UNIVERSITE DE GENEVE
FACULTE DES SCIENCES

Département de physique
nucléaire et corpusculaire

Professeur Allan G. Clark

Recherche du Boson de Higgs chargé $H^{\pm}$ issu de $t \to H^{+}b$ par la mesure directe d'un excès dans le mode hadronique du lepton τ.

Etude d'un concept et tests de prototypes de modules montés avec des détecteurs au silicium lus par une électronique binaire pour le traceur central de ATLAS (LHC).

THESE

présentée à la Faculté des sciences
de l'Université de Genève
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences,
mention physique

par

Christian COUYOUMTZELIS
Neuchâtel

Thèse no 2928

GENEVE
Atelier de reproduction de la Section de physique
1997

*"Never regard study as a duty,
but as the enviable opportunity
to learn to know the liberating
influence of beauty in the realm of
the spirit for your own personal joy
and to the profit of the community
to which your later work belongs.*

Albert Einstein

Je dédie cette thèse :

au Professeur Théodore Couyoumtzelis,
à mes parents,
à mon frère et
à ma fiancée.

Table des matières

Introduction générale **1**

I DESCRIPTION DE LA PHYSIQUE 4

1 Le Modèle Standard et ses extensions **5**
1.1 Introduction 5
1.2 Le Modèle Standard : SM 6
1.2.1 Vue d'ensemble du modèle 6
1.2.2 Brisure spontanée de symétrie 9
1.2.3 Le théorème de Goldstone 9
1.2.4 Le mécanisme de Higgs 11
1.2.5 Le doublet scalaire du Modèle Standard 13
1.3 Production du top dans les collisions hadroniques 15
1.4 Pièces manquantes et critiques du SM 18
1.5 Le Modèle Super–Symétrique Minimal : MSSM 20
1.5.1 Pourquoi le MSSM 20
1.5.2 Le MSSM, une théorie à deux doublets de Higgs 20
1.5.3 Phénoménologie du MSSM 22

II L'EXPERIENCE CDF 33

2 Le Site Expérimental **34**
2.1 Le Tevatron 34
2.2 Détecteur CDF: Aspect Général 36
2.3 Les traceurs à CDF 39
2.3.1 Le SVX 39
2.3.2 Le VTX 41
2.3.3 Le CTC 41
2.3.4 Le CDT 43
2.4 La calorimétrie à CDF 43
2.4.1 La calorimétrie centrale 43

2.4.2 La calorimétrie avant–arrière 46
2.5 Les chambres à muons de CDF 47
2.6 Les compteurs BBC 48
2.7 Le système de déclenchement à CDF 49

3 Simulation Monte–Carlo 55
3.1 QFL : simulations du détecteur CDF 55
3.2 Isajet 56
3.3 Herwig 57

4 Présélection et sélection des données 59
4.1 Signature du Higgs chargé $H^{\pm}$ 59
4.2 Présélection : un échantillon à gerbes multiples 62
4.3 Description de la sélection des événements 67

5 Estimation et méthode de calculs du bruit de fond 89
5.1 Récapitulation des bruits de fond 89
5.2 Bruit de fond QCD 90
5.2.1 Description de la méthode 90
5.2.2 Validation de la méthode 94
5.2.3 Résultat de l'estimation du bruit de fond QCD 98
5.3 Drell–Yan : $Z^{\circ} \rightarrow \tau^{+}\tau^{-}$ 100
5.4 $W^{\pm} + gerbes \rightarrow \tau^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$ 101
5.5 Autres sources de bruit de fond 102

6 Erreurs systématiques 105
6.1 Erreurs systématiques 105
6.2 Estimation des erreurs systématiques 106

7 Résultats finaux : une nouvelle limite 113

III L'EXPERIENCE ATLAS 118

8 Le LHC: "Large Hadron Collider" 119
8.1 Introduction 119
8.2 Le Détecteur ATLAS au LHC 121
8.2.1 Buts de l'expérience 121
8.2.2 Les aimants 123
8.2.3 Le spectromètre à muons 124
8.2.4 La calorimétrie 125
8.2.5 Le traceur interne : "Inner tracker" 127
8.2.6 Les déclenchements, acquisition de données 130

8.3 Identification des leptons et “b–tagging” 131
8.4 Le SCT : “The Semiconductor Tracker” 132
8.4.1 Concepts de base 132
8.4.2 Prototypes d’électronique 133
8.4.3 Prototypes de détecteurs 138

9 Prototypes de modules pour le SCT **140**
9.1 Deux concepts de modules 140
9.1.1 Le module r–ϕ 141
9.1.2 Le module z 142
9.2 Etude d’un prototype : le module z 144
9.2.1 Montage du module 144
9.2.2 Tests en laboratoire 149
9.3 Enseignements du module z 155
9.4 Résultats d’un module r–ϕ avec des détecteurs CSEM 160
9.4.1 Description du module CSEM 161
9.4.2 Tests en laboratoire avec le module CSEM 163
9.4.3 Montage expérimental du faisceau test 164
9.4.4 Résultats du faisceau test 165

Conclusions **175**

Remerciements **178**

A Bruit de fond QCD : figures supplémentaires **180**

B Limite : méthode de calculs **186**
B.1 Sans bruit de fond et sans erreur systématique 186
B.2 Avec bruit de fond et sans erreur systématique 187
B.3 Avec bruit de fond et erreurs systématiques 188

Liste des figures **190**

Liste des tableaux **196**

Bibliographie **198**

Introduction générale

Ce mémoire de thèse s'articule en trois parties. La première décrit et explique les bases de la théorie du modèle physique étudié, ses implications et le signal physique recherché. La seconde présente la recherche expérimentale de cette signature physique menée sur l'expérience CDF "Collider Detector at Fermilab" [50] construite sur le site de Fermilab aux Etats–Unis. La troisième rapporte les résultats de deux études de prototypes du projet d'expérience ATLAS "A Toroidal LHC Apparatus" [94, 95, 96]. Ce détecteur est encore au stade de l'étude et du développement. Il s'inscrit dans la construction du LHC "Large Hadron Collider" [93].

Différents modèles mathématiques existent en physique des hautes énergies. Chacun d'entre eux donne une description des forces fondamentales qui régissent les interactions entre les particules connues et tente d'expliquer l'origine de la masse des particules. Les premières sections de la première partie du présent travail décrivent tout d'abord brièvement les bases et les fondements du SM : le Modèle Standard qui connaît le plus de succès actuellement. Il ne cesse en effet de remporter un grand nombre de confirmations expérimentales comme la découverte du boson intermédiaire $W^{\pm}$ [2, 4], et, tout récemment, la découverte du dernier quark : le top [27, 28].

Toutefois, certains faits expérimentaux ne sont pas totalement expliqués par le SM, ou ses explications n'apparaissent pas satisfaisantes. Il existe d'autres modèles comme le MSSM : le Modèle Super–Symétrique Minimal qui est une extension simple du SM. Il pourrait apporter des réponses plus satisfaisantes et mieux expliquer ces faits expérimentaux tout en gardant une description topologique et cinématique tout à fait similaire à celle donnée par le SM pour les processus physiques actuellement connus. Dans l'hypothèse où le MSSM est correcte, l'existence d'un boson appelé Higgs chargé $H^{\pm}$ est introduit par ce modèle pour expliquer l'origine des masses. Cette particule pourrait être mise en évidence par une recherche directe ou indirecte de sa signature. Ce boson suivant le MSSM est produit lors de la désintégration du quark top : $t \to H^+ b$. Le Higgs chargé $H^{\pm}$ peut alors se désintégrer suivant les paramètres du modèle dans le lepton τ suivant la réaction $H^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ dont les produits de désintégration sont soit des leptons : voie leptonique, soit des hadrons : voie hadronique. Si un tel processus existe, il doit en résulter un excès de lepton τ. Selon le domaine de masses actuellement connues pour cette particule, il pourrait être produit aux énergies du Tevatron et décelable par une expérience comme CDF.

Un des buts de ce travail fut donc de chercher un tel excès du lepton τ lorsqu'il se désintègre dans la voie hadronique et dont la provenance pourrait être associée à la production du Higgs chargé $H^{\pm}$. Cette analyse est expliquée en détail dans la deuxième partie du mémoire qui commence tout d'abord par une description du site expérimental du Tevatron à Fermilab, accélérateur de particules qui fournit une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, et de l'expérience CDF qui ont servi à ces mesures. L'étude se base sur un échantillon de données collectées au cours de l'année 1992 et jusqu'à mi–1993, par l'expérience CDF. Cette période est aussi connue sous le nom de données du "Run Ia". Une analyse de données du même processus physique du Higgs chargé $H^{\pm}$ a été menée sur un échantillon de données du "Run Ia", sauf qu'elle s'est intéressée à la voie leptonique de désintégration du lepton τ. Cette recherche légèrement antérieure à celle qui est décrite ici a été complétée à la fin 1994 et publiée dans la revue scientifique "Physical Review Letters" [44]. Afin de confirmer ce résultat et pour étendre au maximum la connaissance des différentes signatures physiques possibles du processus, il avait été décidé de mener l'analyse présentée ici sur le même échantillon de données. Cette recherche a aussi abouti à une analyse de données dont le résultat physique a été publié dans la revue scientifique "Physical Review D" [45].

Une deuxième période de prise de données s'est déroulée de fin 1993 à 1995, connue sous le nom de "Run Ib". Une recherche du même processus qui inclut les connaissances de ces deux dernières analyses et qui porte sur l'échantillon de données du "Run Ib" est actuellement en voie d'achèvement. Les résultats devraient être publiés durant ces prochaines semaines dans "Physical Review Letters" [31].

La dernière partie décrit le travail mené au sein du projet de l'expérience ATLAS. Elle s'inscrit dans le projet du LHC qui pourra accéérer deux faisceaux de protons circulant en sens inverse dans le tunnel actuel du LEP et dont l'énergie dans le centre de masse atteindra une énergie de 14 TeV. Le détecteur ATLAS, dont la fin de la construction est planifiée pour l'an 2005, devrait répondre à un grand nombre de questions encore sans réponse dont celle par exemple de l'origine de la masse des particules. Son objectif consiste à détecter les signaux rares grâce à une couverture angulaire très fine quasiment complète de la calorimétrie hadronique et électromagnétique, une très bonne détection des muons, et une reconstruction très précise des traces chargées et de leur point d'interaction.

Pour la construction de ATLAS, différents groupes de recherche et de développement se sont formés pour mener à bien cette gigantesque entreprise. Le SCT "Semiconductor Tracker" est l'un d'eux. Son but est la mise au point d'un traceur de particules chargées qui utilisera une structure modulaire basée sur la technologie des détecteurs au silicium et sur lesquels seront montés une électronique de lecture des signaux produits par ces détecteurs.

Dans cette perspective, diverses phases d'essais et un ensemble de prototypes ont été et sont encore construits et testés dans divers instituts de physique et au CERN, afin de choisir le module qui présente les caractéristiques optimales. Cette décision se basera sur le meilleur compromis entre la capacité de détecter les signatures typiques des phénomènes physiques intéressants, une électronique de lecture et des détecteurs au silicium de bas niveau de bruit intégré dans des modules, une conception mécanique légère de soutien qui supporte ces modules, un système de refroidissement des composants électroniques simple et efficace et finalement des coûts favorables de fabrication.

Dans cette dernière partie seront présentés deux prototypes de modules. Le premier appelé "module z" qui a permis de tester l'électronique de lecture et un concept de construction mécanique innovateur de refroidissement latérale du module, dont la faisabilité et l'efficacité n'avaient pas été démontrées dans la collaboration. Le second appelé "modules CSEM" composé avec les mêmes puces électroniques, mais testé pour un type de détecteur construit par la compagnie CSEM "Centre Suisse d'Electro et Micro–Technique" basée à Neuchâtel. Ce deuxième module possède une géométrie non optimalisée pour évacuer la chaleur et dont le concept mécanique date des premiers prototypes.

Partie I

DESCRIPTION DE LA PHYSIQUE

Chapitre 1

Le Modèle Standard et ses extensions

1.1 Introduction

Ce chapitre résume tout d'abord les résultats et implications du modèle prédominant actuel de la physique des hautes énergies, le "Modèle Standard", en abrégé SM. Après une synthèse de la construction mathématique de ce modèle, il sera possible d'aborder ses limites et de passer à une description mathématique similaire, appelée extension minimale du SM ou MSSM[1], pour "Minimal Supersymmetric Standard Model". Cette théorie pourrait apporter des réponses à certains problèmes non résolus par le SM.

Au moment où l'analyse a été développée, aucune mesure expérimentale ne prouvait l'existence du quark top. De ce fait, sa masse et sa section efficace de production restaient des paramètres libres de la théorie. L'évidence du quark top fut annoncée par l'expérience CDF [26] au cours de l'année 1994. Ce n'est que vers le milieu de l'année 1995, que ce résultat fut confirmé et que la découverte du quark fut annoncée par les expériences CDF et DO à Fermilab. Ces résultats furent publiés dans [27, 28] qui décrivent en détail les analyses, donnent une mesure de la masse du quark top et de sa section efficace de production. Ce travail d'analyse est antérieur à cette découverte, c'est donc la raison pour laquelle ces deux paramètres apparaissent libres dans ce travail.

Même si maintenant, la masse du quark top et sa section efficace de production sont maintenant des paramètres fixés, les recherches sur le MSSM sont poursuivies. Actuellement à CDF, les données collectées durant le "Run 1b", soit un échantillon de ~ 90 pb^{-1}, sont encore étudiées. Elles devraient permettre d'obtenir un nouveau résultat [31] sur un échantillon presque cinq fois plus large que celui sélectionné pour cette analyse.

[1] Les théories du SM et MSSM sont largement couvertes par une profusion de livres. Parmi les livres qui ont été consultés pour ce chapitre, on peut citer [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. Certaines de ces références seront à nouveau citées ultérieurement, ainsi que certains articles très récents qui traitent du sujet.

1.2 Le Modèle Standard : SM

1.2.1 Vue d'ensemble du modèle

Le Modèle Standard ou SM remporte un remarquable et large succès par ses prédictions qui ont été largement vérifiées expérimentalement. On peut citer à titre d'exemple la découverte du boson intermédiaire $W^{\pm}$ par les expériences UA1 [2] et UA2 [4] en 1983, puis par la suite la découverte par ces mêmes expériences du boson Z° [3, 5] et sa production en large quantité au collisionneur $e^{+}e^{-}$ du LEP au CERN, et tout dernièrement en 1994 la mise en évidence du quark top par l'expérience CDF [26], suivie de sa découverte proprement dite en 1995 par les expériences CDF [27] et DO [28] à Fermilab. Actuellement, encore un grand nombre de tests de précision trouvent des vérifications expérimentales extrêmement fines [6, 7]

Malgré les réussites du SM qui décrit l'ensemble des particules et les forces fondamentales qui régissent leurs interactions, le mécanisme par lequel la masse des bosons et des fermions est créée reste encore incertain [10]. Ce processus est à la base d'une multitude de modèles dont le SM qui l'explique par une brisure spontanée de symétrie. Cependant aucune de ces explications théoriques ne semble complète et aucune d'elles n'est totalement confirmée expérimentalement. Parmi les trois approches souvent étudiées, on peut citer le Modèle Standard SM, le Modèle Standard Minimal Supersymétrique MSSM, et le Technicolor. Certains travaux cherchent à exploiter les avantages de chacun de ces trois modèles pour expliquer la brisure spontanée de symétrie [8].

Le SM est une théorie de jauge non-abélienne $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ avec une brisure spontanée de symétrie [9]. Les groupes $SU(3)$ et $SU(2)$ décrivent l'ensemble des matrices symétriques unitaires de dimensions trois et deux et $U(1)$ est le groupe de l'ensemble des matrices unitaires de dimension une. Ce modèle décrit les particules fondamentales, ponctuelles dans l'espace–temps, qui composent l'ensemble des particules connues et détectées, ainsi que les quatre forces observées dans la nature :

- La gravitation dont les effets sont négligeables aux dimensions microscopiques de la physique des hautes énergies. Elle n'est donc pas directement intégrée dans la construction mathématique du modèle.
- La force électromagnétique responsable de tous les processus électromagnétiques.
- La force faible qui intervient, par exemple, dans les désintégrations de particules, telles que le n, le Λ, etc.
- La force forte, responsable, par exemple de la cohésion de quarks dans les protons, neutrons, etc.

Les particules fondamentales sont regroupées dans deux familles : les leptons et les quarks. Les leptons sont des fermions de spin 1/2, trois d'entre eux possèdent une charge électrique: l'électron e^-, le muon μ^-, le tau τ^-; trois sont neutres et sans masse: le neutrino électronique ν_e, muonique ν_μ, et tauonique ν_τ. Leurs propriétés les plus importantes sont résumées dans la table 1.1. Ces valeurs sont des ordres de grandeurs de mesures précises qui sont tirées de [1].

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

Leptons	Symbol	Charge e	Masse MeV	Temps de vie moyen τ
Electron **Neutrino** e	e ν_e	-1 0	0.511 *	$> 4.3\ 10^{23}$ années, CL= 68% $\sim \infty$
Muon **Neutrino** μ	μ ν_μ	-1 0	105.7 < 0.17	$2.19\ 10^{-6}$ s $\sim \infty$
Tau **Neutrino** τ	τ ν_τ	-1 0	1777.0 < 24.0	$291.0\ 10^{-15}$ s $\sim \infty$

* Effets inéxpliqués trouvés avec un m^2 très négatif dans la nouvelle expérience de désintégrations beta du tritium

Tableau 1.1: *Propriétés les plus importantes des leptons* [*1*].

La deuxième catégorie réunit les quarks qui sont des fermions de spin 1/2, de charges électriques fractionnelles $-1/3|e|$, $2/3|e|$, et qui portent un nombre quantique supplémentaire appelé couleur. Comme les leptons, et de façon symétrique, les quarks sont réunis en doublets. Leurs propriétés les plus importantes [1] sont contenues dans la table 1.2.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Les leptons peuvent interagir selon des processus électromagnétiques et faibles, mais sont par contre insensibles à la force forte. Au contraire, les quarks sont soumis aux trois forces fondamentales fortes, électromagnétiques, et faibles. Les quarks n'existent pas dans

Quark	**Symbol**	**Charge**	**Masse**
Up	u	+2/3 e	2 à 8 MeV
Down	d	-1/3 e	5 à 15 MeV
Charm	c	+2/3 e	1.0 à 1.6 GeV
Strange	s	-1/3 e	100 à 300 MeV
Top	t	+2/3 e	$179 \pm 8^{+17}_{-20}$GeV
Bottom	b	-1/3 e	4.1 à 4.5 GeV

Tableau 1.2: *Masses et charges des quarks, les valeurs sont tirées de* [*1*].

un état isolé comme les leptons. Ils se recombinent sous l'effet de la force forte pour former des "Baryons" par groupe de trois quarks, et des "Mésons" composés d'un quark et d'un antiquark :

$$\begin{array}{lcll} \text{Baryon} & \equiv & qqq & \text{(trois quarks)} \\ \text{Méson} & \equiv & q\bar{q} & \text{(un quark, un antiquark)} \end{array}$$

L'ensemble des Baryons et des Mésons porte le terme générique de "Hadrons". Les combinaisons de spins demi-entiers des quarks imposent des spins demi-entiers pour les Baryons et entiers pour les Mésons.

Chaque particule possède son antiparticule définie avec la même masse, spin et temps de vie, mais avec tous les nombres quantiques de charge inversés.

Les forces fondamentales sont transmises par des Bosons de spin entier appelés vecteurs de forces qui sont le photon γ, sans masse, pour la force électromagnétique, les Bosons $W^{\pm}$ avec $m_W = 80.33 \pm 0.15$ GeV/c^2 [1] et Z° avec $m_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV/c^2 [1], pour la force électro–faible, et les gluons g, sans masse, pour la force forte. L'origine des masses des particules dans le modèle $SU(2) \times U(1)$ s'expliquerait par le Boson de Higgs, pas encore observé, qui résulte de la brisure spontanée de ces groupes de symétrie. Citons que cette description mathématique est le résultat du travail des physiciens Glashow (1961), Weinberg (1967) et Salam (1968).

La théorie de jauge des interactions fortes : "ChromoDynamique Quantique" ou QCD décrite par SU(3)$_C$ est construite de façon séparée. La QCD est une théorie de jauge non–abélienne, sans brisure spontanée de symétrie, qui décrit les interactions fortes entre les quarks et un ensemble de bosons de jauge sans masse : les gluons. Les leptons sont insensibles à cette force. Elle se base sur le groupe SU(3)$_C$ qui rassemble les matrices symétriques unitaires de déterminant 1. La représentation fondamentale est un triplet de trois charges appelées couleurs et qui sont choisies comme “rouge”, “bleu” ou “verte” et portées par les quarks. Les quarks possèdent donc un degré de liberté supplémentaire. Les gluons sont eux-mêmes porteurs d'une charge couleur–anticouleur. On dénombre ainsi huit mélanges possibles de couleurs pour les gluons qui transmettent la force et la couleur entre les quarks lors d'interactions fortes.

1.2.2 Brisure spontanée de symétrie

L'invariance de jauge $SU(2)\times U(1)$ exige une masse nulle des Bosons de jauge. Si les termes de masse des bosons sont introduits dans la densité lagrangienne, ils violent l'invariance de jauge. Dans un contexte théorique plus vaste, la quantification des champs de spin 1 ne s'avère possible que si chacun d'eux est associé à une symétrie de jauge et implique que ces champs de jauge restent sans masse. Cette situation reste satisfaisante pour des interactions électromagnétiques et fortes qui font intervenir un photon et des gluons de masse nulle. Elle devient incomplète pour des bosons de jauge faibles Z° et $W^\pm$ massifs.

La description des interactions des Z° et $W^\pm$ avec une théorie quantique de champs impose une généralisation de la construction mathématique qui admet des champs massifs sans détruire la cohérence de la théorie quantifiée. Cette généralisation fait appel aux phénomènes de symétrie spontanément brisée décrite à l'aide de deux résultats fondamentaux : le théorème de Goldstone, qui s'adresse aux symétries continues d'une théorie globale ou locale de champs et le mécanisme de Higgs qui intervient lorsque des symétries de jauge sont spontanément brisées. Ce processus permet de commencer par une théorie de jauge invariante avec des bosons de jauge sans masse, pour finir avec un spectre de bosons de jauge massifs. En plus de l'apparition des champs massifs de spin un, la symétrie de jauge spontanément brisée a pour conséquence inévitable de faire apparaître des particules élémentaires de spin nul dénommées génériquement “Bosons de Higgs”.

1.2.3 Le théorème de Goldstone

Soit la densité Lagrangienne $\mathcal{L}$ classique (1.1), où $\phi(x)$ est un champ complexe scalaire.

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - \mu^2 \phi\phi^* - \lambda(\phi\phi^*)^2 \tag{1.1}$$

Dans une théorie quantique μ^2 serait normalement considéré comme la masse d'un quanta, et le terme λ comme une forme de l'auto–interaction. $\mathcal{L}$ est invariant sous le groupe U(1) des transformations continues (1.2), où θ est une constante arbitraire.

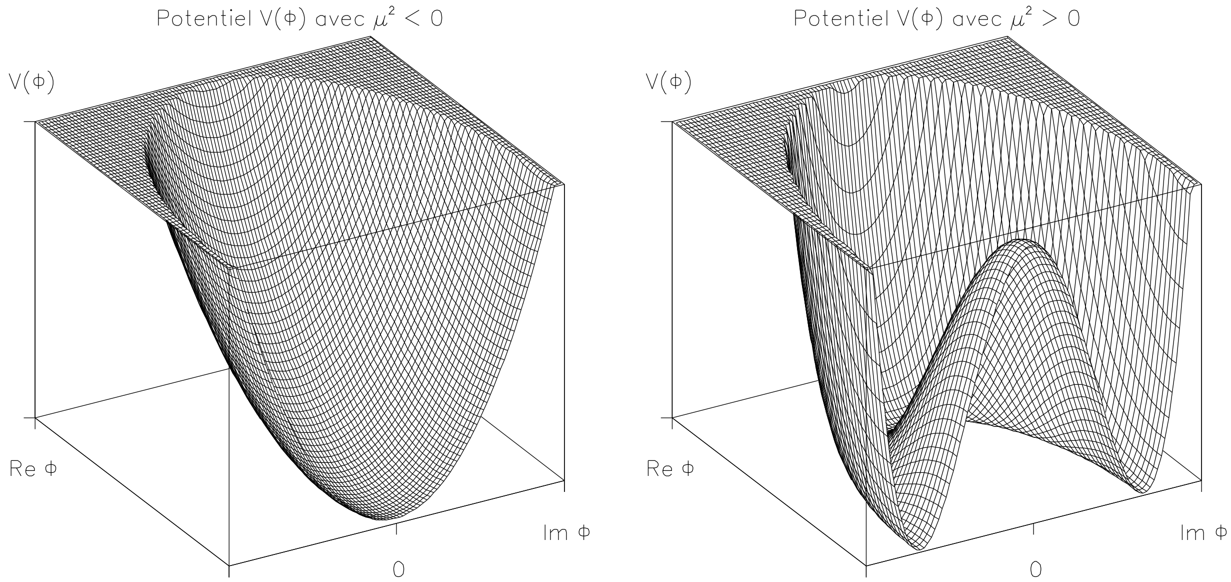
$$\phi(x) \to \phi'(x) = e^{-i\theta}\ \phi(x) \tag{1.2}$$

Le terme d'énergie cinétique est positif et ne peut disparaître que si $\phi \equiv$ cte. L'état fondamental du système sera obtenu quand la valeur de la constante correspond au minimum du potentiel :

$$V(\phi) = \mu^2\phi\phi^* + \lambda(\phi\phi^*)^2 \tag{1.3}$$

Avec $\lambda > 0$, on s'assure que $V(\phi)$ possède un minimum. Si $\mu^2 > 0$, $V(\phi)$ a un minimum, comme montré dans la figure 1.1(a), centré à l'origine $\phi\phi^* = 0$, c'est-à-dire $\phi = 0$. On obtient un état fondamental de configuration symétrique. En d'autres termes, l'état fondamental $\phi = 0$ est unique et invariant sous (1.2). Cependant, si $\mu^2 < 0$, le minimum se trouve en :

$$\phi\phi^* = -\frac{\mu^2}{\lambda} \tag{1.4}$$



(a) *V(ϕ) pour $\mu^2 < 0$. V a un seul minimum centré à l'origine.*

(b) *V(ϕ) pour $\mu^2 > 0$. V possède une infinité d'états fondamentaux non symétriques.*

Figure 1.1: *Potentiel V(ϕ) qui montre ses minima pour les situations où $\mu^2 > 0$ et $\mu^2 < 0$.*

Il existe donc un anneau entier de solution dans le plan complexe ϕ pour lequel chaque point de V(ϕ) est minimum, comme montré dans la figure 1.1(b) et de rayon:

$$|\phi| = -v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \tag{1.5}$$

La solution $\phi = 0$ est un point instable. Par contre, n'importe quelle valeur de ϕ qui satisfait (1.5) donnera un vrai état fondamental. Il existe une infinité d'états fondamentaux non symétriques, donnés à une phase près Λ réelle arbitraire .

$$\phi_{vac} = ve^{i\Lambda} \tag{1.6}$$

Le seul cas intéressant est $\mu^2 < 0$ où n'importe quel point minimum de l'anneau est équivalent. Ils peuvent être tous obtenus en appliquant (1.2). Il est ainsi possible de faire un développement autour de l'état du vide $\phi(x) = v$:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \xi(x) + i\chi(x)] \tag{1.7}$$

Avec ξ, χ deux champs choisis réels, et $\xi = \chi = 0$ dans l'état fondamental. Si l'on substitue dans (1.1), et l'on élimine les constantes non importantes, $\mathcal{L}$ devient :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \;=\; & \tfrac{1}{2}(\partial_\mu\xi)^2 + \tfrac{1}{2}(\partial_\mu\chi)^2) - \lambda v^2\xi^2 - \lambda v\xi(\xi^2+\chi^2) \\ & -\tfrac{1}{4}\lambda(\xi^2+\chi^2)^2\end{aligned} \tag{1.8}$$

Si $\mathcal{L}$ est considéré comme un lagrangien d'une théorie quantique, il contient deux champs de bases χ sans masse et ξ avec un terme de masse $-\frac{1}{2}m_\xi^2\xi^2$ qui suit la relation (1.9).

$$m_\xi^2 = 2\lambda v^2 \tag{1.9}$$

Dans une généralisation de (1.1) à n champs scalaires réels ϕ_j (avec une somme implicite sur j), le lagrangien $\mathcal{L}$ s'écrit (1.10).

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi^j)(\partial^\mu\phi^j) - \frac{1}{2}\mu^2\phi^j\phi^j - \lambda(\phi^j\phi^j)^2 \tag{1.10}$$

Un calcul similaire amène à un résultat identique à (1.9). En d'autres termes un seul champ acquiert une masse, tandis que les n-1 champs scalaires restants sont sans masse. Ces bosons sans masse sont usuellement appelés “Boson de Goldstones”. Il faut aussi noter que le Boson de Goldstone est une observation complètement générale et indépendante d'un mécanisme particulier d'une brisure spontanée de symétrie particulière.

1.2.4 Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs crée le lien entre symétrie continue spontanément brisée et le boson de jauge massif. Si l'on impose en plus une invariance de jauge sous une transformation locale de jauge U(1) à (1.1) pour un champ scalaire chargé. Il devient nécessaire de remplacer ∂_μ par la dérivée covariante $\mathrm{D}_\mu = \partial_\mu + ie\mathrm{A}_\mu$, afin de conserver l'invariance de jauge de $\mathcal{L}$. A_μ est un champ de vectoriel appelé champ de jauge. Il est l'exemple le plus simple de champ de jauge, il est aussi utilisé pour le potentiel vecteur du photon. Il faut ajouter le terme cinétique $\frac{1}{4}\mathrm{F}_{\mu\nu}\mathrm{F}^{\mu\nu}$ dans le lagrangien $\mathcal{L}$ pour le champ de jauge avec $\mathrm{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu\mathrm{A}_\nu - \partial_\nu\mathrm{A}_\mu$. Ainsi (1.1) devient :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}\mathrm{F}_{\mu\nu}\mathrm{F}^{\mu\nu} + [(\partial_\mu - ie\mathrm{A}_\mu)\phi^*][(\partial_\mu + ie\mathrm{A}_\mu)\phi] - \mu^2\phi\phi^* - \lambda(\phi\phi^*)^2 \tag{1.11}$$

Invariant sous la transformation de jauge abélienne :

$$U(\theta) = e^{-i\theta(x)} \tag{1.12}$$

D'après (1.11), A_μ est un boson de jauge sans masse. Selon le même procédé de la section précédente, il existe un minimum du potentiel pour $\lambda > 0$. Si $\mu^2 < 0$, on retrouve un état fondamental dégénéré, et un état symétrique $\phi = 0$ si $\mu^2 > 0$. Le cas intéressant reste $\mu^2 < 0$, et par analogie, il est possible d'écrire :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \xi(x) + i\chi(x)] \tag{1.13}$$

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{1.14}$$

Après substitution, on trouve:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\tfrac{1}{4}\mathrm{F}_{\mu\nu}\mathrm{F}^{\mu\nu} + \tfrac{e^2v^2}{2}\mathrm{A}_\mu\mathrm{A}^\mu + \tfrac{1}{2}(\partial_\mu\xi)^2 + \tfrac{1}{2}(\partial_\mu\chi)^2 \\ &\quad -\tfrac{1}{2}(2\lambda v^2)\xi^2 - ev\mathrm{A}_\mu\partial^\mu\chi + ... \end{aligned} \tag{1.15}$$

Dans une interprétation quantique, le terme $A_\mu A^\mu$ apparaît dans les équations comme si le champ de jauge A_μ acquiert une masse. L'invariance de jauge dans (1.15) est toujours vérifiée puisqu'elle doit être équivalente à (1.11). La transformation de jauge, selon ξ et χ, devient plus complexe. La structure de (1.15) semble ainsi décrire l'interaction d'un champ vectoriel massif A_μ et deux scalaires, le champ massif ξ et le champ sans masse χ.

Un décompte du nombre "de degrés de liberté" dans (1.11) donne un champ vectoriel sans masse A_μ : deux degrés de liberté qui correspondent aux deux modes transverses indépendants, un champ scalaire complexe ϕ avec deux degrés de liberté. Par contre, on dénombre dans (1.15) un champ vectoriel A_μ qui apparaît maintenant massif : mode longitudinal autorisé, deux champs réels scalaires : χ massif, ξ sans masse, soit un total de deux degrés de liberté. Il semblerait qu'un degré de liberté ait été gagné.

Comme la théorie ne change pas avec le choix de la fonction de transformation $\theta(x)$ dans (1.12), on choisit $\theta(x)$ pour chaque point de l'espace-temps égal à la phase de $\phi(x)$. Ainsi, dans cette jauge:

$$\phi'(x) = e^{-i\theta(x)}\phi(x) \tag{1.16}$$

est réel et égal à :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x)) \tag{1.17}$$

avec η réel, et :

$$\mathrm{A}'_\mu(x) = \mathrm{A}_\mu(x) + \frac{1}{e}\frac{\partial\theta(x)}{\partial x^\mu} \tag{1.18}$$

Le lagrangien devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\tfrac{1}{4}\mathrm{F}'_{\mu\nu}\mathrm{F}'^{\mu\nu} + \tfrac{e^2v^2}{2}\mathrm{A}'_\mu\mathrm{A}'^\mu + \tfrac{1}{2}(\partial_\mu\eta)^2 - \tfrac{1}{2}(2\lambda v^2)\eta^2 \\ &\quad -\tfrac{1}{4}\lambda\eta^4 + \tfrac{1}{2}e^2(\mathrm{A}'_\mu)^2(2v\eta + \eta^2) \end{aligned} \tag{1.19}$$

Où

$$\mathrm{F'}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathrm{A'}_\nu - \partial_\nu \mathrm{A'}_\mu \tag{1.20}$$

Tous les termes de $\mathcal{L}$ sont maintenant écrits. Sous cette forme $\mathcal{L}$ décrit l'interaction d'un champ d'un boson vecteur massif $\mathrm{A'}_\mu$ avec le champ scalaire réel η appelé le "Boson de Higgs", dont la masse au carré est donnée par (1.21). Toutes les particules sans masse ont complètement disparues, et le nombre de degrés de liberté est ramené à quatre.

$$2\lambda v^2 = -2\mu^2 \tag{1.21}$$

En résumé, lorsqu'une symétrie de jauge est spontanément brisée, son champ de jauge acquiert une masse et le Boson de Goldstone associé n'est pas un état physique indépendant. La liberté de formuler la théorie dans n'importe quelle jauge permet de choisir une jauge particulière dans laquelle le Boson de Goldstone n'est plus présent: il est "absorbé" par le champ de jauge massif. En d'autres termes, le champ de jauge et ses deux états transverses sont complétés par un troisième degré de liberté: un champ massif de spin un à trois composantes de polarisation dont deux transverses et une longitudinale. Ce mode longitudinal n'a pas d'interprétation physique, tandis que ces parties transversales permettent de former le "Boson de Higgs", comme démontré dans la section suivante.

1.2.5 Le doublet scalaire du Modèle Standard

La description du Modèle Standard de l'interaction électrofaible exige de choisir un ou plusieurs champs scalaires qui permettent d'aboutir à trois Bosons vecteurs associés avec l'interaction faible $W^\pm$, Z° et un boson vecteur sans masse: le photon, soit 4 champs scalaires indépendants.

Le mécanisme de Higgs est utilisé pour briser spontanément les symétries de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ tout en préservant les propriétés du sous–groupe $U(1)_{e.m.}$, et générer la masse des bosons $W^\pm$, Z°. Les symétries de jauge non brisées sont celles de $SU(3)_C \times U(1)_{e.m.}$.

Le choix le plus simple d'un doublet de champs scalaires complexes brise spontanément la symétrie de la théorie.

$$H = \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} \qquad H^\dagger = \begin{pmatrix} H_1^\dagger & H_2^\dagger \end{pmatrix}$$

Le potentiel scalaire est de la forme (1.22), avec $H^\dagger H = H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2$, et invariant sous les transformations de groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

$$V(H, H^\dagger) = -\mu^2 H^\dagger H + \frac{\lambda}{2}(H^\dagger H)^2 \tag{1.22}$$

Avec $\mu^2 > 0$, $\lambda > 0$, μ^2 et λ réels, le minimum du potentiel se trouve en (1.23).

$$< H^\dagger H >= \mu^2/\lambda \tag{1.23}$$

La condition de minimum (1.23) est invariante sous l'ensemble du groupe de symétrie, et l'état du vide est aussi continûment dégénéré. Il est donc possible de choisir arbitrairement :

$$< H > \ = \ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \qquad v \ = \ \sqrt{\frac{2\mu^2}{\lambda}} \tag{1.24}$$

N'importe quel état du vide est alors obtenu en agissant sur $< H >$ avec une transformation de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, brisée spontanément par (1.24). Le H acquiert quatre composantes dont trois Bosons de Goldstone, et un Boson de Higgs massif. Après couplage du doublet scalaire aux champs de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui devient donc une symétrie locale, il faut introduire trois champs de jauge pour $SU(2)_L$, et un pour $U(1)_Y$, et deux constantes de couplage g et g' pour respectivement $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

Avec une paramétrisation adéquate des champs de Golsdstone, comme vu dans (1.7) et (1.13), le doublet scalaire H se ramène à (1.25), où $h(x)$ un champ réel qui est le seul boson physique de la théorie.

$$H \ = \ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + v \end{pmatrix} \tag{1.25}$$

Cette théorie décrit donc :

- Un champ de jauge de masse nulle A_μ associé à la symétrie non brisée $U(1)_{e.m.}$
- Un champ complexe W^- et son conjugué W^+ de spin 1 et de masse

  $$M_W = \frac{gv}{2} \tag{1.26}$$

  Par rapport à une symétrie exacte $U(1)_Q$ leur charge est $Q = \pm 1$
- Un champ Z_μ de spin un et de masse

  $$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{M_W}{cos(\theta_W)} \tag{1.27}$$

  invariant (neutre, sans charge) sous $U(1)_Q$.
- Un champ scalaire réel $h(x)$ invariant (neutre, sans charge) sous $U(1)_Q$ et de masse:

  $$M_h^2 = 2\mu^2 = \lambda v^2 = \frac{4\lambda}{g^2} M_W^2 \tag{1.28}$$

Le boson de Higgs $h(x)$ est unique dans la théorie, et son spectre de masse à balayer expérimentalement se situe entre 0 et 1 TeV. Il faut aussi que toutes les interactions du champ de jauge A_μ de la symétrie de jauge résiduelle $U(1)_Q$ soient contrôlées par les constantes de couplage (1.29), avec θ_W est l'angle de Weinberg.

$$\sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}} \qquad \cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \tag{1.29}$$

Avec les dix-huit paramètres du modèle qui doivent être déterminés expérimentalement.

- Trois constantes de jauge g_s, g, g', usuellement caractérisées par:

$$\begin{aligned} \alpha_s &= g_s^2/4\pi \\ sin(\theta_W) &= g'/\sqrt{g^2+g'^2} && (\theta_W\text{: angle de Weinberg}) \\ \alpha &= e^2/4\pi \quad \cong \quad 1/137 && \text{(constante de structure fine)} \end{aligned} \tag{1.30}$$

- La masse M_W du boson faible $W^{\pm}$, ou la constante de Fermi $\mathrm{G_F}$. A l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations, ces deux quantités sont reliées par :

$$g^2/8M_W^2 = 1/2v^2 = \mathrm{G_F}/\sqrt{2} \tag{1.31}$$

- Les neuf masses des quarks et des leptons.
- Les quatre paramètres de la matrice CKM, Cabbibo–Kobayashi–Maskawa.
- La masse du Boson de Higgs m_h.

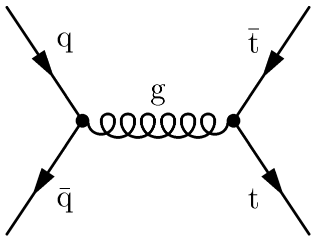
1.3 Production du top dans les collisions hadroniques

Dans la théorie QCD, les paires de quarks antiquarks sont directement créées dans les collisions de partons. A l'ordre le plus bas du couplage de l'interaction forte, ordre $O(\alpha_s^2)$, deux processus parton–parton : annihilation quark antiquark (1.32) et la fusion de deux gluons (1.33) contribuent aux calculs perturbatifs de la section efficace du quark top [23]. Ils sont représentés par leurs diagrammes de Feynman [21] dans la figure 1.2.

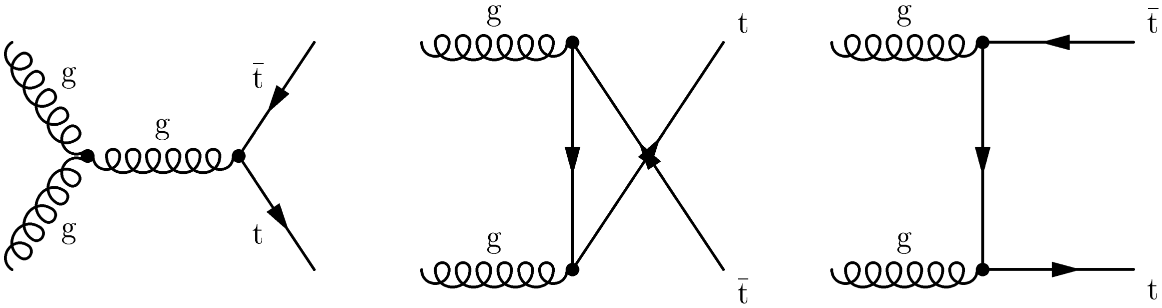
$$q + \bar{q} \to t + \bar{t} \tag{1.32}$$

$$g + g \to t + \bar{t} \tag{1.33}$$

La théorie QCD établit [24] que si une large quantité de mouvement est transférée dans un processus d'interaction quark–gluons, alors la section efficace hadronique peut être exprimée comme une convolution de distribution des partons à l'intérieur du hadron,



(a) *Ordre le plus bas des diagrammes de Feynman pour la production* $q + \bar{q} \rightarrow t + \bar{t}$



(b) *Ordre le plus bas des diagrammes de Feynman pour la production* $g + g \rightarrow t + \bar{t}$

Figure 1.2: *Diagrammes de Feynman pour la production de paires de quarks et antiquarks top dans des collisions* $p\bar{p}$.

mesurables lors de mesures d'interactions profondes non–élastiques et de processus de sections efficaces partoniques calculables par une théorie perturbative.

La section efficace totale inclusive de production de quark lourd [22, 23] s'écrit comme :

$$\sigma(S) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 \hat{\sigma}_{i,j}(x_1 x_2 S, m^2, \mu^2) F_i^A(x_1, \mu) F_j^B(x_2, \mu) \tag{1.34}$$

Les fonctions de structures $F_{i,j}^{A,B}(x_{1,2}, \mu)$ représentent la densité de parton i, j dans les hadrons A, B, m la masse du quark lourd, S l'énergie totale dans le centre de masse au carré du système A + B, μ est l'échelle de factorisation typique du processus, $\hat{\sigma}_{i,j}$ la section efficace partonique, $x_1 x_1 S$ est l'énergie du centre de masse partonique au carré $\hat{s}$.

Dans le cas de production de paires de quarks lourds de masse M, comme le quark top, cette section efficace partonique s'écrit comme (1.35) :

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}^{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}} &= \frac{8\pi\alpha_s^2}{27\hat{s}}\beta(1 + \frac{\rho}{2}) \\
\hat{\sigma}^{gg \rightarrow t\bar{t}} &= \frac{\pi\alpha_s^2}{3\hat{s}}[(1 + \rho + \frac{\rho^2}{16}) \ln\frac{(1+\beta)}{(1-\beta)} - \beta(\frac{7}{4} + \frac{31}{16}\rho)] \\
\alpha_s(\mu^2) &= \frac{b_1}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)}(1 - \frac{b_1^2}{b_2}\frac{\ln\ln(\mu^2/\Lambda^2)}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)})
\end{aligned} \tag{1.35}$$

Avec $\rho = 4M^2/\hat{s}$, $\beta = \sqrt{1-\rho}$, étant la vitesse du quark top dans le centre de masse $t\bar{t}$ et α_s le couplage QCD. Les différents paramètres sont définis comme $b_1 = 12\pi/(33 - 2n_f)$, $b_2 = 24\pi^2/(153 - 19n_f)$, $\Lambda = 200$ MeV, n_f est le nombre de différentes saveurs “flavors” de quarks.

Au Tevatron, les processus quarks–quarks représentent la partie dominante de la section efficace totale de production de la paire de quarks top $t\bar{t}$. Les deux quarks top sont essentiellement produits selon des directions opposées dans le système du centre de masse parton–parton. Dans le référentiel du laboratoire, ces processus de production sont essentiellement centraux, soit dans le plan transverse à la direction du faisceau. La distribution de la quantité de mouvement transverse des quarks top produits possède un maximum qui se situe à $p_t^{max} \sim M_{top}/2$ [23, 25].

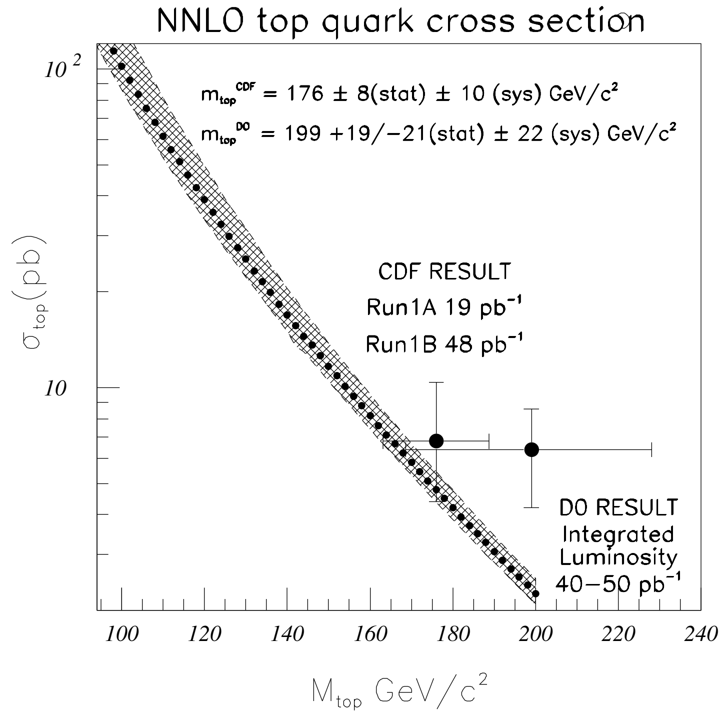


Figure 1.3: *Section efficace de production du quark top.*

La figure 1.3 montre la section efficace de production du quark top dans les processus de production directe $t\bar{t}$ pour les énergies d’un collisionneur comme le Tevatron, calculée au deuxième ordre $O(\alpha_s^2)$ [23]. La table 1.3 regroupe l’ensemble de ces valeurs pour différentes valeurs de masses du quark top.

La section efficace inclusive de quarks lourds a été aussi calculée à l’ordre $O(\alpha_s^3)$, les processus partoniques qui contribuent à cet ordre sont décrits par :

$$\begin{array}{rcl} q+\bar{q} & \rightarrow & t+\bar{t}+g \\ g+g & \rightarrow & t+\bar{t}+g \\ g+q & \rightarrow & t+\bar{t}+q \\ g+\bar{q} & \rightarrow & t+\bar{t}+\bar{q} \end{array} \tag{1.36}$$

Section efficace de production de $t\bar{t}$			
$\mathrm{m_{top}}$	σ (pb) Lower	σ (pb) Central	σ (pb) Upper
90	148	180	259
100	86.3	102	141
110	52.7	61.6	81.4
120	33.7	38.9	49.7
130	22.3	25.4	31.6
140	15.1	16.9	20.5
150	10.5	11.7	13.8
160	7.41	8.16	9.53
174	4.67	5.10	5.83
176	4.38	4.79	5.46
180	3.86	4.21	4.78
190	2.83	3.06	3.44
200	2.09	2.26	2.52

Tableau 1.3: *Sections efficaces de production du quark top $\sigma_{t\bar{t}}$, en fonction de sa masse, avec les valeurs supérieures et inférieures calculées selon [23].*

A cause de l'ambiguïté du choix de paramètres d'échelle μ [12], les calculs à l'ordre $O(\alpha_s^2)$ sont plus sensibles à leurs variations que ceux de $O(\alpha_s^3)$.

En dernier lieu, dans le domaine de masse $100 \leq m_t \leq 200$ GeV/c^2, c'est la production directe $t\bar{t}$ qui domine. Par contre, si $m_t \geq 300$ GeV/c^2, la contribution $Wg \rightarrow t\bar{b}$ domine et produit des quarks tops isolés [25].

Les analyses de données menées à CDF qui ont dans un premier temps aboutit à la mise en évidence du quark top [26], puis celles de CDF et DO [27, 28] qui ont confirmé ce résultat se basent sur une recherche d'un lepton accompagné de gerbes, ou sur la présence de deux leptons. Il est requis que le lepton soit un électron ou un muon. Dans le cas du mode d'un seul lepton et de gerbes, la recherche repose sur l'identification d'au moins un quark b ou $\bar{b}$ parmi les gerbes.

1.4 Pièces manquantes et critiques du SM

Jusqu'en 1994, deux pièces manquaient au Modèle Standard :

1. Le quark top. A présent, sa masse et sa section efficace de production sont mesurées par les expériences CDF et DO [27, 28].

2. Le mécanisme détaillé du Higgs n'a pas encore été testé, et démontré.

La question majeure qui subsiste concerne le secteur du Higgs. En fait, il s'agit non seulement de mener des recherches sur la masse du Higgs, mais aussi de comprendre si le doublet scalaire de Higgs est une description théorique adéquate, ou s'il existe un spectre plus riche de Higgs, ou si les masses résultent d'effets complètement différents.

D'autre part, le Modèle Standard ne répond pas à toutes les interrogations. Parmi les critiques adressées, on peut relever que le Modèle Standard n'inclut pas une théorie quantique de la gravitation [20], qu'il contient un grand nombre de paramètres, que les masses et les couplages ne sont pas spécifiés, soit dix–huit à déterminer expérimentalement (cf sous–section 1.2.5), certains faits empiriques sont inexpliqués comme le processus de quantification des charges électriques. Pourquoi C, P et CP sont-elles violées de la façon dont elles le sont ? Pourquoi les nombres B, $\mathrm{L_e}$, L_μ, L_τ sont conservés ? Pourquoi les neutrinos sont–ils sans masse, s'ils le sont réellement ? Pourquoi la masse des leptons et même celles des quarks varient-elles selon de tels ordres de grandeur ?

Dans une théorie de grande unification des forces, le Modèle Standard est intégré dans une symétrie plus large et plus fondamentale, à une échelle d'énergie plus grande, un certain nombre de bosons de jauge supplémentaires sont attendus. Par exemple, une théorie de grande unification "Grand Unification Theorie" GUT, comme $SU(5)$ émerge comme le groupe minimal qui contient les sous-groupes $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ pour les basses énergies et qui admet un spectre de fermions avec trois générations comme dans le Modèle Standard. Même si, actuellement, il existe de bonnes évidences qui démontrent que $SU(5)$ n'est pas la théorie appropriée, elle permet de mieux cerner le processus GUT. Dans cette théorie, l'ensemble des forces décrites par $SU(3)$, $SU(2)$ et $U(1)$ auraient un même couplage à une énergie qui correspondrait à une masse M connue sous le nom de la masse de la grande unification.

$$\mathrm{M} \cong 10^{14} - 10^{15} \ \ \mathrm{GeV/c^2} \tag{1.37}$$

$$\mathrm{M}_W \cong \mathrm{M}_Z \cong 100 \ \ \mathrm{GeV/c^2} \tag{1.38}$$

Or si l'on compare la masse M avec celle de bosons M_W, M_Z, une question immédiate et naturelle se pose : pourquoi existe-t-il d'aussi vastes différences d'échelles de masses ? Ce phénomène est aussi connu sous le nom de "Problème de hiérarchie" et dont la solution pourrait être apportée par des modèles supersymétriques, des modèles "technicolor" ou encore par des modèles de Higgs composites. Il en existe un cependant particulièrement attractif, le MSSM.

1.5 Le Modèle Super–Symétrique Minimal : MSSM

1.5.1 Pourquoi le MSSM

Parmi les modèles électrofaibles avec un secteur étendu du Higgs, le modèle avec deux doublets de Higgs, appelé "Minimal Super–Symmetric Model" MSSM, est très attractif pour les raisons suivantes :

1. Cette extension minimale supersymétrique du Modèle Standard pourrait être consistante avec une solution du problème de hiérarchie tout en possédant un secteur du Higgs avec une phénoménologie proche du Modèle Standard.
2. C'est une extension minimale qui ajoute des Bosons de Higgs chargés observables aux énergies atteintes actuellement, ou très prochainement.
3. C'est une extension minimale car elle n'ajoute qu'un petit nombre de nouveaux paramètres arbitraires à la théorie.
4. C'est une extension qui satisfait la relation, à l'ordre le plus bas :

$$\rho = \mathrm{M}_{\mathrm{W}}^2/\mathrm{M}_{\mathrm{Z}}^2 cos^2\theta_{\mathrm{W}} \cong 1$$

5. Une telle structure de Higgs est exigée dans un modèle supersymétrique de "basse énergie".

Comme dans le SM, le MSSM se construit tel que le couplage Higgs–Fermions ne contienne pas de courants neutres de changement de saveurs ("flavor–changing neutral current") FCNC.

1.5.2 Le MSSM, une théorie à deux doublets de Higgs

Le doublet de Higgs est nécessaire afin de donner la masse aux quarks de type haut et bas et aux leptons correspondants. Il offre en outre la possibilité d'expliquer le problème de hiérarchie des masses des fermions $\mathrm{m}_c >> \mathrm{m}_s$, $\mathrm{m}_t >> \mathrm{m}_b$, $\mathrm{m}_\tau >> \mathrm{m}_\mu$, $\mathrm{m}_\mu >> \mathrm{m}_e$ si la valeur de la $\tan\beta$ est plus grand que l'unité tel que $v_2 >> v_1$ (ces paramètres sont définis en détail dans la suite de cette section).

Dans une extension minimale supersymétrique du secteur du Higgs du modèle Standard [10, 11, 32], deux doublets de Higgs sont considérés. Il sont tous deux écrits comme des champs scalaires complexes de $SU(2)_L$. Ces deux doublets sont deux champs de Higgs scalaires d'hypercharge opposée, c'est–à–dire H_1 avec Y= –1 et H_2 avec Y=1. Le premier doublet de Higgs H_1 couple les quarks de type "downs" et les leptons chargés, tandis que le deuxième H_2 couple les quarks de type "up" et les neutrinos. Ils sont choisis comme :

$$H_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^{\circ *} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix} \qquad H_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^- \end{pmatrix} \qquad \phi_i^- = (\phi_*^+)^*$$

$* \equiv$ conjugué complexe

Ces deux doublets permettent d'écrire un potentiel minimum. Et lors de l'analyse du spectre du Boson de Higgs prédit par ce potentiel, on suppose que les doublets des champs H_1 et H_2 prennent les valeurs moyennes du vide :

$$< H_1 > = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad < H_2 > = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

De ces équations, émerge un paramètre clé du modèle : la valeur de la $\tan\beta$. Ce paramètre est le rapport de v_1 et v_2 qui sont les valeurs moyennes du vide qui sont choisies réelles et positives.

$$\tan\beta = v_2/v_1 \tag{1.39}$$

Comme dans le cadre du SM, il est nécessaire d'éliminer les Bosons de Goldstone et de déterminer les états physiques du Higgs pour obtenir une description physique correcte.

On obtient ainsi un modèle qui possède 5 Bosons de Higgs physiques : une paire chargée $\mathrm{H}^{\pm}$, deux neutres H° et h° aussi appelé "CP–even" scalaires, où par convention $\mathrm{m}_{\mathrm{H}^\circ} \geq \mathrm{m}_{\mathrm{h}^\circ}$, et A° un pseudoscalaire aussi dénommé "CP–odd" scalaire. Au lieu d'un paramètre libre comme dans le modèle standard qui résulte de la brisure de symétrie, ce modèle contient six paramètres libres qui sont donc : quatre masses de Bosons de Higgs, le rapport des valeurs moyennes du vide : $\tan\beta$, et un angle α de mélange de Boson de Higgs.

Les trois niveaux de masses donnent alors comme résultats :

$$\begin{aligned} m^2_{\mathrm{H}^\pm} &= m^2_{\mathrm{A}^\circ} + m^2_{\mathrm{W}^\pm} \\ m^2_{\mathrm{H}^\circ,\mathrm{h}^\circ} &= \tfrac{1}{2}[m^2_{\mathrm{A}^\circ} + m^2_Z \pm \sqrt{(m^2_{\mathrm{A}^\circ} + m^2_Z)^2 - 4m^2_Z m^2_{\mathrm{A}^\circ}\ cos\beta}\ ] \end{aligned} \tag{1.40}$$

Avec l'angle de mélange α qui peut s'écrire :

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta[(m^2_{\mathrm{H}^\circ} + m^2_{\mathrm{h}^\circ})/(m^2_{\mathrm{A}^\circ} - m^2_Z)] \tag{1.41}$$

Il faut choisir $\mathrm{m}_{\mathrm{H}^\pm} \geq \mathrm{m}_{W^\pm}$, $\mathrm{m}_{\mathrm{H}^\circ} \geq \mathrm{m}_Z$, $\mathrm{m}_{\mathrm{A}^\circ} \geq \mathrm{m}_{\mathrm{h}^\circ}$, avec

$$\begin{aligned} \mathrm{m}_{\mathrm{h}^\circ} \ &\leq\ \mathrm{m}_Z|cos2\beta| \ \leq\ \mathrm{m}_Z \ \leq\ \mathrm{m}_{\mathrm{H}^\circ} \\ \mathrm{m}_{\mathrm{h}^\circ} \ &\leq\ \mathrm{m}_{\mathrm{A}^\circ}|cos2\beta| \ \leq\ \mathrm{m}_Z \ \leq\ \mathrm{m}_{\mathrm{H}^\circ} \end{aligned} \tag{1.42}$$

Il est possible de placer certaines restrictions semi-quantitatives sur la masse du Higgs chargé $H^{\pm}$ et $\tan\beta$ en imposant que la largeur de désintégration du $H^{\pm}$, avec le couplage tbH^+, reste perturbative. En effet, comme cette largeur de désintégration augmente rapidement avec la masse du quark top, la théorie de perturbation ne pourrait plus être valide pour certains paramètres, ce qui implique une limite sur $\tan\beta$ dépendante de la masse du quark top. Bien entendu, la validité de la théorie de perturbation ne représente en rien une limitation physique, mais uniquement une limitation théorique de la région accessible. Une manière de procéder est d'exiger que le couplage $tbH^{\pm}$ dans le Lagrangien soit plus petit que le couplage QCD $g_s^2 = 4\pi\alpha_s \cong 1.5$. Cette contrainte aboutit à une région intéressante pour $\mathrm{m}_{H^{\pm}} > 40$ GeV et à une limite supérieure et inférieure (1.43) [34, 36, 37].

$$m_t/600\ (\cong 1/4)\ <\ \tan\beta\ <\ 600\ \mathrm{GeV}/m_b\ (\cong 120) \tag{1.43}$$

Les corrections radiatives pour la masse du Higgs chargé $H^{\pm}$ sont faibles et typiquement de quelques GeV/c^2 pour des valeurs de $\tan\beta > 1$ [41, 43]. Par contre, les corrections s'avèrent être beaucoup plus importantes pour de grandes masses du quark top et si $\tan\beta \leq 1$. La formule (1.44) se modifie selon (1.45), où le terme Δ est évalué par le calcul de tous les diagrammes à une boucle.

$$m^2_{\mathrm{H}^{\pm}} = m^2_{\mathrm{A}^{\circ}} + m^2_{\mathrm{W}^{\pm}} \tag{1.44}$$

$$m^2_{\mathrm{H}^{\pm}} = m^2_{\mathrm{A}^{\circ}} + m^2_{\mathrm{W}^{\pm}} + \Delta \tag{1.45}$$

Dans le secteur neutre des Bosons de Higgs, $\mathrm{m}_{\mathrm{H}^{\circ}}$, $\mathrm{m}_{\mathrm{h}^{\circ}}$ sont sujets à de larges corrections de masse au plus quelques dizaines de GeV/c^2 [42]. Dans le présent travail, compte tenu de la faible sensibilité pour de petites valeurs de $\tan\beta$, ces corrections de masse ne sont pas intégrées dans les calculs.

1.5.3 Phénoménologie du MSSM

Les Bosons scalaires de Higgs neutres ($\mathrm{m}_{\mathrm{H}^{\circ}}$, $\mathrm{m}_{\mathrm{h}^{\circ}}$) pourraient être détectés selon la même méthode que le Boson de Higgs du Modèle Standard. Si un de ces Higgs scalaires possède une masse plus élevée que $2m_Z$ et moins de 800 GeV/c^2, ses couplages à WW, ZZ sont similaires à ceux du Modèle Standard. Leur détection sera possible au LHC par l'observation de leur désintégration en paires de Bosons vecteurs W et Z. D'un autre côté, pour des masses de moins de $2m_W$, on se place dans la région des masses intermédiaires du Higgs dans lequel le Boson de Higgs se désintègre essentiellement dans les quarks les plus lourds, c'est–à–dire $b\bar{b}$. Or cet état final est extrêmement difficile à étudier avec les accélérateurs et détecteurs actuels en raison d'un faible taux de production de tels événements, et d'un bruit de fond dû essentiellement à la production QCD de gerbes.

Le pseudoscalaire (A°) ne se couple pas aux Bosons vecteurs au niveau le plus bas des diagrammes de Feynman. Les différentes implications sont tout d'abord l'absence de fusion de Bosons de jauge, son mécanisme de production se fera via la fusion de gluons $g\bar{g}$, puis les désintégrations dominantes se feront dans les quarks les plus lourds comme dans le cas des scalaires neutres. Comme auparavant, ce signal sera perdu dans une large production de bruits de fond et difficilement détectable.

Finalement, le Boson de Higgs chargé $H^{\pm}$ reste le signal le plus intéressant qui pourrait être mis en évidence. Dans le cas où le quark top a une masse $m_t > m_{H^+} + m_b$, avec le Tevatron le taux de $q\bar{q} \to t\bar{t}$ suivi de la désintégration de $t\bar{t}$ dans $H^{\pm}$ pourrait être large suivant la valeur du paramètre $\tan\beta$. Par exemple, au Tevatron et à l'expérience CDF, pour une section efficace théorique de production $t\bar{t}$, pour $m_t = 120$ GeV/c^2, $\sigma_{t\bar{t}} \cong 38.9$ pb [23] et une luminosité intégrée de L $\cong$ 19.0 pb^{-1}, on peut s'attendre à une production d'environ N $\cong$ 690 paires de $t\bar{t}$.

Durant l'année 1993, la limite inférieure de la masse du quark top avait été placée à M$_{top}$ = 131 GeV/c^2 [30] si celui–ci possède une désintégration dans un Boson $W^{\pm}$ du modèle standard. Dans le MSSM, cette voie de désintégration du quark top $t \to W^+b$ entre en compétition avec des modes non standards comme $t \to H^+b$. Ces deux processus sont compétitifs et dépendent étroitement du modèle : la masse du quark top, du Higgs chargé $H^{\pm}$ du paramètre $\tan\beta$.

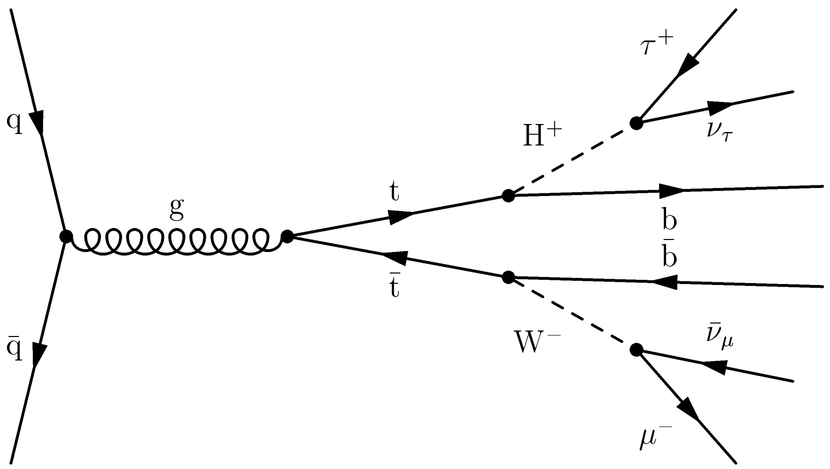


Figure 1.4: *Diagramme de Feyman qui représente la production d'une paire de quarks $t\bar{t}$ et leur désintégration dans un Higgs chargé H^+ et en un Boson W^- avec leur désintégration montrée à titre d'exemple.*

La figure 1.4 montre un diagramme de Feyman dans lequel est représentée tout d'abord la production d'une paire de quarks $t\bar{t}$, via le processus de fusion $q\bar{q} \to t\bar{t}$, puis la désintégration du quark top en un Higgs chargé H^+ et l'antiquark top dans un Boson W^-. Les produits de désintégration de $W^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu$, et $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ sont montrés à titre d'exemple.

Dans l'approximation d'une matrice diagonale CKM, la largeur de désintégration $\Gamma(t \to W^+b)$ s'exprime comme :

$$\Gamma(t \to W^+b) = \frac{g^2}{64\pi m_W^2 m_t}\lambda^{1/2}(1, \frac{m_b^2}{m_t^2}, \frac{m_W^2}{m_t^2}) \cdot$$
$$[m_W^2(m_t^2 + m_b^2) + (m_t^2 - m_b^2)^2 - 2m_W^4] \quad (1.46)$$

Et $\Gamma(t \to H^+b)$ comme :

$$\Gamma(t \to H^+b) = \frac{g^2}{64\pi m_W^2 m_t}\lambda^{1/2}(1, \frac{m_b^2}{m_t^2}, \frac{m_{H^+}^2}{m_t^2}) \cdot$$
$$[(m_t^2 \ \cot^2\beta + m_b^2 \tan^2\beta)(m_t^2 + m_b^2 - m_{H^+}^2) + 4m_t^2 m_b^2] \quad (1.47)$$

De (1.47) est déduit le taux de branchement de $t \to H^+b$ [34, 37].

$$\mathrm{Br}(t \to H^+b) = \frac{\Gamma_{t\to H^+b}}{\Gamma_{t\to H^+b} + \Gamma_{t\to W^+b}} \quad (1.48)$$

La fonction λ correspond à la relation :

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc \quad (1.49)$$

La figure 1.5 représente les taux de branchement relatifs de $t \to W^+b$ et $t \to H^+b$ en fonction du paramètre $\tan\beta$, pour une masse du quark top $m_t = 170$ GeV/c^2, et diverses masses du Higgs chargé $m_{H^\pm} = 80$ GeV/c^2, 100 GeV/c^2, 140 GeV/c^2. Pour les faibles valeurs de $\tan\beta$, la désintégration du quark top dans le Boson W domine. Par contre, lorsque $\tan\beta > 50$, c'est le canal du Higgs chargé $H^\pm$ qui est rapidement favorisé. Comme deuxième exemple, la figure 1.6 représente ces mêmes rapports en fonction de deux masses différentes du quark top $m_t = 120$ GeV/c^2, 176 GeV/c^2 et du Higgs chargé $m_{H^\pm} = 100$ GeV/c^2, 160 GeV/c^2. Ces deux figures 1.5 et 1.6 démontrent aussi que les masses du quark top et du Higgs chargé $H^\pm$ interviennent directement dans ces taux de branchement en fonction de $\tan\beta$. Pour de grandes masses du quark top et du Higgs chargé $H^\pm$, pour une même valeur de $\tan\beta$ la voie du Higgs chargé $H^\pm$ est nettement défavorisée.

Ensuite, le Higgs chargé $H^\pm$ se désintègre principalement selon les modes $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $H^+ \to c\bar{s}$, dont les diagrammes de Feynman au premier ordre sont représentés dans les figures 1.7(a) et 1.7(b). Comme précédemment, les taux de branchement de ces deux différents processus dépendent directement de la valeur de $\tan\beta$.

La figure 1.8 montre le diagramme de Feynman de la désintégration du quark top dans un quark b et le Boson W^+, puis celle du Boson W^+ dans une paire de $q\bar{q}$, ou de leptons $l\bar{\nu}_l$, comme dans le SM ou pour de petites valeurs de $\tan\beta$ dans le MSSM.

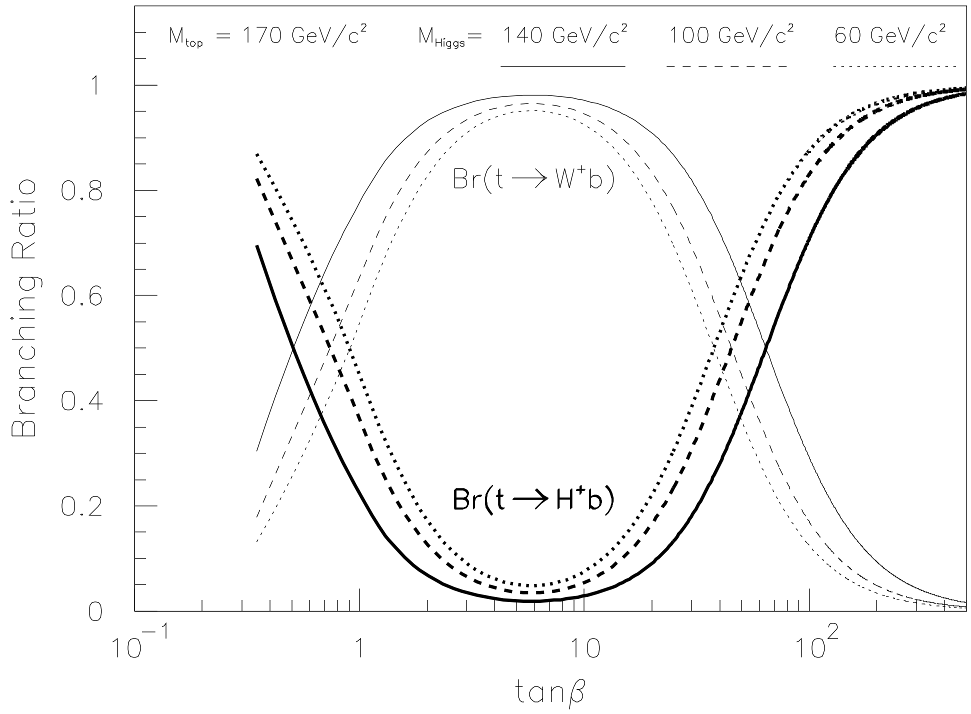


Figure 1.5: *Taux de branchement $t \to H^+b$ et $t \to W^+b$, en fonction du paramètre* $\tan\beta$*, pour une masse du quark top* $m_t = 170$ GeV/c^2 *et diverses masses du Higgs chargé* $m_{H^\pm} =$ 80 GeV/c^2, 100 GeV/c^2, 140 GeV/c^2.

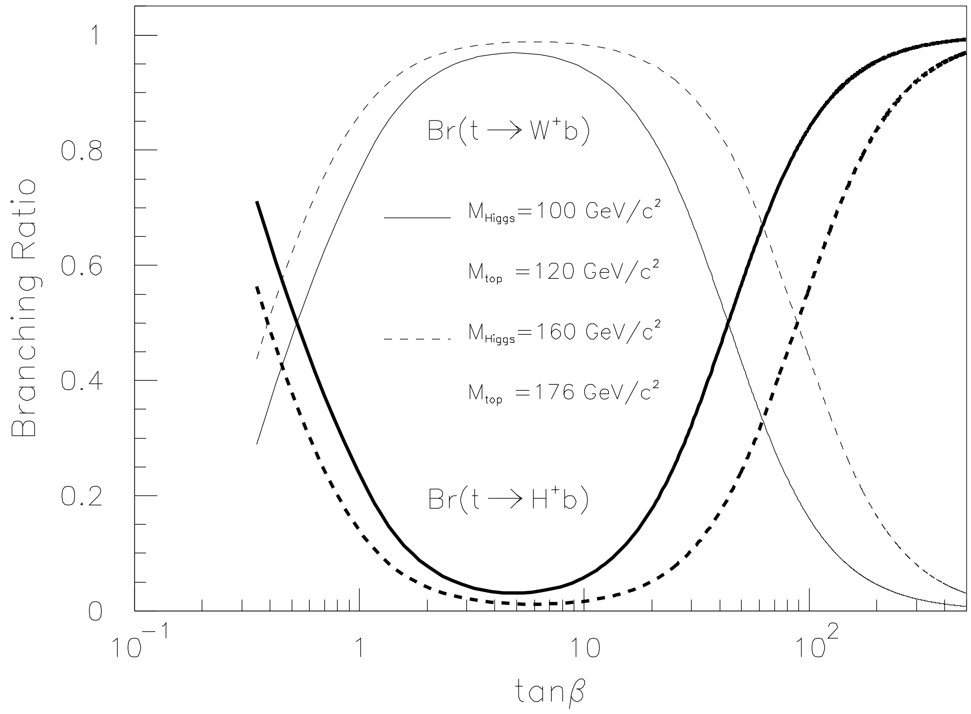
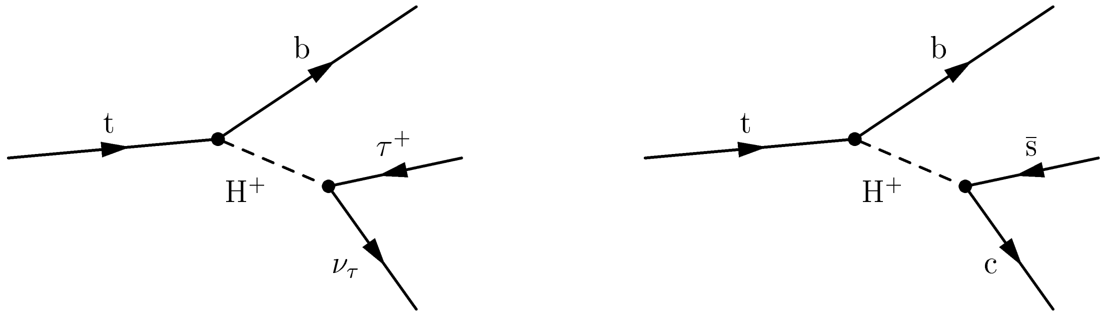


Figure 1.6: *Taux de branchement $t \to H^+b$ $t \to W^+b$, en fonction du paramètre* $\tan\beta$ *et diverses masses du quark top et Higgs chargé* $m_t = 120$ GeV/c^2 $m_{H^\pm} = 100$ GeV/c^2 $m_t = 176$ GeV/c^2 $m_{H^\pm} = 160$ GeV/c^2.



(a) *Désintégration de t dans le quark b et le Higgs chargé H^+, puis celle du Higgs chargé H^+ dans la paire de leptons $\tau^+\nu_\tau$.*

(b) *Désintégration de t dans le quark b et le Higgs chargé H^+, puis celle du Higgs chargé H^+ dans la paire de quarks $c\bar{s}$.*

Figure 1.7: *Différentes désintégrations du H^+ dans la paire de leptons $\tau^+\nu_\tau$, ou de quarks $c\bar{s}$.*

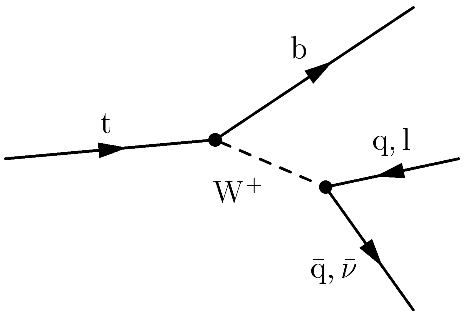


Figure 1.8: *Désintégration du quark t dans le quark b, et le Boson W^+, puis du Boson W^+ dans une paire de quarks $q\bar{q}$, ou de leptons $l\bar{\nu}_l$.*

La largeur de désintégration $\Gamma(H^+ \to \tau^+\nu_\tau)$ et $\Gamma(H^+ \to c\bar{s})$, calculées de (1.50) et (1.51) [34, 37] en fonction de la masse du Charged Higgs et de la $\tan\beta$ sont :

$$\Gamma(H^+ \to \tau^+\nu_\tau) = \frac{g^2 m_{H^+}}{32\pi M_W^2} m_\tau^2 \tan^2\beta \tag{1.50}$$

$$\Gamma(H^+ \to c\bar{s}) = \frac{3g^2 m_{H^+}}{32\pi M_W^2}(m_c^2 \cot^2\beta + m_s^2 \tan^2\beta) \tag{1.51}$$

D'où l'on peut obtenir le taux de branchement de $\mathrm{Br}(H^+ \to \tau^+\nu_\tau)$ ainsi que celui de $\Gamma(H^+ \to c\bar{s})$:

$$\mathrm{Br}(H^+ \to \tau^+\nu_\tau) = \frac{\Gamma_{H^+\to\tau^+\nu_\tau}}{\Gamma_{H^+\to\tau^+\nu_\tau} + \Gamma_{H^+\to c\bar{s}}} \tag{1.52}$$

La figure 1.9 montre ces taux de branchement.

Les taux de branchement correspondants pour le Boson $W^\pm$ sont donnés par l'universalité du couplage du Boson $W^\pm$ aux leptons et quarks. Dans le cas de la désintégration dans la voie leptonique, on obtient le taux de branchement dans chacun des trois leptons :

$$\mathrm{Br}(t \to bW^+ \to l^+\nu_l b) \cong 1/9 \tag{1.53}$$

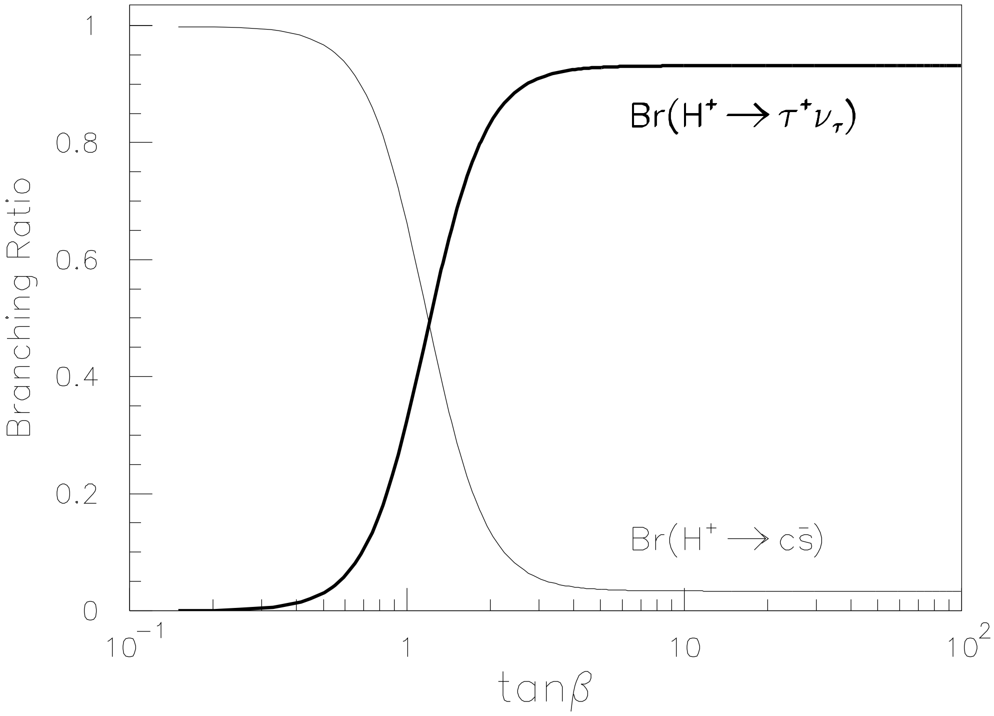


Figure 1.9: *Taux de branchement $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $H^+ \to c\bar{s}$, en fonction du paramètre* $\tan\beta$.

Ainsi que pour dans la voie hadronique :

$$\mathrm{Br}(t \to bW^+ \to q\bar{q}b) \cong 2/3 \tag{1.54}$$

L'interaction QCD entre les quarks augmente la largeur de désintégration hadronique d'environ 4% [34], cet effet est ajouté dans la figure 1.9.

Il est possible de démontrer que $\mathrm{Br}(c\bar{d})$, $\mathrm{Br}(c\bar{b})$, etc, sont négligeables et que les modes $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $H^+ \to c\bar{s}$ sont dominants. En effet, d'après [35] les largeurs de désintégrations dominantes s'écrivent :

$$\Gamma(H^+ \to \tau^+\nu_\tau) = \frac{g^2 m_{H^+}}{32\pi M_W^2} m_\tau^2 \tan^2\beta \tag{1.55}$$

$$\Gamma(H^+ \to c\bar{s}) = \frac{3g^2 m_{H^+}}{64\pi M_W^2}(|A_{cs}|^2 + |B_{cs}|^2) \tag{1.56}$$

Où les termes A_{cs} et B_{cs} sont donnés par les relations :

$$\begin{aligned} A_{cs} &= (m_c \cot\beta + m_s \tan\beta)V_{cs} \\ B_{cs} &= (m_c \cot\beta - m_s \tan\beta)V_{cs} \end{aligned}$$

Les corrections de l'ordre de $(m_c/m_H)^2$, $(m_\tau/m_H)^2$, $(m_s/m_H)^2$ sont négligées. Les expressions correspondantes pour $H^+ \to \mu^+\nu_\mu$, $u\bar{s}$, $u\bar{b}$, $c\bar{d}, u\bar{b}$ sont analogues à celles de $H^+ \to \tau^+\nu_\tau,\ c\bar{s}$. Si l'on prend dans les calculs les masses exprimées en GeV/c^2 $m_u = m_d = m_c = 0,\ m_s = 0.2,\ m_c = 1.5,\ m_b = 5.2,\ M_W = 80.6,\ |V_{cs}| = 0.975,\ |V_{us}| = |V_{cd}| = 0.22,\ |V_{cb}| = 0.043$, et $|V_{ub}| = 0.011$, les taux de branchement relatifs de $H^+ \to \tau^+\nu_\tau,\ c\bar{s},\ c\bar{d},\ c\bar{b}$ par rapport à la largeur totale de désintégration du $H^\pm$ sont, comme montré dans la table 1.4, fortement dépendants du paramètre $\tan\beta$. Ces chiffres montrent aussi que le mode de désintégration en $c\bar{s}$ domine pour les petites valeurs de $\tan\beta$, pour laisser place au processus $\tau\nu$ pour des valeurs de $\tan\beta > 1$.

Br	$\tan\beta = 1/2$	$\tan\beta = 1$	$\tan\beta = 2$
$\tau\nu$	3 %	31 %	82 %
$c\bar{s}$	92 %	64 %	13 %
$c\bar{d}$	5 %	3.3%	0.5 %
$c\bar{b}$	0.3 %	1.5%	3.7 %

Tableau 1.4: *Taux relatifs de désintégration $H^+ \to \tau^+\nu_\tau,\ c\bar{s},\ c\bar{d},\ c\bar{b}$ par rapport à la largeur totale de désintégration du $H^\pm$.*

Le dernier effet qui intervient dans ces différents taux de branchement est l'échange d'un gluon virtuel et l'émission d'un gluon réel. Après calculs, ces corrections QCD peuvent être essentiellement introduites dans la théorie en remplaçant la masse du quark dans le couplage de Yukawa par une masse corrigée appelée “running mass” évaluée aux échelles de masse du Higgs [34, 38, 39, 40]. Ces effets correctifs apparaissent de façon significative dans certaines régions du paramètre $\tan\beta$, en particulier pour $\tan\beta \sim 1$. Finalement, dans la région où la correction QCD est large $m_H >> m_{c,s}$, appliquée à l'équation (1.51) elle se réduit à :

$$\Gamma(H^+ \to c\bar{s}) = \frac{3g^2 m_{H^+}}{32\pi M_W^2}(m_c^2 \cot^2\beta(1+\Delta_c) + m_s^2 \tan^2\beta(1+\Delta_c)) \tag{1.57}$$

$$\Delta_c = \frac{2\alpha_s}{\pi}(\frac{3}{2} - \ln\frac{m_H^2}{m_c^2}) \tag{1.58}$$

On remarquera que la correction QCD réduit la largeur de désintégration hadronique pour des valeurs élevées de $m_{H^\pm}$, c'est–à–dire pour $H^+ \to c\bar{s}$, et s'intègre simplement dans les calculs en remplaçant les termes de masse des quarks dans l'équation (1.51) par le terme de “running mass” (1.59), avec la condition initiale (1.60). Le Nombre n_f est approché par la valeur moyenne $n_f = 4.5$ qui représente le nombre effectif de saveurs, l'exposant ainsi remplacé par 1/2.

$$m_q(m_H) = m_q(\frac{\ln 2m_q/\Lambda^2}{\ln m_H/\Lambda^2})^{\frac{12}{33-2n_f}} \tag{1.59}$$

$$m_q(2m_q) = m_q \qquad (1.60)$$

Finalement, cette évolution QCD de la masse des quarks affecte les divers taux de branchement que pour les petites valeurs de $\tan\beta \sim 1$. Dans les calculs de la table 1.4, ces corrections QCD n'ont pas été ajoutées.

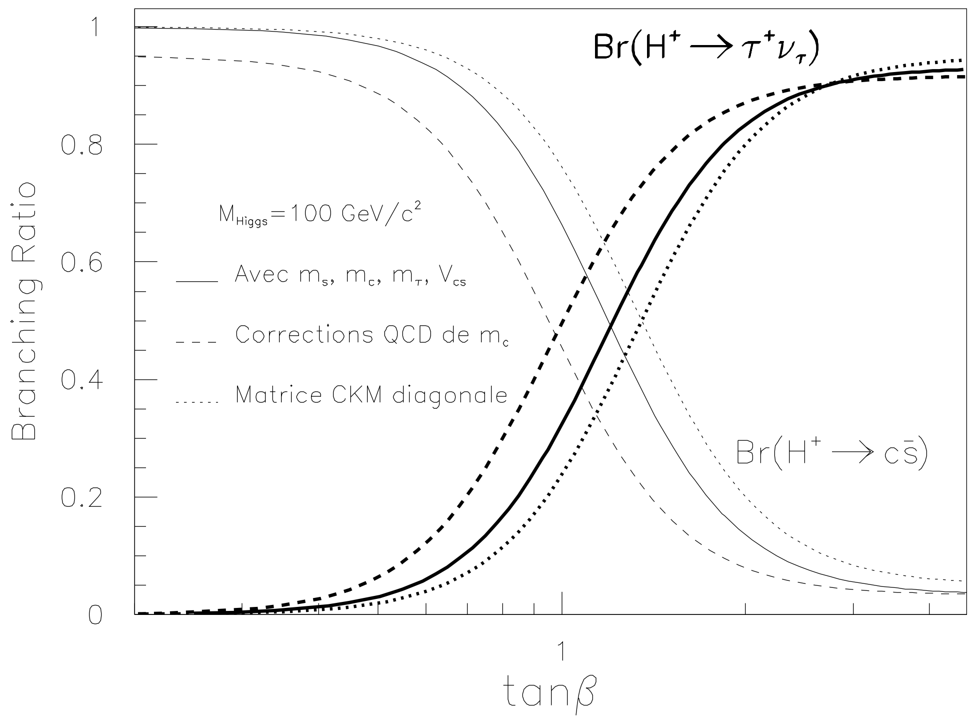


Figure 1.10: *Taux de branchement $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $H^+ \to c\bar{s}$, en fonction du paramètre* $\tan\beta$, *pour une masse de 100 GeV/c^2 du Higgs chargé $H^\pm$.*

La figure 1.10 montre, pour des valeurs $\tan\beta$ inférieures à 5, les taux de branchement $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $H^+ \to c\bar{s}$, en fonction du paramètre $\tan\beta$ pour la correction QCD "running mass" du quark c, ligne à pointillés longs, les masses $m_s,\ m_c,\ m_\tau$ et le terme V_{cs} ne sont pas négligés et intégrés dans les calculs, ligne pleine et la matrice CKM est considérée comme diagonale, ligne à pointillés courts. La figure 1.9 est sans la correction QCD "running mass".

L'ensemble de ces équations et de ces graphiques montrent que les corrections QCD enrichissent le taux de branchement de $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ pour les petites valeurs de $\tan\beta \leq 1.0$. Par contre, leur incidence pour de plus larges valeurs de $\tan\beta$ est négligeable.

La dernière étape de toutes ces chaînes de réactions est la désintégration du lepton τ dans la voie leptonique ou hadronique selon les taux de branchement et les modes décrits dans (1.61), "h^-" désigne les hadrons π^- et K^-, et "neutres" comprend tous les hadrons neutres dont les produits de désintégration incluent des γ, ou des π° [1].

$$
\begin{array}{l}
\text{Voie leptonique} \\
\left.\begin{array}{lcl}
\tau^- & \rightarrow & e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \\
\tau^- & \rightarrow & \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau
\end{array}\right\} \sim 36\% \\
\\
\text{Voie hadronique} \\
\left.\begin{array}{lcl}
\tau^- & \rightarrow & h^- \ 0 \geq \text{neutres } \nu_\tau \\
\tau^- & \rightarrow & h^- h^+ h^- \ 0 \geq \text{neutres } \nu_\tau \\
\ldots & &
\end{array}\right\} \sim 64\%
\end{array}
\tag{1.61}
$$

La signature du lepton $\tau^\pm$ se caractérise par des désintégrations en faible nombre de particules : une seule particule chargée "1– prong" ou de trois particules chargées "3–prongs" [1]. Le cas à "1–prong" consiste soit d'un lepton $e^\pm$, ou $\mu^\pm$ accompagné de deux neutrinos, soit d'un $\pi^\pm$ ou $K^\pm$ avec un seul neutrino. Le cas "3-prongs" comporte trois hadrons $\pi^\pm$ ou $K^\pm$ avec un neutrino.

Les figures 1.11, 1.12 montrent la précédente limite obtenue pour la masse du Higgs chargé avant la découverte du quark top [27], par l'expérience CDF [44] à un niveau de probabilité de 95 %. Ces diagrammes représentent la masse du quark top en fonction de la masse du Higgs chargé $H^\pm$. La limite inférieure [29] de la masse du quark top à 62 GeV/c^2 est représentée, ainsi que celle de la masse du Higgs chargé à 45 GeV/c^2 calculée par les expériences LEP [49]. Cette limite inférieure est basée sur des recherches directes de paires de Higgs chargé $H^\pm$, ce résultat est donné à un niveau de 95 % de probabilité.

La figure 1.11 montre la région exclue à un niveau de probabilité de 95% pour une valeur infinie de $\tan\beta$ avec des valeurs de $\mathrm{Br}(H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau)) = 1.0,\ 0.75,\ 0.5$. La figure 1.12 place la limite à un niveau de probabilité de 95% pour deux valeurs différentes de $\tan\beta = 100$ et 15.

Ce résultat a été obtenu à partir d'un échantillon de 19.3 pb^{-1} collecté durant le Run Ia (1992–1993) du Tevatron. L'analyse se base sur la voie leptonique de désintégration du lepton τ produit lors de la chaîne $t\bar{t} \rightarrow HH$ (ou HW, ou WW) $+ b\bar{b} \rightarrow ll + X$. Elle a permis d'exclure à un niveau de probabilité de 95 % le cas $m_{top} < m_W + m_b$ dans tout le plan de $(m_{top}, m_{H^\pm})$ pour le taux de branchement $\mathrm{Br}(H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau)$ plus large que 75 %.

A titres informatif, la masse du quark top mesurée par l'expérience CDF [27] a été reportée sur ces graphiques. Les deux lignes en pointillé au–dessus et en dessous de la ligne de la masse du quark top représentent la limite de l'erreur totale de la mesure où les erreurs statistiques et systématiques ont été additionnées quadratiquement.

Les recherches les plus récentes du Boson de Higgs chargé $H^\pm$ incluent des analyses d'interactions $p\bar{p}$ au $Sp\bar{p}S$ [46] et au Tevatron [44, 45], de collisions e^+e^- au CESR [47] et au LEP [49], et les moyennes mondiales des taux de branchement du lepton τ. Une limite

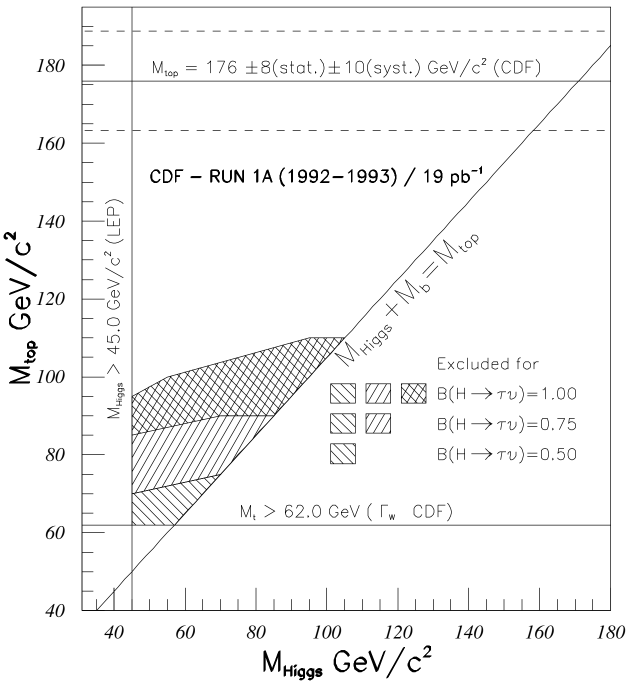


Figure 1.11: *Limites placées à un niveau de confiance de 95 % dans le plan des masses du quark top et du Higgs chargé* $H^{\pm}$*, pour différentes valeurs de* $\mathrm{Br}(H^+ \to \tau^+\nu_\tau) = 1.0,\ 0.75, 0.5$.

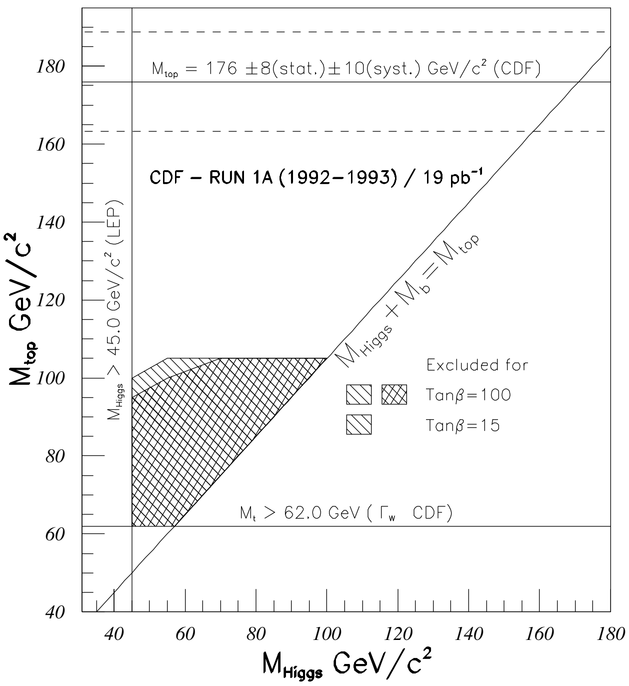


Figure 1.12: *Limites placées à un niveau de probabilité de 95 % dans le plan des masses du quark top et du Higgs chargé* $H^{\pm}$*, pour différentes valeurs de* $\tan\beta = 100,\ 15$.

indirecte de tous ces résultats et moyenne exclut actuellement à un niveau de probabilité de 90 % la production de tout Higgs chargé $H^{\pm}$ avec $m_{H^{\pm}} < 1.5 \tan\beta$ GeV/c^2 [48].

Basée sur une mesure indirecte de la section efficace inclusive de $b \to s\gamma$, l'expérience CLEO exclut aussi par une mesure indirecte à un niveau de probabilité de 95 % les masses du Higgs chargé $H^{\pm}$ pour $m_{H^{\pm}} < 244$ GeV/c^2 pour des valeurs de la $\tan\beta > 50$. Des modèles avec une structure plus riche en particules, comme les modèles supersymétriques pourraient ne pas respecter cette limite par des intèrférences destructives issues d'autres particules que le W et le Higgs chargé $H^{\pm}$.

Partie II

L'EXPERIENCE CDF

Chapitre 2

Le Site Expérimental

2.1 Le Tevatron

Le Tevatron est construit sur le site expérimental de FERMILAB, Batavia, Illinois, aux Etats-Unis. Il est l'étape finale de sept accélérateurs nécessaires pour produire des collisions de protons et d'antiprotons. Il s'agit d'un anneau circulaire d'une circonférence de 6.28 km doté de la technologie des aimants supraconducteurs. Les deux types de faisceaux de particules sont maintenus à une énergie de 900 GeV, soit une énergie de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV dans le centre de masse, et circulent dans le sens des aiguilles d'une montre pour les protons, et en sens inverse pour les antiprotons.

La production et l'accélération des paquets de protons et d'antiprotons se déroulent selon plusieurs phases, et dans divers accélérateurs. Tout commence par la production des protons et des antiprotons jusqu'à l'injection dans le Tevatron. La figure 2.1 montre un plan schématique de chacune de ces étapes ainsi que les différentes machines utilisées.

Des atomes d'hydrogène négatifs sont produits dans un magnétron, pour créer un faisceau primaire pulsé de 50 mA et d'une énergie de 18 keV. Récupérés par un appareil de Cockroft-Walton composé de cinq étapes d'amplification, ces ions H^- sont accélérés à une énergie de 750 KeV. Ils sont alors injectés dans le LINAC "LINear ACcelerator" où leur énergie est portée, au bout de 146 mètres de longueur à 400 MeV.

Avant de passer à la troisième étape d'accélération, le faisceau de ions H^- traverse une mince feuille de carbone qui arrache les deux électrons du ion H^-, et joue le rôle de filtre pour obtenir un faisceau de protons.

Les protons p^+, ainsi récupérés après la feuille de carbone, sont focalisés et injectés dans le tunnel du Booster, sorte de synchrotron de 165 mètres de diamètre. Il comporte des cavités à radio-fréquence qui portent l'énergie des protons à 8 GeV au cours de 20'000 cycles. Le Booster est rempli au cours de six tours avec une valeur typique de 3 x 10^{12} protons. L'énergie de 8 GeV est atteinte par une variation de 37.9 Mhz à 52.183 Mhz des

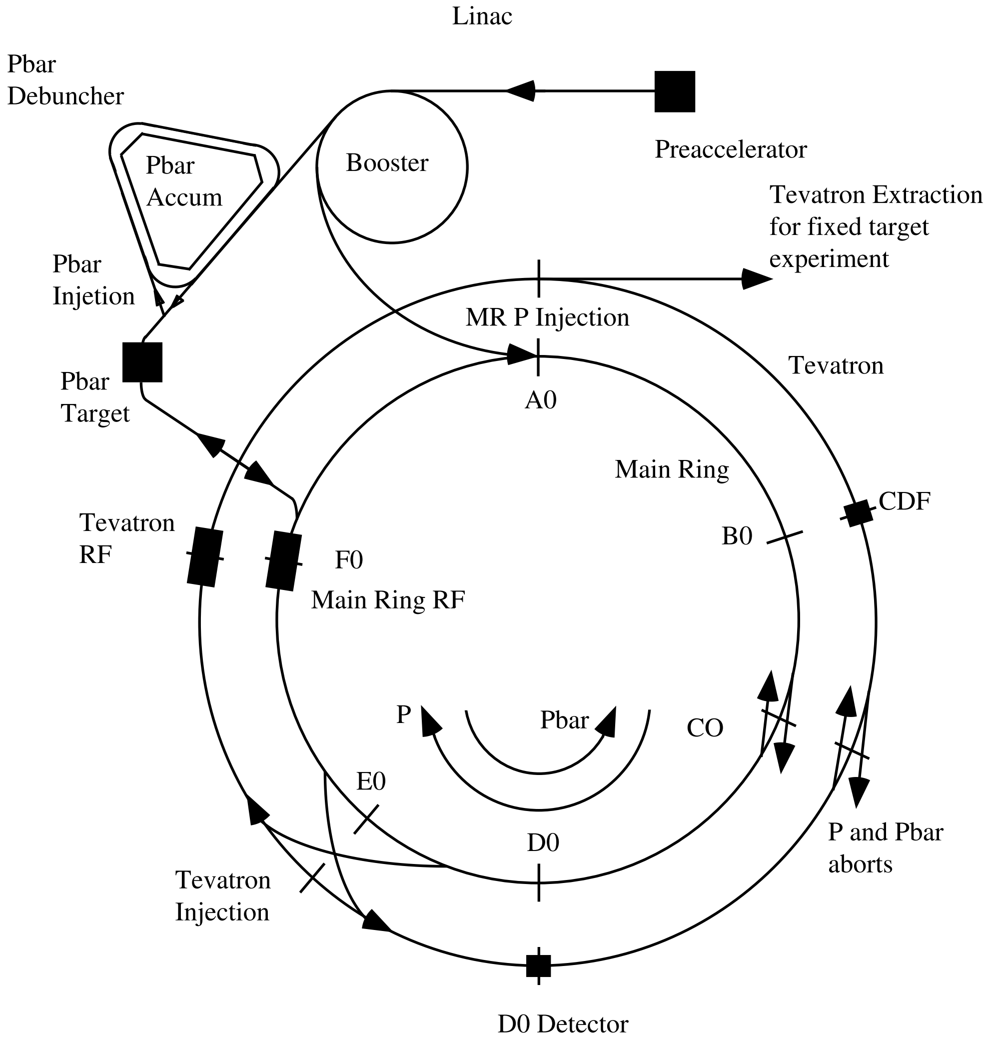


Figure 2.1: *Plan schématique du Tevatron et des différents anneaux intermédiaires d'accélération, ainsi que les deux expériences D0 et CDF.*

cavités RF, synchronisées avec la montée du courant des aimants de guidage.

A leur énergie maximale d'accélération les protons sont injectés par paquets dans l'anneau principal le “Main Ring”. Il s'agit aussi d'un synchrotron à protons de 6.28 Km (1000 m de rayon) de circonférence. Le tunnel de l'anneau principal a été creusé à environ 6 mètres sous terre. Un millier d'aimants conventionnels (774 aimants dipolaires, et 240 quadripolaires) sont répartis sur la circonférence. L'anneau principal accélère les protons jusqu'à une énergie de 150 GeV, et les maintient par paquets de six d'environ 12 10^{10} particules.

Les antiprotons sont produits à partir de protons qui ont tout d'abord été accélérés à une énergie de 170 GeV dans l'anneau principal, dont ils sont extraits pour bombarder une cible telle que du Nickel. Les antiprotons produits à la sortie de la cible sont rassemblés, décélérés, focalisés grâce aux méthodes de refroidissement dites “stochastiques” qui permettent de diminuer la dispersion aléatoire de la quantité de mouvement des différents protons. Cette étape est réalisée dans le "Pbar Debuncher". Ensuite, ils sont injectés dans "l'Accumulateur" où ils sont concentrés en paquets denses. Un taux typique de production d'antiprotons est de $4\ 10^{10}\ \bar{\mathrm{p}}/\mathrm{h}$.

Lorsque environ $60\ 10^{10}$ antiprotons $\bar{\mathrm{p}}$ ont été accumulés, six paquets d'environ $4\ 10^{10}$ particules sont formés et transférés dans l'anneau principal, où ils sont aussi portés à leur tour à une énergie de 150 GeV.

La dernière étape consiste à injecter dans le Tevatron les six paquets de protons, dans le sens des aiguilles d'une montre, et d'antiprotons, dans le sens opposé. En fait, le Tevatron se situe dans le même tunnel que celui de l'anneau principal. Cette machine est équipée d'aimants supraconducteurs qui atteignent un champ magnétique de 5.7 Tesla. L'énergie de chaque faisceau de protons et d'antiprotons peut-être ainsi portée à 900 GeV, soit une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Le temps caractéristique de croisement entre deux paquets consécutifs est de l'ordre de 3.5 μs.

Sur le parcours des deux faisceaux aux points D0 et B0 deux sites d'interaction ont été aménagés. Il s'agit dans l'ordre des expériences D0 : "D0 Interaction Region", et CDF "Collider Detector at Fermilab".

Durant la prise de données 1992-1993, Run Ia la luminosité instantanée moyenne était de l'ordre de $3\ 10^{30}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, et un record de $9\ 10^{30}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ a été enregistré pour la luminosité instantanée. Par définition, la luminosité est :

$$\mathrm{N} = \sigma \mathcal{L} \tag{2.1}$$

Où N est le taux de production d'un processus physique, σ sa section efficace correspondante. De même qu'elle est reliée aussi à $\mathrm{N_p}$ et $\mathrm{N_{\bar{p}}}$ nombre de protons et d'antiprotons, f_0 la fréquence de révolution, soit $\approx$ 50 KHz pour le Tevatron, et P le nombre de paquets de particules, et s la taille transverse du faisceau dans la relation :

$$\mathcal{L} = \frac{\mathrm{N_p N_{\bar{p}}} P f_0}{4\pi s^2} \tag{2.2}$$

2.2 Détecteur CDF: Aspect Général

CDF "Collider Detector at Fermilab" a été construit afin de permettre l'étude de collisions $p\bar{p}$ à une énergie de 2 TeV. L'analyse des événements physiques se base sur:

- La reconstruction du quadrivecteur énergie–impulsion des particules chargées jusqu'à un angle de 2 mrad de la direction du faisceau.
- Une fine granularité calorimétrique uniforme étendue jusqu'à 2° de la direction du faisceau, qui permet la mesure de la position et de l'énergie électromagnétique et

hadronique des gerbes de particules.

- L'identification de muon.
- L'observation indirecte de particules de faible probabilité d'interaction comme le neutrino par la mesure de l'énergie transverse manquante.

Une vue isométrique, figure 2.2, montre les différents composants du détecteur avec leur nom respectif, pour la période de prise de données 1993–1995, Run Ia. Une description complète est disponible dans la référence [50].

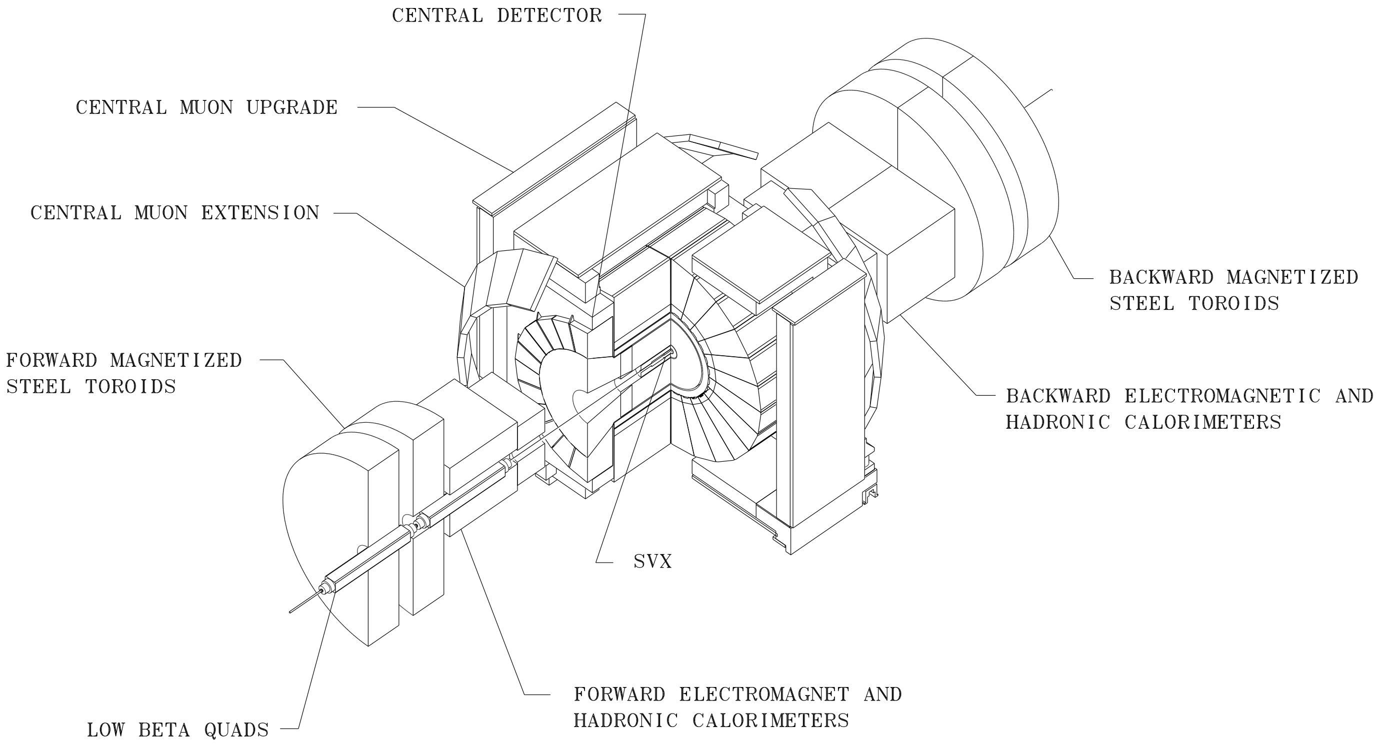


Figure 2.2: *Vue isométrique du détecteur CDF qui montre les différents composants avec leur nom respectif.*

Deux types de référentiels sont employés à CDF qui permettent de caractériser les différents paramètres expérimentaux utilisés, telles que, par exemple : la quantité de mouvement de la trace d'une particule chargée, l'énergie, etc.

Ils sont définis de la façon suivante:

- Coordonnées cartésiennes:
  - Axes z: parallèle au sens du faisceau, avec $z > 0$ dans la direction des protons.

- Le plan x, y: plan médian de CDF ou plan transverse, définit comme orthogonal à $z = 0$ qui détermine le centre de CDF. L'axe x est pris conventionnellement dans le plan horizontal, orienté radialement vers l'extérieur du Tevatron.

- Coordonnées polaires:
  - ϕ: Angle azimuthal dans le sens des aiguilles de la montre autour de l'axe z, avec x comme axe de départ.
  - θ: Angle polaire relatif à l'axe z.
  - r: Distance radiale de l'axe z.

Il faut aussi noter que l'ensemble des différents paramètres étudiés, telles que la quantité de mouvement de la trace d'une particule chargée p_T, l'énergie d'une gerbe de particules E_T, l'énergie manquante $\not{E}_T$, etc sont définis dans le plan transverse, et sont notés avec un indice T. De même que la pseudorapidité η est fréquemment employée dans les calculs à la place de l'angle polaire θ et se définit comme :

$$\eta = -ln(\tan\theta/2) \tag{2.3}$$

D'une masse totale de 5000 t, et de symétrie cylindrique le détecteur se compose de trois parties distinctes. Les spectromètres avants "Forward" et arrières "Backward" identiques et la partie centrale qui comprennent une calorimétrie hadronique, électromagnétique, des chambres à muons. Le travail d'analyse présenté par la suite se base essentiellement sur les signaux recueillis dans cette dernière zone centrale d'une masse de 2000 t qui couvre un angle polaire de 10° à 170°. La figure 2.3 détaille l'ensemble de ces composants dans une vue latérale d'un quart du détecteur.

A partir du point d'interaction, les différentes particules produites rencontrent trois composantes principales de la partie centrale:

- Les traceurs de particules chargées : SVX, VTX, CTC, et CDT baignés par un champ magnétique de 1.4 T orienté selon l'axe du faisceau généré par un aimant supraconducteur de 3 m de diamètre et de 5 m de long.

- Des calorimètres électromagnétiques et hadroniques à échantillonnage qui sont les compteurs de gerbes électromagnétiques : central "Central EM", et bouchon "End Plug", les calorimètres hadroniques : central "Central Hadron", avec le "End Wall", et bouchon "End Plug Hadron".

- Les chambres à muons CMU, CMP, et CMX.

Selon cet ordre, ces divers composants sont repris et décrits plus en détail dans les différentes sections et sous-sections suivantes.

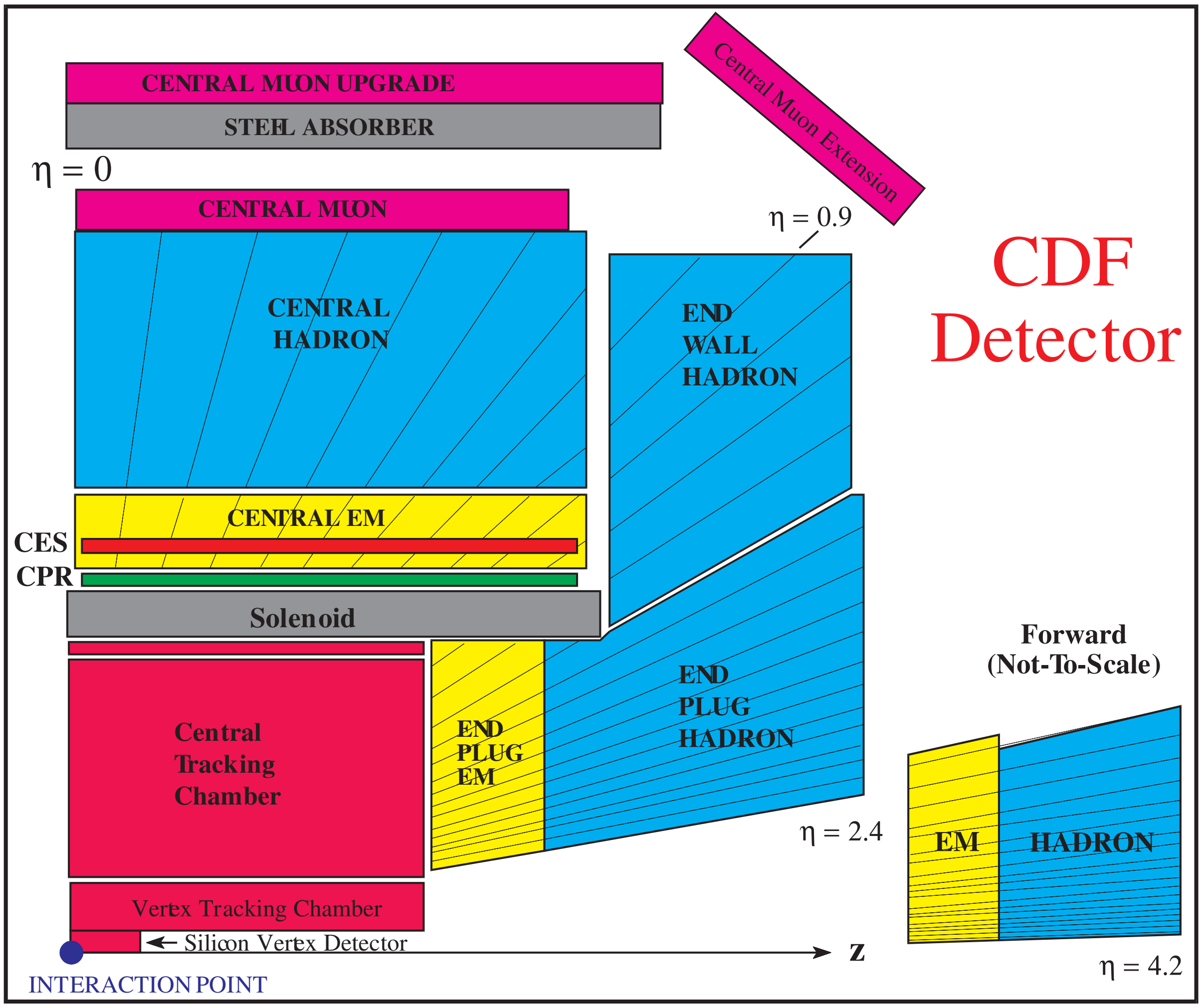


Figure 2.3: *Vue latérale d'un quart du détecteur qui montre les différentes parties centrales "Central", avant–arrière "Forward"–"Backward" du détecteur.*

2.3 Les traceurs à CDF

2.3.1 Le SVX

Le composant le plus proche du point d'interaction, situé juste après le tube à vide, est le SVX: "Silicon VerteX detector" [51, 52]. Ce détecteur a été installé pour le Run Ia (1992–1993), et intègre les améliorations de l'expérience CDF apportées à la reconstruction des traces de particules chargées. Il permet la reconstruction précise des points d'interaction secondaires des particules avec un temps de vie court qui ne parcourent qu'une centaine de micro-mètres avant de se désintégrer.

Il comporte 4 couches de détecteurs à bandes ou "microstrips" au silicium, avec un rayon intérieur et extérieur d'approximativement 3.0 cm et 7.9 cm. Il mesure au total 51 cm de longueur, et se divise en deux modules indépendants cylindriques appelés "barrel" de 25.5 cm chacun qui se rejoignent au point $z = 0$. Chaque "barrel" est organisé en douze sections azimutales "wedges" de $\Delta\phi = 30$ ° dont chacune contient quatre couches de détecteurs au silicium. Pour chaque "barrels", chacune des couches du "wedge" comporte trois détecteurs au silicium de 8.5 cm de longueur, à "microstrips" parallèles aux faisceaux de protons et d'antiprotons. Les "microstrips" des trois détecteurs soudés les uns aux autres forment un "ladder". Au total, le SVX regroupe 46080 canaux de lecture. La structure d'un "barrel" est montré dans la figure 2.4.

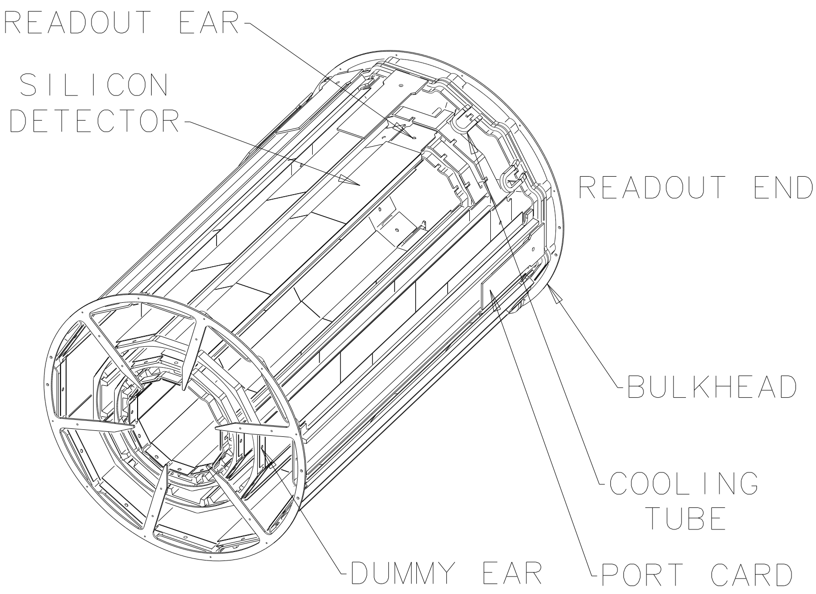


Figure 2.4: *Vue latérale d'un barrel du SVX qui montre la structure en "wedge" et en "ladder" avec trois détecteurs au silicium.*

La reconstruction des traces de particules chargées dans le plan r–ϕ a une résolution de 13 μm dans chaque ladder. Le SVX a servi avec grand succès l'analyse menée à CDF qui a mis en évidence le quark top dans une première étape [26], puis confirmé la découverte du quark top au milieu des années 1994–1995 [27]. Cette recherche se base en partie sur l'identification des points d'interaction secondaires provenant de la reconstruction des hadrons issus de la recombinaison ou hadronisation du quark b, méthode d'analyse de données expérimentales aussi appelée: "b-tagging".

Dans cette analyse du "Run Ia", le SVX n'a pas été intégré. En effet, la zone d'interaction du faisceau de protons et d'antiprotons se distribue selon une gaussienne le long de l'axe z dont l'écart type est d'environ 30 cm. De par sa longueur totale, le SVX a une couverture angulaire ou acceptance qui n'est que de 60 %. Il ne peut donc reconstruire entièrement qu'une partie restreinte des leptons τ qui se désintègrent dans la voie hadronique. Une étude du Higgs chargé $H^{\pm}$ qui se base sur ce canal se doit de garder une sensibilité maximale du signal afin de perdre un minimum des processus qui pourraient être issus d'une telle chaîne de désintégration (cf sous–section 1.5.3).

2.3.2 Le VTX

Le VTX, "Vertex Time Projection Chamber" [54] comprend huit chambres, dites "time-projection", octogonales adjacentes. Elles permettent de tracer des particules chargées à partir d'un angle plus grand que 3.5° depuis la ligne du faisceau de protons et d'anti–protons, soit une couverture en pseudorapidité de $\eta < 3.5$, et jusqu'à un rayon de 22 cm à partir du faisceau. La conception du VTX autorise la détection de points d'interaction multiples des interactions $p\bar{p}$ le long de l'axe z avec une résolution de 1 mm.

2.3.3 Le CTC

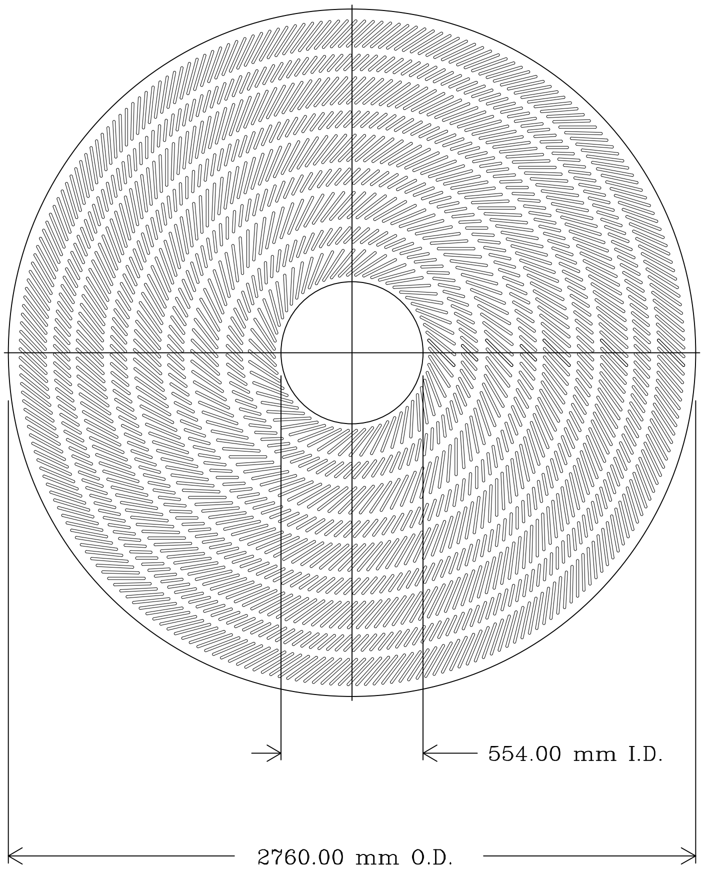
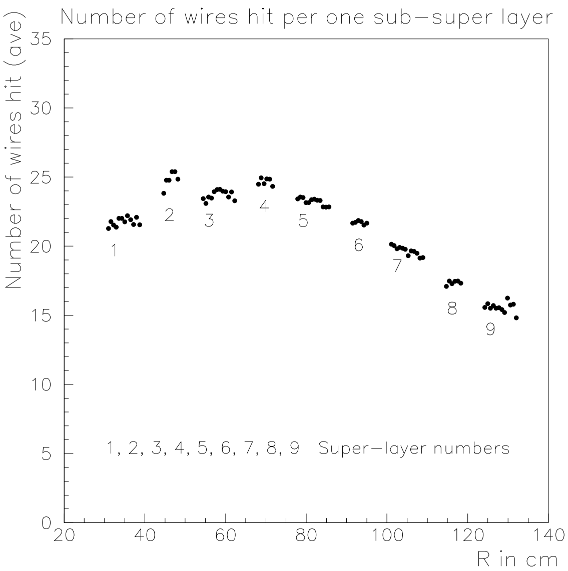


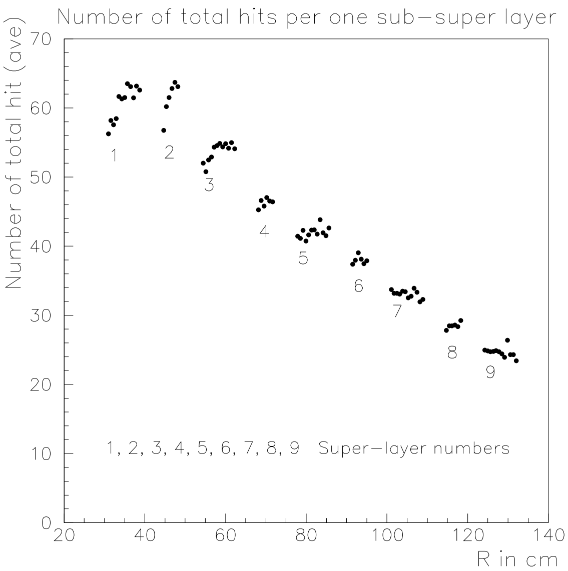
Figure 2.5: *Coupe transversale de la chambre CTC qui montre les dimensions exactes en mm, la structure en super couches, les cellules tournées de 45°.*

Le CTC, "Central Tracking Chamber" [53] est une large chambre à dérive cylindrique de 3.2 m de long, de rayon intérieur de 0.3 m et extérieur de 1.3 m. Le CTC reconstruit les traces de particules chargées de larges p_T, transmet ces informations au premier niveau de déclenchements (voir sous-section 2.7), et fournit une mesure précise de l'impulsion des traces de particules chargées avec tous les paramètres utilisés dans l'analyse de données, tels que le rayon courbure de la trajectoire, l'interception de la trace avec $z = 0$, etc, indispensables.

Dans la région angulaire dite centrale de $40° < \theta < 140°$ ($-1 < \eta < 1$), la résolution est supérieure à : $\delta p_T/p_T^2 \leq 2\ 10^{-3}$ $(\mathrm{GeV/c})^{-1}$, autrement elle est mesurée avec une précision de : $\delta p_T/p_T^2 \leq 4\ 10^{-3}$ $(\mathrm{GeV/c})^{-1}$ pour $21° < \theta < 40°$ et $140° < \theta < 159°$. La chambre contient 84 couches de fils sensibles groupés en 9 super couches : cinq de ces super couches se composent de 12 fils axiaux sensibles, et quatre super couches dites stéréo qui contiennent 6 fils sensibles tournées de $\pm 3°$ relativement à l'axe du faisceau. Cet angle permet la reconstruction dans le plan r–z de l'impulsion des particules chargées. Les fils à l'intérieur d'une super couche sont arrangés en cellules qui contiennent les 12 ou 6 fils sensibles intercalés avec des fils dits de potentiel "potential wires" pris en sandwich dans deux plans de fils de champs "field wires", le tout tourné d'un angle de 45° relativement à la direction radiale. Cette inclinaison des fils permet de compenser l'angle de Lorentz des électrons dans un champ magnétique de 1.4 T. La figure 2.5 montre une coupe transversale de la chambre CTC avec ses dimensions, sa structure en super couches, et ses cellules tournées d'un angle de 45°. Les tensions appliquées sur les fils d'anodes varient de 150 à 5000 V, et l'ensemble de la chambre est baigné par un flux d'un mélange argon–éthanol-alcool avec des rapports relatifs de 49.6%: 49.6%: 0.8%.



(a) *Nombre moyen de fils touchés pour chacune des couches du CTC*



(b) *Nombre total moyen de coups dans les couches du CTC.*

Figure 2.6: *Nombre moyen de fils touchés et nombre moyen de coups dans les différentes couches du CTC pour des événements de "Minimum bias".*

La figure 2.6(b) montre le nombre moyen de fils touchés dans le CTC, tandis que la figure 2.6(a) représente le nombre de coups moyens comptés dans chacune des couches du CTC, pour des événements de "minimum bias" [55] . L'axe horizontal est donné en centimètres. On remarque clairement la structure en couches et en super couches du CTC.

2.3.4 Le CDT

Le CDT "Central Drift Tubes" [56] est monté sur l'extérieur du CTC et juste avant l'aimant solenoïdal. Cet élément a été construit dans le but de fournir avec une grande précision des informations sur les traces de particules chargées à un rayon de 1.4 m du point d'interaction dans la région centrale du détecteur $-1 < \eta < 1$. Il se compose de trois couches de tubes d'acier inoxydable, chambres à dérive, de 3 m de long et de 1.27 cm de diamètre. Une mesure de R–ϕ–z des traces est effectuée grâce aux calculs de temps de dérive des électrons dans les tubes et de la division de charge des fils anodiques. Une résolution typique de 2.5 mm dans la direction axiale du faisceau et de 200 μm dans la direction azimutale est atteinte par le CDT. Un mélange d'argon–éthanol avec des rapports relatifs de 50.0%: 50.0% circule dans les tubes du CDT.

2.4 La calorimétrie à CDF

2.4.1 La calorimétrie centrale

La calorimétrie de CDF a été conçue afin d'obtenir une fine granularité uniforme selon l'angle de rapidité–azimuthal, et s'étend jusqu'à 2° de la direction du faisceau, soit une couverture des angles polaires de 2° à 178°, et de 2π. La figure 2.7 montre les zones couvertes dans le plan η et ϕ des différentes parties du calorimètre. La partie hachurée représente une couverture partielle de la calorimétrie, tandis que la zone noire correspond à la région sans couverture calorimétrique de l'emplacement du tube à vide du Tevatron.

Une géométrie en tours, 5000 au total, a été choisie pour toutes les parties du calorimètre qui possèdent une structure dite projective. Elles pointent dans la direction du point central d'interaction du détecteur, z=0. Chacune d'elles se compose d'un compteur à gerbes électromagnétiques au–devant du calorimètre hadronique correspondant. Suivant le type de particules produites, une ou plusieurs, la mesure de l'énergie totale des gerbes se fractionne selon une composante électromagnétique et hadronique. Il est ainsi possible de procéder à une comparaison détaillée des différentes tours de la fraction d'énergie électromagnétique et hadronique.

La calorimétrie se sépare en deux parties bien distinctes. Tout d'abord, la partie centrale qui repose sur l'extérieur de l'aimant solénoïdal supraconducteur, puis les parties avant–arrière placées à l'avant de chaque côté du détecteur.

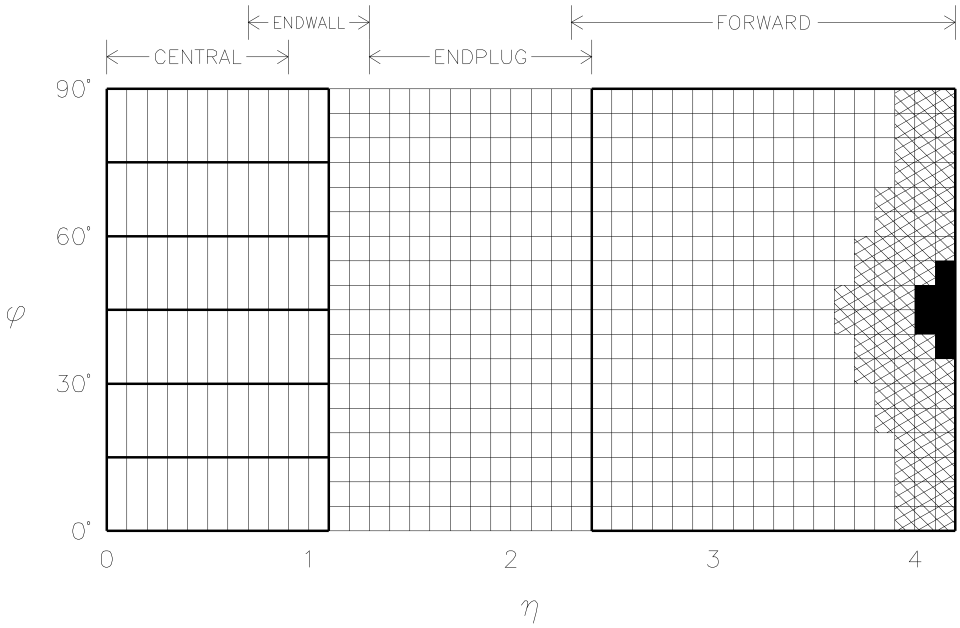


Figure 2.7: *Découpe dans le plan η et ϕ des différentes parties du calorimètre.*

La partie centrale du calorimètre s'étend de 10° à 170° soit $|\eta| < 2.4$ et inclut les différents calorimètres, et compteurs à gerbes suivants :

- Hadronique central, "Centrad HAdron", CHA [57], $|\eta| < 1.3$
- Electromagnétique central, "Central EM", CEM [58], $|\eta| < 1.1$
- Hadronique bouchon, "end Plug HAdron", PHA [59], $1.3 < |\eta| < 2.4$
- Electromagnétique bouchon, "end Plug EM", PEM [60], $1.1 < |\eta| < 2.4$.

Les compteurs de gerbes électromagnétiques et les calorimètres hadroniques diffèrent dans leur couverture en rapidité due à la géométrie de l'aimant solénoïdal. Dans cette zone, la segmentation en η et ϕ d'une tour est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 15°$, soit une taille moyenne d'environ 24.1 cm (η) $\times$ 46.2 cm (ϕ).

Le CEM s'étend radialement de 1.7 m à 2.1 m de l'axe du faisceau, ce qui représente au total 18 longueurs de radiation. Il se compose de 31 plaques de plomb de 0.32 cm intercalées avec une épaisseur de 0.5 cm de scintillateurs au polystyrène. La lumière bleue émise par ce plastique est collectée par un "wave length shifter" qui la transmet dans le vert à des photomultiplicateurs au travers de guides de lumière. Situé à 6 longueurs de radiation dans le CEM, soit environ au maximum de développement d'une gerbe électromagnétique (6 à 7 longueurs de radiation) résident les chambres proportionnelles : "strip chamber" CES. Elles fournissent une mesure additionnelle de la position des gerbes dans le plan r–ϕ par des fils d'anodes, et de la coordonnée z grâce à des "strips" qui jouent le rôle de cathode, et permettent de distinguer les γ des $\pi°$. La séparation des γ et des $\pi°$ a été améliorée, avant la prise de données de 1992, avec l'installation de chambres à fils proportionnelles "Central PReradiator" CPR entre l'aimant solénoïdal et le CEM. Elles détectent la conversion de γ et affinent le pouvoir de séparation des γ de π°.

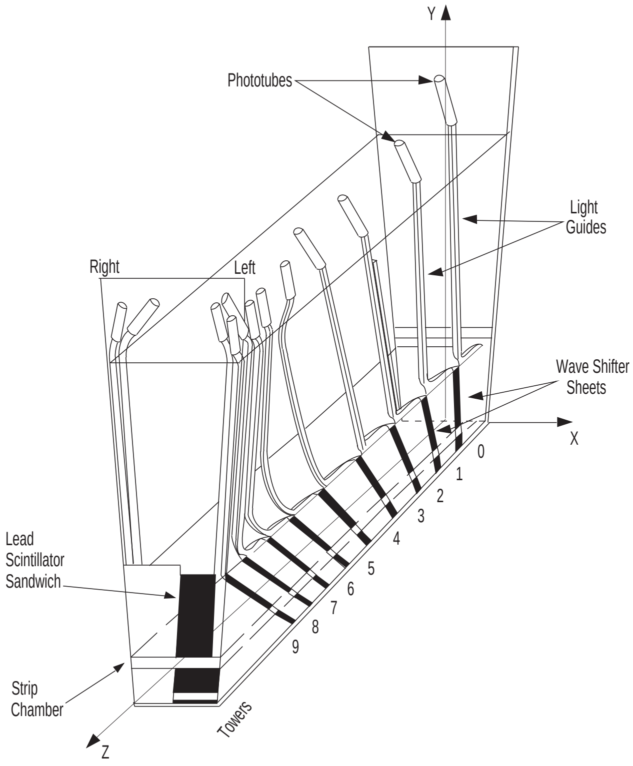


Figure 2.8: *Vue schématique d'un module CEM qui contient plusieurs tours, numérotées de 0 à 9, avec la chambre CES ("strip chamber"), le "wavelength shifter", les guides de lumière et les photomultiplicateurs.*

La figure 2.8 montre une vue schématique d'un module CEM qui contient plusieurs tours numérotées de 0 à 9, avec la chambre CES, le "wavelength shifter", les guides de lumière et les photomultiplicateurs.

Le CHA enveloppe le CEM, il est compris à une distance radiale de 2.1 m à 3.5 m du faisceau de protons. Il se sous–divise en deux parties qui sont le "Central Hadron", proprement dit, $\eta < 0.9$, et le "End Wall", $0.7 < |\eta| < 1.3$. Elles ont toutes deux une structure similaire, sauf que les couches du "End Wall" sont perpendiculaires à celles du "Central Hadron". De même que l'énergie des gerbes de particules s'échantillonne pour ces deux calorimètres sur 32 et 15 couches qui comprennent chacune d'elles deux plaques. La première de 2.5 cm pour le "Central Hadron" et de 5.1 cm pour le "End Wall" d'épaisseur de Fer, qui joue le rôle d'absorbeur, et la seconde, 1.0 cm d'un scintillateur composé d'acrylique, pour le milieu actif. La collection des signaux provenant du CHA est identique à celle du CEM, c'est-à-dire que la lumière bleue émise par les scintillateurs est absorbée par des "wavelength shifters". Puis elle est transmise avec une longueur d'onde plus grande au travers de guides de lumière qui sortent radialement pour être finalement connectés à des photomultiplicateurs sur les deux côtés azimutaux de chaque tour.

Le PEM se situe juste après le CTC à l'intérieur de l'aimant solénoïdal, soit entre 1.73 m et 2.26 m selon l'axe z. Il s'agit d'un disque de 2.8 m de diamètre, de 53 cm d'épaisseur, évidé en son centre d'un cône de 10° selon l'axe du faisceau, et divisé en quarts de cercle $\Delta\phi = 90°$. Il se compose de 34 couches avec des plaques d'absorbeur en plomb de 0.27 cm d'épaisseur, combinées avec un ensemble de tubes proportionnels en plastique conducteur. Trois échantillonnages sont relevés en profondeur, et intègrent sur 3.8, 14.2 et 3.0 longueurs de radiation.

Le PHA se base sur le même principe que le PEM, sauf que l'absorbeur est remplacé par des plaques de Fer de 5.1 cm d'épaisseur, et ne sont présentes que 20 couches sensibles.

Système	**Domaine de η**	**Résolution en énergie**	**Epaisseur**
CEM	$\|\eta\| < 1.1$	$13.5\% \,/\sqrt{E_T} \oplus 2\%$	18 χ_0
PEM	$1.1 < \|\eta\| < 2.4$	$28\% \,/\sqrt{E_T} \oplus 2\%$	18–21 χ_0
FEM	$2.2 < \|\eta\| < 4.2$	$25\% \,/\sqrt{E_T} \oplus 2\%$	25 χ_0
CHA	$\|\eta\| < 1.3$	$75\% \,/\sqrt{E_T} \oplus 3\%$	4.5 λ_0
PHA	$1.3 < \|\eta\| < 2.4$	$90\% \,/\sqrt{E_T} \oplus 4\%$	5.7 λ_0
FHA	$2.4 < \|\eta\| < 4.2$	$130\% \,/\sqrt{E_T} \oplus 4\%$	7.7 λ_0

Tableau 2.1: *Regroupe les différentes parties de la calorimétrie (hadronique et électromagnétique), avec leur nom respectif, le domaine en η couvert, et leur résolution en énergie, leur épaisseur donnée en longueur de radiation χ_0 pour les calorimètres électromagnétiques, et leur longueur d'interaction λ_0 pour les calorimètres hadroniques.*

2.4.2 La calorimétrie avant–arrière

Pour de petits angles par rapport à l'axe du faisceau, la couverture est assurée par les calorimètres électromagnétiques avant–arrière situés à environ 6.5 m du point nominal, z=0, d'interaction des faisceaux de protons et d'antiprotons. La partie électromagnétique avant-arrière, "Forward EM" FEM [61], comporte 30 couches d'échantillonnage composées de chambres à tubes proportionnels avec des cathodes en forme de "pad" pour la lecture des signaux et des feuilles de plomb pour une épaisseur totale de 25.5 longueurs de radiation. La partie hadronique de ce calorimètre, "Forward HAdron" FHA [62], est aussi assurée par des chambres à tubes proportionnels intercalés avec des plaques de fer.

La table 2.1 regroupe les différentes parties de la calorimétrie, avec leur nom sous forme d'abréviation, le domaine en η couvert, leur résolution en énergie, leur épaisseur donnée en longueur de radiation pour les calorimètres électromagnétiques χ_0 et leur longueur d'interaction λ_0 pour les calorimètres hadroniques. Le symbole $\oplus$ indique que le terme constant s'additionne quadratiquement. Il est encore à noter que les résolutions en énergie sont données pour des électrons (calorimètres électromagnétiques) et des γ, pions isolés (calorimètres hadroniques).

2.5 Les chambres à muons de CDF

Cette section donne une rapide description des chambres à muons de CDF. Dans ce travail, elles n'ont pas été utilisées. En effet, seulement le mode hadronique de désintégration du lepton τ fut étudié.

La détection des muons est assurée par des chambres centrales "Central Muons detector" CMU [63] dans la région de $56° < \theta < 124°$, soit $|\eta| < 0.63$, et par des chambres avant–arrière "Forward MUon system" FMU [64] dans les régions de $3° < \theta < 16°$ et $164° < \theta < 177°$, soit $2.0 < |\eta| < 3.6$. Les muons sont aussi identifiés dans la région intermédiaire par la combinaison des traces reconstruites par les traceurs, et particulièrement la résolution spatiale de la chambre CTC, avec l'information des différentes parties du calorimètre, par la détection du passage d'une particule à son énergie minimum de ionisation.

Les chambres CMU se situent autour de l'extérieur du calorimètre hadronique central CHA à une distance radiale de 3.47 m de l'axe du faisceau. Le CMU se segmente en 48 portions de 12.6° selon ϕ, appelées "wedges", elles-mêmes divisées en modules de 4.2° dans le même plan. Les "wedges" correspondent exactement aux modules du CHA, moins 1.2° à chacun de leur bord. A cause de cet espace de 2.4°, et de la séparation en deux arches symétriques droite et gauche du calorimètre en $\eta = 0$, le CMU couvre 84% de la région $|\eta| < 0.63$. La figure 2.9 montre la localisation du CMU, situé juste à l'extérieur du CHA, ainsi que la segmentation en wedges de 12.6° et en modules de 4.2°. Chacun de ces modules se compose de quatre couches de quatre chambres à dérive, soit seize au total, qui contiennent un mélange de 50%–50% argon–éthane. La taille physique de ces chambres est de 63.5 mm (largeur) $\times$ 26.8 mm (hauteur) $\times$ 2261 mm (longueur), parcourues en leur centre par un fil sensible d'acier.

Une tour du CMU est formée de quatre fils, dont un de chaque couche d'un module. Une paire de ces quatre fils, de couches alternées, se place sur une ligne radiale qui passe par le point d'interaction. Afin de lever l'ambiguïté droite–gauche, les deux autres fils restants sont placés sur une ligne radiale déplacée de 2 mm par rapport au milieu moyen de la chambre. Avec ce procédé, il est possible de déterminer de quel côté du fil est passée la particule chargée. Une résolution de 250 μm est obtenue dans le sens de dérive des électrons avec la combinaison du champ magnétique et de sa distance radiale, du p_T de

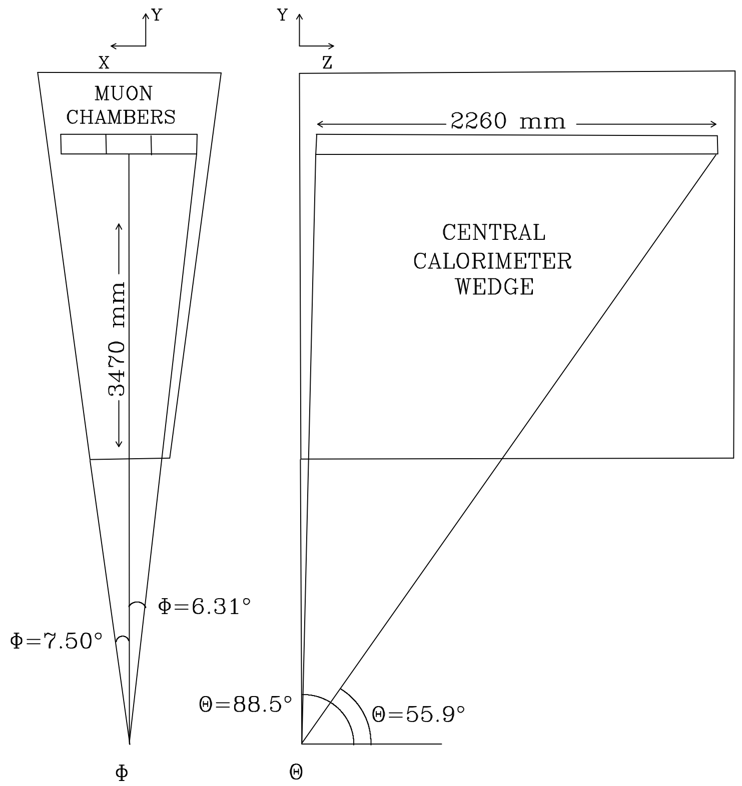


Figure 2.9: *Localisation des chambres à muons situées juste à l'extérieur du calorimètre hadronique central CHA.*

la trace reconstruite dans la chambre du CTC, et la distance entre l'axe du faisceau et les chambres à muons. La position d'une trace le long des fils sensibles est déterminée par la méthode de la division de charge. La résolution ainsi atteinte par cette méthode est de 1.2 mm par point dans la direction z.

En 1992 [54], une plaque de blindage d'acier de 60 cm a été ajoutée à l'extérieur du CMU, suivie de quatre étages de chambres à dérive, "Central Muon uPgrade" CMP [65]. Il couvre approximativement le même domaine de η que le CMU, mais à une distance plus grande. La plaque de blindage double la longueur d'interaction des hadrons, et permet ainsi de diminuer le bruit de fond en limitant leur nombre dans le CMU. Afin d'étendre la couverture des muons, de nouvelles chambres à dérive "Central Muon eXtension" CMX [66] ont été ajoutées dans la région de pseudorapidité $0.6 < |\eta| < 1.0$.

2.6 Les compteurs BBC

Il existe un plan de scintillateurs rectangulaires, "Beam–Beam Counter" BBC [50], montés devant chaque détecteur à gerbes avant–arrière FEM. Ils fournissent un déclenchement pour les événements de "minimum bias", et sont utilisés comme moniteurs primaires de luminosité.

Ces compteurs sont arrangés en rectangles autour du tube à vide, et couvrent une région de $3.24 < |\eta| < 5.90$ en termes de pseudorapidité. Ils possèdent d'excellentes propriétés de mesures de temps employées par le déclenchement des événements de "minimum bias". Ce déclenchement exige au moins un compteur avec un signal dans chacun des quatre plans du BBC, dans un intervalle de temps qui coïncide d'au moins 15 ns avec le temps de croisement des faisceaux de protons et d'antiprotons.

2.7 Le système de déclenchement à CDF

Le taux d'interactions au Tevatron (voir section 2.1) est de l'ordre de 150 KHz si l'on considère une luminosité instantanée moyenne de 3 10^{30} cm^{-2} s^{-1}. Or le nombre d'événements qui peuvent être écrits sur bande n'excède pas une fréquence de quelque Hz. Comparée aux différents taux d'événements porteurs d'une physique intéressante, cette fréquence est raisonnable à condition de développer un système de sélection ou de déclenchements qui accepte avec une grande efficacité dans un laps de temps très rapide les événements physiques intéressants, tout en rejetant la majorité des processus restants qui ne sont généralement que des interactions $p\bar{p}$. L'ensemble de ces événements qui ne contiennent aucune physique supposée intéressante et qui peuvent être rejetés sans risquer de biaiser une sélection de processus physiques sont communément appelés événements de "minimum bias". Au moins une collision inélastique est attendue lors de chaque croisement de paquets de protons et d'antiprotons, soit toutes les 3.5 μs avec une section efficace typique mesurée par le BBC de $\sim$ 51.2 mb.

Le système de déclenchements à CDF a été conçu selon trois niveaux différents consécutifs, les deux premiers sont contrôlés par de l'électronique ou "hardware" et le dernier par un ensemble de programmes informatiques ou "software". Chacun d'eux prend des décisions successives à chaque fois plus complexes et plus lentes en temps de calculs, basées sur une plus grande quantité d'informations du détecteur. L'électronique du système de niveau 1 et 2 se programme, et permet de régler finement les différents seuils de déclenchements à tous les niveaux. Il en découle une réduction maximale des temps morts de l'expérience qui sont essentiellement induits par le temps de calcul nécessaire pour la prise de décisions des différents niveaux de déclenchements, et de la digitalisation des signaux mesurés par le détecteur. On définit le temps mort, comme la période pendant laquelle l'électronique de mesure du détecteur est bloquée, et insensible à tout nouveau processus physique qui pourrait se produire durant cette période dans la machine.

Le niveau 1

Le niveau 1 de déclenchements [68] a été développé afin d'exploiter la géométrie projective des tours du calorimètre. La décision prise par le premier niveau de déclenchements se produit entièrement durant les 3.5 μs qui séparent chaque croisement de protons et d'antiprotons. De cette façon, si un événement ne passe pas ce premier niveau, l'électronique du détecteur est remise à zéro, sans créer aucun temps mort.

Dans la décision du premier niveau de déclenchements entrent en ligne de compte :

- Un signal détecté dans le BBC.
- Une réponse de la calorimétrie
- Une trace appelée "stub" avec une quantité de mouvement au–dessus d'un seuil fixé dans les chambres à muons.

Un "stub" est défini par un signal présent dans au moins trois des quatre étages de chambres à muons. Le déclenchement du BBC ne représente pas à lui seul un déclenchement de niveau 1. Il permet de présélectionner des collisions inélastiques $p\bar{p}$. Certains produits de désintégration d'une interaction $p\bar{p}$ se retrouvent dans le compteur BBC. Ce déclenchement impose un signal dans un des deux composants est du BBC qui coïncide dans un intervalle d'au moins 15 ns avec le temps du croisement des paquets de protons et d'antiprotons. Cette condition permet aussi de réduire le taux de bruit dans le détecteur, tel qu'un faux déclenchement d'un phototube ou un rayon cosmique qui ont une faible probabilité d'être en coïncidence avec les collisions $p\bar{p}$.

Dans la première partie de la prise de données, tous les types de déclenchements (calorimétrie, électrons, muons, etc) devaient coïncider avec les signaux produits par le BBC. Lors, de la deuxième partie de la prise de données, la luminosité instantanée a constamment été augmentée, avec pour conséquence une moins bonne efficacité de la coïncidence avec le BBC. En effet, lors de périodes de haute luminosité instantanée, le BBC commença à saturer, et il fallut retirer cette coïncidence entre le BBC et les autres déclenchements. Finalement, seulement un ensemble d'événements à un taux limité en temps réel était accepté par la seule condition du déclenchement du BBC, pour former l'échantillon de données d'événements de "minimum bias events". Grossièrement, un événement de déclenchement du BBC était enregistré toutes les 4 secondes.

Le premier niveau de déclenchement a été développé afin d'exploiter la géométrie projective des tours du calorimètre. Les signaux des calorimètres hadroniques et électromagnétiques sont sommés soit dans la salle de comptage pour les signaux qui sortent des phototubes, soit directement au détecteur pour les signaux des calorimètres à pad. L'ensemble des signaux est ensuite pondéré par sinθ, avec $E_T = E\ sin\theta$ afin de représenter "l'énergie transverse" E_T déposée dans la tour. Aucune correction n'est effectuée pour des variations possibles du point d'interaction selon l'axe z.

Six différentes régions sont définies (Centrale,"Endplug–Forward") $\times$ (Electromagnétique, Hadronique) afin d'appliquer les divers seuils de déclenchements sur les tours du calorimètre. On peut aussi relever que chacune des régions "Endplug" et "Forward" est subdivisée en deux zones dites : est et ouest. Pour la partie de la calorimétrie électromagnétique, les seuils appliqués au cours de l'acquisition de données furent de 6 GeV pour la partie centrale, et 4–8 GeV pour le "Endplug" et le "Forward". Tandis que pour la partie hadronique centrale les seuils ont varié entre 4–8 GeV pour le CHA, et 20–51 GeV pour le "Forward" et le "Endplug". Il existe aussi une option qui autorise pour une tour, la sommation individuelle de l'énergie électromagnétique et hadronique.

On peut encore citer à titre informatif les déclenchements dits centraux des muons, et des électrons qui furent utilisés extensivement lors de l'analyse de données du Run–IA du quark top [27]. Le déclenchement central des muons [67] exige un segment de trace dans le CMU avec une p_T reconstruite $p_T > 6$ GeV/c en coïncidence avec des signaux dans le CMP, ou un segment de trace avec $p_T > 20$ GeV/c en coïncidence avec des hits dans les scintillateurs placés de chaque côté des chambres. Le déclenchement central des électrons demande un dépôt d'énergie dans le CEM (PEM,FEM) avec $E_T > 6$ GeV (25 GeV), ou $E_T > 8$ GeV (25 GeV) pour le CHA (PHA,FHA).

Le niveau 2

Le niveau 2 de déclenchements commence les calculs après acceptation [68] de l'événement par le niveau 1 de décision. Il se base sur un ensemble d'informations plus complexes que le niveau 1, soit :

- Une reconnaissance rapide d'éléments de traces dans le CTC effectuée par le traceur central rapide "Central Fast Tracker", CFT [69].
- Un regroupements en "clusters" ou grappes des tours des parties calorimétriques hadroniques et électromagnétiques.
- Une correspondance des traces grossièrement reconstruites du CFT avec les signaux mesurés dans les diverses chambres à muons.
- Une correspondance de ces mêmes traces détectées par le CFT, avec les "clusters" trouvés dans les calorimètres.
- Un calcul des grandeurs : ΣE, ΣE_T, $\not{E}_T$qui sont l'énergie totale, l'énergie transverse totale, transverse manquante dans les calorimètres.

Le CFT est un pipeline digital qui traite en diverses étapes bien distinctes les informations provenant des TDC connectés aux canaux électroniques du CTC. La détection des traces avec une large quantité de mouvement peut être complétée en moyenne en moins de 2.5 μs par événement. La résolution sur la quantité de mouvement est de $\delta p_T / {p_T}^2 = 3.5\%$ avec une très haute efficacité pour des traces avec un $p_T > 4$ GeV/c. La liste des traces dressées est ensuite passée au reste du système de déclenchements. Une correspondance sera établie par la suite avec les "clusters" du calorimètre, et les signaux des chambres à muons. Il faut aussi noter que le CFT utilise seulement les signaux qui proviennent des super couches axiales du CTC; chaque trace à son p_T seul mesuré et sa position azimutale ϕ.

Le niveau 2 de déclenchements utilise la même électronique que celle du niveau 1 pour déterminer les tours des calorimètres, d'une énergie totale, ou énergie électromagnétique au–dessus d'un seuil programmable, les autres tours en dessous du seuil sont ignorées. Un calculateur électronique combiné avec un algorithme rapide est employé afin de localiser les "clusters", le "cluster finder". Cet algorithme commence par examiner séquentiellement dans l'espace (η,ϕ) l'ensemble des tours qui sont au–dessus du seuil. Lorsque le programme trouve une tour qui dépasse le seuil, son adresse est mémorisée, puis les quatre tours adjacentes dans le plan (η,ϕ) sont alors testées par l'algorithme. Si elles passent aussi le seuil, elles sont ajoutées à la liste des autres tours qui associées les unes aux autres forment un "cluster". Les tours voisines "diagonales" ne sont pas inclues dans cette recherche. Cette séquence de recherche est répétée, avec les tours adjacentes répérées par l'algorithme, jusqu'au moment où plus aucune tour n'est trouvée au–dessus du seuil. Une tour ne peut être intégrée que dans un seul cluster. Lorsque l'ensemble des clusters a été relevé, le détecteur lui-même est considéré comme un seul grand "cluster" où toutes les tours au dessus du seuil sont sommées afin d'obtenir une somme globale de l'énergie totale ΣE, transverse ΣE_T, transverse manquante $\not{E}_T$.

Lorsque la recherche de tous les clusters est achevée, c'est le système des déclenchements à muons qui reprend alors les calculs. Il exige une correspondance entre une trace reconstruite par le CFT et un signal de muons du niveau 1 de décision. Cette identification est effectuée dans le plan transverse, et chaque ligne reconstruite du CFT est projetée en ligne droite en direction de la chambre à muons. Il faut que la trace du CFT et celle de la chambre à muons concordent dans une fenêtre de $\Delta\phi$ d'au moins $\sim 15°$, exigence descendue à $\sim 5°$–$10°$ dans la deuxième partie du Run Ia (1992–1993) , afin de diminuer le taux d'événements qui imitaient la signature d'un muon. Certaines coupures sont bien entendu appliquées sur le p_T de la trace mesurée, typiquement $p_T > 9.2$ GeV/c ainsi que sur l'énergie déposée dans le calorimètre.

Un des déclenchements utilisé dans l'analyse du quark top utilise l'identification des électrons : si un "cluster" du CEM a une énergie supérieure à $E_T > 9$ GeV, associé avec une trace du CTC supérieure $p_T > 9.2\ GeV/c$, avec un rapport de l'énergie hadronique et électromagnétique du cluster d'au moins de 12.5 %.

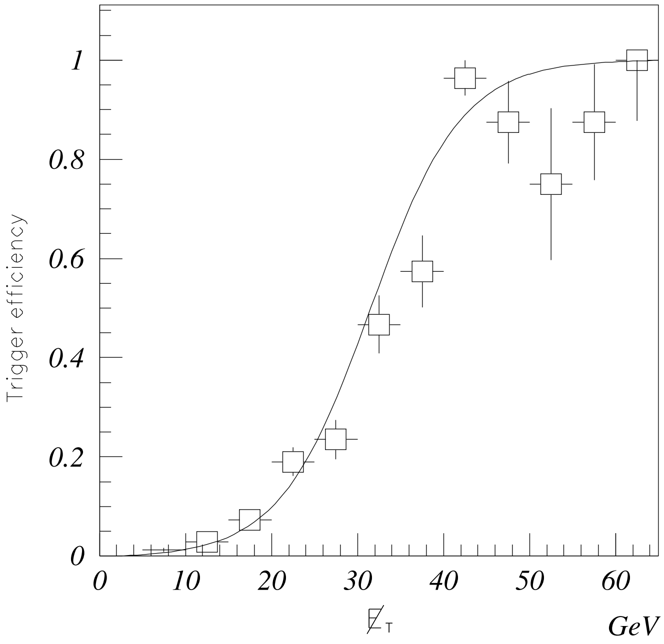


Figure 2.10: *Efficacité des déclenchements MET_35_LEVEL2, énergie manquante $\not\!\!E_T$ non corrigée.*

Les déclenchements qui sont directement utilisés dans cette analyse sont les déclenchements basés sur la mesure de l'énergie manquante [70, 80]. Ces déclenchements sont communément appelés déclenchements de MET_35_LEVEL2 qui exigent une énergie transverse manquante $\not\!\!E_T > 35$ GeV reconstruite depuis $z = 0$ accompagnée d'au moins un "cluster" du calorimètre. Le "cluster" de plus forte intensité ou "leading cluster" doit en plus avoir au moins 1 GeV ou 2 GeV d'énergie E_T, avec une valeur de η de la tour principale du cluster non comprise dans les régions "Backward–Forward" ou "Backward–Forward" et "Plug". La figure 2.10 montre l'efficacité des déclenchements MET_35_LEVEL2 [70, 80].

Finalement, les déclenchements appelés JET_20, JET_50, JET_70 jouent un rôle important dans ce travail pour l'estimation du bruit de fond. Ils requièrent au moins un cluster d'énergie transverse E_T supérieure à 20 GeV pour JET_20, 50 GeV pour JET_50, 70 GeV pour JET_70.

Le niveau 3

Le niveau 3 de déclenchements [71] est le niveau de décision le plus élevé à CDF dans le système d'acquisition des données, il a été amélioré entre le Run de 1988–1989 [72], et le Run Ia (1992-1993).

Un événement qui passe le niveau 2 de déclenchements est transmis par un réseau Ultranet aux mémoires du niveau 3 de déclenchements. Il se compose d'un ensemble d'ordinateurs Unix qui regroupent les signaux des différents sous-systèmes du détecteur pour former des données structurées de l'événement. L'étape suivante consiste à envoyer ces données à l'un des programmes de reconstruction qui tournent indépendamment et en parallèle. Finalement, l'événement est passé en revue par les différents déclenchements du niveau 3 pour la sélection finale. Ils sont rejetés si aucune des conditions des déclenchements n'est vérifiée. Autrement, ils sont écrits sur bandes 8 mm, à la fréquence de quelques Hz.

Les déclenchements d'énergie manquante $\not{E}_T$ du niveau 3 se basent sur une reconstruction d'énergie manquante qui doit être au moins supérieure à 20 ou 25 ou 30 GeV accompagnée d'au moins un "cluster" dans les calorimètres avec une énergie transverse d'au moins 5 GeV. Comme pour le niveau 2 de déclenchements, les calculs sont effectués depuis $z = 0$.

Chapitre 3

Simulation Monte–Carlo

3.1 QFL : simulations du détecteur CDF

Le but du programme QFL [74] est de fournir une simulation rapide et fiable du détecteur CDF, pour permettre des études de phénomènes physiques et des calculs d'acceptance qui nécessitent une large statistique. La démarche de l'ensemble du programme est de "paramétriser" la réponse et l'acceptance du détecteur, ainsi QFL fournit des banques de données directement analysable, et non des données brutes qui demanderaient de faire passer les données simulées dans le programme complet de reconstruction. En fait, QFL a été conçu pour convertir les banques de données créées par l'ensemble des générateurs physiques disponibles à CDF, par exemple ISAJET, HERWIG, dans un ensemble de banques de données spécifiques à l'expérience CDF.

QFL simule les particules traversant le calorimètre de CDF qui couvre l'ensemble de l'angle solide excepté deux cônes qui correspondent aux régions ouvertes de la calorimétrie avant et arrière. Les longueurs de radiation et d'interaction, aussi bien que les épaisseurs en terme de longueur d'interaction pour les calorimètres hadroniques, et de radiations pour les calorimètres électromagnétiques sont modélisées sur la base des réponses caractéristiques du détecteur CDF, mesurées à partir des résultats de faisceaux tests avec des électrons, pions, etc. et optimalisées pour le Tevatron. Le comportement des traces dans le détecteur est simulé par la propagation des traces au travers du champ magnétique de l'expérience jusqu'à la collision d'une concentration majeure de matériaux, comme le VTX, SVX, la partie intérieure du CTC, etc. Les effets de collisions multiples et de rayonnement de freinage d'une particule sont reproduits pendant tout le trajet de la particule jusqu'au calorimètre. Les paramètres de cette simulation des traces sont réglés finement par comparaison avec les données réelles. L'emplacement de l'interaction primaire est étalé selon une distribution gaussienne centrée en $z = 0$, avec $\sigma_z = 30$ cm. Les différents niveaux de déclenchements ne sont pas directement ajoutés dans QFL, ils doivent être intégrés de façon externe.

En résumé, le programme QFL, hormis sa capacité de générer rapidement une grande quantité d'événements dans un temps limité, présente une bonne simulation du détecteur CDF en particulier de la calorimétrie. Ces qualités ont déterminé le choix de ce programme, car l'essentiel de l'analyse se base sur la calorimétrie. De plus la création d'un grand nombre d'événements de masses différentes du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ a été essentielle pour couvrir le domaine de masse le plus large possible, au total 110 points de masse avec 10'000 événements chacun ont été nécessaires.

3.2 Isajet

ISAJET [75] est une simulation Monte–Carlo utilisée depuis plusieurs années à CDF pour simuler la production de paires $t\bar{t}$ (réactions 1.32 et1.33) aux énergies du Tevatron. ISAJET contient une simulation Monte–Carlo de la fragmentation des quarks et des gluons. Il ne contient pas l'élément de matrice exacte pour la radiation de gluons. Il est basé sur des calculs perturbatifs de QCD et des modèles phénoménologiques de la fragmentation de partons. Les processus de générations peuvent être séparés en quatre étapes distinctes :

- La première étape de simulation génère la diffusion entre partons, selon les sections efficaces calculées $\hat{\sigma}$ au premier ordre "leading order" dans la théorie des perturbations QCD, convoluées avec les fonctions de structure (équation 1.35).
- Les corrections radiatives de QCD sont ajoutées aux états finaux et initiaux et permettent la présence de partons additionnels.
- Les partons sont fragmentés en hadrons, en utilisant le modèle de fragmentation indépendante proposé par Field et Feynman [76]. Les hadrons avec un temps de vie inférieur à environ 10^{-12} sont ensuite désintégrés.
- Les gerbes émises par les partons spectateurs sont ajoutées. Leurs interactions sont simulées comme des processus de "minimum bias" à une énergie égale à l'énergie résiduelle.

Dans ce travail, les processus de production et de désintégration du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ sont simulés avec le générateur ISAJET version 6_43, puis les événements sont passés au travers de QFL qui permet de reproduire le comportement des particules, créées par ISAJET, dans le détecteur CDF.

Trois différentes simulations ont été considérées afin de pouvoir mettre en évidence un signal physique, ou de placer une limite dans le plan de masses (m_{top}, m_{Higgs}) du quark top et du Higgs chargé.

TYPE WW : Les deux quarks top sont forcés de se désintégrer chacun dans un boson W.

TYPE HW : Un quark top est forcé dans un Higgs chargé $H^{\pm}$, et l'autre dans un Boson W.

TYPE HH : Les quarks top sont forcés de se désintégrer chacun dans un Higgs chargé $H^{\pm}$.

Les différents taux de branchement relatifs : $t \to W^+b$, $t \to H^+b$, $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $H^+ \to c\bar{s}$ sont ensuite intégrés dans les calculs finaux.

3.3 Herwig

HERWIG [77, 78] est un générateur pour les interactions hadroniques de haute énergie, avec une attention toute particulière et détaillée pour les gerbes partoniques QCD. Il inclut la simulation de tous les processus de diffusion profonde de leptons, hadrons ou photons et de collisions hadron–hadron. Il utilise l'approche des gerbes de partons pour les radiations de gluons des états initiaux et finaux, incluant les effets de cohérence des couleurs et les corrélations azimutales dans et entre les gerbes.

Ce programme possède les spécificités suivantes :

- Simulation de tous les processus de diffusion profonde de leptons, hadrons ou photons, de collisions hadron–hadron.
- Cohérence des couleurs des partons (initiaux et finaux) lors de la création des gerbes de partons.
- Production de hadron de saveur lourde et désintégration en tenant compte des effets de cohérence QCD.
- Evolution des gerbes QCD avec interférence de gluons de basse énergie.
- Evolution des états initiaux des partons incluant des interférences.
- Corrélations azimutales dans et entre les gerbes.
- Corrélations azimutales dans et entre les gerbes à cause de la polarisation des gluons.
- Hadronisation de groupes de gerbes par le bias non–perturbatif de gluons.
- Un modèle similaire de formation de groupes pour des événements hadroniques sous–jacents de basse énergie.

Ces deux générateurs de processus physiques ont été utilisés avec succès dans un grand nombre d'analyses à CDF comme par exemple : la première mise en évidence du quark top [26], la découverte du quark top [27] et dans diverses études de production de paires de Boson $W^{\pm}$ [79].

Chapitre 4

Présélection et sélection des données

4.1 Signature du Higgs chargé $H^{\pm}$

Deux stratégies s'avèrent possibles dans la recherche du Higgs chargé $H^{\pm}$ dans le canal de désintégrations $t \to H^{+}b$ puis $H^{+} \to \tau^{+}\nu_{\tau}$. Le lepton τ, dernier maillon de la chaîne de processus du Higgs chargé $H^{\pm}$, peut se désintégrer soit leptoniquement, soit hadroniquement avec des taux de branchement relatifs de 36% et 64%.

Dans le premier cas, la signature expérimentale est donnée par deux leptons : électrons ou muons. Une telle analyse est entachée d'un faible bruit de fond, mais souffre d'un taux de production presque deux fois plus petit que celle de la voie hadronique. Cette dernière a déjà été complétée sur le Run IA à CDF et la limite obtenue sur les masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ est décrite dans les figures 1.11 et 1.12.

La voie hadronique de désintégration du lepton τ reste la deuxième voie intéressante d'analyse, car elle possède les avantages d'un taux de branchement plus élevé, une signature caractérisée par des gerbes de τ avec une ou trois traces chargées. En contrepartie, ce mode de désintégration peut être masqué par un important bruit de fond essentiellement dû aux processus QCD plus difficiles à comprendre et à modéliser.

Dans cette analyse, il n'est pas possible d'accéder aux petites valeurs de $\tan\beta < 10$. En d'autres termes, il faut considérer la région où la désintégration du top quark dans le Higgs chargé $H^{\pm}$ domine par rapport à la voie de désintégration dans le $W^{\pm}$, ainsi que la désintégration $H^{+} \to \tau^{+}\nu_{\tau}$. La description de la présélection et de la sélection des données se base sur une valeur infinie de $\tan\beta$. Le cas des valeurs intermédiaires de $\tan\beta > 10$ est aussi étudié en détail pour obtenir le résultat final (voir chapitre 7).

Un Higgs chargé $H^{\pm}$ produit une gerbe de forte énergie résultat de la désintégration du lepton τ. Le domaine de masse du Higgs chargé $H^{\pm}$ peut être considéré dans $\sim$ 120 GeV/c^2 . A cause de cette masse importante, le neutrino ν_{τ} et le τ bénéficient d'un large "boost" de Lorentz : chacun emporte en moyenne la moitié de l'énergie fournie par la désintégration du Higgs chargé $H^\pm$.

Lorsque le τ se désintègre hadroniquement, les particules sortantes $\pi^\pm$ et $K^\pm$ possèdent une grande impulsion. La conservation de la quantité de mouvement implique que ces particules soient produites dans un cône de faible angle par rapport à la direction du lepton τ qui contient une ou trois traces de forte impulsion dans la chambre CTC. Ces gerbes déposent leur énergie essentiellement dans la partie hadronique du calorimètre. Si la désintégration hadronique du τ s'accompagne de particules neutres γ et π°, une fraction de l'énergie totale se retrouve dans la partie électromagnétique du calorimètre. Si le τ choisit la voie leptonique de désintégration, un électron se caractérisera par une gerbe avec une large fraction de son énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre associé avec une trace isolée dans la chambre CTC de large quantité de mouvement. Le muon se détecte par une faible quantité d'énergie déposée dans le calorimètre associé avec une trace isolée de large quantité de mouvement reconstruite dans la chambre CTC et les chambres à muons.

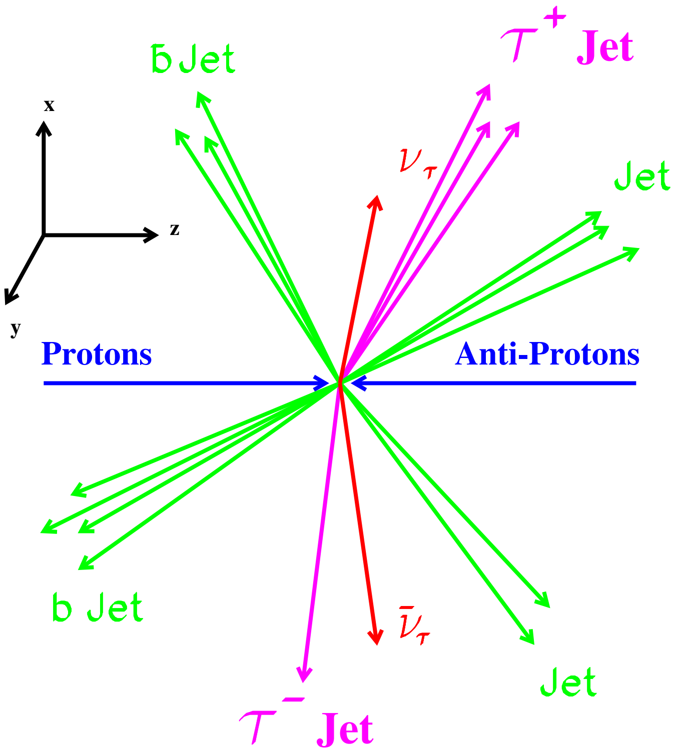


Figure 4.1: *Evénement typique* $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow H^+bH^-\bar{b} + X \rightarrow \tau^+\nu_\tau b\ \tau^-\bar{\nu}_\tau\bar{b} +$ gerbes.

L'étude de la voie hadronique nécessite une bonne résolution de la calorimétrie. La structure projective des tours du calorimètre est optimale pour ce type de recherche. L'algorithme JETCLU [84] reconstruit les gerbes produites dans le calorimètre dans un cône $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ qui peut être choisi comme $\Delta R = 0.7$ ou $\Delta R = 0.4$. Les gerbes étroites, issues d'un Higgs chargé $H^\pm$ et du τ qui se désintègre hadroniquement, imposent naturellement pour cette analyse le choix de $\Delta R = 0.4$.

Lors de ces processus, deux neutrinos sont produits, le premier lors de la désintégration du Higgs chargé $H^{\pm}$, et le deuxième à la désintégration hadronique du lepton τ. Par conservation de l'hélicité et du moment angulaire total, les deux neutrinos tendent à être produits dans la même direction. Comme les neutrinos ne sont pas détectés, il en résulte une grande énergie manquante dans l'événement.

Dans le cas où deux Higgs chargés sont produits, une deuxième gerbe ayant les mêmes caractéristiques sera détectable. Pour les petites valeurs de $\tan\beta$ la désintégration du quark top dans un W produit aussi des gerbes de grande énergie, mais contenant une proportion moins grande de leptons τ, et donc avec une énergie manquante plus faible.

La figure 4.1 montre de façon symbolique les produits de désintégration d'un Higgs chargé $H^{\pm}$ lors d'une interaction $p\bar{p} \to t\bar{t} + X \to H^{+}bH^{-}\bar{b} + X \to \tau^{+}\nu_{\tau}b\ \tau^{-}\bar{\nu}_{\tau}\bar{b} +$ gerbes.

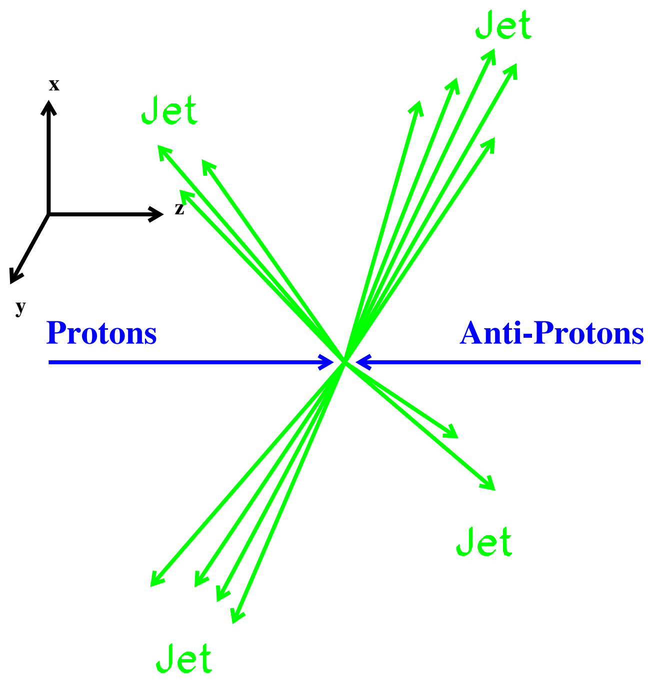


Figure 4.2: *Montre les gerbes produites dans le cas d'une interaction avec des processus QCD.*

Détecter un tel signal reste délicat, il implique des critères très sévères de rejet du bruit de fond qui est difficile à interpréter et à modéliser. Il faut compter en effet sur une large gamme de phénomènes QCD qui imitent la signature hadronique de la désintégration du lepton τ. Dans ces réactions, l'énergie manquante peut être due à une gerbe mal reconstruite dans le calorimètre ou perdue dans une des fissures du détecteur, zones entre les différentes parties du calorimètre. Ces processus QCD sont facilement reconnaissables, car ils tendent à produire les deux gerbes de plus grandes énergies dos à dos dans le plan transverse à la direction du faisceau. La figure 4.2 symbolise ce type de processus, où, par exemple, deux gerbes de particules chargées sont produites, quasiment dos à dos sans énergie manquante.

En résumé, la signature typique des Higgs chargés $H^{\pm}$, pour des valeurs de $\tan\beta > 50$, accompagnée par une désintégration hadronique du lepton τ se caractérise par :

- La production d'une gerbe de large énergie essentiellement mesurée dans la partie centrale hadronique du calorimètre, à laquelle sont associées une ou trois traces de grande quantité de mouvement.
- La présence d'une ou plusieurs autres gerbes également de grande énergie, principalement dans la partie centrale ou bouchon du calorimètre.
- Une large énergie manquante.

4.2 Présélection : un échantillon à gerbes multiples

Les données proviennent de "Exotic stream" du Run IA (1992–1993) qui contient les événements sélectionnés par les déclenchements dits exotiques. Ils rassemblent essentiellement les déclenchements de τ pour le lepton τ, et les déclenchements "MET triggers" du niveau 2 et 3 (voir section 2.7), de l'énergie manquante reconstruite [70, 80]. Au total, cet ensemble de données contient 2'191'965 événements pour une luminosité intégrée de 18.7±0.7 pb^{-1}, après retrait des mauvais "runs".

Le but de la présélection des données est de réduire l'ensemble des événements pour l'analyse et d'éliminer un maximum de bruits de fond dû aux processus QCD.

Cette présélection d'événements compose un échantillon de données appelé "échantillon à gerbes multiples". Elle est illustrée avec différents histrogrammes qui contiennent des événements générés par ISAJET, version 6_43, puis passés au travers de la simulation QFL du détecteur CDF. Dans ces simulations Monte–Carlo, les deux quarks $t\bar{t}$ se désintègrent tous deux dans un Higgs chargé $H^{\pm}$. Pour chaque figure, différents points de masse du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ sont représentés : (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2, et la flèche désigne l'emplacement de la coupure. Ces simulations ne sont pas normalisées à la luminosité intégrée totale. Le but est de montrer la forme des distributions des différents paramètres avant chacune des coupures.

La première coupure globale exige que la valeur absolue de la composante z du point d'interaction primaire de l'interaction $p\bar{p}$ soit comprise dans une zone de 60 cm de $z = 0$. Cette coupure est standard à CDF et garantit une interaction $p\bar{p}$ au centre du détecteur.

La coupure $\not{E}_T >$ 30 GeV élimine une partie des processus QCD de faible $\not{E}_T$. La figure 4.3 montre pour les simulations Monte–Carlo ISAJET et QFL cette énergie manquante $\not{E}_T$.

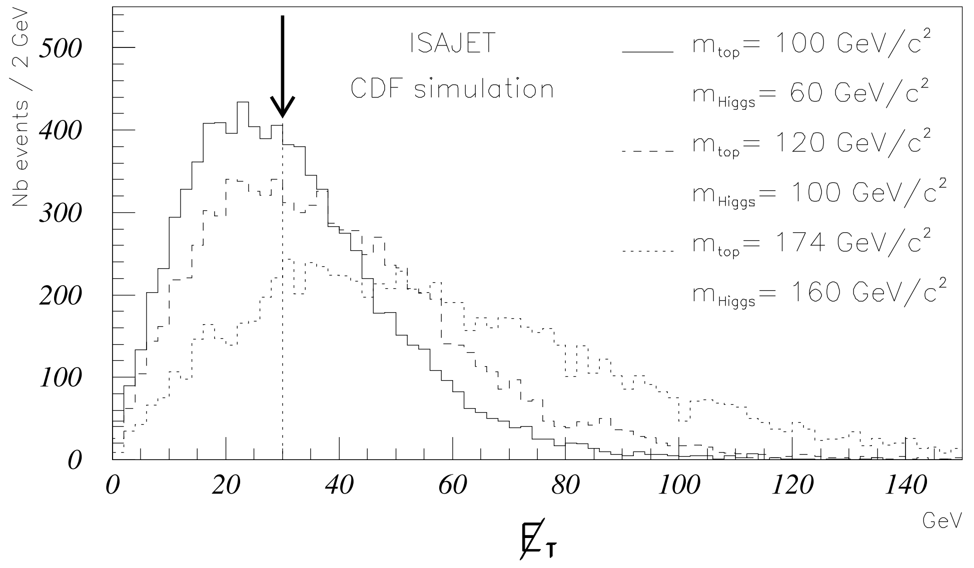


Figure 4.3: *Energie manquante $\not{E}_T$. Simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.*

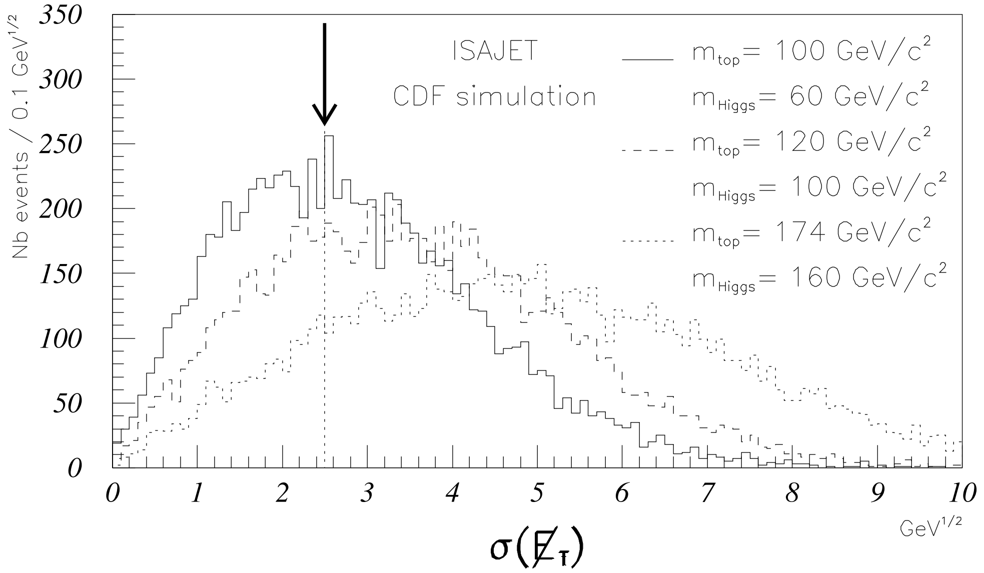


Figure 4.4: *Significance de l'énergie manquante $\sigma(\not{E}_T)$. Simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.*

La significance de l'énergie manquante, figure 4.4, se définit comme : $\sigma(\not{E}_T) = \not{E}_T/\sqrt{\Sigma|E_T|}$, le rapport de l'énergie manquante divisée par la racine carrée de la somme scalaire des énergies transverses de toutes les tours du calorimètre avec $| \eta | < 3.6$. Elle mesure pour chaque événement l'éloignement de l'énergie manquante E_T de zéro en déviations standard. Cette coupure est appliquée par analogie aux mesures de $B(W \to e\nu)$ [81, 82]

où une bonne identification des neutrinos était nécessaire.

La deuxième catégorie de coupures appelées topologiques se concentre plus sur la production des gerbes dans les processus du Higgs chargé $H^{\pm}$.

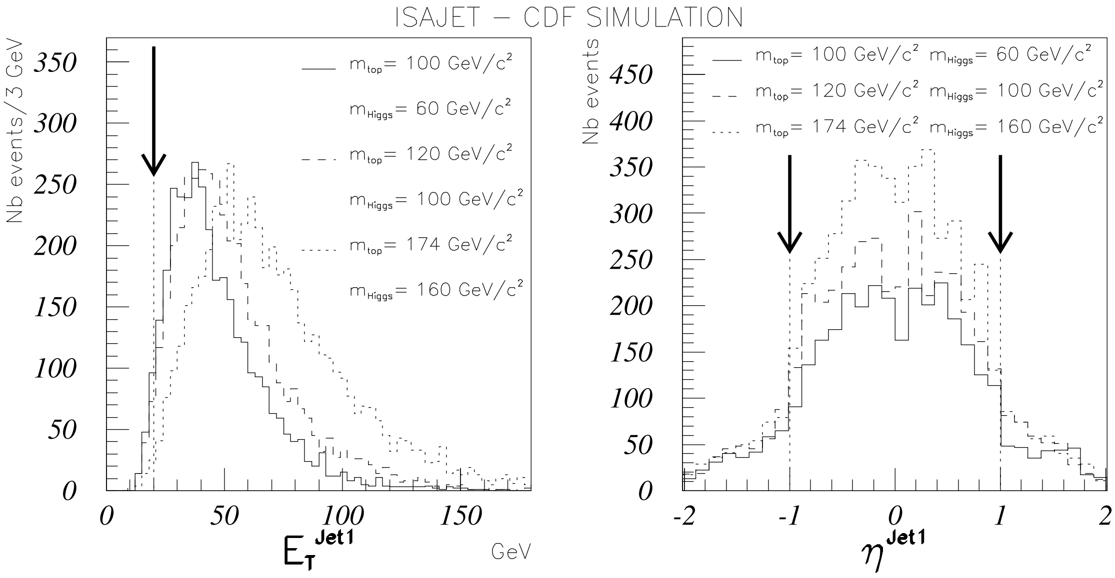


Figure 4.5: *E_T et η de la gerbe de plus large énergie transverse dans la région de $|\ \eta\ |\ < 2$, simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.*

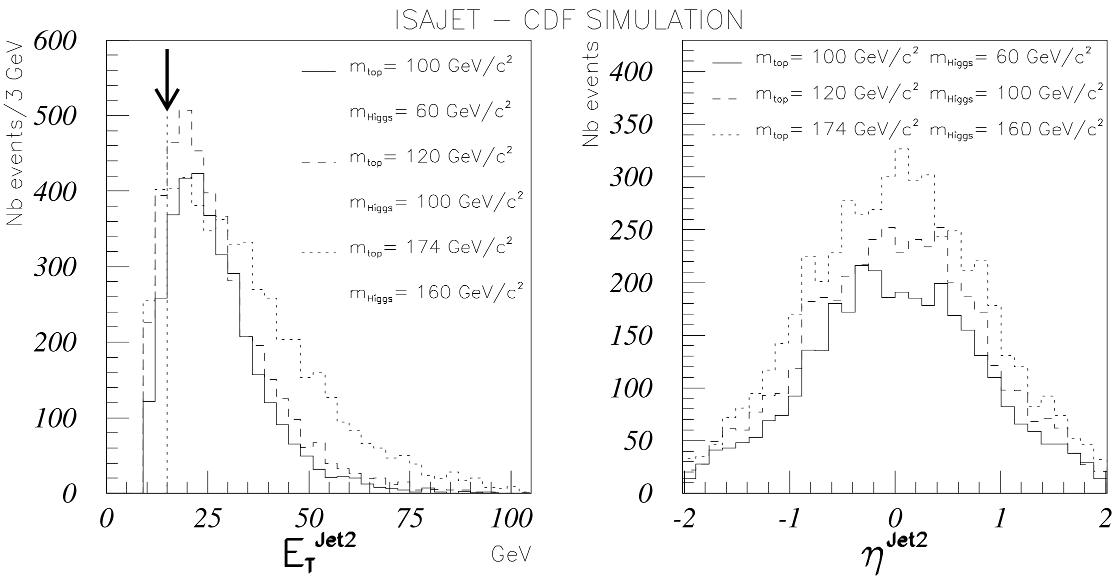


Figure 4.6: *E_T et η de la deuxième gerbe de plus large énergie transverse dans la région de $|\ \eta\ |\ < 2$, simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.*

Un événement doit posséder une gerbe d'énergie transverse $E_T >$ 20 GeV, située dans la partie centrale du calorimètre $\mid \eta_{jet} \mid \ < \ 1$, associée à une trace dont le p_T est plus grand que 1 GeV/c. Pour qu'une trace soit associée à la gerbe, elle doit être contenue dans un cône $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$ dont la base concorde avec la gerbe et la pointe à la zone de l'interaction. Les valeurs de η et ϕ correspondent au barycentre de la gerbe reconstruite pas l'algorithme JETCLU. Une trace est complètement acceptée si son interception avec l'axe z se situe à une distance de moins de 5 cm de la composante z du point d'interaction primaire. La trace avec le plus large p_T trouvée dans le cône est choisie et nommée "seed" trace. Si plusieurs gerbes satisfont ces critères, celle avec le plus large E_T est sélectionnée comme première gerbe. Les distributions de E_T et p_T de la gerbe de plus grande énergie transverse avec un $\mid \eta \mid \ < 2$ sont montrées dans la figure 4.5. Pour ces distributions aucune coupure n'est appliquée sur la quantité de mouvement p_T de la trace principale.

La présence d'une deuxième gerbe est exigée, avec une énergie transverse $E_T > \ 15$ GeV, produite dans la partie centrale ou bouchon du calorimètre, soit $\mid \eta_{jet} \mid \ < 2$. Comme précédemment, si plusieurs gerbes passent ce critère, celle avec le E_T le plus grand est choisie. La figure 4.6 montre les mêmes grandeurs que la figure 4.5, mais pour la gerbe avec la deuxième plus grande valeur d'énergie transverse E_T dans la zone $\mid \eta \mid \ < 2$.

En dernier lieu, l'angle α entre ces deux gerbes dans le plan ϕ doit être $\alpha \ < 140°$. Cette coupure rejette les événements de QCD dans lesquels les deux gerbes principales sont produites dos à dos dans le plan transverse. Les figures 4.7 et 4.8 montrent l'angle entre la première et la deuxième gerbe décrites par les coupures topologiques. La figure 4.7 représente les simulations Monte–Carlo ISAJET, pour les différents points de masses $(m_{top},\ m_{Higgs})$ = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2, et la figure 4.8 contient les données issues des déclenchements JET20, JET50 et JET70, pour ce type d'événements (voir section 5.2). Pour les événements simulés de $H^{\pm}$, la distribution de l'angle entre la première et la deuxième gerbe est uniforme. Par contre, dans les événements de QCD comme les événements sélectionnés par les déclenchements JET20, JET50 et JET70, ces deux gerbes tendent à être produites principalement dos à dos dans le plan ϕ transverse à l'axe du faisceau $p\bar{p}$. Il faut remarquer que les coupures sur l'énergie manquante $\not\!\!E_T$ et la significance de l'énergie manquante $\sigma(\not\!\!E_T)$ ne sont pas appliquées sur ces données de déclenchements JET20, JET50 et JET70, car seule la topologie des gerbes est intéressante.

De cette présélection restent 12'886 événements dont 7'109 sont responsables de l'un des déclenchements d'énergie manquante "MET_35", soit une énergie manquante reconstruite supérieure à 35 GeV au niveau 2 de déclenchements (voir section 2.7). Le choix de ces déclenchements permet de rejeter une large fraction de processus de bruits de fond QCD qui ne contiennent qu'une faible fraction d'énergie manquante $\not\!\!E_T$. De plus, comme expliqué dans la section 4.1, et démontré dans la figure 4.3, la justification du choix de ces déclenchements apparaît immédiatement. L'ensemble de ces événements composes l'échantillon final d'événements à gerbes multiples avec une large énergie manquante

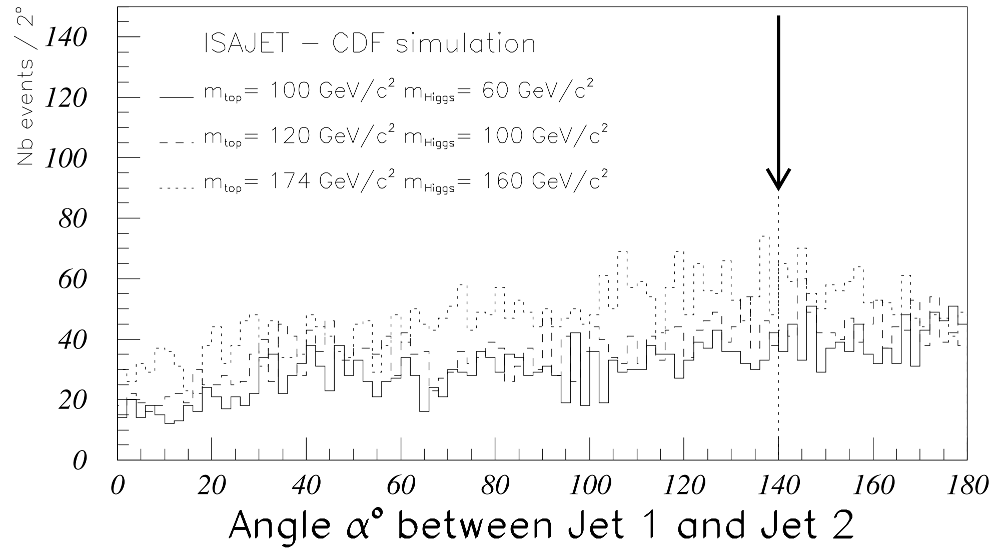


Figure 4.7: *Angle α entre les deux gerbes sélectionnées par les coupures topologiques appliquées sur les simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.*

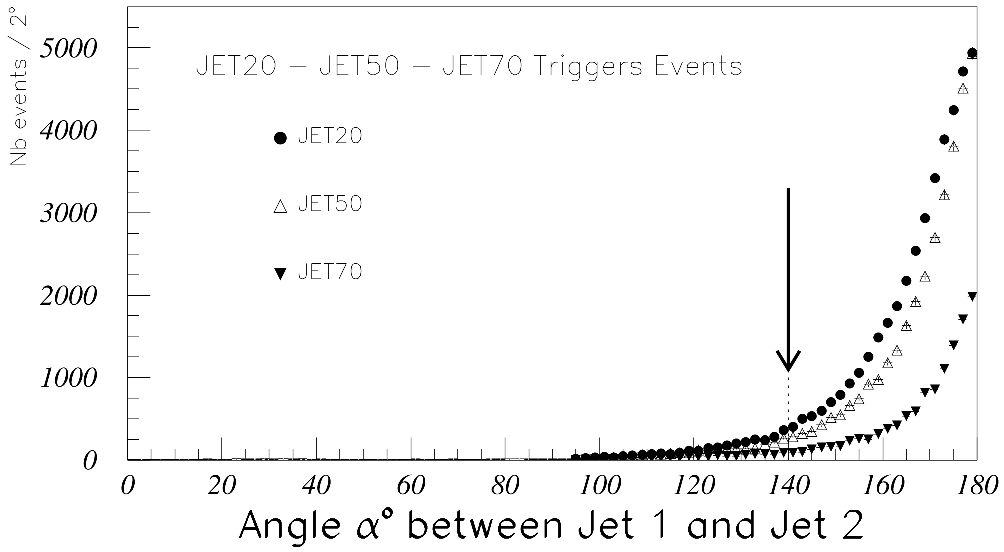


Figure 4.8: *Angle α entre les deux gerbes sélectionnées par les coupures topologiques appliquées sur les événements de déclenchements JET20, JET50, JET70.*

utilisée pour l'analyse du Higgs chargé $H^{\pm}$. Au total, plus de 20% des événements des simulations Monte–Carlo passent les coupures de la présélection des données. Afin de simuler les effets des déclenchements "MET_35" chacun des événements des simulations Monte–Carlo est pondéré en fonction de son énergie manquante $\not\!\!E_T$ par la valeur correspondante de la courbe d'efficacité des déclenchements "MET_35" (figure 2.10).

L'ensemble des coupures de la présélection est résumé dans l'énumération des coupures suivante :

Coupures globales :

- Composante z du point d'interaction : $|\,z\,| \; < \; 60$ cm
- Energie manquante : $\not\!\!E_T > \; 30$ GeV
- Significance de l'énergie manquante : $\sigma(\not\!\!E_T) > \; 2.5$ GeV$^{1/2}$
  où $\sigma(\not\!\!E_T) = \not\!\!E_T/\sqrt{\Sigma|E_T|}$.

Coupures Topologiques :

- Une 1ère gerbe est trouvée avec $E_T > \; 20$ GeV, $|\,\eta_{jet}\,| \; < \; 1$
  avec une "seed" trace de $p_T > \; 1$ GeV/c
  dans un cône de $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$ autour de la direction de la gerbe.
- Une 2^{e} gerbe est trouvée avec $E_T > \; 15$ GeV, $|\,\eta_{jet}\,| \; < \; 2$
- L'angle α entre les deux gerbes sélectionnées est : $\alpha \; < 140^{\circ}$ dans le plan ϕ

4.3 Description de la sélection des événements

L'étude des coupures, présentées dans cette section, se base sur la masse d'un quark top: $m_{top} = 120$ GeV/c^2 et d'un Higgs chargé : $m_{Higgs} = 100$ GeV/c^2, dans le cas où les deux quarks top se désintègrent dans un Higgs chargé $H^{\pm}$. La précédente analyse [44], illustrée par les figures 1.11, 1.12 guide le choix de ces points de masses situés juste au–dessus de cette limite. Toutefois, pour garder une sensibilité maximale du processus, ces coupures doivent être également déterminées en considérant un domaine de masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ aussi large que possible. Dans cette analyse, la gamme de masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ s'étend de $m_{top} = 100$ à 180 GeV/c^2 et $m_{Higgs} = 50$ à 160 GeV/c^2, cf section 3.

Ces critères de sélection sont classés selon trois catégories qui sont les coupures globales, topologiques et d'identification du τ.

Coupures globales :

- $\not\!\!E_T > \; 40$ GeV, énergie manquante non corrigée
- Significance de l'énergie manquante $\sigma(\not\!\!E_T) = \not\!\!E_T/\sqrt{\Sigma|E_T|} \; > 4$ GeV$^{1/2}$

Coupures topologiques :

- Une $1^{ère}$ gerbe a 30 GeV $< E_T <$ 500 GeV, $\mid \eta_{jet} \mid \; < \; 1$
  avec une trace principale de $p_T > \; 4$ GeV/c
  dans un cône $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.4$ autour de la direction de la gerbe.

- Une 2^e gerbe a 20 GeV $< E_T <$ 500 GeV, $\mid \eta_{jet} \mid \; < \; 2$
  avec une trace principale de $p_T > \; 1$ GeV/c
  dans un cône $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.4$ autour de la direction de la gerbe.

- $\alpha \; < 140°$ dans le plan ϕ
  où α est l'angle entre les deux gerbes sélectionnées.

Coupures d'identification du $\mathcal{T}$

- Coupure d'isolation : dans une gerbe aucune trace avec un $p_T > 1$ GeV/c n'est acceptée et ne doit être présente dans la région délimitée par deux cônes tridimensionnels de 10° et de 30°, définis autour de la direction initiale de la trace principale qui pointe dans la direction de la gerbe.

- La coupure f_{EM} est appliquée sur la gerbe τ. f_{EM} est définie comme la fraction électromagnétique de l'énergie dans le calorimètre, Σp_T est la somme scalaire des traces dans le cône tridimensionnel de 10° de la gerbe de τ , dont le $p_T > 1$ GeV/c, avec E_T l'énergie du jet.
  $1 - (\frac{10E_T}{\Sigma p_T} - 1)^{-1} \; > \; f_{EM} \; > \; 1 - (\frac{\beta E_T}{\Sigma p_T} - 1)^{-1}$

  - $\beta = 0.815$ if 30 GeV $\leq E_t <$ 45 GeV
  - $\beta = 0.995$ if 45 GeV $\leq E_t <$ 69 GeV
  - $\beta = 0.860$ if 69 GeV $\leq E_t$

- $\Sigma \; E_T >$ 100 GeV, la somme des énergies transverses mesurées dans le calorimètre.

- Multiplicité de particules chargées de 1 ou 3 dans la gerbe de τ.

La table 4.1 rassemble l'ensemble des coupures avec leur effet successif, et leur efficacité relative successive (coupure actuelle avec la précédente). La colonne "événements restants" contient les données de l'échantillon à gerbes multiples, et celle des "efficacités relatives" sont les résultats des simulations Monte–Carlo de type HH pour m_{top} = 120 GeV/c^2, m_{Higgs} = 100 GeV/c^2. Chaque événement des simulations Monte–Carlo, en fonction de son énergie manquante reconstruite, est pondéré par la mesure de l'efficacité des déclenchements MET_35.

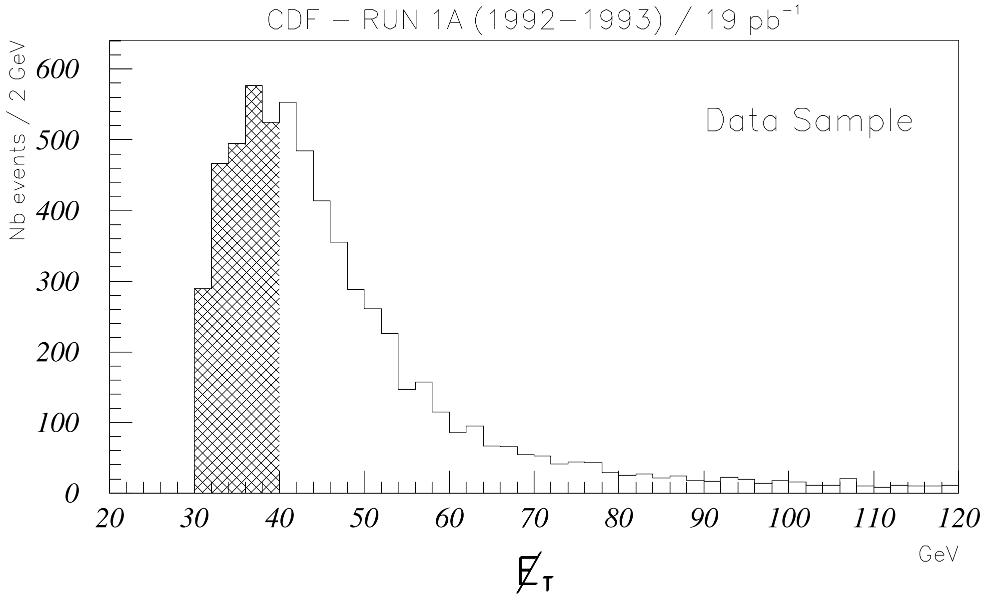
Coupure	**Evénements restants données**	**Efficacité relative Monte–carlo**
Sélection initiale	7109	22.2±0.4%
$\not\!\!E_T$> 40 GeV	4766	85.8±0.8%
Jet 1 E_T > 30 GeV	2579	83.5±0.8%
Jet 2 E_T > 20 GeV	1601	81.6±1.0%
Angle azimutal entre les gerbes	1579	$100.0^{+0.0}_{-0.1}$%
$\sigma(\not\!\!E_T)$> 4 GeV$^{1/2}$	659	79.7±1.1%
Isolation	193	48.9±1.6%
Electron/jet rejet	104	93.4±1.1%
Δz vertex	81	$100.0^{+0.0}_{-0.2}$%
$\Sigma\lvert E_T\rvert$ > 100 GeV	74	93.3±1.2%
Multiplicité de charges	19	88.6±1.5%
Efficacité totale	-	3.9±0.2%

Tableau 4.1: *Pour chaque coupure, nombre d'événements sélectionnés dans l'échantillon de données et efficacités relatives successives pour des événements de simulations Monte–Carlo de type HH avec m_{top} = 120 GeV/c^2 et m_{Higgs} = 100 GeV/c^2.*

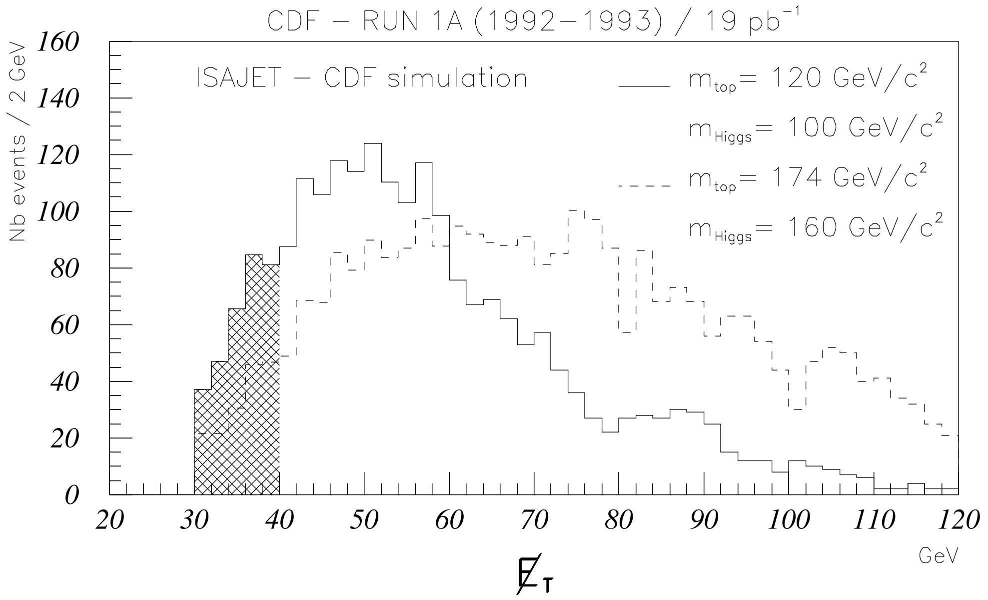
Dans la discussion qui suit, les coupures sont expliquées en détail. Elles se concentrent tout d'abord sur les simulations Monte–Carlo où $t\bar{t}$ se désintègrent chacun dans un Higgs chargé $H^{\pm}$, en d'autres termes pour de larges valeurs de la $\tan\beta$, où la voie du τ est dominante. Le cas des faibles $\tan\beta$ sera traité dans la deuxième partie de cette discussion où seront expliquées en détail les implications sur le résultat final.

La chaîne de désintégration du Higgs chargé $H^{\pm}$, comme mentionné dans la section 4.1, donne naissance à deux neutrinos. Par conservation du moment angulaire total, ces deux neutrinos tendent à être créés dans la même direction. Il en résulte une large énergie manquante $\not\!\!E_T$ rescontruite dans le détecteur. Le choix des déclenchements "MET_35" d'énergie manquante s'impose donc directement. Les figures 4.9(a) et 4.9(b) montrent l'énergie manquante $\not\!\!E_T$ pour les simulations Monte–Carlo, les données de l'échantillon à gerbes multiples, et la coupure $\not\!\!E_T$ > 40 GeV/c^2 sur l'énergie manquante, symbolisée par la zone hachurée.

Afin de simuler les effets de l'ensemble des déclenchements d'énergie manquante MET_35 du niveau 2 sur les simulations Monte–Carlo, chaque événement est pondéré en fonction de son $\not\!\!E_T$ par la valeur correspondante de la courbe d'efficacité des déclenchements "MET_35". Ces corrections sont présentes dans toutes les figures des simulations Monte–

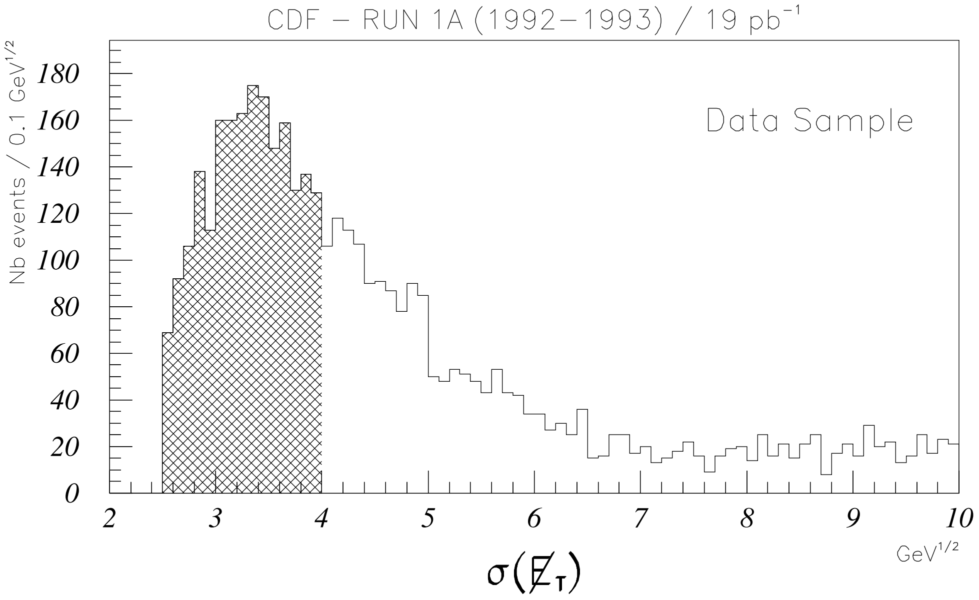


(a) *Echantillon à jets multiples.*

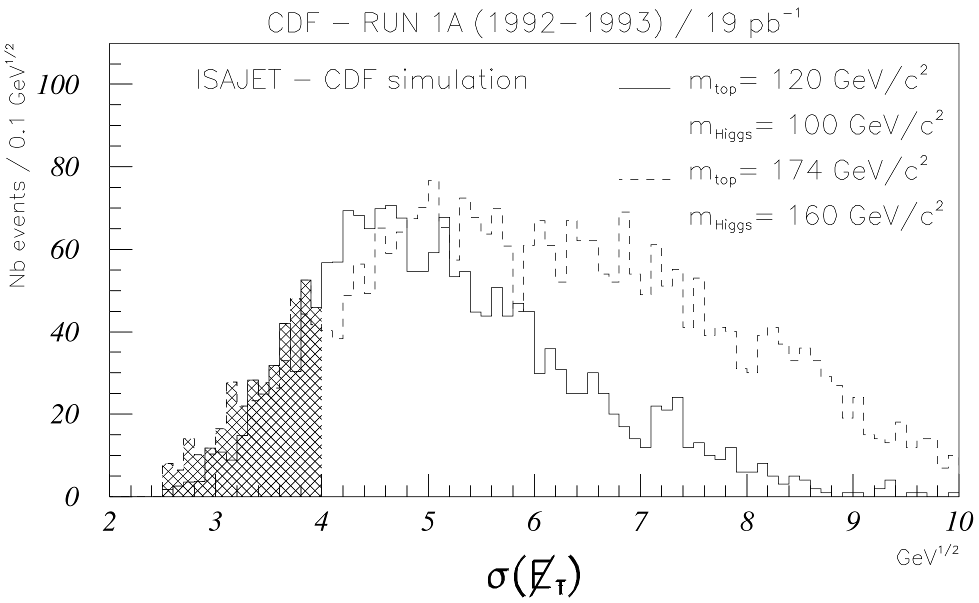


(b) *Simulations Monte–Carlo,* $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ *et* $(174, 160)$ GeV/c^2

Figure 4.9: *Energie manquante* $\not\!\!E_T$ *pour les données expérimentales et les simulations Monte–Carlo ISAJET.*



(a) *Echantillon à jets multiples.*



(b) *Simulations Monte–Carlo,* $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ *et* $(174, 160)$ GeV/c^2

Figure 4.10: *Energie manquante "significance" $\sigma(\not\!\!E_T)$ pour les données expérimentales et les simulations Monte–Carlo ISAJET.*

Carlo de ce paragraphe. D'autre part, ces données ne sont pas normalisées à la luminosité intégrée totale. Le but principal est de montrer la forme de distribution des grandeurs considérées, avant chacune des coupures. Les zones hachurées des histogrammes, pour les données de l'échantillon et les simulations Monte–Carlo, marquent l'emplacement de la coupure et montrent les événements rejetés. Les coupures de la présélection de données de l'échantillon à gerbes multiples sont déjà appliquées dans la figure 4.9(b). Finalement, chaque distribution qui démontre les effets d'une coupure, données de l'échantillon à gerbes multiples et simulations Monte–Carlo, contient les précédentes. L'ensemble des histogrammes des simulations Monte–Carlo est présenté pour deux masses différentes du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$, $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ et $(174, 160)$ GeV/c^2.

L'énergie manquante $\not\!\!E_T$ n'est pas corrigée pour tenir compte de la présence de muons dans un événement. Si un événement de Higgs chargé $H^{\pm}$ contient un muon, ce dernier produira une gerbe de faible amplitude dans le calorimètre. Ce type de processus est rejeté par les coupures globales et topologiques décrites plus loin dans cette section.

La deuxième coupure s'applique sur $\sigma(\not\!\!E_T)$ qui doit être supérieure à 4 GeV/c$^{1/2}$. Comme le montre très clairement la figure 4.10, les processus de Higgs chargé produisent une large énergie manquante "significance", résultat d'un grand nombre de gerbes énergétiques, et une large énergie manquante $\not\!\!E_T$. Les données de l'échantillon à gerbes multiples sont montrées dans la figure 4.10(a), tandis que les simulations Monte–Carlo sont représentées dans la figure 4.10(b). La zone hachurée montre l'emplacement de la coupure sur l'énergie manquante $\sigma(\not\!\!E_T) > 4$ GeV/c$^{1/2}$.

L'ensemble des coupures appliquées sur les gerbes est regroupé sous le terme générique de coupures topologiques. Elles sont au nombre de trois et sélectionnent deux gerbes produites dans la zone centrale de la calorimétrie associées avec des traces de particules chargées de large quantité de mouvement.

Le Higgs chargé $H^{\pm}$ et le quark b, résultat de la désintégration du quark top, se partagent l'énergie totale de ce dernier. En raison de sa grande masse, le Higgs chargé $H^{\pm}$ en emporte la majeure partie, et laisse une faible fraction pour le quark b. Il en découle un large "boost" de Lorentz pour les produits de désintégration du Higgs chargé $H^{\pm}$ dont le lepton τ qui produit une gerbe de large E_T dans le calorimètre associée avec une ou trois traces isolées de grande quantité de mouvement. Dans cette optique, la gerbe de plus grande énergie transverse $E_T > 30$ GeV est recherchée dans la partie centrale de la calorimétrie $\mid \eta \mid\ < 1$, associée à une trace principale de $p_T > 4$ GeV/c, dont la direction initiale pointe dans la direction de la gerbe dans un cône de $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.4$. Comme dans la présélection, l'interception de la trace principale avec l'axe z doit se trouver dans une zone de moins de 5 cm de la composante z du point d'interaction primaire.

Les caractéristiques recherchées de la deuxième gerbe sont moins restrictives. Un signal de Higgs chargé $H^{\pm}$ doit produire en tout cas deux gerbes. La deuxième, pour de larges

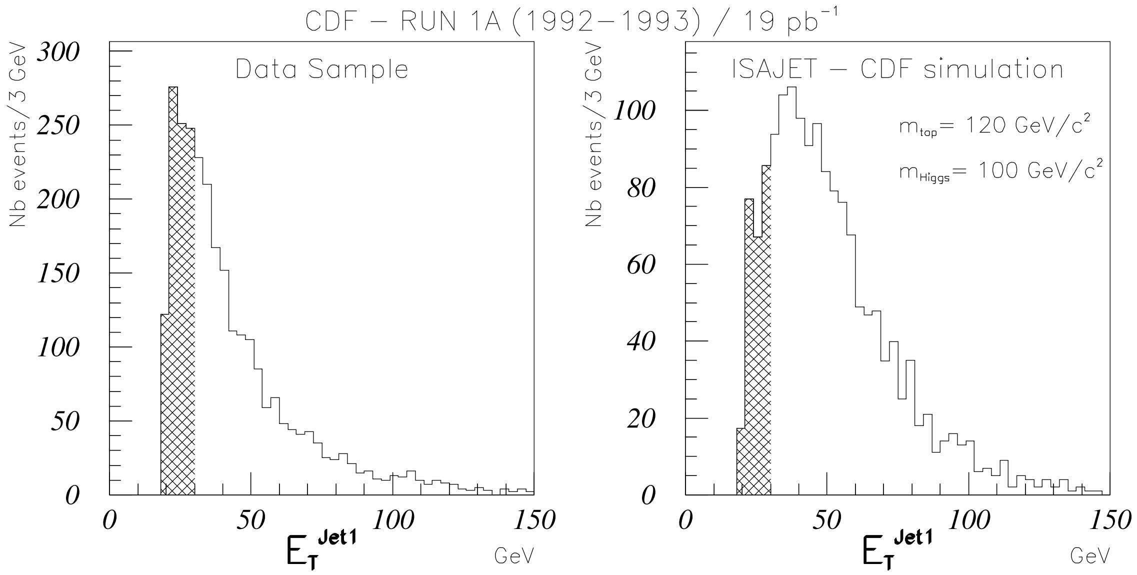


Figure 4.11: *Energie transverse E_T première gerbe, échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET,* $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2.

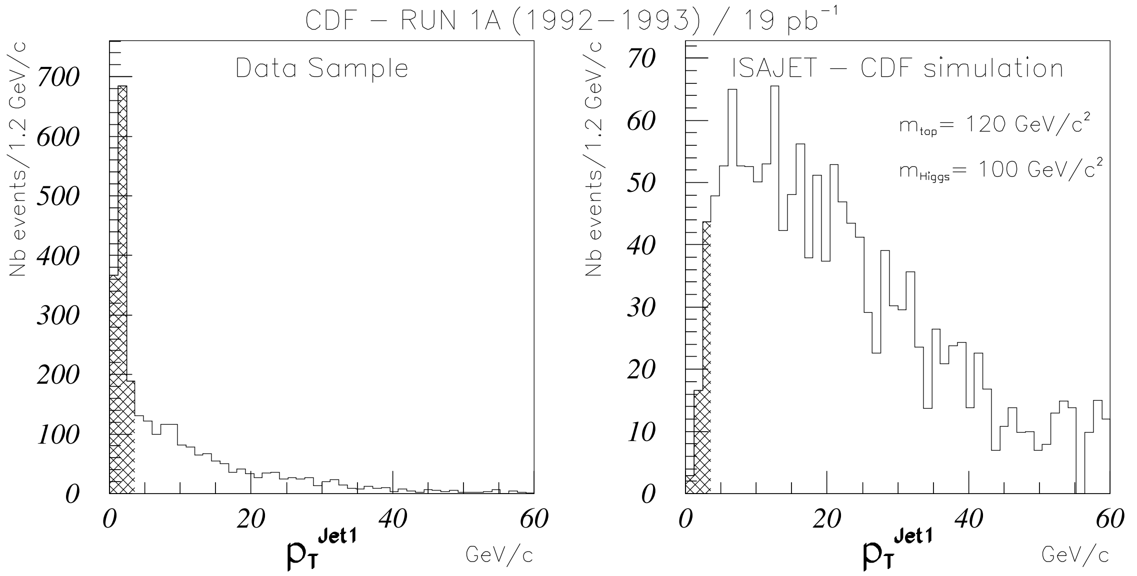


Figure 4.12: *Quantité de mouvement transverse p_T de la trace principale de la première gerbe, échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET,* $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2.

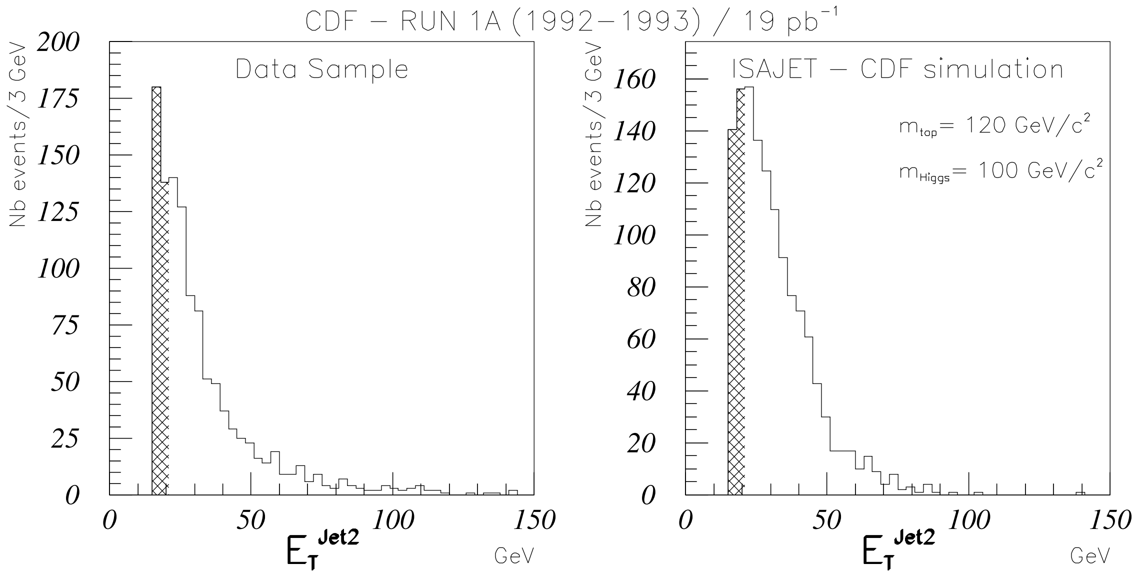


Figure 4.13: *Energie transverse E_T deuxième gerbe, échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET, $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2.*

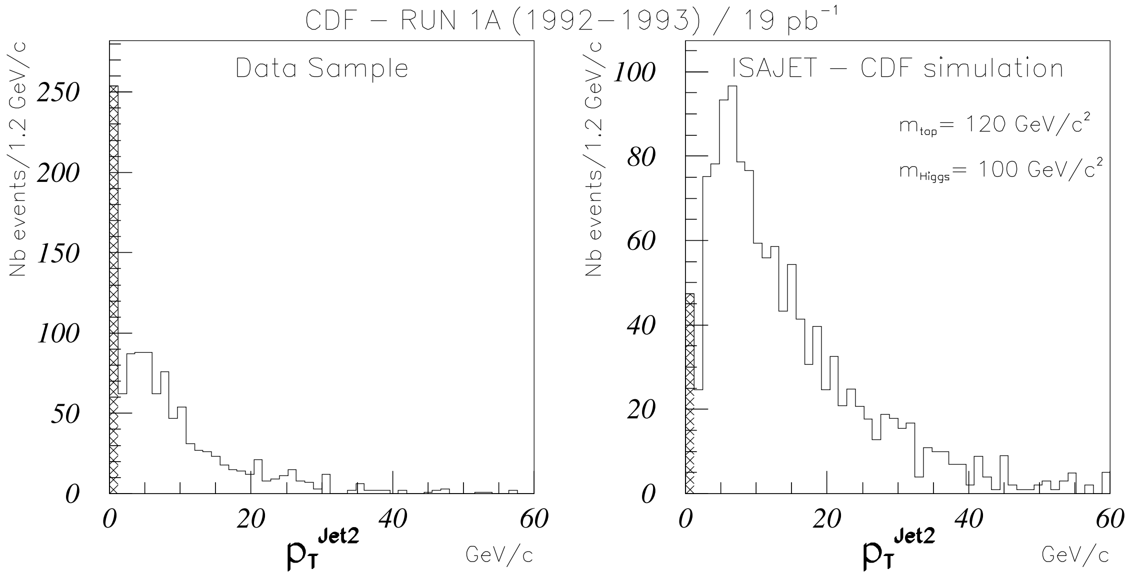


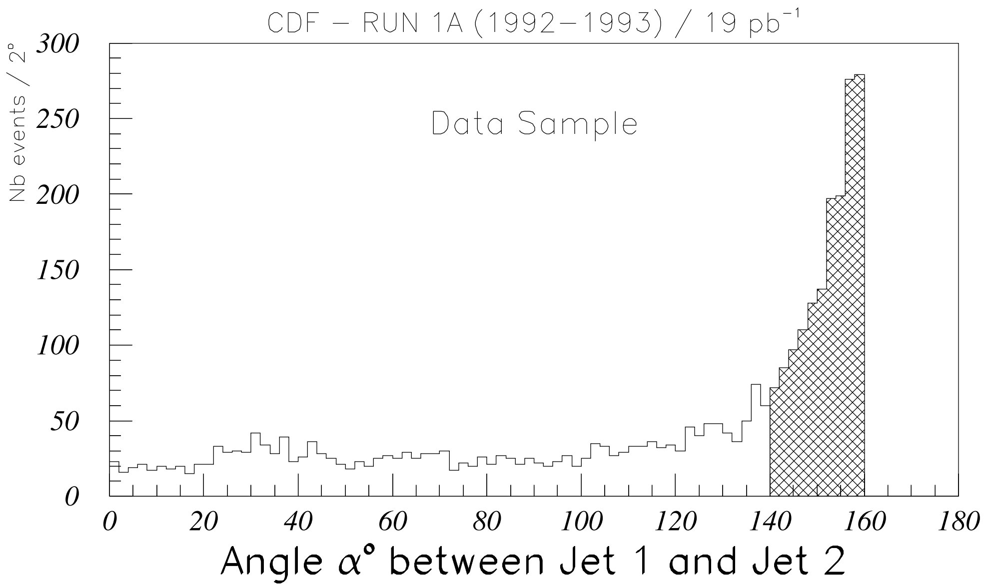
Figure 4.14: *Quantité de mouvement transverse p_T de la trace principale de la deuxième gerbe, échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET, $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2.*

valeurs de $\tan\beta$, peut contenir le deuxième lepton τ issu du deuxième Higgs chargé $H^\pm$ ou une gerbe d'hadrons issus de la recombinaison du quark b, voire une simple gerbe d'hadrons. Dans le cas de petites valeurs de $\tan\beta$, cette deuxième gerbe peut contenir les produits de désintégration du W. Ce dernier type d'événement est rejeté à cause de la forte coupure sur l'énergie manquante. L'énergie transverse de la deuxième gerbe est exigée $E_T > 20$ GeV, dans la région $\mid \eta \mid \; < 2$, avec une trace principale de $p_T > 1$ GeV/c. La recherche de cette trace est similaire à la méthode utilisée pour la première gerbe. Une coupure à $p_T > 1$ GeV/c assure des traces de bonne qualité.

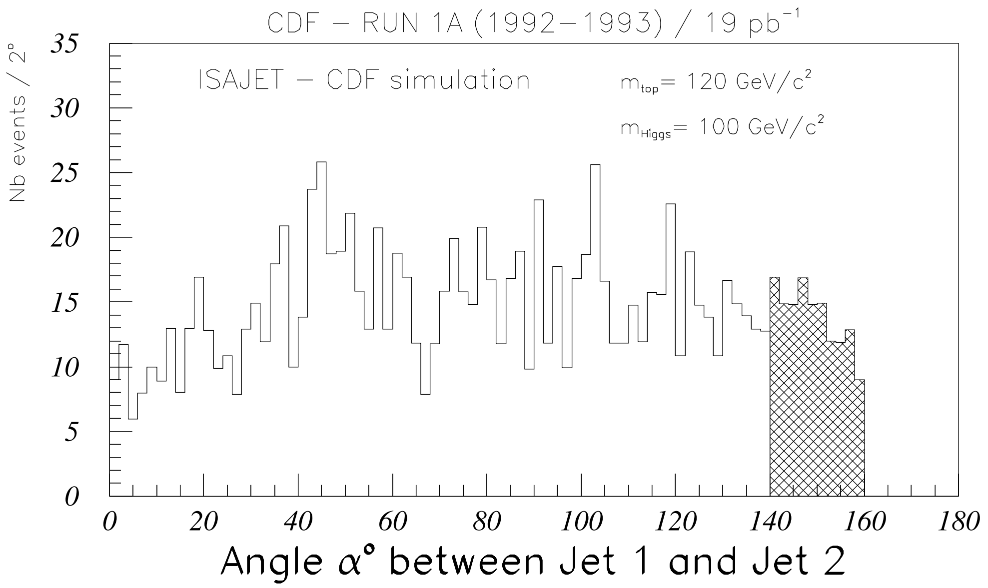
Une limite supérieure à 500 GeV a été placée pour les deux gerbes sélectionnées. Elle rejette les événements dans lesquels certaines tours deviennent sporadiquement bruyantes. La distribution de E_T de la première gerbe et le p_T de la trace principale associée sont montrées dans les figures 4.11, 4.12 et pour la deuxième gerbe dans les figures 4.13 et 4.14.

Comme les définitions des deux gerbes ont changé, la coupure sur $\alpha < 140°$ est maintenue, avec α l'angle entre les deux gerbes dans le plan ϕ (dans l'échantillon de gerbes multiples, le E_T de la première gerbe et le p_T de la trace principale associée à cette gerbe sont choisis avec de plus petites valeurs). De façon similaire pour la deuxième gerbe aucune trace principale n'est exigée. Comme déjà expliqué dans la section précédente, cette coupure permet de rejeter une large fraction de bruits de fond créés par des processus QCD, dans lesquels la majeure partie des deux gerbes de plus haute énergie sont produites dos à dos dans le plan ϕ. Cet effet apparaît clairement dans la figure 4.8, événements issus de déclenchements JET20, JET50, JET70. Les données de l'échantillon à gerbes multiples, figure 4.15(a), possèdent clairement un comportement similaire. Il faut noter que cette distribution a une première coupure à $\alpha < 160°$. Elle est le résultat d'une présélection antérieure de données [83] à celle décrite dans la section 4.2. Dans cette figure, seule la coupure sur l'angle a été relâchée. Le but est de montrer la similitude de cette distribution avec celle de la figure 4.8. Au contraire, les simulations Monte–Carlo montrent une répartition uniforme de cet angle α comme dans la figure 4.15(b).

Les dernières coupures sont spécifiques à l'identification de la gerbe produite par le lepton τ. La toute première porte le nom de "coupure d'isolation". Elle s'applique tout d'abord sur la première gerbe trouvée par les coupures topologiques. Deux cônes tridimensionnels de 10° et 30° sont définis autour de la direction initiale de la trace principale. Les traces sont considérées comme contenues et dénombrées dans un de ces deux cônes si elles pointent dans la direction de la gerbe, si leur quantité de mouvement $p_T > 1$ GeV/c, si leur interception avec l'axe z se trouve à une distance de moins de 5 cm de celui de la trace principale. Appliquer la coupure d'isolation signifie qu'aucune trace n'est comptée selon cette méthode dans la région qui sépare le cône de 10° et 30°. Si la première gerbe ne passe pas cette sélection, elle est alors appliquée sur la deuxième gerbe, qui doit aussi vérifier les coupures appliquées sur E_T, p_T de la trace principale, et η de la première gerbe.



(a) *Echantillon à gerbes multiples.*



(b) *Simulations Monte–Carlo,* $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ *et* $(174, 160)$ GeV/c^2

Figure 4.15: *Angle entre la gerbe 1 et la gerbe 2 les données de l'échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET.*

Cette dernière technique permet d'augmenter l'acceptance du signal de Higgs chargé $H^{\pm}$. L'efficacité relative de la coupure est augmentée de 10 à 15 %, suivant les masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ considérées. La gerbe qui passe alors ce critère est appelée la gerbe de τ. Il est ainsi possible d'obtenir une efficacité relative qui oscille entre 35 % à 60 % suivant le point de masses considéré dans les simulations Monte–Carlo, voir table 4.5.

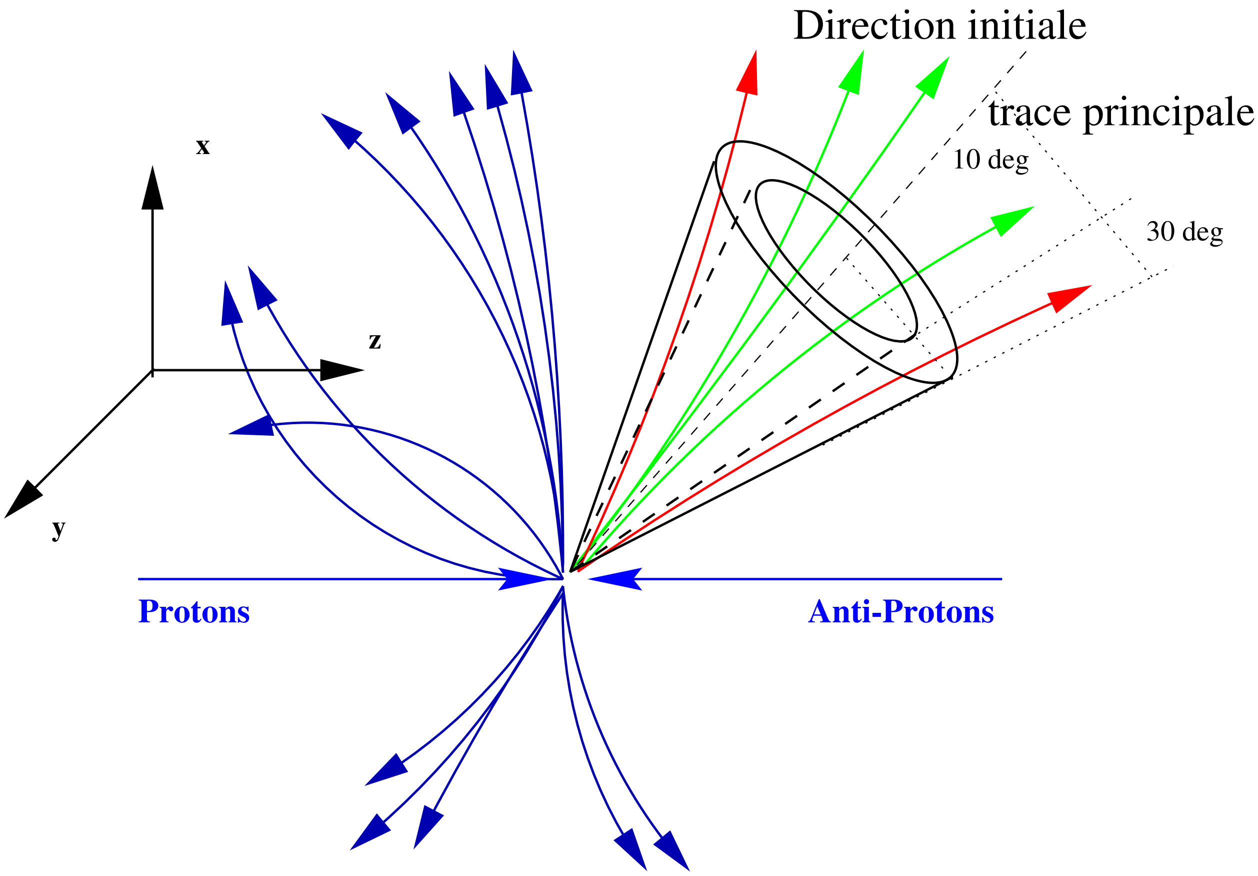
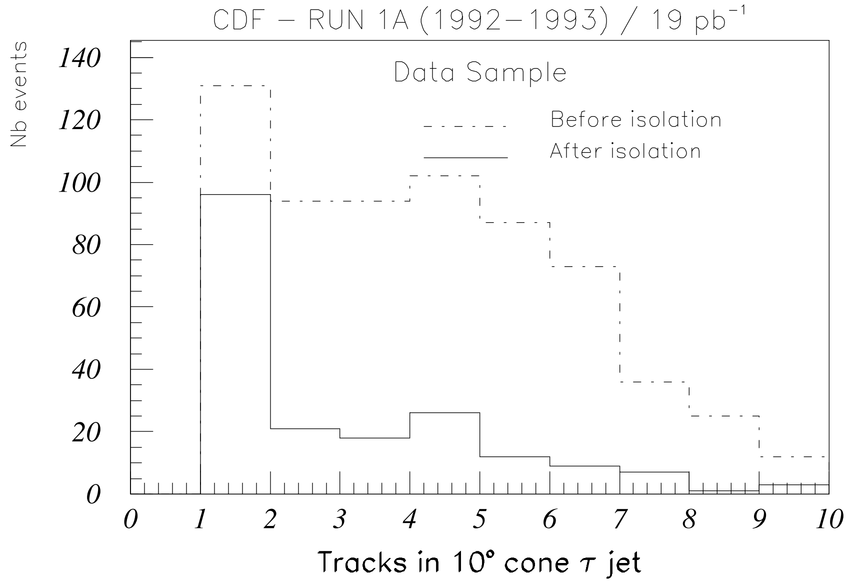


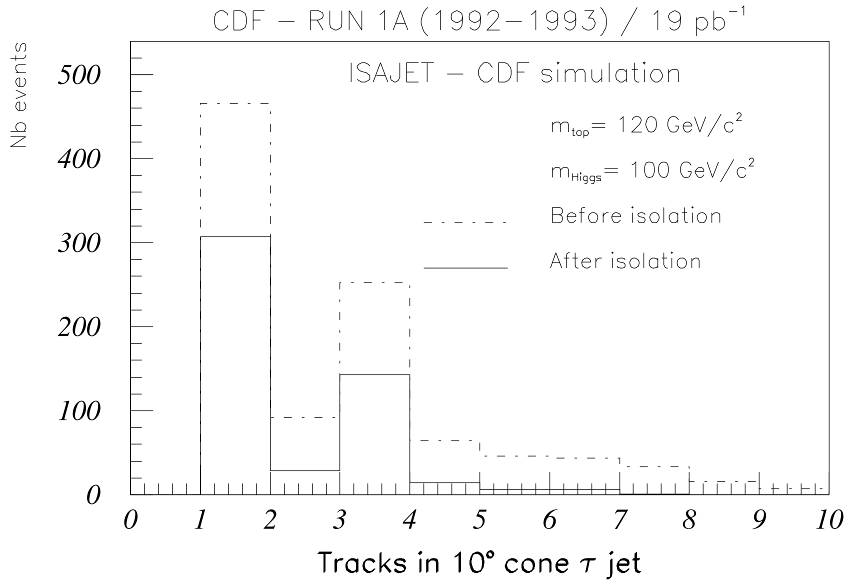
Figure 4.16: *Représentation symbolique de la coupure d'isolation.*

La figure 4.16 symbolise cette coupure, sur ce dessin on discerne la trace principale autour de laquelle sont définis ces deux cônes de 10° et 30°, et les différentes traces dénombrées.

Les figures 4.17(a) et 4.17(b) montrent le nombre de traces comptées dans le cône de 10° de la première gerbe pour l'échantillon à gerbes multiples, et, pour les simulations Monte–Carlo, m_{top} = 120 GeV/c^2, et m_{Higgs} = 100 GeV/c^2 avant la coupure d'isolation, histogrammes en lignes pointillées. Ces mêmes figures montrent la même grandeur, ligne pleine, mais après la coupure d'isolation, la gerbe sélectionnée devient la gerbe de τ. L'excès d'événements à une trace dans le cône de 10° des données de l'échantillon est dû aux électrons essentiellement issus du processus $W^+ \to e^+\nu_e$. Jusqu'à présent aucune coupure n'a été appliquée pour rejeter les gerbes qui contiennent un électron isolé. Les simulations Monte–Carlo montrent un clair excès de une et trois traces associées à la pro–



(a) *Echantillon à gerbes multiples.*



(b) *Simulations Monte–Carlo,* $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)\ \ GeV/c^2$.

Figure 4.17: *Coupure d'isolation pour les données de l'échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET.*

duction du Higgs chargé $H^{\pm}$. La deuxième coupure d'identification d'une gerbe hadronique produite par un lepton τ s'applique sur la fraction d'énergie électromagnétique déposées dans les calorimètres. La grandeur f_{EM} se définit comme le rapport de l'énergie électroma–gnétique par l'énergie totale d'une gerbe reconstruite dans le calorimètre. La valeur de f_{EM} doit tout d'abord vérifier l'équation (4.1) qui rejette les électrons [84, 85], où E_T est l'énergie transverse de la gerbe, $\Sigma\ p_T$ la somme scalaire des quantités de mouvement p_T comptées dans le cône de 10° de la gerbe de τ. Les figures 4.18(a) et 4.18(b) représentent la valeur de f_{EM} en fonction de $E_T/\Sigma\ p_T$ et la fonction $1-(10E_T/\Sigma p_T-1)^{-1}$ en ligne pleine. Les électrons apparaissent clairement groupés dans le coin supérieur gauche des histogrammes. En effet, les gerbes issues d'un lepton τ dans cette région du graphique contiennent, d'après les critères de sélections topologiques, une large énergie transverse E_T dont la majeure partie est déposée dans le calorimètre électromagnétique, $f_{EM} \cong 1$, associée à une trace isolée, $p_T \cong E_T$ qui implique un rapport de $E_T/\Sigma\ p_T$ et f_{EM} proche de l'unité.

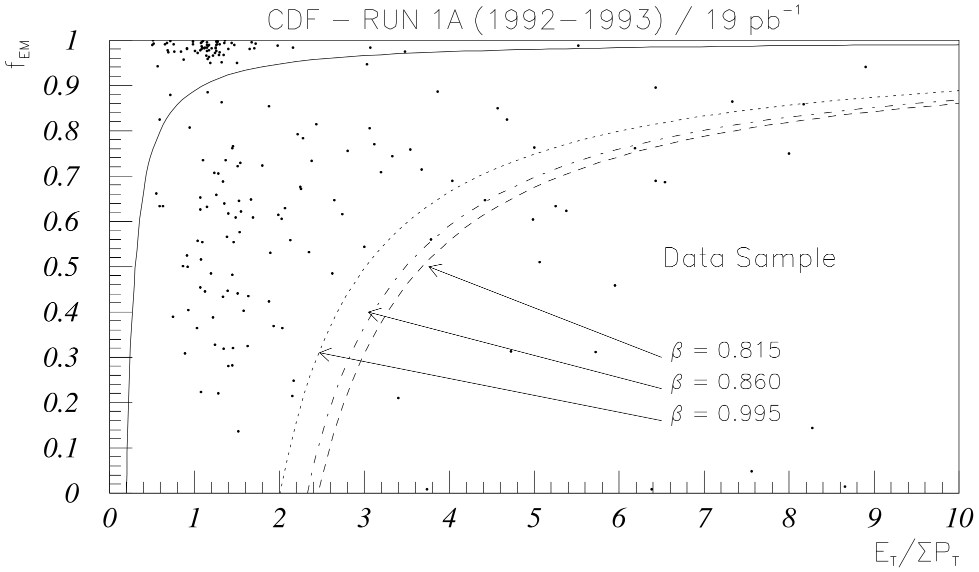
$$1-(10E_T/\Sigma p_T-1)^{-1} \;>\; f_{EM} \tag{4.1}$$

La deuxième partie de la coupure rejette une bonne partie du bruit issu des processus QCD. La valeur f_{EM} de la gerbe τ doit satisfaire la relation (4.2). La valeur du paramètre β est définie dans (4.3) comme fonction de l'énergie transverse de la gerbe E_T. Elle correspond aux trois régions des événements de déclenchements JET20, JET50, JET70 qui sont également utilisés pour l'estimation du bruit de fond des processus QCD, voir section 5.2.

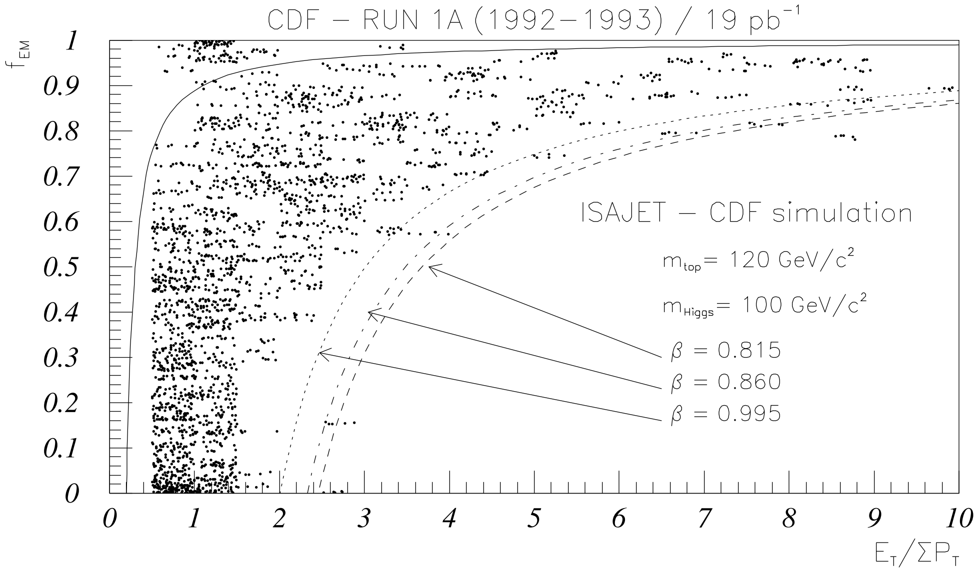
$$1-(\beta E_T/\Sigma p_T-1)^{-1} \;<\; f_{EM} \tag{4.2}$$

$$\begin{aligned} \beta &= 0.815 \quad \text{si} \quad 30\text{GeV} \leq E_t < 45\text{GeV} \\ \beta &= 0.995 \quad \text{si} \quad 45\text{GeV} \leq E_t < 69\text{GeV} \\ \beta &= 0.860 \quad \text{si} \quad 69\text{GeV} \leq E_t \end{aligned} \tag{4.3}$$

Lors de la désintégration hadronique du lepton τ, le rapport de $E_T/\Sigma\ p_T$ doit être égal à une valeur de f_{EM} nulle, si aucune particule neutre π° ou γ n'est émise, et si le calorimètre est considéré idéal, un système dans lequel il n'y aurait aucun dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique, lors du passage de hadrons. Si une particule ou plusieurs comme le π°, et le γ sont émises durant la désintégration du lepton τ, alors le rapport de $E_T/\Sigma\ p_T$ n'est plus égal à l'unité. Ces particules créent un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre, d'une valeur de f_{EM} non nulle. En moyenne, les leptons τ vont se distribuer en dessous de la courbe définie pour les électrons $1-(10E_T/\Sigma p_T-1)^{-1}$, et au–dessus de la courbe $1-(\beta E_T/\Sigma p_T-1)^{-1}$ utilisée pour rejeter les processus QCD. Les figures 4.18(a) et 4.18(b) montrent, pour les simulations Monte–Carlo $m_{top} = 120$ GeV/c^2, et $m_{Higgs} = 100$ GeV/c^2 et les données de l'échantillon à gerbes multiples, l'équa–



(a) *Echantillon à jets multiples.*



(b) *Simulations Monte–Carlo,* $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2

Figure 4.18: *Coupure* f_{EM} *pour les données de l'échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET*

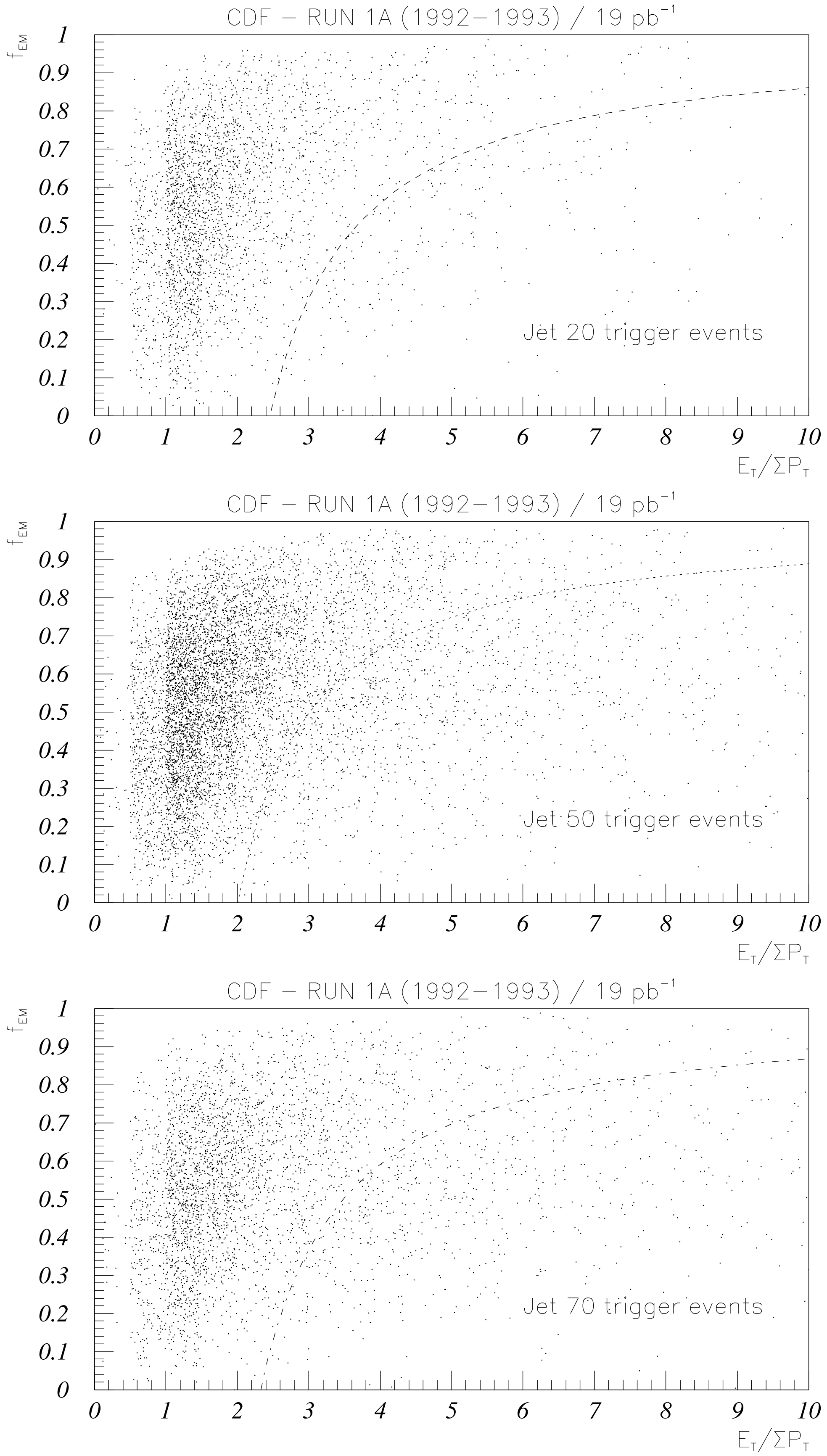


Figure 4.19: *Coupure f_{EM} pour des événements de déclenchements JET20, JET50, JET70.*

tion $1 - (\beta E_T / \Sigma p_T - 1)^{-1}$ pour les différentes valeurs prises par le paramètre β.

Les figures 4.19 présentent du haut vers le bas, pour les mêmes paramètres, les événements de déclenchements JET20, JET50, et JET70. Ces divers histogrammes montrent clairement qu'il existe une zone de grandes valeurs de $E_T/\Sigma\, p_T$ et de faibles f_{EM} peuplée seulement par les processus QCD. Dans ces figures, les coupures topologiques qui définissent la première gerbe, ainsi que la relation 4.1 ont été appliquées à toutes les gerbes des événements de déclenchements JET20, JET50, et JET70. La méthode est explicitement décrite dans la section 5.2.

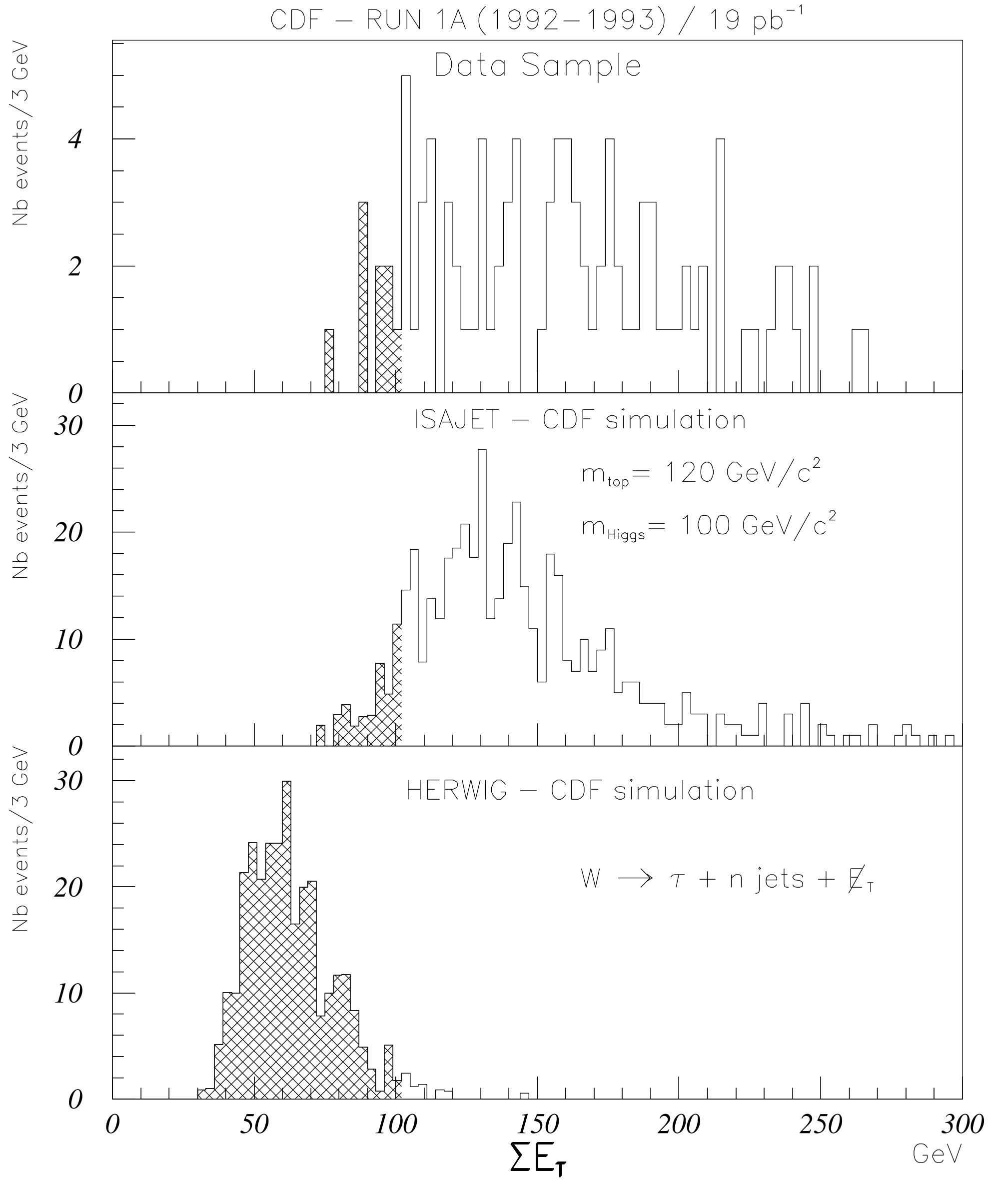


Figure 4.20: *Somme scalaire des énergies transverses ΣE_T échantillon à jets multiples, simulations Monte–Carlo ISAJET $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2, et Herwig, $W \to \tau + njets + \not{E}_T$.*

La dernière coupure est appliquée sur la somme totale scalaire de l'ensemble des gerbes mesurées dans le calorimètre, parties hadroniques et électromagnétiques. Afin de se dissocier du bruit de fond provenant de la désintégration $W \to \tau + njets+ \not{E}_T$, la valeur de $\Sigma\ E_T$ doit être supérieure à 100 GeV. La figure 4.20 montre trois différents histogrammes de $\Sigma\ E_T$ du haut vers le bas : l'échantillon à gerbes multiples, simulations Monte–Carlo ISAJET du Higgs chargé $H^{\pm}$ m_{top} = 120 GeV/c^2, m_{Higgs} = 100 GeV/c^2, et HERWIG $W \to \tau + njets+ \not{E}_T$. Dans la dernière distribution, les coupures appliquées ont été légèrement relâchées afin de mieux démontrer l'effet de ce dernier critère de sélection sur les processus $W \to \tau + njets+ \not{E}_T$.

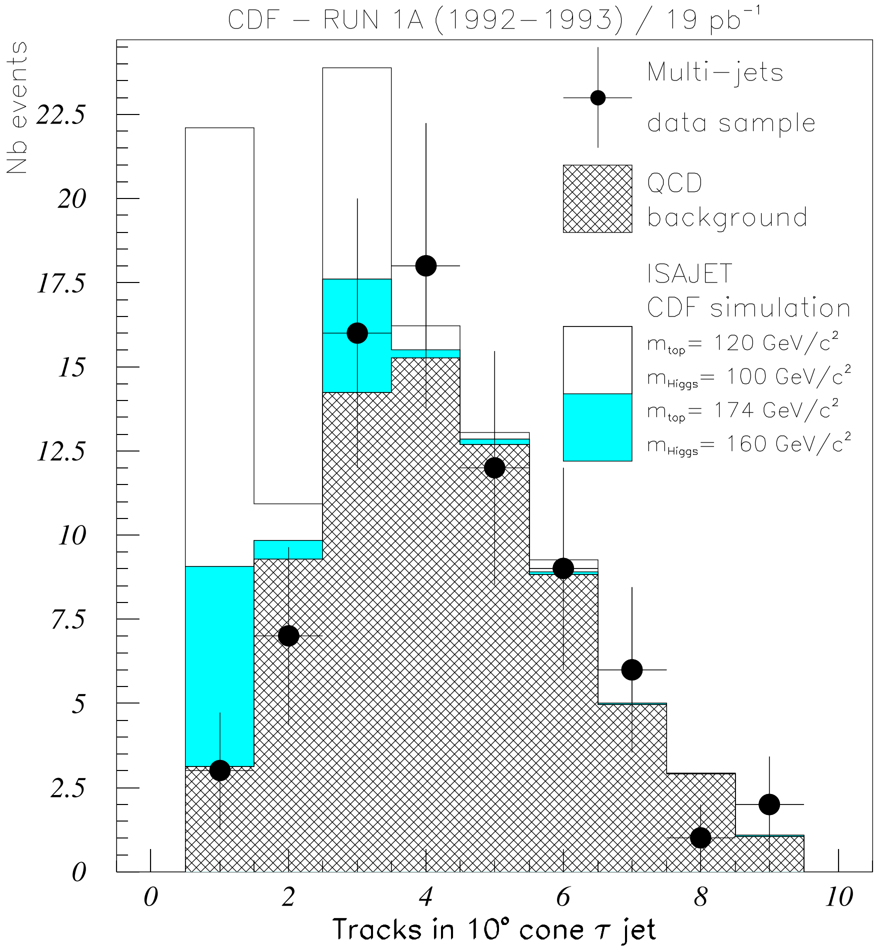


Figure 4.21: *Nombre de traces dénombrées dans le cône de 10° pour les données de l'échantillon à gerbes multiples, les simulations Monte–Carlo,* $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ *et* $(174, 160)$ *GeV/c^2, sont normalisées à la luminosité intégrée totale et additionnées à l'estimation du bruit de fond QCD.*

Après toutes ces coupures, et la présence d'un déclenchement "MET_35" du niveau 2, il reste 74 événements dans l'échantillon de gerbes multiples, dont seulement dix-neuf possèdent une gerbe de τ avec une ou trois traces chargées, considérés comme des candidats de lepton τ. La figure 4.21 montre la distribution des particules chargées dénombrées dans le cône de 10° de la gerbe de τ après l'ensemble des coupures, non–inclus celle appliqué sur la multiplicité des traces. Les points représentent les données de l'échantillon à gerbes multiples, les histogrammes à lignes pleines et fond gris les simulations Monte–Carlo pour une masse du quark top de m_{top} = 120 GeV/c^2, m_{Higgs} = 100 GeV/c^2, et m_{top} = 174 GeV/c^2, m_{Higgs} = 160 GeV/c^2 normalisées à la luminosité intégrée totale de 18.7±0.7 pb^{-1} et additionnées au seul bruit de fond QCD indiqués par la zone hachurée, source la plus importante de bruit de fond, cf section 5.2.

La banque de données GENP[90] a permis de tester la validité de l'algorithme. Elle est créée lors de la phase de génération des événements des simulations Monte–Carlo. Elle fournit une liste détaillée qui dénombre toutes les particules générées, ainsi que leur code qui permet de les répertorier selon leurs propriétés. Cette banque de données contient aussi pour chaque particule un pointeur qui permet de retrouver les particules mère et fille, la masse de la particule, et les composantes x,y, et y de la quantité de mouvement spécifiée en GeV. La comparaison de la direction initiale des τ identifiés comme issus d'un Higgs chargé, et la gerbe de τ sélectionnée par l'algorithme montre en moyenne que dans plus de 95 % des cas, le τ est reconnu correctement lorsqu'il se désintègre.

TYPE	**WW**		
M_{top}GeV/c^2	$\sigma_{t\bar{t}}$ pb^{-1}	**# évènements, 1 et 3 traces**	**Acceptance %**
100	102.0	1.5±0.5	0.08±0.02
110	61.6	1.9±0.4	0.17±0.04
120	38.9	0.9±0.3	0.13±0.04
130	25.4	0.5±0.2	0.11±0.03
140	16.9	0.6±0.1	0.20±0.05
150	11.7	0.3±0.1	0.17±0.04
160	8.16	0.3±0.1	0.21±0.05
174	5.10	0.2±0.1	0.17±0.04

Tableau 4.2: *Nombres attendus d'événements, et acceptance pour différentes masses du quark top, après application de toutes les coupures, seules les erreurs statistiques sont cotées. Simulations Monte–Carlo où le quark top ne se désintègre que dans la voie du W.*

Les tables 4.2, 4.3, et 4.4 contiennent les résultats des trois cas possibles des simulations Monte–Carlo générées TYPE WW, HW, HH, voir section 3.2. Elles fournissent le nombre d'événements attendus après application de toutes les coupures de la sélection de données, et les acceptances données en %. L'ensemble de ces valeurs sont cotées avec leur erreur statistique. Comme il sera étudié dans la section 7, ces trois types de simulations Monte-Carlo permettent de placer une limite sur la section efficace de production du processus du Higgs chargé $H^{\pm}$, pour différentes valeurs de $\tan\beta$, de la masse du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$.

Ces trois tables couvrent un domaine de masses du quark top de $m_{top} = 100$ à 174 GeV/c^2, et pour le Higgs chargé $H^{\pm}$ $m_{Higgs} = 50$ à 160 GeV/c^2. Le symbole "–" signifie simplement qu'aucune simulation Monte–Carlo n'a été générée. Chaque point de masse (m_{top},m_{Higgs}) correspond à 10'000 événements créés.

La table 4.5 contient l'ensemble des dix–neuf événements qui ont passé toutes les coupures. Elle montre leur énergie manquante $\not{E}_T$, l'énergie manquante "significance" $\sigma(\not{E}_T)$, l'énergie transverse E_T, la quantité de mouvement transverse p_T, la valeur de $\mid \eta \mid$ de la gerbe τ et de la deuxième gerbe, l'angle α° entre ces deux gerbes, et la somme scalaire des énergies transverses ΣE_T.

TYPE HW								
M_{Higgs} GeV/c^2	**M_{top} GeV/c^2**							
	100	110	120	130	140	150	160	174
50	4.4±0.9	4.7±0.7	4.0±0.5	-	-	-	-	-
60	8.3±1.3	4.8±0.7	4.5±0.6	-	-	-	-	-
70	8.9±1.3	7.0±0.9	5.3±0.6	3.4±0.4	-	-	-	-
80	12.0±1.5	6.4±0.8	6.6±0.7	4.2±0.4	-	-	-	-
90	13.8±1.6	9.9±1.1	7.3±0.7	5.9±0.5	3.9±0.4	-	-	-
100	-	15.3±1.3	10.4±0.9	7.8±0.6	5.0±0.4	4.0±0.3	2.7±0.2	-
110	-	-	14.2±1.0	9.3±0.7	5.0±0.4	4.7±0.3	3.4±0.2	2.1±0.1
120	-	-	-	12.4±0.8	8.9±0.5	4.9±0.3	4.4±0.3	2.1±0.1
130	-	-	-	-	9.0±0.5	6.1±0.4	4.6±0.3	3.0±0.2
140	-	-	-	-	-	8.2±0.4	5.4±0.3	3.3±0.2
150	-	-	-	-	-	-	6.4±0.3	3.8±0.2
160	-	-	-	-	-	-	-	4.7±0.2
Nombre attendu d'événements pour une et trois traces, gerbe τ								
Acceptances %								
50	0.23±0.05	0.41±0.06	0.55±0.07	-	-	-	-	-
60	0.44±0.07	0.42±0.07	0.62±0.08	-	-	-	-	-
70	0.46±0.07	0.60±0.08	0.72±0.10	0.72±0.09	-	-	-	-
80	0.63±0.08	0.55±0.07	0.90±0.10	0.89±0.09	-	-	-	-
90	0.72±0.08	0.85±0.09	1.00±0.09	1.24±0.10	1.23±0.11	-	-	-
100	-	1.32±0.10	1.43±0.12	1.63±0.12	1.58±0.13	1.82±0.14	1.74±0.13	-
110	-	-	1.94±0.13	1.97±0.14	1.59±0.13	2.15±0.15	2.24±0.15	2.22±0.15
120	-	-	-	2.61±0.16	2.81±0.17	2.22±0.15	2.90±0.17	2.19±0.15
130	-	-	-	-	2.83±0.17	2.79±0.17	3.04±0.18	3.15±0.18
140	-	-	-	-	-	3.73±0.20	3.53±0.19	3.42±0.18
150	-	-	-	-	-	-	4.22±0.21	4.02±0.20
160	-	-	-	-	-	-	-	4.71±0.20
	102.0	61.6	38.9	25.4	16.9	11.7	8.16	5.1
	Section efficace théorique $\sigma_{t\bar{t}}$ pb (central value)							

Tableau 4.3: *Nombres attendus d'événements de Higgs chargé $H^{\pm}$, et acceptances données en % en fonction de la masse du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$, après application de toutes les coupures. Seules les erreurs statistiques sont cotées. Simulations Monte–Carlo où un quark top se désintègre dans Higgs chargé $H^{\pm}$, l'autre dans un W.*

TYPE HH								
$\mathbf{M_{Higgs}}$ **GeV/c^2**	$\mathbf{M_{top}}$ **GeV/c^2**							
	100	110	120	130	140	150	160	174
50	16.5±1.8	11.6±1.2	-	-	-	-	-	-
60	18.5±2.0	19.1±1.5	12.4±1.0	-	-	-	-	-
70	31.1±2.4	22.2±1.6	16.7±1.1	10.3±1.0	-	-	-	-
80	32.0±2.5	24.6±1.7	18.4±1.2	14.1±0.8	-	-	-	-
90	42.2±2.9	30.3±1.9	25.0±1.6	19.7±1.0	13.3±0.7	-	-	-
100	-	38.4±2.1	28.6±1.5	22.2±1.0	16.2±0.7	11.4±0.5	8.0±0.4	5.6±0.2
110	-	-	27.2±1.4	22.6±1.1	19.3±0.8	13.6±0.6	9.3±0.4	6.3±0.3
120	-	-	-	25.6±1.1	19.4±0.8	15.1±0.6	11.2±0.4	7.7±0.3
130	-	-	-	-	18.8±0.8	15.4±0.6	12.6±0.5	8.7±0.3
140	-	-	-	-	-	15.7±0.6	11.8±0.4	9.3±0.3
150	-	-	-	-	-	-	13.1±0.5	9.7±0.3
160	-	-	-	-	-	-	-	9.3±0.3
Nombre attendu d'événements pour une et trois traces, gerbe τ								
Acceptances %								
50	0.87±0.09	1.00±0.10	-	-	-	-	-	-
60	0.97±0.10	1.65±0.12	1.71±0.13	-	-	-	-	-
70	1.63±0.12	1.93±0.13	2.30±0.15	2.17±0.10	-	-	-	-
80	1.67±0.13	2.14±0.15	2.52±0.16	2.97±0.17	-	-	-	-
90	2.21±0.15	2.60±0.16	3.44±0.22	4.41±0.22	4.22±0.21	-	-	-
100	-	3.33±0.18	3.93±0.20	4.66±0.21	5.12±0.23	5.23±0.23	5.74±0.24	6.08±0.25
110	-	-	3.74±0.20	4.77±0.22	6.01±0.25	6.21±0.26	6.12±0.26	6.61±0.26
120	-	-	-	5.38±0.24	6.14±0.25	6.90±0.27	7.32±0.28	8.02±0.29
130	-	-	-	-	5.96±0.24	7.04±0.27	8.26±0.29	9.08±0.32
140	-	-	-	-	-	7.17±0.28	7.75±0.29	9.76±0.34
150	-	-	-	-	-	-	8.59±0.30	10.18±0.33
160	-	-	-	-	-	-	-	9.74±0.32
	102.0	61.6	38.9	25.4	16.9	11.7	8.16	5.10
	Section efficace théorique $\sigma_{t\bar{t}}$ pb (central value)							

Tableau 4.4: *Nombres attendus d'événements de Higgs chargé $H^{\pm}$, et acceptances données en % en fonction de la masse du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$, après application de toutes les coupures. Seules les erreurs statistiques sont cotées. Simulations Monte-Carlo avec les deux quarks top qui se désintègrent chacun dans un Higgs chargé $H^{\pm}$.*

					Gerbe τ			Gerbe 2				
			$\not\!\!E_T$	$\sigma(\not\!\!E_T)$	E_T	$\mid \eta \mid$	p_T	E_T	$\mid \eta \mid$	p_T	α°	ΣE_T
RUN	**Evénement**	**# trace**	GeV	GeV$^{1/2}$	GeV		GeV/c	GeV		GeV/c		GeV
46518	95902	1	57.0	5.4	37.3	0.33	5.8	25.1	0.83	2.5	12.5	112.2
45124	45903	1	79.9	7.4	66.7	0.28	5.5	21.0	1.29	21.3	69.6	118.2
45047	104393	1	56.8	5.0	30.3	0.44	22.6	43.9	1.17	8.1	137.2	131.1
42429	10896	3	52.1	5.1	33.7	0.09	7.5	22.2	0.49	8.8	10.3	104.6
45610	339361	3	50.4	4.4	36.6	0.04	5.0	35.8	0.30	5.8	29.8	130.2
47775	296431	3	76.7	6.0	47.9	0.76	39.5	50.8	0.17	3.2	33.1	162.7
46357	280187	3	56.4	4.6	45.0	0.11	6.3	55.4	0.71	24.1	121.2	153.4
46492	572074	3	48.5	4.1	31.8	0.84	7.1	42.3	0.13	5.2	22.9	143.1
45753	155538	3	79.3	6.1	100.8	0.88	17.4	26.1	0.41	10.3	134.8	169.9
46698	48952	3	44.6	4.4	33.4	0.88	19.8	23.3	0.88	20.4	66.9	103.3
42899	552099	3	71.9	4.9	105.7	0.19	7.2	31.1	0.93	20.4	99.8	208.6
47262	168394	3	75.2	6.1	78.5	0.57	13.3	27.9	0.82	4.0	43.4	150.2
46653	29437	3	101.1	6.6	33.3	0.80	7.5	100.3	0.80	48.6	86.9	235.6
44690	2431	3	60.9	4.7	33.3	0.15	9.7	29.8	0.67	14.6	56.3	166.7
45704	131473	3	89.0	5.0	98.1	0.58	53.5	74.5	0.08	67.1	27.5	313.5
44868	24295	3	56.0	5.4	51.8	0.89	7.7	27.1	0.01	9.9	94.9	106.8
42744	28755	3	87.1	6.6	36.8	0.21	9.8	59.8	0.86	13.0	76.8	174.3
41799	34532	3	94.4	7.4	44.0	0.29	12.4	84.3	0.76	34.9	89.1	161.5
41840	871	3	63.6	5.5	33.1	0.77	20.4	58.6	0.81	47.5	90.1	133.1

Tableau 4.5: *Ensemble des dix–neuf événements avec leur énergie manquante $\not\!\!E_T$, l'énergie manquante "significance" $\sigma(\not\!\!E_T)$, l'énergie transverse E_T, la quantité de mouvement transverse p_T, la valeur de $\mid \eta \mid$ de la gerbe τ et de la deuxième gerbe, l'angle α° entre ces deux gerbes, et la somme scalaire des énergies transverses ΣE_T.*

Chapitre 5

Estimation et méthode de calculs du bruit de fond

5.1 Récapitulation des bruits de fond

Les différentes sources de bruit de fond qui ont été étudiées [86, 87] sont dans l'ordre décroissant des contributions :

- Processus QCD.
- $Z^\circ + gerbes \to \tau^+\tau^- + gerbes$
- $W^\pm + gerbes \to \tau^\pm + gerbes + \not{E}_T$

Les deux premières réactions produisent la plus large fraction de bruit de fond. Les processus de QCD sont traités dans la section 5.2, et les événements de Drell–Yan $Z^\circ \to \tau^-\tau^+$ dans la section 5.3, puis $W^\pm + gerbes \to \tau^\pm + gerbes + \not{E}_T$ dans la section 5.4.

- $W^\pm + gerbes \to e^\pm + gerbes + \not{E}_T$
- $W^\pm + gerbes \to \mu^\pm + gerbes + \not{E}_T$
- $Z^\circ + gerbes \to e^+e^- + gerbes$
- $Z^\circ + gerbes \to \mu^+\mu^- + gerbes$
- $Z^\circ + gerbes \to \nu\bar{\nu} + gerbes$

Le reste de ces processus électrofaibles est groupé et étudié dans la section 5.5.

5.2 Bruit de fond QCD

5.2.1 Description de la méthode

Trouver une méthode de modélisation des événements non désirés du bruit de fond permet d'en donner une estimation précise, et de calculer une limite sur la masse du quark top, la masse et la section efficace de production du Higgs chargé $H^{\pm}$. Comme cette section le montre, les 74 événements restants après l'ensemble des coupures dont 19 avec une gerbe de τ avec une et trois traces sont principalement issus de processus QCD.

Ce bruit de fond QCD est estimé avec un ensemble d'événements qui ont passé les déclenchements de JET20, JET50, et JET70, voir section 2.7 et représentent trois échantillons de données contenant chacun :

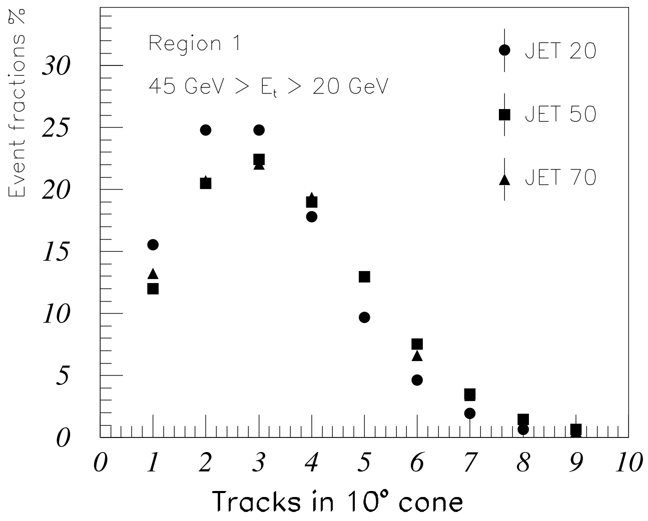
$$\left.\begin{array}{lrl} \bullet\ \text{JET20 :} & \sim 160'000 & \text{événements} \\ \bullet\ \text{JET50 :} & \sim 80'000 & \text{événements} \\ \bullet\ \text{JET70 :} & \sim 30'000 & \text{événements} \end{array}\right\} \text{Déclenchements de gerbes}$$

La méthode repose sur l'hypothèse que l'échantillon à gerbes multiples est essentiellement composé de processus QCD que l'on peut modéliser avec une combinaison d'événements de déclenchements de gerbes. La modélisation englobe ici les grandeurs physiques sur lesquelles sont appliquées les coupures topologiques et d'identification du lepton τ. En d'autres termes, elle se base sur la comparaison du nombre de traces produites dans les gerbes d'événements issus essentiellement de processus QCD, tels que les événements de délenchements de gerbes et celles issues de l'échantillon à gerbes multiples.

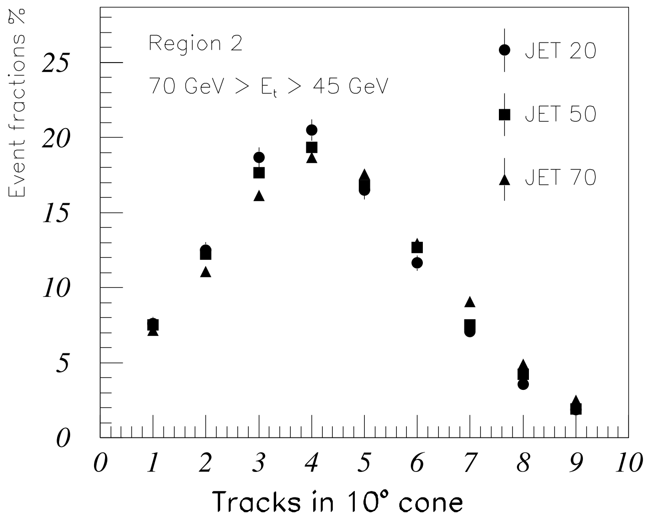
Trois régions sont définies dans la distribution de l'énergie transverse de la gerbe de τ.

- Région 1 20 GeV $\leq E_t < 45\ GeV$
- Région 2 45 GeV $\leq E_t < 70\ GeV$
- Région 3 70 GeV $\leq E_t$

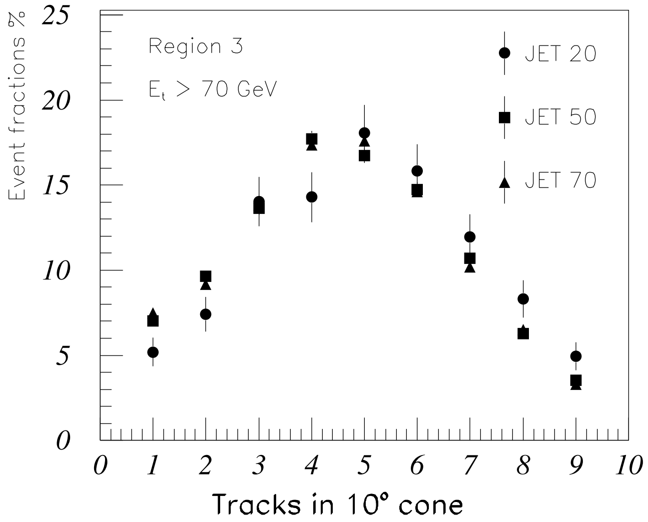
Elles sont choisies en fonction des distributions de toutes les gerbes des événements de déclenchements de gerbes qui passent la coupure topologique de la première gerbe appliquée dans la présélection des données, voir section 4.2. Une première comparaison du nombre de traces dans le cône de 10° de ces trois types d'événements, illustrée dans la figure 5.2.1, démontre un comportement identique des gerbes dans ces trois régions d'énergies transverses. Dans ces histogrammes ne sont représentées que les gerbes qui passent l'unique coupure :



(a) *Région 1 : 20 GeV* $\leq E_t < 45$ *GeV*



(b) *Région 2 : 45 GeV* $\leq E_t < 70$ *GeV*



(c) *Région 3 : 70 GeV* $\leq E_t$

Figure 5.1: *Nombre de traces dans le cône de 10° pour des événements de déclenchements de gerbes.*

- Une $1^{ère}$ gerbe est trouvée avec $E_T >$ 20 GeV ($E_T <$ 500 GeV)
  $| \eta_{jet} | < 1$
  avec une "seed" trace $p_T >$ 4 GeV/c dans le cône $\Delta R = 0.4$.

Chacune des distributions est normalisée séparément à son nombre total d'événements. Les événements du déclenchement JET20 sont marqués par des cercles pleins, les JET50 par des carrés, et les JET70 par des triangles. En plus du comportement identique des trois types d'événements de déclenchements de gerbes, ces distributions nous montrent une dépendance du nombre de traces dans le cône de 10° en fonction de l'énergie transverse des gerbes.

Afin de rester le plus près de la définition des déclenchements de gerbes, lors de l'estimation du bruit de fond QCD, seules les gerbes de la région 1 JET20, de la région 2 JET50 , et de la région 3 JET70 sont intégrées dans les calculs, et appelées événements de gerbes.

Le bruit de fond QCD s'estime à partir de la normalisation des événements de gerbes aux données de l'échantillon à gerbes multiples, qui ont passé toutes les coupures de sélection. Seule la première coupure topologique qui définit la première gerbe et celle d'identification de τ sont appliquées à toutes les gerbes trouvées dans les événements de gerbes, voir section 4.3. Les calculs s'effectuent en fonction du nombre de traces dénombrées dans le cône de 10° de la gerbe de τ en fonction des trois zones d'énergie transverse définies plus haut.

Comme le signal de la désintégration hadronique est caractérisé par un excès de une ou trois traces, les gerbes de τ avec ce nombre de traces sont exclues des calculs. Il est aussi possible que la gerbe du τ soit mal reconnue, et que 2, 4, 5, 6, $\cdots$ traces soient dénombrées dans le cône de 10°. Les simulations Monte–Carlo du Higgs chargé $H^{\pm}$ nous enseignent que cette mauvaise identification représente en moyenne moins de 5%, après application de toutes les coupures de sélection, soit pour les cas de larges acceptances et les larges valeurs de $\tan\beta$ au maximum 1.5 événements. Cette contamination de leptons τ dans les gerbes à 2, 4, 5, 6, $\cdots$ traces est donc intégrée avec l'ensemble du bruit de fond QCD. Il serait de plus impossible de dissocier un tel événement du bruit de fond QCD.

$$N_i^{\mathrm{Bck}} = N_i^{20} + N_i^{50} + N_i^{70} \tag{5.1}$$

Avec, i le nombre de traces est :

$$N_i^{20} = N_i^{Région1} \; \frac{N_i^{\mathrm{Jet20}}}{N_{Tot}^{\mathrm{Jet20}}} \qquad\qquad N_{Tot}^{\mathrm{Jet20}} = \sum_{i \neq 1,3} \; N_i^{\mathrm{Jet20}}$$

$$N_i^{50} = N_i^{Région2} \; \frac{N_i^{\mathrm{Jet50}}}{N_{Tot}^{\mathrm{Jet50}}} \qquad\qquad N_{Tot}^{\mathrm{Jet50}} = \sum_{i \neq 1,3} \; N_i^{\mathrm{Jet50}}$$

$$N_i^{70} = N_i^{Région3} \; \frac{N_i^{\mathrm{Jet70}}}{N_{Tot}^{\mathrm{Jet70}}} \qquad\qquad N_{Tot}^{\mathrm{Jet70}} = \sum_{i \neq 1,3} \; N_i^{\mathrm{Jet70}}$$

La formule de normalisation des événements de gerbes appliquées aux 74 événements restants de l'échantillon à gerbes multiples est donnés par la formule (5.1). Le terme N_i^{Bck} représente l'estimation du nombre d'événements de bruit de fond QCD avec i traces dans la distribution du nombre de traces dans le cône de 10° de la gerbe de τ.

N_{Tot}^{Jet20}, N_{Tot}^{Jet50}, N_{Tot}^{Jet70} sont définis comme le nombre total de gerbes des JET20 dans la région 1, des JET50 dans la région 2, des JET70 dans la région 3 qui passent les coupures topologiques et d'identification du τ appliquées à la première gerbe et dont le nombre de traces i dans le cône de 10° est différent à 1 et 3. Les termes N_i^{Jet20}, N_i^{Jet50}, N_i^{Jet70} donnent le nombre de gerbes pour ces événements de gerbes, avec les mêmes critères de sélection, avec i traces dans le cône de 10°. Les termes $N_i^{Région1}$, $N_i^{Région2}$, $N_i^{Région3}$ sont la somme du nombre d'événements de l'échantillon à gerbes multiples pour le zone d'énergie transverse 1, 2 et 3 avec le nombre de traces $i \neq 1, 3$ dans le cône de 10° de la gerbe de τ.

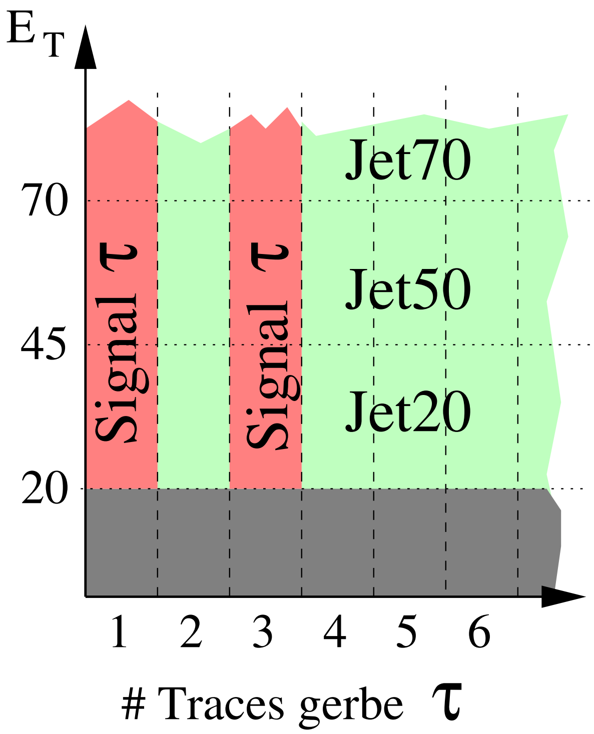


Figure 5.2: *Représentation qui décrit la méthode de normalisation du bruit de fond QCD.*

La méthode de normalisation du bruit de fond QCD est représentée dans la figure 5.2 où l'on distingue l'énergie transverse de la gerbe, les trois zones d'énergie transverse JET20, JET50 et JET70 en fonction du nombre de traces dénombrées dans les gerbes reconnues comme issues d'un lepton τ.

De l'équation 5.1 on remarque que la normalisation du bruit de fond se calcule séparément selon les trois zones d'énergie transverse d'événements de gerbes. Les termes N_i^{20}, N_i^{50}, N_i^{70} donnent l'estimation du nombre d'événements du bruit de fond dans chacune des régions d'énergie 1, 2 et 3. Le résultat final de l'estimation du bruit de fond des processus QCD est donc la somme (5.2) des événements normalisés des événements de gerbes pour un nombre de traces i =1, 3.

$$N_{Tot}^{\mathrm{Bck}} = \sum_{i=1,3} N_i^{\mathrm{Bck}} \tag{5.2}$$

5.2.2 Validation de la méthode

Effet de "binning"

L'estimation du bruit de fond a été répétée selon la même méthode avec une découpe supplémentaire de chacune des trois régions de l'énergie transverse de la première gerbe en zones de 3 GeV. Les mêmes formules (5.1) et (5.2) sont appliquées sauf que la normalisation s'effectue tout d'abord selon ces tranches de 3 GeV au sein des trois régions d'énergie transverse 1,2 et 3. Les sommes des événements du bruit de fond normalisés s'effectuent alors sur ces tranches de 3 GeV, puis sont additionnées pour chacune des trois régions 1, 2 et 3.

Le but de cette démonstration est de contrôler que l'estimation faite dans la partie précédente n'est pas faussée par un effet de choix d'une découpe de la distribution de l'énergie transverse de la gerbe de τ. Comme la subdivision précédente se base sur trois grandes régions, la méthode d'estimation est testée pour une subdivision arbitraire aussi petite que possible comme par exemple des "bins" de 3 GeV. Pour des raisons de statistiques évidentes, une certaine largeur de ces "bins" est conservée.

Selon les erreurs statistiques, voir section 5.2.3, les deux méthodes donnent des résultats similaires. Aucun effet dû à un choix de découpage de la distribution de l'énergie transverse de la gerbe de τ ne peut être mis en évidence. A cause d'une plus faible erreur statistique, une préférence est donnée à l'estimation qui découpe simplement la distribution de l'énergie transverse selon les trois zones décrites au début de ce chapitre.

Biais des déclenchements de gerbes

Comme deuxième procédure de contrôle de la méthode, l'estimation du bruit de fond est vérifiée non biaisée par la gerbe de plus large énergie transverse qui provoque le déclenchement des événements de gerbes. Dans ce but, les banques de données TL2D sont utilisées, elles contiennent les données brutes du niveau 2 de déclenchements [88], et sont le résutalt du niveau 2 de l'algorithme "cluster finder", voir section 2.7, qui fournit une liste de gerbes reconstruites avec leur η, ϕ moyen, ainsi que leur type de reconstruction de la gerbe : gerbe dite calorimétrique, gerbe d'un muon, etc. Seules les gerbes dont le code donne une origine du type gerbe du calorimètre sont conservées dans la liste utilisée pour la normalisation.

Dans cette section, seulement les événements de type JET20 sont représentés dans les histogrammes. Ceux de JET50 et JET70 sont regroupés dans l'appendice A et pour lesquels on obtient des résultats similaires.

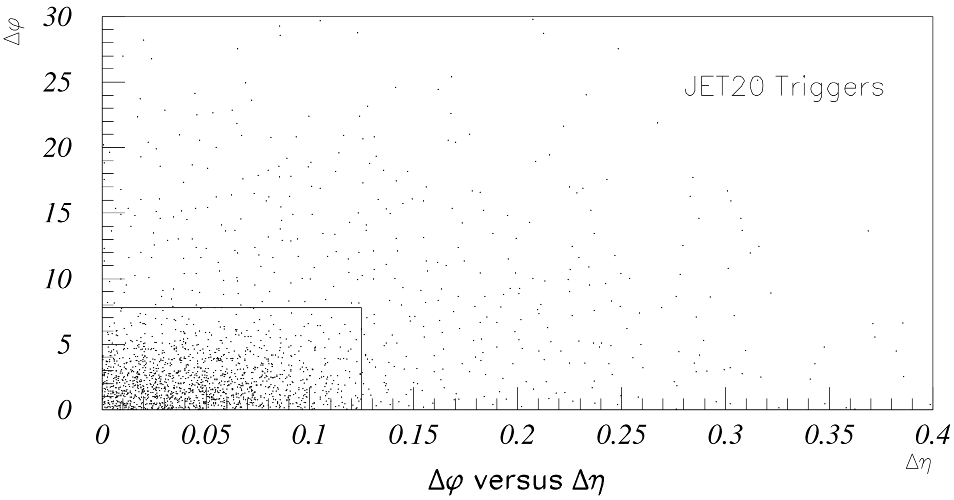
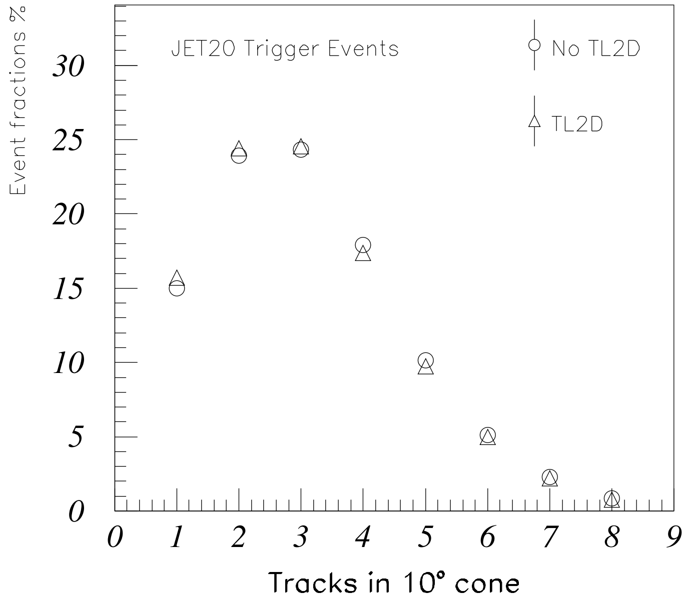


Figure 5.3: *Comparaison de $\Delta\eta$ en fonction de $\Delta\phi$ avec les gerbes de la banque TL2D, JET20.*

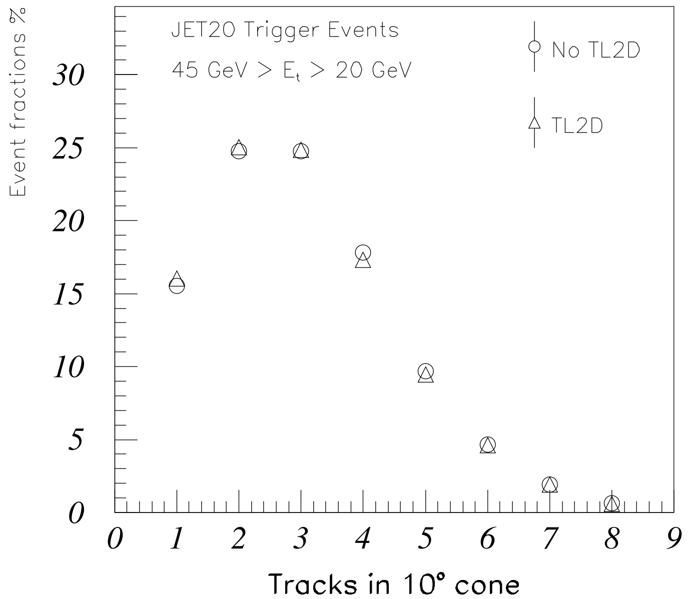
Pour chacune des zones d'énergie définie plus haut, et chacun des types de déclenchement de gerbes, la gerbe avec la plus grande énergie transverse E_T avec une décision du déclenchement de type gerbes est extraite de la liste de gerbes de la banque de données TL2D. Le η et le ϕ de cette gerbe sont comparés avec ceux de chacune des gerbes reconstruites par l'algorithme JETCLU. La comparaison consiste à calculer le plus petit $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$, où les paramètres $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$ résultent de la différence de η et ϕ entre la gerbe de la banque de données TL2D et la liste des gerbes fournies par JETCLU. La gerbe avec le plus petit ΔR est considérée comme candidate. Les figures 5.3, A.1 et A.2 montrent la valeur de $\Delta\phi$ en fonction de $\Delta\eta$ pour les différents types de déclenchements de gerbes.

Pour que la comparaison soit considérée bonne, il faut que les gerbes comparées donnent des différences en $\Delta\eta < 0.125$, et $\Delta\phi < 7.8°$. Ces valeurs correspondent à une distance de moins de 2.5σ des distributions gaussiennes de $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$. Les lignes pleines représentées sur les figures 5.3, A.1 et A.2 désignent l'emplacement de cette limite. La gerbe qui vérifie l'ensemble de ces critères est retirées de la liste des gerbes utilisées pour la normalisation du bruit de fond. Les événements présentés dans ces distributions 5.3, A.1 et A.2 ont passé la coupure décrite au début de la section 5.2.1.

Les figures 5.4 représentent pour les événements de type JET20 la distribution du nombre de traces dans le cône de 10°. Le premier histogramme contient l'ensemble des gerbes sans comparaison avec les banques de données TL2D, points ronds, après comparaison, points

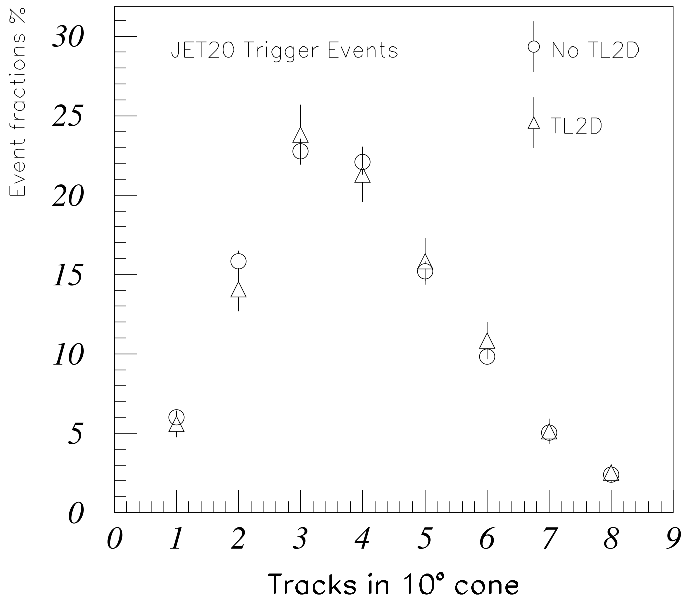


(a) *Ensemble de gerbes avec et sans comparaison des banques TL2D.*

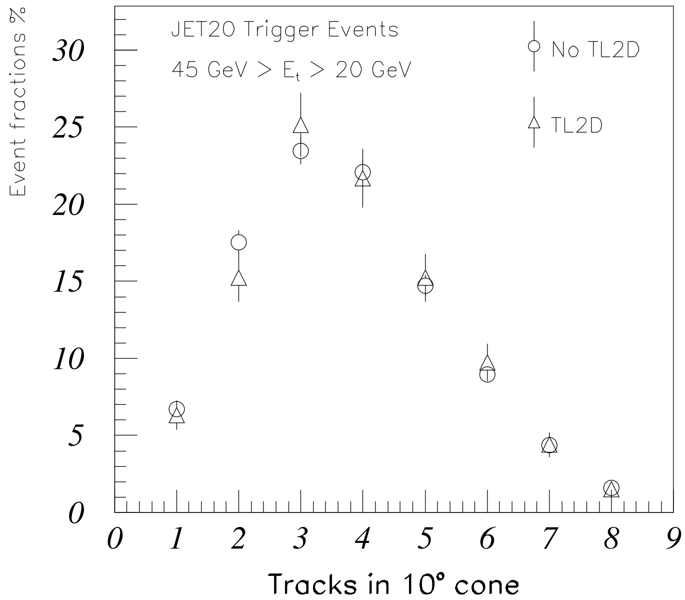


(b) *Gerbes limitées à la région 1, avec et sans comparaison des banques TL2D.*

Figure 5.4: *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchement JET20.*



(a) *Ensemble de gerbes avec et sans comparaison des banques TL2D*



(b) *Gerbes limitées à la région 1, avec et sans comparaison des banques TL2D.*

Figure 5.5: *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchement JET20, après les coupures topologiques et d'identification du* τ.

triangulaires. Le deuxième contient la même comparaison sauf que les gerbes de type JET20 sont limitées à la région 1. Sur l'ensemble de ces gerbes n'est appliquée que la coupure définie en début de cette section. Pour les figures A.3 et A.4, il s'agit du même type de représentation, mais pour les gerbes de type JET50 et JET70. L'ensemble des distributions sont normalisées séparément par rapport au nombre total d'événements présents dans chacune des distributions. On constate immédiatement qu'il n'existe aucune différence entre les distributions. Il n'existe donc aucun biais introduit par la gerbe de plus grande énergie transverse qui déclenche les déclechements de type JET20, JET50, et JET70.

Le même ensemble de comparaisons est effectué sur les événements de déclenchements de type JET20, JET50 et JET70 après application des coupures topologiques et d'identification du τ. Cette dernière vérification permet de s'assurer qu'aucun biais supplémentaire n'est ajouté par ces sélections qui sont :

- Une gerbe est trouvée avec $E_T >$ 30 GeV, $\mid \eta_{jet} \mid$ $<$ 1, une "seed" trace avec $p_T >$ 4 GeV/c
- Coupure d'isolation
- Coupure sur f_{EM}

De façon similaire aux figures 5.4, A.3 et A.4, les figures 5.5, A.5 et A.6 représentent le même paramètre avec ces coupures supplémentaires.

La conclusion reste identique, au sein des variations statistiques ces distributions ne sont pas influencées par un biais introduit par la gerbe de plus large énergie transverse. De ces tests, il ressort que la distribution du nombre de traces dans le cône de 10° est indépendant du déclenchement de gerbes.

5.2.3 Résultat de l'estimation du bruit de fond QCD

Cette section résume les résultats obtenus pour l'estimation du bruit de fond associés au processus QCD. Comme nous venons de la voir, la méthode de calcul se base sur quatre estimations qui proviennent de la variation de deux des paramètres qui interviennent dans la modélisation. Aucun différence n'a été trouvée dans la limite des fluctuations statistiques.

La figure 5.6 compare les différents résultats de l'estimation du bruit de fond pour la distribution du nombre de traces dans le cône de 10° pour chacune de ces méthodes de calcul. Sur chacun des histogrammes, les points représentent les données et les parties hachurées, l'estimation du bruit de fond.

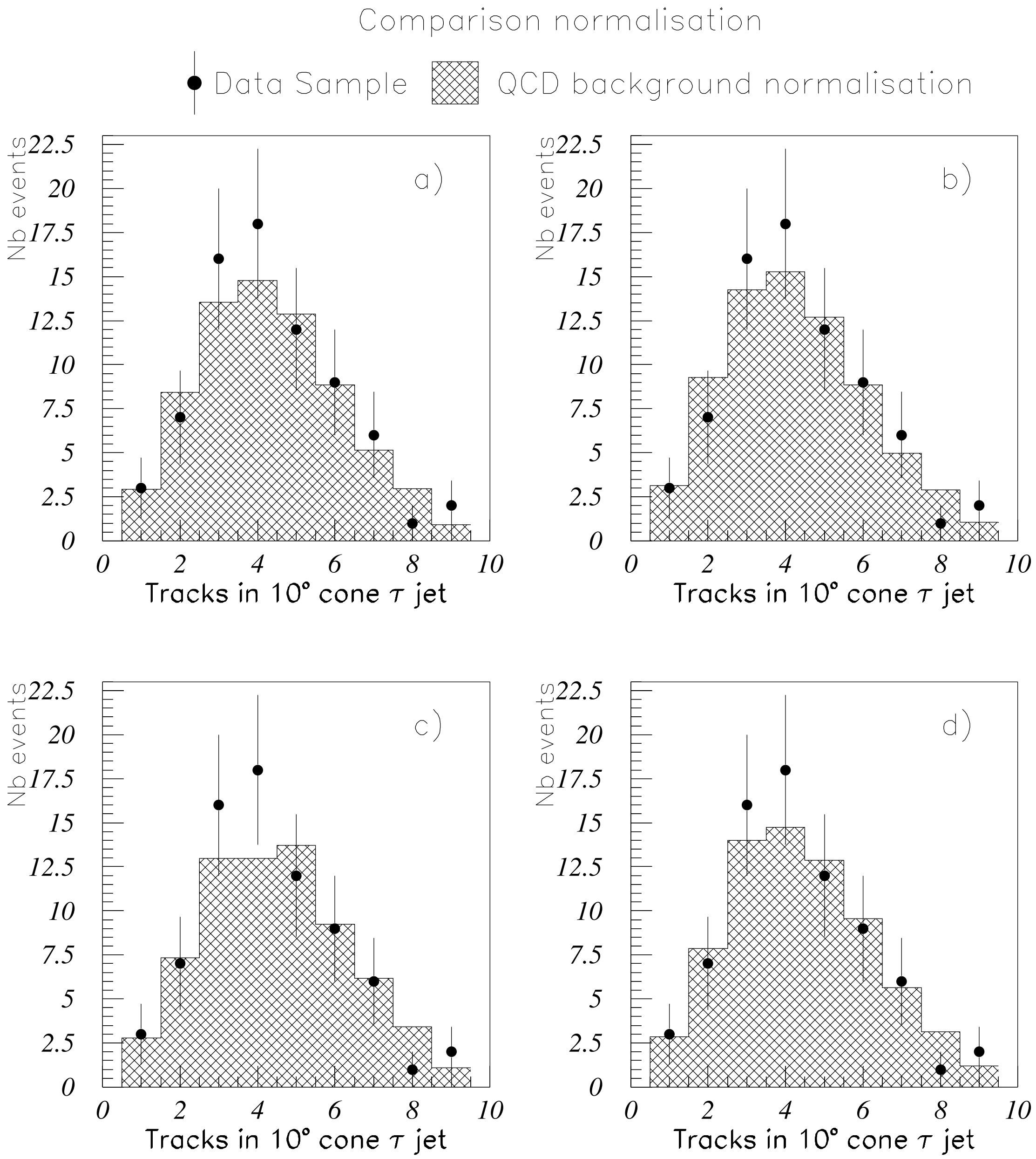


Figure 5.6: *Comparaison des résultats de l'estimation du bruit de fond QCD selon les différentes méthodes de calcul :*

a) Pas de "binning" de 3 GeV   b) "Binning" de 3 GeV   Sans comparaison avec TL2D
c) Pas de "binning" de 3 GeV   d) "Binning" de 3 GeV   Comparaison avec TL2D

Dans l'énumération et la table suivante sont résumés les résultats des variations des différents paramètres de calculs :

- Aucun "binning" de 3 GeV de la distribution E_T, pas de comparaison avec la gerbe de déclenchement.
- "Binning" de 3 GeV de la distribution E_T, pas de comparaison avec la gerbe de déclenchement.
- Aucun "binning" de 3 GeV de la distribution E_T, comparaison avec la gerbe de déclenchement.
- "Binning" de 3 GeV de la distribution E_T, comparaison avec la gerbe de déclenchement.

	Pas de comparaison avec la gerbe de déclenchement	Comparaison avec la gerbe de déclenchement
Aucun "binning" de 3 GeV	17.4±2.1	16.9±2.4
"Binning" de 3 GeV	16.5±2.4	15.8±2.7

Dans les calculs finaux de limite de la masse du top quark et du Higgs chargé $H^{\pm}$, la valeur 17.4±2.1 d'événements de processus de bruit de fond QCD est utilisée dans le calcul final de limite. Ce choix se justifie en raison de son erreur statistique minimale. L'estimation de l'erreur systématique est décrite dans la section 6.2.

5.3 Drell–Yan : $Z^{\circ} \to \tau^+\tau^-$

Les événements Z° + *gerbes* $\to \tau^+\tau^-$ + *gerbes*, 30'000 au total, ont été simulés avec le générateur physique ISAJET 6_43, puis passés dans le simulateur du détecteur QFL. Après l'ensemble des coupures décrites dans la section 4.3. De façon similaire aux simulations du Higgs chargé $H^{\pm}$, chacun des événements Z° + *gerbes* $\to \tau^+\tau^-$ + *gerbes* est pondéré en fonction de son $\not\!\!E_T$ par la valeur correspondante de la courbe d'efficacité des déclenchements "MET_35", afin de simuler les effets de l'ensemble des déclenchements d'énergie manquante MET_35 du niveau 2.

Le nombre d'événements Z° + *gerbes* $\to \tau^+\tau^-$ + *gerbes* est estimé à 1.1 ± 0.4 dans l'échantillon à gerbes multiples, avec une gerbe de τ ayant une ou trois traces dans le cône de 10°, avec ±0.4 d'erreur statistique. Cette estimation est calculée à partir du nombre d'événements des simulations Monte–Carlo qui passent l'ensemble des coupures de sélection, normalisés à la luminosité intégrée totale, et à partir de l'universalité leptonique et la section efficace de production $\sigma(p\bar{p}\to Z^{\circ}X\to e^+e^-X) = 0.209 \pm 0.013$ (stat) $\pm$ 0.017(syst) nb [81].

Hormis sa section efficace faible, ce processus ne représente qu'une faible proportion du bruit de fond pour les deux raisons principales suivantes :

- Les deux τ tendent à être produits en moyenne pratiquement dos à dos dans le plan ϕ.
- La désintégration $Z^{\circ} + gerbes \to \tau^+\tau^- + gerbes$ crée une énergie manquante plus faible en moyenne que celle des processus du Higgs chargé $H^{\pm}$.

La plupart de ces événements sont principalement rejetés par l'effet des déclenchements de "MET_35" et de la coupure sur l'énergie manquante. Les simulations Monte–Carlo montrent que l'efficacité relative de ces deux coupures est de moins de 15 %. Les coupures appliquées sur l'angle α entre les gerbes définies dans le plan transverse ϕ, et la deuxième gerbe finissent par rejeter une large quantité de ces événements. A l'énergie du Tevatron, le Z° est produit avec une petite quantité de mouvement, les deux τ qui émergent de la désintégration tendent à être produit dos à dos. Suivant les différents états de polarisation du Z°, la conservation du moment angulaire total implique que les deux neutrinos tendent à être produits : dans une même direction, l'un "backward" et l'autre "forward". Dans les deux cas, il résulte en moyenne une énergie manquante faible.

5.4 $W^{\pm} + gerbes \to \tau^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$

Pour ces processus $W^{\pm} + gerbes \to \tau^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$ 40'000 événements ont été simulés avec le générateur physique HERWIG et la simulation du détecteur QFL. De façon similaire à toutes les simulations Monte–Carlo, la courbe d'efficacité des déclenchements d'énergie manquante MET_35" pondère chaque événement en fonction de son énergie manquante E_T, afin de simuler l'ensemble des déclenchements d'énergie manquante MET_35 du niveau 2. D'après l'universalité leptonique, le résultat $\sigma(p\bar{p}\to W+X\to e\nu+X) = 2.19\pm$ 0.04(stat) $\pm$ 0.21 (syst) nb [81] est employé pour estimer le nombre d'événements dans l'échantillon de données à gerbes multiples.

Après application de toutes les coupures de la section 4.3 aucun événement ne passe les coupures. La plupart de ces événements sont rejetés par la coupure sur l'énergie manquante $\not{E}_T$, l'énergie manquante "significance" $\sigma(\not{E}_T)$, et finalement comme montré dans la figure 4.20, la coupure sur la somme scalaire des énergies de toutes les gerbes $\sum E_T$ achève de rejeter ce type de processus. Le bruit de fond du à $W^{\pm} + gerbes \to \tau^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$ est considéré comme négligeable et inexistant.

5.5 Autres sources de bruit de fond

Le reste des processus électrofaibles :

- $W^{\pm} + gerbes \rightarrow e^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$
- $W^{\pm} + gerbes \rightarrow \mu^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$
- $Z^{\circ} + gerbes \rightarrow e^{+}e^{-} + gerbes$
- $Z^{\circ} + gerbes \rightarrow \mu^{+}\mu^{-} + gerbes$
- $Z^{\circ} + gerbes \rightarrow \nu\bar{\nu} + gerbes$

ont été étudiés afin de contrôler l'estimation du bruit de fond, et de montrer que les estimations précédentes sont correctes. Finalement, cette vérification valide une fois de plus l'hypothèse de base de la source du bruit de fond [87].

L'ensemble de ces événements provient de simulations Monte–Carlo indépendantes. Pour chacun des processus 100'000 événements ont été créés avec le générateur physique HERWIG et passés au travers de la simulation du détecteur QFL.

Le nombre d'événements attendus pour chacun de ces processus dans l'échantillon final de 19 événements est résumé dans la table 5.1.

Processus	**Evénements attendus**
$W^{\pm} + gerbes \rightarrow e^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$	2.2±0.5
$W^{\pm} + gerbes \rightarrow \mu^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$	–
$Z^{\circ} + gerbes \rightarrow e^{+}e^{-} + gerbes$	0.04±0.04
$Z^{\circ} + gerbes \rightarrow \mu^{+}\mu^{-} + gerbes$	–
$Z^{\circ} + gerbes \rightarrow \nu\bar{\nu} + gerbes$	0.3±0.3

Tableau 5.1: *Nombre attendu d'événements des processus électrofaibles.*

De 2.2±0.5 événements du processus électrofaible $W^{\pm} + gerbes \rightarrow e^{\pm} + gerbes + \not{E}_T$ seulement 0.4±0.4 contribuent à la composante non hadronique où la composante hadronique désigne la méthode utilisée pour estimer le bruit de fond issu des processus QCD. En d'autres termes, parmi ces événements, l'algorithme sélectionne une des gerbes qui accompagnent l'électron lors de la désintégration. Il faut se rappeler que la seule coupure de rejet des électrons ne s'applique que sur la gerbe de τ.

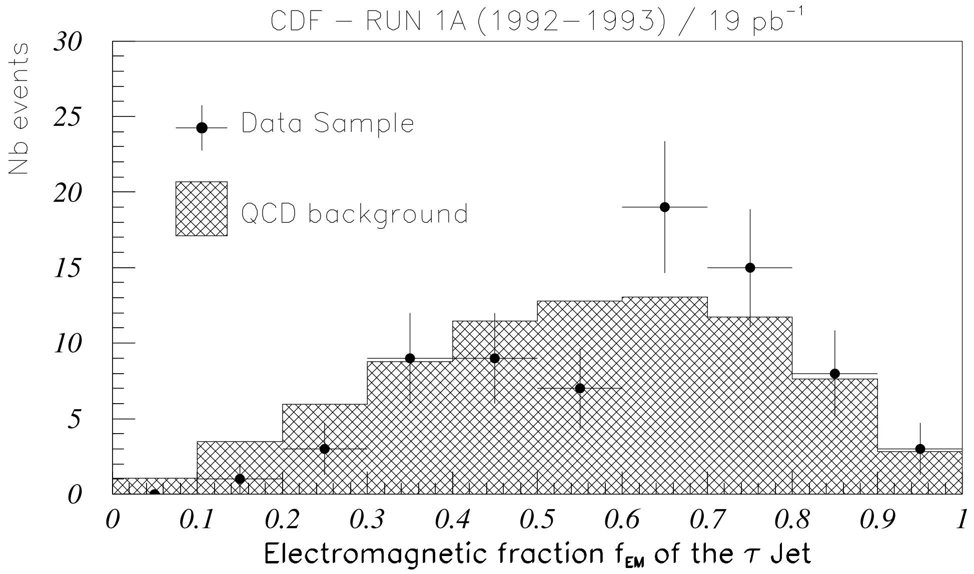


Figure 5.7: *Comparaison de la fraction électromagnétique de l'énergie des 74 événements de la gerbe de τ avec le bruit de fond QCD normalisé.*

En conclusion, l'ensemble de ces différents processus issus de $W^{\pm}+gerbes \rightarrow e^{\pm}+gerbes+ \not{E}_T$ sont donc correctement intégrés par la normalisation décrite dans la section 5.2. La figure 5.7 montre une comparaison de la fraction électromagnétique de l'énergie des 74 événements de la gerbe de τ avec le bruit de fond QCD normalisé, selon la méthode décrite dans la section 5.2. Aucun excès n'est visible dans la région 1 de l'axe horizontal qui dénoterait une large fraction électromagnétique ni relié à la présence d'électrons.

Estimation finale du bruit de fond total

Le différents processus électrofaibles qui sont considérés comme négligeables ou directement intégrés dans la méthode de normalisation sont :

- $W^{\pm} + gerbes \rightarrow e^{\pm} + gerbes+ \not{E}_T$
- $W^{\pm} + gerbes \rightarrow \mu^{\pm} + gerbes+ \not{E}_T$
- $Z^{\circ} + gerbes \rightarrow e^{+}e^{-} + gerbes$
- $Z^{\circ} + gerbes \rightarrow \mu^{+}\mu^{-} + gerbes$
- $Z^{\circ} + gerbes \rightarrow \nu\bar{\nu} + gerbes$

Le bruit de fond total qui sera utilisé dans le calcul final de la limite, voir section 7, et la somme des événements issus des processus:

- **QCD** : $17.4 \pm 2.1(\text{stat}) \pm 0.6(\text{syst})$
- **Drell–Yann** $Z \to \tau^+\tau^-$: 1.1 ± 0.4
- **Total** : $\mathbf{18.5 \pm 2.2}$

Cela représente un total de 18.5 ± 2.2 événements, avec l'ensemble des erreurs statistiques et systématiques décrites dans la section 6.2, additionnées quadratiquement.

Chapitre 6

Erreurs systématiques

6.1 Erreurs systématiques

La table 6.1 résume l'ensemble des erreurs systématiques étudiées dans cette analyse, toutes supposées suivre une loi de distribution gaussienne. Elles ont une incidence directe sur le nombre attendu d'événements pour chacun des points de masse du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$. Elles affectent directement la limite dans le plan de masse du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$.

Erreurs systématiques	**Valeurs extrêmes**		
Section efficace de production du quark top $\sigma_{t\bar{t}}$	~ 27 %		~ 11 %
Radiations initiales de gluons dans ISAJET	18 %		3 %
Luminosité intégrée		3.7 %	
Efficacité des "MET_35 triggers"		5.5 %	
Statistiques des Monte–Carlo	10 %		3 %
"Energy scale effect"	30 %		10 %
Bruit de fond total		12 %	

Tableau 6.1: *Ensemble des erreurs systématiques avec les différences relatives extrêmes suivant la masse du quark top la plus petite et la plus grande.*

La plupart de ces erreurs systématiques dépendent essentiellement de la masse du quark top comme nous allons le démontrer dans ce chapitre. La table 6.1 donne de ce fait les valeurs extrêmes des différences relatives des erreurs systématiques en fonction des valeurs extrêmes de la masse du quark top, $m_{top} = 100 - 174$ GeV/c^2 étudiées dans cette analyse avec les simulations Monte–Carlo ISAJET. Dans les prochains paragraphes, les erreurs statistiques des simulations Monte–Carlo ne seront pas traitées, elles sont inhérentes au nombre d'événements générés et restants après l'ensemble de toutes les coupures.

6.2 Estimation des erreurs systématiques

Section efficace de production du quark top

L'erreur commise sur $\sigma_{t\bar{t}}$, la section efficace de production de $t\bar{t}$, est supposée suivre une distribution gaussienne dont la valeur de un sigma est donnée indépendamment par les limites supérieures et inférieures de la section efficace de production de $t\bar{t}$ regroupées dans la table 1.3.

Dans le calcul final de limite (voir chapitre 7), les cas des valeurs supérieures et inférieures seront tous deux considérés comme indépendants et intégrés séparément dans le calcul final de la limite.

Radiations initiales de gluons dans ISAJET

Il existe une incertitude dans l'énergie des gerbes due à une radiation possible de gluons à angles larges qui pourraient ne pas être modélisés correctement dans les simulations Monte–Carlo de QCD perturbatives [26, 75].

Afin de comprendre les effets des radiations initiales de gluons dans le générateur physique ISAJET, et par analogie à l'analyse[26], cette option de la simulation Monte–Carlo est inhibée. En d'autres termes, nous avons modifié les paramètres de contrôle du générateur physique de telle façon que la production de gluons initiaux soit supprimée.

Un ensemble de huit points différents des masses du quark top et du Higgs chargé (m_{top}, m_{Higgs}) ont été générés, dans le cas où les quarks se désintègrent chacun dans un Higgs chargé. Puis l'ensemble de toutes les coupures ont été appliquées sur ces simulations Monte–Carlo pour obtenir une nouvelle estimation N_{off} du nombre attendu d'événements de Higgs chargé $H^{\pm}$. A partir de ces deux valeurs d'événements attendus N_{on} avec radiation initiale de gluons, N_{off} sans radiation initiale de gluons, il est possible de calculer la valeur moyenne N_{μ} :

$$N_{\mu} = \frac{|N_{off} + N_{on}|}{2} \tag{6.1}$$

et l'incertitude systématique σ_{gluons}. La valeur de σ_{gluons} se calcule comme la valeur absolue de la différence des nombres N_{on} et N_{off} divisée par deux comme montré dans :

$$\sigma_{gluons} = \frac{|N_{off} - N_{on}|}{2} \tag{6.2}$$

L'ensemble des résultats de ces calculs est résumé dans la table 6.2 dans laquelle ne sont reportées que les erreurs statistiques des simulations Monte–Carlo.

$\mathbf{M_{top} GeV/c^2}$	$\mathbf{M_{Higgs} GeV/c^2}$	$\mathbf{N_{on}}$	$\mathbf{N_{off}}$	$\mathbf{N_{\mu}}$	$\sigma_{\mathbf{gluons}}$
100	50	16.5±1.8	23.5±1.7	20.0±1.2	3.5±1.2
110	60	19.1±1.5	21.6±1.6	20.4±1.1	1.4±1.1
120	70	16.7±1.1	20.1±1.2	18.4±0.8	1.7±0.8
130	80	14.1±0.8	19.8±0.9	17.0±0.6	2.9±0.6
140	90	13.3±0.7	16.8±0.8	15.1±0.5	1.8±0.5
150	120	15.1±0.6	16.7±0.6	15.9±0.4	0.8±0.4
160	140	11.8±0.4	12.3±0.4	12.1±0.3	0.3±0.3
174	160	9.3±0.3	9.0±0.3	9.2±0.2	0.2±0.2

Tableau 6.2: *Nombre attendu d'événements pour différentes masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ lorsque l'option des radiations initiales de gluons dans la simulation Monte–Carlo Isajet est activée "On", ou désactivée "Off". "N_{μ}" est la valeur moyenne.*

Il s'avère que c'est la coupure d'isolation qui est la plus affectée par la radiation initiale de gluons. L'efficacité relative de cette coupure est nettement meilleure lorsque les radiations initiales de gluons sont supprimées. En effet, le nombre de gerbes produites par les phénomènes d'hadronisation et le nombre de particules chargées devient plus petit, toute l'énergie disponible restante est utilisée pour la seule production de la chaîne de production du Higgs chargé $H^{\pm}$. La probabilité d'avoir des traces issues de la désintégration du τ qui se mélange avec celle d'une autre gerbe provenant des processus de radiations initiales de gluons devient beaucoup plus faible. La valeur de σ_{gluons} dépend fortement de la masse du quark top m_{top}, valeurs décroissantes de σ_{gluons} pour les valeurs croissantes de la masse du quark top m_{top}. Elle s'explique pour les plus petites masses m_{top} par une énergie restant disponible plus large qui autorise une plus forte production de gluons. Au contraire des grandes masses m_{top} du quark top, pour lesquelles il reste une énergie disponible plus faible pour la production de gluons initiaux après la création du quark top.

La figure 6.1 représente le rapport de $N_{\mu}/\sigma_{gluons} \times 100$ en fonction de la masse du quark top m_{top}, avec la droite obtenue d'une régression linéaire de l'ensemble des points. Dans le calcul final de la limite (voire chapitre 7), le résultat du calcul de régression linéaire est utilisé comme l'incertitude systématique des effets de radiation initiale de gluons.

De plus, le nombre d'événements attendus et estimés des simulations Monte–Carlo pour chaque point de masse (m_{top}, m_{Higgs}) est corrigé en fonction de la masse du quark top, afin de tenir compte des effets des radiations initiales de gluons. A partir de la même table 6.2, on reporte la valeur Δ (6.3) en fonction de la masse du quark top m_{top} dont les résultats sont montrés dans la figure 6.2. Comme précédemment, la dépendance en fonction de la masse m_{top} est clairement visible.

$$\Delta = \frac{|N_{off} - N_{on}|}{N_{on}} \tag{6.3}$$

$$N'_{off} = N_{on}(1 + \Delta) \tag{6.4}$$

$$N'_{\mu} = \frac{N'_{off} + N_{on}}{2} \tag{6.5}$$

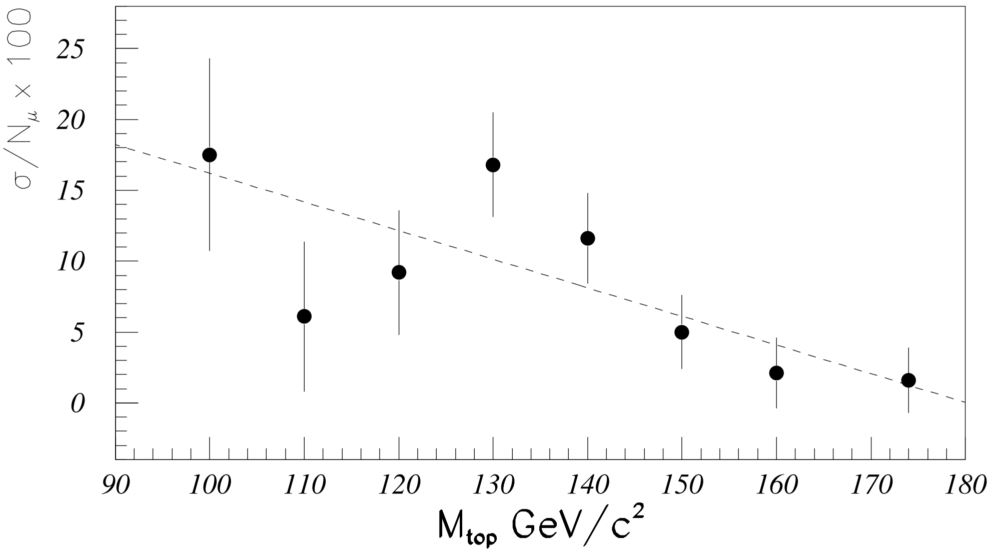


Figure 6.1: *Rapport de $N_\mu/\sigma_{gluons} \times 100$ en fonction de la masse du quark top m_{top} avec leur erreur statistique.*

A partir de la régression linéaire du graphique, le terme N'_{off} se calcule comme (6.4), et représente en fonction de la masse du quark top m_{top}, le nombre moyen d'événements attendus sans radiation initiale de gluons. Le nombre moyen attendu d'événements N'_μ se calcule, en fonction de la masse du quark top m_{top}, comme la moyenne des nombres N'_{off} et N_{on} (6.5). Pour l'ensemble des points (m_{top}, m_{Higgs}), toutes les valeurs de N'_μ sont recalculées en fonction de la masse du quark top m_{top}, et pour les trois types de simulations Monte–Carlo HH, HW, et WW. Il est supposé que l'effet des radiations initiales de gluons est identique dans les trois types de simulations. Ce sont ces nouveaux nombres qui sont considérés dans le calcul final de la limite. Les valeurs dans les tables 4.2, 4.3, et 4.4 ne contiennent pas ces corrections. Il s'agit uniquement du nombre d'événements attendus avec les radiations initiales de gluons.

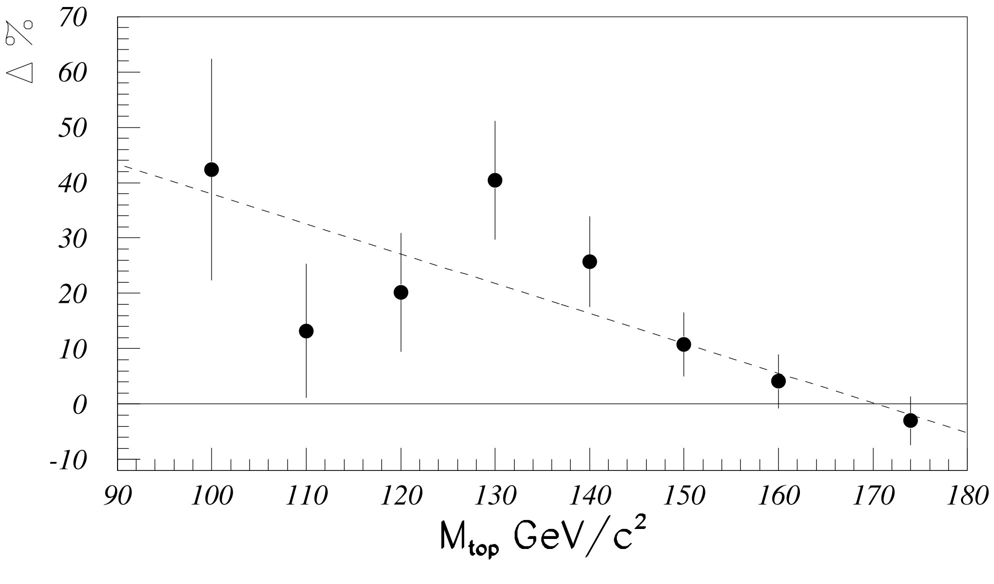


Figure 6.2: *Valeur de Δ en fonction de la masse du quark top m_{top} avec leur erreur statistique.*

"Energy scale effect"

Les gerbes dans le calorimètre peuvent ne pas être mesurées ou reconstruites correctement à cause d'effets variés. On peut y inclure la linéarité des calorimètres, le fort rayon de courbure de particules chargées de petites quantités de mouvement dans le champ magnétique de l'aimant, une réponse réduite de la calorimétrie aux interstices entre les modules et les sous–systèmes du calorimètre, les contributions d'événements sous–jacents, la perte d'une partie de l'énergie en dehors du cône de reconstruction de la gerbe et une partie de l'énergie non détectée portée par les muons et les neutrinos [26]. Il faut aussi noter que ces effets de la calorimétrie sont considérés comme indépendants du processus traité dans le point précédent des radiations initiales de gluons.

Les estimations de l'incertitude de l'énergie reconstruite E_T des gerbes sont introduites par le facteur de "absolute energy scale" qui varie de ± 10 % pour une gerbe de 8 GeV à ± 3 % pour 100 GeV, selon la méthode similaire à [26]. Une relation linéaire simple de cette "absolute scale energy" qui relie ces deux points est construite en fonction de l'énergie transverse d'une gerbe. Pour différents points de masses (m_{top}, M_{Higgs}) des simulations Monte–Carlo, résumés dans la table 6.3, chaque gerbe reconstruite par l'algorithme JETCLU voit sa valeur ajoutée d'une fraction d'énergie calculée selon la relation linéaire juste définie. Pour les mêmes simulations Monte–Carlo, le même travail est répété sauf que dans ce cas, cette fraction d'énergie calculée est soustraite.

Avant l'application des coupures de sélection du Higgs chargé $H^{\pm}$, les grandeurs E_T, $\not{E}_T$, $\sigma(\not{E}_T)$, ΣE_T sont recalculées afin de tenir compte de la variation d'énergie de chacune des gerbes. Lorsque l'ensemble des coupures de sélection ont été appliquées, deux nouveaux nombres sont ainsi obtenus : N^{up}, estimation avec la valeur de l'énergie des gerbes déplacée vers le haut, N^{down} diminuée vers le bas. Il est alors possible de calculer les différences relatives Δ^{up} pour les valeurs supérieures :

$$\Delta^{up} = \frac{|N^{exp} - N^{up}|}{N^{exp}} \tag{6.6}$$

et Δ^{down}, pour les valeurs inférieures :

$$\Delta^{down} = \frac{|N^{exp} - N^{down}|}{N^{exp}} \tag{6.7}$$

$\mathbf{M_{top} GeV/c^2}$	$\mathbf{M_{Higgs} GeV/c^2}$	$\mathbf{\Delta^{up}}$ %	$\mathbf{\Delta^{down}}$ %	$\mathbf{\Delta^{mean}}$ %
100	70	29.5±8.5	27.4±8.1	27.7±5.5
120	70	24.2±11.0	23.2±7.7	23.7±3.9
130	80	29.8±10.0	19.0±7.0	24.5±4.4
140	100	17.4±7.1	20.6±5.3	19.0±3.2
160	140	11.7±5.5	11.7±4.6	11.7±2.6

Tableau 6.3: *Différence de nombre attendu pour diverses masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ quand l'énergie est augmentée Δ^{up}, et diminuée Δ^{down}, Δ^{mean} étant la valeur moyenne de ces deux nombres.*

à partir du nombre attendu N^{exp} sans les effets du "absolute scale energy". Puis la moyenne de Δ^{up}, et Δ^{down} fournit le nombre Δ^{mean}. Ces valeurs sont rassemblées dans la table 6.3. La figure 6.3 représente ces différences relatives, les rectangles pour Δ^{down}, les triangles Δ^{up}, et les ronds Δ^{mean}, en fonction de la masse du quark top m_{top},

Dans la figure 6.3 apparaît clairement que cet effet dépend directement de la masse du top. En effet, pour les plus petites masses du quark top m_{top}, l'énergie manquante $\not{E}_T$, et l'énergie manquante "significance" sont plus faibles, comme montré dans les figures 4.9 et 4.10, donc plus fortement dépendantes de la coupure sur l'énergie manquante $\not{E}_T$ et sur la significance de l'énergie manquante $\sigma(\not{E}_T)$.

Un calcul de régression linéaire, aussi représenté sur la figure 6.3 permet d'extraire la valeur absolue de l'effet "energy scale" en fonction de la masse du quark top. Dans le calcul final de limite, ce sont ces valeurs tirées du "fit" qui sont considérées comme la valeur de un sigma de cette incertitude en fonction de la masse du quark top m_{top}.

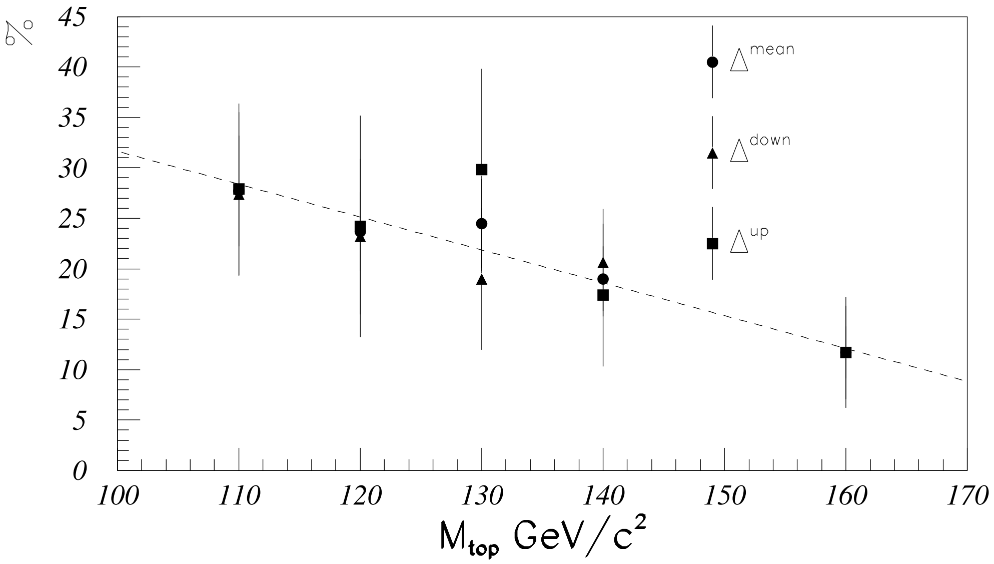


Figure 6.3: *Différences relatives entre le nombre attendu d'événements en fonction de la masse du quark top m_{top} pour les valeurs de Δ^{down} rectangles, Δ^{up} triangles, et Δ^{mean} ronds, avec leur erreur statistique.*

Efficacité des déclenchements "MET_35"

L'erreur due à l'efficacité des déclenchements "MET_35" est estimée à 5.5 % à partir des simulations Monte–Carlo m_{top} = 120 GeV/c^2, m_{Higgs} = 100 GeV/c^2. Chaque point de l'efficacité des déclenchements "MET_35" est déplacé vers le haut puis vers le bas par son erreur. En d'autres termes, le nombre d'événements attendus pour la simulation Monte-Carlo est calculé une première fois avec tous les points de la courbe d'efficacité de déclenchements déplacés vers le haut, puis une seconde fois avec tous les points déplacés vers le bas. Il s'agit ensuite de comparer ces deux nombres et d'en prendre la différence relative qui est alors prise comme l'erreur introduite par l'efficacité des déclenchements "MET_35" et utilisée pour placer la limite, cf chapitre 7.

Bruits de fond

L'écart type de la moyenne des différentes méthodes de calcul de l'estimation du bruit de fond des processus QCD, cf section 5.2, est pris comme l'erreur systématique commise sur l'estimation du bruit de fond. Elle prend la valeur de ± 0.6 événements. Le nombre total d'événements de bruit de fond issus des processus QCD peut donc s'écrire 17.4 ± 2.1(stat) ± 0.6(syst). Les deux erreurs sont supposées indépendantes dans les calculs.

L'erreur totale considérée sur le bruit de fond dans les calculs de limite est la somme quadratique des erreurs issues des phénomènes de QCD, et des 1.1 ± 0.4 événements du processus Drell–Yan $Z \to \tau^+\tau^-$. L'ensemble de ces erreurs sont supposées découplées et représente 12 % de l'estimation du nombre total d'événements du bruit de fond.

Chapitre 7

Résultats finaux : une nouvelle limite

Comme montré dans la section précédente, les incertitudes systématiques dépendent essentiellement de la masse du quark top m_{top}. Ainsi pour les différentes simulations Monte–Carlo des masses du quark top m_{top} = 100, 110, $\cdots$ 160, 174 GeV/c^2 la valeur limite supérieure d'événements N pour un niveau de probabilité de 95 % est déterminée selon la méthode décrite dans la section B. Le nombre μ_B , moyenne de la distribution de Poisson du bruit de fond est pris comme la somme des événements issus des processus QCD 17.4 $\pm$ 2.1(stat) $\pm$ 0.6(syst), et du processus Drell–Yan $Z \to \tau^+\tau^-$ 1.1 $\pm$ 0.4 événements, soit un total de 18.5 $\pm$ 2.2 événements, avec l'ensemble des erreurs additionnées quadratiquement.

Dans le cas d'une valeur infinie de $\tan\beta$, les nombres d'événements N sont alors comparés avec ceux obtenus dans la table 4.4, après correction due aux effets de radiation de gluons initiaux. Il est alors possible d'exclure à un niveau de probabilité de 95 % tous les points de cette table dont le nombre d'événements prédits par les simulations Monte–Carlo est plus petit que le nombre supérieur limite calculé avec bruit de fond et erreurs systématiques.

L'ensemble de ces points définit, dans le plan de masse du quark top et du Higgs chargé $H^\pm$, une zone qui est exclue à un niveau de probabilité de 95 %. La figure 7.1 montre la masse du quark top m_{top}, en fonction de la masse du Higgs chargé $H^\pm$, dans le cas des valeurs infinies de $\tan\beta$, soit la situation où les voies de désintégration $t \to H^+b$, et $H^+ \to \tau_\nu\nu$ dominent. La précédente limite [44] basée sur la voie leptonique est aussi montrée sur cet histogramme.

Dans le cas des faibles valeurs de $\tan\beta$, la formule (7.1) est appliquée. Les nombres N_1, N_2 et N_3 sont les différents nombres attendus d'événements pour les simulations Monte–Carlo de type WW, HW, et HH (avec la correction de radiations de gluons initiaux intégrée) et les termes Br sont les différents taux de branchements comme discuté dans la section 1.5. Les zones exclues pour une probabilité de 95 % dans le plan (m_{top}, m_{Higgs}), masse du quark top en fonction de celle du Higgs chargé $H^\pm$, sont montrées pour différentes valeurs

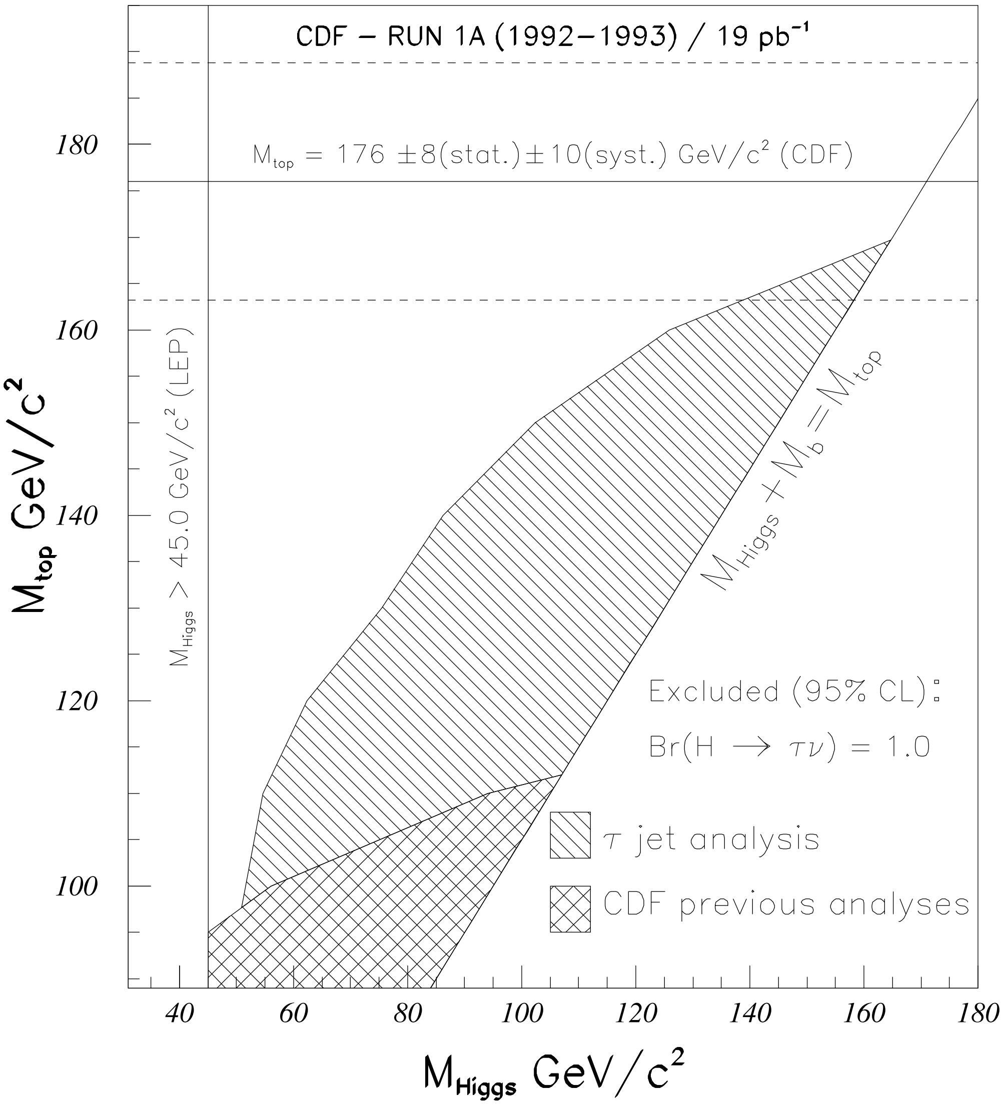


Figure 7.1: *Régions du plan (m_{top},m_{Higgs}) exclues à un niveau de probabilité de 95 %, ainsi que la limite précédente placée par l'expérience CDF, cas des valeurs infinies de* $\tan\beta$.

de $\tan\beta = 50$, 100, 500 dans la figure 7.2. Comme auparavant la précédente limite [44] basée sur la voie leptonique est aussi montrée sur cet histogramme pour une valeur de $\tan\beta = 100$.

$$\begin{aligned} N_{exp} &= N_1{\cdot}Br(t\bar{t}{\to}WbWb)+ \\ &\quad N_2{\cdot}Br(t\bar{t}{\to}HbHb){\cdot}Br(H{\to}\tau\nu)^2+ \\ &\quad N_3{\cdot}Br(t\bar{t}{\to}HbWb){\cdot}Br(H{\to}\tau\nu) \end{aligned} \tag{7.1}$$

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N_{obs}}{\int \mathcal{L}dt \cdot Br \cdot \epsilon_{total}} \tag{7.2}$$

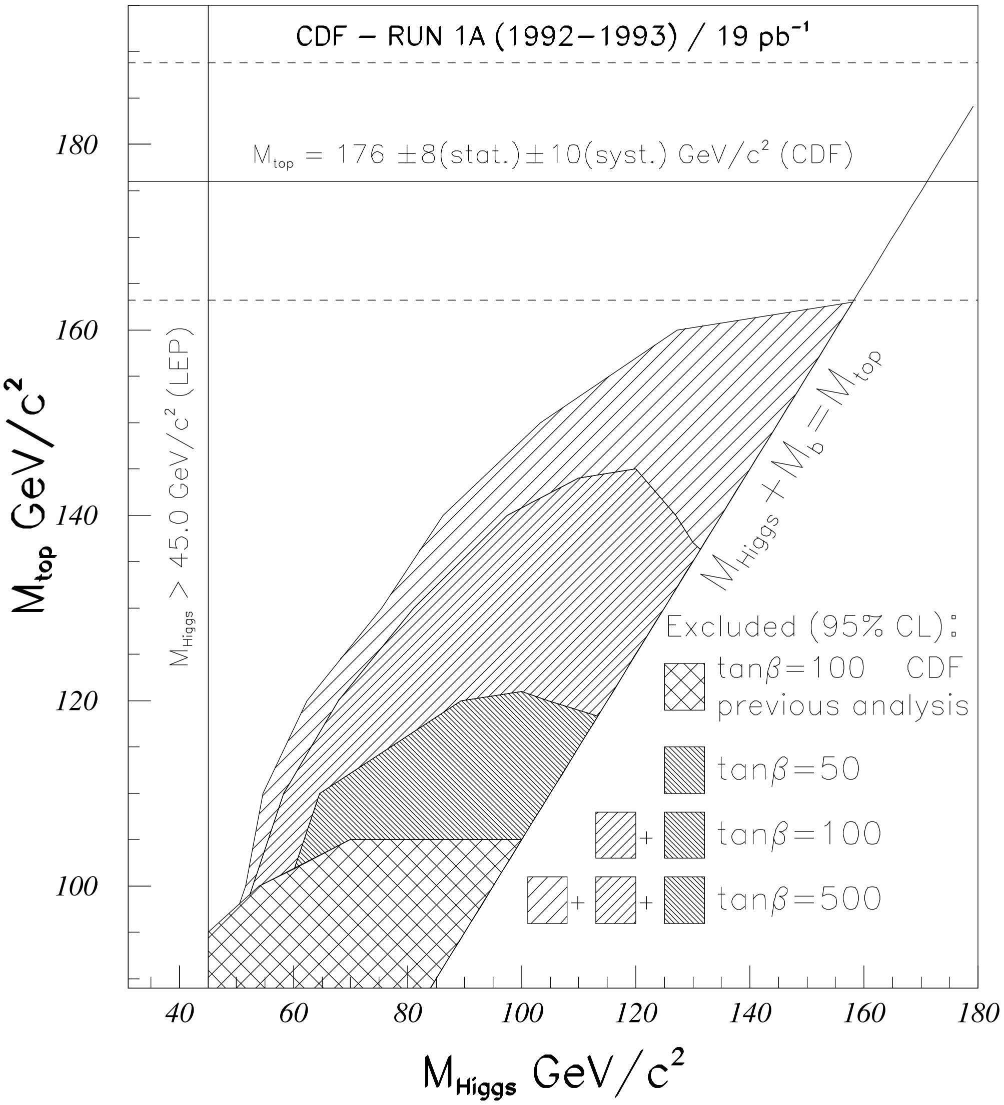


Figure 7.2: *Régions du plan* (m_{top}, m_{Higgs}) *exclues à un niveau de probabilité de 95 %, pour faible valeur de* $\tan\beta$ *ainsi que la limite précédente placée par l'expérience CDF, pour une valeur* $\tan\beta$ *= 100.*

La section efficace de production de la paire de quark $t\bar{t}$ peut s'écrire comme (7.2), où N_{obs} est le nombre total d'événements observés, auquel ont été soustraits le bruit de fond, $\int \mathcal{L}dt$ la luminosité intégrée totale, et $Br \cdot \epsilon_{total}$ est l'efficacité pour observer $t\bar{t}$ événements dans le canal choisi. Dans la table 7.1 sont indiquées les limites supérieures mesurées de $\sigma_{t\bar{t}}$ à un niveau de probabilité de 95 % pour trois valeurs différentes de la $\tan\beta$ = 50, 100, 500. Le manque de sensibilité de ces mesures pour les faibles valeurs de la $\tan\beta$ est essentiellement dû à la forte coupure sur l'énergie manquante. Comme, il l'a été mentionné dans le chapitre précédent, pour des valeurs plus petites de la $\tan\beta$, les Higgs chargés $H^{\pm}$ sont moins souvent émis, avec pour conséquence directe moins de neutrinos produits, et, par donc une énergie manquante moyenne plus faible.

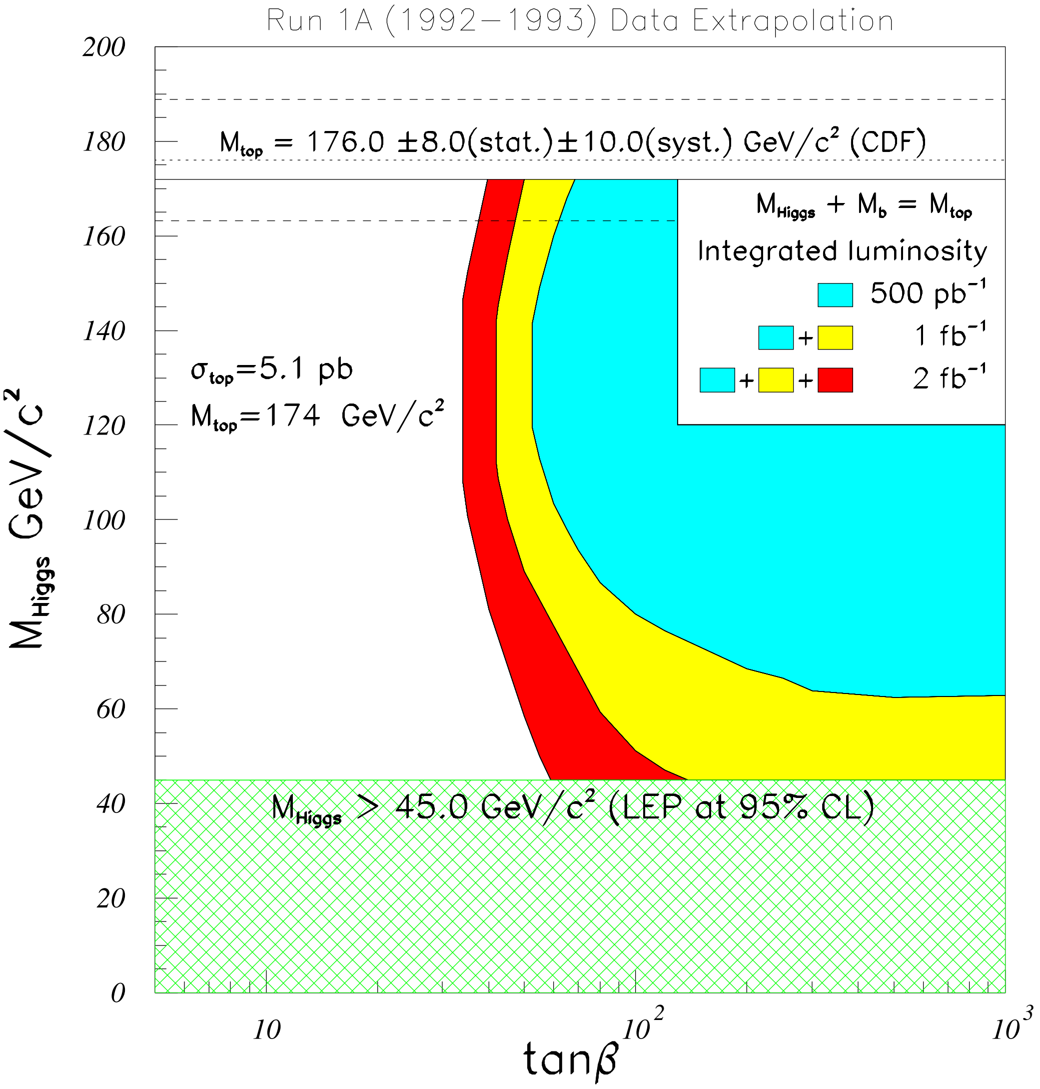


Figure 7.3: *Résultats extrapolés, pour diverses luminosités intégrées 500 pb*$^{-1}$*, 1 fb*$^{-1}$*, et 2 fb*$^{-1}$*, de la masse du Higgs chargé* $H^{\pm}$ *en fonction de* $\tan\beta$ *pour une simulée* m_{top} = *174 GeV/c*^{2}*,* $\sigma_{t\bar{t}}$ = *5.1 pb.*

La figure 7.3 montre une extrapolation du résultat obtenu à partir de la figure 7.1, cas d'une valeur infinie de $\tan\beta$ pour des simulations Monte–Carlo avec une masse du quark top prise comme m_{top} = 174 GeV/c^2, et $\sigma_{t\bar{t}}$ = 5.1 pb. Cet histogramme représente la masse du Higgs chargé $H^{\pm}$ en fonction de la valeur de la $\tan\beta$ pour différentes luminosités intégrées 500 pb^{-1}, 1 fb^{-1}, et 2 fb^{-1}. La dernière valeur publiée de la masse du quark top m_{top} = 176.0 ± 8.0 (stat) ± 10.0 (syst) GeV/c^2 [27, 28] est aussi représentée.

M_{Higgs} GeV/c^2	**M_{top}GeV/c^2**								
	100	110	120	130	140	150	160	174	$\tan\beta$
	Section efficace limite $\sigma_{t\bar{t}}$ in pb (95 % CL)								
50	97.3	75.6	-	-	-	-	-	-	
60	87.2	45.9	41.5	-	-	-	-	-	
70	51.7	39.6	30.5	31.1	-	-	-	-	
80	50.2	35.6	28.2	22.7	-	-	-	-	
90	38.2	29.2	20.7	16.3	15.6	-	-	-	
100	-	23.0	18.1	14.5	12.8	12.3	11.3	10.8	500
110	-	-	19.1	14.3	10.8	10.4	10.6	9.9	
120	-	-	-	12.7	10.7	9.4	8.9	8.2	
130	-	-	-	-	11.3	9.3	7.9	7.3	
140	-	-	-	-	-	9.2	8.4	6.8	
150	-	-	-	-	-	-	7.7	6.5	
160	-	-	-	-	-	-	-	6.5	
50	103.1	80.4	-	-	-	-	-	-	
60	91.8	50.2	45.4	-	-	-	-	-	
70	56.4	43.7	34.2	35.2	-	-	-	-	
80	55.6	40.7	32.0	26.3	-	-	-	-	
90	46.2	34.4	24.6	19.4	18.7	-	-	-	
100	-	29.7	22.4	17.8	15.9	15.2	14.2	13.7	100
110	-	-	25.1	18.2	14.3	13.3	13.5	12.9	
120	-	-	-	18.3	14.2	12.8	11.6	11.4	
130	-	-	-	-	17.6	13.4	11.1	10.2	
140	-	-	-	-	-	15.0	12.5	10.1	
150	-	-	-	-	-	-	13.4	10.5	
160	-	-	-	-	-	-	-	10.5	
50	122.2	94.7	-	-	-	-	-	-	
60	106.1	63.5	57.4	-	-	-	-	-	
70	71.0	56.5	45.5	47.8	-	-	-	-	
80	72.3	56.6	43.6	37.7	-	-	-	-	
90	71.3	50.5	36.9	29.4	28.7	-	-	-	
100	-	49.6	35.4	28.0	25.6	24.0	23.4	23.9	50
110	-	-	42.8	30.5	25.8	22.3	22.2	21.1	
120	-	-	-	35.0	24.6	23.7	19.9	21.6	
130	-	-	-	-	35.5	26.0	21.0	19.3	
140	-	-	-	-	-	31.8	24.5	20.5	
150	-	-	-	-	-	-	31.6	22.4	
160	-	-	-	-	-	-	-	22.4	
	102.0	61.6	38.9	25.4	16.9	11.7	8.16	5.10	
	Section efficace (valeur centrale) du top quark $\sigma_{t\bar{t}}$ pb								

Tableau 7.1: *Limites supérieures mesurées des sections efficaces $\sigma_{t\bar{t}}$ en pb pour un CL de 95 % pour une combinaison donnée de masse du quark top et du Higgs chargé pour différentes valeurs de* $\tan\beta$.

Partie III

L'EXPERIENCE ATLAS

Chapitre 8

Le LHC: "Large Hadron Collider"

8.1 Introduction

La découverte du quark top [27, 28] à FERMILAB est une pièce supplémentaire au puzzle qui s'ajoute à la compréhension de la physique des hautes énergies. L'origine de la brisure spontanée de symétrie, les masses différentes des particules à l'échelle des processus électrofaibles restent des questions entières et représentent des points d'intérêt fondamentaux des expériences du futur comme le projet du LHC : "Large Hadron Collider", le grand collisionneur à hadrons [93]. D'autres recherches comme par exemple la structure interne des fermions fondamentaux, des études détaillées du quark top et la compréhension de la violation CP dans les processus de désintégration du B restent autant de points d'importance.

Les taux de productions extrêmement faibles et les hautes énergies nécessaires requises pour produire et étudier ces processus impliquent pour la prochaine génération d'accélérateurs de particules qu'ils soient capable de fournir de fortes luminosités et de grandes énergies dans le centre de masse.

Le projet du LHC appartient à cette nouvelle génération d'accélérateurs de particules. A l'aide des connaissances technologiques les plus modernes, des énergies très élevées dans le centre de masse, il tentera de répondre à ces questions. Principalement, deux types de nucléons seront accélérés au LHC: protons et ions lourds (Pb).

Le LHC sera construit sur le site actuel du LEP au CERN, soit un anneau de 27 km de circonférence. Il fournira deux faisceaux de protons, rassemblés en 2835 paquets de 10^{11} particules et espacés de 7.5 m, équivalant à un temps de croisement de 25 ns entre deux paquets de protons, une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité instantanée de 10^{33} cm^{-2} s^{-1} durant les premiers temps de la machine, puis aux performances maximales de la machine 10^{34} cm^{-2} s^{-1}. Les paquets de pp interagiront en deux zones où seront construites deux grandes expériences qui sont actuellement dans leur phase de recherche et de développement. Il s'agit des projets CMS "The Compact Muon

Solenoid" [97] et ATLAS "A Toroidal LHC Apparatus" [94, 95, 96].

Une troisième zone d'interaction est prévue et sera occupée par l'expérience LHC–B [99]. Elle s'appliquera aux études de la violation CP et autres phénomènes rares de la désintégration des particules dites "Beautés".

Lors des phases d'accélération de faisceaux de ions lourds (Pb–Pb) une énergie dans le centre de masse de 1250 TeV et une luminosité instantanée de 10^{27} cm^{-2} s^{-1} seront atteintes. Une quatrième zone expérimentale sera dédiée à l'étude des ces interactions où sera montée l'expérience ALICE "A Large Ion Collider Experiment" [98].

L'ensemble de ces spécifications exige de résoudre des problèmes technologiques encore complètement nouveaux. Cependant, une machine $p\bar{p}$ comme le Tevatron à FERMILAB, hormis un type de faisceaux légèrement différents, comporte un ensemble de similitudes riches d'enseignements et de problèmes technologiques déjà résolus qui seront similaires pour le LHC, mais à un facteur plus large de grandeur, de complexité et de difficulté. Parmi les défis lancés on peut citer à titre d'exemples les aimants supraconducteurs, et les problèmes de cryogénie qui en découlent, les fortes luminosités des faisceaux, et la conception de détecteurs de particules capables de supporter de hauts taux de radiations et qui soient optimales pour la détection d'une gamme aussi large que possible de signatures de processus physiques tels que les électrons, les rayons gamma, les muons, les gerbes de particules, l'énergie manquante transverse et le "tagging" du quark b.

L'accélération de deux faisceaux de protons, au lieu de $p\bar{p}$ comme au Tevatron se justifie à plus d'un titre. D'une part, il est primordial d'atteindre de très grandes luminosités, ce qui est très difficilement réalisable dans un accélérateur $p\bar{p}$. D'autre part, la technologie actuelle permet d'extraire facilement des protons et de les rassembler ensuite en faisceaux. De plus aux énergies du LHC, les sections efficaces de production pp et $p\bar{p}$ sont identiques à quelque pour–cent près et les sections efficaces de l'ensemble des processus qui seront étudiés ne sont pas non plus altérés [101]. La production du boson de Higgs du SM s'effectue par fusion de gluons g, de $WW(ZZ)$, les interactions $t\bar{t}$, et la production de $W(Z)$. Les recherches sur le Higgs chargé $H^{\pm}$ du MSSM découlent immédiatement du taux de production du quark top dont le processus dominant de production $t\bar{t}$ s'effectue essentiellement par le biais de fusion de gluons gg. La production par les interactions de quarks $q\bar{q}$ ne représente que quelque pour–cent [101], cf équations (1.35) section 1.3. Les modes de production de quarks top isolés comme les processus de fusion Wg (92.4 %), de Drell–Yan (4.3 %), ou la production Wt par via $gb \to W^{-}t$ (3.3 %), pour une masse du quark top $m_{top} \simeq 170$ GeV représenteront environ 20 % de la section efficace de production des paires de quarks top $t\bar{t}$ [100].

La construction du LHC dans le tunnel du LEP impose le rayon de la machine comme un paramètre fixe. Cette contrainte, conjuguée avec les hautes énergies des faisceaux du LHC, nécessite de forts champs magnétiques pour courber la trajectoire des protons et les maintenir autour de l'anneau principal. Ce choix implique la construction de dipôles magnétiques qui doivent fournir de 8.4 Tesla, soit une fois et demie l'amplitude des champs des aimants qui sont actuellement utilisés au Tevatron à FERMILAB. Pour atteindre ces valeurs, comme pour celles du Tevatron, la décision s'est portée sur la construction d'aimants supraconducteurs au NbTi qui seront refroidis à une température de 1.9 degré Kelvin avec de l'hélium liquide superfluide. Ce bain de refroidissement traversera les aimants dans des tubes échangeurs de température intégrés à l'intérieur de l'aimant à côté des deux tubes dans lesquels passeront en sens inverse les deux faisceaux de protons. La faisabilité de ces aimants à déjà été démontrée [93] par les groupes de recherche et de développement qui ont travaillé sur ce projet.

8.2 Le Détecteur ATLAS au LHC

8.2.1 Buts de l'expérience

L'une des manifestations du mécanisme de la brisure spontanée de symétrie pourrait être l'existence du Boson de Higgs H du SM, ou la famille de particules de Higgs $H^{\pm}$, h, H, et A comme décrit par le MSSM, cf section 1.5. La recherche de signaux issus des différentes familles de Higgs représente le point fort de la conception du détecteur ATLAS.

Dans le cadre du SM, pour couvrir le domaine total de masse au–dessus des limites $m_H > 80$ GeV/c^2 des expériences actuelles, LEP et FERMILAB, le détecteur doit être sensible aux processus suivants, où $l^{\pm}$ désigne les électrons $e^{\pm}$ ou les muons $\mu^{\pm}$:

• $H \to b\bar{b}$	Issus de WH, ZH, et $t\bar{t}H$ utilisation de la recherche de $l^{\pm}$ et de b "tagging" Pour $80 < m_H < 100$ GeV/c^2
• $H \to \gamma\gamma$	Pour $90 < m_H < 150$ GeV/c^2
• $H \to ZZ^*$	Pour 130 GeV/c^2 $< m_H < 2m_Z$
• $H \to ZZ \to 4l^{\pm},\ 2l^{\pm}2\nu$	Pour $m_H > 2m_Z$
• $H \to WW \to l^{\pm}\ \nu\ 2\ gerbes$ $H \to ZZ \to 2l^{\pm}\ 2\ gerbes$	Issus de la fusion WW, ZZ, utilisation de la recherche de gerbes résultat de leur désintégration pour m_H jusqu'à une masse de 1 TeV/c^2

La recherche des Higgs du MSSM, cf section 1.5, exige une sensibilité aux processus et signatures :

• $A \to \tau^+\tau^- \to e\mu$	accompagné de $\nu(s)$
• $A \to \tau^+\tau^- \to l^\pm$	accompagné de hadrons et de neutrinos
• $H^\pm \to \tau^+\nu$ $H^\pm \to 2\ gerbes$	Issus de la déstintégration $t\bar{t} \to H^\pm W^\mp b\bar{b}$ utilisation de la recherche de $l^\pm$ et du quark b dans ces 2 gerbes

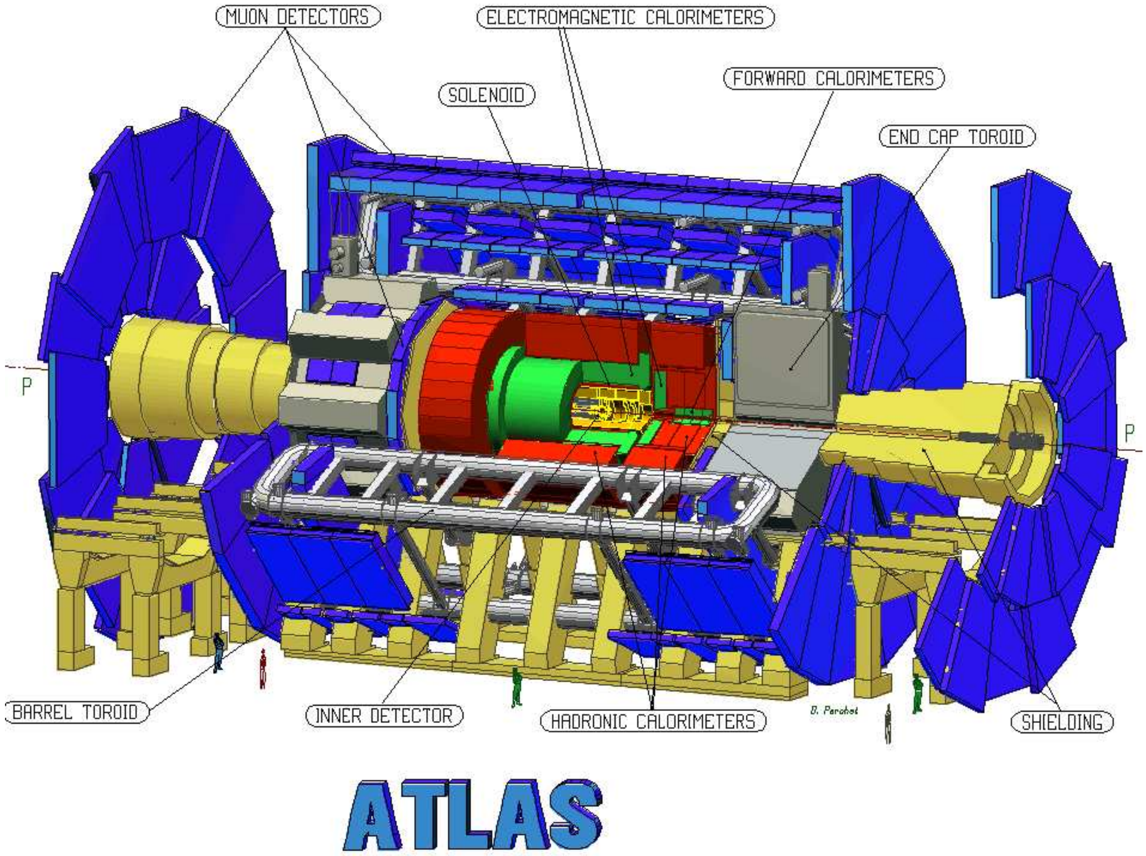


Figure 8.1: *Vue tridimensionnelle de l'expérience ATLAS.*

L'ensemble de ces considérations physiques permet de tirer les concepts de base nécessaires pour la construction de ATLAS.

- Une très bonne calorimétrie électromagnétique pour l'identification et la mesure de l'énergie des électrons, des gammas, complétée par une calorimétrie hermétique pour la mesure de l'énergie des gerbes et de l'énergie manquante transverse $\not{E}_T$.

- Une mesure efficace de l'impulsion de traces reconstruites des leptons, la reconnaissance des gerbes contenant un quark b, ainsi qu'une bonne capacité de reconstruction des points d'interaction secondaires du lepton τ, et des quarks lourds.

- Un système de chambres à muons pour la mesure précise de leur impulsion.

Les sections suivantes présentent les concepts généraux de l'expérience ATLAS. Certaines options technologiques de base ont déjà été choisies pour différentes parties du détecteur. Elles restent toutefois encore à l'étude afin de trouver le meilleur compromis entre les différents paramètres tels que : les coûts de fabrication, la réalisation mécanique, les performances et la technologie de fabrication de l'électronique, les systèmes de refroidissement, la quantité de matériel dans le détecteur qui peut dégrader la résolution des traceurs de particules et la mesure de l'énergie dans les calorimètres. Une vue générale du détecteur, selon les schémas actuels, est montrée dans la figure 8.1.

8.2.2 Les aimants

La configuration des aimants [95] est basée sur un solénoïde supraconducteur et des bobines toroïdales évidées en leur centre, comme représentées dans la figure 8.2.

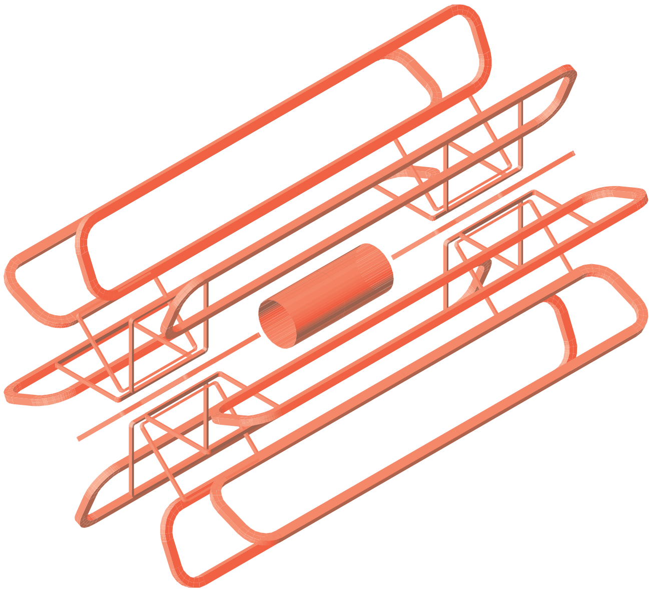


Figure 8.2: *Vue de l'aimant supraconducteur toroïdal et solénoïdal.*

Le solénoïde est construit devant le calorimètre électromagnétique, il entoure la cavité réservée pour la partie intérieure : le traceur interne ("Inner–tracker") et la baigne d'un champ magnétique de 2 T. Avec un rayon de 1.22 m et une longueur de 5.3 m, l'ensemble de l'aimant, coeur métallique plus le cryostat, représente une longueur de radiation de $0.83X_\circ$.

L'aimant toroïdal est constitué de huit bobines plates indépendantes qui sont placées symétriquement et radialement par rapport à l'axe du faisceau. Il est situé à l'extérieur de la calorimétrie et pèse 1200 t avec le système de refroidissement. Les bobines s'étendent sur une longueur de 26 m avec un diamètre intérieur de 9.4 m et extérieur de 19.5 m. Il a été conçu pour couvrir un domaine de $|\eta|$ <3, avec une structure ouverte afin de minimaliser les diffusions multiples qui dégradent la résolution de la mesure de l'impulsion des particules dans les chambres à muons. Les deux aimants bouchon "End–Caps" sont insérés à chaque extrémité de l'aimant toroïdal. Ils ont une longueur de 5.6 m avec un rayon intérieur de 1.26 m.

8.2.3 Le spectromètre à muons

Les chambres à muons [95] ont été conçues pour obtenir une résolution de 60 μm et une mesure précise de l'impulsion p_T dans un domaine de 5 GeV jusqu'à 1000 GeV. Par exemple, il est indispensable pour la recherche du boson de Higgs H du SM de mesurer des impulsions transverses p_T de 20 GeV à 1000 GeV avec un $\Delta p_T/p_T < 1$ %. Une vue dans la plan r–ϕ des chambres à muons est montrée dans la figure 8.3.

Le spectromètre est divisé selon trois régions distinctes qui sont : celle du "barrel" $|\eta|$ <1.05 , de transition 1.05< $|\eta|$ < 1.4, et du "end–cap" $|\eta|$ > 1.4. Ces chambres à muons sont conçues pour tirer avantage de la structure évidée de l'aimant toroïdal supraconducteur.

Dans la région du "barrel", les chambres couvrent le domaine de ϕ et η. Elles comportent des tours projectives, attachées au rayon interne, central et extérieur du toroïde, qui pointent dans la direction du point central du détecteur. Dans le plan ϕ, la configuration suit la géométrie des huit plans du toroïde. Pour des raisons pratiques, les chambres sont subdivisées en deux catégories : les larges qui couvrent le domaine azimutal entre les plans du toroïde et les petites qui occupent les domaines de ϕ dans les régions des huit plaques du toroïde. Pour obtenir une précision maximale, les fils des chambres à dérive sont tendus dans le direction ϕ . Ils ont au plus une longueur de 5.7 m pour les chambres les plus externes. Le long de le direction de η, les chambres sont segmentées en unités de 2.6 m de long. Cette géométrie permet une superposition des chambres larges et petites, et une perte minimum de zone morte.

Dans la zone avant et arrière du détecteur, trois plans sont montés perpendiculairement à l'axe du faisceau dont deux à l'extrémité du toroïde et un troisième construit contre le mur de la cavité de la zone expérimentale.

Les chambres dans la région de transition et de "end–cap" sont de forme trapézoïdale avec une longueur maximale des fils de 6.3 m. Elles correspondent à la symétrie des huit plans de l'aimant toroïde et la couverture azimutale totale est atteinte par une légère rotation des chambres.

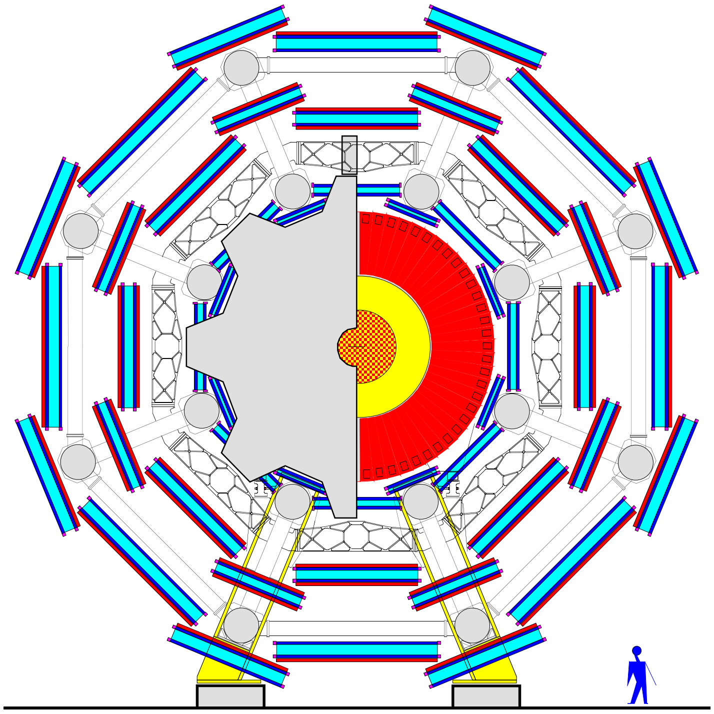


Figure 8.3: *Vue dans le plan r–ϕ des chambres à muons de la partie centrale.*

Chacune des chambres à muons se compose de deux parties distinctes à plusieurs couches qui sont montées de chaque côté d'un support. Les multicouches comportent trois ou quatre plans individuels construits selon différents procédés technologiques suivant les résultats désirés. Il s'agit de chambres "Monitored Drift Tube" MDT, des "Cathode Strip Chambers" CSC, des "Resistive Plate Chambers" RPC et des "Thin Gap Chambers" TGC. Les deux premières seront utilisées pour les mesures de précision et les deux dernières seront réservées pour les déclenchements. Les chambres de mesures de précision MDT seront montées dans les zones du "barrel", de transition et du "end–cap", tandis que les CSC dans la zone du "end–cap". Pour les déclenchements, les chambres RPC seront montées dans le "barrel", les chambres TGC dans la zone de transition et du "end–cap" et finalement les chambres CSC dans le "end–cap", mais pour les régions de $|\eta| >2$.

8.2.4 La calorimétrie

La calorimétrie [95] montrée dans la figure 8.4 se base sur la technologie LAr : Argon Liquide intrinsèquement résistant aux radiations et des tuiles de scintillateurs plastiques. Elle se compose des parties suivantes :

- Un immense cylindre "barrel" central pour la partie électromagnétique centrale, $|\eta| <1.0$. Les plaques d'absorbeur en plomb ont la forme d'un soufflet d'accordéon et sont baignées dans un bain d'argon liquide, LAr. Cette structure est appelée calorimètre accordéon.

- Le "barrel" est fermé à chacune de ses extrémités par une partie appelée "end–caps". Elle comprend la partie électromagnétique, 1.4< $|\eta|$ <3.2, qui utilise la même géométrie en accordéon et technologie LAr que le "barrel". La partie hadronique pour 1.5< $|\eta|$ <3.2 emploie des plaques de cuivre parallèles comme absorbeur baignées dans de l'argon liquide.

- Le scintillateur hadronique à tuiles entoure le "barrel" et les "end–caps". Les tuiles de scintillateurs plastiques sont scellées dans un absorbeur de fer et lues par des fibres de "wavelength shifters". Les tuiles sont placées dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau et échelonnées dans la profondeur.

Le rayon et la longueur de la cavité interne de la calorimétrie sont de 1.15 m et 6.9 m, avec un rayon extérieur de 4.23 m. La longueur de chaque "end–caps" est de 3.25 m.

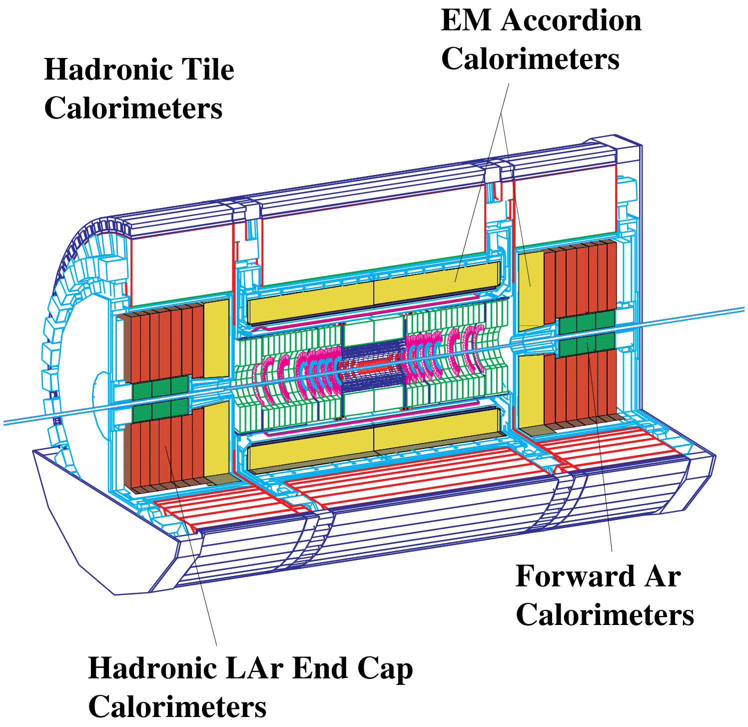


Figure 8.4: *Calorimètres électromagnétique et hadronique des parties "barrel" et "end–caps", avec la partie interne du détecteur.*

L'épaisseur de plomb est choisie pour la partie électromagnétique telle que l'épaisseur minimale correspond à $25X_\circ$ pour η=0. Pour la partie hadronique, l'épaisseur active vaut 10.7 λ_{abs} à $\eta = 0$ avec le calorimètre accordéon électromagnétique inclu.

Pour les petits angles par rapport à la direction du faisceau 3.2< $|\eta|$ <4.9, il est prévu de constuire un calorimètre électromagnétique et hadronique dense dont le concept est basé sur des tiges de métal intégrées dans une matrice de tungsten.

Composante calorimétrique	**Résolution minimale requise**	**Couverture η**
Calorimétrie EM	$\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	$\pm$ 3
Calorimétrie des gerbes et $\not{E}_T$:		
"Barrel" et "end–cap"	$\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$	$\pm$ 3
"Forward"	$\frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$	3< $\lvert\eta\rvert$ < 5

Tableau 8.1: *Résolution minimale requise pour les différentes parties et composantes de la calorimétrie.*

La table 8.1 résume les résolutions minimales requises pour les différentes parties de la calorimétrie.

8.2.5 Le traceur interne : "Inner tracker"

La très forte densité de traces de particules chargées lors des interactions pp, associée à une reconstruction de haute précision de ces dernières nécessite des détecteurs de fine granularité. Ces critères de base ont amené à la conception du traceur central [95, 102] dont une représentation est donnée dans la figure 8.5 et qui se base sur les spécifications importantes comme :

- Couverture du traceur dans un domaine de pseudorapidité de $|\eta| < 2.5$.
- Résolution sur l'impulsion de $\Delta p_T/p_T < 30$ % pour un $p_T = 500$ GeV/c pour $|\eta| < 2$, et pas plus de 50 % pour $|\eta| < 2.5$.
- Efficacité de la reconstruction des traces isolées de $p_T > 5$ GeV/c supérieure à 95 % sur tous les domaines de couverture (taux de fausses traces "fake–tracks" de moins de 1 %).
- Efficacité de la reconstruction des traces de $p_T > 1$ GeV/c dans un cône $\Delta R < 0.25$ autour de la trace candidate isolée de plus large p_T, avec un taux de moins de 10 % de ce type de fausses traces.

La conception du traceur central comporte trois choix différents de technologies qui sont les détecteurs au silicium à "Pixels", les détecteurs au silicium à micro–bandes appelés

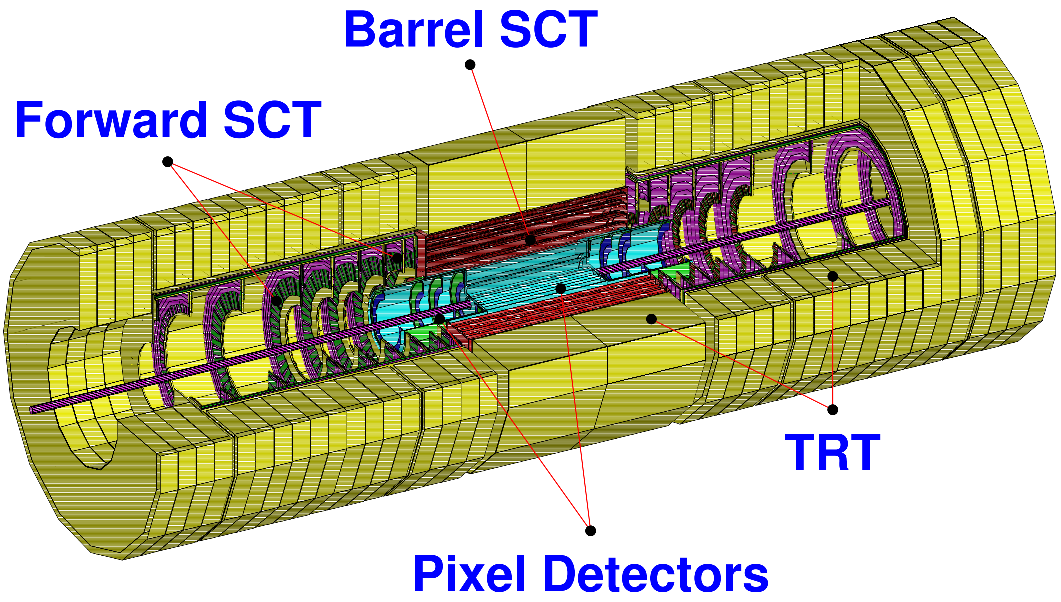


Figure 8.5: *Vue d'ensemble de la partie du traceur interne, avec le TRT, SCT et les "pixels".*

SCT pour "SemiConductor Tracker" et le "Transition Radiation TRacker" TRT. Chacune possède sa propre spécificité et conciliée les unes aux autres, elles permettront d'atteindre les buts fixés pour le traceur central. En effet, les "Pixels" permettent une reconstruction de haute précision des points d'interaction, le SCT la reconstruction des traces des particules chargées et des points d'interaction et le TRT fournit la possibilité de suivre de façon continue le flux des particules chargées. Pour ces trois technologies, il s'agit de trouver un compromis entre la précision de la mesure et le nombre de détecteurs. Une trop grande quantité de canaux de détection diminue la longueur de radiation dégradant la précision des mesures, et augmente la dissipation de chaleur de l'électronique de lecture et des détecteurs.

L'ensemble du traceur central, d'un rayon externe de 1.15 m et de 3.5 m de longueur, est baigné par le champ magnétique de 2 T de l'aimant solénoïde. Il se compose de trois parties mécaniques distinctes qui sont: la partie centrale "barrel" et deux parties avant–arrière identiques qui couvrent le reste de la cavité cylindrique réservée pour le traceur central.

La zone du "barrel" comporte tout d'abord les sept premières couches cylindriques de haute précision. Les trois premières sont réservées pour les "pixels", puis les quatre suivantes pour les détecteurs au silicium à micro–bandes du SCT. L'ensemble occupe une région entre 11.5–54 cm. Les détecteurs "pixels" de granularité très fine $\sim$ 140'000 canaux sont les plus proches des faisceaux de protons. La première couche de "pixels" : "vertex barrels" sera employée pendant les premiers temps de basses luminosités du LHC pour les études du B–méson et B–hadron. Le reste de l'espace est occupé par les "straw tubes"

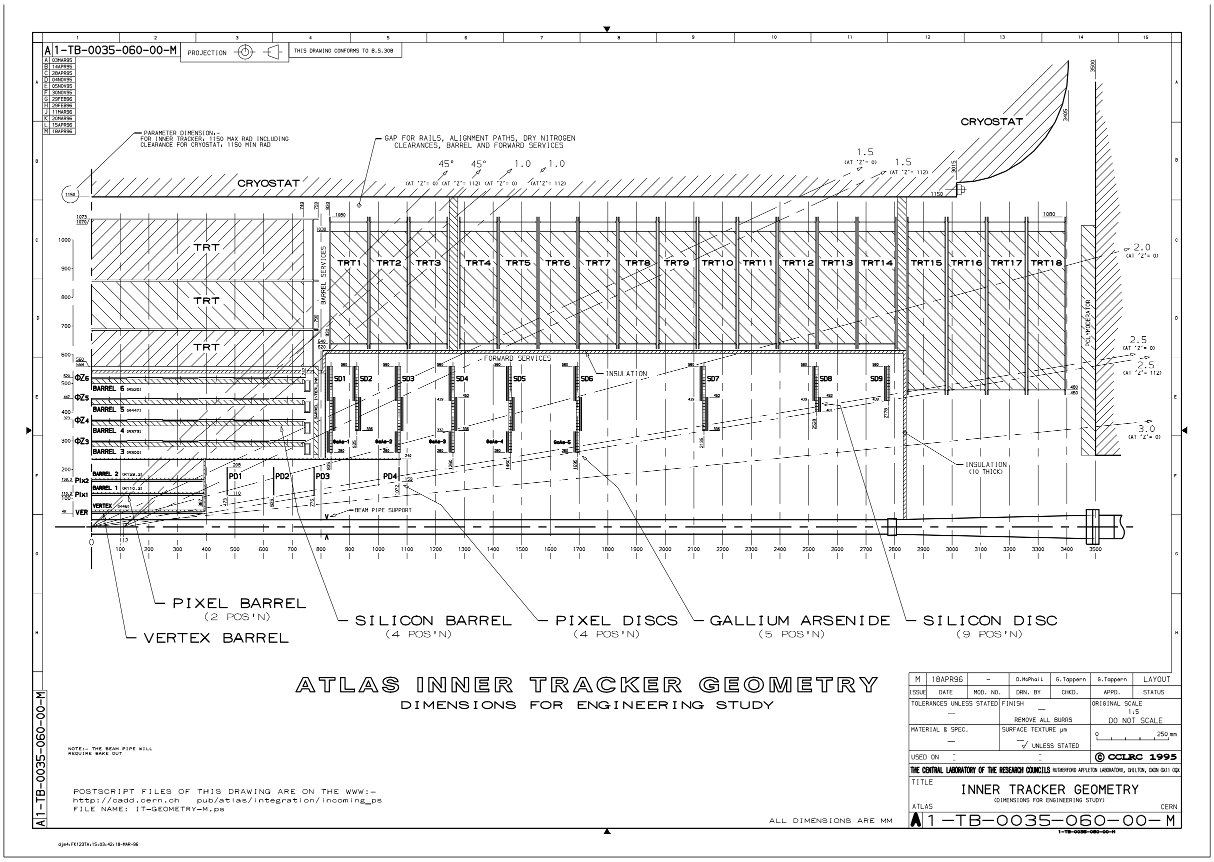


Figure 8.6: *Géométrie du traceur central de ATLAS.*

du TRT. La longueur totale des cylindres des “pixels” est de 80 cm, tandis que celle du SCT et du TRT est de 1.5 m.

Les parties avant–arrière symétriques comportent chacune : huit disques pour les détecteurs pixels, neuf roues du SCT séparées chacune en trois anneaux compris et dix–huit éléments du TRT. Ces différents composants s'étendent sur une distance comprise entre 0.48–1.08 m pour les “pixels”, entre 0.80–2.80 m pour le SCT et 0.8–3.5 m pour le TRT. La figure 8.6 montre la géométrie exacte de ces différentes composantes du traceur central.

Les “pixels” fournissent une résolution proche de 10 μm dans le plan r–ϕ et 50 μm selon l'axe z. Ils permettent ainsi la reconstruction de l'origine de la trace et de trouver les points d'interaction secondaires. La résolution atteinte par le SCT est d'environ 25 μm dans le plan r–ϕ et 700 μm selon l'axe z. Les “straw tubes” du TRT permettent une excellente efficacité de la reconnaissance de configuration des traces (“pattern recognition”) par une mesure continue des traces chargées. Ils autorisent par exemple une bonne reconnaissance des électrons qui sont identifiés grâce à leur radiation de transition caractéristique.

8.2.6 Les déclenchements, acquisition de données

Le système de déclenchement de ATLAS [95] est organisé selon trois niveaux : LVL1, LVL2, et LVL3.

Le niveau LVL1 de déclenchements accepte les données à la fréquence de 40 MHz équivalante à un temps de croisement 25 ns entre les paquets de protons. Le temps de décision de LVL1 est d'environ $\sim 3.2\ \mu$s et le débit maximum d'événements est limité à 100 KHz par les capacités de lecture des différentes parties du détecteur et du niveau LVL2. A la luminosité de 10^{34} cm^{-2} s^{-1}, chaque croisement de paquets contient environ 24 collisions de proton–proton [104]. De ce fait, LVL1 doit sélectionner l'équivalent d'une interaction sur $\sim 10^4$ ou encore un croisement de paquets sur 400.

Seuls les calorimètres et les chambres à muons sont évalués par LVL1 dans des processeurs distincts. Les informations du traceur central ne sont pas utilisées par LVL1 pour deux raisons. D'une part, les événements à ces hautes luminosités sont beaucoup trop complexes et d'autre part le flux de données peut être diminué à un taux acceptable sans cette information. Le niveau LVL1 contient un ensemble de processeurs qui sont conçus pour repérer dans un événement les régions du détecteur dites d'intérêt RoI "Regions of Interest", c'est–à–dire contenant des signatures physiques intéressantes, telles que des zones dans le calorimètre électromagnétique de haut p_T (électrons et photons), des gerbes de particules et des muons.

L'un des points majeurs de LVL1 est le maintien des signaux issus des canaux de mesure à l'intérieur du détecteur dans des mémoires appelées "pipeline", montées localement, pendant le temps de décision de LVL1. Si la décision de LVL1 est positive, l'ensemble des données contenues dans les "pipelines" correspondant à l'événement sont extraites du détecteur et envoyées dans des cartes de lecture contenant les mémoires de LVL2. Il apparaît immédiatement que cette électronique montée localement devra pouvoir résister aux fortes radiations dues aux flux intenses de particules issus des neutrons et hadrons. Pour que l'ensemble du système fonctionne LVL1 doit impérativement reconnaître sans ambiguïté le croisement de protons pendant lequel s'est produit l'interaction sélectionnée, et introduire le minimum de temps mort.

Le niveau LVL2 doit réduire le flot de données provenant de LVL1 de 100 KHz à ~ 1 KHz. L'architecture de LVL2 est basée sur l'utilisation des régions d'intérêt RoI déterminées par LVL1. Le niveau LVL2 utilise l'ensemble des parties du détecteur y compris le traceur central, mais ne traite que les régions d'intérêt RoI. Cette technique permet de diminuer la quantité d'informations à traiter, les temps de calcul et de latence de LVL2 qui pourra atteindre ~ 10 ms.

Si LVL2 accepte un événement, il le transmet à l'"Event Builder". Après sa reconstruction, l'événement est analysé dans son ensemble par les processeurs de LVL3 qui, après décision finale positive, accepte son enregistrement définitif. Le temps de latence de LVL3 peut s'étendre jusqu'à ~ 1 s. Finalement, LVL3 doit être capable d'assurer un taux de stockage de 10–100 MB/s, soit un flot d'événements de ~ 100 Hz. Dans le cas de certains déclenchements, par exemple ceux des candidats du Boson de Higgs, les événements seront enregistrés avec une taille de ~ 1 MB.

Les différents processeurs des différents niveaux de déclenchements sont programmables et pourront être adaptés en fonction des conditions de la machine.

8.3 Identification des leptons et "b–tagging"

Des travaux de simulations [94, 33] ont été menés sur le Higgs chargé $H^{\pm}$ pour ATLAS. Cette analyse se base sur des simulations détaillées du comportement de ce processus dans le détecteur. Elle étudie aussi une mesure directe d'excès de leptons τ dans sa voie leptonique associé à la désintégration du quark top dans le Higgs chargé $t \to H^{+}b$. Le cas d'un quark top plus massif que le Higgs chargé $H^{\pm}$ a été considéré.

Pour ce type d'analyse, il est prévu de collecter de larges échantillons d'événements de paires de $t\bar{t}$ en exigeant qu'un événement contienne au moins un lepton (un électron ou un muon) isolé de haut p_T avec $|\eta| < 2.5$, trois gerbes reconstruites avec une énergie transverse d'au moins 20 GeV et une valeur de $|\eta| < 2.5$. Deux de ces trois gerbes doivent être reconnues comme contenant un quark b.

L'identification de la gerbe de τ s'applique sur les gerbes avec une énergie transverse d'au moins 20 GeV et une valeur de $|\eta| < 2.5$. Elle se base sur une étude de la taille de la gerbe dans la calorimétrie, et de la distribution de l'énergie dans ces clusters. Finalement, la gerbe reconnue comme celle issue d'un τ doit être associée avec une seule trace reconstruite de $p_T > 2$ GeV/c. Pour une masse du quark top $m_{top} = 170$ GeV/c^2, et $m_{Higgs} = 100$, 130, 150 GeV/c^2, il est attendu pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} et une valeur de $\tan\beta = 6$, un excès de plus de 1000 lepton τ d'un signal issu d'un Higgs Chargé $H^{\pm}$, au–dessus d'un bruit de fond de 3000 τ provenant d'une désintégration du W et un bruit de fond résiduel de 4000 événements qui imitent la signature d'un lepton τ.

Dans le cadre du SM, la recherche du Boson de Higgs se basera sur les études des désintégrations du Boson Higgs par exemple : $H \to b\bar{b}$ pour $80 < m_H < 100$ GeV/c^2, $H \to WW \to l^{\pm}\ \nu\ 2gerbes$ pour m_H jusqu'à une masse de 1 TeV/c^2.

Une bonne reconnaissance des leptons de haut p_T apparaît donc comme un élément primordial de la reconnaissance de tels processus physiques. Ce problème est d'autant plus ardu que dans l'environnement du détecteur ATLAS, il faudra compter avec une forte densité de particules. Par exemple, environ 7 à 8 traces sont attendues par unité de pseudo–rapidité pour des événements de "minimum bias". Ces traces de particules chargées même de faible p_T peuvent créer des signaux dans les différentes parties du détecteur et diminuer son efficacité de reconstruction. De même, une très bonne reconnaissance de la gerbe issue du quark b est fondamentale pour la recherche de la réaction $H \to b\bar{b}$.

8.4 Le SCT : "The Semiconductor Tracker"

8.4.1 Concepts de base

Intercalé entre les "Pixels" et le TRT, le SCT [95, 103] fonctionne conjointement avec eux. Il se base sur la technologie des détecteurs au silicium à micro-bandes qui combinent les avantages d'une très bonne granularité spatiale et des temps de réponse très courts. De même, depuis plusieurs années ce concept a remporté de vifs succès sur les expériences du LEP, et du Tevatron. Par exemple, le SVX de l'expérience CDF, voir section 2.2, a montré l'acuité et l'importance de tels composants lors de sa découverte du quark top.

Le SCT endurera des luminosités qui seront 10 à 20 fois supérieures à celles mesurées dans les machines actuelles comme le Tevatron. Il est actuellement estimé que le flux de hadrons qui traverseront cette partie du détecteur sera d'environ 2×10^{14} hadrons chargés et 10^{14} neutrons par cm^2 sur 10 ans d'utilisation de la machine [105, 115]. De telles contingences ont stimulé des études sur la résistance aux radiations des matériaux de construction, et des composés électroniques qui résideront dans la région du SCT.

Avec une longueur de 6 m et un diamètre de 1m, le SCT s'inspire de concepts existants, mais avec un facteur 10 dans la taille et de plus de 100 pour le nombre de canaux électroniques. Ces grandes dimensions posent des problèmes complexes pour la conception de la mécanique de support et du système de refroidissement.

La reconstruction extrêmement précise de traces des particules chargées est nécessaire par exemple pour la recherche des Bosons de Higgs du SM ou du MSSM et impose des critères très astreignants : le SCT devra être capable de reconstruire la trace d'un lepton isolé avec un $p_T > 5$ GeV/c, une efficacité de plus de 95 % dans le domaine de $\mid \eta \mid < 2.5$, un taux de fausses traces qui soit inférieur à moins de 1 %.

Le "barrel" du SCT aura quatre cylindres placés à des rayons de 300, 373, 447, 520 mm de l'axe du faiscau de protons, avec un total de 2112 modules soit 3'244'023 canaux de lecture. Dans cette zone, il est prévu d'utiliser quatre détecteurs au silicium simple face de 768 micro–bandes par module avec une surface active de $61.6 \times 62.0 \text{ mm}^2$ et une surface totale de $63.6 \times 64.0 \text{ mm}^2$. Les détecteurs sont connectés par paires et représentent une surface active de 125.2 mm^2. La première face est alignée précisément dans l'axe du faisceau tandis que la seconde est collée au dos de la première face, mais tournée d'un angle de 40 mrad pour permettre la reconstruction de la composante z.

Pour la région avant-arrière neuf disques seront disposés à une distance de 835, 925, 1072, 1260, 1460, 1695, 2135, 2528 et 2788 mm du centre du détecteur, soit 1976 modules pour 3'035'136 canaux de lecture. Dans cette zone, la taille des détecteurs est similaire à celle du "barrel", mais dépendante du rayon auquel se trouve le module. Ils forment des quadrilatères dont la base la plus petite correspond au rayon le plus intérieur du disque et les micro–bandes ne sont pas parallèles.

Aux luminosités du LHC en moyenne 23 interactions pp sont prévues pour chaque croisement des faisceaux. Cela représente dans le SCT, un nombre de canaux touchés : occupation ("occupancy") de l'ordre de 1 %, si l'on considère une section efficace totale de pp de $\sigma_{pp} = 70$ mbarn.

L'unité de base du SCT est le module. Il englobe les deux paires de détecteurs silicium collées dos à dos et l'hybride composé d'une céramique de support où vient se coller l'électronique de lecture. Pour chacune des paires de détecteurs au silicium, les micro–bandes sont connectées le unes aux autres pour former des micro–bandes d'environ 12 cm de long. Il est prévu que l'électronique de lecture se compose d'un amplificateur dont la sortie est connectée à une mémoire dite pipeline.

Dans les sections suivantes, les différents composés électroniques utilisés sont des prototypes qui ne répondent pas à toutes les spécifications du SCT, mais représentent une première étape dans le but de démontrer la faisabilité du projet.

8.4.2 Prototypes d'électronique

L'environnement du LHC et la conception de ATLAS imposent les contraintes suivantes pour l'électronique du SCT :

- Le bruit total de l'électronique doit être inférieur à 1500 e après 10 ans de fonctionnement au LHC, avec un rapport signal à bruit supérieur à 12: 1, maintien d'une haute efficacité et d'un bas taux de bruit malgré un flux important de particules.
- Dissipation de puissance par unité d'espace de détecteur < 40 mW cm^{-2}, soit moins de 3.2 mW par canal d'électronique.
- Signal maximum de 6 à 8 Mips, 1 Mip $\equiv$ énergie déposée par une particule dans 300 μm de silicium à l'énergie minimum de ionisation, soit environ 24'000 paires électrons–trous.
- Longueur du pipeline de 3.2 μs équivalente au temps de latence de LVL1.
- Temps de montée ("risetime") de l'amplificateur moins de 25 ns, option de rapide mise en forme du signal ("fast–shaping").

Le choix final de l'électronique du SCT s'est porté sur une architecture électronique de lecture binaire : un "preamplifier–shaper–comparator" bipolaire rapide suivi d'une mémoire binaire CMOS. Ce choix technologique est basé sur les résultats de divers faisceaux tests menés au CERN, de diverses architectures électroniques et du rapport des coûts des différentes technologies en fonction des spécifications.

Une première étape vers la conception de ces modules fut le développement d'hybrides prototypes équipés de deux puces l'une pour l'amplification : le CAFE [106], une seconde pour le stockage des informations : le CDP [107, 108]. La communication entre la puce CDP et le système d'acquisition de données est contrôlée par la puce HAC [109] spécialement développée à cet effet. Cette dernière sera bien entendu supprimée au cours des développements futurs de ces hybrides.

Amplificateur des signaux : la puce CAFE

La puce CAFE [106] est un circuit intégré (IC) de 128 canaux qui contient l'électronique analogue de préamplification pour les détecteurs de ATLAS, construite dans une technologie bipolaire qui peut potentiellement supporter les radiations. Cette propriété est non certifiée par le constructeur (AT&T). La figure 8.7 montre un diagramme schématique en bloc de la puce CAFE.

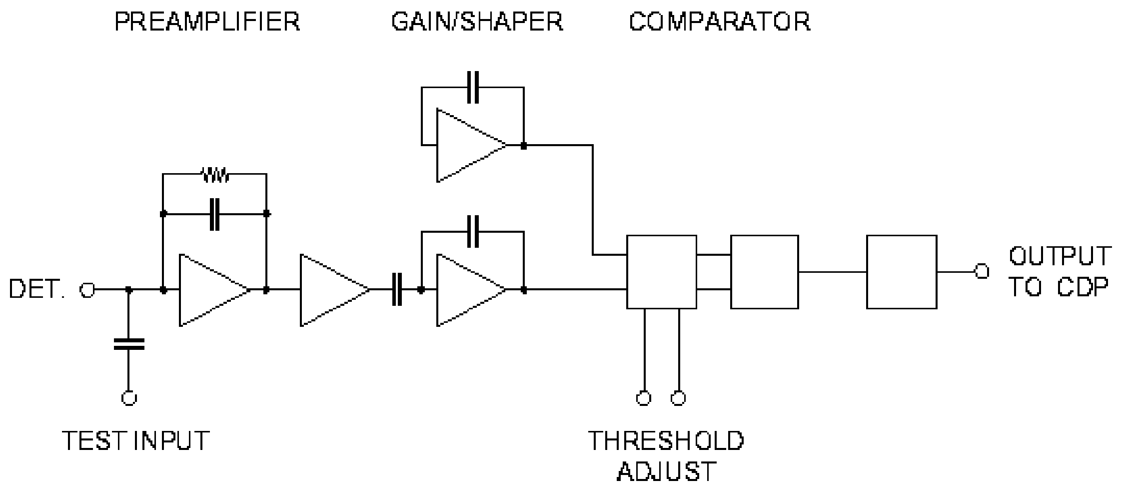


Figure 8.7: *Diagramme schématique en bloc de la puce CAFE.*

Différentes options sont possibles pour la puce CAFE : analogue ou binaire et la lecture de détecteurs silicium "n–bandes" ou "p–bandes". Pour le SCT, la puce binaire avec lecture de micro–bandes de type n : CAFEn, cf section 8.4.3, est choisie. Elle comporte 128 canaux identiques dont chacun se compose d'un intégrateur de faible bruit, un "shaper"

CAFE Chip Binary Readout			
Gain at the comparator		100	mv/fC
Peaking time		25	ns
Ouput pulse amplitude		100	μA
Supply Voltage		3.5	V
Power dissipation per channel		1.2–1.8	mW
Equivalent noise charge	$I_{V_{i1}} = 150\ \mu$A	400 + 50/pF	e rms
	$I_{V_{i1}} = 300\ \mu$A	550 + 33/pF	e rms

Tableau 8.2: *Performances de la puce CAFE.*

et un discriminateur. La table 8.2 regroupe les spécifications de la puce CAFE. Le courant $I_{V_{i1}}$ correspond au courant qui traverse le premier transistor d'amplification. Ce courant peut être ajusté afin d'optimaliser les performances de bruit de la puce.

La puce CAFE est équipée d'un système de calibration : capacités de 100 fF connectées à l'entrée de chaque canal. Si une différence de potentiel judicieuse est appliquée à l'entrée de ces capacités, elle imite la charge déposée dans le détecteur au silicium par une particule ionisante et recueillie à l'entrée de chaque canal de l'amplificateur.

Le seuil de la puce est ajustable de façon externe permettant de choisir les paramètres de fonctionnement de la puce selon les conditions de l'environnement expérimental, ou pour des raisons de diagnostics et de tests. Chaque canal de sortie de la puce fournit une réponse qui prend la valeur 1 ou 0 si le signal amplifié à l'entrée de la puce est au–dessus ou en dessous du seuil fixé.

Mémoire digitale : la puce CDP

Le CDP [107, 108] est une puce digitale développée pour la lecture de détecteurs au silicium. Elle contient 128 canaux de lecture qui nécessitent une puce d'amplification comme le CAFE et 256 positions de stockage. Chacune d'elles peut enregistrer une configuration de signaux mesurés dans les détecteurs au silicium et représente une longueur totale de 6.4 μs à une fréquence de 40 MHz. Le CDP dissipe une puissance de 0.2 mW par canal, et peut fonctionner jusqu'à une fréquence de 60 MHz. Il a été construit dans une technologie CMOS qui supporte les radiations. Les dimensions physiques de la puce CDP sont de 6.2 $\times$ 5.45 mm^2 $\times$ 400 μm.

Ce chip fonctionne comme un "pipeline" de stockage, la figure 8.8 montre un diagramme en bloc du CDP. Il contient une RAM et un registre d'adresses qui pointent sur une des positions ou mots de 128–bit dans la RAM qui peut être écrite ou lue durant un

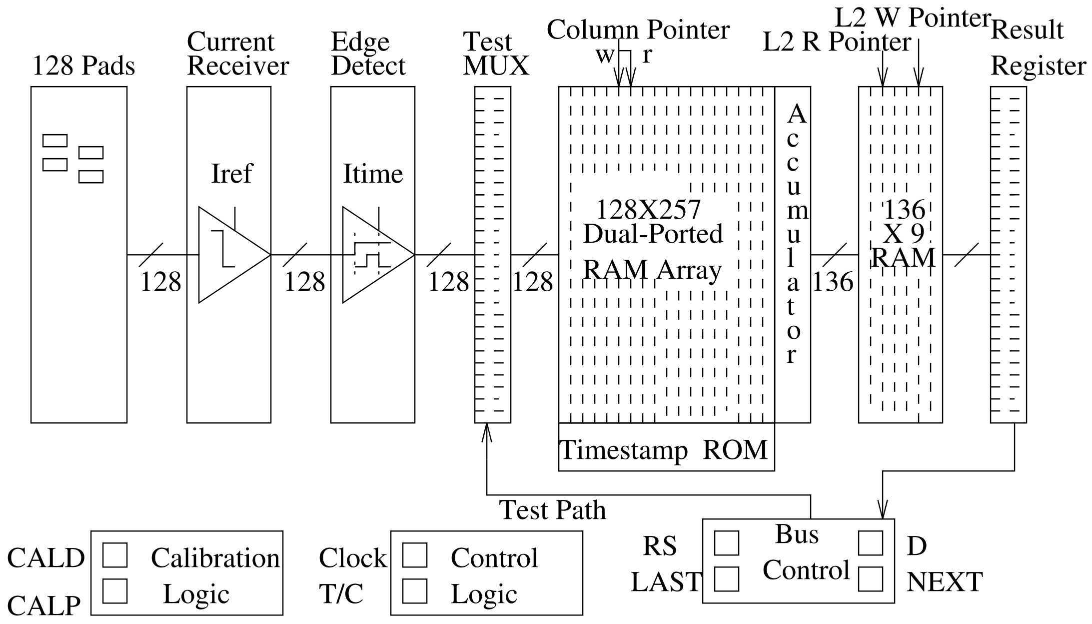


Figure 8.8: *Diagramme sous forme de blocs de la puce CDP.*

cycle d'horloge. Lors de la prise de données, à chaque cycle d'horloge, les signaux des détecteurs sont échantillonnés par l'amplificateur de lecture et transmis au CDP. Si la puce a reçu l'instruction d'écriture, elle enregistre dans la mémoire RAM la configuration de signaux reçus de l'amplificateur à l'adresse contenue dans le registre d'adresses. Puis, elle augmente de un la valeur de l'adresse du pointeur contenue dans le registre d'adresses. Lorsque le registre d'adresses atteint la valeur de 256, il se remet automatiquement à zéro au prochain coup d'horloge. Après le temps de latence du déclenchement, sous la condition d'un premier niveau de déclenchement positif, la puce transfère dans le niveau 2 de mémoire la configuration des signaux. Le niveau 2 de mémoire peut stocker jusqu'à 9 événements.

La lecture des données de plusieurs puces est gérée à l'aide d'un témoin ("token") dont la ligne est synchrone avec l'horloge de la mémoire et "daisy–chained". Dès que les puces enregistrent un signal de "read–strobe" , elles chargent le registre de résultats avec le contenu du niveau 2 de la mémoire. Lorsque la première puce reçoit le témoin, elle décharge ses données sur la ligne de données. Sa transmission finie, elle transmet le témoin à la puce suivante qui procède de façon similaire. Les données s'enchaînent ainsi les unes à la suite des autres sur la ligne de données.

La puce HAC

La puce HAC [109] a été spécialement conçue pour opérer la puce CDP. Elle permet de gérer les séquences de lecture et d'interface locale avec le système d'acquisition de données.

D'une surface de 2×2 mm^2, elle est conçue dans une technologie CMOS.

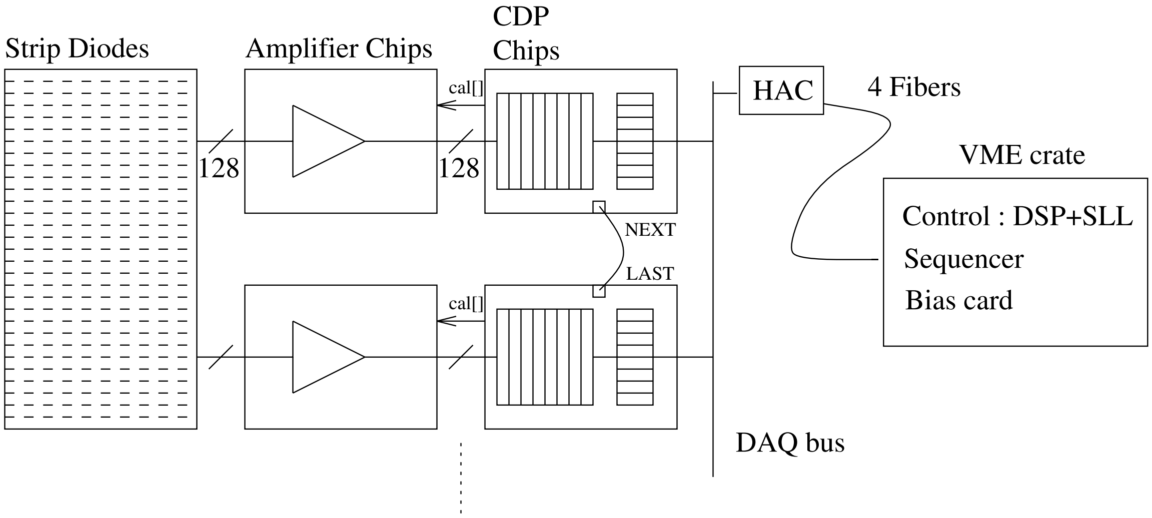


Figure 8.9: *Schéma d'ensemble sous forme de blocs de l'amplificateur des signaux des détecteurs : CDP et HAC.*

Cette puce reçoit les signaux de contrôle envoyés par le système d'acquisition de données. Elle les place dans une mémoire, les décode puis si nécessaire les envoie aux CDP. Elle initialise la séquence de lecture du CDP et contrôle le flot de bits provenant des CDPs en ajoutant des "header" qui contiennent un premier code qui donne le début de la chaîne des données, un décompte des déclenchements, et, au–devant des données de chaque CDP des bits de contrôl qui donnent les statuts des CDP comme "temps–mort", "mémoire saturée". Finalement, elle gère la connection des lignes de données au système d'acquisition de données.

La figure 8.9 montre un schéma d'ensemble où est représenté l'ensemble des composants montés sur un hybride. On y voit les détecteurs connectés aux amplificateurs comme la puce CAFE, dont les sorties sont reliées aux entrées des différents CDP. La ligne de données qui relie le CDP au HAC et les connections du témoin sont aussi représentées.

Développements actuels

Le nombre de technologies disponibles pour la fabrication de composés qui supportent de hauts taux de radiations est actuellement très limité. Pour la construction du SCT deux technologies sont présentement sélectionnées. Dans la première, les fonctions de lecture de l'électronique sont scindées en deux puces distinctes : une puce analogique (CAFE–M) réalisée dans une technologie bipolaire et qui contient les mêmes fonctions que la puce décrite dans cette section, et la mémoire ABC réalisée dans une technologie CMOS (RCMOS–IV produit par Honeywell). La seconde est basée sur la technologie DMILL BiCMOS. L'utilisation du processus DMILL permet d'intégrer toutes les fonctions de lecture : amplification et mémoire, sur une seule puce (ABCD). Ces deux procédés sont encore à l'étude [115].

8.4.3 Prototypes de détecteurs

Le choix technologique du SCT se porte actuellement sur des détecteurs à une face au silicium à micro bandes de type n^+, avec un couplage AC des micro bandes à l'amplificateur, implantées sur un support ("bulk") de type n et un substrat de type p. Entre chacune des micro bandes est gravé un implant de type p appelé p–stop. La présence de cet implant permet d'éviter l'accumulation d'électrons entre les bandes du détecteur qui peuvent modifier la configuration du champ électrique et les caractéristiques du détecteur.

Type du détecteur	Simple face, n "bulk", n "strip", p stop
	Couplage AC, résistance poly–silicon
Taille, épaisseur	60.00±0.01 × 60.00±0.01 mm^2 × 300 μm
Côté p	Couplage DC, implant p^+ uniforme
	Tension de claquage > 300 V
Côté n	(128 × 6 = 768) + 6 "dummy" = 774 "strips"
	"Strips" : implant n, n–"strips"
	Largeur de l'implant n : 20 μm, < 100 kΩ/cm
	"Strips" de lecture : dépôt d'aluminium Al
	Largeur de l'implant Al : 20 μm, 20 Ω/cm
	"Strips pitch" : 75 μm
	Résistance de bias Poly–silicon : 1.0±0.2 MΩ
	Capacité de couplage > 15 pF/cm
	Capacité entre "strip" > 10 pF/ 6 cm
p–stop	haut dopage 5·10^{13} cm^{-2}, 39 μm de largeur
Zone insensible	< 1.2 mm en largeur
Courant de fuite total	< 25 μA à 200 V, "guard–ring" inclus

Tableau 8.3: *Spécifications des détecteurs au silicium construits par CSEM et Hamamatsu.*

Les détecteurs au silicium soumis à de fortes radiations, comme au LHC, subissent des dommages qui changent les caractéristiques de cette diode et sa zone de "déplétion". Ces modifications apparaissent dans divers phénomènes qui sont: une capture de charges à la surface du composé, induisant un champ électrique plus élevé et une tension de claquage de la diode plus basse, une forte diminution de la concentration de dopant donneur et une augmentation de la concentration de dopant de type accepteur [111, 112]. A cause de ces changements de concentration, la tension nécessaire pour obtenir la déplétion totale du détecteur diminue, puis augmente comme un détecteur de type p lorsque l'inversion totale du support ("bulk") n du détecteur est atteinte. Il a été démontré [115, 113] que les détecteurs avec des micro bandes de type n^+, implantées sur un support de type n, avec un substrat de type p restent efficaces après de fortes irradiations. Les mesures effectuées et les expériences antécédentes [111, 115] sur des détecteurs avec des bandes de type p montrent que les signaux sont encore perceptibles mais plus larges. Ils fournissent donc dans le cas d'une seule micro bande, pour un seuil donné, une efficacité plus basse.

Les différents modules présentés dans ce travail sont construits avec des détecteurs provenant de deux compagnies différentes : CSEM basé à Neuchâtel "Centre Suisse d'Electro et Micro–Technique", et Hamamatsu Photonics au Japon. Elles ont construit ces différents détecteurs avec les spécifications résumées dans la table 8.3, une liste plus détaillée se trouve dans [110].

Chapitre 9

Prototypes de modules pour le SCT

9.1 Deux concepts de modules

Le choix de composés électroniques est l'un des aspects de la conception des modules du SCT. Leur refroidissement en est un autre, il est primordial d'évacuer la puissance calorifique qu'ils dissipent au sein du SCT. Ce système doit donc être en mesure de refroidir d'une part l'électronique (composants et détecteurs) et d'autre part de maintenir l'ensemble des modules dans un domaine de températures de -15° et +5°, où il est possible de contre balancer les phénomènes d'inversion dans la jonction p–n et d'allonger le temps de vie des détecteurs avec une tension de biais sur les détecteurs au silicium inférieure à 200 V.

Dans cette optique, la géométrie des modules doit intégrer dans sa conception les considérations suivantes :

- L'électronique de lecture dissipe de façon très localisée une grande quantité de chaleur qui doit être évacuée avant qu'elle ne se propage aux détecteurs au silicium. La surface disponible de refroidissement est faible, moins de 1 cm^2 par puce montée sur une mécanique très fragile. La dissipation de puissance calorifique doit être < 3.2 mW par canal d'électronique de lecture.

- Un détecteur au silicium dissipe aussi une certaine puissance calorifique qui peut être de l'ordre de 400–600 mW suivant la tension de biais après irradiation.

Un concept simple de tubes dans lesquels passe un liquide de refroidissement a été retenu pour le SCT. Ces tubes sont montés sur un support mécanique qui compose les quatre cylindres du "barrel", où les disques de la région avant–arrière du SCT, sont en contact avec les modules en des points précis de refroidissement.

Deux géométries de modules ont été développées pour permettre les contacts physiques avec le tube de refroidissement. Elles sont connues sous les noms de modules de type r–ϕ

et z.

Dans la suite du texte le terme d'hybride désigne la céramique de support sur laquelle sont déposées les différentes couches des lignes du circuit imprimé, et sur lesquelles sont collés les composants électroniques.

9.1.1 Le module r–ϕ

Le concept du module r–ϕ est montré dans la figure 9.1 qui représente les deux détecteurs au silicium, l'hybride sur lequel sont collées l'électronique d'amplification et la mémoire binaire, ainsi qu'une paire de détecteurs au silicium.

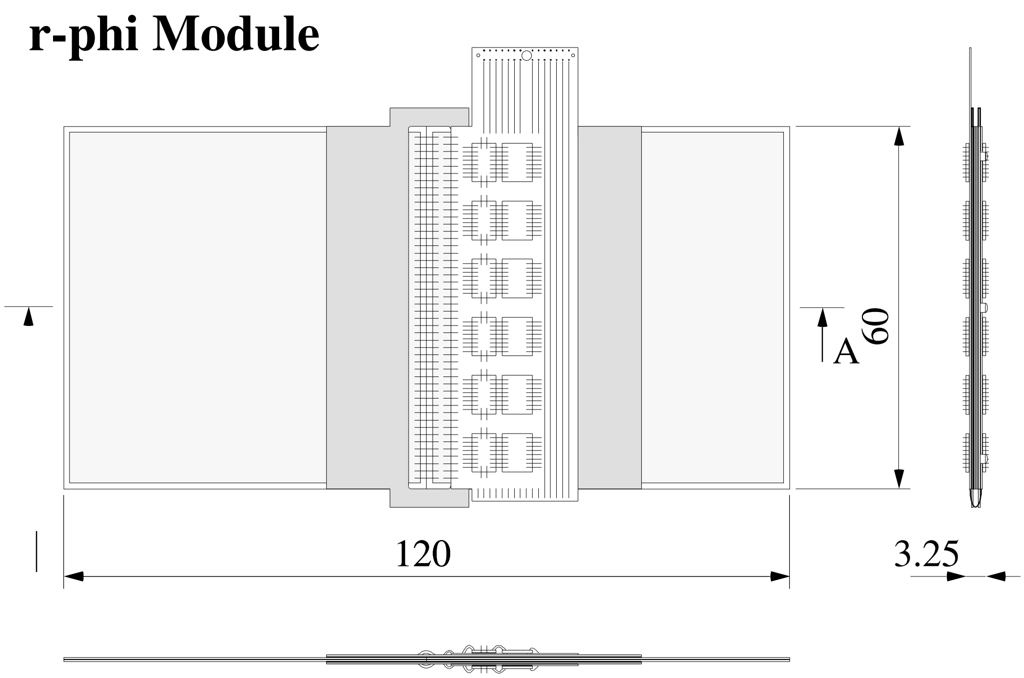


Figure 9.1: *Concept du module r–ϕ. L'hybride est collé en travers des détecteurs. De petits captons avec des micro soudures créent le contact entre les détecteurs et l'électronique de lecture.*

Cette géométrie apparaît comme une configuration naturelle pour le montage des modules sur un support cylindrique. Le nom provient du fait que les canaux de l'électronique sont montés parallèlement aux micro bandes des détecteurs au silicium, et dans le plan r–ϕ par rapport à l'axe du faisceau. L'hybride est collé sur l'un des détecteurs juste avant le point de jonction des deux détecteurs au silicium.

Ce module a été conçu dans le but d'être en mesure (1) de se soutenir de façon autonome (2) minimiser le nombre de composants (3) maximiser le rapport signal à bruit (4) et faciliter le recouvrement entre modules. Les points (2), (3), (4) sont réalisés en plaçant l'électronique parallèlement aux strips et près du centre du module.

L'ensemble des modules, r–ϕ et z, est conçu avec des "fanins" qui facilitent la connection entre l'électronique et les détecteurs au silicium. Les distances qui séparent les points de connection "pitch" sur les composants électroniques et les détecteurs au silicium n'ont pas besoin d'être identiques. Pour la structure des modules r–ϕ, les "fanins" sont choisis de petite taille, et permettent de minimiser le bruit qui pourrait être introduit par de longs "fanins". Les "fanins" sont des pièces de béryllia ou d'oxyde d'aluminium qui permettent les connections à l'aide de micro soudures, entre les détecteurs au silicium et l'électronique de lecture.

Une lecture des signaux au centre des micro bandes permet d'optimaliser le signal lu dans une micro bande par rapport au bruit, et d'éloigner les micro soudures loin des bords du module où ils peuvent être plus facilement endommagés. D'un autre côté, une électronique montée proche des détecteurs au silicium peut entraîner une capture de bruit.

En fin de compte, cette solution semble compliquer grandement les problèmes de refroidissement des composants électroniques et des détecteurs au silicium dans la zone du "barrel". Dans une telle conception mécanique, il est inévitable d'introduire soit des coudes dans les tubes de refroidissement avec une perte de débit du liquide, soit des pièces de masse additionnelle pour ramener la chaleur dans les bords du module où un système de refroidissement est plus aisé à monter.

9.1.2 Le module z

Le deuxième concept z désigne un montage latéral de l'hybride par rapport aux détecteurs au silicium, parallèle à l'axe des micro bandes et aux faisceaux de protons. Les hybrides possèdent deux faces qui sont symétriques.

Les tubes du système de refroidissement sont rectilignes et passent le long de l'hybride selon l'axe z. Ils sont en contact thermique avec le module par le biais de radiateurs montés sur un côté de l'hybride juste au–dessus de l'électronique de lecture. Des "fanins" en oxyde d'aluminium (Al_2O_3) permettent la connection mécanique, thermique et électrique entre les détecteurs et l'hybride. Le chemin emprunté par les tubes de refroidissement est simple et minimum à l'intérieur des cylindres du SCT.

Tout en attachant mécaniquement le détecteur à l'hybride, les "fanins" permettent d'évacuer la chaleur produite dans les détecteurs et de la ramener aux radiateurs. Toutefois, pour des raisons de tensions mécaniques, un seul côté du module est monté avec des "fanins" comportant des doigts. La face pourvue de ce type de "fanins" est celle où sont montés les radiateurs du système de refroidissement. Ces tensions mécaniques apparaissent essentiellement lors du passage des températures ambiantes à celles d'opérations du SCT.

Même avec des matériaux qui ont de très faibles coefficients de dilatation, il faut éviter dans la mesure du possible toute tension supplémentaire qui risque d'endommager les modules.

Cette géométrie autorise aussi un hybride qui peut être plus long, et donc plus de place entre les composants électroniques. Il est ainsi plus aisé d'y intercaler les doigts des “fanins”.

Finalement, le dernier grand avantage du concept est de découpler thermiquement et électriquement les détecteurs silicium et l'électronique de lecture.

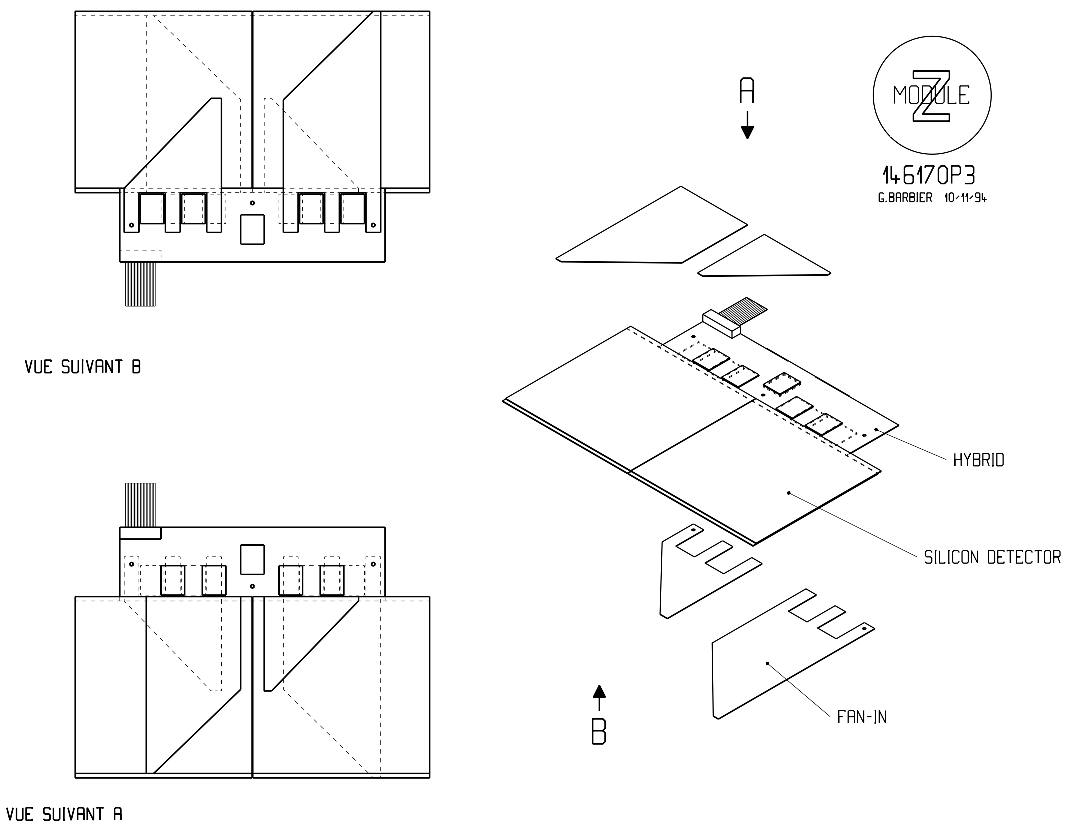


Figure 9.2: *Concept du module z, l'électronique est montée latéralement aux détecteurs. De “fan–in” de béryllia et de micro soudures connectent les détecteurs à l'électronique de lecture de l'hybride.*

La figure 9.2 montre le concept du module z. On peut y voir l'hybride monté latéralement aux détecteurs au silicium, de chaque côté les “fanins” avec et sans doigts, la place pour l'électronique de lecture. L'électronique de lecture est rassemblées en deux groupes de trois puces connectées sur des “fanins” courts ou longs suivant la zone de micro bandes des détecteurs au silicium lue.

9.2 Etude d'un prototype : le module z

9.2.1 Montage du module

Le montage du module z suit une procédure qui nécessite des outils de grande précision en alliage d'aluminium dont certaines régions de contact avec les détecteurs au silicium sont recouvertes de téflon, et dont les étapes importantes sont les suivantes :

ETAPE 1 : Figure 9.3

- Alignement précis des coordonnées x et y des références de l'outil principal d'assemblage des détecteurs par rapport à la table MICRO–CONTROL (table de support équipée d'un microscope).
- Mise en place d'une paire de détecteurs selon ses références et celles de l'outil d'assemblage.

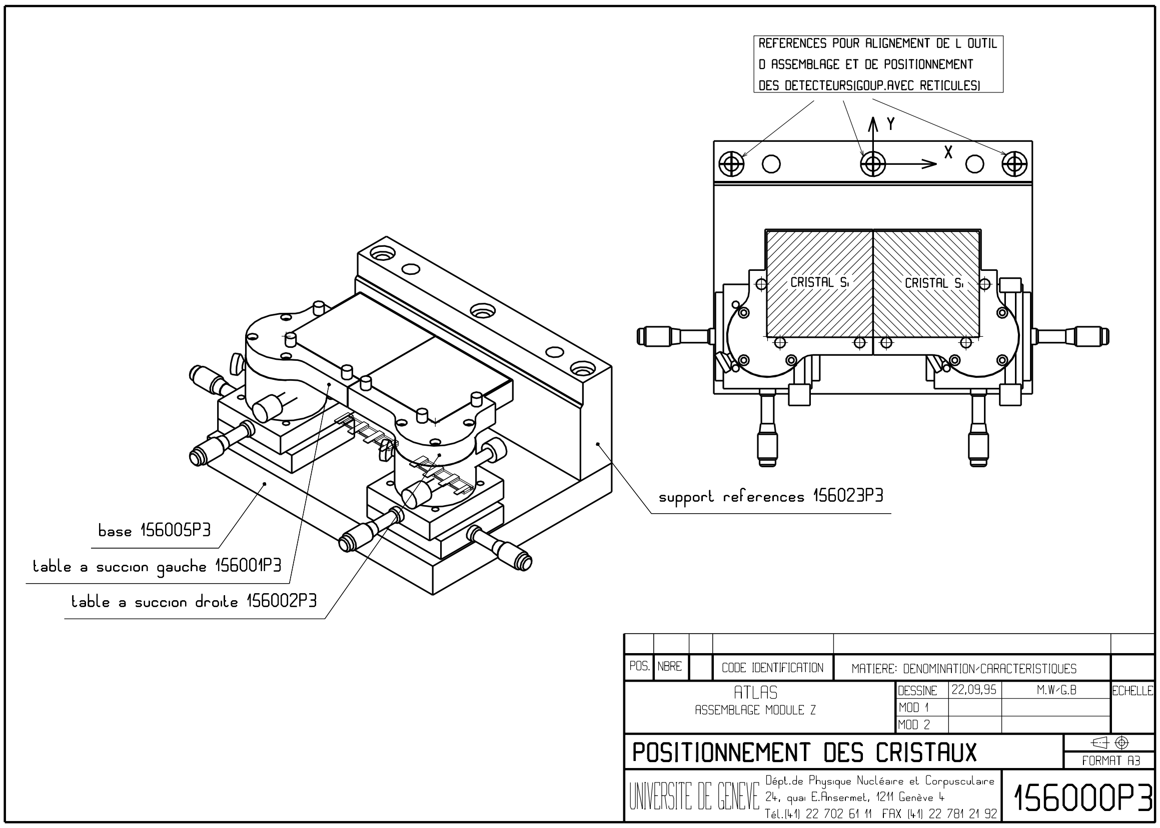


Figure 9.3: **Etape 1** *du montage du module z.*

ETAPE 2 : Figure 9.4

- Reprise de la paire de détecteurs avec un outil de succion, ou table de transfert.
- Répétition de l'étape 1 pour la deuxième paire de détecteurs au silicium qui sont repris par un deuxième outil de succion.
- Mise en place des deux tables de transfert sur une base de référence pour coller dos à dos les deux paires de détecteurs.

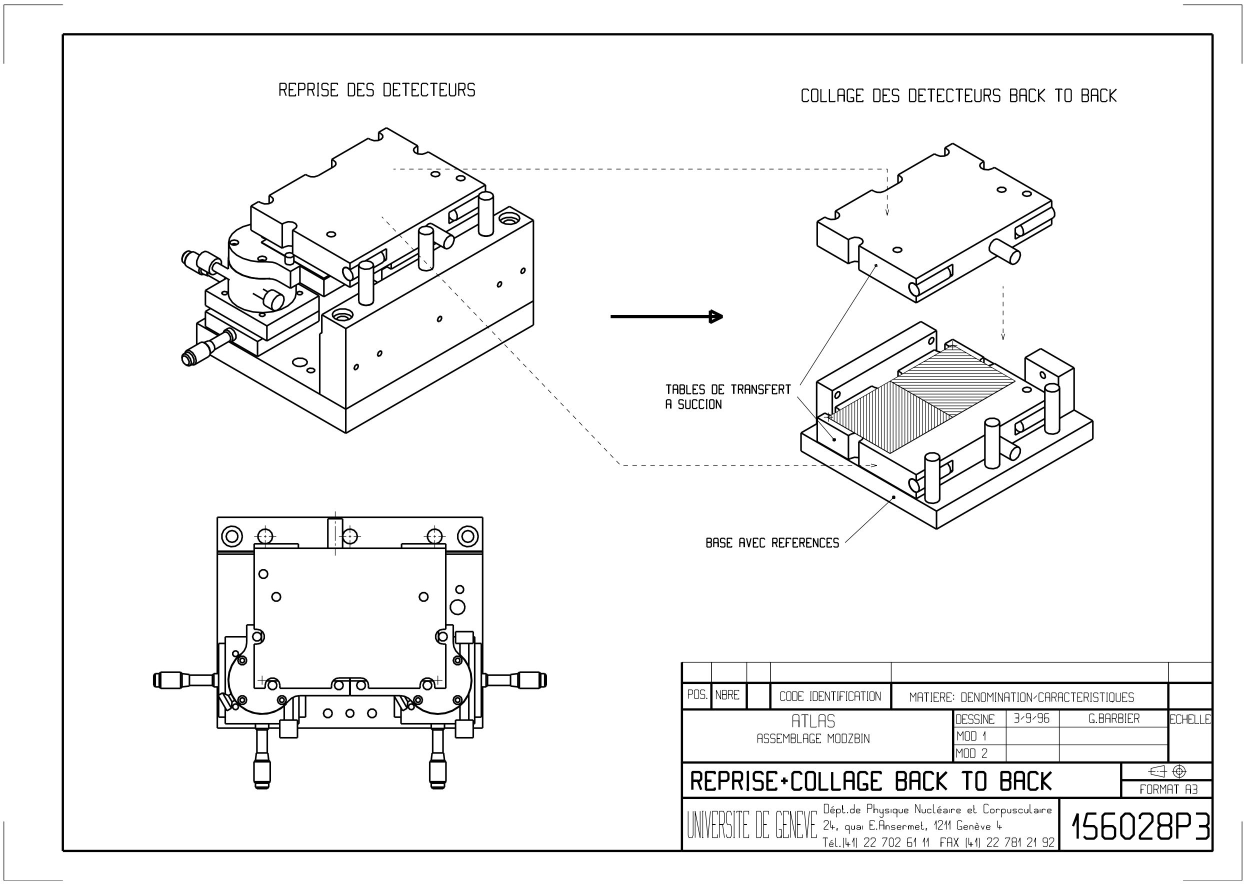


Figure 9.4: **Etape 2** *du montage du module z.*

ETAPE 3 : Figure 9.5

- Mise en place des deux paires de détecteurs collés dos à dos sur une base à succion qui est alignée précisément à l'aide de goupilles par rapport à l'outil. Mise en place de l'hybride avec l'électronique déjà collée et les microsoudures faites.
- Mise en place et alignement précis des "Fanins" sans doigts sur les outils de transfert à succion.
- Mise en place et alignement des "Fanins" par rapport aux détecteurs au silicium, repérage effectué grâce aux trous en diagonale percés dans la pièce d'aluminium qui permettent de repérer les positions réservées pour les microsoudures, puis collage des "Fanins" sur les détecteurs au silicium.

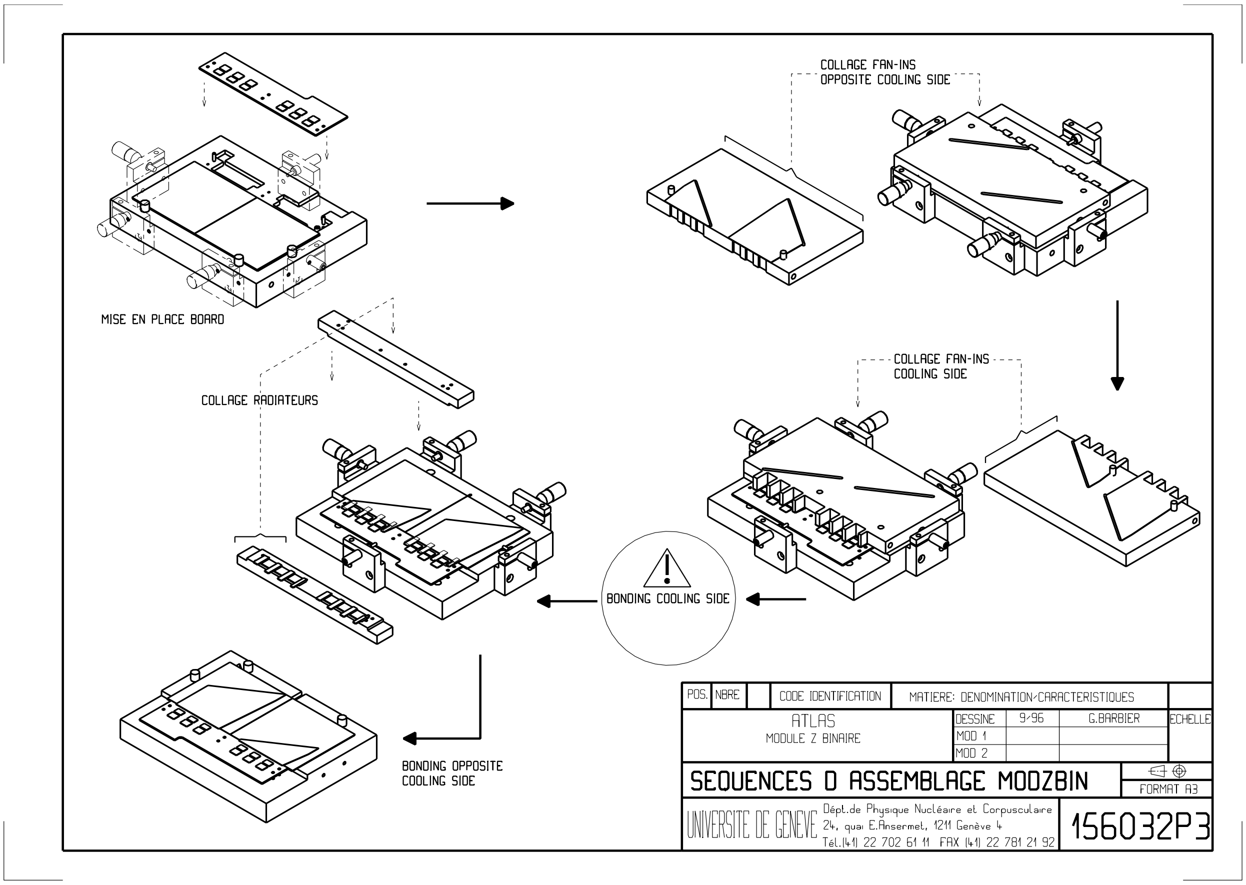


Figure 9.5: **Etape 3** *du montage du module z.*

- Répétition des dernières opérations, mais pour les "Fanins" avec doigts.
- Microsoudures effectuées entre les entrées des canaux de l'électronique, les "Fanins", et les détecteurs au silicium.

- Sur la même base, collage des radiateurs du système de refroidissement et utilisation d'une barrette à succion pour tenir les radiateurs, alignement et repérage effectués par goupilles.
- Microsoudures effectuées sur la face opposée entre les canaux de l'électronique et les "Fanins".

Pour l'ensemble des tests deux modules z ont été construits, avec les composants électroniques suivants :

- **ZB1**
  - 2 puces CAFE
  - 2 puces CDP
  - 2 détecteurs Hamamatsu
  - Les puces CAFE et CPD montées à chaque extrémité de l'hybride.
- **ZB3**
  - 2 puces CAFE
  - 2 puces CDP
  - 2 détecteurs CSEM
  - Les puces CAFE et CDD montées à chaque extrémité de l'hybride.

Le collage des composants électroniques à chacune des extrémités de l'hybride a pour but de comprendre les modifications du niveau de bruit introduit par la capacité supplémentaire des "Fanins".

La figure 9.6 montre une image du module ZB1 entièrement monté. On y distingue clairement les détecteurs au silicium, les "Fanins", l'hybride en bleu, les deux puces CDP et CAFE et la carte de support qui connecte le module au système de test et d'acquisition de données.

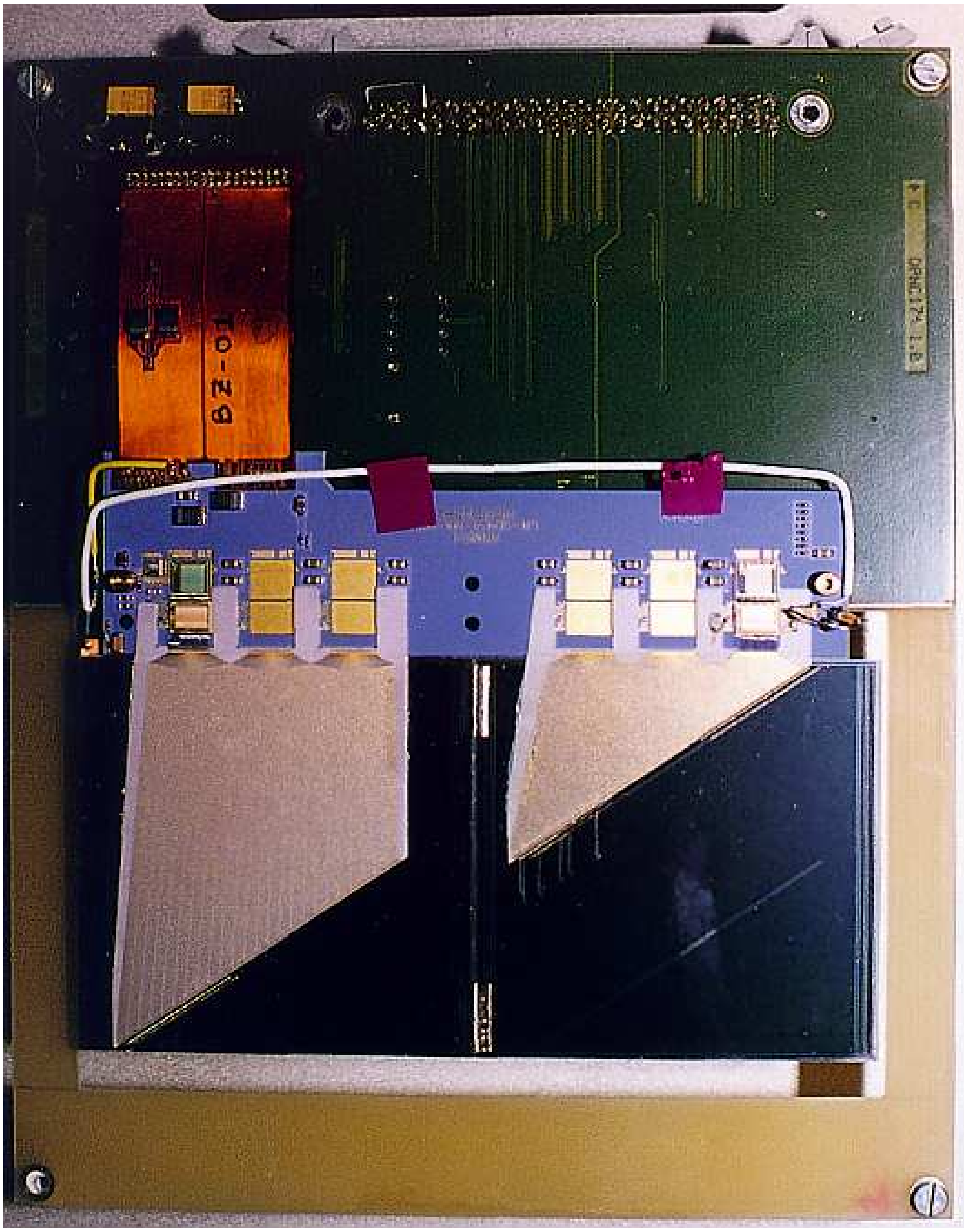


Figure 9.6: *Image du module ZB1.*

9.2.2 Tests en laboratoire

Les tests qui sont décrits dans cette section sont ceux qui ont été effectués sur le module ZB1 dont l'électronique a tout d'abord été testée avant le montage des détecteurs au silicium, puis dans un deuxième temps après le montage des détecteurs au silicium.

Calibration et courbe de réponse

Les calibrations consistent à injecter un signal connu aux entrées de canaux de la puce CAFE au travers d'une capacité de calibration. Le seuil de la puce CAFE est ensuite scanné dans un domaine de tension mV choisi suivant la charge injectée et permettant de fournir des courbes appelées courbes "S".

Dans un système binaire idéal un tel résultat donne une "step function" : tant que le seuil de la puce d'amplification est plus bas que le signal, à la sortie on reçoit une réponse positive où un bit de valeur 1. Lorsque le seuil de la puce atteint et dépasse la valeur du signal, le bit de sortie passe à zéro.

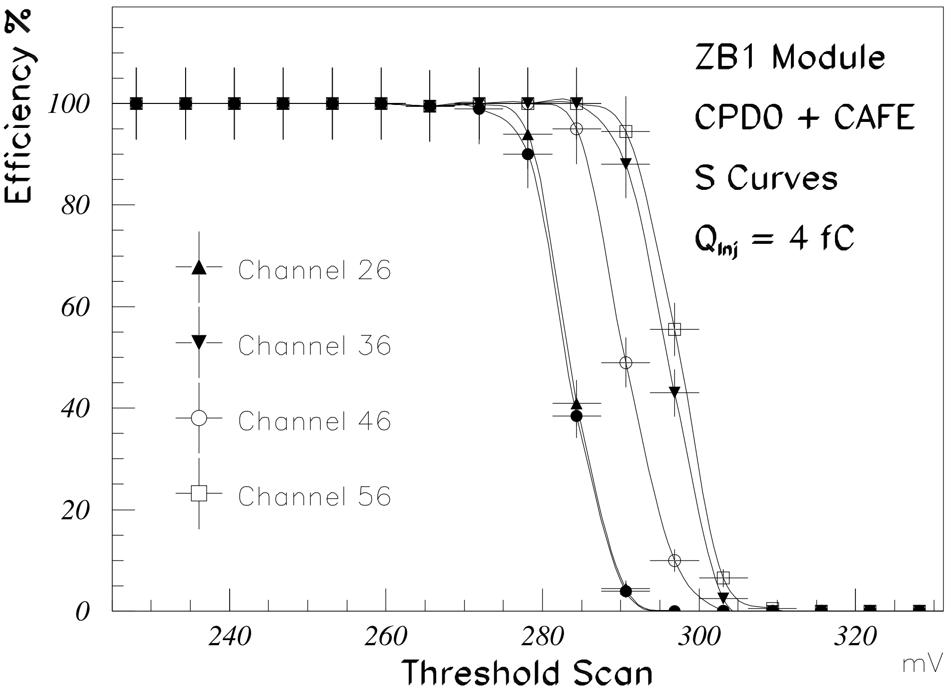
Cependant, à cause du bruit supposé gaussien des composants de l'électronique et des détecteurs au silicium, la transition de l'état un à zéro s'étale et sa largeur dépend directement du sigma de la distribution du bruit. De telles courbes sont montrées dans les figures 9.7(a) et 9.7(b). Elles ont été obtenues avec le module ZB1 avant son montage aux détecteurs au silicium. Les termes de CDP0 désignent la puce qui est montée à droite de l'hybride, et CDP1 celle située à gauche près du HAC, cf. figure 9.6. Ces courbes correspondent à une calibration ou "Threshold Scan" où une charge de 4 fC est injectée à l'entrée de la capacité de calibration. Les valeurs du seuil de la puce CAFE ont été mesurées dans un domaine de 200 à 400 mV. Sur ces histogrammes seulement 4 canaux pour chaque puce ont été représentés. Les lignes ne sont pas le résultat de paramétrisation des données, mais sont marquées pour faciliter la lecture des figures.

Mathématiquement, si l'on suppose que le signal est distribué selon une certaine largeur de bruit σ, autour d'une valeur moyenne $V_\circ$, on peut écrire (9.1).

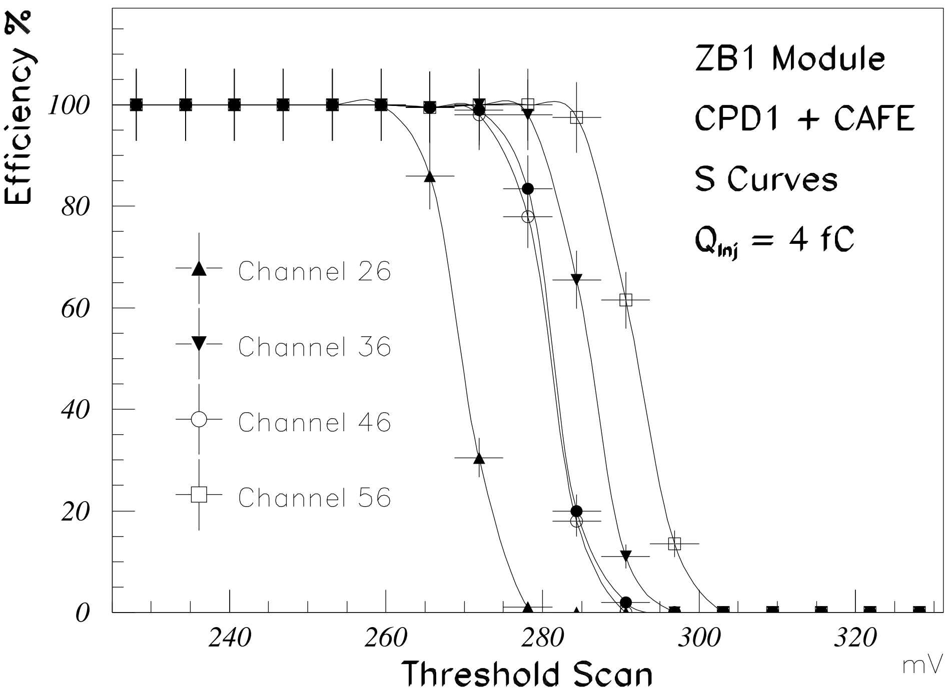
$$P(V) = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma} e^{-\frac{(V - V_\circ)^2}{2\sigma^2}} \tag{9.1}$$

$$\epsilon(VTH) = \int_{VTH}^{\infty} P(V)dV \tag{9.2}$$

$P(V)$ représente la probabilité que le signal soit à une tension V. Typiquement, le "scan" des valeurs de seuil sur la puce d'amplification se réalise d'une valeur inférieure à une valeur supérieure. Ainsi, l'efficacité pour n'importe quel seuil est donnée par (9.2) soit l'intégrale de la probabilité P(V) entre le seuil appliqué sur la puce CAFE VTH et ∞.



(a) *CAFE et CDP0, canaux 26, 36, 46, 56.*



(b) *CAFE et CDP1, canaux 26, 36, 46, 56.*

Figure 9.7: *Module ZB1, courbes en "S" de calibration avec une charge injectée de 4 fC.*

Les courbes en “S” peuvent être alors paramétrisées avec une fonction (9.3) qui permet d'extraire le bruit total de l'électronique σ.

$$\epsilon(VTH) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}erf(|\frac{VTH - V_\circ}{\sqrt{2}\sigma}|) \tag{9.3}$$

La valeur de VTH est celle du seuil appliqué sur la puce d'amplification et $V_\circ$ représente la valeur du seuil qui correspond à une efficacité de 50 %, aussi appelée $V_T(50\%)$.

Pour chaque calibration qui correspond à des charges injectées de 0.6, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 6.7, 7.3 fC et pour chaque canal de lecture des puces CDP et CAFE du module ZB1 on obtient un ensemble de courbes en “S”. A partir de leur paramétrisation avec une fonction 9.3, il est possible de calculer pour chaque canal et chaque valeur de charges injectées, les valeurs de $V_T(50\%)$ et de σ. La moyenne de ces deux distributions permet de calculer les valeurs moyennes de $V_T(50\%)$ et σ pour chaque calibration et chaque puce CDP et CAFE. Les résultats d'une telle calibration sont montrés dans les figures 9.8 pour le CDP0, et 9.9 pour le CDP1. L'histogramme a) contient la courbe de réponse qui donne la valeur moyenne $V_T(50\%)$ d'une puce en fonction de la charge injectée. L'histogramme c) contient la valeur du σ en fonction de la charge injectée, aussi appelé “output noise”. Les résultats de la fonction sont paramétrisés avec l'inverse d'une fonction exponentielle dont la dérivée première est donnée dans l'histogramme b). Le rapport du “output noise” par cette dérivé (pente de la courbe de réponse) donne le bruit total moyen pour chaque CDP et CAFE. Les résultats de ces calculs sont montrés dans la figure c) et nommés “input noise”. Ils permettent aussi d'extraire le bruit du système qui est estimé à 570$\pm$50 e^- rms pour la paire de puces CDP0 et CAFE et à 500$\pm$55 e^- rms pour la paire de puces CDP1 et CAFE. Il faut noter que dans les calculs les trois premiers points ne sont pas considérés car il correspond à une zone de réponse non linéaire de la puce CAFE.

Oscillations

Après le montage complet du module ZB1, cf. section 9.2.1, le même type de mesures a été répétés.

Lorsque la tension de biais $\sim$ – 100 V est appliquée sur le dos (“back–plane”) des détecteurs au silicium, des phénomènes d'oscillation apparaissent. Des mesures avec une sonde ont permis de montrer que ces oscillations sont uniquement présentes sur la sortie de la puce CAFE. Elles sont visibles même lorsque la tension de biais n'est pas appliquée sur les détecteurs au silicium, mais d'une amplitude plus faible. Elles s'amplifient lorsque la tension de biais est augmentée et placée à une valeur nominale de – 100 V. Les canaux non connectés aux détecteurs n'oscillent pas, et permettent de déduire que ces oscillations ne sont pas le résultat d'une oscillation propre de la puce CAFE, mais qu'elles sont liées aux détecteurs au silicium.

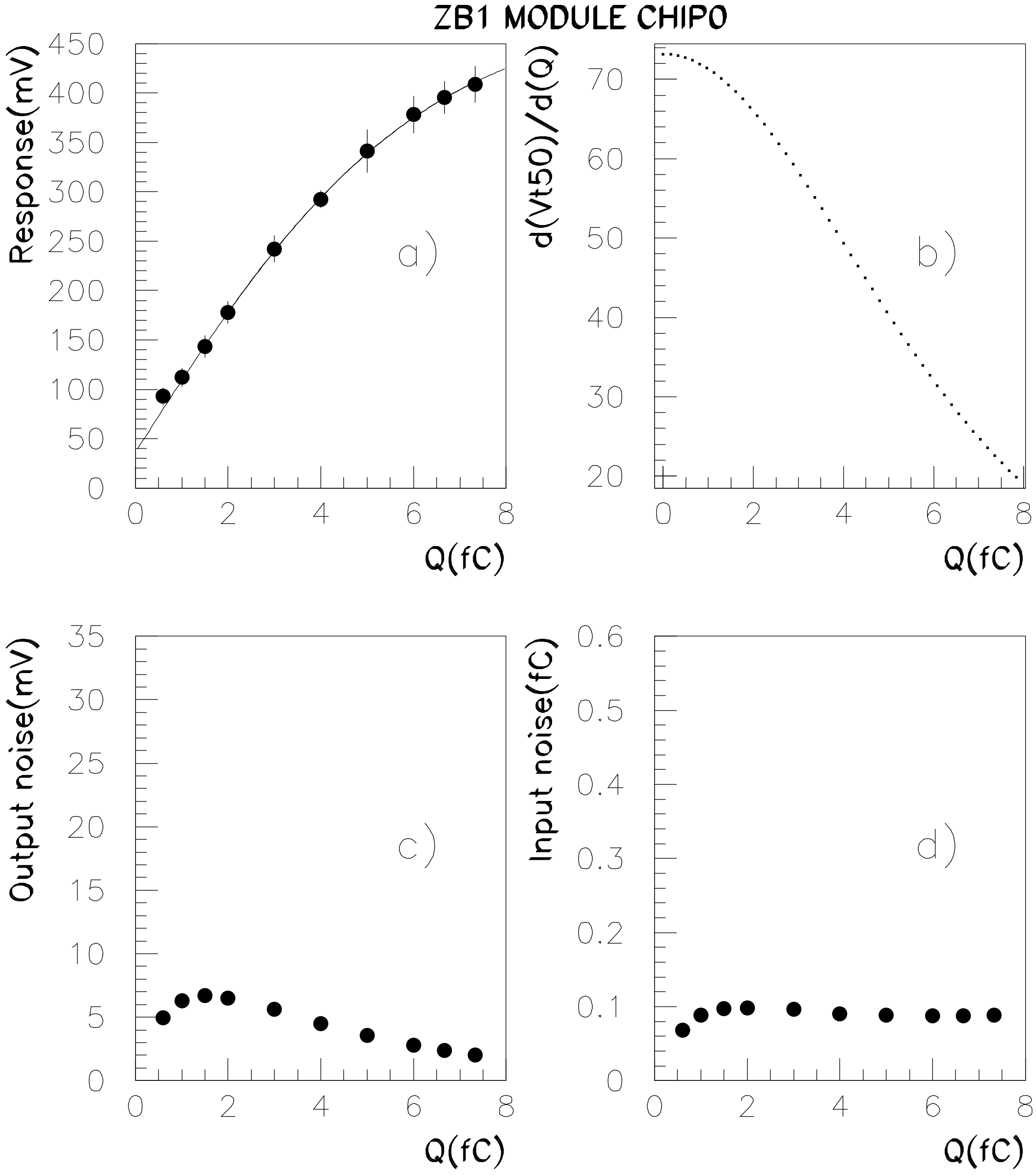


Figure 9.8: *Module ZB1 courbe de réponse CDP0.*

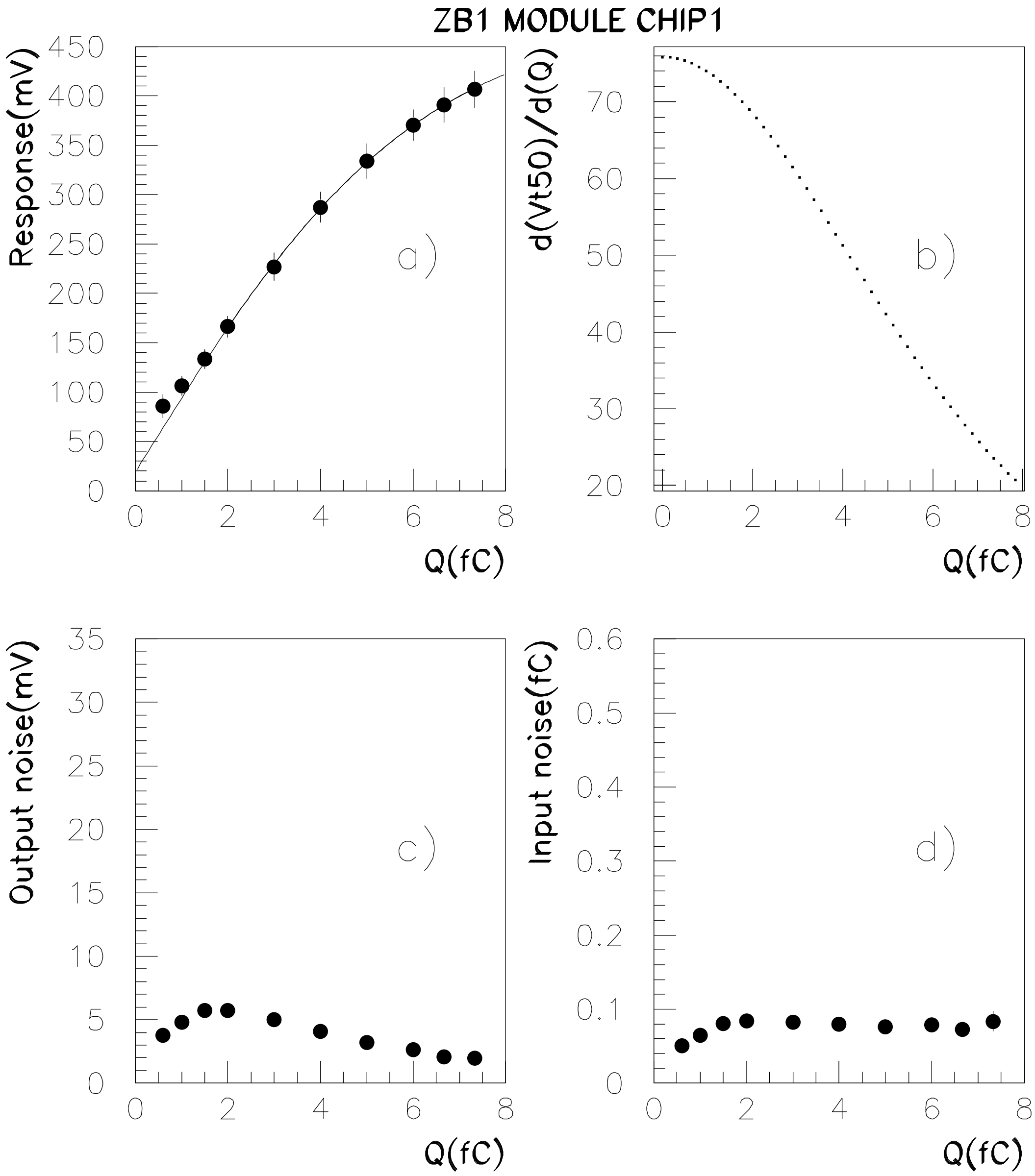


Figure 9.9: *Module ZB1 courbe de réponse CDP1.*

Ce phénomène est complexe et le résultat d'une conjugaison de divers paramètres très difficilement dissociables. Lorsque les pièces du module ont été montées, collées et les micro soudures effectuées, il ne reste que très peu de possibilités de modifier quoique ce soit sur l'hybride, afin d'isoler la source du problème.

La figure 9.10 représente diverses connections du module z comme celle de la tension de biais appliquée au dos des détecteurs au silicium (côté "p–side"), le "bias ring" connecté à la terre analogique et le chevauchement des micro bandes des détecteurs au silicium et ceux des "Fanins". Le "bias-ring" est un implant du type n^+ qui entoure l'ensemble des micro bandes et connecté à ces dernières par une résistance polysilicone (voir section 8.4.3). Le "guard–ring" a les mêmes spécificités que le "bias–ring" sauf que cet implant est laissé flottant, c'est-à-dire sans connection.

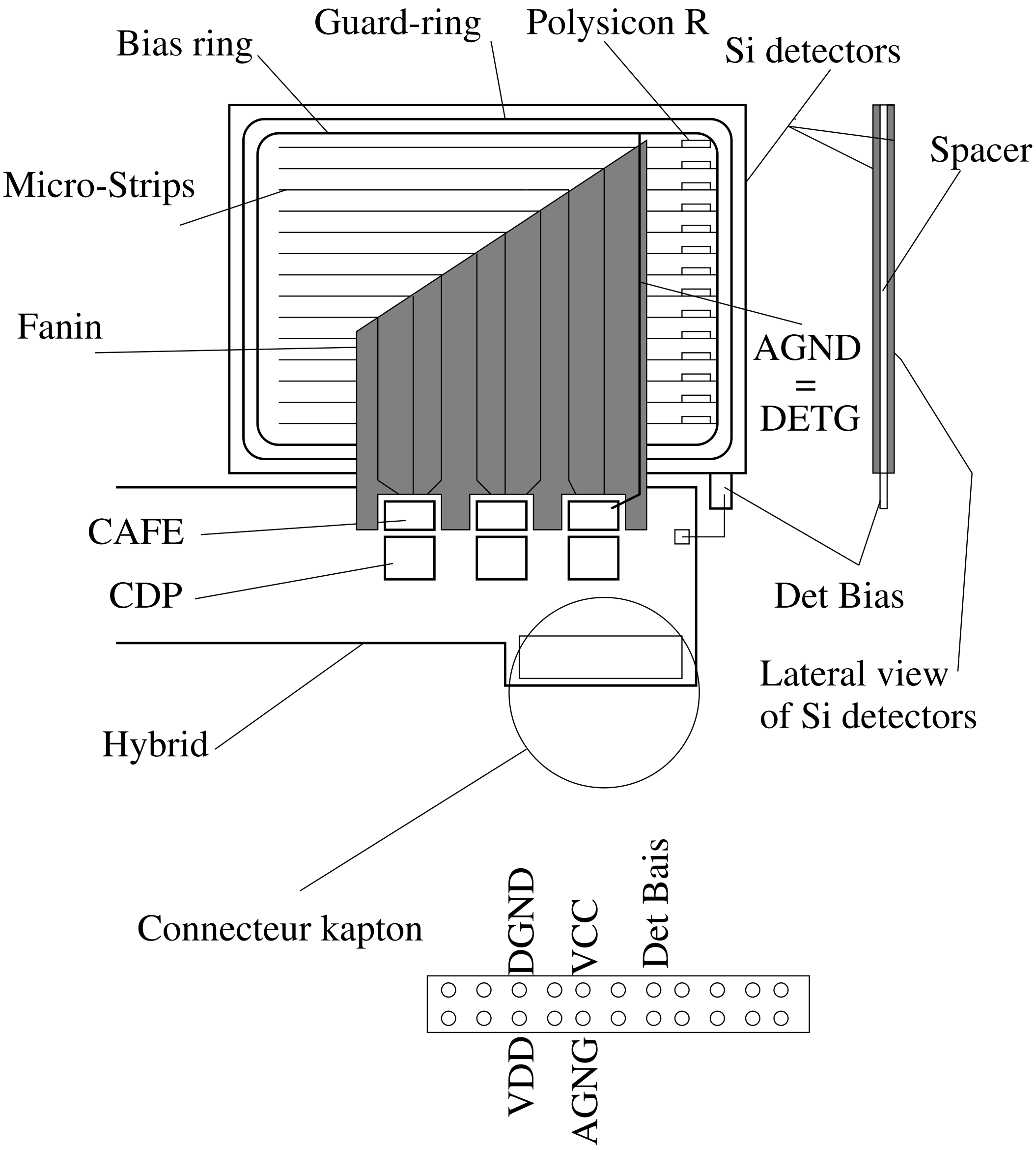


Figure 9.10: *Vue schématique de diverses connexions sur le module z.*

Quelques explications peuvent être données ici. Tout d'abord les lignes du circuit électrique du module z et r–ϕ sont identiques, seule leur disposition sur l'hybride change. Une interférence entre diverses lignes semble peu probable et convaincante comme explication. Le montage et collage des "Fanins", beaucoup plus longs que ceux des modules r–ϕ et directement collés sur les micro–bandes et les "guard–rings" des détecteurs au silicium, ne donnent pas une explication satisfaisante. Une augmentation du bruit et des courants de fuites dans les détecteurs au silicium est plus plausible. Il y a de très fortes raisons de penser que ces phénomènes proviennent plutôt d'une capture ou "pick–up" des signaux de bruit qui passent par le dos des détecteurs au silicium. Cette explication semble beaucoup plus convaincante. En effet, le détecteur au silicium se comporte comme une capacité qui augmente avec la tension de biais appliquée entre le côté des micro bandes et le dos du composant. Une fluctuation rapide de tension dans le dos du détecteur au silicium est directement ressentie par la puce CAFE et traduite sous forme de charge. Le gain de la puce CAFE est d'environ 100 mV par fC. Une telle interprétation semble renforcée par l'observation de la dépendance des oscillations avec la tension de biais appliquée sur les détecteurs au silicium. Le module ZB3 a été aussi étudié et a montré le même comportement que le module ZB1.

Ces problèmes d'oscillations n'ont pas permis de faire aucune mesure quant au bruit supplémentaire ajouté par l'ajout de ce type de "Fanin" avec des micro bandes de longueur variable.

Ce module a aussi été placé dans un faisceau test au CERN en juillet et en août 1996. L'analyse de ces données a permis de voir des signaux dans les détecteurs au silicium du module ZB1 qui étaient toutefois noyés dans un niveau de bruit trop important. Une analyse similaire avec un module r–ϕ est expliquée dans la section 9.4.

9.3 Enseignements du module z

Le développement du module z est riche d'enseignements qui sont actuellement ajoutés et étudiés dans la conception des nouveaux prototypes [115]. Les paragraphes qui suivent rassemblent les expériences principales acquises au cours de ce projet.

Performances de l'électronique

Comme déjà expliqué dans la section précédente, ces oscillations sont complexes et sont une conjonction de différents paramètres qui détériorent drastiquement les caractéristiques d'un module.

Une meilleure compréhension des circuits électriques et des liaisons avec le dos des détecteurs au silicium sont encore des points d'étude dans la conception des nouveaux modules.

Assemblage

Le module z est le premier module pour SCT pour lequel une procédure d'assemblage a été mise au point. Elle a permis de se rendre compte des points suivants :

- Les étapes de montage sont bonnes, simples et efficaces.
- Le temps total de montage d'un module complet avec détecteurs et micro soudures est de l'ordre de 4 jours. La majeure partie de ce temps est consacrée au séchage des colles prévu à température ambiante.
- Une production de masse est nécessaire pour produire plus de 3000 modules. Une construction en parallèle des modules reste la seule solution. Elle demande le développement d'outils de support comme décrit dans la section 9.2.1 dont le nombre est à déterminer en fonction du coût et du temps d'immobilisation des outils pour le montage des modules.
- Lors de la manipulation des outils, il faut minimiser le nombre d'étapes afin d'éviter les risques d'endommager les détecteurs au silicium et les composants électroniques, de briser et rayer les "FanIns", de rompre l'ensemble des micro soudures.

Collage

Le collage des différents composants : les deux paires de détecteurs au silicium et les puces demande énormement de temps et de soins. Si chacune des étapes de séchage est effectuée à température ambiante, il faut compter pour chaque application de colle un temps de séchage d'environ 24 heures.

Cette étape retarde grandement une chaîne de montage, exige des moyens et des lieux d'une grande propreté dans lesquels les risques de dommage des composants en phase de séchage sont minimaux.

De plus, pour les détecteurs au silicium, on constate de grandes différences de courant de fuite avant et après le montage des deux paires de détecteurs au silicium. En effet, pour le détecteur Hamamatsu, des valeurs de courant de fuite de 0.2 μA sont mesurées pour une tension de biais –80 V, et 3.9 μA à –100 V avant le montage. Des courants de fuite qui varient de 30.0 μA à –80 V et 49.0 μA à –100 V sont mesurés après le montage final. De tels problèmes sont encore à l'étude et demandent de comprendre le rôle des colles et la construction même du "sandwich" de détecteurs.

Micro soudures

L'étape des micro soudures est l'une des plus délicates du montage du module dont les difficultés sont multiples :

- Différentes surfaces de soudage sont présentes sur le module : des détecteurs aux "Fanins", des "Fanins" aux puces et des puces à puces.
- La propreté des zones de soudage, et tout phénomène d'oxydation des zones de soudage peuvent entraîner des difficultés.
- Procédure de qualité à définir : une qualité standard des micro soudures doit être atteinte si plusieurs instituts ou entreprises participent au montage.
- L'emplacement des micro soudures peut gêner ou faciliter le montage d'un module et doit être intégré dans le concept du module.
- Le temps nécessaire pour effectuer l'ensemble des micro soudures, par exemple le module z compte $\sim$ 6300 "bonds".

"Fanin"

Les "Fanins" sont construits en oxyde d'aluminium d'une épaisseur d'un dixième de millimètre pour quatre géométries différentes : "Fanins" longs, environ 6×5 cm^2, avec et sans doigts, "Fanins" courts, environ 3×5 cm^2, avec et sans doigts. Sur la surface des "Fanins" sont déposées de fines pistes d'or de 20 μ mètres. La figure 9.11 montre les quatre type de "Fanins".

La solution des "Fanins" pour extraire la puissance calorifique dissipée dans les détecteurs semble être une bonne solution. Cependant, ce montage semble être trop complexe et présente plusieurs inconvénients qui sont :

- Les "Fanins" sont très fragiles, les doigts peuvent facilement se rompre lors de mauvaises manipulations.
- Les pistes en or sur les "Fanins" présentent différents défauts et dégâts, liés à la fabrication et à leur manipulation : des parties de pistes ne sont pas terminées ou sont manquantes, des bavures d'or sont faites et court–circuitent une ou plusieurs pistes, lors des manipulations des pistes sont décollées de la surface des "Fanins". Suivant les dégâts ces restes de pistes peuvent toucher et court–circuiter des pistes adjacentes. Ces différents dommages et défauts sont montrés dans la figure 9.12, où les deux photographies du haut montrent des pistes avec une zone manquante, celle du bas à gauche des pistes décollées, et celle du bas à droite deux pistes court-circuitées à cause de bavures d'or à la fabrication.
- Lors du montage des "Fanins", les risques d'endommager des micro soudures et les détecteurs sont importants. Suivant la zone du module très peu de place reste disponible entre les différents composants électroniques du module et les "Fanins".

- Augmentation du nombre de pièces dans la conception du module, et complication des tests de qualité et dans la gestion des pièces.

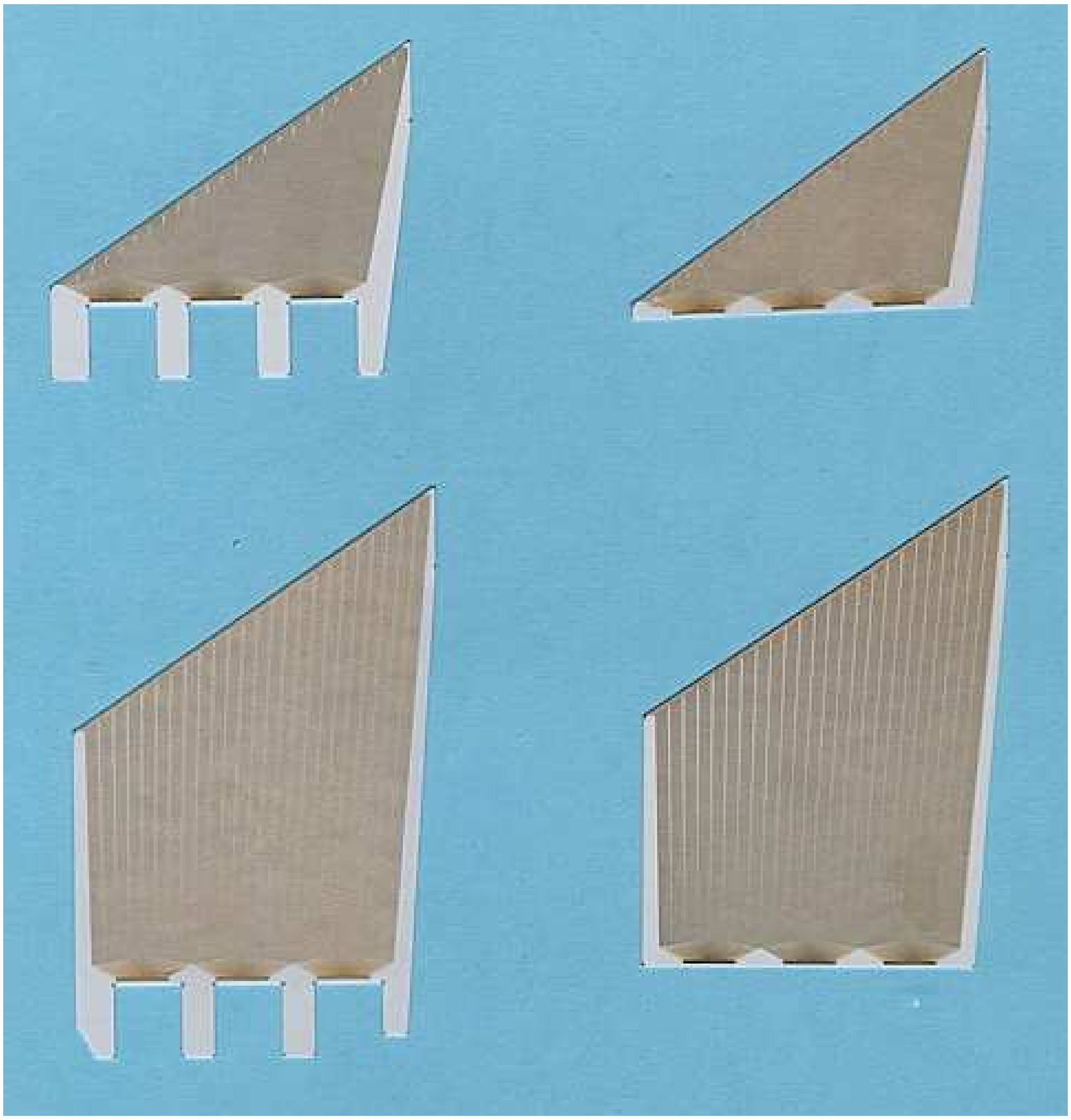


Figure 9.11: *Différentes géométries des "Fanins" du module z.*

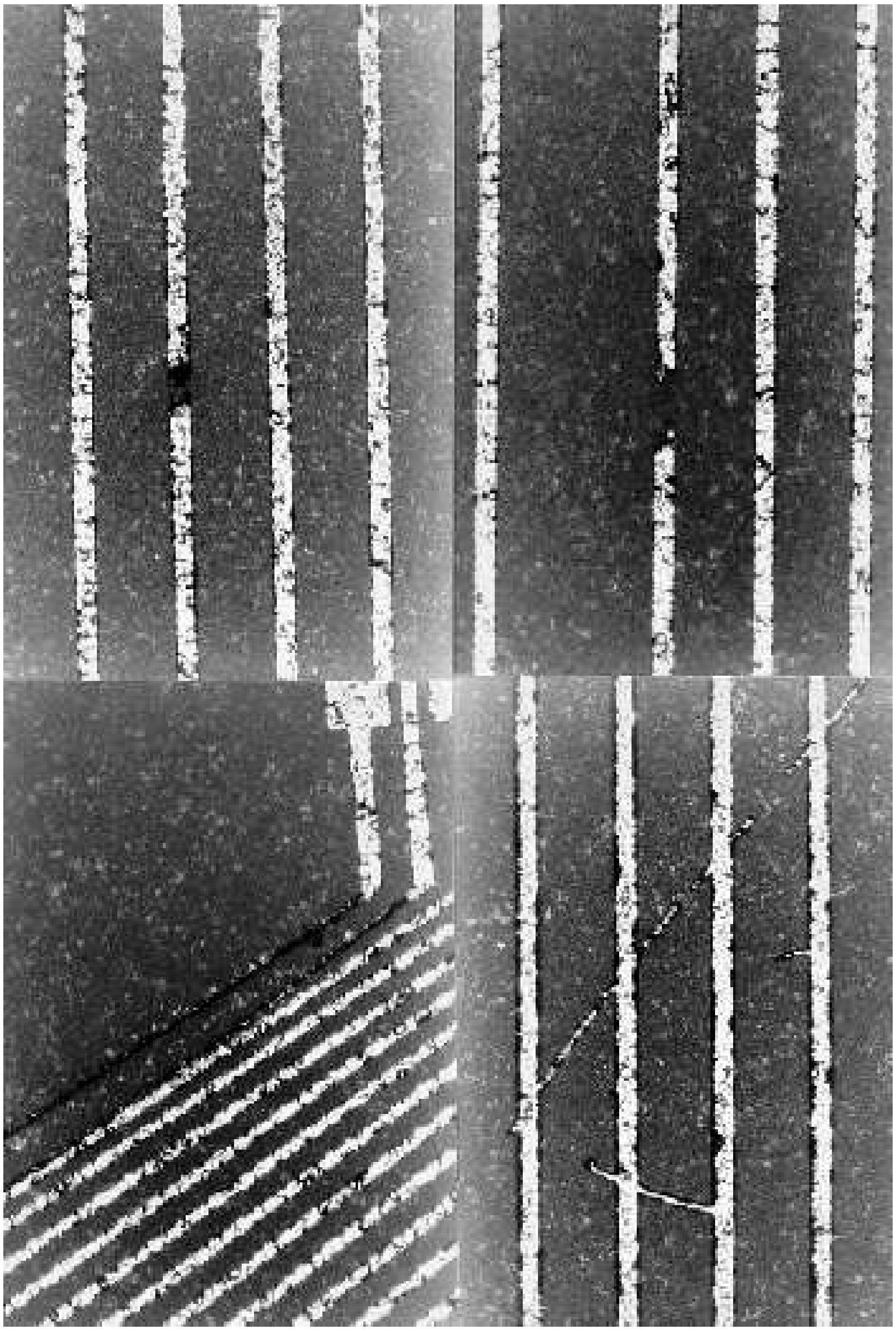


Figure 9.12: *Photographie au microscope qui montre les différents dégâts et défauts de construction occasionnés sur des "Fanins".*

Céramique de l'hybride

La figure 9.13 montre une photo de l'hybride z, on y distingue clairement les emplacements réservés pour les puces CAFE carrés du haut, les puces CDP, carrés du bas, et le câble en "kapton" qui permet la connection avec la carte de support nécessaire pour les tests.

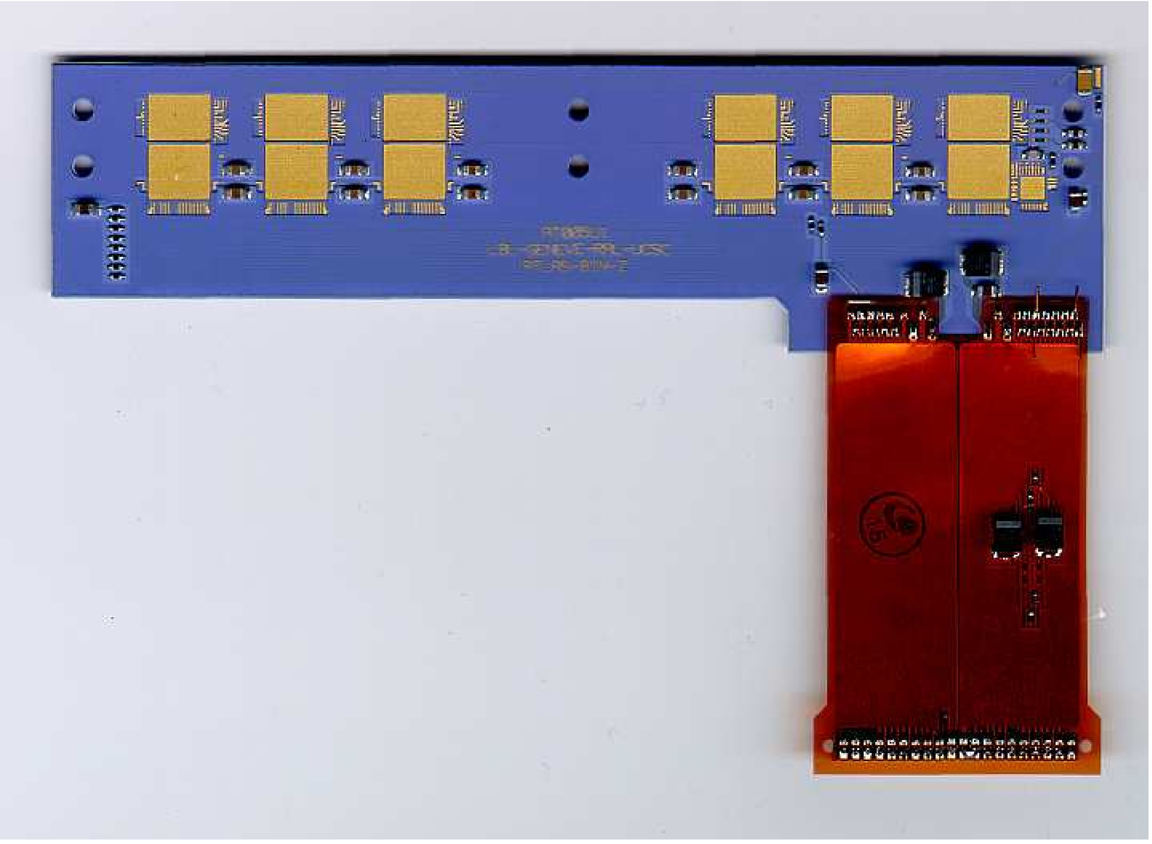


Figure 9.13: *Hybride du module z.*

La céramique de l'hybride n'est pas totalement plate, ces déviations sont perceptibles à l'oeil. Elles sont particulièrement gênantes lors du montage pour aligner correctement les diverses pièces du module : hybride, "Fanins", et détecteurs au silicium. La longueur de l'hybride devrait être réduite afin de le rendre plus compact.

9.4 Résultats d'un module r–ϕ avec des détecteurs CSEM

Cette section décrit les performances d'un prototype de module r–ϕ monté avec des détecteurs CSEM, aussi appelé **module CSEM**, placé dans un faisceau test du CERN en septembre 1996. Une infrastructure identique a servi durant la même période pour les tests de modules similaires montés avec des détecteurs Hamamatsu irradiés [113], et l'année précédente pour les premiers tests de modules avec une électronique de lecture binaire [114]. Ce module a été construit en collaboration avec les instituts de RAL et LBL.

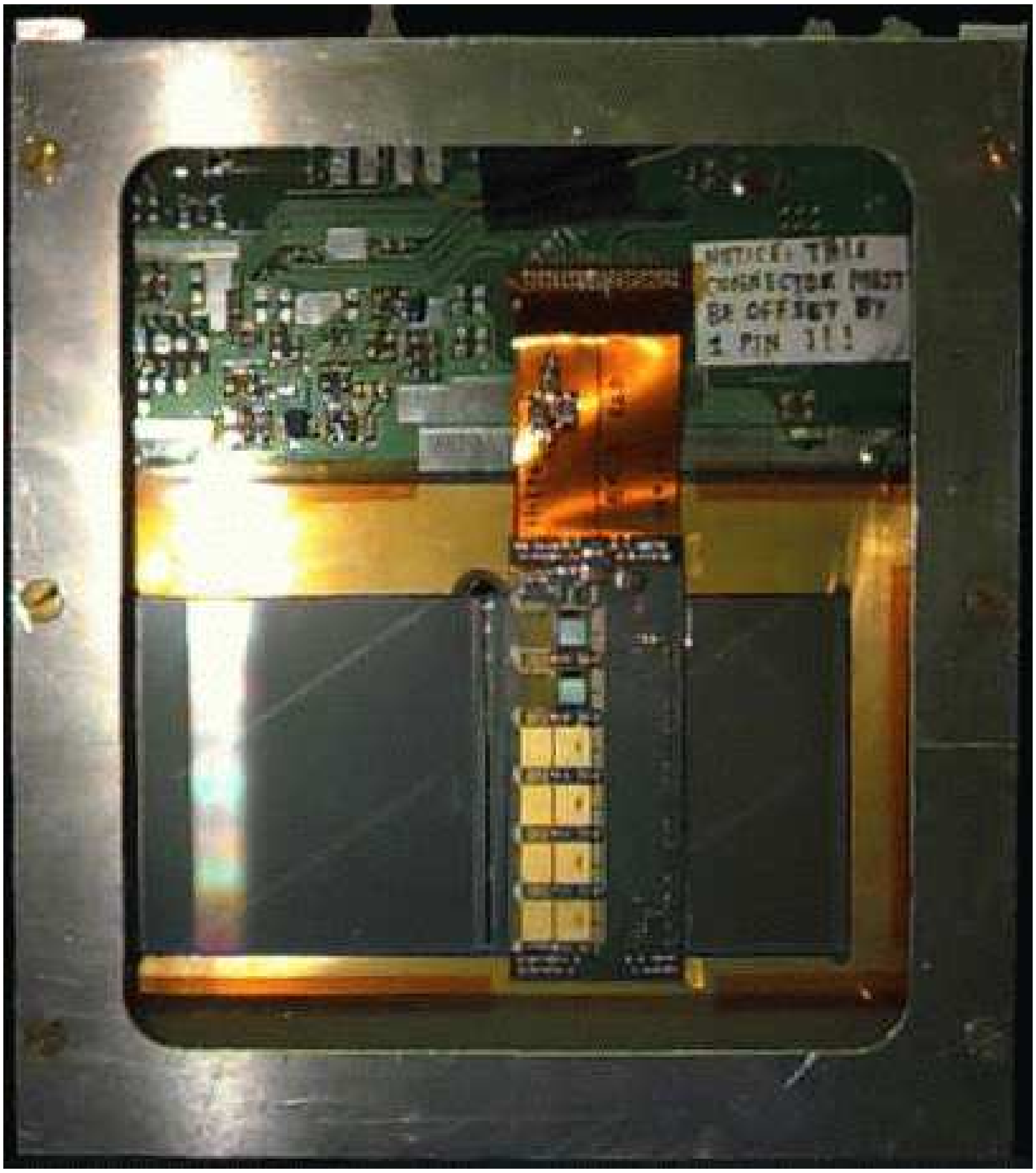


Figure 9.14: *Image du module CSEM.*

9.4.1 Description du module CSEM

La figure 9.14 montre une image du module CSEM. On y distingue clairement à l'intérieur de la boîte de protection la carte de support sur laquelle sont montés le câble de connexion "kapton" et l'hybride avec deux puces CAFE et CDP. Ils représentent un ensemble de 256 canaux équivalant à une largeur sensible sur les détecteurs de $\sim$ 1.9 cm. Les connections de “biais” du module CSEM sont similaires à celle du module z, voir figure 9.10.

Seulement deux détecteurs sont collés bout à bout et connectés l'un à l'autre par des micro soudures. Les faces des détecteurs avec les micro bandes sont montées du côté de l'hybride.

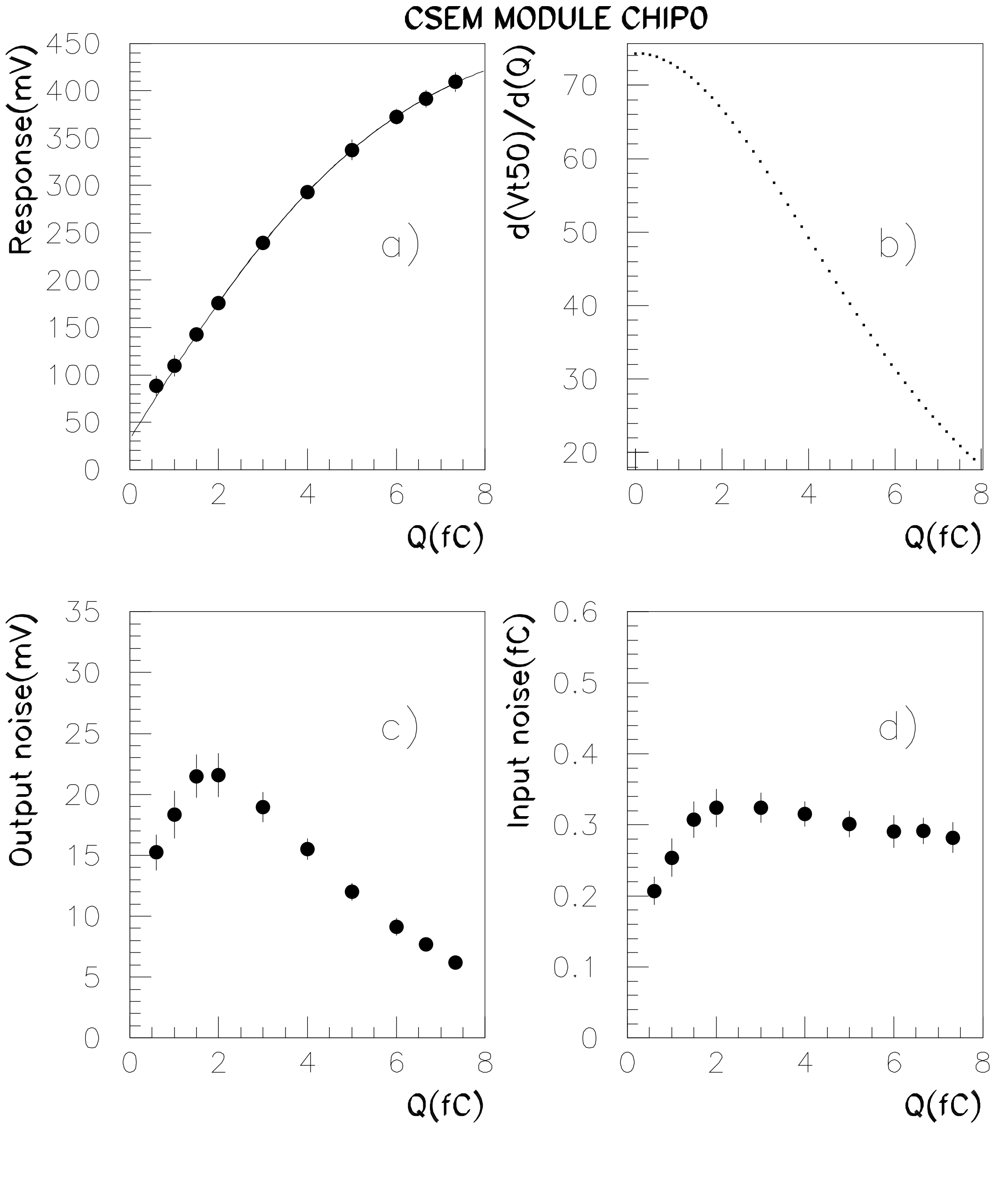


Figure 9.15: *Module CSEM courbe de réponse CDP0.*

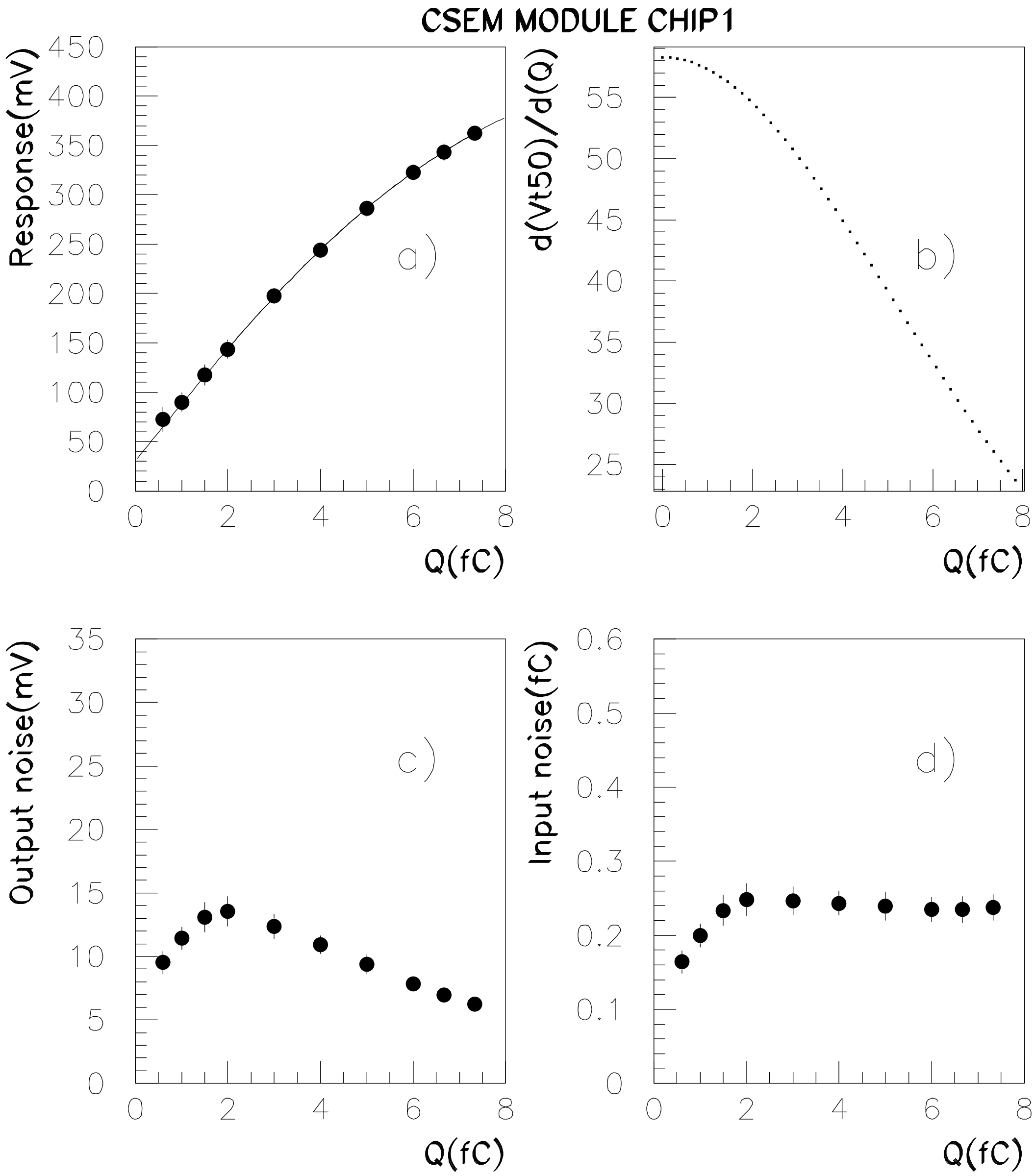


Figure 9.16: *Module CSEM courbe de réponse CDP1.*

9.4.2 Tests en laboratoire avec le module CSEM

Des tests de calibration similaires à ceux du module z, voir section 9.2.2, ont été aussi effectués sur ce module. Les mesures sont regroupées pour le CDP0 dans la figure 9.15 et 9.16 pour le CDP1. Les différents histogrammes montrent a) la courbe de réponse et sa dérivée première b), le "output noise" c) et le "input noise" d). Ces mesures sont prises après le montage des détecteurs et avec une tension de biais de –75 V appliquée sur le "back–plane" des détecteurs au silicium. Le CDP0 possède un bruit moyen de 1900 ± 130 e^- rms et le CDP1 de 1500 ± 120 e^- rms. La puce CDP0 à cause de son niveau de bruit trop élevé a été exclue de l'analyse. De ce fait, l'ensemble des résultats qui sont présentés dans les sections suivantes se réfèrent uniquement au CDP1.

9.4.3 Montage expérimental du faisceau test

Le module a été testé dans la zone expérimentale nord au CERN. Le faisceau, appelé H8, fut composé de pions ou muons de 180 GeV. Le montage expérimental utilisé est montré dans la figure 9.17 : il comporte des scintillateurs qui donnent le déclenchement, un télescope composé de quatre plans pour la reconstruction des traces, et une boîte d'aluminium dans laquelle le module CSEM fut isolé à une température de près de −10°C. Aucun champ magnétique ne fut appliqué dans la zone durant cette période de tests. Le nombre de particules dans le faisceau est ajustable dans la limite imposée par la machine pour obtenir un taux de déclenchements de l'ordre de 100 Hz au cours de chaque "spill" ou tirs du paquet de particules. Pour des raisons de répartition des faisceaux sur les différents sites du CERN, l'ensemble du système suit un cycle de deux périodes de 3 et 10 secondes. Pendant la première, les paquets de particules sont envoyés dans la zone de test, durant la seconde l'absence du faisceau permet au système d'acquisition de données de traiter les informations.

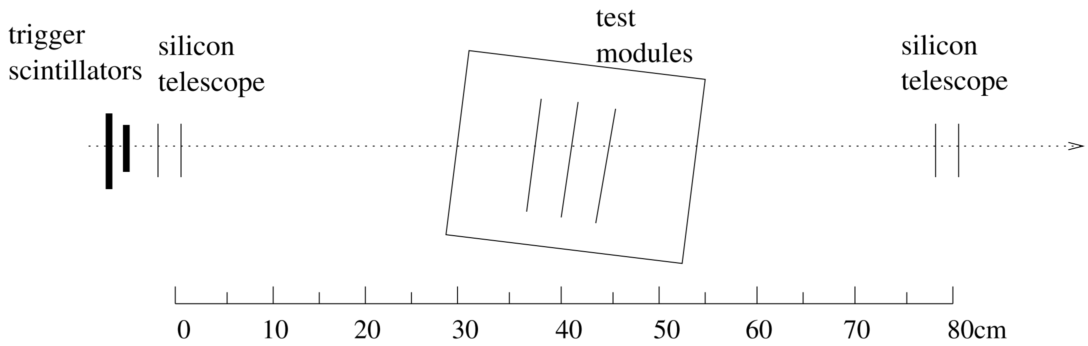


Figure 9.17: *Montage expérimental du faisceau test de H8.*

Un télescope de haute précision reconstruit les traces des particules. Il est composé de détecteurs au silicium à micro bandes de 50 μm de "pitch". Il comporte quatre plans dont deux sont montés en aval de la boîte qui contient le CSEM et deux en amont. Chacun des quatre plans fournit une mesure non–corrélée des coordonnées x et y pour atteindre une résolution de moins de 6 μm. L'acceptance du télescope est légèrement plus petite que celle du module. Ainsi, toutes les particules du faisceau pour lesquelles une trace est reconstruite dans le télescope ont forcément traversé la largeur sensible du détecteur du module CSEM. Il se peut au contraire, que certains des coups créés par des particules du faisceau dans les détecteurs du module ne soient pas forcément enregistrés comme une trace dans le télescope. Une trace est considérée comme bonne si une coordonnée x et y est trouvée dans au moins trois plans du télescope. Seuls les événements ne contenant qu'une trace dans le télescope sont retenus par la suite.

9.4.4 Résultats du faisceau test

Les données furent prises avec différentes valeurs de tension de biais appliqués sur les détecteurs au silicium, sous plusieurs angles d'incidence du faisceau par rapport à la normale du plan du détecteur. Pour chacun des ces ensembles de paramètres de fonctionnement, un balayage des différentes valeurs de seuil sur la puce CAFE a été effectué. Les "runs" pour lesquels le seuil était sur la puce CAFE de 1.0–1.2 fC furent utilisés pour calculer les paramètres d'alignement relatif entre le module CSEM et le télescope.

Sélection des données

Les canaux bruyants sont identifiés à partir des coups ("hits") qui sont mesurés à plus de 500 μm de la position de la trace reconstruite. La figure 9.18 montre les coordonnées x de chaque "clusters", groupe de coups, en fonction de la position x du télescope, avec une tension de biais sur les détecteurs de –75 V, un angle d'incidence du faisceau de 0° et un seuil de 110 mV équivalant à $\sim$ 1.2 fC (1 fC $\equiv$ 1/4 Mip, $\sim$ 100 mV sur la courbe de réponse),voir figure 9.16. Sur cette figure sont aussi représentées deux lignes qui marquent cette distance de $\pm$ 500 μm. La valeur d'"off–track occupancy" se définit alors comme le nombre de fois où une micro bande enregistre un signal alors que la trace à été reconstruite à plus de 500 μm. Un canal est considéré comme bruyant et masqué si son "off–track occupancy" est dix fois supérieur à la moyenne des autres micro bandes. Un canal est détecté comme mort s'il possède une efficacité moyenne qui est inférieure de 20 % à la moyenne de tous les canaux. L'efficacité est définie ici comme la probabilité d'enregistrer un coup lorsque la trace extrapolée du télescope se trouve à moins de 40 μm de la position de la micro bande. Dans les deux cas, la méthode est itérative : à chaque nouvelle étape la moyenne de l'"off–track occupancy" est calculée sans les canaux considérés comme bruyants ou morts lors de l'étape précédente. Les itérations s'arrêtent lorsque plus aucun canal n'est trouvé bruyant ou mort.

Pour augmenter la statistique, les canaux bruyants et morts sont recherchés sur un ensemble de "runs" pour lesquels les seuils appliqués sur la puce CAFE étaient de 1.0 et 1.2 fC. Cette méthode fournit une liste de mauvais canaux qui sont masqués pour l'analyse de tous les "runs" de données. Au total, 4 canaux morts et 7 bruyants ont été dénombrés sur la puce CDP1. Cette méthode d'analyse dénombre 3 canaux bruyants et

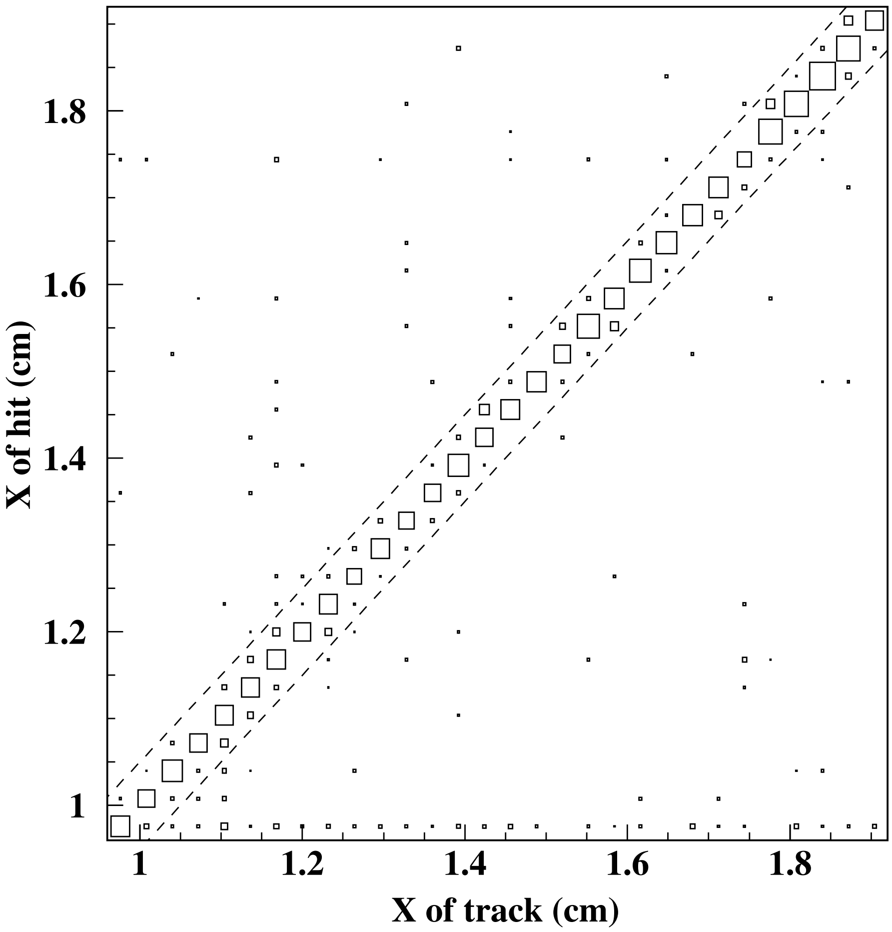


Figure 9.18: *Coordonnées x de chaque "clusters" en fonction de la position x du télescope, avec une nette évidence de leurs corrélations. Un seuil de 110 mV a été appliqué sur la puce CAFE. La taille des carrés est directement proportionnelle au nombre d'événements. Les deux droites montrent une distance de ± 500 μm.*

1 mort supplémentaires par rapport aux tests en laboratoire lors desquels ont été trouvés 3 canaux morts et 2 bruyants pour la puce CAFE, et 2 canaux bruyants pour la puce CDP. La méthode utilisée pour les données du faisceau test ne permet pas de diagnostiquer l'origine du disfonctionnement : puce CDP ou CAFE. Les traces reconstruites par le télescope et qui sont à une distance de moins de 2.1×75 μm d'un mauvais canal sont retirées des mesures d'efficacité et de résolution.

Une sélection de "runs" considérés comme bons a été effectuée sur la base des conditions d'opération. Les données de certains "runs" furent prises avec un ajustement incorrect du temps de retard entre le déclenchement et la position dans la mémoire du CDP, voir section 8.4.2. La conséquence directe est une perte partielle d'efficacité. Les données pour lesquelles une telle dépendance a été détectée sont aussi retirées de l'analyse.

Efficacité en fonction du seuil

Dans un système binaire de lecture, il n'y a pas d'information directe quant à la taille du signal, ou des charges déposées dans le détecteur. L'analyse des données consiste ici à étudier les "runs" pour lesquels le seuil appliqué sur la puce CAFE a varié dans un domaine compris entre 0 – 8 fC. Il est ainsi possible d'obtenir l'efficacité des traces détectées par le module par rapport aux traces reconstruites par le télescope en fonction du seuil appliqué sur la puce CAFE. Le seuil auquel l'efficacité est de 50 % mesure la valeur moyenne de la taille du signal, ou valeur médiane de la hauteur du signal. Elle peut être assimilée à la valeur de $V_T(50\%)$, comme mesurée dans la section 9.2.2 et étudiée en fonction des conditions d'opération du module durant le faisceau test : angle d'incidence du faisceau sur le détecteur ou biais appliqués sur les détecteurs au silicium.

La quantité de charge dans un détecteur au silicium est en première approximation une distribution de Landau qui peut être evaluée par une distribution gaussienne près de son pic. Les courbes d'efficacité en fonction du seuil de la puce CAFE s'apparentent à une fonction d'erreur jusqu'à des seuils pas trop éloignés de cette valeur médiane de charge déposée dans le détecteur. Une paramétrisation de cette courbe avec une fonction d'erreur effectuée comme dans la section 9.2.2 et selon cette approximation gaussienne, il est aussi possible d'extraire la valeur moyenne équivalente au $V_T(50\%)$ et le σ qui donne le niveau de bruit de l'électronique. Cependant, dans ces sections, le niveau de bruit est directement mesuré comme la fraction des canaux au–dessus d'un certain seuil en l'absence de charges déposées. Cette mesure appelée occupation du bruit ("noise occupancy"), permet d'intégrer les bruits non–gaussiens et gaussiens. Cette mesure représente les performances réelles des modules du détecteur utilisé pour la reconnaissance de traces.

Résultats expérimentaux

Cette section présente les résultats obtenus pour les courbes en "S", le "off–track occupancy" en condition réelle : faisceau test. Ces mesures permettent de comprendre si un tel module est capable d'atteindre les spécifications posées pour le SCT. D'autres mesures complémentaires sont aussi montrées afin de compléter la compréhension de ce module qui est monté avec un type de détecteurs encore non testé en faisceau test pour ces prototypes du SCT.

L'efficacité et la valeur de "off–track occupancy" en fonction du seuil appliqué sur la puce CAFE sont montrées dans la figure 9.19. Les carrés noirs représentent l'efficacité tandis que les carrés blancs la valeur de l'"off–track occupancy". Ces mesures correspondent aux données pour lesquelles le faisceau a une incidence normale de 0°, et une tension de biais du détecteur de –75 V. Le seuil qui correspond à une efficacité de 50 % est de

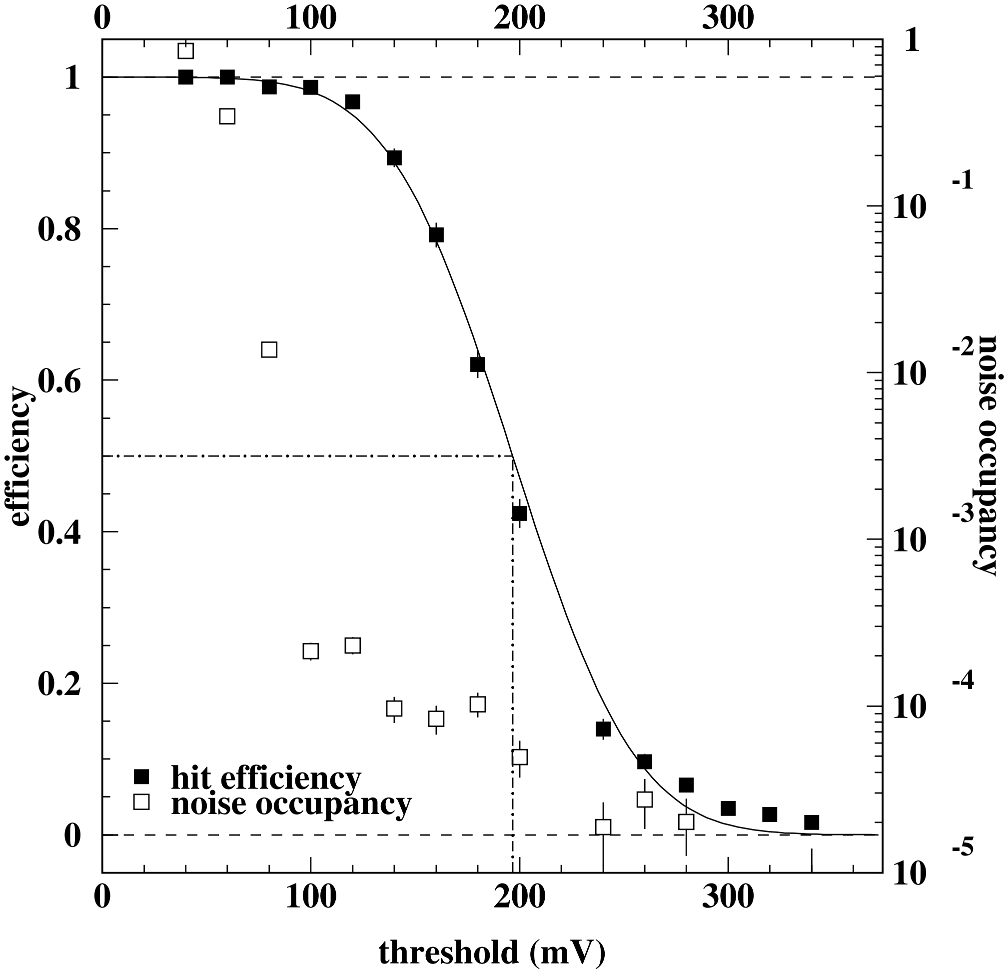


Figure 9.19: *Efficacité et "off–track occupancy" en fonction du seuil appliqué sur la puce CAFE. Mesures effectuées pour le CDP1 avec une tension de biais de –75 V sur les détecteurs et un angle d'incidence de 0°.*

$\sim$ 190 mV soit une charge de 18'000 électrons. Cette valeur est plus petite que celle attendue pour une particule à son énergie minimum de ionisation qui traverse une couche de 300 μm de silicium. Cette différence peut être attribuée à une dispersion de la charge sur plusieurs micro bandes et l'inefficacité de la collection des charges. La détermination de l'occupation est sujette à des incertitudes expérimentales. En effet, l'efficacité de mesurer des particules additionnelles du faisceau dans le détecteur du module est limitée par l'efficacité et l'acceptance du télescope. Les valeurs trop élevées de l'occupation pour de hauts seuils du CAFE proviennent de particules additionnelles du faisceau et non du bruit.

La valeur médiane de la hauteur du signal est montrée dans la figure 9.20, points noirs, en fonction de trois "runs" avec trois biais différents appliqués sur le détecteur au silicium. Sur le même histogramme est représenté la valeur de "off–track occupancy", points blancs.

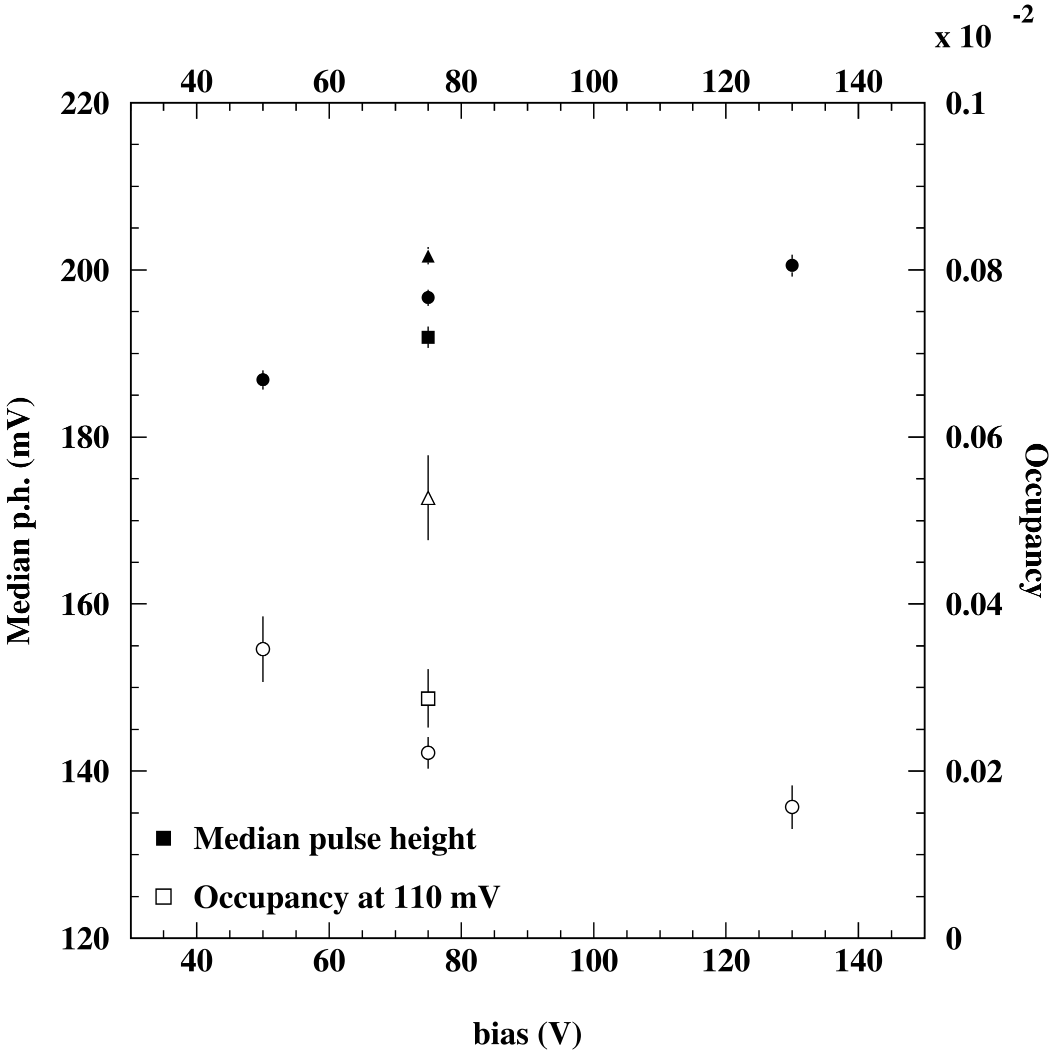


Figure 9.20: *Les points noirs représentent la valeur médiane de la hauteur du signal en fonction du biais appliqué sur les détecteurs, et les points blancs l'"off–track occupancy" à un seuil de 110 mV sur la puce CAFE du CPD1.*

L'ensemble des ces points a été mesuré avec un seuil de 110 mV, qui a été choisi suivant la disponibilité des données et de paramètres d'opération. En effet, ce seuil est légèrement supérieur à la valeur de 100 mV, équivalente à un MIP, qui est utilisée comme valeur standard, dans les analyses précédentes. La valeur d'occupation montre une tendance générale à diminuer avec des tensions de biais plus élevées, mais avec une nette dispersion d'un "run" à l'autre.

L'efficacité, histogramme du haut, et la valeur médiane de la hauteur du signal, histogramme du bas, en fonction de la position de la trace entre deux micro bandes, est montrée dans la figure 9.21. La figure de l'efficacité est donnée pour différentes valeurs de seuil sur la puce CAFE. La valeur médiane est calculée à partir des paramétrisations des mesures de l'efficacité en fonction du seuil appliqué sur la puce CAFE et de la position

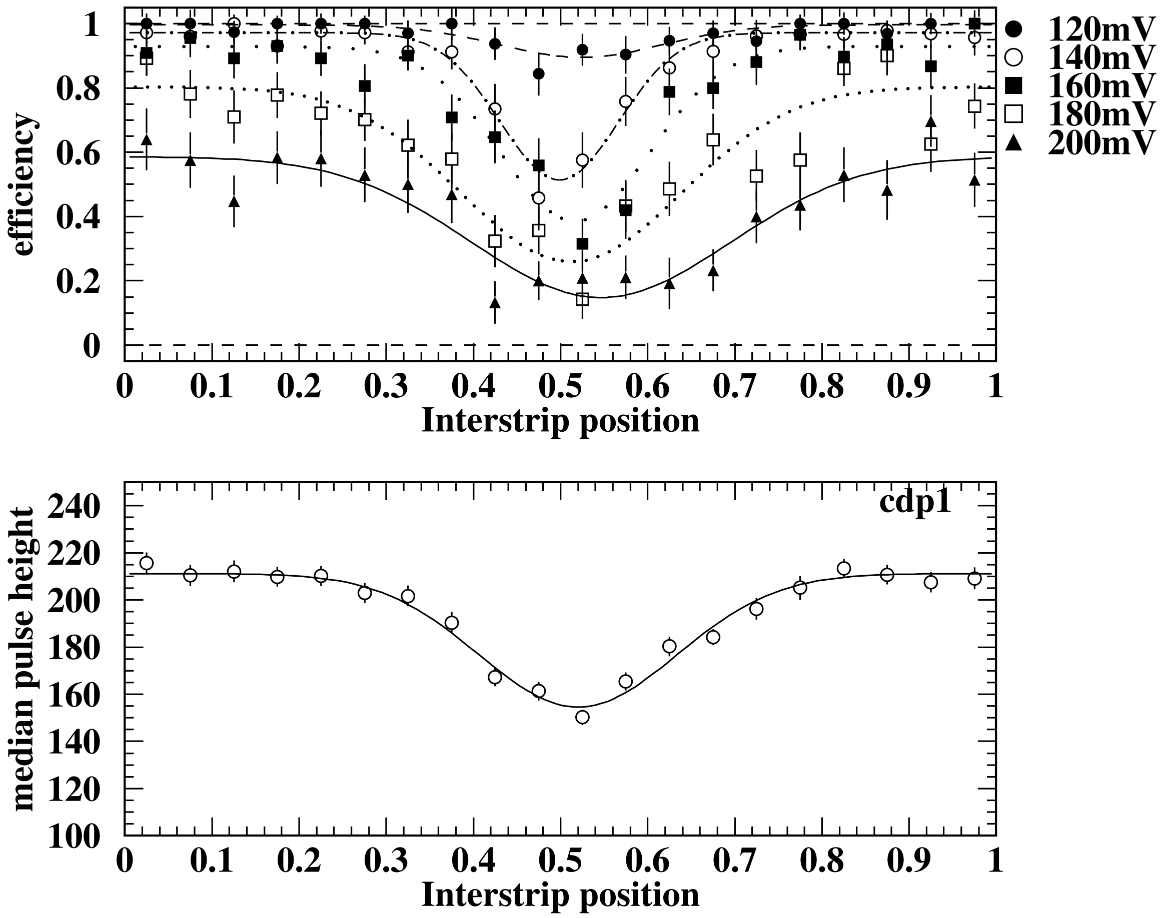


Figure 9.21: *Efficacité et valeur médiane de la hauteur du signal en fonction de la distance de la trace entre deux micro–bandes.*

de la trace entre deux micro bandes. Les données furent prises avec une tension de biais de –75 V et un angle d'incidence nul du faisceau. La dépression au milieu de la distribution est due au partage des charges entre deux micro bandes . Ce résultat montre aussi que le seuil de 50 % enregistré pour les traces qui tombent entre deux micro bandes ne représente pas exactement la charge moyenne mesurée sur chaque micro bande. En effet, une trace est considérée comme reconstruite si une ou deux micro bandes sont au–dessus du seuil. Cette mesure de collection de charges pourrait être en principe utilisée pour comparer différents concepts de détecteurs au silicium pour optimaliser les performances de l'électronique de lecture. Néanmoins, la précision statistique des courbes mesurées lors de ce faisceau test ne permet pas de parvenir à de telles conclusions.

Dans un système binaire de lecture, la résolution est déterminée par la répartition des charges et la distance "pitch" entre deux micro bandes. La résolution attendue dans la limite d'une micro bande d'un système binaire est donnée par la distance entre deux micro bandes divisée par $\sqrt{12}$, soit is 21.7μm. Les variations de canaux à canaux, le nombre de charges nécessaires pour qu'un coup soit déclenché peut varier d'une entrée à l'autre de la puce CAFE et donnent une valeur moyenne moins bonne. En revanche, le partage de charges entre deux canaux adjacents améliore la résolution. La meilleure résolution théorique atteignable vaut la moitié de la distance entre deux micro bandes divisée par $\sqrt{12}$, soit 10.8μm . La figure 9.22 montre les calculs de résidus obtenus pour une seule micro bande, histogramme du haut, et pour deux micro bandes, histogramme du bas. Ces données ont été prises avec une tension de biais de –75 V, un angle d'incidence du faisceau de 0°, et un seuil de 110 mV appliqué sur la puce CAFE.

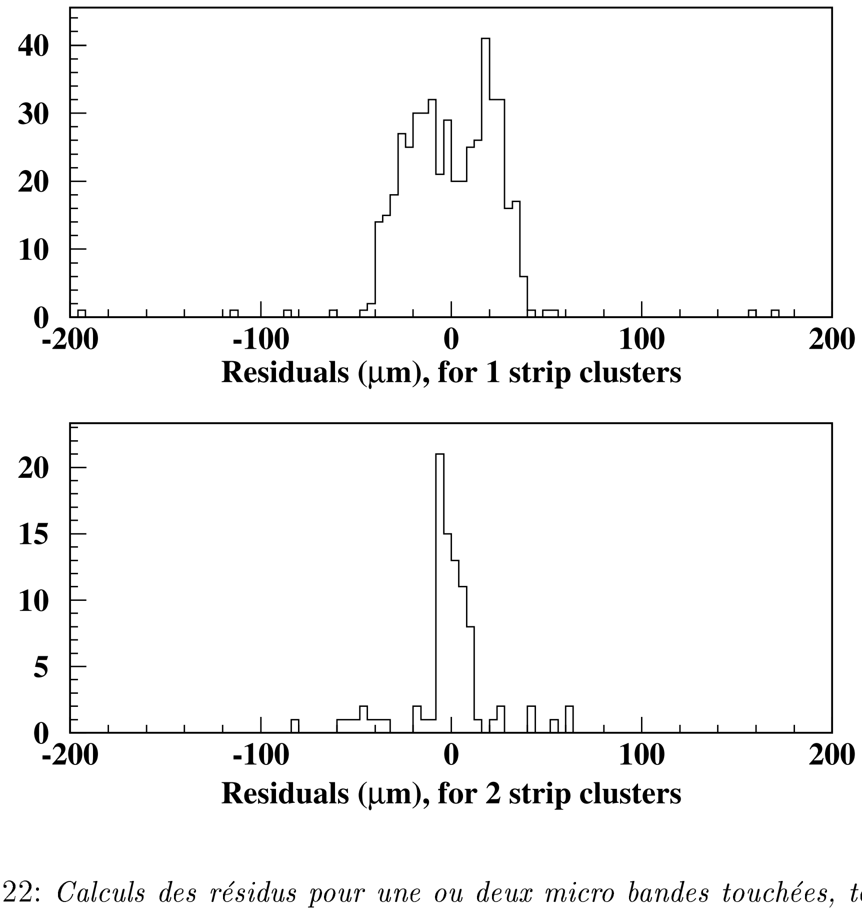


Figure 9.22: *Calculs des résidus pour une ou deux micro bandes touchées, tension de biais de –75 V sur les détecteurs au silicium et angle d'incidence du faisceau de 0°.*

Les performances du module en fonction de l'angle d'incidence du faisceau sont montrées dans la figure 9.23. L'histogramme du haut montre la valeur médiane de la hauteur du signal, celui du centre l'efficacité et celui du bas la résolution en fonction de l'angle d'incidence du faisceau de particules. Ces valeurs sont mesurées sans champ magnétique, avec une tension de biais de –75 V et un seuil de 110 mV sur la puce CAFE. Malgré une diminution de la valeur médiane de la hauteur du signal, l'efficacité reste grande sur un domaine d'angle d'incidence des particules qui reste adéquat pour l'expérience ATLAS (l'angle maximum des particules incidentes pour des traces avec un $p_T >$ 0.5 GeV/c est 25°). De même, la résolution, définie ici comme la valeur moyenne de toutes les traces dont le calcul de résiduel est plus petit que 75 μm, reste dans un domaine de valeur adéquate pour la région angulaire d'intêret.

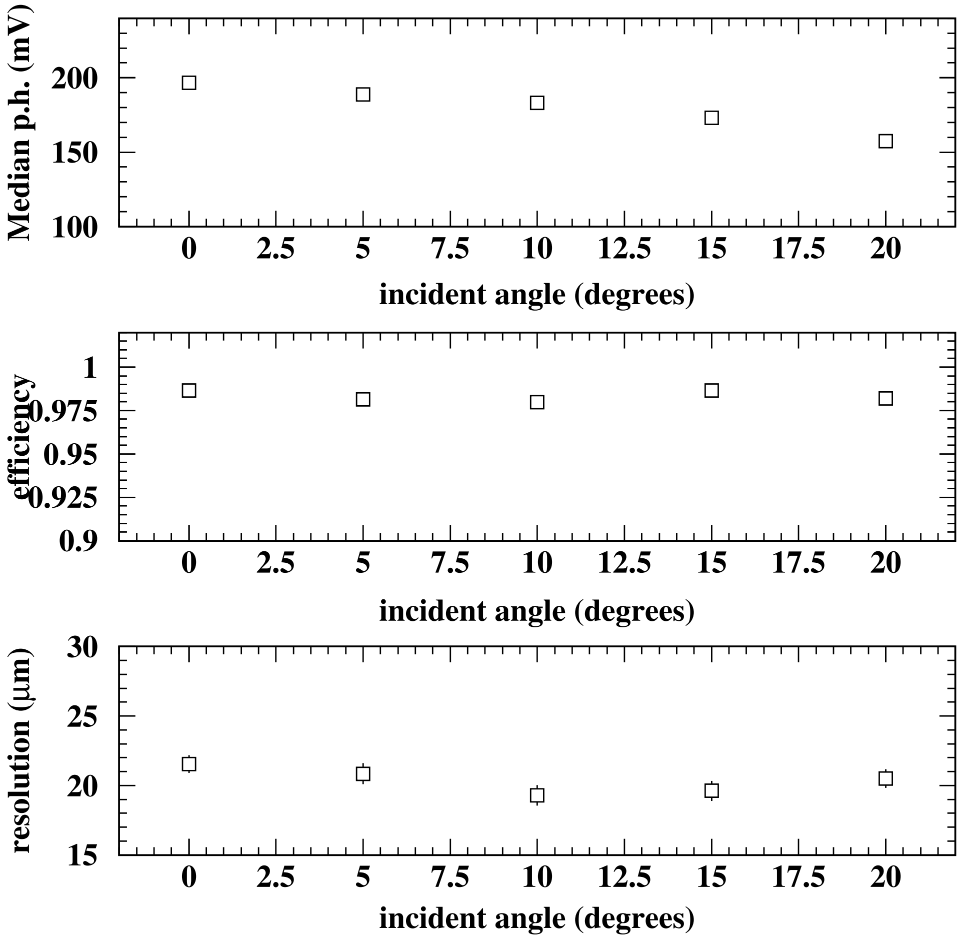


Figure 9.23: *De haut en bas, valeur médiane de la hauteur du signal, efficacité et résolution en fonction de l'angle d'incidence du faisceau de particules, tension de biais de –75 V, et un seuil de 110 mV sur la puce CAFE*

L'uniformité canal par canal du détecteur et de l'électronique est importante pour les

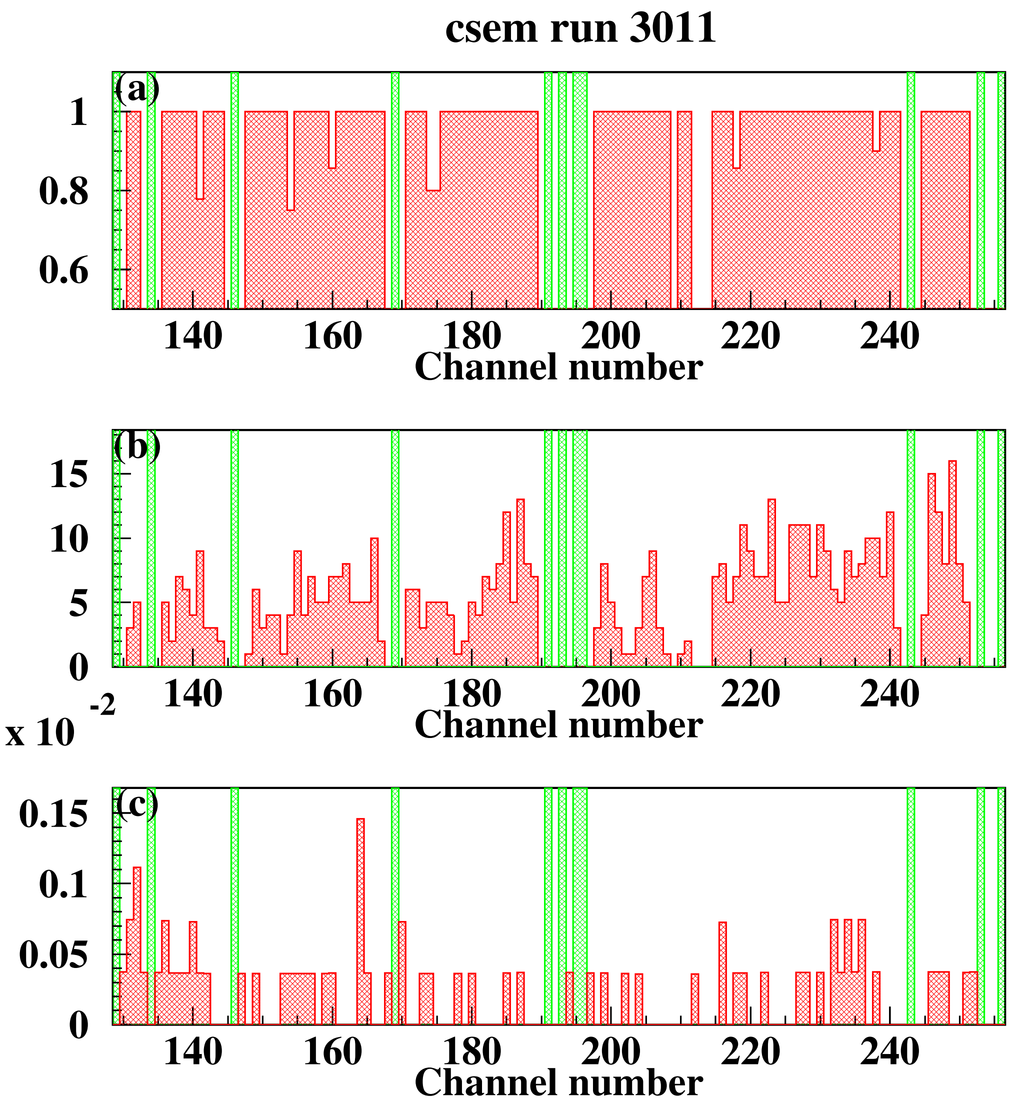


Figure 9.24: *CDP1 a) Efficacité par canal, b) proportion de traces enregistrées par canal, c) bruit de "off–track occupancy" par canal, tension de biais de –75 V et un seuil de 110 mV sur la puce CAFE.*

performances générales du module. L'efficacité et la valeur de l'"off–track occupancy" sont montrées dans la figure 9.24, pour une tension de biais de –75 V et un seuil de 110 mV sur la puce CAFE. La figure a) montre l'efficacité par canal, la b) la proportion de traces enregistrées par canal, et la c) le bruit de "off–track occupancy" par canal. Les canaux morts et bruyants ont été retirés selon la méthode décrite plus haut et correspondent aux canaux qui sont marqués par les zones hachurées qui s'étendent du bas vers le haut des histogrammes. Les canaux du CDP1 sont numérotés entre 128 et 255 d'une manière identique à celle du système d'acquisition de données.

Conclusion

Les performances de tels modules sont prometteuses même si à ce stade des prototypes toutes les spécifications définies pour le SCT de ATLAS ne sont pas atteintes. L'efficacité sur les canaux reconnus comme bons est typiquement de l'ordre de 98.5% pour un seuil de 100 mV, pour un niveau d'occupation du bruit qui est de l'ordre de 3×10^{-4} et comparable aux résultats des faisceaux tests de ces premiers types de modules [113, 113]. La fraction de canaux bruyants et inefficaces est de près de 10 %, ce qui démontre la nécessité d'améliorer la qualité de contrôle de fabrication des modules : composants électroniques et détecteurs au silicium pour atteindre le but final de > 99 % de bons canaux requis pour la construction du SCT de ATLAS.

Conclusions

L'étude de l'échantillon de données de 18.7 ± 0.7 pb^{-1} du "Run Ia" recueilli par l'expérience CDF n'a pas trouvé d'excès de signaux de lepton τ imputable à la production de Higgs chargé $H^{\pm}$.

L'analyse de ces données s'est basée sur une comparaison de données expérimentales et des simulations Monte–Carlo qui furent produites à l'aide du générateur physique ISAJET puis passées au travers de la simulation du détecteur CDF.

Les critères de sélection de cette analyse ont été appliqués sur un échantillon de données choisi à partir d'événements contenant une large énergie manquante et plusieurs gerbes. Parmi les plus importants, il faut tout d'abord citer une première forte coupure sur l'énergie manquante $\not\!\!E_T$ qui se justifie par la présence de deux neutrinos, produits en moyenne dans la même direction, lors de la chaîne de désintégration du Higgs chargé $H^{\pm}$.

La deuxième série de coupures sélectionne les événements avec au moins deux gerbes produites dans la partie centrale du détecteur. Ces gerbes doivent contenir au moins un lepton τ issu de la désintégration d'un Higgs chargé $H^{\pm}$. En effet, de par ses larges masses possibles, les produits de désintégration comme le lepton τ bénéficient d'un important "boost" de Lorentz. Parmi ces gerbes centrales de large énergie transverse, celles avec une ou trois traces isolées associées à la gerbe sont retenues comme candidates de lepton τ.

Seuls 19 événements de l'échantillon total ont été retenus comme candidats susceptibles de contenir une gerbe avec les caractéristiques d'un lepton τ issu d'un processus de Higgs chargé $H^{\pm}$. La modélisation du bruit de fond s'est effectuée à l'aide d'une combinaison de gerbes issues de processus QCD. Ceux–ci sont normalisés à la distribution du nombre de traces totales en fonction de l'énergie transverse E_T de la gerbe des données de l'échantillon final. Cette méthode donne une estimation précise de $17.4 \pm 2.1(\text{stat}) \pm 0.6(\text{syst})$ événements de bruit de fond associés à des processus de QCD. La deuxième contribution de bruit significative dans cette analyse est celle qui est associée aux processus Drell–Yan $Z^{\circ} \to \tau^{+}\tau^{-}$, estimés à 1.1 ± 0.4 événements. L'ensemble des processus électrofaibles issus de la désintégration d'un Boson $W^{\pm}$ furent aussi étudiés. En raison de leur très faible contribution, ils furent considérés comme négligeables.

Le calcul final de limite se base sur un total de 19 événements selectionnés ayant une gerbe comportant toutes les caractéristiques d'un lepton τ issu d'un Higgs chargé $H^{\pm}$ et un bruit de fond total estimé à 18.5 $\pm$ 2.2 événements. Ce résultat permet de confirmer l'analyse précédente [44] menée sur la voie leptonique de désintégration du τ et de placer une nouvelle limite supérieure dans le plan des masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ et pour différentes valeurs de la $\tan\beta$ (rapport des valeurs prédites par le MSSM des "vacuum expectation" v_1 et v_2). La forte coupure sur l'énergie manquante $\not{E}_T$ ne permet pas une grande sensibilité du signal du Higgs chargé $H^{\pm}$ pour les faibles valeurs de la $\tan\beta$. Cependant, pour les valeurs infinies de ce paramètre, cette limite exclut un domaine de masse (m_{top}, M_{Higgs}) tout proche de la valeur de la masse du quark top qui a été mesurée ultérieurement par l'expérience CDF [27] et reste la plus large actuellement mesurée.

Maintenant que la masse du quark top est mesurée [27, 28], les mesures directes d'un excès de leptons τ issu d'un Higgs chargé $H^{\pm}$, comme les analyses [31] menées actuellement à CDF, se limitent à une étude des paramètres de la masse du Higgs et de la $\tan\beta$.

Même si le domaine d'exclusion de la masse du Higgs chargé $H^{\pm}$ et la valeur de la $\tan\beta$ semblent s'élargir, aucun élément ne permet actuellement d'affirmer ou d'infirmer le MSSM. De telles questions restent ouvertes au projet du LHC et à ses expériences comme ATLAS en cours de développement.

Le point fort de ces nouveaux détecteurs, comme celui de ATLAS, est une reconstruction très précise, par des traceurs de particules, des points d'interactions secondaires et des traces des particules chargées, basée sur des détecteurs au silicium modulaires de fine granularité. Les résultats obtenus avec des prototypes de modules comme le z et le CSEM élaborés pour le traceur de particules de ATLAS montrent l'avance de ces travaux. Ils sont extrêmement encourageants car ils établissent la faisabilité d'un projet aussi important.

Tout d'abord, le projet du module z a permis de comprendre un grand nombre de problèmes de construction associés au montage d'éléments aussi complexes. Il a aussi démontré qu'une méthode simple et efficace de montage pouvait être conçue avec des outils faciles à manier et à construire. Il démontre en plus qu'un projet aussi complexe doit être conçu dans son ensemble afin que les différentes pièces développées séparément puissent s'intégrer facilement les unes aux autres. Cela demande un effort tout particulier, car il s'agit d'assembler des pièces de mécanique de haute précision extrêmement fragiles, avec des composés électroniques de pointe (électronique de lecture, détecteurs et céramique de support) de très faible bruit et résistants aux radiations, l'ensemble étant conjugué à des problèmes de refroidissement. De même, la phase de montage de ces modules pour la construction du SCT représente aussi une étape importante. Avec plus de 4000 modules à construire, des chaînes de montage devront être élaborées en tenant compte de la disponibilité des outils, des temps de séchage des colles, des conditions de stockage des modules, de la gestion des pièces détachées et des modules construits, des contrôles de qualité des pièces avant et après le montage.

Malgré les difficultés rencontrées avec l'électronique de lecture montée sur le module z, ce dernier a démontré que le principe du refroidissement latéral est une solution simple et facile à réaliser. Cet aspect technologique a été intégré dans les nouveaux prototypes de modules du traceur de ATLAS [115].

Finalement, les tests menés en laboratoire sur le module de type r–ϕ ont tout d'abord confirmé les performances de l'électronique de lecture de type binaire montée sur ce prototype. La période de faisceaux tests a corroboré ces résultats et démontré la faisabilité de ce type de concept en conditions réelles d'acquisition de données [113, 114]. Cette même analyse n'a pas non plus mis en évidence de différences entre les détecteurs de ces modules, produits par la compagnie CSEM et des modules similaires équipés de détecteurs de la firme Hamamatsu. Ces premiers résultats demandent toutefois à être confirmés pour qu'un type de détecteur soit choisi. Cette décision dépendra aussi des mesures effectuées avec des détecteurs irradiés [113, 114] dont des tests intensifs sont en cours d'analyse [115].

En dernier lieu, autant les résultats en laboratoire que ceux des faisceaux tests sont encourageants pour la construction du traceur de particules de ATLAS. Même si toutes les spécifications ne sont pas encore atteintes, un tel prototype montre que les buts fixés dans le cadre du traceur de particules de ATLAS sont réalisables. Les enseignements sont actuellement intégrés dans la conception des nouveaux prototypes dont les premiers tests en laboratoire commencent actuellement [115].

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier très sincèrement le Professeur Allan G. Clark, mon directeur de thèse, qui m'a donné la possibilité de mener à bien une analyse de données expérimentales sur une expérience de pointe comme CDF, de compléter ma formation sur un projet de recherches et de développement au sein de la collaboration SCT du détecteur ATLAS. Je lui sais particulièrement gré de la confiance qu'il m'a témoignée au cours de ces cinq années de travail de doctorat. Ses conseils, sa présence, sa rigueur et sa pugnacité au travail furent un exemple pour moi tout au long de cette période.

Je désire aussi adresser mes remerciements aux Professeurs John Conway et Paris Sphicas, aux Docteurs Robert Kowalewski, Xin Wu et Charles Loomis qui m'ont énormément aidé dans la conduite de ce travail. A maintes reprises, ils m'ont écouté, conseillé et secondé dans mon travail d'analyse sur CDF et sur le projet SCT. Leurs encouragements et leur confiance me furent plus d'une fois très précieux.

Je remercie l'ensemble des personnes de la collaboration CDF, et je pense tout spécialement aux Docteurs Jay Hauser, Stephan Lammel, Kaori Maeshima et Terry Watts des groupes “Exotic” et τ qui ont soutenu cette analyse lors de son développement.

Un grand merci au Docteur Carl Haber et à Peter Philipps avec qui j'ai participé aux tests et à la mise au point des modules z et CSEM, ainsi qu'à toute l'équipe des faisceaux tests de l'été 1995 et 1996.

Je souhaite aussi témoigner ma reconnaissance à Philippe Demierre qui m'a gracieusement prêté sa station de travail pour le temps de l'écriture de ma thèse et pour sa promptitude à résoudre les problèmes de la HP du groupe, à Paul Donni qui a remis sur pied très efficacement la station VAX du groupe qui contient l'ensemble de l'analyse du Higgs chargé, à Eric Perrin, à Gérard Barbier et à tout le groupe de mécanique, à Jean–Pierre Richieux, à Daniel Lamarra, ainsi qu'à tout le groupe d'électronique. Les personnes de ces deux groupes furent toujours prêtes à me rendre service, à répondre à mes questions dans la bonne humeur, avec une efficacité et une qualité de travail irréprochables. Je ne voudrais surtout pas oublier Ursula Fischer et Colette Suter, les deux secrétaires du DPNC, toujours prêtes à aider avec le sourire.

Merci à mes collègues du groupe : les Docteurs Roberto Bonino, Daniela Macina et Bertrand Vuaridel, les doctorants Hisanori Sam Kambara, Thomas Speer et Federica

Strumia et sans oublier, dernièrement venu, le diplômant Stefan Marconi, pour la patience qu'ils m'ont témoignée au cours de ces années.

Finalement, un grand merci à mes parents, à mon frère et à ma fiancée qui m'ont grandement soutenu et aidé tout au long de ces années de thèse.

Annexe A

Bruit de fond QCD : figures supplémentaires

Cet appendice contient un ensemble de figures qui complètent celles du Chapitre 5.2 qui concerne la méthode d'estimation du bruit de fond QCD. Dans ce chapitre 5.2 sont présentées seulement les figures contenant les résultats des JET20. Cet appendice contient le même type de figures mais pour les événements de déclenchements de gerbes du type JET50 et JET70.

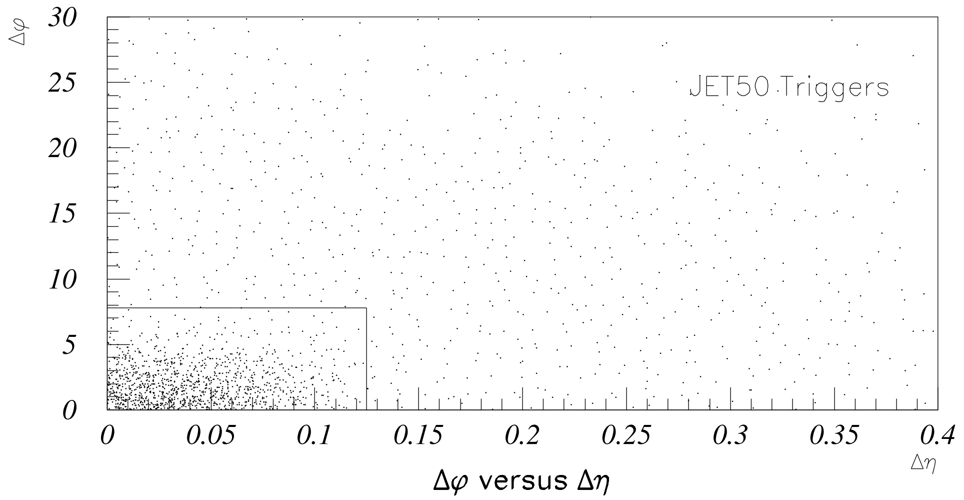


Figure A.1: *Comparaison de $\Delta\eta$ en fonction de $\Delta\phi$ avec les gerbes de la banque TL2D, JET50.*

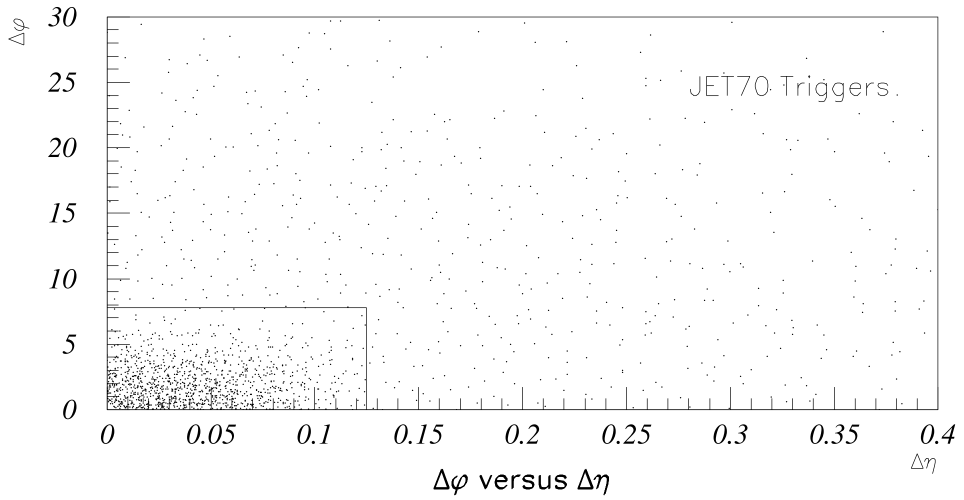
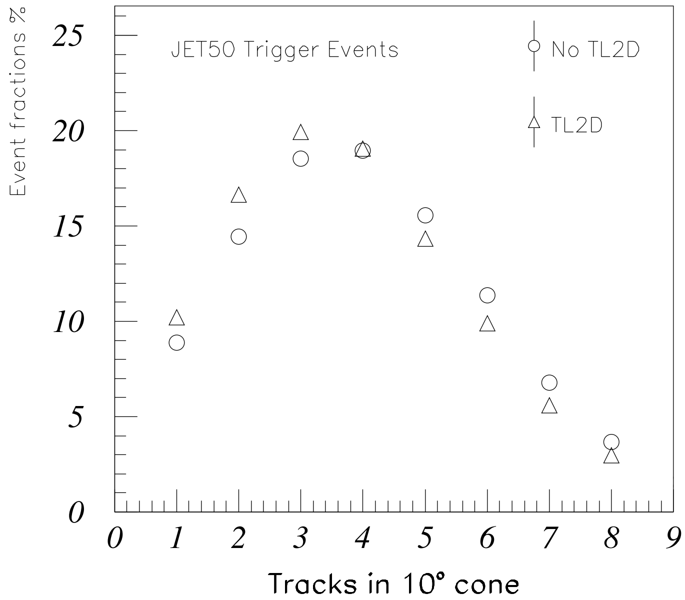
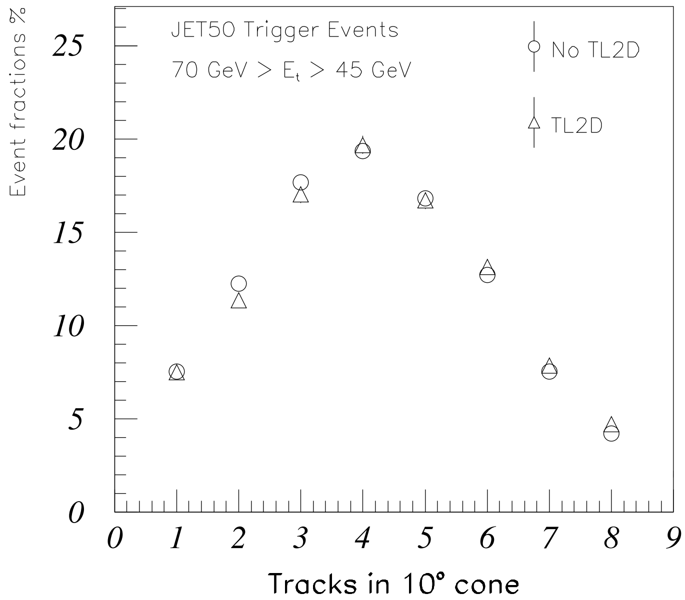


Figure A.2: *Comparaison de $\Delta\eta$ en fonction de $\Delta\phi$ avec les gerbes de la banque TL2D, JET70.*

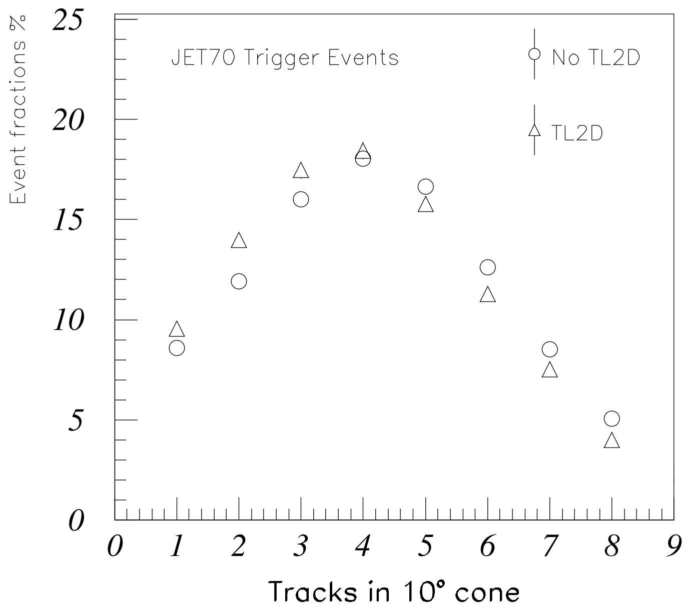


(a) *Ensemble de gerbes avec et sans comparaison des banques TL2D*

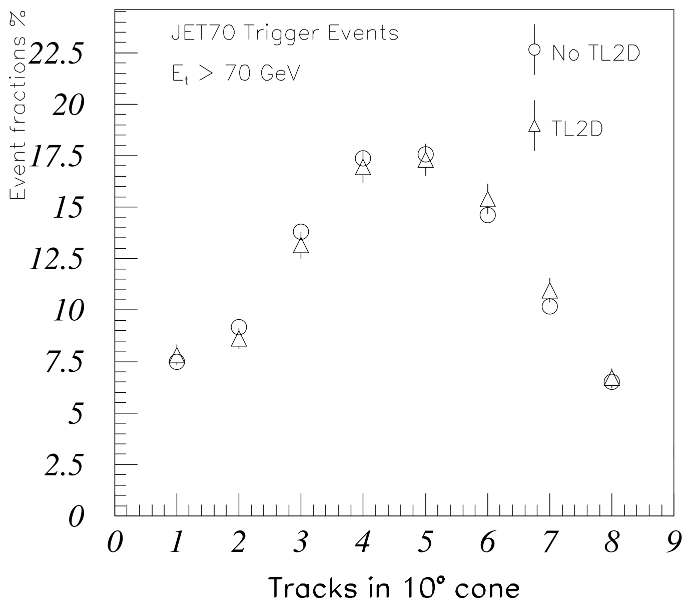


(b) *Gerbes limitées à la région 2, avec et sans comparaison des banques TL2D.*

Figure A.3: *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchements JET50.*

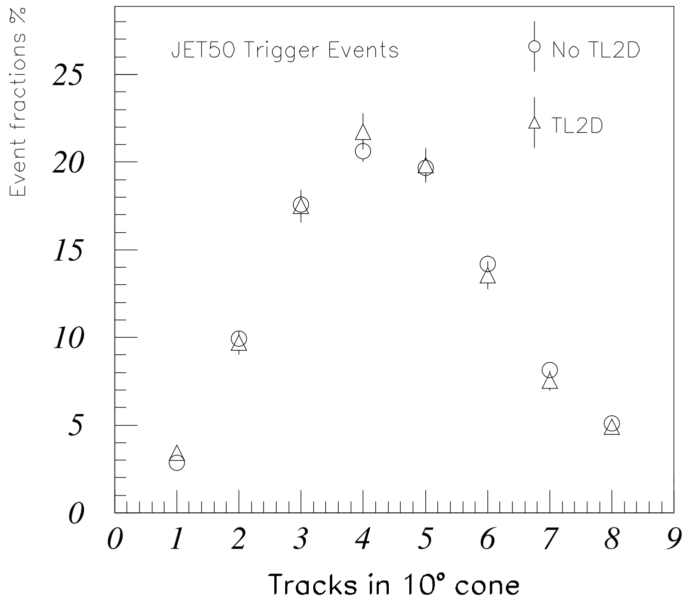


(a) *Ensemble de gerbes avec et sans comparaison des banques TL2D*

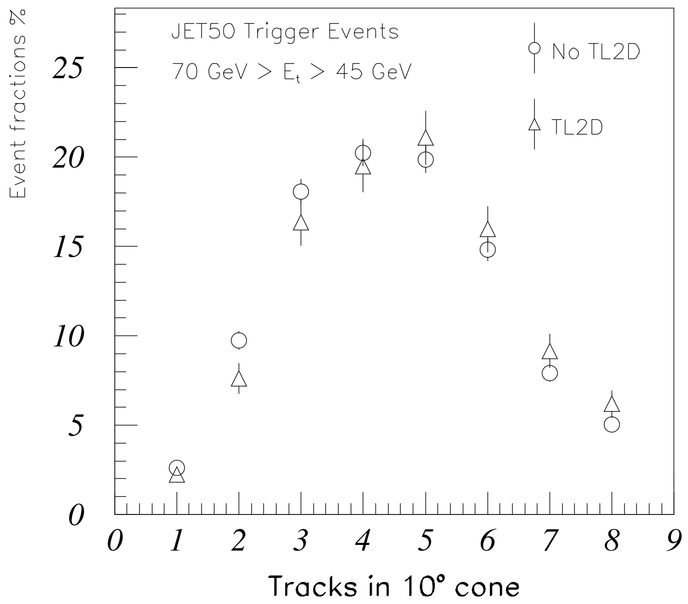


(b) *Gerbes limitées à la région 3, avec et sans comparaison des banques TL2D.*

Figure A.4: *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchements JET70.*

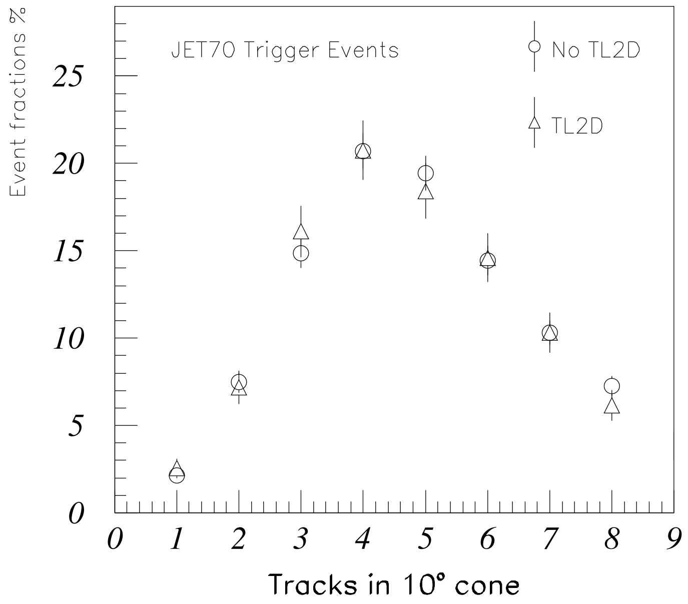


(a) *Ensemble de gerbes avec et sans comparaison des banques TL2D*

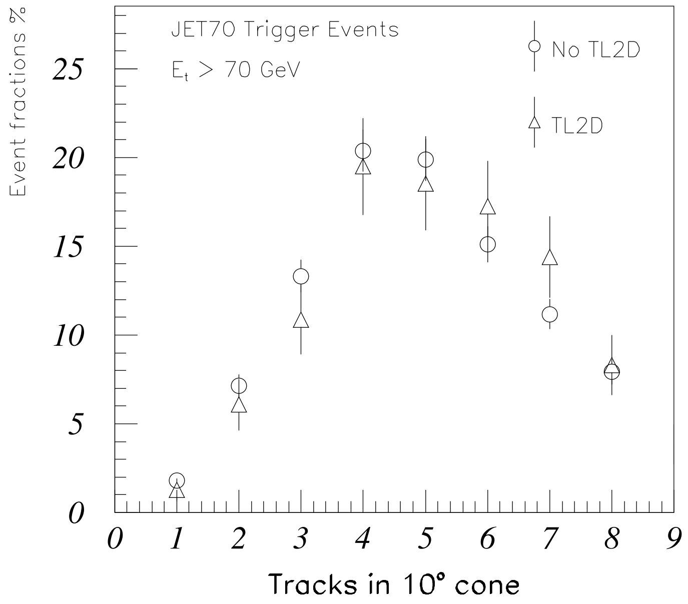


(b) *Gerbes limitées à la région 2, avec et sans comparaison des banques TL2D.*

Figure A.5: *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchements JET50, après les coupures topologiques et d'identification du τ.*



(a) *Ensemble de gerbes avec et sans comparaison des banques TL2D*



(b) *Gerbes limitées à la région 3, avec et sans comparaison des banques TL2D.*

Figure A.6: *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchements JET70, après les coupures topologiques et d'identification du τ.*

Annexe B

Limite : méthode de calculs

Cette partie présente brièvement les équations utilisées dans cette analyse pour calculer la limite à un niveau de probabilité, ou CL pour "Confidence Level" de 95 % dans le plan des masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$, (m_{top}, m_{Higgs}). La méthode de calcul se base sur la procédure décrite dans les articles [1, 91], à partir desquels d'autres analyses à CDF, comme [92], ont placé une limite supérieure sur la section efficace de production du quark top $t\bar{t}$. La première partie B.1 rappelle les calculs sans bruit de fond et sans erreur systématique, dans la deuxième B.2 introduit le bruit de fond. Et finalement dans la dernière section B.3, l'estimation de la limite à un niveau de probabilité de 95 % avec bruit de fond et erreurs systématiques.

De façon générale, la recherche de processus rares peut souvent mener à l'observation de quelques événements qui peuvent s'expliquer par des événements de bruit de fond. Si ce dernier peut être calculé avec une précision suffisante, il est alors possible de dériver une limite supérieure pour le processus recherché.

B.1 Sans bruit de fond et sans erreur systématique

Si l'on suppose que l'on mesure un taux d'un certain processus, et que l'on observe $n_\circ$ événements, le niveau de probabilité (CL) de 95 % sur la limite supérieure N pour un processus avec un paramètre de Poisson μ_s est défini comme la valeur μ_s pour laquelle il serait exactement probable qu'une nouvelle mesure aléatoire produise exactement plus que $n_\circ$ événements. Ainsi, la limite supérieure doit être la solution de l'équation B.1.

$$CL = e^{-N} \sum_{n=n_\circ+1}^{\infty} \frac{N^n}{n!} \tag{B.1}$$

Où CL est le niveau de probabilité désiré, et de même B.2.

$$1 - CL = e^{-N} \sum_{n=0}^{n} \frac{N^n}{n!} \tag{B.2}$$

B.2 Avec bruit de fond et sans erreur systématique

Si une source de bruit de fond est présente, la définition de la limite supérieure doit être modifiée pour intégrer le fait que le nombre actuel d'événements résultant du bruit de fond n_B doit être plus petit ou égal au nombre d'événements observés $n_\circ$. La probabilité d'observer n_B événements de bruit de fond $P'(n_B; \mu_B)$ (B.3), avec la contrainte $n_B < n_\circ$ est simplement la probabilité de Poisson renormalisée au domaine de n_B autorisé.

$$P'(n_B; \mu_B) = \frac{e^{-\mu_B} \frac{\mu_B^{n_B}}{n_B!}}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_\circ} \frac{\mu_B^n}{n!}} \tag{B.3}$$

La probabilité de trouver n_s événements de signal reste (B.4).

$$P(n_s; \mu_s) = \frac{e^{-\mu_s} \mu_s^{n_s}}{n_s!} \tag{B.4}$$

La probabilité pour observer un total de $n = n_B + n_s$ événements avec la contrainte $n_B < n_\circ$, s'exprime donc comme (B.5)

$$P''(n, \mu_B; \mu_s) = \sum_{n_B=0}^{min(n,n_\circ)} P'(n_B; \mu_B) P(n - n_B; \mu_s) \tag{B.5}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} P''(n, \mu_B; \mu_s) = 1 \tag{B.6}$$

En raison de la normalisation (B.3), la probabilité $P''(n, \mu_B; \mu_s)$ est différente de la probabilité réunie pour observer $n_B < n_\circ$ événements avec $n - n_B$ événements de signal. De plus cette normalisation assure que la somme des probabilités de $P''(n, \mu_B; \mu_s)$ soit unitaire (B.6).

$$\begin{aligned} 1 - CL &= \sum_{n=0}^{n_\circ} P''(n, \mu_B; N) \\ &= \frac{e^{-(\mu_B + N)} \sum_{n=0}^{n_\circ} \frac{(\mu_B + N)^n}{n!}}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_\circ} \frac{\mu_B^n}{n!}} \end{aligned} \tag{B.7}$$

Le niveau de probabilité de 95 %, avec la limite supérieure N sur μ_s, est donc maintenant définie comme la valeur pour laquelle il serait probable à 95 % qu'un nombre aléatoire répété de la même mesure expérimentale pourrait résulter dans au moins $n_\circ$ événements, sachant que le nombre d'événements de bruit de fond est limité à être moins ou égal à $n_\circ$. Cette limite supérieure de N doit alors satisfaire l'équation (B.7).

En d'autres termes, pour un nombre infiniment large d'essais, pour un signal recherché $n_\circ$ attendu avec une valeur moyenne μ_s et un bruit de fond distribué selon une distribution de Poisson de moyenne μ_B, ou ce bruit de fond est limité à des valeurs plus petites où égales à $n_\circ$, la fréquence d'observation $n_\circ$ doit être plus petite que $1 - CL$. Ce formalisme ainsi décrit contient la limite supérieure avec la soustraction du bruit de fond.

Il est finalement aussi applicable lorsque l'estimation des événements du bruit de fond est plus large que le nombre d'événements observés, comme il prend en compte correctement les fluctuations du bruit de fond. De même, pour $\mu_B = 0$, on retrouve l'équation (B.2) usuelle sans soustraction du bruit de fond.

B.3 Avec bruit de fond et erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont intégrées à l'aide de fonctions Gaussiennes (B.8) et (B.9) qui permettent de faire osciller les valeurs moyennes attendues du signal μ_s et du bruit de fond μ_B autour de leur valeur moyenne N et N_B selon leurs erreurs sytématiques σ_s et σ_B, comme étudié dans la section 6.2.

Les facteurs A des distributions Gaussiennes (B.8) et (B.9) sont choisis tels que les distributions soient normalisées à l'unité. La valeur de l'erreur systématique sur le signal σ_s est donnée par la somme quadratique des erreurs systématiques (B.10) décrites dans la section 6.2.

Si l'on considère que les incertitudes entre le bruit de fond et le signal ne sont pas corrélées, ainsi que les différentes incertitudes du signal comme supposé dans l'équation (B.10), trouver la limite supérieure revient à résoudre l'équation (B.11).

$$G(x; \mu_s, \sigma_s) = A(\mu_s, \sigma_s)\ e^{-\dfrac{(x-\mu_s)^2}{2\sigma_s^2}} \tag{B.8}$$

$$G(x; \mu_B, \sigma_B) = A(\mu_B, \sigma_B)\ e^{-\dfrac{(x-\mu_B)^2}{2\sigma_B^2}} \tag{B.9}$$

$$\sigma_s = (\sigma_L^2 + \sigma_{trig}^2 + \sigma_{stat}^2 + \sigma_{gl}^2 + \sigma_{top}^2 + \sigma_{nrj}^2)^{1/2} \tag{B.10}$$

Avec les erreurs systématiques :

σ_L	:	luminosité intégrée.
σ_{trig}	:	efficacité des "MET_35 triggers".
σ_{stat}	:	Statistiques des simulations Monte–Carlo.
σ_{gl}	:	Effet des radiations initiales des gluons.
σ_{top}	:	valeurs supérieures et inférieures de la section efficace de production du quark top $t\bar{t}$.
σ_{nrj}	:	"Jet energy scale effects"

$$1 - CL = \frac{\displaystyle\int_0^\infty dx\ G(x;\mu_B,\sigma_B) \int_0^\infty dy\ G(y;N,\sigma_s N)\ e^{-(x+y)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(x+y)^n}{n!}}{\displaystyle\int_0^\infty dx\ G(x;\mu_B,\sigma_B)\ e^{-x} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{x^n}{n!}} \tag{B.11}$$

Cette équation (B.11) est résolue à l'aide d'une simulation Monte–Carlo qui tourne sur un grand nombre d'essais, jusqu'à converger au niveau de probabilité désirée. Le résultat donne un nombre en dessous duquel il est possible d'exclure un signal à un niveau de probabilité de 95 %.

Liste des figures

1.1 *Potentiel V(ϕ) qui montre ses minima pour les situations où $\mu^2 > 0$ et $\mu^2 < 0$.* . . 10

1.2 *Diagrammes de Feynman pour la production de paires de quarks et antiquarks top dans des collisions $p\bar{p}$.* 16

1.3 *Section efficace de production du quark top.* 17

1.4 *Diagramme de Feyman qui représente la production d'une paire de quarks $t\bar{t}$ et leur désintégration dans un Higgs chargé H^+ et en un Boson W^- avec leur désintégration montrée à titre d'exemple.* 23

1.5 *Taux de branchement $t \to H^+b$ et $t \to W^+b$, en fonction du paramètre* $\tan\beta$, *pour une masse du quark top* $m_t = 170$ GeV/c^2 *et diverses masses du Higgs chargé* $m_{H^\pm} = 80$ GeV/c^2, 100 GeV/c^2, 140 GeV/c^2. 25

1.6 *Taux de branchement $t \to H^+b$ $t \to W^+b$, en fonction du paramètre* $\tan\beta$ *et diverses masses du quark top et Higgs chargé* $m_t = 120$ GeV/c^2 $m_{H^\pm} =$ 100 GeV/c^2 $m_t = 176$ GeV/c^2 $m_{H^\pm} = 160$ GeV/c^2. 25

1.7 *Différentes désintégrations du H^+ dans la paire de leptons $\tau^+\nu_\tau$, ou de quarks $c\bar{s}$.* 26

1.8 *Désintégration du quark t dans le quark b, et le Boson W^+, puis du Boson W^+ dans une paire de quarks $q\bar{q}$, ou de leptons $l\bar{\nu}_l$.* 26

1.9 *Taux de branchement $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $H^+ \to c\bar{s}$, en fonction du paramètre* $\tan\beta$. 27

1.10 *Taux de branchement $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $H^+ \to c\bar{s}$, en fonction du paramètre* $\tan\beta$, *pour une masse de 100 GeV/c^2 du Higgs chargé $H^\pm$.* 29

1.11 *Limites placées à un niveau de confiance de 95 % dans le plan des masses du quark top et du Higgs chargé $H^\pm$, pour différentes valeurs de* $\mathrm{Br}(H^+ \to \tau^+\nu_\tau) =$ 1.0, 0.75, 0.5. 31

1.12 *Limites placées à un niveau de probabilité de 95 % dans le plan des masses du quark top et du Higgs chargé $H^\pm$, pour différentes valeurs de* $\tan\beta = 100,\ 15$. . 31

2.1 *Plan schématique du Tevatron et des différents anneaux intermédiaires d'accélération, ainsi que les deux expériences D0 et CDF.* 35

2.2 *Vue isométrique du détecteur CDF qui montre les différents composants avec leur nom respectif.* . . . 37

2.3 *Vue latérale d'un quart du détecteur qui montre les différentes parties centrales "Central", avant–arrière "Forward"–"Backward" du détecteur.* . . . 39

2.4 *Vue latérale d'un barrel du SVX qui montre la structure en "wedge" et en "ladder" avec trois détecteurs au silicium.* . . . 40

2.5 *Coupe transversale de la chambre CTC qui montre les dimensions exactes en mm, la structure en super couches, les cellules tournées de 45°.* . . . 41

2.6 *Nombre moyen de fils touchés et nombre moyen de coups dans les différentes couches du CTC pour des événements de "Minimum bias".* . . . 42

2.7 *Découpe dans le plan η et ϕ des différentes parties du calorimètre.* . . . 44

2.8 *Vue schématique d'un module CEM qui contient plusieurs tours, numérotées de 0 à 9, avec la chambre CES ("strip chamber"), le "wavelength shifter", les guides de lumière et les photomultiplicateurs.* . . . 45

2.9 *Localisation des chambres à muons situées juste à l'extérieur du calorimètre hadronique central CHA.* . . . 48

2.10 *Efficacité des déclenchements MET_35_LEVEL2, énergie manquante $\not\!\!E_T$ non corrigée.* . . . 53

4.1 *Evénement typique $p\bar{p} \to t\bar{t} + X \to H^+bH^-\bar{b} + X \to \tau^+\nu_\tau b\ \tau^-\bar{\nu}_\tau\bar{b} + \mathrm{gerbes}$.* . . . 60

4.2 *Montre les gerbes produites dans le cas d'une interaction avec des processus QCD.* 61

4.3 *Energie manquante $\not\!\!E_T$. Simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.* . . . 63

4.4 *Significance de l'énergie manquante $\sigma(\not\!\!E_T)$. Simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.* . . . 63

4.5 *E_T et η de la gerbe de plus large énergie transverse dans la région de $\mid \eta \mid\ < 2$, simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.* . . . 64

4.6 *E_T et η de la deuxième gerbe de plus large énergie transverse dans la région de $\mid \eta \mid\ < 2$, simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.* . . . 64

4.7 *Angle α entre les deux gerbes sélectionnées par les coupures topologiques appliquées sur les simulations Monte–Carlo, (m_{top}, m_{Higgs}) = (174, 160), (120, 100), (100, 60) GeV/c^2.* . . . 66

4.8 *Angle α entre les deux gerbes sélectionnées par les coupures topologiques appliquées sur les événements de déclenchements JET20, JET50, JET70.* 66

4.9 *Energie manquante $\not\!\!E_T$ pour les données expérimentales et les simulations Monte–Carlo ISAJET.* 70

4.10 *Energie manquante "significance" $\sigma(\not\!\!E_T)$ pour les données expérimentales et les simulations Monte–Carlo ISAJET.* 71

4.11 *Energie transverse E_T première gerbe, échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET, $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2.* 73

4.12 *Quantité de mouvement transverse p_T de la trace principale de la première gerbe, échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET, $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2.* 73

4.13 *Energie transverse E_T deuxième gerbe, échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET, $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2.* 74

4.14 *Quantité de mouvement transverse p_T de la trace principale de la deuxième gerbe, échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET, $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2.* 74

4.15 *Angle entre la gerbe 1 et la gerbe 2 les données de l'échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET.* 76

4.16 *Représentation symbolique de la coupure d'isolation.* 77

4.17 *Coupure d'isolation pour les données de l'échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET.* 78

4.18 *Coupure f_{EM} pour les données de l'échantillon à jets multiples et les simulations Monte–Carlo ISAJET* 80

4.19 *Coupure f_{EM} pour des événements de déclenchements JET20, JET50, JET70.* . . 81

4.20 *Somme scalaire des énergies transverses ΣE_T échantillon à jets multiples, simulations Monte–Carlo ISAJET $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ GeV/c^2, et Herwig, $W \to \tau + njets + \not\!\!E_T$.* 82

4.21 *Nombre de traces dénombrées dans le cône de 10° pour les données de l'échantillon à gerbes multiples, les simulations Monte–Carlo, $(m_{top}, m_{Higgs}) = (120, 100)$ et $(174, 160)$ GeV/c^2, sont normalisées à la luminosité intégrée totale et additionnées à l'estimation du bruit de fond QCD.* 83

5.1 *Nombre de traces dans le cône de 10° pour des événements de déclenchements de gerbes.* 91

5.2 *Représentation qui décrit la méthode de normalisation du bruit de fond QCD.* . . 93

5.3 *Comparaison de $\Delta\eta$ en fonction de $\Delta\phi$ avec les gerbes de la banque TL2D, JET20.* 95

5.4 *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchement JET20.* 96

5.5 *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchement JET20, après les coupures topologiques et d'identification du τ.* 97

5.6 *Comparaison des résultats de l'estimation du bruit de fond QCD selon les différentes méthodes de calcul :* 99

5.7 *Comparaison de la fraction électromagnétique de l'énergie des 74 événements de la gerbe de τ avec le bruit de fond QCD normalisé.* 103

6.1 *Rapport de $N_\mu/\sigma_{gluons} \times 100$ en fonction de la masse du quark top m_{top} avec leur erreur statistique.* 108

6.2 *Valeur de Δ en fonction de la masse du quark top m_{top} avec leur erreur statistique.* 109

6.3 *Différences relatives entre le nombre attendu d'événements en fonction de la masse du quark top m_{top} pour les valeurs de Δ^{down} rectangles, Δ^{up} triangles, et Δ^{mean} ronds, avec leur erreur statistique.* 111

7.1 *Régions du plan (m_{top}, m_{Higgs}) exclues à un niveau de probabilité de 95 %, ainsi que la limite précédente placée par l'expérience CDF, cas des valeurs infinies de* $\tan\beta$. 114

7.2 *Régions du plan (m_{top}, m_{Higgs}) exclues à un niveau de probabilité de 95 %, pour faible valeur de* $\tan\beta$ *ainsi que la limite précédente placée par l'expérience CDF, pour une valeur* $\tan\beta = 100$. 115

7.3 *Résultats extrapolés, pour diverses luminosités intégrées 500 pb^{-1}, 1 fb^{-1}, et 2 fb^{-1}, de la masse du Higgs chargé $H^\pm$ en fonction de* $\tan\beta$ *pour une simulée $m_{top} = 174$ GeV/c^2, $\sigma_{t\bar{t}} = 5.1$ pb.* 116

8.1 *Vue tridimensionnelle de l'expérience ATLAS.* 122

8.2 *Vue de l'aimant supraconducteur toroïdal et solénoïdal.* 123

8.3 *Vue dans le plan r–ϕ des chambres à muons de la partie centrale.* 125

8.4 *Calorimètres électromagnétique et hadronique des parties "barrel" et "end–caps", avec la partie interne du détecteur.* 126

8.5 *Vue d'ensemble de la partie du traceur interne, avec le TRT, SCT et les "pixels".* 128

8.6 *Géométrie du traceur central de ATLAS.* 129

8.7 *Diagramme schématique en bloc de la puce CAFE.* 134

8.8 *Diagramme sous forme de blocs de la puce CDP.* 136

8.9 *Schéma d'ensemble sous forme de blocs de l'amplificateur des signaux des détecteurs : CDP et HAC.* . . . 137

9.1 *Concept du module r–ϕ. L'hybride est collé en travers des détecteurs. De petits captons avec des micro soudures créent le contact entre les détecteurs et l'électronique de lecture.* . . . 141

9.2 *Concept du module z, l'électronique est montée latéralement aux détecteurs. De "fan–in" de béryllia et de micro soudures connectent les détecteurs à l'électronique de lecture de l'hybride.* . . . 143

9.3 **Etape 1** *du montage du module z.* . . . 144

9.4 **Etape 2** *du montage du module z.* . . . 145

9.5 **Etape 3** *du montage du module z.* . . . 146

9.6 *Image du module ZB1.* . . . 148

9.7 *Module ZB1, courbes en "S" de calibration avec une charge injectée de 4 fC.* . . . 150

9.8 *Module ZB1 courbe de réponse CDP0.* . . . 152

9.9 *Module ZB1 courbe de réponse CDP1.* . . . 153

9.10 *Vue schématique de diverses connexions sur le module z.* . . . 154

9.11 *Différentes géométries des "Fanins" du module z.* . . . 158

9.12 *Photographie au microscope qui montre les différents dégâts et défauts de construction occasionnés sur des "Fanins".* . . . 159

9.13 *Hybride du module z.* . . . 160

9.14 *Image du module CSEM.* . . . 161

9.15 *Module CSEM courbe de réponse CDP0.* . . . 162

9.16 *Module CSEM courbe de réponse CDP1.* . . . 163

9.17 *Montage expérimental du faisceau test de H8.* . . . 164

9.18 *Coordonnées x de chaque "clusters" en fonction de la position x du télescope, avec une nette évidence de leurs corrélations. Un seuil de 110 mV a été appliqué sur la puce CAFE. La taille des carrés est directement proportionnelle au nombre d'événements. Les deux droites montrent une distance de ± 500 μm.* . . . 166

9.19 *Efficacité et "off–track occupancy" en fonction du seuil appliqué sur la puce CAFE. Mesures effectuées pour le CDP1 avec une tension de biais de –75 V sur les détecteurs et un angle d'incidence de 0°.* . . . 168

9.20 *Les points noirs représentent la valeur médiane de la hauteur du signal en fonction du biais appliqué sur les détecteurs, et les points blancs l'"off–track occupancy" à un seuil de 110 mV sur la puce CAFE du CPD1.* 169

9.21 *Efficacité et valeur médiane de la hauteur du signal en fonction de la distance de la trace entre deux micro–bandes.* 170

9.22 *Calculs des résidus pour une ou deux micro bandes touchées, tension de biais de –75 V sur les détecteurs au silicium et angle d'incidence du faisceau de 0°.* 171

9.23 *De haut en bas, valeur médiane de la hauteur du signal, efficacité et résolution en fonction de l'angle d'incidence du faisceau de particules, tension de biais de –75 V, et un seuil de 110 mV sur la puce CAFE* 172

9.24 *CDP1 a) Efficacité par canal, b) proportion de traces enregistrées par canal, c) bruit de "off–track occupancy" par canal, tension de biais de –75 V et un seuil de 110 mV sur la puce CAFE.* 173

A.1 *Comparaison de $\Delta\eta$ en fonction de $\Delta\phi$ avec les gerbes de la banque TL2D, JET50.*180

A.2 *Comparaison de $\Delta\eta$ en fonction de $\Delta\phi$ avec les gerbes de la banque TL2D, JET70.*181

A.3 *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchements JET50.* 182

A.4 *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchements JET70.* 183

A.5 *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchements JET50, après les coupures topologiques et d'identification du τ.* 184

A.6 *Nombre de traces dans le cône de 10°, déclenchements JET70, après les coupures topologiques et d'identification du τ.* 185

Liste des tableaux

1.1 *Propriétés les plus importantes des leptons [1].* 7

1.2 *Masses et charges des quarks, les valeurs sont tirées de [1].* 8

1.3 *Sections efficaces de production du quark top $\sigma_{t\bar{t}}$, en fonction de sa masse, avec les valeurs supérieures et inférieures calculées selon [23].* 18

1.4 *Taux relatifs de désintégration $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$, $c\bar{s}$, $c\bar{d}$, $c\bar{b}$ par rapport à la largeur totale de désintégration du $H^\pm$* 28

2.1 *Regroupe les différentes parties de la calorimétrie (hadronique et électromagnétique), avec leur nom respectif, le domaine en η couvert, et leur résolution en énergie, leur épaisseur donnée en longueur de radiation χ_0 pour les calorimètres électromagnétiques, et leur longueur d'interaction λ_0 pour les calorimètres hadroniques.* 46

4.1 *Pour chaque coupure, nombre d'événements sélectionnés dans l'échantillon de données et efficacités relatives successives pour des événements de simulations Monte–Carlo de type HH avec $m_{\text{top}} = 120$ GeV/c^2 et $m_{\text{Higgs}} = 100$ GeV/c^2.* . . . 69

4.2 *Nombres attendus d'événements, et acceptance pour différentes masses du quark top, après application de toutes les coupures, seules les erreurs statistiques sont cotées. Simulations Monte–Carlo où le quark top ne se désintègre que dans la voie du W* 84

4.3 *Nombres attendus d'événements de Higgs chargé $H^\pm$, et acceptances données en % en fonction de la masse du quark top et du Higgs chargé $H^\pm$, après application de toutes les coupures. Seules les erreurs statistiques sont cotées. Simulations Monte–Carlo où un quark top se désintègre dans Higgs chargé $H^\pm$, l'autre dans un W* 86

4.4 *Nombres attendus d'événements de Higgs chargé $H^\pm$, et acceptances données en % en fonction de la masse du quark top et du Higgs chargé $H^\pm$, après application de toutes les coupures. Seules les erreurs statistiques sont cotées. Simulations Monte–Carlo avec les deux quarks top qui se désintègrent chacun dans un Higgs chargé $H^\pm$.* 87

4.5 *Ensemble des dix–neuf événements avec leur énergie manquante $\not\!\!E_T$, l'énergie manquante "significance" $\sigma(\not\!\!E_T)$, l'énergie transverse E_T, la quantité de mouvement transverse p_T, la valeur de $\mid \eta \mid$ de la gerbe τ et de la deuxième gerbe, l'angle $\alpha°$ entre ces deux gerbes, et la somme scalaire des énergies transverses ΣE_T.* 88

5.1 *Nombre attendu d'événements des processus électrofaibles.* 102

6.1 *Ensemble des erreurs systématiques avec les différences relatives extrêmes suivant la masse du quark top la plus petite et la plus grande.* 105

6.2 *Nombre attendu d'événements pour différentes masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ lorsque l'option des radiations initiales de gluons dans la simulation Monte–Carlo Isajet est activée "On", ou désactivée "Off". "N_{μ}" est la valeur moyenne.* 107

6.3 *Différence de nombre attendu pour diverses masses du quark top et du Higgs chargé $H^{\pm}$ quand l'énergie est augmentée Δ^{up}, et diminuée Δ^{down}, Δ^{mean} étant la valeur moyenne de ces deux nombres.* 110

7.1 *Limites supérieures mesurées des sections efficaces $\sigma_{t\bar{t}}$ en pb pour un CL de 95 % pour une combinaison donnée de masse du quark top et du Higgs chargé pour différentes valeurs de $\tan\beta$.* 117

8.1 *Résolution minimale requise pour les différentes parties et composantes de la calorimétrie.* 127

8.2 *Performances de la puce CAFE.* 135

8.3 *Spécifications des détecteurs au silicium construits par CSEM et Hamamatsu.* . 138

Bibliographie

[1] R.M. Barnett, *et al.*
Phys. Rev. **D54**, 1, (1996).
"Particle Physics Booklet, July 1996"

[2] G. Arnison, *et al.*
Phys. Lett. B **122**, 103 (1983).
"Experimental Observation of Isolated Larger Transverse Energy Electrons with associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV"

[3] G. Arnison, *et al.*
Phys. Lett. B **126**, 398 (1983).
"Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95 GeV/c^2 at the CERN SPS Collider"

[4] M. Banner, *et al.*
Phys. Lett. B **122**, 476 (1983).
"Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN $p\bar{p}$ collider"

[5] M. Bagnaia, *et al.*
Phys. Lett. B **129**, 130 (1983).
"Evidence for $Z^\circ \to e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ Collider"

[6] G. Altarelli
CERN Report, CERN-TH-96-137 (1996).
"Experimental Tests of the Standard Model and Hints of New Physics"

[7] G. Altarelli
CERN Report, CERN-TH-96-265 (1996).
"Status of Precision Tests of the Standard Model"

[8] A.G. Cohen, D.B Kaplan, A.E. Nelson
CERN Report, BU-HEP-96-21 (1996)¿
"The More Minimal Supersymmetric Standard Model"

[9] C. Csaki
CERN Report, HEP-PH/9606414 (1996)¿
"The Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)"

[10] J.F. Gunion, H.E.Haber, G. Kane, S.Dawson
Frontiers in Physics, Lecture Notes Series.
Addison–Wesley Publishing Company, Inc. (1990).
"The Higgs Hunter's Guide"

[11] Edited by A. Ali
Ettore Majorana International Science Series
Series Editor; Antonino Zichichi
Proceedings of the Eight INFN Eloisatron Project Workshop:
"Higgs Particle(s): Physics Issues and Experimental Searches in High–Energy Collisions"

[12] E. Leader, E. Predazzi
Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology (1996).
"An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics"
Volume I: "Electroweak Interactions, the "New Particles" and the Parton Model"
Volume II: "CP–Violation QCD and Hard Processes"

[13] J.P. Derendiger
Troisième cycle de la physique en suisse romande.
Semestres d'hivers 1993–1994 & 1995–1996.
"THEORIE QUANTIQUES DES CHAMPS"
(Une Introduction à la théorie des intéractions fondamentales)

[14] K. Gottfried, V.F. Weisskopf
Oxford University Press, Inc., New York (1984).
"Concepts of Particle Physics". Volume 1.

[15] C. Quigg
Frontiers in Physics, Lecture Notes Series 56.
The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. (1983).
"Gauge Theories of the strong, Weak, amd Electromagnetic Interactions"

[16] S. Pokorski
Cambridge University Press (1987).
"Gauge field theory"

[17] F. Halzen, A.D. Martin
John Wiley & Sons, Inc. (1984).
"Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics"

[18] B. de Wit
CERN Cours/Lecture Series.
1995–1996 Academic Training Programme.
“Introduction to Gauge Theories and the Standard Model”

[19] D.H. Perkins
Addison–Wesley Publishing Company, Inc. (1987). Third Edition.
“Introduction to High Energy Physics”

[20] F. Zwirner
CERN Report, CERN-TH-96-006, Archive HEP-PH/9601300 (1996).
“Extensions of the Standard Model”

[21] P. Nason, S. Dawson, R.K. Ellis
Nuc. Phys. B **303**, 607, (1988).
“ The Total Cross Section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions”

[22] G. Altarelli, M. Diemoz. G. Martinelli, P. Nason
Nuc. Phys. B **308**, 724, (1988).
“Total Cross Sections for Heavy Flavour Production in Hadronic Collisions and QCD”

[23] E. Laenen, J. Smith, W.L. Van Neerven
Nuc. Phys. B **369**, 543, (1992).
“All–Order Resummation of Soft Gluon Contributions to Heavy Quark production in Hadron–Hadron Collisions”

[24] CERN 92–06, (1992).
Proceedings of the CERN school of Physics.
Mallorca, Spain, 16–29 Septembre 1990.

[25] D. Denegri
CERN 90–10, ECFA 90–133, Volume I, Aachen (1990).
Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop.
“ Standard Model Physics at the LHC (pp Collisions)

[26] F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. D **50**, 2966, (1994).
F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. Lett. **73**, 225, (1994).
“Evidence for Top Quark production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV”

[27] F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. Lett. **74**, 2626, (1995).

"Observation of Top Quark production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab"

[28] S. Abachi, *et al.*
Phys. Rev. Lett. **74**, 2632, (1995).
"Observation of the Top Quark"

[29] F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. D **45**, 3921, (1991).
"A Limit on the Top Quark Mass from Proton–Antiproton Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV"

[30] S. Abachi, *et al.*
Phys. Rev. Lett **72**, 2138, (1994).
"Search for the Top Quark in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV"

[31] J. Conway, L. Groer, C. Loomis, A. M. Walsh, T. Watts
CDF internal note # 3546 (1996)
F. Abe, *et al.*
FERMILAB-PUB-97-058-E, Apr 1997
Soumis pour publication à Phys.Rev.Lett.
"Search for Charged Higgs Decays of the Top Quarks Using the Hadronic Decays of the Tau Lepton"

[32] J. F Gugnion, H. E. Haber
Nucl. Phys. B **272**, 1, (1986).
"Higgs Boson in Supersymmetric Models (I)"

[33] E. Richter–Was, D. Froidevaux, F. Giannotti, L. Poggioli, D. Cavalli, S. Resconi
CERN-TH/96–111 (1996)
"Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs Rates and Backgrounds in ATLAS"

[34] M. Drees, D.P. Roy
Phys. Lett. B **269**, 155, (1991).
M. Drees, D.P. Roy
CERN-TH.6080/01
"Effect of QCD Correction on the Charged Higgs Signature in Top Quark Decay"

[35] V. Barger, R. J. N. Phillips
Phys. Rev. D **41**, 884, (1990).
"Hidden Top Quark with Charged–Higgs–Boson Decay"

[36] V. Barger, J. L. Hewett, R. J. N. Philips
Phys. Rev D **41**, 3421, (1990).
"New Constraints on the Charged Higgs Sector in two–Higgs Doublet Models"

[37] D.P. Roy
CERN-TH.6247/91
"Discovery Limit of the Charged Higgs Boson Via Top Quark Decay at Future Hadron Colliders"

[38] A. Méndez, A. Pomarol
Phys. Lett. B **252**, 461, (1990).
"QCD Corrections on the Charged Higgs Boson Hadronic Width"

[39] M. Drees, K. Hikasa
Phys. Lett. B **240**, 455, (1990).
"Note on QCD Corrections to Hadronic Higgs Decay"

[40] C. S. Li, R. J. Oakes
Phys. Rev. D **43**, 855, (1991).
"QCD Corrections to the Hadronic Decay width of a Charged Higgs Boson"

[41] A. Brignole
Phys. Lett. B **281**, 284, (1992).
"Radiative Corrections to the Supersymmetric Neutral Higgs Boson masses"

[42] A. Brignole
DFPD/91/TH/28 (1991).
"Radiative Corrections to the Supersymmetric Charged Higgs Boson mass"

[43] A. Brignole, J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner
Phys. Lett. B **271**, 123, (1991).
"The Supersymmetric Charged Higgs Boson Mass and LEP phenomenology"

[44] F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. Lett. **73**, 2667, (1994).
"Search for the Top Quark Decaying to a Charged Higgs Boson in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV"

[45] F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. D **54**, 735, (1996).
C. Couyoumtzelis, CDF Internal CDF internal note # 3426 (1995).
"Search for Charged Higgs Boson decays of the Top Quark using hadronic τ decays"

[46] J. Alitti *et al.*
Phys. Lett. B **280**, 137 (1992).
J. Albajar *et al.*
Phys. Lett. B **257**, 459 (1991).

[47] M.S. Alam *et al.*
Phys. Rev. Lett. **74**, 2885, (1995).
"First Measurement of the Rate for the Inclusive Radiative Penguin Decay $b \to s\gamma$"

[48] A. Stahl, H. Voss
BONN-HE-96002 (1992)
"Testing the Lorentz Structure of the Charged Weak Current in τ–Decays"

[49] D. Decamp, *et al.*
Phys. Rep. **216**, 253 (1992).
P. Abreu, *et al.*
Phys. Lett. B **241**, 449 (1990).
O. Adriani, *et al.*
Phys. Lett. B **294**, 457 (1992).
M.Z. Akrawy, *et al.*
Phys. Lett. B **242**, 299 (1990).

[50] F. Abe, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**271**, 387, (1988).
"The CDF Detector: an Overview"

[51] D. Amidei, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**289**, 388, (1990).
"The CDF SVX: a Silicon Vertex Detector for a Hadron Collider"

[52] D. Amidei, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**350**, 73, (1994).
"The Silicon Vertex Detector for the Collider Detectort ar Fermilab"

[53] D. Amidei, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**268**, 50, (1988).
"Design and Construction of the CDF Central Tracking Chamber"

[54] The CDF collaboration, Editted by T. Devlin
CDF Internal CDF internal note # 1172 (1990).
"Proposal for an Upgraded CDF detector"

[55] R. Bonino, A.G. Clark, C. Couyoumtzelis, H. Kambara, X. Wu.
CDF internal note # 2792 (1994)
"Comparison of hits profiles of SLUG Simulation with CDF Data at Fermilab"

[56] S.Bhadra, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**268**, 92, (1988).
"The Design and Construction of the CDF Central Drift Tube Array"

[57] S.Bertolucci, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**267**, 301, (1988).
"The CDF Central and Endwall Hadron Calorimeter"

[58] L.Balka, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**267**, 272, (1988).
"The CDF Central Electromagnetic Calorimeter"

[59] M.E.B Franklin, *et al.*
Fermilab, 1988, publication de World Scientific, p.420.
Proceedings of the "7^{th} Topical Workshop on Proton–Antiproton Collider Physics"

[60] Y.Fukui, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**267**, 280, (1988).
"CDF End Plug Electromangetic Calorimeter using Conductive Plastic Proportional Tubes"

[61] G. Brandenburg, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**267**, 257, (1988).
"An Electromagnetic Calorimeter for the Small Angle Regions of the Collider Detector at Fermilab"

[62] S. Cihangir, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**267**, 249, (1988).
"The CDF Forward/Backward Hadron Calorimeter"

[63] G. Ascoli, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**268**, 33, (1988).
"CDF Central Muon Detector"

[64] K. Byrum, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**268**, 46, (1988).
"The CDF Forward Muon System"

[65] A. Gauhtier, R.M. Keup, T.M. Liss, A.J. Martin, K. Hara, K. Kondo, H. Mitsushio, I. Nakano, M. Shimojima, K. Takikawa, N. Uemura
CDF internal note # 1500 (1991)
"Design and Performance of Drift Chambers for the Central Muon Upgrade"

[66] A. Daw, G. Brandenburg, A. Constable, G. Feldman, D. Kestenbaum
CDF internal note # 1614 (1991)
"Study of the performance of CMEX Drift tubes"

[67] G. Ascoli, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**269**, 63, (1988).
"CDF Central Muon Level–1 Trigger Electronics"

[68] D. Amidei, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**269**, 51, (1988).
"A Two Level Fastbus Based Trigger System for CDF"

[69] G.W. Foster, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**269**, 93, (1988).
"A Fast Hardware Track-Finder for the CDF Central Tracking Chamber"

[70] J. Hauser
CDF internal note # 2112 (1993).
"Guide to Missing-Et and Tau Trigger Used in the 1992–1993 CDF data Run"

[71] R.D. Kennedy, J. Conway, T. Devlin, J. Doroshenko, L. Groer, U. Joshi,E.S. Kennedy, J Mueller, K. Sliwa, T. Watts, J. Patrick, B. Troemel
CDF internal note # 1980 (1993).
"The Interface between The Level 3 Trigger and The Consumer Server in Run 1B"

[72] J.T. Caroll, *et al.*
Nucl. Instr. Meth. A**300**, 552, (1992).
"The CDF Level 3 Trigger"

[73] B. Flaugher, J. Mueller
CDF internal note # 1813–1814 (1993).
"A Guide to JETCLU : the CDF Jet Cluster Algorithm"

[74] M. Shapiro, A. Bhatti, J. Benlloch, R. Harris, T. Rodrigo, P. Sphicas, T. Westhusing
CDF internal note # 1810 (1992)
"A User's Guide to QFL"

[75] F.E. Paige, S.D. Protopopescu
BNL 38034 (19880
"ISAJET A Monte–Carlo Event Generator for pp and $p\bar{p}$ Interactions"
Fichier sur FNALD.FNAL.GOV ISAJET$COMMAND: ISAJET_NOTE.TXT

[76] R.D. Field and R.P. Feynman
Nucl. Phys. B**136**, 1, (1978).
"A Parametrization of the Properties of Quark Jets"

[77] G. Marchesini, B.R. Webber
Nucl. Phys. B**310**, 461, (1988).
"Monte–Carlo Simulation of General Hard Processes with Coherent QCD Radiation"

[78] G. Marchesini, B.R. Webber
Cavendish–HEP 88–7 (1988).
"HERWIG 3.0 a Monte–Carlo Event Generator for Simulating Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons"
G. Marchesini, B.R. Webber, G Abbiendi, IG. Knowles, M.H. Seymour, L. Stanco
"HERWIG a Monte–Carlo Event Generator for Simulating Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons, Version 5.1"
Cavendish–HEP 90–26a (1991).
M.H. Seymour
LUTP 93–10 (1993).
"HERWIG for Hadron–Hadron Physics"

[79] F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. D **54**, 4221, (1996).
"Further Properties of High–Mass Multijet Events at the Fermilab proton–antiproton Collider"
F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. Lett. **75**, 3997, (1995).
"Study of $t\bar{t}$ Production in $p\bar{p}$ Collisions Using Total Transverse Energy"
F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. Lett. **75**, 1017, (1995).
"Limits on WWZ and $WW\gamma$ Couplings from WW and WZ Production in $p\bar{p}$ Collisions $\sqrt{s} = 1.8$ TeV"
F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. D **51**, 4623, (1995).
"Kinematic Evidence for top Quark Pari Production in W + Multijets events in $p\bar{p}$ Collisions $\sqrt{s} = 1.8$ TeV"

[80] F. Keyvan, J. Hauser, S. Lammel
CDF internal note # 3044 (1993)
"Search for Supersummetry in the Missing E_T Plus Multijet Channel"

[81] F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. D **44**, 29, (1991).
"Measurement of $\sigma B(W \to e\nu)$ and $\sigma B(Z^\circ \to e^+e^-)$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV"

[82] F. Abe, *et al.*
Phys. Rev. D **52**, 2624, (1995).
"Measurement of the ratio $\sigma B(W \to e\nu)$ and $\sigma B(Z^0 \to e^+e^-)$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV"

[83] C. Couyoumtzelis, J. Konigsberg, C. Loomis, X. Wu
CDF internal note # 2872 (1994).
"τ Signal in Multi–Jet Events"

[84] T. Baumann, M. Franklin, C. Jessop, J. Konigsberg
CDF internal note # 2042 (1994).
"A Calorimetry Based Algorithm for Tau/Jet Separation in top searches at CDF"

[85] T. Baumann, M. Franklin, J. Konigsberg CDF
CDT internal note # 2325 (1994).
"A Top Dilepton Analysis Using Hadronic Taus"

[86] C. Couyoumtzelis, A.G. Clark, J.Conway, X. Wu
CDF internal note # 3061 (1995).
"Search for $t \to H^{\pm}b$ using τ Hadronic Decay"

[87] C. Couyoumtzelis, J.Conway
CDF internal note # 3399 (1995).
"Background in the Run 1A Charged Higgs Search"

[88] Craig Blocker, Terry Carroll, Henry Frisch, Steve Hahn, John Huth, Cathy Newman-Holmes, Jim Patrick, Jim Proudfoot, David Quarrie, Marjorie Shapiro, Pekka Sinervo
CDF internal note # 152, Version 4.00 (1994)
"The CDF Event Structure"

[89] P.K. Sinervo
CDF internal note # 843 (1988)
"LVL2CR: A Module to Create Level 2 Cluster in CALLS, CALL and JETS Bank Format"

[90] J.P. Berge, J. E. Freeman, R.A. Perchonok
Fichier sur FNALD.FNAL.GOV C$DOC: BNKFORMAT.MEM, Version 3.0 (1985)
"CDF Offline Bank Format Specification"

[91] G. Zech
Nucl. Instr. Meth. A**277**, 608, (1988).
"Upper Limits in Experiments with Background or Measurement Errors"

[92] T. Chikamatsu, A. Martin, J. Romano, J. Wang, A. Beretvas, M. Contreras, L. Demortier, H Frisch, S. Kopp, Y. Seiya, L. Song, L. Stanco, C.Wendt, Q.F. Wang, G.P. Yeh
CDF internal note # 1975 (1988)
"Top Dilepton Analysis"

[93] The LHC Study Group
CERN/AC/95-05(LHC) (1995).
"The Large Hadron Collider : Conceptual Design Report"

[94] W.W. Armstrong, , *et al.*
CERN/LHCC/94-43 (1994).
"ATLAS for General–Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN – Technical Proposal ATLAS Collaboration"

[95] The SCT Collaboration
ATLAS INDET-NO-085 (1995).
"ATLAS SCT, Technical Proposal Backup Document for the SemiConductor Tracker (SCT) for the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider"

[96] Adresse internet :
http: //atlasinfo.cern.ch: 80/Atlas/Welcome.html

[97] G.L. Bayatian, *et al.*
CERN/LHCC/94-38 (1994).
"CMS The Compact Muon Solenoid – Technical Proposal CMS Collaboration"

[98] N.Ahmad, *et al.*
CERN/LHCC/95-71 (1995).
"ALICE – Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC"

[99] A. Bernardo, *et al.*
CERN/LHCC/95-5 (1995).
"A Dedicated LHC Collider Beauty Experiment for Precision Measurement of CP–Violations"

[100] M. Cobal
PHYS-No-93, ATLAS Internal Note (1996).
"Top Physics at LHC"

[101] ATLAS Collaboration
CERN 90-10, Volume I/II (1990)
"Large Hadron Collider Workshop"

[102] Adresse internet :
http: //atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/inner_detector.html

[103] Adresse internet :
http: //www.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/sctnew/

[104] T. Pal
ATLAS Inner Detector Performance Meeting, CERN 26 Novembre 1996.
"Status of Minimum Bias Event Pile–Up"

[105] G. Gorfine, G. Taylor
ATLAS INDET-NO-030 (1993).
"Particles Fluxes Damage to Silicon in the ATLAS Inner Detector"

[106] I. Kipnis
CAFE : User's Guide, Release 0 (1995)
Disponible sur internet :
http: //www-atlas.lbl.gov/strips/doc/reports.html
"CAFE : A Complementary Bipolar Analog Front–End Integrated Circuit for the ATLAS SCT"

[107] J. DeWitt
Disponible sur internet :
http: //scipp.ucsc.edu/groups/silicon/papers/
"A 128-Channel Digital Pipeline Chip for Silicon Strip Detector Read-out"

[108] Conférence présentée par H.Spieler à LERB (Lisbon, 1995).
Disponible sur internet :
http: //www-atlas.lbl.gov/strips/doc/stripspub.html
"A Binary Readout System for Silicon Strip Detectors at the LHC"

[109] J. DeWitt
Disponible sur internet :
http: //scipp.ucsc.edu/groups/silicon/papers/
"Header–Adder (HAC) Chip"

[110] P. Allport
Disponible sur internet :
http: //wwwcn.cern.ch/ allportp/menu.html
Sous les rubriques :
Old Baseline Specifications Document: Baseline-Specs-4/3/96
"ATLAS Specifications for Silicon Microstrip Detectors"
Old Specifications for Price Inquiry: Inquiry-Specs-28/10/96
"Specifications for the ATLAS Silicon Detector"

[111] A.J. Matthews
ATLAS INDET-NO-145
"Effective Silicon Damage Fluences in the ATLAS Inner Detector Extrapolated from CDF"

[112] A.J. Matthews, P. Berdusis, J. Schuler, H. Sadrozinski,
K. O'Shaughnessy, A. Palounek, H. Ziock
ATLAS INDET-NO-118 (1996).
"Bulk Radiation Damage in Silicon Detectors and Implications for ATLAS SCT"

[113] F. Albiol, *et al.*
ATLAS INDET-NO-153 (1996).
"Beam Test of the ATLAS Silicon Detector Modules with Binary Readout in the CERN H8 Beam in 1996"

[114] J. DeWitt, *et al.*
ATLAS INDET-NO-135 (1996).
"Beam Test of Silicon Detector with Binary Readout for ATLAS"

[115] ATLAS Collaboration
Edition prévue fin avril 1997.
En partie disponible sur internet :
http: //atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/TDR/tdr.html
Volume I, II
"Inner Detector Technical Design Report"