ et $\Delta\phi_{j3,\not E_T}$ respectivement, pour le point ($m_{\tilde{b}}$ = 135, $m_{\tilde{\chi}^0_1}$ = 70) GeV/c^2 qui représente les événements signal (carré), et pour les événements QCD (cercle plein). La figure c) et d) présentent l'efficacité de ces coupures sur le signal en fonction de l'efficacité sur le bruit de fond QCD (voir les explications dans le texte). La figure c) montre les efficacités de la coupure $\Delta\phi_{j2\not E_T} \geq x$, où $x \in [0, \pi]$ avec un pas de 0.05 radians. La figure b) montre les efficacités de la coupure $\Delta\phi_{j3\not E_T} \geq x$, où $x \in [0, \pi]$ avec un pas de 0.05 radians. Il est requis que le deuxième et le troisième jets ne soient pas parallèles à la direction de $\not\!\!E_T$. Les valeurs retenues pour les coupures sont $\Delta\phi_{j2\not E_T} \geq 0.65$ radians et $\Delta\phi_{j3\not E_T} \geq 0.5$ radians. L'acceptance des deux coupures est respectivement 89 % (93 %) pour les événements signal, et 50 % (72 %) pour les événements QCD (le point correspondant est entouré par un cercle). La valeur des coupures est indiquée sur les figures a) et b) par les flèches verticales.*

Le deuxième jet présente également une nette séparation angulaire azimutale avec la direction de l'énergie transverse manquante. La figure 4.15 c) montre l'évolution de la coupure $\Delta\phi_{j2\ \not{E}_T} \geq x$, où x varie de 0 à π par pas de 0.05 radians. La comparaison des efficacités montre clairement que cette variable est une bonne observable pour optimiser l'acceptance du signal par rapport à la réjection du bruit de fond QCD. La coupure finale choisie est $\Delta\phi_{j2\ \not{E}_T} \geq 0.65$ radians (soit une acceptance d'environ 89 % pour les événements signal, et une rejection d'environ 50 % pour les événements QCD).

La séparation angulaire entre le troisième jet (quand il y en a un) et la direction de$\not{E}_T$, $\Delta\phi_{j3\ \not{E}_T}$ est également une variable topologique intéressante pour discriminer le signal parmi le bruit de fond QCD. Environ 60 % des événements signal sont reconstruits avec au moins 3 jets. L'évolution de cette coupure pour ces événements est illustrée sur la figure 4.15 b), et est calculée de manière équivalente aux autres coupures : $\Delta\phi_{j3\ \not{E}_T} \geq x$, où x varie de 0 à π par pas de 0.05 radians. Il a été observé dans les événements signal que la distribution de cette variable est relativement plate. Par contre, d'une part les processus QCD produisent une grande quantité d'événements avec un troisième jet, et d'autre part, la topologie de ces événements montre que le troisième jet est souvent colinéaire à la direction de l'énergie transverse manquante. La valeur choisie pour cette coupure est $\Delta\phi_{j3\ \not{E}_T} \geq 0.5$ (soit une acceptance d'environ 93 % pour les événements signal, et une réjection d'environ 28 % pour les événements QCD).

4.2.5.4 Coupure sur l'énergie transverse manquante

Comme on l'a vu au début de ce chapitre, les événements $\widetilde{b} \to b + \widetilde{\chi}_1^0$ sont caractérisés par une quantité significative de $\not{E}_T$. L'étude de l'évolution de la valeur moyenne de$\not{E}_T$ dans l'espace des masses ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$) a confirmé que plus la masse du $\widetilde{b}$ est élevée, plus la quantité de $\not{E}_T$ est grande. Ce comportement est visible également sur la figure 4.16. Elle montre la distribution de$\not{E}_T$ pour deux points du signal, ($m_{\widetilde{b}}$ = 65, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$ = 25) GeV/c^2 et ($m_{\widetilde{b}}$ = 135, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$ = 70) GeV/c^2, et pour les différentes composantes de bruit de fond. La composante QCD est estimée à partir des données après les coupures de nettoyage et les coupures topologiques comme il est décrit plus loin.

La figure 4.16 montre que pour les événements signal, la distribution de $\not{E}_T$ a une queue de distribution assez étendue (même à petite masse de $\widetilde{b}$). La valeur de $\not{E}_T$ est une bonne observable pour discriminer les événements signal $\widetilde{b} \to b + \widetilde{\chi}_1^0$ par rapport au bruit de fond QCD, mais également par rapport aux bruits de fond physiques avec des neutrinos dans l'état final.
La contribution des différentes composantes de bruits de fond sera évaluée en fonction de plusieurs coupures sur la valeur de $\not{E}_T$ (*c.f.* paragraphe 4.3).

4.2.5.5 Résultats

L'effet des coupures topologiques sur l'échantillon d'analyse après nettoyage est résumé dans le tableau 4.6. Ce dernier présente l'évolution du nombre d'événements dans les données au fur et à mesure de l'application des coupures topologiques. Les chiffres entre parenthèses donnent l'efficacité d'une coupure par rapport au nombre d'événements dans l'échantillon d'analyse à l'issue des coupures de nettoyage. La figure 4.17 présente la distribution de$\not{E}_T$ dans l'échantillon d'analyse initial, puis après les coupures de nettoyage, et enfin après les coupures topologiques. A l'issue de toutes les coupures, la distribution de $\not{E}_T$ est plus étroite, et présente une queue de distribution très réduite, comme l'on s'y attend puisque les événements QCD, qui constituent majoritairement l'échantillon d'analyse à ce stade, n'engendrent pas de "vraie" composante de $\not{E}_T$ (pas de neutrinos dans l'état final).

Après application de toutes les coupures, il reste 653 événements dans l'échantillon d'analyse, pour 1.87 ± 0.09 événements attendus pour l'ensemble des bruits de fond physique.

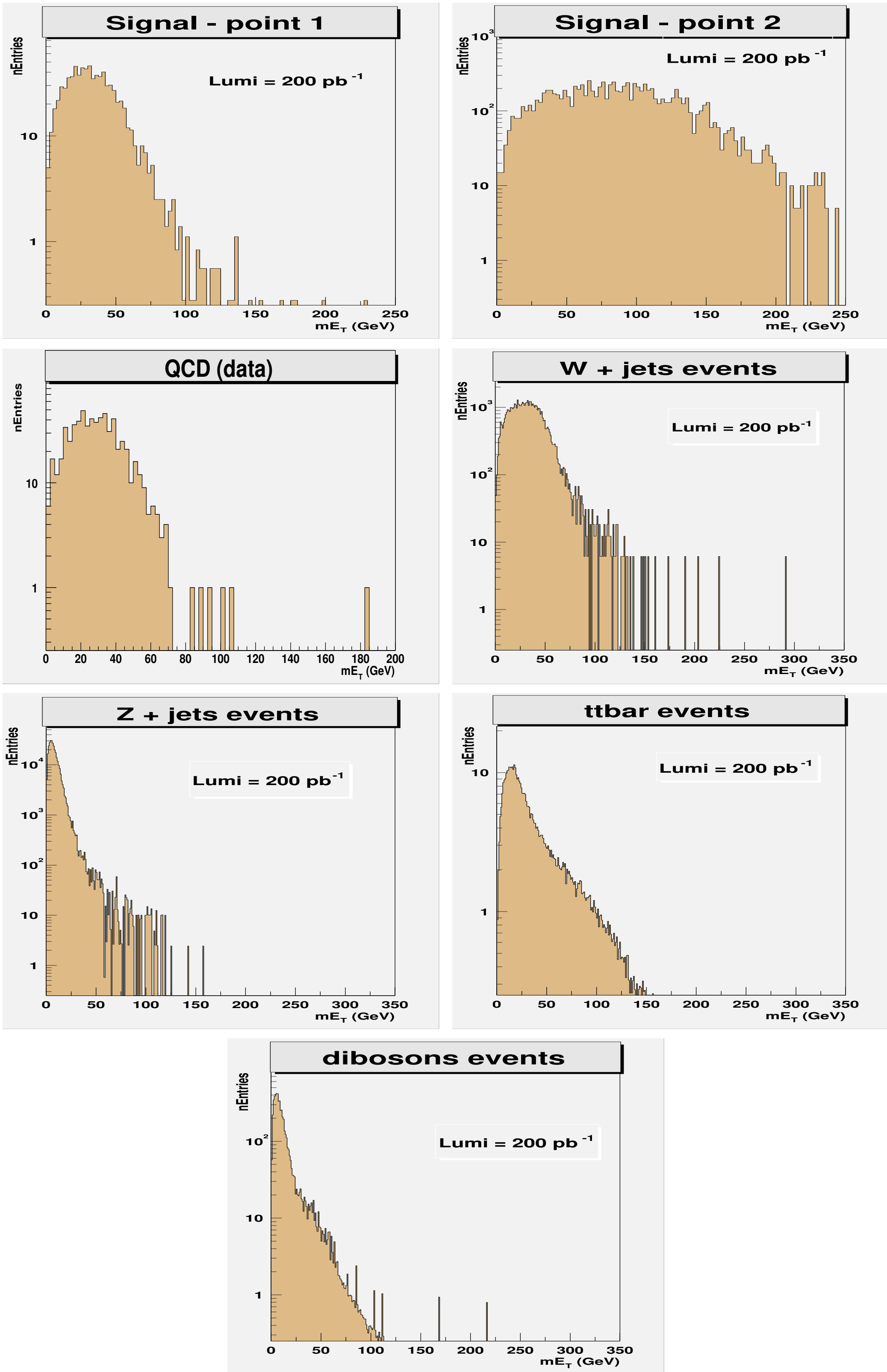


FIG. 4.16 – *Comparaison de la distribution de* $\not\!\!E_T$ *pour les deux points du signal, (*$m_{\tilde{b}}$ *= 65,* $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ *= 25) GeV/c*^{2} *et (*$m_{\tilde{b}}$ *= 135,* $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ *= 70) GeV/c*^{2}*, et pour les différentes composantes de bruits de fond utilisées pour cette analyse. Les distribution sont normalisées à une luminosité intégrée de 200 pb*$^{-1}$ *afin de faire ressortir les caractéristiques des événements. Le bruit de fond QCD est estimé directement à partir des données suivant la méthode qui est décrite dans le paragraphe 4.3.2*

Coupures	échantillon d'analyse
veto sur les leptons isolés	10 751 (98.2%)
$\Delta\phi_{j1j2}$	1 589 (15.1 %)
$\Delta\phi_{j1\not{E}_T}$	1 266 (76.1 %)
$\Delta\phi_{j2\not{E}_T}$	1 168 (50.3%)
$\Delta\phi_{j3\not{E}_T}$	**653** (85.4 %)

TAB. 4.6 – *Nombre d'événements à l'issue des coupures topologiques. Les résultats sont donnés pour le lot d'analyse. Le chiffre entre parenthèse indique l'acceptance relative de chaque coupure par rapport aux nombres d'événements après les coupures de nettoyage dans les données.*

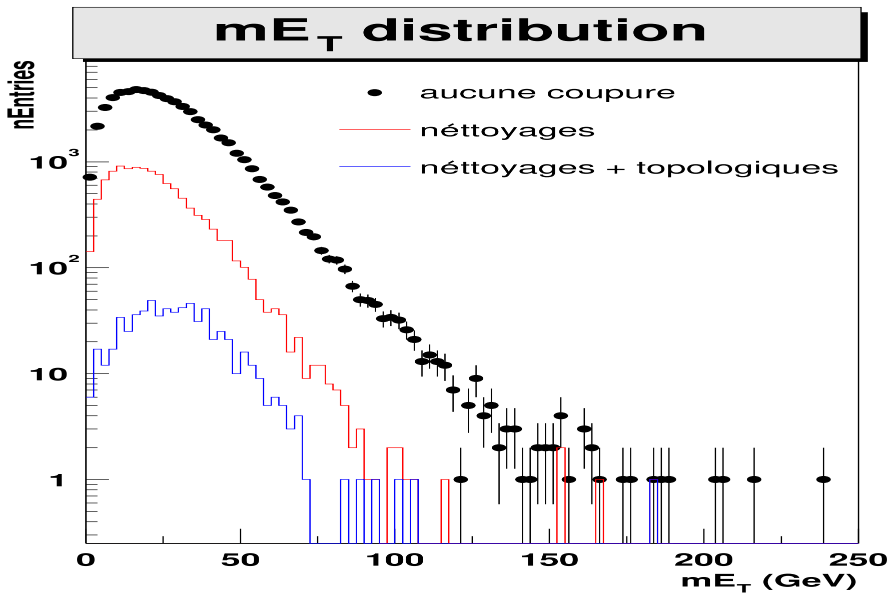


FIG. 4.17 – *Evolution de la distribution de l'énergie transverse manquante dans l'échantillon d'analyse, avant coupures, après les coupures de nettoyage, puis après les coupures topologiques.*

4.3 Estimation des bruits de fond

L'estimation de la contribution des deux sources de bruits de fond définies au début de ce chapitre, à savoir les bruits de fond physiques et le bruit de fond QCD, est présentée dans cette partie.

4.3.1 Bruits de fond physique

Les coupures de présélection, de nettoyage et les coupures topologiques sont appliquées successivement aux événements de bruits de fond Monte Carlo. L'acceptance de ces coupures est présentée dans le tableau 4.7. L'acceptance est calculée par rapport au nombre d'événements générés pour chaque bruit de fond physique (une acceptance de 0 % reflète le manque de statistique disponible pour le bruit de fond considéré). La dernière colonne présente le nombre d'événements attendus à l'issue de toutes les coupures appliquées pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1}, correspondant à la luminosité intégrée de l'échantillon d'analyse. L'erreur sur le nombre d'événements prend en compte l'erreur sur la luminosité et l'erreur liée à la statistique des échantillons d'événements Monte Carlo utilisés. Pour la luminosité considérée, la contribution totale des bruits de fond physique est de l'ordre de 1.87 ± 0.09 événements.

Bruits de fond	Acceptance (%)			# evénénements
	présélection	coupures de nettoyage	coupures topologiques	attendus ($\mathcal{L} = 4.1$ pb^{-1})
$W(l\nu)$+ jets	7.4	1.9 10^{-2}	5.3 10^{-3}	(7.50 ± 0.76) 10^{-1}
$\gamma^*/Z\ (e^+e^-)$ + jets	10.0	1.5 10^{-1}	0	0 ± 0
$\gamma^*/Z\ (\mu^+\mu^-)$ + jets	2.9	1.0	5.6 10^{-1}	(1.80 ± 0.2) 10^{-3}
$\gamma^*/Z\ (\tau^+\tau^-)$ + jets	15.8	2.6	3.8 10^{-1}	(8.4 ± 0.9) 10^{-4}
$\gamma^*/Z\ (\nu\nu)$ + jets	2.4	9.4 10^{-1}	9.4 10^{-1}	(4.1 ± 0.4) 10^{-1}
$\gamma^*/Z\ (q\bar{q})$ + jets	32.0	11.9	6.9 10^{-1}	(4.9 ± 0.4) 10^{-2}
$\gamma^*/Z\ (c\bar{c})$ + jets	32.5	10.6	4.7 10^{-1}	(1.1 ± 0.1) 10^{-2}
$\gamma^*/Z\ (b\bar{b})$ + jets	31.5	8.7	3.9 10^{-1}	(1.2 ± 0.1) 10^{-2}
$t\bar{t}$ 6 jets	50.5	17.7	4.5	(5.0 ± 0.5) 10^{-1}
$l\nu$ + 4 jets	47.6	10.9	3.8	(2.0 ± 0.2) 10^{-1}
$l\nu l\nu$+ 2 jets	42.2	4.6	1.6	(4.0 ± 0.4) 10^{-2}
WW incl.	37.1	1.0	1.9 10^{-1}	(6.4 ± 0.7) 10^{-2}
WZ incl.	37.2	6.7 10^{-1}	1.5 10^{-1}	(1.4 ± 0.2) 10^{-2}
ZZ incl.	36.1	1.5	2.9 10^{-1}	(1.2 ± 0.1) 10^{-2}
$\gamma + W$	26.9	2.0 10^{-2}	0	0 ± 0
$\gamma + Z$	25.3	0	0	0 ± 0
total				1.87 ± 0.09

TAB. 4.7 – *Acceptance des coupures de présélection, des coupures de nettoyage, et des coupures topologiques appliquées successivement aux bruits de fond physique Monte Carlo. Lesévénements avec une acceptance de 0 % reflète le manque de statistique disponible pour ce type de bruit de fond. La dernière colonne donne le nombre d'événements attendus à l'issue de toutes les coupures pour une luminosité intégrée correspondant à $\mathcal{L}$ = 4.1 pb^{-1}.*

4.3.1.1 W + jets

Les événements W + jets utilisés pour cette analyse ont été produits avec la version 6.155 du générateur PYTHIA [134]. La reconstuction à travers la chaîne de simulation complète du détecteur DØ a été effectuée avec la même version que celle utilisée pour l'acquisition des données (c'est le cas également pour tous les autres bruits de fond Monte Carlo).

Le lot d'événements $W(\to l\nu)$ + jets est un lot inclusif, *i.e.* les trois saveurs leptoniques sont prises en compte pour les désintégrations du W. La principale contribution attendue est la désintégration $W \to \tau\nu$ + jets, où le τ se désintègre hadroniquement (ν + hadrons). Les autres canaux de désintégration contribueront à travers une mauvaise identification des leptons.

Canal	Acceptance (%) présélection	ambiguité "jets/e^-" + veto lepton isol.	toutes les coupures	# evénénements attendus ($\mathcal{L} = 4.1$ pb^{-1})
$W \to e\nu$	10.5	22.0	5.0 10^{-2}	(2.4 ± 0.2) 10^{-1}
$W \to \mu\nu$	3.5	71.3	7.5 10^{-2}	(1.3 ± 0.1) 10^{-1}
$W \to \tau\nu$	8.2	83.3	9.7 10^{-2}	(3.8 ± 0.4) 10^{-1}

TAB. 4.8 – *Détail de l'efficacité des coupures sur le bruit de fond $W(l\nu)$ + jets, en fonction du canal de désintégration du boson vecteur W. Les efficacités sont relatives aux événements qui ont passé les critères de préselection. La dernière colonne donne le nombre d'événements attendus pour les différents canaux de désintégrations, pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1} correspondant aux données utilisées dans cette analyse.*

Le tableau 4.8 présente l'acceptance pour les trois canaux de désintégrations leptoniques des événements $W(\to l\nu)$ + jets, à différentes étapes des coupures. La première colonne de ce tableau montre l'acceptance des coupures de présélection (2 jets de $p_T \geq 20$ GeV/c, hors de la région inter-cryostat). L'acceptance est calculée par rapport au nombre d'événements générés. Comme on s'y attend, les événements $W \to \mu\nu$ ont la plus faible acceptance. Les deux autres canaux de désintégration contribuent en effet de manière plus importante à la multiplicité des jets. Par exemple, à cause de l'ambiguïté "électron/jet", les événements $W \to e\nu$ + jets ont une meilleure acceptance vis à vis des coupures de présélection que les événements $W \to \mu\nu$. De même, les taus se désintègrent à plus de 60 % en hadrons et à $\sim$ 17 % en électrons ($\tau \to e\nu_e$), ce qui conduit également à une plus grande multiplicité des jets et conduit à une meilleur acceptance des coupures de présélection par rapport au canal $W \to \mu\nu$. Ceci est confirmé par la troisième colonne qui montre l'acceptance de la combinaison des deux coupures destinées à rejeter les événements avec un ou plusieurs leptons isolés, l'ambiguïté "jets/électrons" et le veto sur les leptons isolés, par rapport au nombre d'événements qui ont passé les coupures de présélection. Il reste à peu près autant d'événements $W \to e\nu$ (10.5 % × 22.5 % $\sim$ 2.2 %), que d'événements $W \to \mu\nu$ (3.5 % × 71.3 % $\sim$ 2.4 %), alors que le canal de désintégration $W \to \tau\nu$ est moins sensible (8.2 % × 83.3 % $\sim$ 6.8 % d'acceptance) à ces coupures, grâce au rapport de branchement élevé $\tau \to$ hadrons$+\nu$. Le taux de réjection par rapport au nombre d'événements après coupures de présélection est de l'ordre de 78 % sur le canal $W \to e\nu$ est essentiellement dû à la coupure d'ambiguïté "jets/electrons"[9]. Cette coupure permet également de rejeter près de 15 % des événements $W \to \tau\nu$ (qui est à peu près l'ordre de grandeur du taux d'embranchement de la désintégration $\tau \to e\nu_e\nu_\tau$). Les événements provenant de la désintégration $W \to \mu\nu$ sont rejetés à près de 19 % par le veto sur les

[9]Les électrons également reconstruits en tant que jets, ne sont pas considérés comme des électrons isolés. Le veto sur les leptons isolés est alors inefficace contre cette duplication liée à la reconstruction. Par contre, l'ambiguité "jets/électrons" ne laisseras pas passer de tels événements. La combinaison des deux coupures est très efficace dans le cas d'une recherche d'événements avec un état final sans leptons isolés.

leptons isolés. Ceci reflète la faible efficacité de reconstruction des muons que présente la version de reconstruction des données utilisées pour cette analyse.

La quatrième colonne du tableau 4.8 montre l'acceptance des différentes désintégrations à l'issue de toutes les coupures de nettoyage et des coupures topologiques. L'acceptance est calculée relativement au nombre d'événements qui ont passé les coupures de préselection. Comme l'on pouvait s'y attendre, l'acceptance totale est très faible. C'est en grande partie une conséquence de la coupure de simulation du plateau de déclenchement (*c.f.* 4.8).

La dernière colonne donne le nombre d'événements attendus pour les trois composantes du bruit de fond $W(l\nu)$ + jets, pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1}.

4.3.1.2 γ^*/Z + jets

Les événements γ^*/Z + jets utilisés pour cette analyse ont également été générés avec PYTHIA [134]. Cinq intervalles de masse pour le γ^*/Z ont été considérés : $m \in$ [2,60], [60,130], [130,250], [250,500], et $m > 500$ GeV/c^2.

La contribution principale parmi les différentes composantes du bruit de fond γ^*/Z + jets, provient des événements $\gamma^*/Z(\to \nu\nu)$ + jets, et des événements $\gamma^*/Z(\to \tau\tau)$ + jets. Ces événements ont une topologie très proche du signal. Les autres composantes de désintégration du γ^*/Z contribuent par l'intermédiaire de problèmes instrumentaux, liés soit à la perte ou à la mauvaise identification d'un lepton pour les désintégrations $\gamma^*/Z \to ee$ et $\gamma^*/Z \to \mu\mu$, ou encore à une mauvaise mesure d'un ou plusieurs jets pour les désintégrations $\gamma^*/Z \to qq(q = u, d, s, c, b)$.

L'acceptance des coupures de présélection est donnée dans la première colonne du tableau 4.7. On peut observer ici un phénomène similaire à l'étude des bruits de fond W + jets. En effet, on remarque que l'acceptance pour les désintégrations $\gamma^*/Z \to \mu\mu$ et $\gamma^*/Z \to \nu\nu$ est du même ordre de grandeur. Les canaux $\gamma^*/Z \to ee$ et $\gamma^*/Z \to \tau\tau$ ont une acceptance plus grande pour les mêmes raisons que celles évoquées pour les bruits de fond W + jets (l'ambiguité de reconstruction "jets/électrons" pour le canal $\gamma^*/Z \to ee$, et une composante de désintégration hadronique élevée pour le canal $\gamma^*/Z \to \tau\tau$). L'acceptance pour les trois canaux de désintégrations hadroniques ($\gamma^*/Z \to qq, cc, bb$) est de l'ordre de $\sim 30\%$, quelque soit la saveur des quarks produits.

L'acceptance des coupures de nettoyage et des coupures topologiques appliquées successivement, est présentée dans les deuxième et troisième colonnes du tableau 4.7 (elle est estimée par rapport au nombre d'événements générés). Elle est du même ordre de grandeur pour les différents canaux de désintégration des processus γ^*/Z + jets, de l'ordre de $\sim (0.5 - 1.0)\ 10^{-1}\%$ (soit une réjection supérieure à 99 %). L'acceptance nulle pour le bruit de fond $\gamma^*/Z \to ee$ reflète le manque de statistique disponible pour l'étude des événements Monte Carlo. L'acceptance constante pour le bruit de fond $\gamma^*/Z \to \nu\nu$ est également due à la faible statistique disponible.

Bien que n'étant pas présentée dans ce tableau, il est interessant de noter que la coupure d'ambiguïté "jets/électrons" a un taux de réjection proche de 85 % sur les événements $\gamma^*/Z \to ee$, et de l'ordre de 15 % pour les événements $\gamma^*/Z \to \tau\tau$. Par contre, pour toutes les autres désintégrations, la réjection des événements ne dépasse pas 2 % avec cette coupure (ce à quoi l'on s'attend puisque ces événements ne produisent pas d'électrons dans l'état final).

Après application de toutes les coupures, c'est le canal $\gamma^*/Z \to \nu\nu$ qui a la contribution la plus importante. Elle est de l'ordre de (4.1 $\pm$ 0.4) 10^{-1} événements, soit un ordre de grandeur au dessus des autres composantes du bruit de fond γ^*/Z + jets. La contribution des canaux de désintégration hadronique sera réduite de manière plus importante après la coupure sur la valeur de $\not{E}_T$, comme on le verra un peu plus loin.

4.3.1.3 Production de paires $t\bar{t}$

Les événements $t\bar{t}$ utilisés ont été générés à l'aide du générateur PYTHIA [134], avec la valeur $m_{\ top} = 174$ GeV/c^2 pour la masse du quark top.

La présence de jets de grande impulsion transverse et la topologie des événements $t\bar{t}$ conduisent à une grande acceptance des coupures de présélection pour les trois canaux de désintégrations considérés, $t\bar{t} \rightarrow$ 6 jets, $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$ + 2 jets et $t\bar{t} \rightarrow l\nu$ + 4 jets. L'acceptance décroît avec la multiplicité des leptons, qui se traduit par une dimunition du nombre de jets dans l'état final. Par conséquent, la probabilité pour qu'au moins 2 jets de $p_T \geq 20$ GeV/c est plus grande dans le canal $t\,\bar{t} \rightarrow$ 6 jets.

Lors des coupures de nettoyage, l'effet de la coupure sur l'ambiguïté "jets/électrons" accentue l'écart entre l'acceptance pour les événements $t\,\bar{t} \rightarrow$ 6 jets, et l'acceptance pour les événements dans les canaux leptoniques ($l = e$). Pour le canal hadronique (6 jets), l'acceptance chute d'un facteur 3 entre la présélection et les coupures de nettoyage, alors que pour le canal $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu +$ 2 jets, l'acceptance chute d'un facteur 10.

La proportion d'événements pour chaque canal est à peu près respectée à l'issue des coupures topologiques. De plus, ce sont les événements $t\bar{t}$ qui ont la plus grande acceptance par rapport aux autres bruits de fond physiques à l'issue des coupures. Il faut cependant relativiser cette observation car les événements $t\,\bar{t}$ ont un petite section efficace (de l'ordre du picobarn).

Après application de toutes les coupures, le nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1}, est d'environ (7.4 $\pm$ 0.5) 10^{-1}.

4.3.1.4 Dibosons

Les événements dibosons $\gamma + W$, $\gamma + Z$, WW, WZ, et ZZ ont été générés à l'aide de PYTHIA [134]. Ce sont des lots inclusifs.

Ces événements peuvent engendrer une quantité significative de$\not{E}_T$, à travers la présence d'un ou plusieurs neutrinos dans l'état final. Néanmoins, les jets produits dans ces événements sont caractérisés par une assez faible impulsion transverse (illustrée sur la figure 4.8). L'acceptance des événements dibosons chute notablement après la coupure de simulation du *turn on* du *trigger*, qui requiert que le jet principal ait une impulsion transverse supérieure à 100 GeV/c. De plus, les événements dibosons ont une section efficace très petite devant les autres bruits de fond (mis à part les événements $t\,\bar{t}$).

Après application de toutes les coupures, le nombre d'événements dibosons attendus pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1}, est d'environ (9.0 $\pm$ 0.7) 10^{-2}.

4.3.2 Bruit de fond QCD multijets

Les processus QCD multijets représentent la principale source de bruit de fond instrumental dans l'état final "jets + $\not{E}_T$". En effet, d'une part, ce sont des processus qui sont produits majoritairement auprès des collisionneurs hadroniques (leur section efficace, $\sigma_{QCD} \sim 40$ mb, dépasse de plusieurs ordres de grandeur celle des autres bruits de fond), d'autre part, les jets peuvent être produits avec une grande multiplicité et peuvent avoir une grande impulsion transverse. Ils contribuent donc de manière importante au taux de déclenchement du *trigger* purement calorimétrique choisi pour l'analyse (JT_65TT).

Les processus QCD sont caractérisés par le fait qu'ils ne conduisent pas à un état final avec$\not{E}_T$. Cependant, la qualité de la mesure de $\not{E}_T$ repose sur plusieurs facteurs (bonne mesure de l'énergie des jets, contrôle du bruit dans le calorimètre, ...) à travers lesquels les événements QCD peuvent contribuer. Il est très difficile de tenir compte de ces facteurs instrumentaux dans les simulations Monte Carlo, afin de reproduire la queue de distribution de $\not{E}_T$ des événements QCD à grande impulsion transverse. Il est d'autant plus difficile d'atteindre ce but, que les données utilisées ont été récoltées durant la phase de démarrage de DØ au Run II. Il est donc nécessaire d'estimer le bruit de fond QCD multijets directement à partir des données, *i.e* à partir de l'échantillon d'analyse.

$\not\!\!E_T$ (GeV)	≥ 70	≥ 80	≥ 90	≥ 100
QCD bin1	16.46 ± 6.92	7.89 ± 4.17	3.78 ± 2.40	1.81 ± 1.34
QCD bin2	17.37 ± 7.90	8.49 ± 4.98	4.15 ± 2.98	2.02 ± 1.72
QCD bin3	14.63 ± 7.14	6.76 ± 4.44	3.12 ± 2.58	1.44 ± 1.44
Data	7	6	4	3

TAB. 4.9 – *Estimation de la contribution des événements QCD multijets pour différentes coupures en $\not\!\!E_T$ au dessus de 70, 80, 90 et 100 GeV. L'erreur sur le nombre d'événements attendus est calculée à partir de l'erreur sur les paramètres du fit.*

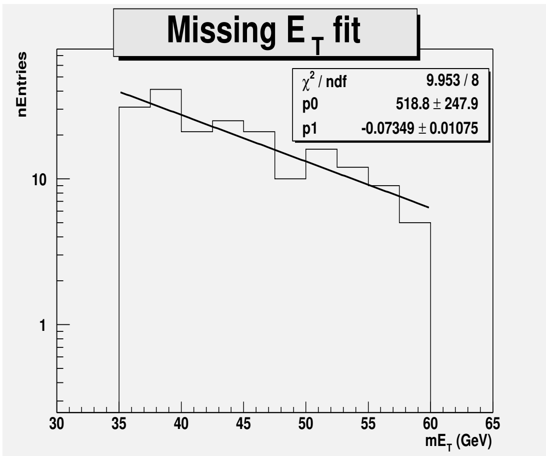
Comme il a été souligné plus tôt, l'échantillon d'analyse est essentiellement constitué d'événements provenant de processus QCD. Mais c'est plus particulièrement la contribution de ces événements à grande valeur de $\not\!\!E_T$ qui est intéressante, puisque c'est là que l'on veut se placer pour discriminer les événements signal parmi les différentes composantes de bruits de fond.

Etant donné qu'un événement à faible valeur de $\not\!\!E_T$ a une probabilité plus grande d'appartenir au bruit de fond QCD qu'à une autre source de bruit de fond [10], la stratégie consiste à faire un ajustement (*fit*) de la distibution de l'énerge transverse manquante dans un intervalle où celle-ci est faible. Ensuite, pour estimer la contribution des événements QCD au delà d'une valeur de $\not\!\!E_T$, il suffit d'intégrer la fonction de *fit* à partir de la valeur de la coupure considérée jusqu'à l'infini. La figure 4.19 montre que jusqu'à $\not\!\!E_T \sim 35$ GeV, l'allure de la distribution de $\not\!\!E_T$ est très affectée par l'ensemble de toutes les coupures. Il faut donc se placer au dessus de cette valeur pour effectuer un ajustement que l'on pourra ensuite extrapoler à plus grande valeur de $\not\!\!E_T$. Au dessus de $\not\!\!E_T =$ 70 GeV, la probabilité pour qu'un événement provienne d'un bruit de fond physique n'est plus du tout négligeable (~ 0.37 avec une loi de Poisson). L'intervalle d'ajustement doit être choisi entre ces deux bornes $35 \leq \not\!\!E_T \leq 70$ GeV. Afin de vérifier la validité de cette méthode, ainsi que la dépendance de l'estimation en fonction du choix de l'intervalle de $\not\!\!E_T$, le *fit* est effectué sur trois intervalles [35,65] GeV, [40-65] GeV et [45-70] GeV. La fonction utilisées est une exponentielle décroissante, de la forme $f(\not\!\!E_T) = a.e^{b.\not\!\!E_T}$, avec $b < 0$. La figure 4.18 montre le résultat du *fit* sur chacun des intervalles. L'extrapolation des trois courbes de *fit* et la comparaison avec la distribution de l'énergie transverse manquante sont présentées sur la figure 4.19. Comme on peut le voir, les trois courbes de *fit* sont assez similaires. De plus, la figure 4.18 révèle que la qualité des *fits* est très bonne ($\chi^2/ndf \sim 1$).

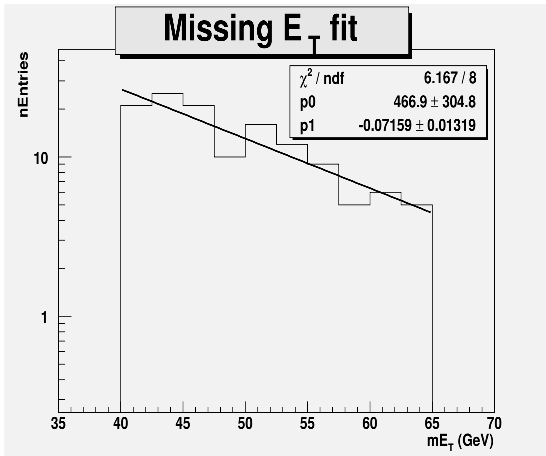
La table 4.9 présente la qualité des *fits* (χ^2/ndf), ainsi que le nombre d'événements attendus pour des valeurs de l'énergie transverse manquante au dessus de 70, 80, 90 et 100 GeV. Les erreurs sont estimées de manière analytique à partir de la formule du *fit*, et de l'erreur sur chacun des paramètres a et b. Les prédictions des trois *fits* sont en très bon accord.

L'intervalle [40,65] GeV est choisi pour l'estimation du bruit de fond QCD. L'intervalle [35,60] GeV est en effet trop proche du démarrage de la décroissance de la distribution de $\not\!\!E_T$, qui a lieu autour de 35 GeV justement (on peut voir un effet de plateau entre 20 et 35 GeV dans la distribution de $\not\!\!E_T$ sur la figure 4.19). L'intervalle [45,70] GeV est trop proche de la première valeur de coupure en $\not\!\!E_T$ choisie (70 GeV).

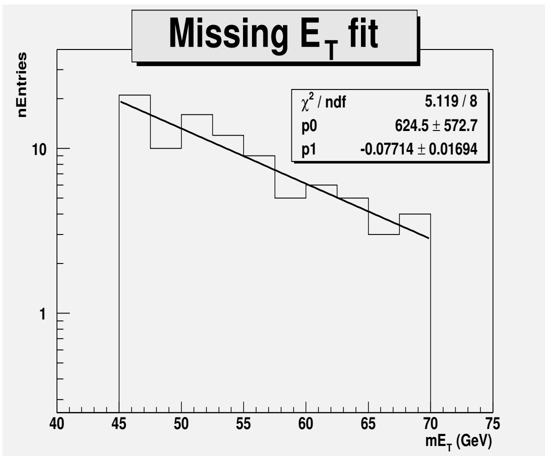
[10] Ce qui n'est plus vrai à grande valeur de $\not\!\!E_T$, où la contribution des autres bruits de fond est non nulle



a)



b)



c)

FIG. 4.18 – *Fits de la distribution de l'énergie transverse manquante pour les trois lots de données avec a) $\not{E}_T \in$ [35,60] GeV, b) $\not{E}_T \in$ [40,65] GeV, et c) $\not{E}_T \in$ [45,70] GeV.*

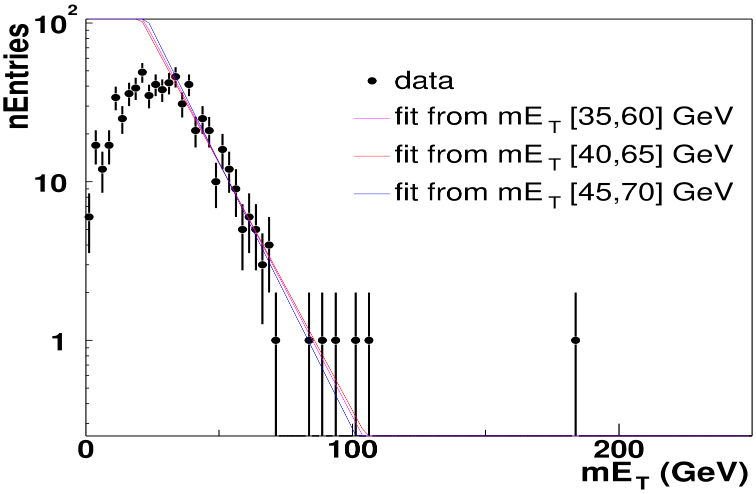


FIG. 4.19 – *Distribution de l'énergie transverse manquante dans le lot d'analyse et comparaison avec les courbes de fit du bruit de fond QCD obtenues à partir des trois intervalles en* $\not\!\!E_T$ *[35,60] GeV, [40,65] GeV et [45,70] GeV. La fonction utilisée pour le fit est une exponentielle décroissante de la forme* $f(\not\!\!E_T) = a.e^{b.\not\!\!E_T}$*, avec* $b < 0$.

4.4 Résultats

4.4.1 Candidats observés et bruits de fond

Le tableau 4.10 présente un résumé du nombre d'événements attendu pour l'ensemble des bruits de fond, comparé au nombre de candidats observés après une coupure en $\not\!\!E_T$ au dessus de 70, 80, 90 et 100 GeV. Les erreurs sur les bruits de fond physique sont estimées à partir de l'erreur sur la luminosté intégrée (environ 10 % [11]) et de l'erreur liée à la statistique utilisée pour chaque composante de bruit de fond. Ces résultats montrent qu'il n'y a aucun excès d'événements dans les données par rapport au nombre d'événements attendus provenant des processus du Modèle Standard. Le nombre de candidats observés est compatible dans les barres d'erreurs avec les prédictions des bruits de fond.

Parmi les trois candidats observés au dessus de $\not\!\!E_T \geq 100$ GeV, deux sont très proches de la coupure, alors que le troisième se trouve à $\not\!\!E_T \sim 184$ GeV. La probabilité pour que cet événement ait comme origine un des bruits de fond du Modèle Standard est estimée à partir de la loi de Poisson $P(\mu, r) = e^{-mu}\mu^r/r!$, qui représente la probabilité de trouver r candidats alors qu'on en attend μ en moyenne. Au desssus de $\not\!\!E_T$= 180 GeV, il y a $r = 1$ candidats, et $\mu = 0.139 \pm 0.086$ événements attendus en moyenne pour tous les bruits de fond, et pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1}. La probabilité pour que l'événement observé ait comme origine un des bruits de fond est relativement petite, de l'ordre de $P = 0.12$. Une attention particulière a été prêtée à l'étude de cet événement. Ces principales caractéristiques sont présentées dans le tableau 4.11. Il est constitué uniquement de deux jets, qui sont assez proches dans le plan transverse ($\Delta\phi_{j1j2} \leq 1.$ rad). Ils ont tous deux une relativement grande impulsion transverse ($p_{Tj1} = 109.4$ Gev/c et $p_{Tj2} = 92.7$ Gev/c). Bien que sur la représentation graphique de cet événement, montrée sur la figure 4.20, le système à muons présente une certaine activité, aucun candidat muon n'a été observé, même en relachant les coupures de certification. Afin de pousser l'étude un peu plus loin, l'événement

[11] Comme il a été mentionné dans le paragraphe 2.2.5.2, cette valeur assez grossière reflète le fait que le système de luminosité est encore en phase d'étude et qu'il n'est pas encore complètement calibré pour le Run II. Il est prévu que l'erreur diminue à 5 % quand le système sera complètement testé.

	$\not\!\!E_T$			
	$\geq$ 70 GeV	$\geq$ 80 GeV	$\geq$ 90 GeV	$\geq$ 100 GeV
Bruits de fond				
QCD (fit)	17.37 $\pm$ 7.90	8.49 $\pm$ 4.98	4.15 $\pm$ 2.98	2.02 $\pm$ 1.72
$W + jets$	0.63 $\pm$ 0.06	0.63 $\pm$ 0.06	0.63 $\pm$ 0.06	0.63 $\pm$ 0.06
$Z + jets$	0.21 $\pm$ 0.02	0.21 $\pm$ 0.02	0.21 $\pm$ 0.02	0.21 $\pm$ 0.02
$t\bar{t}$	0.16 $\pm$ 0.01	0.14 $\pm$ 0.01	0.11 $\pm$ 0.01	0.09 $\pm$ 0.01
$dibosons$	0.03 $\pm$ 0.00	0.02 $\pm$ 0.00	0.02 $\pm$ 0.00	0.01 $\pm$ 0.00
$total$	18.39 $\pm$ 7.90	9.49 $\pm$ 4.98	5.12 $\pm$ 2.98	2.96 $\pm$ 1.81
Data	7	6	4	3

TAB. 4.10 – *Nombre d'événements attendus pour les différents bruits de fond physique et instrumentaux, comparé au nombre de candidats observés dans les données en fonction de la coupure sur la valeur de l'énergie transverse manquante. Le nombre d'événements attendus pour les processus du Modèle Standard sont en bon accord avec les données.*

a été reconstruit avec une version de reconstruction plus récente ($p13.06.01$), où l'identification des muons, entre autres, a été améliorée. Après reconstruction, l'événement présente encore une activité non négligeable dans le système à muons, mais toujours aucun candidat muons reconstruit. Par contre, plusieurs candidats "segments de traces" de muons sont étiquetés comme "cosmiques" par la coupure sur la coïncidence en temps dans les scintillateurs du spectromètre à muons.

Comme cet événement passe les coupures appliquées avec la version de reconstruction utilisée pour cette analyse, il n'y a donc aucune raison de le rejeter.

Caractéristiques des jets					
jet ID	p_T (GeV/c)	η	ϕ	EM frac.	CH frac.
jet 1	109.4	-0.178	3.766	0.075	0.017
jet 2	92.7	0.139	4.763	0.127	0.143

Caractéristiques globales			
$\not\!\!E_T$ (GeV)	$\Delta\phi$(jet 1, jet 2)	$\Delta\phi$(jet 1, $\not\!\!E_T$)	$\Delta\phi$(jet 2, $\not\!\!E_T$)
184.1	0.983	2.721	2.579

TAB. 4.11 – *Principales caractéristiques de l'événement avec $\not\!\!E_T$ = 184 GeV.*

Cette étude montre que la distribution de $\not\!\!E_T$ observée dans les données est relativement propre, et compatible avec l'estimation attendu pour les différentes composantes de bruit de fond. C'est un résultat très encourageant, car la compréhension de la distribution de $\not\!\!E_T$ est une étape essentielle pour beaucoup d'analyse de physique, en particulier les analyses SUSY dont les états finals comportent des désintégrations en cascade se terminant souvent par la présence d'une ou plusieurs LSP, créant ainsi une composante $\not\!\!E_T$ significative.

4.4.2 Interprétation

4.4.2.1 Limites dans le plan ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$)

L'absence d'excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard peut se traduire en termes de limites sur la section efficace de production d'événements avec une paire squarks *bottom* se désintégrant dans le canal $\tilde{b} \rightarrow b + \tilde{\chi}_1^0$, en fonction de la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$.

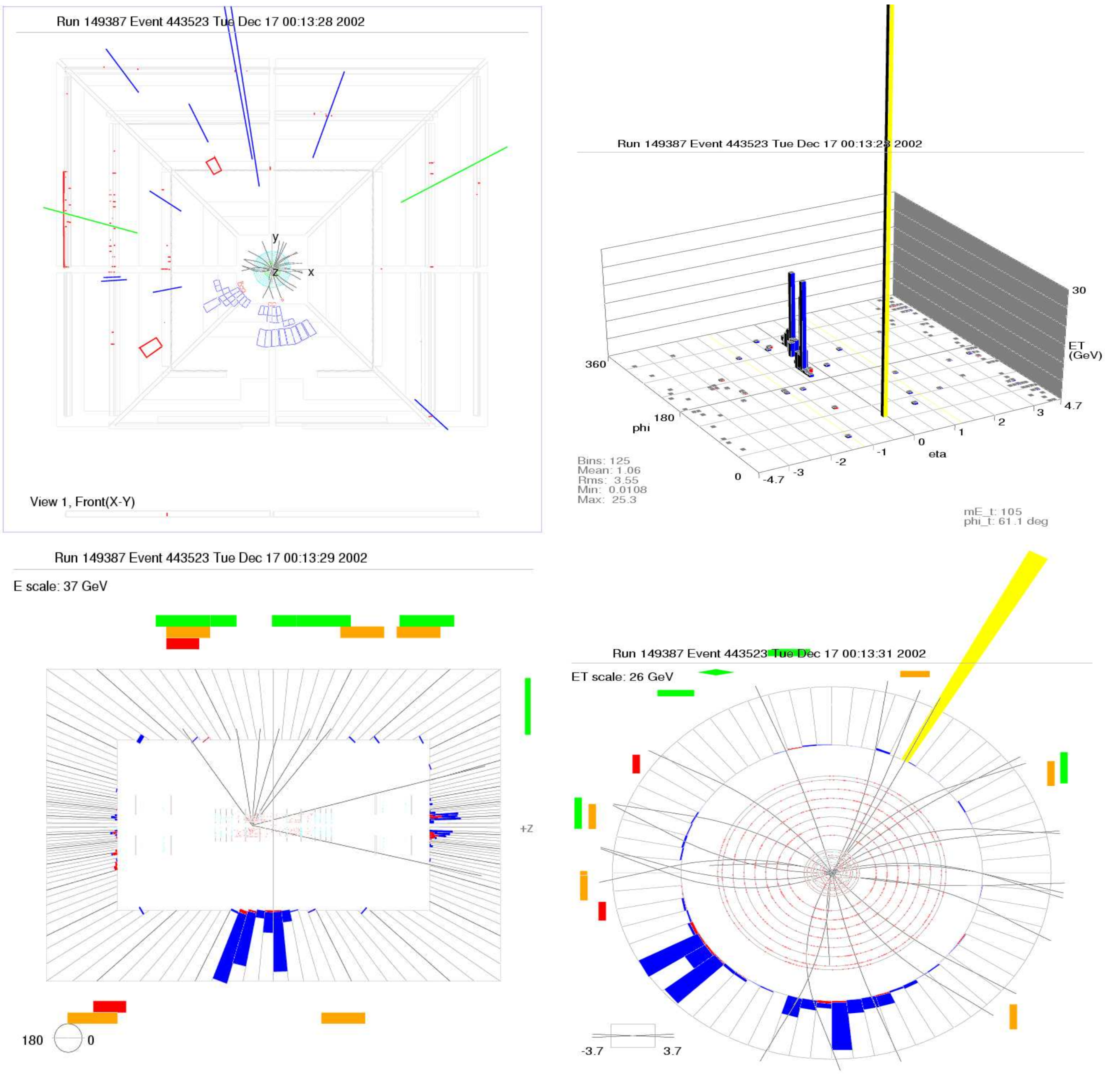


FIG. 4.20 – *Représentation graphique de l'événement à $\not{E}_T \sim 184$ Gev dans la queue de distribution de l'énergie transverse manquante.*

En comparant ensuite avec la section efficace théorique de production de paires de squarks *bottom* qui ne dépend que de la masse du $\widetilde{b}$, il est possible de mettre des limites dans le plan ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$).

La table 4.12 montre le nombre d'événements attendus pour quelques points de l'espace des masses pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1} après coupures de nettoyage et coupures topologiques, en fonction des différentes coupures sur l'énergie transverse manquante. Aucun point de l'espace des masses ne présente plus de 1 événement attendu pour la luminosité considérée. Ceci est insuffisant pour pouvoir effectuer le calcul de limites dans le plan ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$).

		missing E_T			
$m_{\widetilde{b}}$	$m_{\widetilde{\chi}_1^0}$	$\geq$ 70 GeV	$\geq$ 80 GeV	$\geq$ 90 GeV	$\geq$ 100 GeV
65	5	0.50	0.31	0.12	0
65	35	0.08	0.08	0.08	0.03
85	5	0.73	0.73	0.37	0.18
85	35	0.36	0.36	0.36	0.36
115	5	0.63	0.59	0.51	0.47
115	35	0.29	0.20	0.20	0.16
115	65	0.07	0.04	0.04	0.04
135	5	0.27	0.25	0.23	0.17
135	35	0.33	0.28	0.23	0.14
135	65	0.13	0.11	0.11	0.08
135	85	0.02	0.02	0.02	0
165	5	0.22	0.21	0.20	0.17
165	35	0.21	0.19	0.17	0.17
165	65	0.14	0.12	0.11	0.09
165	85	0.12	0.08	0.08	0.07

TAB. 4.12 – *Nombre d'événements signal attendus pour une luminosité intégrée de 4.1 pb^{-1} à l'issue de toutes les coupures pour différentes valeurs de la masse du squark $\widetilde{b}$ et de la masse du neutralino $\widetilde{\chi}_1^0$. Les nombres attendus pour la luminosité intégrée considérée sont trop faible pour pouvoir établir des limites dans le plan ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$).*

L'extrapolation des résultats de cette analyse à une plus grande luminosité intégrée (75 pb^{-1}) n'a pas permis de faire ressortir le signal à plus de 1 σ au dessus du bruit de fond. Cela vient principalement du fait, que la contribution du fond QCD devient trop importante en extrapolant simplement par un facteur de normalisation à partir des résultats obtenus pour une luminosité de 4.1 pb^{-1}. La stratégie serait nettement différente, en particulier avec l'utilisation des outils d'étiquetage des jets b, et des coupures de qualité sur la reconstruction du vertex primaire, que l'on pourra appliquer avec une statistique plus grande.

4.4.2.2 Limites sur la production d'événements "jets + $\not\!\!E_T$"

Les résultats obtenus peuvent également être interprétés dans le cadre de l'étude de la production d'événements avec un état final "jets +$\not\!\!E_T$" provenant de n'importe quel processus physique au delà du Modèle Standard. L'absence d'excès d'événements peut donc se traduire en termes de limite sur la section efficace de production d'événements "jets +$\not\!\!E_T$". Les limites sont calculées à l'aide d'une méthode Bayesienne, avec le calculateur de limites officiel de l'expérience DØ [148], [149].

L'efficacité des coupures d'analyse sur des événements signal avec l'état final "jets +$\not\!\!E_T$", $\epsilon_{\text{jets}+\not E_T}(\not\!\!E_T)$, est estimée à partir d'un lot d'événements $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ avec le couple de masse

$\not\!\!E_T$ cut (GeV)	≥ 70	≥ 80	≥ 90	≥ 100
$\epsilon_{\text{jets}+\not\!\!E_T}(\not\!\!E_T)$ ($m_{\tilde{b}}$= 135 GeV/c^2, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$= 70 GeV/c^2)	0.551	0.567	0.571	0.581

TAB. 4.13 – *Valeur de l'efficacité $\epsilon_{\text{jets}+\not\!\!E_T}(\not\!\!E_T)$ calculées à partir d'événements signal ($m_{\tilde{b}}$= 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$= 70) GeV/c^2, pour $\not\!\!E_T$ au dessus de 70, 80, 90 and 100 GeV.*

($m_{\tilde{b}}$= 135, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$= 70) GeV/c^2 de la manière suivante :

$$\epsilon_{\text{jets}+\not\!\!E_T}(\not\!\!E_T) = \frac{\text{événements signal après toutes les coupures}}{\text{événements signal après coupures de } \not\!\!E_T \text{ et de simulation du plateau du trigger}}$$

L'efficacité est estimée par rapport au nombre d'événements qui passent les coupures de présélection, la coupure de simulation du *turn on* du *trigger* (les deux jets principaux sont centraux, et le jet principal satisfait $p_T \geq$ 100 GeV/c), et une coupure sur la valeur de $\not\!\!E_T$ (au dessus de 70, 80, 90 et 100 GeV). L'efficacité pour ces deux coupures, notée $\epsilon_{\text{trig}+\not\!\!E_T}(\not\!\!E_T)$, dépend entièrement de la topologie et des caractéristiques cinématiques des processus au delà du Modèle Standard que l'on recherche. Le tableau 4.13 présente les valeurs de $\epsilon_{\text{jets}+\not\!\!E_T}(\not\!\!E_T)$ pour différentes coupures en $\not\!\!E_T$ pour l'échantillon d'événement signal considéré.

Le tableau 4.14 montre les limites à 95 % de C.L. sur la section efficace de production, multipliée par l'éfficacité $\epsilon_{\text{trig}+\not\!\!E_T}(\not\!\!E_T)$, d'événements "jets + $\not\!\!E_T$" pour des valeurs de $\not\!\!E_T$ au dessus de 70 , 80, 90 et 100 GeV.

$\not\!\!E_T$ (GeV)	≥ 70	≥ 80	≥ 90	≥ 100
$\epsilon_{\text{trig}+\not\!\!E_T}(\not\!\!E_T) \times \sigma$ @ 95% C.L (pb)	4.176	3.760	3.116	2.686

TAB. 4.14 – *Limites supérieures à 95% C.L sur la section efficace de production , multipliée par l'efficacité $\epsilon_{\text{trig}+\not\!\!E_T}(\not\!\!E_T)$, pour les processus au delà du Modèle Standard dans l'état final "Jets + $\not\!\!E_T$", pour des valeurs de $\not\!\!E_T$ au dessus de 70,80, 90 et 100 GeV.*

Conclusions et Perspectives

L'étude de la production de paires de squarks *bottom* a été effectuée à partir des premières données du RUN II utilisables pour les analyses de physique dans l'expérience DØ. Un échantillon de 4.1 pb^{-1} a été utilisé pour cette étude.

Celle-ci a abouti à deux résultats importants. Tout d'abord, après application de coupures de nettoyage, pour réduire les effets instrumentaux, et de coupures topologiques, pour améliorer le rapport signal sur bruit, la distribution de $\not{E}_T$ pour les événements restants ne présente pas de queue de distribution anormale. Le comportement de la distribution est bien compris et reproduit par l'estimation de la contribution des événements provenant de processus QCD, qui composent la majeure partie de l'échantillon analysé. C'est une étape très importante dans la compréhension des données, sur laquelle repose un grand nombre d'analyse, en particulier les analyses de supersymétrie, dont les états finals impliquent bien souvent une quantité significative de$\not{E}_T$.
L'étude de ces données a également permis de poser des limites sur la section efficace de production d'événements dans l'état final "jets et $\not{E}_T$". En effet, l'étude de la production de paires de squarks *bottom* a été limitée par plusieurs facteurs. D'une part, les données récoltées pour l'analyse ont été reconstruites dans une période de mise en fonctionnement du détecteur, et tous les outils d'analyse de l'expérience n'étaient pas encore disponible. En particulier, l'absence d'outils d'étiquetage des jets b nous a amené à considérer un grand nombre de bruits de fond supplémentaires qui peuvent être réduits de manière drastique en demandant la présence d'un ou plusieurs vertex déplacés. D'un autre côté, la faible luminosité intégrée considérée (4.1 pb^{-1}) a aussi était un facteur limitant dans cette analyse.
Pour toutes ces raisons, il n'a pas été possible de mettre des limites sur la production de paires de squarks $\widetilde{b}$ se désintégrant dans le canal $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$. Cependant, comme les coupures d'analyse ont été optimisée pour la recherche d'événements dans l'état final "jets +$\not{E}_T$", l'absence d'excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard est interprétée en termes de limite sur la section efficace de production dans cet état final. Ces résultats ont été approuvés par la collaboration DØ, et présentés aux conférences d'hiver 2003 (Moriond, La Thuile, ...).

Plusieurs perspectives sont envisageables pour améliorer cette étude. D'abord, le choix de l'algorithme de déclenchement peut sans aucun doute être amélioré. En effet, on a vu que le seuil en impulsion transverse pour le jet principal avait un effet assez drastique sur les points à basses masses dans l'espace ($m_{\widetilde{b}}$, $m_{\widetilde{\chi}_1^0}$). Il serait donc plus opportun d'utiliser un *trigger* reposant sur un seuil en p_T plus bas, voire demander la présence de deux jets, mais avec des seuils plus raisonnables. De plus, le *trigger* JT_65TT a maintenant un *prescale*, ce qui veut dire que l'on ne peut plus l'utiliser pour une analyse de recherche de nouvelle physique. Un bon moyen d'augmenter la réjection du bruit de fond QCD au niveau du *trigger* serait d'utiliser une coupure d'acoplanarité entre les deux jets principaux (avec les jets du niveau 3 par exemple). Il serait aussi intéressant de pouvoir étudier l'effet d'un *trigger* basé sur l'énergie transverse manquante (ce dernier est maintenant implémenté au niveau 3). Il est prévu également de disposer d'un algorithme de reconstruction de vertex au niveau L3, dans le but d'augmenter, dès le stade du déclenchement, la sensibilité aux événements avec des particules de courte durée de vie telles les quarks c et b, ou les leptons τ. Une combinaison éventuelle de tous ces types de *trigger* devrait permettre de réduire les événements QCD sans trop affecter les différents signaux supersymétriques recherchés. Il faudrait aussi étudier les possibilités d'utilisation du niveau L2 également. Ensuite, au niveau de l'analyse, l'utilisation de l'étiquetage des jets b permettrait de réduire le nombre de bruits de fond à considérer, et ainsi d'optimiser les coupures sur les bruits de fond qui simulent vraiment la topologie "2 jets $b + \not\!\!E_T$".

Bibliographie

[1] J. L. Rosner, *The standard model in 2001*, hep-ph/0108195.

[2] K. Eitel, *Short baseline accelerator-based neutrino oscillation searches*, hep-ex/0209019.

[3] F. Gieres, *About symmetries in physics*, hep-th/9712154.

[4] R. Feynman, **Lumière et matière, une étrange histoire**. ed. Points Sciences, 1985.

[5] M. Gell-Mann, *A schematic model of baryons and mesons*, **Phys. Lett. 8** (1964) 214.

[6] G. Altarelli, *A qcd primer*, hep-ph/0204179.

[7] Y. A. Simonov, *Nonperturbative qcd : confinement and deconfinement*, hep-ph/0211330.

[8] J. Schechter, *Introduction to effective lagrangians for qcd*, **eConf C010815** (2002) 76–87, [hep-ph/0112205].

[9] J. Lee-Franzini, *Cp and cpt studies with kaons*, hep-ex/0209042.

[10] B. K. Heltsley, *Ckm status and prospects*, hep-ph/0110260.

[11] M. Ciuchini, *Status of the ckm matrix*, **Nucl. Phys. Proc. Suppl. 109** (2002) 307–314, [hep-ph/0112133].

[12] E. Nezri, *Neutrinos et cosmologie dans les modèles de grande unification : détection de matière noire supersymétrique avec le télescope antares, oscillations et leptogénèse dans* $so(10)$, . Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille II.

[13] S. L. Glashow **Nucl. Phys. 22** (1961) 579.

[14] S. Weinberg, *A model of leptons*, **Phys. Rev. Lett. 19** (1967) 1264.

[15] P. W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*, **Phys. Rev. Lett. 13** (1964) 508–509.

[16] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, **Phys. Lett. 12** (1964) 132–133.

[17] P. W. Higgs, *Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons*, **Phys. Rev. 145** (1966) 1156–1163.

[18] F. Englert et R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, **Phys. Rev. Lett. 13** (1964) 321–322.

[19] **Particle Data Group** Collaboration, K. Hagiwara et. al., *Review of particle physics*, **Phys. Rev. D66** (2002).

[20] W. Buchmuller, *Neutrinos, grand unification and leptogenesis*, hep-ph/0204288.

[21] **UA1** Collaboration, G. Arnison et. al., *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at s**(1/2) = 540-gev*, **Phys. Lett. B122** (1983) 103–116.

[22] **UA1** Collaboration, G. Arnison et. al., *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95-gev/c**2 at the cern sps collider*, **Phys. Lett. B126** (1983) 398–410.

[23] **UA2** Collaboration, P. Bagnaia et. al., *Evidence for z0 –¿ e+ e- at the cern anti-p p collider*, **Phys. Lett. B129** (1983) 130–140.

[24] **UA2** Collaboration, M. Banner et. al., *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the cern anti-p p collider*, **Phys. Lett. B122** (1983) 476–485.

[25] P. Langacker, *Physics implications of precision electroweak experiments*, `hep-ph/0102085`.

[26] W. de Boer, *Grand unified theories and supersymmetry in particle physics and cosmology*, **Prog. Part. Nucl. Phys. 33** (1994) 201–302, [`hep-ph/9402266`].

[27] M. Dine, *The strong cp problem*, `hep-ph/0011376`.

[28] A. Kruger, *Standard model fits*, `hep-ex/0206060`.

[29] Y. A. Kubyshin, *Models with extra dimensions and their phenomenology*, `hep-ph/0111027`.

[30] S. P. Martin, *A supersymmetry primer*, `hep-ph/9709356`.

[31] R. J. Szabo, *Busstepp lectures on string theory : An introduction to string theory and d-brane dynamics*, `hep-th/0207142`.

[32] S. R. Coleman et J. Mandula, *All possible symmetries of the s-matrix*, **Phys. Rev. 159** (1967) 1251–1256.

[33] R. Haag, J. T. Lopuszanski, et M. Sohnius **Nucl. Phys. B 88** (1975) 257.

[34] S. J. Gates, M. Grisaru, M. Roček, et W. Siegel, **Superspace or One Thousand and One Lessons in Supersymmetry**. Benjamin and Cummings, 1983.

[35] M. Drees, *An introduction to supersymmetry*, `hep-ph/9611409`.

[36] J. Wess et B. Zumino **Nucl. Phys. B 78** (1974) 1.

[37] P. Fayet et J. Illiopoulos **Phys. Lett. B 51** (1974) 461.

[38] L. O'Raifeartaigh **Nucl. Phys. B 96** (1975) 331.

[39] D. I. Kazakov, *Beyond the standard model (in search of supersymmetry)*, `hep-ph/0012288`.

[40] J. Rosiek, *Complete set of feynman rules for the mssm – erratum*, `hep-ph/9511250`.

[41] S. Kraml, *Stop and sbottom phenomenology in the mssm*, `hep-ph/9903257`.

[42] M. Carena et H. E. Haber, *Higgs boson theory and phenomenology*, `hep-ph/0208209`.

[43] K. A. Olive, *Introduction to supersymmetry : Astrophysical and phenomenological constraints*, `hep-ph/9911307`.

[44] W. de Boer, R. Ehret, et D. I. Kazakov, *Predictions of susy masses in the minimal supersymmetric grand unified theory*, **Z. Phys. C67** (1995) 647–664, [`hep-ph/9405342`].

[45] D. Pierce et A. Papadopoulos **Phys. Rev. D 50** (1994) 565.

[46] D. Pierce, J. A. Bagger, K. Matchev, et R.-J. Zhang **Nucl. Phys. B 491** (1997) 3.

[47] **SUGRA Working Group** Collaboration, S. Abel et. al., *Report of the sugra working group for run ii of the tevatron*, `hep-ph/0003154`.

[48] F. Gianotti, *Searches for supersymmetry at high-energy colliders : the past, the present and the future*, **New Journal of Physics 4** (2002) 63.

[49] A. Lyon, *A search for squarks and gluinos using the jets and missing et signature at dø*, . PhD thesis, University of Maryland.

[50] **D0** Collaboration, B. Abbott et. al., *Search for bottom squarks in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-tev*, **Phys. Rev. D60** (1999) 031101, [hep-ex/9903041].

[51] **D0** Collaboration, S. Abachi et. al., *Search for light top squarks in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-tev*, **Phys. Rev. Lett. 76** (1996) 2222–2227.

[52] V. Oguri, *Inclusive bottom production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ tev at dø central detector region*, . PhD thesis, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF).

[53] **D0** Collaboration, B. Abbott et. al., *Search for charge 1/3 third generation leptoquarks in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-tev*, **Phys. Rev. Lett. 81** (1998) 38–43, [hep-ex/9803009].

[54] W. Beenakker, R. Hopker, et M. Spira, *Prospino : A program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order qcd*, hep-ph/9611232.

[55] **CDF** Collaboration, T. Affolder et. al., *Search for scalar top and scalar bottom quarks in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-tev*, **Phys. Rev. Lett. 84** (2000) 5704–5709, [hep-ex/9910049].

[56] F. E. Paige, S. D. Protopopescu, H. Baer, et X. Tata, *Isajet 7.37 : A monte carlo event generator for p p, anti-p p, and e+ e- reactions*, hep-ph/9804321.

[57] **ALEPH** Collaboration, A. Heister et. al., *Search for scalar quarks in e+ e- collisions at s**(1/2) up to 209-gev*, **Phys. Lett. B537** (2002) 5–20, [hep-ex/0204036].

[58] **L3** Collaboration, M. Acciarri et. al., *Searches for scalar top and scalar bottom quarks in e+ e- interactions at 161-gev ¡= s**(1/2) ¡= 183-gev*, **Phys. Lett. B445** (1999) 428–438.

[59] **OPAL** Collaboration, G. Abbiendi et. al., *Search for scalar top and scalar bottom quarks at s**(1/2) = 189-gev at lep*, **Phys. Lett. B456** (1999) 95–106, [hep-ex/9903070].

[60] http ://www.fnal.gov/faw/.

[61] *http ://www.fnal.gov/pub/inquiring/physics/discoveries/index.html*, .

[62] S. W. Herb et. al., *Observation of a dimuon resonance at 9.5 gev in 400-gev proton-nucleus collisions*, **Phys. Rev. Lett. 39** (1977) 252–255.

[63] **DØ** Collaboration, S. Abachi et. al. **Phys. Rev. Lett. 74** (1995) 2632.

[64] **CDF** Collaboration, F. Abe et. al. **Phys. Rev. Lett. 74** (1995) 2626.

[65] **DONUT** Collaboration, K. Kodama et. al., *Observation of tau-neutrino interactions*, **Phys. Lett. B504** (2001) 218–224, [hep-ex/0012035].

[66] J. L. Rosner, *Theoretical issues in the tevatron era*, hep-ph/0007194.

[67] J. P. Marriner, *The fermilab proton-antiproton collider upgrades*, **FERMILAB-Conf-96/391** (1996). Proceedings of the 1996 DPF/DPB Summer study on New directions for High Energy physics (Snowmass '96), Snowmass, COlorado, June 25-July 12,1996.

[68] Guide des accélérateurs au Run II. http ://www-bd.fnal.gov/runII/index.html.

[69] Présentation du reseau d'accélérateurs de Fermilab (site web). http ://www-bd.fnal.gov/.

[70] The LHC study group, . *The Large Hadron Collider Conceptual Design*, (yellow report), CERN/AC/95-05.

[71] Description du Cockroft-Walton. http ://www-bd.fnal.gov/public/proton.html.

[72] http ://www linac.fnal.gov/.

[73] http ://adwww.fnal.gov/proton/booster/booster.html.

[74] http ://www fmi.fnal.gov/.

[75] H. E. Montgomery, *Physics with the main injector*, `hep-ex/9904019`.

[76] http ://www bd.fnal.gov/public/antiproton.html.

[77] http ://www-lib.fnal.gov/archive/1997/tm/TM 1991.html.

[78] http ://www bd.fnal.gov/runII/parameters.pdf.

[79] http ://www bdnew.fnal.gov/pbar/run2b/Documents/riibshort.pdf.

[80] P. Bagley, *Tevatron run 2 plans, http ://www-bdnew.fnal.gov/pbar/run2b/documents/bagley.pdf*, .

[81] J. Womersley, *Run ii, all meeting, 8 novembre 2002*, .

[82] http ://www d0.fnal.gov/public/pubs/index.html.

[83] **DØ** Collaboration, S. Abachi et. al., *The detector*, **Nucl. Instrum. Meth. A338** (1994) 185–253.

[84] E. Kajfasz, *Quelques expériences gravitant autour du problème de génération de masses*, . http ://www-d0.fnal.gov/ hobbs/limit_calc.html.

[85] CFT Homepage, . http ://d0server1.fnal.gov/projects/SciFi/cft_home.html.

[86] L. Babukhadia et M. Martin, *Track and preshower digital trigger in dø*, . DØ Note 3980 (2002).

[87] H. Evans et. al., *A silicon track trigger for the dø experiment in run ii*, . http ://www-d0.fnal.gov/trigger/stt/sttdesign.html.

[88] TDR du CFT, . http ://d0server1.fnal.gov/users/stefan/www/CFT_TDR/CFT_TDR.ps.

[89] **The DØ** Collaboration, S. Abachi, *The upgrade : The detector and its physics*, . FERMILAB-PUB-96-357-E.

[90] B. Olivier, *Recherche du partenaire supersymétrique du quark top, et contribution à l'amélioration de la calorimétrie de l'expérience døpour la phase ii du tevatron*, . Thèse de doctorat, Université Paris VI.

[91] J. Butler et. al., *The dømuon system upgrade*, . DØ Note 2780 (1996).

[92] P. Demine, *Study of the tri-lepton events in the run ii data of the d experiment at the tevatron (fnal, usa). interpretation in the r-parity violating supersymmetry framework (lambda coupling)*, . Thèse de doctorat, Université Joseph Fourrier (Grenoble).

[93] **D0** Collaboration, C.-C. Miao, *The d0 run ii luminosity monitor*, **Nucl. Phys. Proc. Suppl. 78** (1999) 342–347.

[94] C.-C. Miao et R. Partridge, *Study of the run ii luminosity monitor counter design*, . DØ note 3319 (1998).

[95] J. Bantly et. al., *The level 0 trigger for the d0 detector*, **IEEE Trans. Nucl. Sci. 41** (1994) 1274–1279.

[96] S. H. Ahn et. al., *Dø luminosity in run ii : Triggered*, . DØ note 3971 (2002).

[97] S. H. Ahn et. al., *Dø luminosity in run ii : Delivered*, . DØ note 3970 (2002).

[98] S. H. Ahn et. al., *Dø luminosity in run ii : Reconstructed*, . DØ note 3972 (2002).

[99] **DØ** Collaboration, G. C. Blazey et. al., *The dø run ii trigger*, . To be published in the proceedings of 10th IEEE Real-Time Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics (RT 97), Beaune, France, 22-26 Sep 1997.

[100] Améliorations du système de déclenchement au Run II, . http ://niufrm.physics.niu.edu/~blazey/upgrade.html.

[101] TDR du niveau L1 du déclenchement, . http ://www.pa.msu.edu/hep/d0/ftp/l1/framework/l1fw_tdr_05june98.txt.

[102] **DØ** Collaboration, *Proposal for a forward proton detector at dø*, . proposal P-900 to PAC (sept 1997), http ://www-d0.fnal.gov/~brandta/fpg/d0_private/fpd_pac3.ps.

[103] A. Brandt, *Triggering with the forward proton detector*, . http ://www-d0.fnal.gov/~brandta/fpg/d0_private/trigger_fpd_trigger.ps.

[104] R. Hirosky, *The d-zero level 2 trigger for run ii physics*, . http ://www-d0.fnal.gov/ hirosky/talks/RT133.ps).

[105] J. Linnemann, *The dø level 2 trigger*, . http ://www.pa.msu.edu/hep/d0/ftp/l2/overview/dpf2000.pdf.

[106] J. Linnemann, R. Moore, et A. Yurkewicz, *Format and contents of l2 global input and output objects version 1.2*, . (déc. 2002).

[107] M. Adams et. al., *Level 2 calorimeter preprocessor technical design report*, . DØ note 3651 (1999).

[108] B. Abbot et. al., *Specification of the level 2 central tracking trigger preprocessor crate*, . DØ Note 3645 (1999).

[109] M. Bhattacharjee et P. Grannis, *Level 2 preprocessors for central and forward preshower triggers (tdr)*, . http ://www-d0.fnal.gov/ mrinmoy/L2_TDR.ps.gz.

[110] A. Maciel et M. Fortner, *The l2-muons triggers algorithms*, . DØ note en preparation, http ://www-d0.fnal.gov/%7Emaciel/l2alg/l2note.ps.

[111] A. Boehnlein, G. Brooijmans, D. Claes, et M. Souza, *Description of dø l3 trigger software components*, . DØ note 3630 (1999).

[112] V. Büscher, *Calorimeter clustering tool for the dø level 3 trigger at run ii*, . http ://www-d0.fnal.gov/~buescher/l3fcalcluster.ps.

[113] P. Balm et. al., *The dø level 3 muon filter*, . DØ note 3999 (2002).

[114] D. Whiteson, *Global track finding at level 3*, . DØ note 3808 (2000).

[115] S. Baffioni, E. Nagy, et S. Protopopescu, *Thumbnail : a compact data format*, . DØ note 3979 (2002).

[116] A. Khanov, *Htf : histogramming method for finding tracks. the algorithm description*, . DØ note 3778 (2000).

[117] A. Haas, *Elastic track finding*, . http ://d0.phys.washington.edu/ haas/d0/elastic/Introduction.htm.

[118] G. Blazey et. al., *Run ii jet physics*, . DØ note 3750 (2000).

[119] B. Abbott et. al., *Fixed cone jet definitions in dø and* r_{sep}, . FERMILAB-Pub-97/242-E (1997).

[120] A. Pierce, *A comparison of cone and* $k_\perp$ *algorithms for the reconstruction of a higgs boson at 110 gev*, . DØ note 3486 (1998).

[121] L. Duflot et R. Hirosky, *Mc studies of jet algorithms in the run ii framework*, . DØ note 3746 (2000).

[122] L. Duflot, *Simple cone preclustering algorithm for cone jets*, . DØ note 3749 (2000).

[123] F. Fleuret, *The dø electron/photon analysis package emanalyze*, . DØ note 3888 (2001).

[124] S. Protopopescu, *Emreco algorithms, 1999*,, . http ://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/current/emreco/doc/EMReco.ps.

[125] M. Ridel et L. Duflot, *The cellnn algorithm : cell level clustering in the dø calorimeter*, . DØ note 3923 (2001).

[126] F. Beaudette, F. Fleuret, et S. Protopopescu, *The d0 soft electron reconstruction package semreco*, . DØ note 3872 (2001).

[127] A. Kostritsky, *Muon segment reconstruction*, . http ://www-d0.fnal.gov/ kostrtsk/SegmentAlgoCombiGuide.htm.

[128] F. Déliot, *The fit algorithm in muo_trackreco*, . http ://www-d0.fnal.gov/∼deliot/fitalg.ps.

[129] Jets and Missing ET group, *Hot cells and missing transverse energy in run ii*, . DØ note 3986 (2002).

[130] U. Bassler, G. Bernardi, et B. Olivier, *Nada : A new event by event hot cell killer*, . DØ note 3687 (2000).

[131] L. Babukhadia, *Hot cells and jets at d0 (aida cell restoration)*, . DØ note 3408 (1998).

[132] G. Bernardi et S. Trincaz-Duvoid, *Improvement of the nada algorithm : Hot cell killing in d0 run ii data*, . DØ note 4057 (2002).

[133] G. Corcella et. al., *Herwig 6 : An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, **JHEP 01** (2001) 010, [hep-ph/0011363].

[134] T. Sjostrand et. al., *High-energy-physics event generation with pythia 6.1*, **Comput. Phys. Commun. 135** (2001) 238–259, [hep-ph/0010017].

[135] M. Klute et A. Quadt, *Measurements of l1 trigger efficiencies from dø data*, . DØ note 3949 (mars 2002).

[136] J. Krane, *Jets triggering strategy*, . présentation au meeting All DØ, 15 mars 2002.

[137] A. Besson et. al., *Dø new phenomena group run ii results for ichep and fall 2002 conferences*, . DØ note 3995 (2002).

[138] http ://www d0.fnal.gov/Run2Physics/top/conf/.

[139] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/wz/d0 private/wzeb/.

[140] http ://www d0.fnal.gov/Run2Physics/qcd/publications/qcd_talks.html.

[141] http ://www-d0.fnal.gov/ d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/Macros/Runsel-after Moriond/v1.4/runsel-1.4.html.

[142] Liste v1.5 des bons runs JET/MET, . http ://www-d0.fnal.gov/∼d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/Macros/Runsel-afterMoriond/v1.5/runsel-1.5.html.

[143] Groupe d'identification des Objets Electromagnétiques, . http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v2_1.html.

[144] Jets et M. E. group, *Jets in run ii*, . DØ note 3985 (2002).

[145] Echelle d'énergie des jets, . http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/v2.2/links.html.

[146] v. v. Certification des muons, *http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/muon_id/d0_private/muonid_302.ps*, .

[147] L. Duflot, J.-F. Grivaz, M. Ridel, et P. Verdier, *Jets in high e_t events : data vs monte-carlo*, . DØ note 4020 (2002).

[148] I. Bertram et. al., *A recipe for the construction of confidence limits*, . DØ note 3476 (1998).

[149] J. Hobbs, *Simple limit calculator*, . http ://www-d0.fnal.gov/ hobbs/limit_calc.html.

Etude de la production de paires de squarks bottom se désintégrant dans le canal $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ auprès du détecteur DØ au Run II du Tevatron

Le détecteur DØ est situé auprès du collisionneur proton-antiproton, le Tevatron, au laboratoire Fermilab (Chicago). La nouvelle campagne de collisions, dénommée “Run II”, a démarré au mois d’avril 2001. L’énergie au centre de masse disponible est de $\sqrt{s} \sim 1.96$ TeV, et la luminosité instantanée attendue est de l’ordre de 8.6 10^{31} cm^{-2}s^{-1}.

L’étude de la production de paires de squarks bottom se désintégrant dans le canal $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ a été réalisé à partir des premières données du Run II utilisables pour la physique.L’échantillon utilisé correspond à une luminosité intégrée $\mathcal{L}_{int} = 4.1 \pm 0.4$ pb^{-1}. Cette étude se place dans le cadre de modèles supersymétriques avec conservation de la R-parité, et dans le cas où le $\widetilde{b}$ est suffisamment léger pour limiter ses désintégrations au canal $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ ($BF \sim 100\%$). L’impossibilité d’utiliser l’étiquetage des jets b a conduit à considérer l’état final “jets et énergie transverse manquante ($\not\!\!E_T$)”.

Cette étude préliminaire a abouti à deux résultats importants. Tout d’abord, à l’issue des coupures d’analyse la distribution de $\not\!\!E_T$ ne présente pas de queues anormales. Ceci montre que les effets instrumentaux qui perturbent la mesure de $\not\!\!E_T$ sont bien compris. C’est une étape importante puisqu’un grand nombre de canaux de physique du Modèle Standard et de ses extensions, *i.e.* la supersymétrie, présentent une quantité significative de $\not\!\!E_T$.
Aucun excès d’événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard n’a été observé. Des limites à 95 % C.L. sur la section efficace de production d’événements au delà du MS dans l’état final “jets et $\not\!\!E_T$” ont été posées.

Mots-clés : Supersymétrie, Squark, Sbottom, Neutralino, R-parité, DØ, Tevatron, Run II

Sbottom squarks pairs production with the decay mode $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ in the DØ experiment at the Tevatron Run II

The DØ detector is located at the proton-antiproton collider, the Tevatron, at Fermilab (Chicago). The new data-taking period, refered as “Run II”, started in april 2001. The available Energy in the center of mass is $\sqrt{s} \sim 1.96$ TeV, and the expected luminosity is 8.6 10^{31} cm^{-2}s^{-1}.

The bottom squark pairs production study in the decay channel $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ has been performed on the first Run II data available for physics studies, with a data sample corresponding to $\mathcal{L}_{int} = 4.1 \pm 0.4$ pb^{-1}. This study takes place in the theoretical framework of supersymetric models with R-parity conservation, and whith a light $\widetilde{b}$ decaying dominantly in the $\widetilde{b} \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ channel ($BF \sim 100\%$). As no b-tagging techniques were available at this time, the final state “jets and missing transverse energy ($\not\!\!E_T$)” was considered.

This preliminary study lead to two important results. First, the $\not\!\!E_T$ distribution after all analysis cuts does not show anomalous tails, which means that instrumental effects are well understood. This is an important step as many processes produce a significant amount of $\not\!\!E_T$ in the Standard Model and its extensions, *i.e.* Supersymetry.
No excess of events was observed in the date, compared to the Standard Model (SM) predictions. Limits at 95 % C.L. were set on the production of events beyond the SM, in the “jets and $\not\!\!E_T$” final state.

Keywords : Supersymetry, Squark, Sbottom, Neutralino, R-parity, DØ, Tevatron, Run II