



HAL
open science

Etude de détecteurs gazeux à micropistes pour le trajectographe de CMS et mesure de la masse du boson W dans l'expérience DELPHI

Isabelle Ripp-Baudot

► **To cite this version:**

Isabelle Ripp-Baudot. Etude de détecteurs gazeux à micropistes pour le trajectographe de CMS et mesure de la masse du boson W dans l'expérience DELPHI. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2004. tel-00386060

HAL Id: tel-00386060

<https://theses.hal.science/tel-00386060>

Submitted on 20 May 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

AB

IReS/04-08
n° d'ordre ULP-528

Université Louis Pasteur - STRASBOURG I

**HABILITATION A DIRIGER
DES RECHERCHES**

présentée par

Isabelle RIPP-BAUDOT

Spécialité : Physique des Particules

**Etude de détecteurs gazeux à micropistes
pour le trajectographe de CMS
et
mesure de la masse du boson W
dans l'expérience DELPHI**

soutenue le 3 juin 2004 devant le jury composé de :

M. Roger ARNOLD	Rapporteur interne
M. Daniel BLOCH	Garant d'habilitation
M. Daniel HUSS	
M. Bernard ILLE	Rapporteur externe
Mme Marie-Noëlle MINARD	Rapporteur externe
M. Gérard SAJOT	

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050871

Thesis-2004-Ripp-Baudot

Remerciements

Je tiens à remercier les membres de mon jury. Leurs remarques et leurs conseils ont été très constructifs et je leur suis très reconnaissante du soin avec lequel ils ont lu mon rapport d'habilitation et du temps qu'ils m'ont consacré.

Je remercie les membres des groupes CMS, DELPHI et DØ de l'IReS, notamment mes collègues Daniel Bloch et Denis Gelé avec qui j'ai travaillé dans DELPHI et dans DØ.

Je tiens aussi à remercier les doctorants avec qui j'ai travaillé à l'IReS : Julien Croix, Fabien Jeanneau, Stéphanie Moreau, Sébastien Greder et surtout Philippe Zoller qui a accepté de refaire 300 fois la mesure de la masse du boson W pour vérifier que notre analyse n'était pas biaisée et que l'erreur statistique mesurée était correcte...

Enfin, *last but not least* je remercie énormément Jérôme, qui n'a quasiment pas rechigné à lire mon rapport d'habilitation, ainsi qu'Arthur et Anna : ils ont tous les trois supporté mes humeurs, dont la fréquence d'oscillation était élevée pendant cette rédaction.

Table des matières

Introduction	7
Curriculum vitae	15
1 Etude et développement de détecteurs gazeux à micropistes pour le trajectographe de l'expérience CMS	18
1.1 L'expérience CMS	19
1.1.1 Le collisionneur LHC	19
1.1.2 Le détecteur CMS	20
1.1.3 Le trajectographe de CMS	21
1.2 Les détecteurs gazeux à micropistes	23
1.2.1 Principe de fonctionnement d'une MSGC	23
1.2.2 Les MSGC dans CMS	25
1.2.2.1 La géométrie	25
1.2.2.2 Le choix du gaz	27
1.2.2.3 L'électronique de lecture	27
1.3 Principe de l'analyse des données brutes issues des détecteurs	29
1.3.1 Le contexte expérimental	29
1.3.2 Extraction du signal	29
1.3.2.1 Définition du signal d'une piste	29
1.3.2.2 Localisation du passage d'une particule chargée	32
1.3.2.3 Rapport signal sur bruit d'un détecteur	34
1.3.2.4 Effet de diaphonie	35
1.3.3 Etude de la résolution spatiale	36
1.3.3.1 Le banc d'alignement	36
1.3.3.2 Le télescope de détecteurs silicium	36
1.3.3.3 Résolution spatiale des MSGC	41
1.3.3.4 Biais de l'électronique Premux	43
1.4 Etude de différents types de détecteurs gazeux à micropistes	45
1.4.1 Le détecteur MSGC	46
1.4.2 Le détecteur GEM	50
1.4.2.1 Intérêt et principe de fonctionnement	50

1.4.2.2	Comparaison des performances des MSGC et des MSGC+GEM	51
1.4.2.3	Amélioration de la géométrie de la GEM et test d'un détecteur PCB+GEM	55
1.4.2.4	Tenue aux radiations	59
1.4.3	Le détecteur Micromégas	62
1.5	L'abandon du projet de trajectographe gazeux dans CMS	64
2	Mesure de la masse du boson W dans l'expérience DELPHI	75
2.1	Les bosons vecteurs de l'interaction faible à LEP	76
2.1.1	Le boson Z à LEP-1	76
2.1.2	Le boson W à LEP-2	77
2.2	Intérêts de la mesure de la masse du W	80
2.2.1	Test du modèle standard	80
2.2.2	Contrainte sur la masse du boson de Higgs	81
2.3	Méthodes de mesure de la masse du W	84
2.3.1	La méthode directe	84
2.3.2	Les méthodes indirectes	85
2.3.2.1	Mesure au seuil de la section efficace de production des paires de W	85
2.3.2.2	Spectre d'énergie des leptons	86
2.3.2.3	Ajustement des mesures électrofaibles	86
2.3.3	Principe et difficultés de la mesure directe de la masse du W à LEP-2	87
2.4	Mesure de la masse du boson W dans le canal hadronique	89
2.4.1	Le dispositif expérimental	89
2.4.1.1	L'accélérateur LEP-2	89
2.4.1.2	Le détecteur DELPHI	90
2.4.2	Simulation du signal $W^+W^- \rightarrow 4q$ et des bruits de fond	92
2.4.2.1	Paramètres intervenant dans la génération	93
2.4.2.2	Accord entre les données et les événements simulés	94
2.4.2.3	Repondération à différentes masses du W des événements simulés	94
2.4.2.4	Association des jets reconstruits aux W générés	95
2.4.3	Sélection et reconstruction du signal	96
2.4.3.1	Energie effective de la collision	96
2.4.3.2	Reconstruction des jets	98
2.4.3.3	Critères de sélection du signal $W^+W^- \rightarrow 4q$	99
2.4.3.4	Ajustement cinématique contraint des quadri-impulsions des jets	101
2.4.3.5	Appariement des quatre jets en deux W	103
2.4.4	Fonction de vraisemblance de la masse du W	106

2.4.5	Droite de calibration	111
2.4.6	Résultats de notre mesure de la masse du W	111
2.4.6.1	Mesure test avec des événements simulés	111
2.4.6.2	Mesure de la masse du W avec les données collectées en 1998 et 1999	113
2.4.7	Etude de l'erreur statistique	114
2.4.8	Etude des erreurs systématiques	117
2.4.9	Bilan de notre analyse	124
2.5	Conclusion sur la mesure de la masse du boson W	126
3	Perspectives : étude des propriétés du quark top	135
3.1	Etiquetage de la beauté	136
3.1.1	Etiquetage par le paramètre d'impact	137
3.1.2	Estimation des performances de l'étiquetage	139
3.1.2.1	Définition de la taggabilité, de l'efficacité d'étiquetage et du mistag	140
3.1.2.2	Efficacités d'étiquetage et mistag déterminés dans la simulation	140
3.1.2.3	Efficacité d'étiquetage déterminée dans les données	141
3.1.2.4	Mistag déterminé dans les données	142
3.1.2.5	Performances de l'étiquetage des données	142
3.1.3	Perspectives	142
3.2	Etude des propriétés du quark top au Tevatron et au LHC	143
3.2.1	Interaction forte du quark top	144
3.2.2	Interaction faible chargée du quark top	145
3.2.3	Masse du quark top	147
3.2.4	Spin du quark top	147
3.2.5	Le quark top au-delà du modèle standard	148
3.2.6	Conclusion	148

Introduction

Le modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules [1] est la théorie actuelle décrivant les constituants élémentaires et leurs interactions. Il s'agit d'une théorie quantique des champs basée sur la symétrie de jauge locale $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les fermions sont classés par familles, comprenant chacune deux saveurs de quarks avec trois états de couleur possibles et deux saveurs de leptons. L'invariance de jauge locale fait correspondre un champ de jauge de masse nulle à chaque générateur des groupes de symétrie du modèle standard. Comme les masses des bosons de jauge de l'interaction faible sont mesurées non nulles, il faut introduire dans la théorie un mécanisme permettant de rendre certains bosons de jauge massifs. Dans le modèle standard, le mécanisme le plus simple consiste à introduire un doublet de $SU(2)_L$ de deux champs scalaires complexes de Higgs qui permet de briser spontanément la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [2] en choisissant un état fondamental réel non nul pour le membre inférieur du doublet. En exigeant l'invariance de jauge locale du Lagrangien sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$, les composantes du champ de Higgs permettent de générer une masse pour les trois bosons de jauge vecteurs de l'interaction faible W^+ , W^- et Z^0 . Le photon, boson vecteur de l'interaction électromagnétique, ne se couple pas au Higgs et reste de masse nulle et un boson scalaire neutre résiduel apparaît : le boson de Higgs. La masse des fermions est générée en rajoutant au Lagrangien des termes de couplage dits de Yukawa entre le doublet de Higgs et les fermions. Dans le cas des quarks les deux membres d'un doublet d'isospin se couplent au Higgs neutre. Les états propres de masse ainsi générés ne correspondent pas aux états propres de saveur et une matrice dite de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [3] décrit le changement de saveur par interaction faible chargée. Les éléments de cette matrice quantifient les amplitudes relatives des transitions d'un quark de type *up* à un quark de type *down*. Ils dépendent d'une phase entraînant la violation de la symétrie CP.

Le modèle standard permet de décrire avec une précision remarquable l'ensemble des données enregistrées aux énergies accessibles jusqu'à présent. Cependant il ne constitue pas une théorie complète satisfaisante, un certain nombre de

questions essentielles restent en suspens, notamment :

- la gravitation n'est pas décrite dans ce cadre alors qu'elle n'est plus négligeables par rapport aux autres interactions à l'échelle de Planck (10^{19} GeV).
- le boson de Higgs, responsable de la brisure de la symétrie électrofaible permettant de décrire des particules massives, n'a pas été observé à ce jour, alors que l'interprétation dans le cadre du modèle standard de l'ensemble des mesures des observables électrofaibles nécessite l'existence d'un boson de Higgs à l'échelle de masse de 100-300 GeV/c² [4]. La recherche directe du boson de Higgs à LEP impose par ailleurs la limite inférieure de 114.4 GeV/c² avec un niveau de confiance de 95 % [5].
- les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs divergent quadratiquement et seul un réglage fin de la masse nue du boson de Higgs à chaque ordre du développement perturbatif permet d'éviter cette divergence, ce qui n'est pas naturel.
- les trois familles de fermions élémentaires sont formellement identiques et rien n'explique que leur interaction avec le champ de Higgs leur confère des masses si différentes : ainsi 10^5 ordres de grandeur séparent la masse du quark top de celle de l'électron.
- le modèle standard comporte un grand nombre de paramètres dont les valeurs ne sont pas prédites par la théorie : les valeurs des trois constantes de couplage correspondant aux interactions électromagnétique, faible et forte, deux paramètres pour le mécanisme de Higgs, 12 masses de fermions, 4 paramètres pour décrire le mélange des quarks par interaction faible chargée et un certain nombre de paramètres pour la matrice de mélange des neutrinos.
- pourquoi le nombre de familles de fermions fondamentaux, qui n'est pas contraint par le modèle standard, est-il de trois ? Le nombre de familles de fermions se couplant au boson vecteur Z a été déterminé par les expériences au LEP à partir des mesures de largeur de désintégration [6].
- la violation de CP apparaît de manière naturelle dans la matrice CKM si l'on suppose trois familles de fermions fondamentaux. Cependant, maintenant que cette violation de CP décrite par la matrice CKM est mesurée, nous savons qu'elle est insuffisante pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers. Quelle est l'origine de cette asymétrie ?
- comment modifier le modèle standard pour décrire des neutrinos massifs ? La réponse est actuellement limitée par la mauvaise connaissance des propriétés du neutrino, notamment s'il est sa propre anti-particule et s'il y a violation de la symétrie CP dans le secteur des neutrinos.
- la quantité de matière décrite par le modèle standard ne représente que 10 % de la matière gravitationnelle estimée dans l'univers. Quelle est la nature de cette autre source de matière ?

- nous savons depuis peu que la densité d'énergie de l'univers est dominée par une autre source que la matière, appelée l'énergie noire, responsable de l'expansion accélérée de l'univers. La source de cette énergie noire est inconnue actuellement.

Malgré son succès qu'aucune observation expérimentale n'a pour l'instant réussi à remettre en cause, le modèle standard est considéré comme une théorie effective. Ses lois décrivent précisément le secteur électrofaible dans un certain domaine d'énergie qui englobe les énergies accessibles jusqu'à présent en laboratoire. Aux énergies plus élevées, une théorie devrait prendre le relais et certainement englober le modèle standard. Les questions que les physiciens des particules se posent alors sont :

- Quelle théorie développer au-delà du modèle standard ?
- Le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible introduit dans le modèle standard est-il correct ?
- A partir de quelle énergie le modèle standard n'est-il plus valable ?

D'autres théories que le modèle standard sont proposées, soit pour le compléter, soit comme une alternative. Les modèles supersymétriques prolongent le modèle standard en respectant les mêmes symétries de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et lui ajoutent une symétrie reliant les bosons et les fermions (la R-parité). La supersymétrie est forcément brisée puisqu'on n'a jamais observé, par exemple, de boson scalaire partenaire supersymétrique de même masse que l'électron. La brisure de la supersymétrie peut être réalisée suivant différents modèles (*Gravity Mediated Supersymmetry Breaking*, *Gauge Mediated Supersymmetry Breaking* [7], *Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking* [8], *Brane-Mediated Susy-Breaking* [9], ...), et la R-parité peut être violée ou conservée, ce qui rend le nombre de modèles possibles très grand. Citons aussi les modèles alternatifs au modèle standard, basés sur une brisure dynamique de la symétrie électrofaible, à l'instar de la brisure dynamique de la symétrie chirale en Chromodynamique Quantique (QCD). Dans ces modèles, dont le plus étudié est la Technicouleur, le responsable de la brisure de la symétrie électrofaible est un objet composite, rôle joué par le méson pion composé de deux quarks dans la QCD. Ces modèles ne permettent pas un calcul précis des observables, et c'est alors l'observation directe de nouvelles particules (technipions, Z' , W' , leptoquarks, ...) qui permettrait de les confirmer. Ces modèles ne peuvent pas être exclus facilement par les mesures de précision menées auprès des accélérateurs, néanmoins la très grande précision avec laquelle les prédictions du modèle standard ont été testées et sa cohérence interne poussent tout de même à privilégier un scénario dans lequel le modèle standard est une excellente approximation, aux énergies à l'échelle de 100 GeV, d'une théorie ultime des constituants élémentaires et de leurs interactions.

Quelques pistes de recherche

Pour observer des manifestations de processus physiques non décrits dans le cadre du modèle standard actuel, nous disposons de deux voies de recherche :

- **la recherche de nouvelles particules** (ou de nouveaux processus) est la voie évidente mais qui suppose que l'énergie mise en jeu dans l'expérience est suffisante pour produire ces nouvelles particules, c'est-à-dire que le modèle standard n'est plus suffisant à ces énergies. Ces recherches se font dans le cadre d'une théorie donnée putative qui nécessite un certain nombre d'hypothèses initiales.
- **les mesures de précision dans le cadre du modèle standard** : rechercher la "catastrophe ultraviolette¹" qui serait le reliquat d'une théorie supérieure englobant le modèle standard à basse énergie est aussi une manière de questionner la théorie au-delà du modèle standard. Les observables du modèle standard ne sont pas calculables analytiquement et il faut recourir au calcul perturbatif pour faire des prédictions. Les processus physiques sont décrits sous la forme d'une série infinie, chaque terme correspondant à un diagramme de Feynman d'ordre croissant et de contribution décroissante. Les deux premiers termes sont généralement calculables analytiquement. Le deuxième terme permet de tester l'existence de particules non décrites dans le modèle standard, qui sont émises virtuellement (hors de leur couche de masse) et réabsorbées. Pour différencier expérimentalement des prédictions calculées avec et sans contributions non standard au deuxième terme, il faut atteindre des précisions expérimentales de l'ordre du pour cent ou du pour mille.

Tous les thèmes de recherche que j'ai abordés se placent dans l'optique des tests de précision du modèle standard auprès des grands collisionneurs : le triangle d'unitarité, le boson W et le quark top.

1. Lord Kelvin disait à la fin du XIX^{ème} siècle : "La science physique forme aujourd'hui, pour l'essentiel, un ensemble parfaitement harmonieux, un ensemble pratiquement achevé". Le mot *pratiquement* faisait allusion à deux petits nuages, qui étaient censés rapidement se dissiper dans le cadre de la physique classique, les grands principes et lois gouvernant l'Univers étant connus et formalisés. Ces deux petits nuages étaient les suivants :

- l'expérience de Michelson-Morley pour mettre en évidence la vitesse de translation de la terre dans l'éther, qui donnera naissance à la théorie de la relativité.
- le désaccord entre les résultats expérimentaux sur le rayonnement du corps noir et les lois de Wien et de Rayleigh-Jeans, que Paul Ehrenfest appellera *la catastrophe ultraviolette*, qui donnera naissance à la mécanique quantique. Il s'agit d'une manifestation quantique visible macroscopiquement.

Le triangle d'unitarité

La matrice CKM mentionnée dans le premier paragraphe de cette introduction est une matrice unitaire de dimension 3×3 dans le cadre du modèle standard. Le triangle d'unitarité est la traduction graphique d'une des relations d'unitarité de la matrice particulièrement intéressante expérimentalement. La mesure complète et précise des caractéristiques du triangle d'unitarité permet de tester plusieurs domaines fondamentaux du modèle standard, notamment le nombre de familles de fermions et l'origine de la violation de la symétrie CP. Durant ma thèse de doctorat j'ai étudié les dépendances temporelles des oscillations des mésons B_s^0 en anti-mésons \bar{B}_s^0 en analysant les événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ produits par l'accélérateur LEP-1 dans l'expérience DELPHI. La mesure de la fréquence d'oscillation du système $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, uniquement bornée pour l'instant, permet de contraindre fortement le triangle d'unitarité. Ce travail n'est pas exposé dans ce rapport d'habilitation.

La masse du boson W

La deuxième partie de ce rapport expose le travail que nous avons mené à Strasbourg sur la mesure de la masse du boson de jauge W de l'interaction faible chargée, en analysant les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ enregistrés par le détecteur DELPHI auprès de l'accélérateur LEP-2. La mesure de précision de cette observable constitue un test essentiel du modèle standard, au travers des corrections radiatives. Elle est surtout, en association avec la mesure précise de la masse du quark top, le paramètre essentiel permettant de contraindre indirectement la masse du boson de Higgs, clé de voûte du modèle standard mais qui reste inobservé directement.

Le propriétés du quark top

La troisième et dernière partie de ce rapport d'habilitation expose les perspectives de mes travaux de recherche actuels sur les propriétés du quark top. Le top est le dernier quark découvert, par les expériences CDF et DØ au Tevatron en 1995 [10]. Seules quelques dizaines de candidats ont pu être observées à ce jour et ses propriétés sont encore mal connues ou même non mesurées. Sa masse nettement plus élevée que celle des autres fermions fondamentaux et des bosons vecteurs W^\pm et Z^0 soulève de nombreuses questions, notamment celle de savoir s'il joue un rôle particulier dans la brisure de symétrie électrofaible. Cette masse très élevée permet par ailleurs de tester les prédictions du modèle standard avec une précision inégalée tout en étant particulièrement sensible à des effets d'une physique nouvelle. Depuis 2001 je travaille dans l'expérience DØ auprès de l'accélérateur hadronique Tevatron, seul collisionneur capable de produire le quark top.

Les développements instrumentaux

Enfin j'ai eu la possibilité de participer pendant plusieurs années à un développement instrumental, mon laboratoire étant impliqué dans la construction des roues du trajectographe avant-arrière de l'expérience CMS qui enregistrera des données à partir de 2007 auprès du collisionneur hadronique LHC. Dès la première année de fonctionnement, le LHC permettra de produire le boson de Higgs s'il est standard et d'augmenter de plusieurs ordres de grandeur le nombre de quarks top produits. Ma contribution au développement des détecteurs pour CMS a consisté en l'analyse des données enregistrées lors des tests sous faisceau et en laboratoire. Ce travail fait l'objet de la première partie de ce rapport.

Bibliographie

- [1] S. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
A. Salam in "Elementary Particle Theory", W. Svartholm ed., Stockholm 1968.
- [2] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964).
F. Englert, et R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).
G.S. Guralnik, C.R. Hagen et T.W. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964).
P.W. Higgs, Phys. Rev. **145**, 1156 (1966).
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [4] LEP ElectroWeak working Group <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [5] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches, R. Barate et al., Phys. Lett. B **565**, 61 (2003).
- [6] R.M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. D **54**, 1 (1996).
- [7] G.F. Giudice, R. Rattazzi, hep-ph/9801271 (1998).
- [8] L. Randall, R. Sundrum, Nucl. Phys. B **557**, 79 (1999).
- [9] S.F. King, D.A.J. Rayner, Nucl. Phys. B **607**, 77 (2001).
- [10] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
D0 Collaboration, S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).

Curriculum vitae

Isabelle RIPP-BAUDOT

née le 28/02/1970 (34 ans)

● **Parcours universitaire :**

- Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI-Orsay soutenue le 9 mai 1996.
- DEA Champs-Particules-Matières obtenu en juin 1993 à l'Université Paris XI-Orsay.
- Maîtrise de Physique (juin 1992), Licence de Physique (juin 1991) et DEUG de Physique (juin 1990) obtenus à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg.

● **Fonction actuelle :**

Chargée de Recherche de 1^{ère} classe

Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg, UMR 7500

Section 03 du CNRS : interactions, particules, noyaux, du laboratoire au cosmos.

● **Fonctions et laboratoires :**

- 1993-96 : Doctorante au Service de Physique des Particules du Centre d'Etudes de Saclay (DAPNIA/SPP), sous la direction de Roy Aleksan. Allocataire du Ministère de la Recherche (3 ans).
- 1996-97 : Attachée Temporaire d'Enseignement et de Recherche à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg.
- à partir du 01/10/1997 : CR2 du CNRS affectée à l'IReS de Strasbourg.
- le 01/10/2001 : passage CR1.

• Thèmes de recherche développés :

- **Physique de la beauté à LEP-1 (1993-96)** : analyse des collisions $e^+e^- \rightarrow Z$ enregistrées par l'expérience DELPHI à LEP-1. Etude de la dépendance temporelle des oscillations des mésons B_s^0 en anti-mésons \bar{B}_s^0 , obtention d'une limite sur la fréquence d'oscillation, mesure du temps de vie et contrainte sur la différence des largeurs entre les états propres physiques $B_{s,1}^0 - B_{s,2}^0$.
- **Etude et développement de détecteurs pour le LHC (1996-2000)** : tests en laboratoire et sous faisceau de différents types de détecteurs gazeux à micropistes pour le trajectographe de l'expérience CMS auprès du futur collisionneur pp LHC : MSGC, GEM, Micromegas, MSGC+GEM.
- **Mesure de précision à LEP-2 (1998-2001)** : mesure de la masse du boson W dans le canal de désintégration hadronique en analysant les données $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ enregistrées par l'expérience DELPHI durant LEP-2 avec des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 202 GeV.
- **Etude du quark top au Tevatron (depuis 2001)** : développement d'un algorithme d'étiquetage des jets beaux dans les collisions $p\bar{p}$ enregistrées avec le détecteur DØ durant le Run II du Tevatron. Application de cet algorithme à la mesure des propriétés du quark top dans le cadre du modèle standard au Tevatron.

• Enseignements effectués :

- Travaux Dirigés de physique générale classique en DEUG de Physique 1^{ère} année à l'Université P. et M. Curie-Paris VI : 20 heures en 1993-94.
- Travaux Dirigés de thermodynamique en 2^{ond} cycle à l'IUP "Génie des Systèmes Industriels" à l'Université d'Evry : 30 heures en 1995.
- Travaux Pratiques pour la préparation à l'oral des CAPES de physique-chimie et de physique appliquée à l'Université L. Pasteur de Strasbourg : 150 heures en 1996-97.
- Travaux Dirigés de Physique Générale I en DEUG de Biologie 1^{ère} année à l'Université L. Pasteur de Strasbourg : 24 heures en 2000.
- Travaux Dirigés de Physique Générale II en DEUG de Biologie 1^{ère} année à l'Université L. Pasteur de Strasbourg : 24 heures en 2001.
- Travaux Dirigés de physique des particules en Maîtrise de Physique à l'Université L. Pasteur de Strasbourg : 22 heures en 2001, en 2002 et en 2004.

● **Encadrement :**

- Encadrement de Vincent Siccardi dans le cadre de son stage de DEA (Physique Subatomique, Modélisation et Instrumentation, Strasbourg) et de 3^{ième} année d'école d'ingénieur (ENSPS), effectué dans l'expérience DØ : 6 mois en 2004.
- Encadrement de binômes en Travaux Pratiques en Laboratoire pour la Maîtrise de Physique de l'ULP de Strasbourg, effectués dans l'expérience DØ à l'IReS : deux fois deux jours en 2004.
- Participation à l'encadrement de deux doctorants pour l'analyse des tests en faisceau de détecteurs gazeux à micropistes dans l'expérience CMS : Fabien Jeanneau (thèse soutenue le 5 novembre 1999 à l'UHA de Mulhouse) et Stéphanie Moreau (thèse soutenue le 20 décembre 2002 à l'ULP de Strasbourg).
- Participation à l'encadrement de Philippe Zoller dans le cadre de son travail de thèse sur la mesure de la masse du boson W dans l'expérience DELPHI (thèse soutenue le 23 avril 2001 à l'ULP de Strasbourg).
- Encadrement d'Hervé Boukari dans le cadre de son stage de Licence de Physique de l'ULP de Strasbourg, effectué dans l'expérience CMS : 2 mois en 1998.

Chapitre 1

Etude et développement de détecteurs gazeux à micropistes pour le trajectographe de l'expérience CMS

J'ai rejoint le groupe CMS de l'IReS en 1996. Mon travail s'est inscrit dans la participation du laboratoire à la conception et à la construction d'une partie des roues du trajectographe central de l'expérience CMS destinée au futur collisionneur hadronique LHC. J'ai participé à la période de recherche et développement des détecteurs gazeux à micropistes, pendant laquelle nous avons construit et testé différents prototypes afin d'étudier leurs performances et de tester nos capacités de production. J'ai essentiellement développé les programmes de lecture et d'analyse des données enregistrées pendant les tests en faisceau ainsi que sur notre banc de test avec une source radioactive β , des rayons cosmiques ou avec un générateur d'impulsion. J'ai encadré le travail de deux doctorants pour l'analyse des tests en faisceau des détecteurs gazeux à micropistes : Fabien Jeanneau (thèse soutenue le 5 novembre 1999 à l'Université de Haute Alsace, Mulhouse [1]) et Stéphanie Moreau (thèse soutenue le 20 décembre 2002 à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg [2]). Par ailleurs j'ai encadré le stage de Licence de Physique de Hervé Boukari (Université Louis Pasteur de Strasbourg) durant trois mois en 1998. Le sujet du stage que j'ai proposé concernait le fonctionnement des détecteurs gazeux et silicium à micropistes. Je me suis intéressée aux détecteurs silicium lors de leur utilisation pour l'étude de la résolution spatiale des MSGC.

Dans cette partie je présente rapidement le contexte expérimental de CMS et plus particulièrement de son trajectographe, puis je rappelle le principe de fonctionnement des détecteurs gazeux à micropistes en décrivant les caractéristiques nécessaires à leur intégration dans CMS. La suite de ce chapitre est ensuite dédiée au développement de détecteurs gazeux que nous avons mené à l'IReS de Stras-

bourg. L'analyse des données issues des tests des détecteurs est un outil irremplaçable pour comprendre les comportements et les problèmes du détecteur et de son électronique de lecture. Je décris ainsi de façon plus détaillée l'analyse des données brutes issues des détecteurs qui constitue la majeure partie de mon travail dans CMS. Enfin je discute les principaux résultats obtenus lors de tests en faisceau pour qualifier différents types de détecteurs gazeux à micropiste vis-à-vis de l'environnement du LHC. Cette dernière partie correspond aux résultats que nous avons publiés dans des articles, les détails du travail d'analyse étant présentés dans la partie précédente concernant l'analyse des données brutes issues des détecteurs.

Ces travaux ont donné lieu à plusieurs contributions à des conférences ainsi qu'à des publications dont les premières pages sont présentées à la fin de ce chapitre.

1.1 L'expérience CMS

1.1.1 Le collisionneur LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est un collisionneur hadronique actuellement en installation au CERN dans l'ancien tunnel circulaire du LEP de 27 km de circonférence. En plus du tunnel du LEP, il utilisera d'autres infrastructures déjà existantes au CERN, notamment les accélérateurs PS et SPS. Ce projet a été approuvé par le conseil du CERN en décembre 1994.

A partir de 2007, il accélèrera entre autre des protons dans les deux sens avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. La luminosité nominale prévue est de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec un croisement des faisceaux toutes les 25 ns (fréquence de 40 MHz). Une période dite de basse luminosité, correspondant à $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, est prévue au commencement du fonctionnement du LHC pour enregistrer environ 10 fb^{-1} par expérience.

Les collisions se feront en quatre points instrumentés par les détecteurs ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [3], dédié à la recherche du plasma de quarks et de gluons, ATLAS (A Toroidal Lhc Apparatus) [4] et CMS (Compact Muon Solenoid) [5], dédiés tous deux à la recherche de la physique au-delà du modèle standard et du responsable de la brisure de la symétrie électrofaible, et enfin LHC-B [6] dédié à l'étude de la physique de la beauté et de la violation de la symétrie CP.

La section efficace inélastique totale prédite à 14 TeV étant de l'ordre de 110 mb [7], le nombre d'interactions par croisement de faisceau est en moyenne de 25 pour la luminosité nominale (appelée haute luminosité), soit de 10^9 chaque seconde. Cette section efficace est bien supérieure à la section efficace des processus physiques généralement recherchés. Par exemple, un boson de Higgs standard de masse $120 \text{ GeV}/c^2$ est produit avec une section efficace de l'ordre de 50 pb,

ce qui correspond environ à un Higgs produit toutes les deux secondes à haute luminosité. Une collision enregistrée par le détecteur correspondra donc à l'empilement de plusieurs événements de biais minimum en plus du processus physique recherché.

Par contre, la phase de basse luminosité, qui est prévue pour permettre de compléter et comprendre les détecteurs, est particulièrement favorable aux études de physique des quarks $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$ dont les sections efficaces de production prévues sont de l'ordre de $500 \mu\text{b}$ et 760pb respectivement. Leurs sections efficaces de production sont relativement élevées et la luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ réduit l'empilement à quelques événements par croisement de faisceau.

1.1.2 Le détecteur CMS

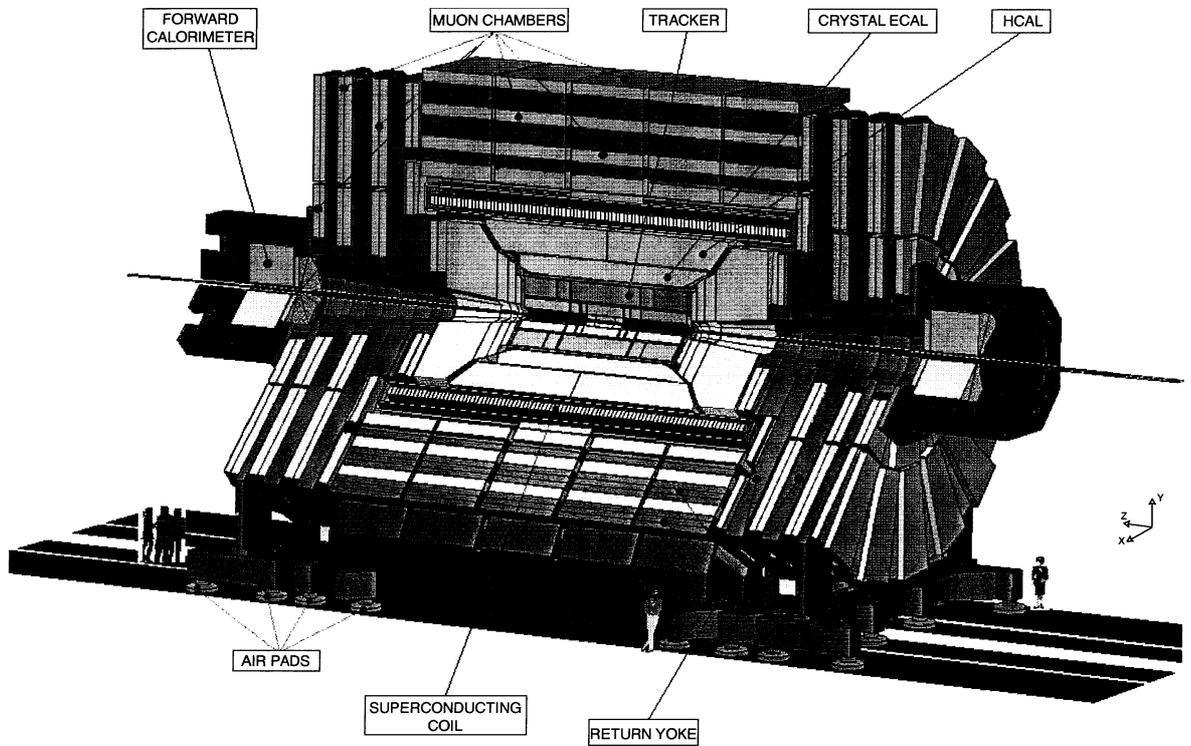


FIG. 1.1 – Représentation du détecteur CMS.

CMS est une expérience dédiée en priorité à la recherche du responsable de la brisure de la symétrie électrofaible et a été optimisé dans ce but. Les canaux de désintégration les plus appropriés pour mettre en évidence le boson de Higgs standard sont $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ si sa masse est comprise entre $114 \text{GeV}/c^2$ et $140 \text{GeV}/c^2$, associé aux canaux $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ et $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, puis $H^0 \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$, à plus haute masse, la présence de quatre leptons chargés et aucun neutrino dans

l'état final du Higgs permettant d'obtenir une bonne résolution sur sa masse et une réjection efficace du bruit de fond. Par ailleurs les canaux de désintégration en quatre leptons (neutrinos et leptons chargés) seront utilisés pour la découverte du Higgs dans toute la gamme de masse. Dans cette optique, les deux points forts de CMS sont la calorimétrie électromagnétique et la détection des muons. La figure 1.1 présente une vue schématique du détecteur CMS, qui se caractérise par une forme compacte ($14 \times 20 \text{ m}^2$, moins du tiers de la taille d'ATLAS), un champ magnétique très élevé (4 T) et tous les détecteurs, exceptés les détecteurs de muons, placés à l'intérieur du champ magnétique.

Le défi expérimental majeur de CMS est son calorimètre électromagnétique. CMS a mis l'accent sur l'homogénéité et la transparence de ce calorimètre, en choisissant de le constituer de tours de tungstate de plomb. Il mesure l'énergie des gerbes électromagnétiques produites par les γ et les e^\pm avec une très grande précision, de l'ordre de 1 % pour une particule incidente de plus de 50 GeV. Cette précision est importante pour améliorer la résolution sur la masse du Higgs et donc rejeter plus efficacement le bruit de fond. L'autre facteur important pour rejeter une grande partie du bruit de fond dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ est la granularité du calorimètre électromagnétique, qui permet de rejeter les candidats $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Les détecteurs de μ sont situés à l'extérieur de l'aimant pour réduire la contamination hadronique. Ces détecteurs sont très importants pour le canal $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ qui présente une très bonne résolution sur la masse du Higgs et un bon rapport du signal au bruit de fond car les muons sont bien identifiés et leurs quadri-impulsions sont peu modifiées lors du passage dans le détecteur. Les muons interviennent par ailleurs dans beaucoup de signatures de physique nouvelle et de physique de la beauté et participent au déclenchement de l'acquisition des données.

La très grande multiplicité des traces induite par l'empilement des interactions, la fréquence des collisions et le fort taux de radiation, en particulier pour les détecteurs situés vers l'avant ou proches du point d'interaction, ont fortement contraint les performances requises pour les détecteurs et ont imposé des développements technologiques entraînant un temps de construction assez long. LHC ne fonctionnera pas avant 2007, mais le détecteur CMS se construit, comme on peut le voir par exemple sur la photo 1.2 montrant l'assemblage de la première moitié de la partie centrale du calorimètre hadronique, déjà en octobre 2001.

1.1.3 Le trajectographe de CMS

Le trajectographe de CMS doit permettre la reconstruction des trajectoires des particules chargées avec une bonne efficacité ($> 95 \%$) dans toute la région de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.6$, avec une résolution sur la mesure de l'impulsion transverse de l'ordre de $\frac{\delta p_T}{p_T} \simeq (15 p_T \oplus 0.5) \%$ pour la partie la plus centrale et $\frac{\delta p_T}{p_T} \simeq (60 p_T \oplus 0.5) \%$ dans la région $1.5 < |\eta| < 2.5$. Sa principale fonction

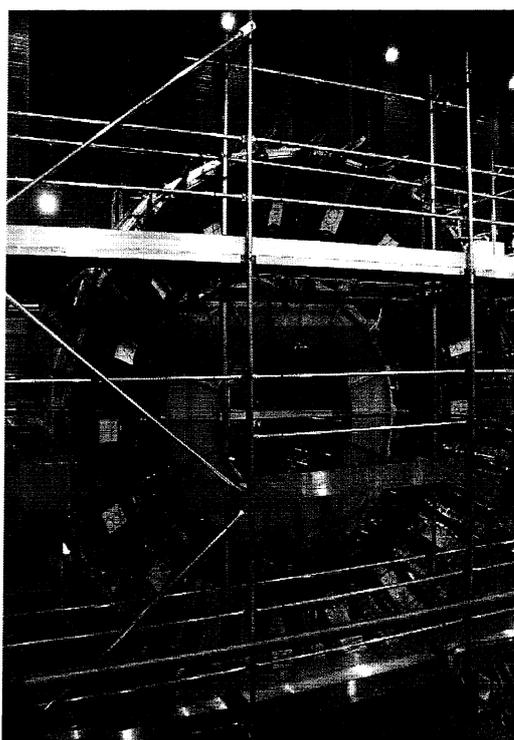


FIG. 1.2 – *Photo de l'assemblage de la première moitié de la partie centrale du calorimètre hadronique de CMS, fin octobre 2001 au CERN.*

est la reconstruction des vertex primaires de façon à identifier le vertex de l'interaction considérée parmi les dizaines d'interactions ayant eu lieu pendant un croisement des faisceaux à haute luminosité. Il est aussi utilisé, essentiellement à basse luminosité, pour l'identification des jets hadroniques issus de quarks beaux, par exemple en reconstruisant les vertex secondaires secondaires ou à partir de la mesure du paramètre d'impact des traces. Enfin il permet d'améliorer la calibration du calorimètre électromagnétique ainsi que le critère d'isolation des leptons, permettant de réduire le bruit de fond dans plusieurs canaux de recherche du boson de Higgs.

Les composants du trajectographe doivent conserver leurs performances durant une dizaine d'années de fonctionnement du LHC, notamment en présence du fort taux de radiation auquel ils seront soumis : 10^3 à 10^5 Gy/an selon la distance à l'axe du faisceau. Ces radiations sont essentiellement dues à des interactions secondaires avec la matière du détecteur, elles varient donc peu le long de l'axe du faisceau et diminuent radialement en $1/r^2$ à partir du tube à vide. Des neutrons sont aussi produits par des réactions nucléaires dans le calorimètre, qui peuvent être rétrodiffusés vers le trajectographe.

Le trajectographe doit par ailleurs être très granulaire à cause de la grande

densité de particules dans le voisinage du point d'interaction. Le nombre moyen de particules chargées produites par interaction est 30, multiplié par 25 interactions en période de haute luminosité, donnant donc de l'ordre de 750 particules chargées produites par croisement de faisceau [8]. Cependant une partie de ces particules sont émises hors acceptance, proche de l'axe du faisceau.

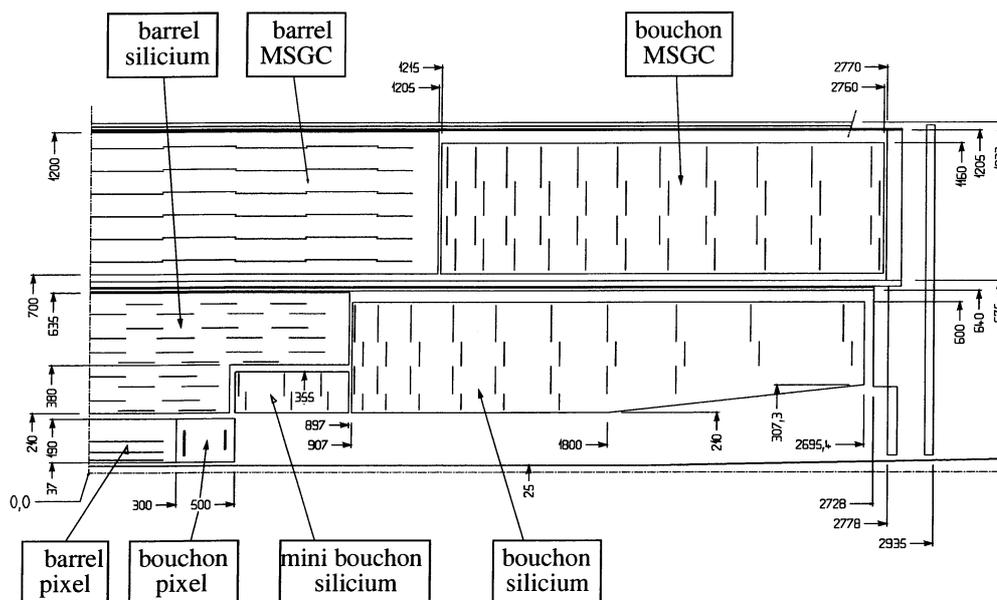


FIG. 1.3 – Schéma représentant un quart du trajectographe de CMS.

La figure 1.3 présente une vue longitudinale d'un quart du trajectographe de CMS tel qu'il était prévu jusqu'en décembre 1999 et décrit dans le *Technical Design Report* du *Tracker Project* [12]. Il était alors composé de trois technologies : des détecteurs silicium à pixels, installés au plus proche du point d'interaction ; des détecteurs silicium à micropistes dans la partie médiane ; enfin dans la partie la plus externe des détecteurs gazeux à micropistes (MSGC). Ces détecteurs sont disposés sur des cylindres concentriques (le tonneau) fermés par des parties latérales en forme de roues (le bouchon). Ce trajectographe comporte 10 millions de canaux de lecture, réduisant ainsi à 1 % le taux d'occupation, c'est-à-dire la fraction de canaux produisant un signal.

1.2 Les détecteurs gazeux à micropistes

1.2.1 Principe de fonctionnement d'une MSGC

Le principe de fonctionnement d'une MSGC dérive de celui du compteur proportionnel multifils (MWPC) mis au point par G. Charpak en 1968 [9]. Dans

les MWPC, les fils d'anode ont un diamètre de plusieurs dizaines de μm et sont tendus de façon parallèle et équidistante dans un volume de gaz fermé par deux plans cathodiques conducteurs. Les fils d'anode sont maintenus à un potentiel positif et les plans cathodiques à un potentiel négatif. Le temps de réponse de ces détecteurs est de quelques centaines de ns et la distance entre les fils ne peut pas être réduite à moins de 1 mm sans risquer qu'ils se touchent en présence du champ électrique.

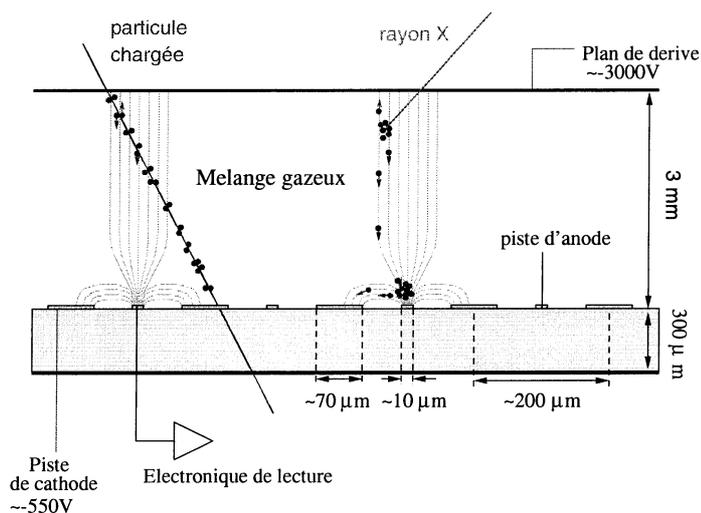


FIG. 1.4 – Vue en coupe d'une MSGC schématisant son principe de fonctionnement.

Pour pallier à ces limitations, A. Oed a proposé les détecteurs gazeux à micropistes [10] dont le principe de fonctionnement est illustré sur la figure 1.4. Les fils d'anode sont remplacés par des pistes conductrices d'une largeur d'environ $10\ \mu\text{m}$ gravées sur un substrat de verre par photolithographie. Des pistes de cathode d'environ $100\ \mu\text{m}$ de largeur sont intercalées entre chaque anode avec un pas pouvant être réduit à $200\ \mu\text{m}$. Le volume gazeux est défini par le substrat de verre et un plan de dérive situé à quelques mm du substrat.

Le plan de dérive et les cathodes sont portés à des tensions négatives différentes (typiquement $-3.5\ \text{kV}$ et $-600\ \text{V}$ respectivement), créant une différence de potentiel, alors que les anodes sont mises à la masse. Lorsqu'une particule chargée traverse une MSGC, elle perd essentiellement de l'énergie par création de paires électron-ion lors de collisions avec le nuage électronique des atomes du gaz. Les électrons primaires vont dériver suivant les lignes de champ. A quelques dizaines de μm des anodes, le champ électrique devient suffisamment intense pour initier une avalanche par création de paires électron-ion. Les électrons sont collectés par l'anode et les ions positifs dérivent vers les cathodes. Le signal détecté est un courant induit sur l'anode par le mouvement des charges (théorème de

Ramo [11]). Dans une MSGC, ce sont les ions qui contribuent à induire environ 85 % du signal, car les électrons sont produits très près des anodes et se déplacent plus rapidement que les ions de masse plus élevée.

1.2.2 Les MSGC dans CMS

Au vu de leur temps de réponse et de leur résolution spatiale, il apparaît que la technologie des MSGC peut être adaptée aux exigences du LHC. Elle présente *a priori* certains avantages par rapport au silicium, si l'on prend en compte que la partie MSGC du trajectographe de CMS couvre une surface de 220 m², correspondant à 15500 substrats et 6.6×10^6 canaux de lecture : leur coût est moins élevé que celui du silicium et elles ne nécessitent pas de refroidissement cryogénique. De plus les MSGC présentent une quantité de matière moins importante sur le passage de la particule, ce qui est un paramètre déterminant les performances de la calorimétrie. Pour optimiser leur utilisation dans CMS, certains paramètres doivent être étudiés qui influent sur l'efficacité, le temps de réponse et la résolution spatiale : leur géométrie, le mélange gazeux et l'électronique de lecture notamment. Enfin il faut s'assurer que ces détecteurs seront utilisables sans dégradation de leurs performances pendant une dizaine d'années avec les faisceaux du LHC induisant de fortes radiations.

1.2.2.1 La géométrie

La forme et la géométrie des détecteurs MSGC diffèrent selon qu'il s'agit d'un détecteur de la partie tonneau ou de la partie bouchon du trajectographe central. Les MSGC de la partie tonneau sont rectangulaires avec des pistes parallèles de largeur constante, et leur disposition sur les 6 couches concentriques du trajectographe est montrée par la figure 1.5. Les couches sont situées entre les rayons 70 cm et 120 cm par rapport à l'axe du faisceau. Les couches 2, 3 et 5 mesurent la position en $(r - \phi)$ alors que les couches 1, 4 et 6 sont équipées de détecteurs montés dos-à-dos avec un angle stéréo de manière à mesurer les trois dimensions $(r - \phi - z)$.

Par ailleurs dans CMS les détecteurs seront placés dans un champ magnétique de 4 T. Il a été montré [13] que lorsque les champs \vec{B} et \vec{E} sont parallèles, ce qui est le cas des MSGC dans la partie avant-arrière, les performances des MSGC ne sont pas modifiées. Par contre lorsque les champs \vec{B} et \vec{E} sont perpendiculaires, ce qui est le cas dans la partie centrale, la trajectoire des électrons primaires est modifiée d'un angle de Lorentz α_L et les performances des MSGC sont dégradées. Il a donc été prévu d'incliner chaque détecteur MSGC de l'angle α_L dans la partie centrale pour compenser cet effet.

Les MSGC de la partie bouchon sont trapézoïdales de manière à conserver la symétrie radiale, avec les cathodes et les anodes pointant vers le tube du faisceau. Pour obtenir un gain identique sur toute la surface du substrat avec une

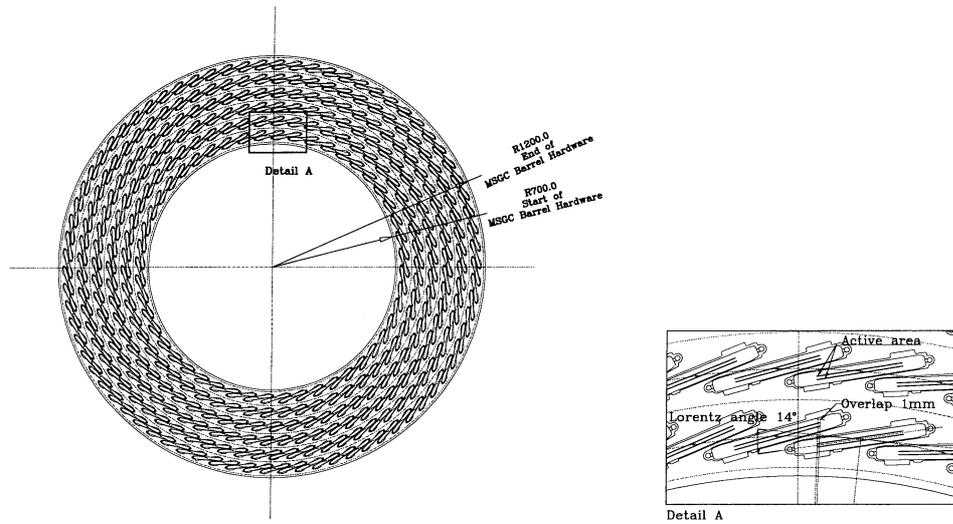


FIG. 1.5 – Disposition des six couches de modules MSGC dans la partie centrale. Détail indiquant le recouvrement en $r\phi$ et la compensation de l'angle de Lorentz [12].

telle géométrie, la largeur de l'anode est gardée constante, alors que la distance G (le *gap*) en μm entre les cathodes et les anodes, et la largeur des cathodes varient suivant une loi d'homothétie [12] :

$$G = \frac{P}{8} + 20$$

où P est le pas en μm entre les anodes qui dépend de la position radiale sur le détecteur MSGC. Le schéma d'un substrat trapézoïdal de MSGC est donné par la figure 1.6. La dimension du substrat dépend de sa position radiale sur la roue du trajectographe. Les plus grands substrats, placés sur les anneaux externes des roues, ont une piste centrale de 17 cm, une grande base de 13 cm et le pas varie entre 212 et 250 μm pour des largeurs de cathodes et d'anodes de 110 à 139 μm et de 10 μm respectivement.

La figure 1.7 illustre la disposition des 11 roues formant le bouchon du trajectographe de part et d'autre de la partie tonneau. Ces roues sont placées perpendiculairement au tube du faisceau et occupent la région radiale entre 70 cm et 116 cm et le long de l'axe du faisceau entre $z = \pm 121.5$ cm et $z = \pm 276$ cm. Les détecteurs sont regroupés en modules de quatre substrats qui sont disposés en quatre anneaux concentriques sur les roues (voir figure 1.8).

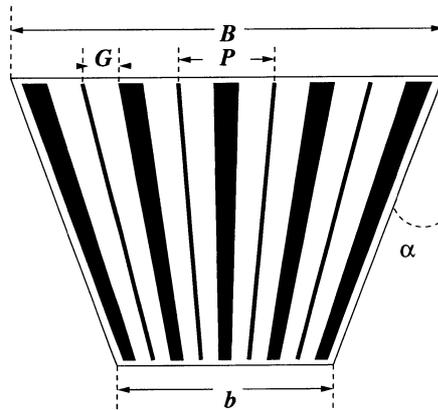


FIG. 1.6 – Schéma d'un substrat trapézoïdal de MSGC pour la partie bouchon du trajectrographe. [12].

1.2.2.2 Le choix du gaz

Le choix du gaz est un paramètre crucial pour le fonctionnement des MSGC dans CMS et l'environnement du LHC, il influence notamment :

- le nombre d'électrons primaires créés et le gain (c'est-à-dire le rapport entre le nombre d'électrons collectés après induction du signal sur l'anode et le nombre d'électrons primaires produits le long de la trajectoire), donc le rapport du signal au bruit et l'efficacité de détection ;
- la vitesse de dérive, et donc le temps de collection du signal, qui doit être compatible avec la fréquence de croisement des faisceaux du LHC ;
- la diffusion transverse qui détériore la résolution spatiale ;
- enfin il faut éviter une réaction entre le gaz et les matériaux constituant le détecteur qui en impliquerait le vieillissement prématuré.

CMS a choisi un mélange Néon-DME ($(CH_3)_2O$) dans les proportions respectives de 40 % et 60 %. Le gaz rare facilite l'avalanche mais produit des photons radiatifs induisant un signal parasite, qui sont absorbés par le DME jouant le rôle de *quencher* (extincteur). En fonctionnant avec ce mélange gazeux, il y a de l'ordre de 40 électrons primaires produits, et 80 % du signal total est induit en 50 ns pour une distance de dérive de 3 mm, ce qui correspond à deux croisements des faisceaux.

1.2.2.3 L'électronique de lecture

L'électronique de lecture des détecteurs du trajectrographe de CMS doit être durcie aux radiations pour conserver ses performances durant une dizaine d'années de fonctionnement du LHC. CMS a choisi une électronique analogique sans suppression de zéros, permettant de connaître la quantité de charges col-

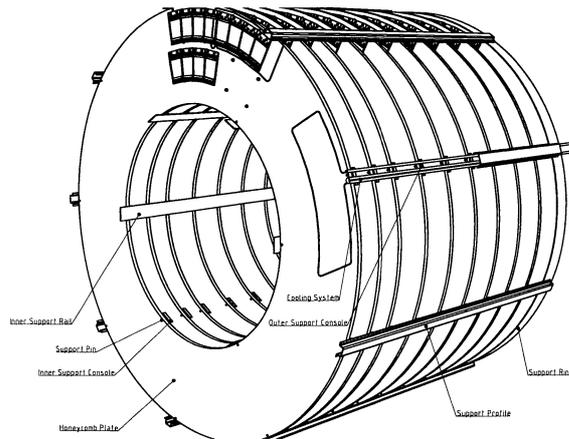


FIG. 1.7 – Schéma en trois dimensions des 11 roues d'un des bouchons du trajectographe MSGC de CMS. [12].

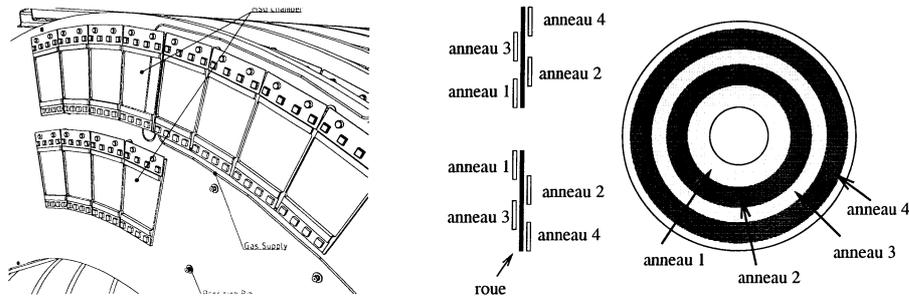


FIG. 1.8 – a) Disposition des modules MSGC dans les roues de la partie latérale du trajectographe. b) Disposition des anneaux sur les roues [12].

lectée sur chaque piste et de reconstruire le barycentre des charges pour localiser le point d'impact de la particule chargée. Le choix final s'est porté sur un circuit APV25 (Analogue Pipeline Voltage) [14] en technologie CMOS $0.25 \mu\text{m}$, directement connecté au détecteur, qui échantillonne la tension de sortie à la fréquence du LHC (40 MHz) et stocke le signal de chaque puce électronique (128 pistes du détecteur) dans un pipeline. Le temps de mise en forme du signal dans les APV25 est supérieur à 25 ns et l'amplitude du signal correspondant au croisement de faisceau sélectionné est retrouvée par un algorithme de déconvolution.

Le principe de fonctionnement des circuits est le même pour les détecteurs à micropistes silicium et gazeux. Cependant dans un détecteur gazeux, le signal résulte de la superposition du signal induit par plusieurs avalanches (issues de chaque paire électron-ion primaire) qui sont dispersées en temps. Contrairement aux détecteurs silicium dans lesquels il n'y a pas d'avalanche, il y a alors une fluctuation importante d'un signal à l'autre issu des MSGC. Le circuit

APV25-silicium existant déjà, il doit être modifié pour s'adapter aux propriétés intrinsèques des MSGC : adaptation de la méthode de traitement du signal aux fluctuations du signal et amélioration des protections du circuit en cas de décharge dans les détecteurs.

1.3 Principe de l'analyse des données brutes issues des détecteurs

1.3.1 Le contexte expérimental

Les détecteurs gazeux à micropistes ont été testés suivant différentes procédures :

- sur le banc de test de l'IReS (pour une description détaillée voir [17]) avec des rayons cosmiques, une source de strontium ^{90}Sr émettrice β ou en mode calibration avec un générateur d'impulsion ;
- en faisceau de π ou de μ proche du minimum d'ionisation au CERN (zone X5) ou en faisceau de particules hautement ionisantes au Paul Scherrer Institute (PSI).

L'électronique de lecture APV25 finale n'étant pas encore disponible pour les MSGC, nous avons utilisé des puces Premux128 [16] pour tous les tests décrits par la suite. Il s'agit d'une électronique non durcie aux radiations et ne fonctionnant pas à 40 MHz, de sortie analogique multiplexée. La conversion analogique-digital est obtenue par un système Flash-ADC 12 bits de fréquence d'échantillonnage 1 MHz [15].

L'analyse des données est menée en temps différé avec le code TBEAM [18] qui est adapté au programme d'acquisition des données de faisceau test de CMS [19]. Les données issues du banc de test de l'IReS ont été analysées grâce au code READBANANA que j'ai développé, permettant de lire les données enregistrées par un programme en temps-réel basé sur le système CASCADE [20]. Les deux codes TBEAM et READBANANA permettent d'analyser les données enregistrées en format ZEBRA [21] provenant de détecteurs à pistes, silicium ou gazeux.

1.3.2 Extraction du signal

1.3.2.1 Définition du signal d'une piste

Une charge brute $RawADC_{i,j}$ lue sur un canal i pour un événement j est l'addition de plusieurs phénomènes physiques que nous allons discuter : la charge induite par l'ionisation du gaz par la particule chargée incidente, un piédestal, un déplacement commun de la ligne de base et du bruit.

- **Le piédestal** : il s'agit d'un décalage en tension engendré par le circuit électronique (puces Premux et ADC). Pour nos dispositifs expérimentaux, la valeur typique d'un piédestal est de l'ordre de 2000 coups ADC. Un piédestal est propre à chaque canal, et en première approximation ne dépend pas du temps, on le notera P_i dans la suite. En réalité on observe une dérive du piédestal au cours du temps, dû entre autre aux changements de température, et il faut le mesurer très régulièrement pour avoir une valeur correcte. Sa valeur pour chaque canal est obtenue en l'absence de particule ionisante incidente par la moyenne de la distribution gaussienne de $RawADC_{i,j}$, dont le nombre d'entrées correspond au nombre d'événements utilisés pour sa détermination. On appelle un ensemble d'événements enregistrés sans particules ionisantes incidentes (généralement en utilisant un trigger en mode *veto*) un *run piédestal*. En l'absence de run piédestal, les piédestaux sont déterminés par des algorithmes plus évolués éliminant événement par événement les pistes touchées : la valeur moyenne et l'écart standard d'une distribution gaussienne est calculée itérativement à partir des valeurs brutes $RawADC_{i,j}$ pour un canal i et un lot d'événements j en rejetant à chaque itération les valeurs au-delà de 2 écarts standards. La convergence est obtenue en quelques itérations. La figure 1.9 montre les piédestaux de 2 détecteurs MSGC lus par 8 puces Premux128 et illustre la dispersion du piédestal non seulement d'une puce à l'autre mais aussi d'un canal à l'autre.

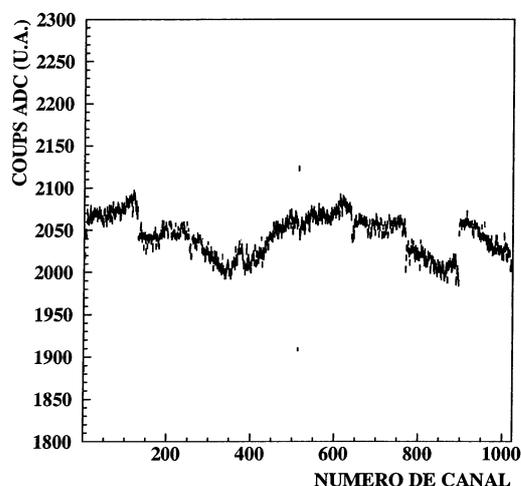


FIG. 1.9 – Valeur des piédestaux des 1024 canaux de deux détecteurs MSGC lus par 8 puces Premux128 regroupées par quatre sur deux hybrides de lecture.

- **Le déplacement de mode commun (ou CMN pour *Common Mode Noise*)** : c'est un déplacement commun à plusieurs canaux du niveau de leur ligne de base (leur piédestal), dû à des sources externes de bruit (effet d'antenne),

variant à chaque événement. Dans le cas des MSGC, les cathodes étant alimentées par groupe de 16, on s'attend à un déplacement commun des 16 canaux du même groupe. Par ailleurs une puce Premux lit par multiplexage 128 canaux, on s'attend aussi à un déplacement commun de ces 128 canaux. Le CMN se détermine pour un événement et pour un groupe de N canaux en calculant la valeur moyenne de la gaussienne des charges brutes $RawADC_{i,j}$ des N canaux auxquelles on a soustrait individuellement le piédestal P_i correspondant. Il y a un compromis à trouver entre l'effet dominant de CMN et la statistique impliquée pour sa détermination (la gaussienne contient N entrées pour un CMN commun à N canaux). Dans tous les tests effectués le choix s'est fait sur $N=128$, correspondant à un groupe de canaux lus par une même puce électronique. On note par la suite $C_{i,j}$ le déplacement de mode commun pour l'événement j et le canal i . L'amplitude du CMN dépend fortement de l'environnement et du câblage électrique du détecteur, il est typiquement de l'ordre de 5 coups ADC pour nos montages en faisceau test.

- **Le bruit** : il s'agit d'une fluctuation statistique de distribution supposée gaussienne, de valeur typique d'une dizaine de coups ADC pour nos dispositifs expérimentaux. Il est calculé comme l'écart-type de la distribution du piédestal obtenue lors d'un *run piédestal* ou après suppression du signal d'ionisation des particules incidentes, lorsqu'on a déjà tenu compte du déplacement de mode commun. Le bruit N_i ainsi calculé caractérisant la piste i est un bruit moyen, sa valeur instantanée ne peut pas être connue en présence de signal. La figure 1.10 illustre le bruit de 1024 canaux de deux détecteurs MSGC et leur électronique de lecture. Les pics vers des valeurs plus élevées que la valeur moyenne du bruit correspondent à des canaux bruyants, alors que les canaux défectueux ont des valeurs plus basses : soit un bruit nul, pour des canaux complètement déconnectés, soit un bruit plus faible, correspondant à une piste coupée, le bruit du détecteur étant proportionnel à la longueur de la piste (bruit capacitif). Le bruit total d'un détecteur équipé de son électronique de lecture a essentiellement deux origines : un bruit capacitif et un bruit thermique dans les résistances. Le bruit capacitif est le plus important comme le montre la faible dispersion de la valeur du bruit en fonction des canaux et des puces Premux (cf. figure 1.10).

- **Le signal** : à partir des définitions précédentes, la charge $S_{i,j}$ induite sur une piste i du détecteur par l'ionisation du gaz par une particule chargée, correspondant à l'événement j est extraite de la façon suivante :

$$S_{i,j} = RawADC_{i,j} - P_i - C_{i,j}$$

Cette mesure de la charge collectée sur une électrode est affectée par la présence du bruit, dont la valeur instantanée $N_{i,j}$ est inconnue.

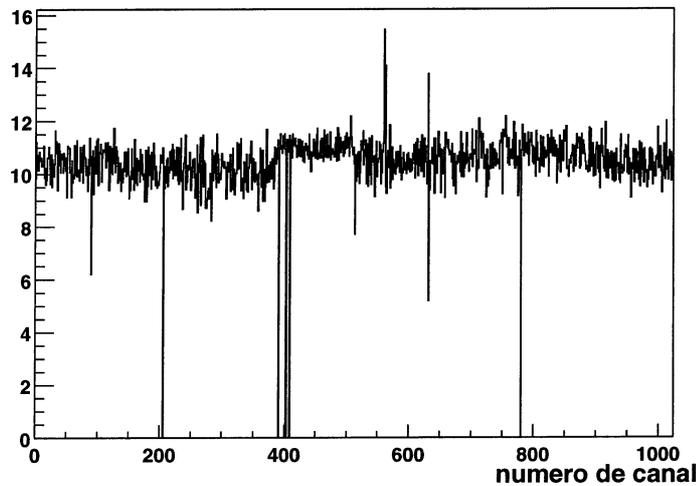


FIG. 1.10 – Valeur du bruit en coups ADC (en ordonnée) des 1024 voies (en abscisse) de deux détecteurs MSGC.

1.3.2.2 Localisation du passage d'une particule chargée

Les charges créées par ionisation lors du passage d'une particule chargée induisent un signal se distribuant généralement sur plusieurs pistes adjacentes du détecteur à micropistes, la taille du nuage des charges augmentant par diffusion pendant la dérive dans les 3 mm de gaz. Le barycentre des charges collectées sur ces pistes permet de localiser le point de passage de la particule incidente dans le détecteur. Le signal d'un ensemble de pistes adjacentes correspondant au passage d'une particule chargée est appelée un amas.

Pour reconstruire les amas d'un événement j , il faut chercher les pistes i présentant un signal $S_{i,j}$, définies telles que $S_{i,j} \geq x_1 \times N_i$, où N_i est le bruit moyen précédemment déterminé pour la piste i et x_1 est un seuil choisi à 3 généralement pour des MSGC fonctionnant en mode de vitesse saturée (sur le plateau d'efficacité maximale de collecte des charges). Ce seuil correspond à une réjection de près de 99 % des événements constitués uniquement de bruit et n'affecte pas l'efficacité de reconstruction des amas car le signal est situé bien au-delà. Nous pouvons maintenant définir la charge A_j d'un amas par :

$$A_j = \sum_i^M S_{i,j}$$

pour M pistes adjacentes présentant du signal. Le bruit de l'amas σ_{amas} est défini par :

$$\sigma_{amas} = \sqrt{\sum_i^M N_i^2}$$

en supposant que les bruits N_i des M pistes constituant l'amas sont décorrélés, ce qui est une bonne approximation. Un amas est sélectionné si sa charge est telle que $A_j \geq x_2 \times \sigma_{amas}$ avec $x_2 = 5$ pour nos détecteurs.

Dans le cas des détecteurs silicium que nous utiliserons pour déterminer la résolution des détecteurs MSGC, un critère de sélection supplémentaire est appliqué à ces coupures. En effet, le signal est collecté en majeure partie par une seule piste, appelée la piste centrale de l'amas. C'est la piste de plus grand rapport signal sur bruit dans l'amas, et elle doit satisfaire $S_{i,j}(centrale) \geq x_3 \times N_i$ avec par exemple $x_3 = 5$ pour que l'amas soit sélectionné. Dans le cas des détecteurs gazeux à micropistes ce critère de sélection n'est pas adapté car la répartition du signal est plus homogène, généralement sur 2 à 3 pistes. En effet les galettes de silicium ont typiquement une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ à comparer à 3 mm de gaz pour les MSGC, ce qui limite l'élargissement du nuage de charges par diffusion dans le silicium. La distribution de la taille des amas reconstruits dans un détecteur MSGC est montrée sur la figure 1.11 pour des particules chargées d'incidence normale.

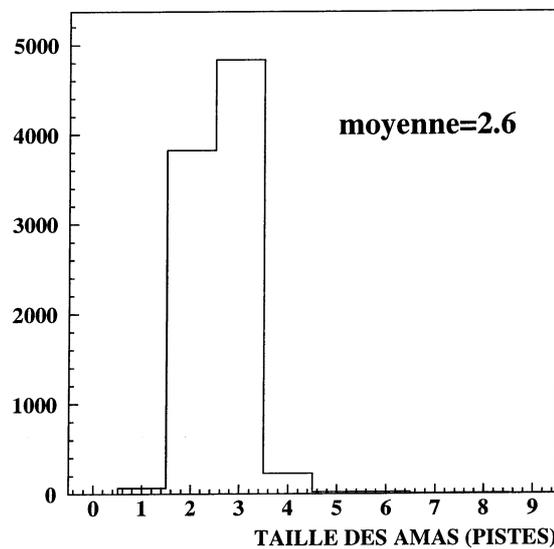


FIG. 1.11 – Taille des amas reconstruits dans un détecteur MSGC pour des particules chargées d'incidence normale.

Deux cas nécessitent un traitement particulier : la présence de canaux bruyants

et celle de canaux défectueux dans l'amas reconstruit. Il apparaît en effet que certains canaux présentent des valeurs de bruit nettement au-dessus de la moyenne (canaux bruyants) ou en-dessous de la moyenne (correspondant à des pistes coupées -le bruit capacitif engendré par la piste étant proportionnel à sa longueur- ou correspondant à des canaux non connectés à l'électronique de lecture). Nous avons décidé de rejeter un amas composé d'une seule piste s'il s'agit d'une piste bruyante. D'autre part une interruption dans un groupe de pistes adjacentes est acceptée pour constituer un amas si l'interruption correspond à un canal défectueux. Dans ce dernier cas, la taille de l'amas en nombre de pistes est déterminé en prenant en compte la piste manquante. Mentionnons qu'il y a modification des lignes de champ lorsqu'une anode est coupée, et le signal est collecté sur les pistes voisines. Ce phénomène entraîne une détérioration de la résolution mais pas de perte d'efficacité, contrairement au silicium.

1.3.2.3 Rapport signal sur bruit d'un détecteur

Pour caractériser un détecteur, nous définissons son rapport signal sur bruit, déterminé par la valeur observée du maximum de la distribution des A_j/σ_{amas} pour les amas sélectionnés. La charge déposée par ionisation suit une distribution de Landau, c'est pourquoi il est plus pertinent de baser cette définition sur le signal sur bruit de probabilité maximale plutôt que sur la valeur moyenne qui dépend fortement du nombre d'entrées dans la distribution, la queue importante de la Landau étant forcément tronquée.

Le rapport signal sur bruit est une fonction du champ de dérive appliqué au détecteur, donc à la fois de la tension appliquée aux cathodes et de celle du plan de dérive. Par contre, un maximum de vraisemblance de la distribution des rapports signal sur bruit donné correspondra toujours à une même efficacité de détection pour un détecteur, si les conditions de pression et de température sont inchangées. Ainsi le point de fonctionnement du détecteur, choisi tel que les risques de claquage restent nuls et que l'efficacité de détection soit la plus grande possible, sera défini par le rapport signal sur bruit et non par la tension à appliquer au détecteur.

La figure 1.12 montre la distribution de Landau obtenue durant un test de MSGC en faisceau de μ de 100 GeV/c. Le rapport signal sur bruit de ce détecteur MSGC est de 30.5, ce qui est une valeur typique pour une MSGC équipée d'une électronique Premux et fonctionnant avec une vitesse de dérive saturée, c'est-à-dire sur le plateau d'efficacité maximale de collecte des charges.

Pour une détermination correcte du rapport signal sur bruit caractérisant un détecteur, il faut s'assurer que les amas sélectionnés correspondent effectivement au signal du passage d'une particule incidente. Le meilleur moyen est d'utiliser un télescope de détecteurs de traces de bonne résolution, par exemple des détecteurs silicium à micropistes. Ils mesurent le point d'impact de la particule, que l'on extrapole au plan du détecteur MSGC testé pour sélectionner l'amas reconstruit

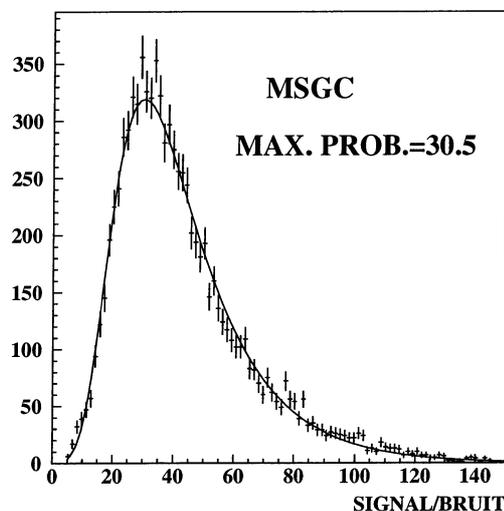


FIG. 1.12 – *Distribution de Landau du rapport signal sur bruit des amas reconstruits dans une MSGC avec des particules chargées d'incidence normale. Le maximum de probabilité est de 30.5.*

dans son voisinage.

Il faut par ailleurs s'assurer que les particules chargées incidentes soient bien au minimum d'ionisation pour qu'elles aient la même distribution de probabilité de déposer de l'énergie, généralement en disposant un bloc de béton avant le détecteur, les particules plus ionisantes y étant arrêtées.

Mentionnons qu'une autre définition est parfois utilisée pour le rapport signal sur bruit d'un détecteur gazeux. Au lieu de calculer le rapport de la charge de l'amas sur le bruit de l'amas $\frac{A_j}{\sigma_{amas}}$ avec les définitions précédentes, on utilise le rapport de la charge de l'amas constitué généralement de 2 ou 3 pistes, sur le bruit d'une seule piste, la piste centrale: $\frac{A_j}{N_{centrale}}$. Cette définition n'a (a mon sens) aucun sens physique dans le cas des MSGC, mais elle a néanmoins été utilisée dans le cas du faisceau test au PSI (*milestone MF2*) pour permettre une comparaison plus directe avec les détecteurs silicium. Cette quantité caractérise par contre bien les performances du détecteur silicium car la majeure partie du signal y est portée par une seule piste.

1.3.2.4 Effet de diaphonie

Une diaphonie entre les pistes, généralement appelée *cross talk*, affecte la mesure de la charge collectée correspondant au passage d'une particule. Lorsqu'une charge q est collectée sur une piste d'une MSGC, une charge $-q$ miroir est in-

duite sur les pistes voisines. On observe en fait que cette charge $-q$ se distribue sur les pistes d'anodes correspondant au groupe des 16 cathodes alimentées ensemble. Cette interférence a un effet dans le calcul du rapport signal sur bruit et il faudrait en tenir compte pour être totalement rigoureux. L'effet a cependant été estimé négligeable et la correction, complexe à mettre en oeuvre, n'a pas été réalisée.

1.3.3 Etude de la résolution spatiale

La mesure de la résolution spatiale des MSGC est obtenue en comparant la mesure spatiale de l'impact de particules chargées incidentes dans les MSGC avec celle obtenue par d'autres détecteurs étalons.

1.3.3.1 Le banc d'alignement

Une vue schématique du banc d'un des tests en faisceau que nous avons menés au CERN est représentée sur la figure 1.13. Le système de coordonnées choisi fait correspondre Z avec le faisceau (en direction et en sens), X est mesurée par la MSGC trapézoïdale et Y est tel que XYZ forme un trièdre direct (Y a la direction de la piste centrale de la MSGC trapézoïdale). Le banc porte le système de déclenchement constitué de scintillateurs, le télescope de détecteurs silicium à micropistes, nos modules MSGC et un certain nombre d'autres détecteurs de CMS qui n'intéressent pas notre étude. Les coordonnées des détecteurs sont mesurées par les géomètres du CERN [22] avec une précision de l'ordre de 0.5 mm.

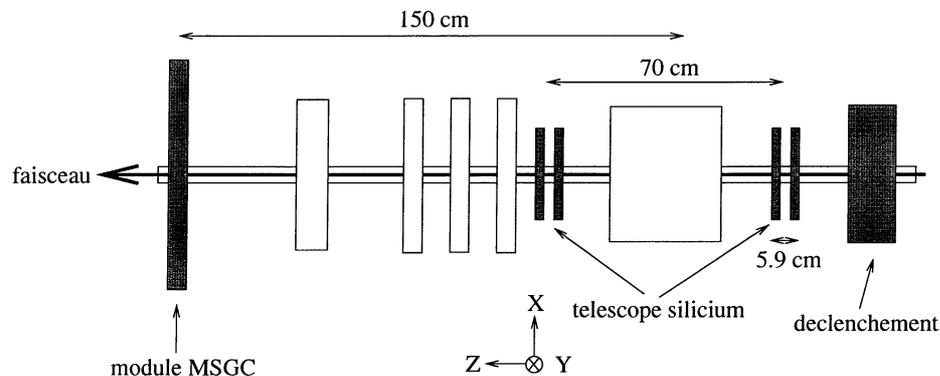


FIG. 1.13 – Vue du haut schématique du banc de test en faisceau. Les détecteurs utilisés pour l'analyse des données sont indiqués en noir.

1.3.3.2 Le télescope de détecteurs silicium

On utilise des détecteurs silicium à micropistes [23] de très bonne résolution intrinsèque (quelques microns) pour reconstruire la trajectoire des muons incidents,

que l'on extrapole jusqu'au plan du détecteur gazeux pour prédire leur impact. Idéalement les détecteurs silicium entourent de part et d'autre les détecteurs gazeux étudiés, avec un grand bras de levier pour minimiser l'incertitude sur les paramètres des trajectoires. Cependant l'étude de la résolution des MSGC n'ayant pas été la priorité des tests rapportés ici, le positionnement du télescope par rapport à nos détecteurs n'a jamais été optimal, parfois même les MSGC étaient hors du télescope.

Le télescope utilisé consiste en quatre détecteurs silicium à micropistes double-face, de dimension $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et d'épaisseur $300 \mu\text{m}$, regroupés en deux bras. Ils ont 384 pistes de lecture espacées de $50 \mu\text{m}$ sur chaque face, avec un angle stéréo de 90° entre les pistes des deux faces. La lecture se fait avec une électronique multiplexée VIKING [24]. La résolution spatiale sur la face p (mesurant la coordonnée X) est optimisée par l'implantation d'une piste intermédiaire p^+ , non lue, tous les $25 \mu\text{m}$ entre les pistes de lecture. Cette piste supplémentaire permet d'améliorer la linéarité de la collection des charges. Sur la face n , mesurant la coordonnée Y , a été ajoutée une piste intermédiaire $p\text{-stop}$ tous les $25 \mu\text{m}$ entre les pistes de lecture de façon à éviter l'étalement des charges. La figure 1.14 montre le schéma des pistes de ce détecteur au silicium.

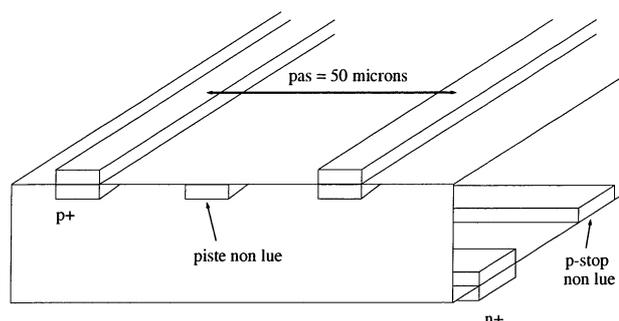


FIG. 1.14 – Schéma des pistes d'un détecteur au silicium.

En plus des critères de sélection décrits dans la section 1.3.2.2 appliqués pour déterminer les pistes ayant du signal, nous avons utilisé la correspondance de charge existant entre les faces n et p d'un même détecteur silicium, ce qui permet de limiter les ambiguïtés de combinatoire.

La piste de plus grand rapport signal sur bruit dans un amas est utilisée comme estimateur de la position du passage de la particule. La résolution σ , dite *digitale*, est la racine carrée du moment de second ordre de la distribution uniforme des impacts par rapport aux pistes :

$$\sigma = \frac{\text{pitch}}{\sqrt{12}}$$

où le *pitch* est le pas entre deux pistes lues ($50 \mu\text{m}$), cette résolution est donc de $14.5 \mu\text{m}$. La résolution digitale mesurée varie en fait de $17 \mu\text{m}$ à $23 \mu\text{m}$ selon les faces des quatre détecteurs, la différence s'explique par la diffusion multiple.

En tenant compte de la répartition des charges sur plusieurs pistes en un amas (barycentre des charges), on améliore cette résolution. La variation de la résolution avec le nombre de pistes touchées est parabolique, avec un optimum atteint pour des amas de 2 pistes. Au-delà, la charge est trop étalée pour faire une bonne mesure de la charge de chaque piste et la résolution se détériore. C'est le cas pour des particules incidentes traversant le détecteur avec un grand angle. Par la suite, la résolution se rapportera toujours à des particules traversant le détecteur avec une incidence proche de la normale.

En faisant l'hypothèse d'un amas constitué de deux pistes, la distribution de probabilité attendue pour la position de l'impact d'une particule chargée est uniforme en tout point entre deux pistes. En réalité, on observe une anisotropie de la distribution de la charge, comme on peut le voir sur la figure 1.15 représentant la distribution η des charges entre deux pistes, η étant défini pour un amas à deux pistes par le barycentre des charges mesurées de la piste gauche Q_G et de la piste droite Q_D :

$$\eta = \frac{Q_D}{Q_D + Q_G}$$

Cet effet s'explique par la très petite taille du tube de charges primaires dans un détecteur silicium, qui est élargi gaussiennement par diffusion multiple en un nuage de seulement $5 \mu\text{m}$. La charge est ainsi généralement collectée par une seule piste, puis répartie sur les pistes voisines par couplage capacitif, entraînant une division non linéaire de la charge. Pour corriger la mesure de l'impact, on construit un nouvel estimateur x' de l'impact :

$$x' = x_G + f(\eta_{\text{mesure}})$$

où x_G est la position de la piste de gauche de l'amas. La fonction correctrice $f(\eta)$ est représentée sur la figure 1.15, elle est déduite de la mesure de η par la relation :

$$f(\eta_0) = \frac{1}{N} \int_0^{\eta_0} \frac{dN}{d\eta} d\eta$$

Cette correction ne s'applique qu'aux amas constitués de deux pistes, c'est-à-dire environ 60 % des amas reconstruits sur la face *p* et 70 % de ceux reconstruits sur la face *n* (voir figure 1.16).

L'effet de la piste intermédiaire non lue de la face *p* est visible sur la figure 1.15 : la charge est mieux distribuée et l'effet η d'ores et déjà corrigé en partie de manière *hardware*. Quant à l'effet de la piste *p-stop* empêchant l'étalement de la charge (ce qui dégraderait la résolution), il est visible sur la figure 1.16 où l'on

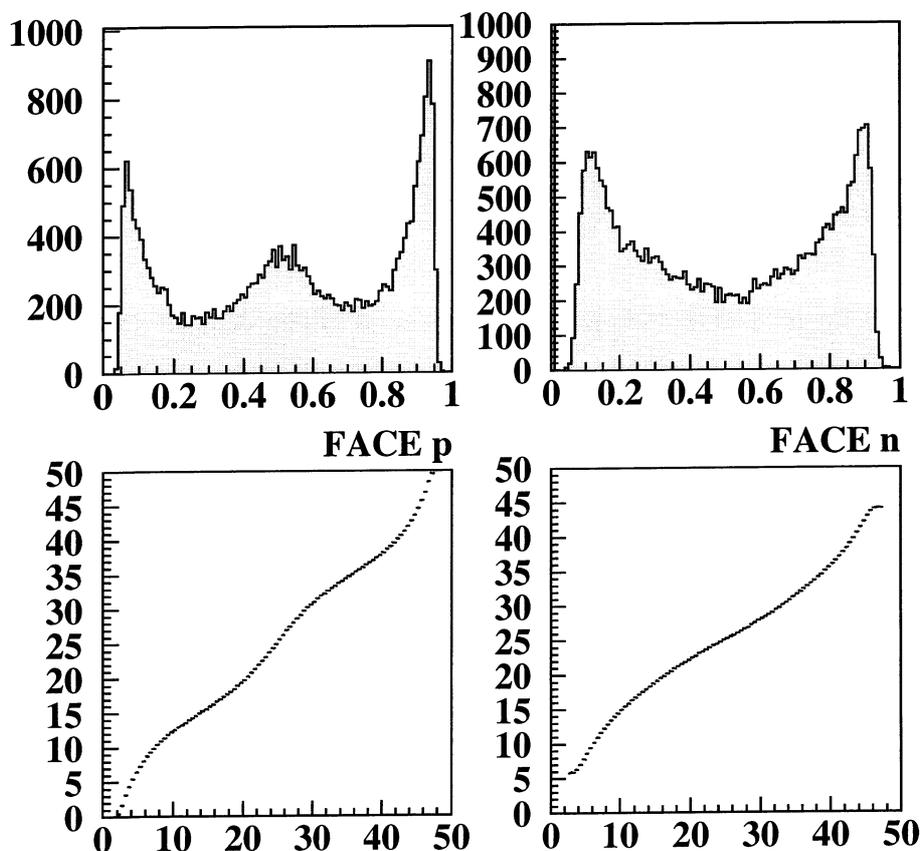


FIG. 1.15 – Figures du haut : distributions η mesurées d'un détecteur silicium pour les faces p (mesurant X) et n (mesurant Y), en fonction de l'espace inter-piste. L'abscisse 0 correspond à la piste de gauche, l'abscisse 1 correspond à la piste de droite. Figure du bas : fonction correctrice $f(\eta)$ à appliquer au barycentre des charges des amas de deux pistes pour construire l'estimateur de l'impact, en fonction de l'espace inter-piste. L'abscisse est exprimée ici en μm .

observe que les amas des faces n ne sont constitués en moyenne que de 1.8 pistes à comparer à près de 2.4 pour les faces p .

Pour aligner le télescope au silicium, on choisit un détecteur comme référentiel propre (X, Y) qui sera commun aux quatre détecteurs, les trois autres détecteurs mesurent (X', Y') , (X'', Y'') et (X''', Y''') . En négligeant l'épaisseur de $300 \mu\text{m}$ entre les deux faces d'un détecteur ainsi que l'incertitude sur l'angle stéréo, on a la relation :

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta X \\ \Delta Y \end{pmatrix}$$

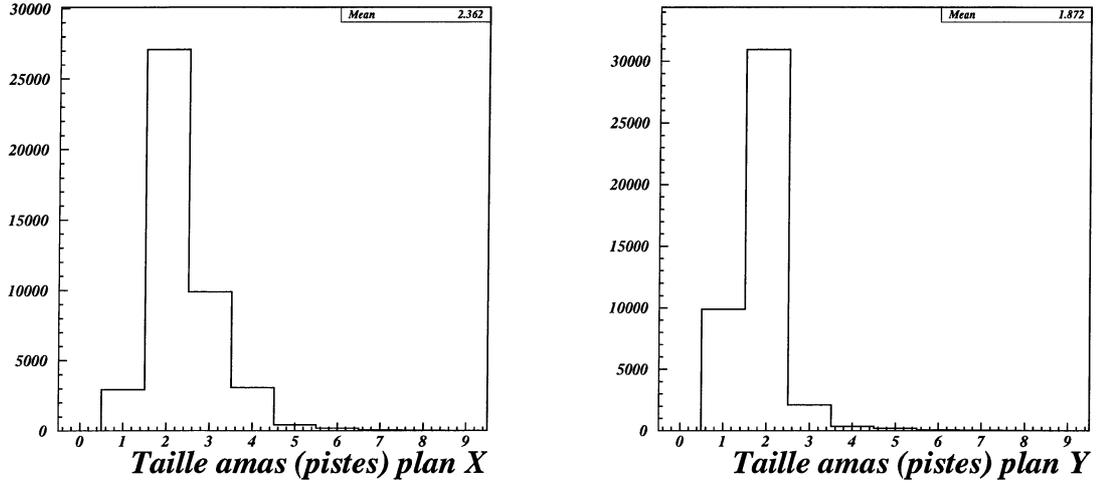


FIG. 1.16 – Distribution du nombre de pistes par amas pour les faces p (mesurant X) et n (face mesurant Y) d'un détecteur silicium du télescope.

L'alignement *software* consiste en la minimisation du carré du résidu pour tous les événements sélectionnés : $\sum (X_{mesure} - X_{attendu})^2$, car tous les détecteurs ont la même résolution intrinsèque et interviennent avec le même poids dans le calcul du χ^2 . Trois paramètres sont laissés libres par face : ϕ , ΔX et Z . $X_{attendu}$ est connu en extrapolant, jusqu'au plan du détecteur à aligner, la trace de référence reconstruite à partir des trois autres mesures (X, Y) (la mesure du détecteur à aligner étant bien entendu exclue). Des critères sévères sont appliqués pour construire le lot de traces de référence, notamment une coupure sur la probabilité du χ^2 , seuls les amas constitués d'une et deux pistes sont utilisés, les trois mesures sont exigées et les événements avec plus d'un amas sélectionnés pour une face sont rejetés.

Le résidu mesuré pour une face p après alignement est illustré par la figure 1.17. Ce résidu correspond à la convolution de plusieurs effets gaussiens et décorrélés : la résolution intrinsèque du détecteur, la contribution due à la diffusion multiple et l'erreur sur l'extrapolation des traces de référence, d'où :

$$\sigma_{residu} = \sqrt{\sigma_{resolution}^2 + \sigma_{diffusion}^2 + \sigma_{reference}^2}$$

Les valeurs mesurées σ_{residu} sont de l'ordre de $3 \mu\text{m}$ pour les faces p et de l'ordre de $5 \mu\text{m}$ pour les faces n . Cette différence a plusieurs raisons : d'une part la charge n'est pas linéarisée par une piste intermédiaire non lue et la piste p -stop diminue la taille des amas, d'autre part le bruit est plus important pour la face n . Le résidu moyen mesuré pour des amas de 2 pistes sur la face n est de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ à comparer à $6 \mu\text{m}$ pour des amas constitués d'une seule piste.

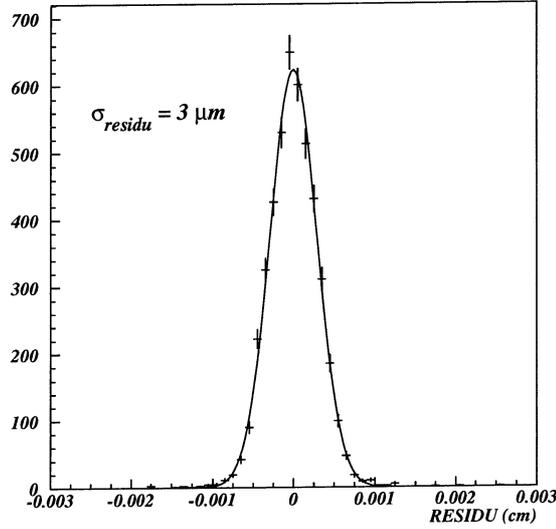


FIG. 1.17 – Résidu du détecteur silicium mesuré sur une face p pour des traces d'incidence normale.

1.3.3.3 Résolution spatiale des MSGC

Le télescope aligné fournit un lot de trajectoires de référence dont les paramètres sont extrapolés jusqu'au plan de la MSGC dont on veut mesurer la résolution spatiale. Les amas du télescope sont sélectionnés avec les critères sévères indiqués précédemment, et les quatre mesures (X, Y) sont exigées. Contrairement au silicium dont les pistes sont parallèles, la mesure du centre de gravité des charges en terme de pistes ne suffit pas à déduire la valeur de l'impact suivant X en cm dans le cas d'une MSGC trapézoïdale: en effet le pas entre les pistes dépend de la position de l'impact suivant Y :

$$X = \text{fonction}(\eta, \text{pas}(Y), \cos \phi, \Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$$

où η est le barycentre exprimé en numéro de piste et ΔZ est la position suivant Z de la MSGC par rapport au télescope.

Les paramètres (X_{prevu}, Y_{prevu}) de la trajectoire de référence, mesurés dans le référentiel commun R et extrapolés au niveau de la MSGC, sont exprimés dans le référentiel local R' de la MSGC: (X'_{prevu}, Y'_{prevu}) . Le référentiel local R' est choisi avec X' perpendiculaire à la piste centrale et Y' parallèle à cette piste, comme illustré par la figure 1.18. Le pas des pistes à l'endroit de l'impact est déduit de $Y'_{prevu} = (Y_{prevu} - \Delta Y) \cos \phi - (X_{prevu} - \Delta X) \sin \phi$ et permet d'exprimer X'_{mesure} . On obtient finalement la position de l'impact suivant X en cm par:

$$X_{mesure} = X'_{mesure} \cos \phi - Y'_{prevu} \sin \phi + \Delta X$$

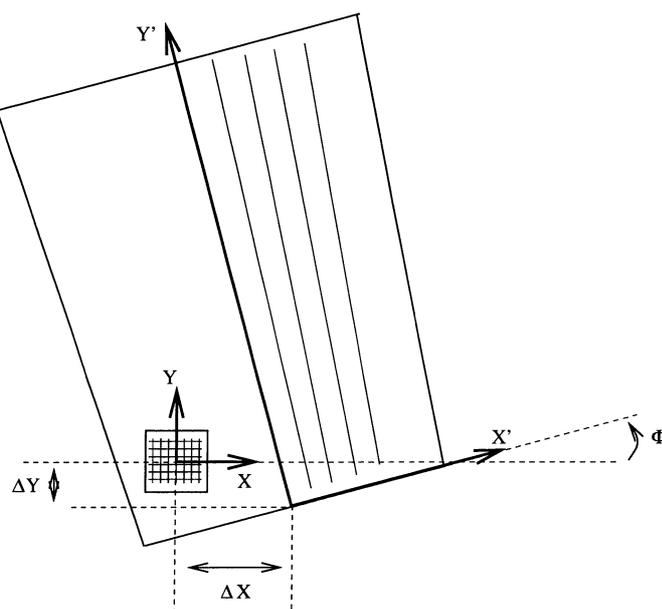


FIG. 1.18 – *Système de coordonnées choisi pour aligner le détecteur MSGC trapézoïdal avec les détecteurs silicium double-faces carrés.*

La minimisation du carré du résidu $\sum (X_{mesure} - X_{prevu})^2$ pour les événements sélectionnés est réalisée en laissant libre quatre paramètres : ΔX , ΔY , ΔZ et ϕ . La convergence de cette minimisation est délicate à obtenir. Elle est réalisée par une méthode itérative permettant de rejeter les contributions non gaussiennes de la distribution des résidus, en recalculant la moyenne et l'écart type de la distribution à chaque itération. Après la troisième itération, l'écart-type de la distribution des résidus σ_{residu} est minimisé en utilisant uniquement les amas contribuant dans la limite de $\pm 3\sigma$. Une fois l'alignement réalisé, σ_{residu} est mesuré en tenant compte de tous les amas. La figure 1.19 montre l'ajustement gaussien du résidu avec une largeur σ de $50 \mu\text{m}$.

La distribution du résidu le long des pistes et perpendiculairement aux pistes de la MSGC est montré sur la figure 1.20. On remarque qu'il est régulier sur toute la surface du détecteur, indiquant un alignement correct. L'effet des pistes coupées est visible sur la distribution du résidu perpendiculairement aux pistes de la MSGC, pour $X = -0.8 \text{ cm}$ et $X = -0.15 \text{ cm}$: la position mesurée de l'impact est décalée. D'une part le canal défectueux manque lors du calcul du barycentre des charges, et d'autre part une piste coupée modifie les lignes de champ et les charges sont collectées par les pistes voisines.

La résolution intrinsèque $\sigma_{resolution}$ de la MSGC se déduit par la même relation que précédemment pour le télescope au silicium (voir section 1.3.3.2) à partir du résidu mesuré σ_{residu} , de la contribution due à la diffusion multiple et de la contribution $\sigma_{reference}$ due à l'extrapolation de la trace de référence au niveau du

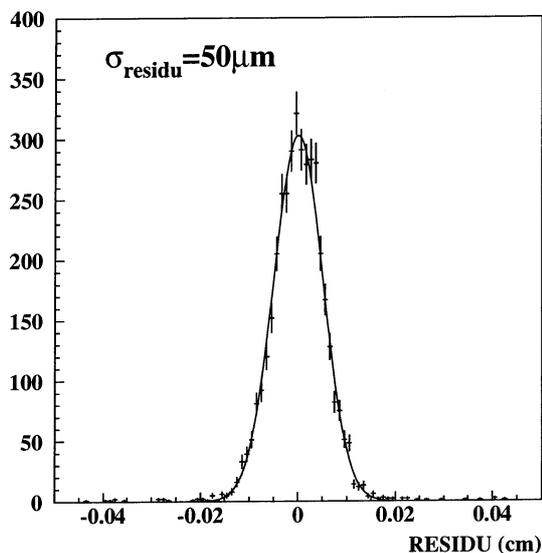


FIG. 1.19 – Résidu spatial des MSGC en μm pour des traces d'incidence normale.

plan de la MSGC. La valeur de $\sigma_{reference}$ a été évaluée à $11 \mu\text{m}$: les MSGC sont éloignées hors du télescope au silicium alors que les deux bras du télescope sont très rapprochés. Quant à l'élargissement du résidu par la diffusion multiple, il est impossible à évaluer car nous ne connaissons pas précisément tous les détecteurs interposés entre le télescope silicium et nos détecteurs MSGC (ni les dimensions ni les matériaux pour en déduire des longueurs d'interaction), mais elle est très faible car le faisceau est constitué de muons de $100 \text{ GeV}/c$. Par ailleurs des vibrations importantes ont été observées, présentant une amplitude différente de jour et de nuit. Le banc mécanique portant les MSGC étant désolidarisé du banc portant le télescope silicium, les vibrations sont décorrélées. Une étude spécifiquement dédiée à la mesure de la résolution spatiale des MSGC trapézoïdales de CMS obtient $36 \mu\text{m}$ pour des particules chargées d'incidence normale [25].

1.3.3.4 Biais de l'électronique Premux

Si l'on s'intéresse à la distribution de probabilité du barycentre des charges entre deux pistes pour les amas à deux pistes d'une MSGC lue avec une électronique Premux (l'équivalent de la distribution de η du détecteur silicium), on observe une distribution asymétrique de moyenne 0.6 comme le montre la figure 1.21. Le canal "de droite" de l'amas collecte en moyenne plus de charge que le canal "de gauche". Cet effet est dû à une limitation de la bande passante dans l'étage de sortie du Premux : la fréquence de multiplexage est trop élevée par rapport au temps de charge des capacités de stockage ($\tau = 0.5 \mu\text{s}$). Pour une

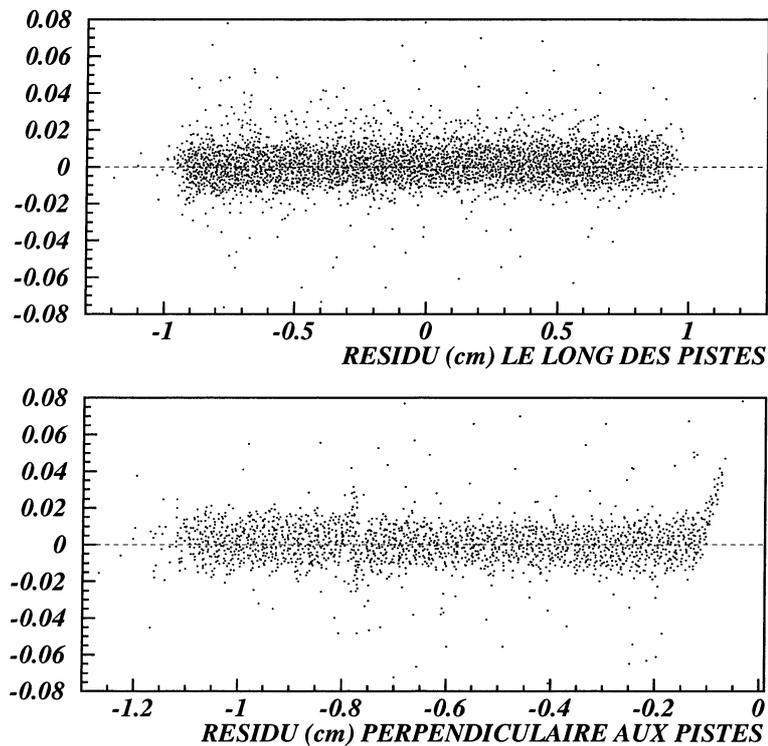


FIG. 1.20 – Résidu des MSGC en cm le long des pistes et perpendiculairement aux pistes.

fréquence de lecture de 1 MHz, la capacité n'a stocké que 86 % de la charge totale, induisant une perte d'efficacité. De même lors de la décharge, au moment de lire le canal $n+1$, le niveau de base n'est pas encore atteint et un reliquat de charges provenant du canal n s'ajoute à la charge du canal $n+1$. Pour s'affranchir de ce biais, il aurait fallu fonctionner avec une fréquence de multiplexage de 100 kHz.

Enfin nous avons observé que l'électronique Premux présente un comportement incorrect pour chaque premier événement enregistré après une période d'inactivité. Pour que le Premux fonctionne correctement, nous avons mesuré que la lecture doit se faire avec une fréquence allant de plus de 5 Hz à 1.2 MHz. Cette condition est réalisée lors des tests en faisceau ou avec une source β (source ^{90}Sr non collimatée d'activité 1 mCi). Par contre cette condition n'est plus réalisée lors des *runs* cosmiques, nous avons alors travaillé avec deux déclenchements de l'acquisition : le déclenchement classique réalisé par le passage du rayon cosmique en coïncidence dans trois scintillateurs, auquel nous avons ajouté un déclenchement aléatoire à la fréquence de 1 MHz permettant de rafraîchir le Premux. Les données

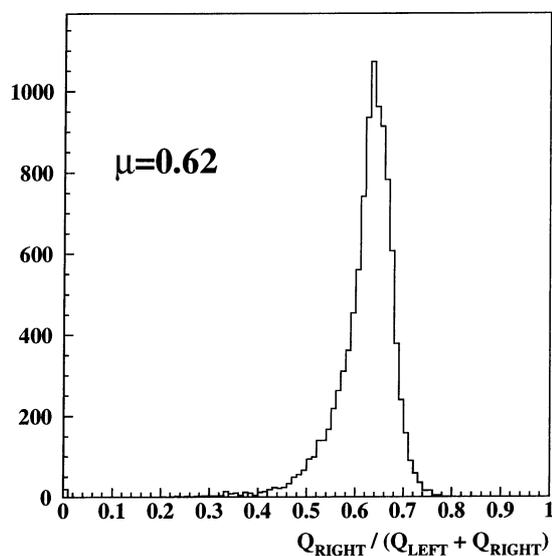


FIG. 1.21 – *Distribution asymétrique de probabilité du barycentre des charges entre deux pistes pour les amas à deux pistes d'une MSGC lue avec une électronique Premux.*

acquises avec le déclenchement aléatoire ne sont ensuite pas prises en compte dans l'analyse.

1.4 Etude de différents types de détecteurs gazeux à micropistes

Dans les collisions pp , beaucoup de hadrons sont créés lors des interactions primaires. Ils peuvent interagir fortement avec le matériau du détecteur et induire la production de fragments nucléaires chargés hautement ionisants, les *HIP* (Highly Ionizing Particles). Le problème rencontré avec une MSGC dans sa version simple en présence d'un flux élevé de particules fortement ionisantes est la formation d'étincelles dues à la grande quantité de charges présentes, pouvant détruire les anodes qui ne font que $10 \mu\text{m}$ de largeur et $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. D'autre part, la grande quantité de charges présentes perturbe le champ électrique et modifie le gain du détecteur. La réponse proposée par la collaboration CMS à ce problème était d'une part de passiver les arrêtes des cathodes par un dépôt de polyimide pour limiter les effets de pointe du champ électrique, et d'autre part de déposer une couche mince semi-conductrice sur le substrat de verre de manière à baisser sa résistance de surface et écouler plus efficacement les charges accumulées [12]. Cette solution a été entérinée dans les conditions du LHC avec des

MSGC destinées à la partie tonneau du trajectographe de CMS [26]. Elle pose cependant de nouveaux problèmes quand il s'agit de fabriquer de tels détecteurs dans l'industrie, notamment dans le cas de formes trapézoïdales.

La collaboration *forward-MSGC* de CMS a alors choisi de continuer, en parallèle au développement des MSGC, un programme de recherche et développement d'autres types de détecteurs gazeux à micropistes pouvant constituer une alternative. Cette communauté est composée des laboratoires suivants: Aix-la-Chapelle I et III et Karlsruhe pour l'Allemagne, ULB-VUB Bruxelles, Louvain-la-Neuve, Anvers et Mons pour la Belgique, IPN-Lyon, GRPHE-Mulhouse et IReS-Strasbourg pour la France et enfin Novosibirsk pour la Russie.

A l'IReS nous avons étudié plusieurs types de détecteurs gazeux à micropistes: des MSGC, des GEM (*Gas Electron Multiplier*), des Micromégas et des détecteurs à double amplification MSGC+GEM. Je vais expliquer dans la suite pourquoi nous nous sommes intéressés à ces détecteurs et décrire les caractéristiques les plus importantes que nous avons étudiées lors des tests en faisceau.

1.4.1 Le détecteur MSGC

En novembre 1997 la collaboration *forward-MSGC* de CMS a testé 38 détecteurs MSGC (près de 19500 canaux de lecture) assemblés en 6 modules correspondant à la géométrie du trajectographe bouchon (anneaux externes et internes). Les substrats utilisés pour la construction de ces détecteurs ne sont pas les substrats officiels de CMS, pour minimiser le coût de ce test. Ce sont des substrats trapézoïdaux en verre D263 nu de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, avec des anodes et des cathodes de $1\ \mu\text{m}$ en Al ou Au. Les substrats ont été fabriqués par quatre constructeurs: IMT [27], OPTIMASK [28], SRON [29] et VOSTOK [30]. Les substrats sont assemblés côte-à-côte sans espace mort suivant ϕ , correspondant à une surface continue de détection de $0.2\ \text{m}^2$. Deux configurations sont proposées: l'*open design* (référéncé dans la suite par la lettre O) avec le substrat, l'hybride de haute tension et l'électronique de lecture inclus dans le volume gazeux, et le *closed design* (référéncé par la lettre C) avec uniquement le substrat dans le volume gazeux. Le gaz utilisé est un mélange Ne/DME dans les proportions 30 % / 70 %, pour lequel la probabilité théorique de ne créer aucun électron primaire lors du passage d'une particule chargée est négligeable. Enfin le plan de dérive est soit $300\ \mu\text{m}$ de verre D263 avec une couche mince de Chr ou de Ni, soit 3 mm de nid d'abeille avec une couche mince de Cu ou de Ni. L'électronique de lecture est le Premux, connecté aux anodes à la grande base, la haute tension étant connectée aux cathodes par groupe de 16 et au plan de dérive à la petite base du substrat.

Les principaux buts de ce test, appelé *milestone* MF1, sont les suivants:

- tester l'industrialisation de la production des détecteurs;

- répartir toutes les procédures de test de qualité et d'assemblage des détecteurs dans les laboratoires de la collaboration *forward-MSGC* de CMS ;
- évaluer les deux designs proposés et vérifier l'uniformité de la réponse sur toute la surface de détection.

Les détecteurs sont placés dans un faisceau de muons de 100 GeV/c (provenant de la désintégration de pions, faisceau secondaire du SPS du CERN). Un tel faisceau permet de déterminer la réponse du détecteur dans un environnement du type LHC, où la plupart des particules produites sont très énergétiques. Un banc mécanique est réservé aux détecteurs MSGC, un autre banc supporte le télescope silicium et les scintillateurs utilisés pour le déclenchement de l'acquisition. Le déclenchement se fait par la coïncidence d'un grand scintillateur $12 \times 12\text{cm}^2$ avec un plus petit de $6 \times 6\text{cm}^2$ ou de $2 \times 2\text{cm}^2$.

J'expose ici les résultats les plus intéressants du *milestone* MF1. Ils ont fait l'objet d'une présentation à la conférence *Vienna Wire Chambers Conference* en février 1998 et sont publiés dans trois articles : la préparation du *milestone* et la qualification des détecteurs dans [31], les résultats du test en faisceau dans [32] et [33].

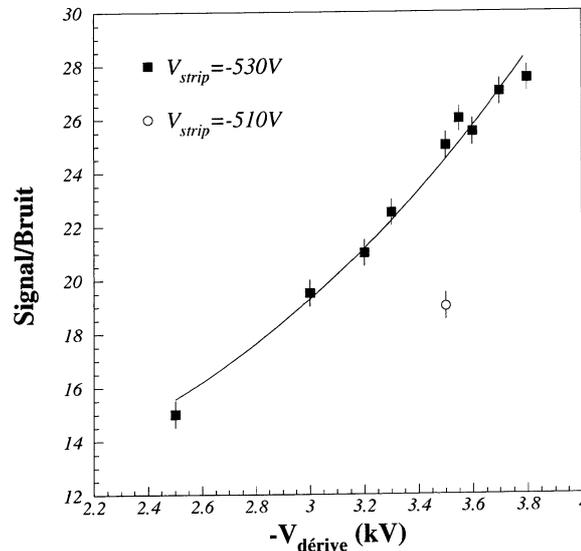


FIG. 1.22 – Rapport signal sur bruit en fonction de la tension de dérive pour deux valeurs de la tension de cathode V_{strip} .

Le rapport signal sur bruit des amas dépend du champ de dérive, c'est-à-dire à la fois de la tension appliquée aux cathodes et celle du plan de dérive. Il est ainsi de l'ordre de 8 kV/cm pour une tension cathode de -530 V et une tension de plan

de dérive de -3 kV, les anodes étant mises à la terre. La figure 1.22 montre que les deux points de fonctionnement définis par $(V_{cath}; V_{drift})$ et $(V_{cath} - 20 \text{ V}; V_{drift} + 600 \text{ V})$ sont équivalents. Ce résultat est particulièrement intéressant lorsque l'on considère que l'énergie des étincelles est proportionnelle à V_{cath}^2 : il est ainsi possible de baisser la tension des cathodes afin de réduire les dommages dûs aux étincelles tout en conservant le même champ de dérive, donc le même gain.

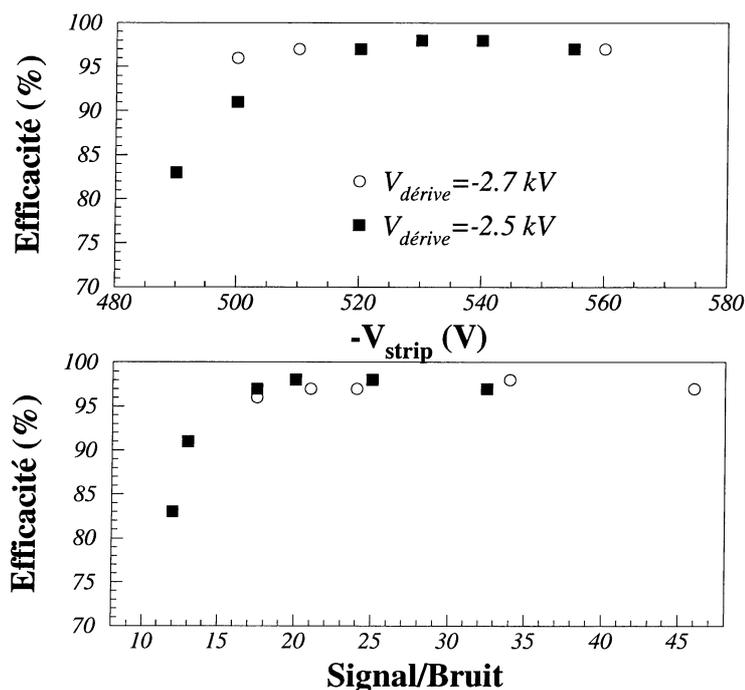


FIG. 1.23 – Efficacité de détection pour deux modules ayant une tension de dérive différente : a) en fonction de la tension des pistes de cathodes et b) en fonction du rapport signal sur bruit des amas (c'est-à-dire en fonction du maximum de probabilité de la distribution de Landau des rapports signal sur bruit).

La figure 1.23 représente l'évolution de l'efficacité de détection du passage d'une particule chargée en fonction de la tension des cathodes puis en fonction du rapport signal sur bruit des amas. Cette efficacité est définie comme la probabilité de reconstruire un amas dans le plan de la MSGC, dans une région spatiale de $200 \mu\text{m}$ (correspondant environ à 4σ) autour de l'extrapolation d'une trace de référence obtenue par le télescope silicium. Le plateau d'efficacité maximale, qui est de 98 %, est atteint pour un même rapport signal sur bruit, à condition que les autres paramètres influant sur la vitesse de dérive des charges dans le gaz (température, mélange gazeux, pression) soient inchangés. Par la suite, le point de fonctionnement du détecteur est défini par son rapport signal sur bruit, plus facile

à mesurer que l'efficacité. Un rapport signal sur bruit supérieur à 18 correspond à une efficacité maximale de détection, le champ de dérive étant de 8 kV/cm. Durant ce *milestone*, des tensions différentes ont été éventuellement appliquées aux 8 détecteurs composant chaque module, tout en préservant l'uniformité de la réponse du module complet.

Notons que le plateau d'efficacité maximale s'étend sur environ 50 V de tension des cathodes. En effet le dernier point visible sur la figure 1.23, d'abscisse $V_{cath} = -560$ V, correspond au point de fonctionnement avec la tension la plus élevée possible avant le régime de décharges.

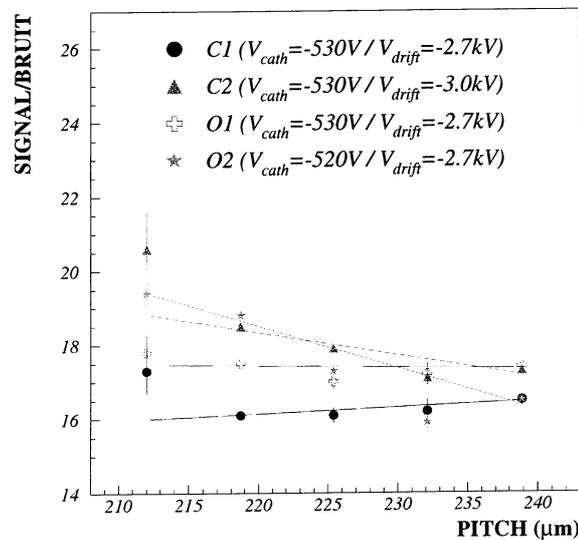


FIG. 1.24 – Variation du rapport signal sur bruit des amas en fonction du pas entre les anodes.

Un des buts de ce *milestone* est de vérifier l'uniformité de la réponse le long des pistes des MSGC trapézoïdales, car le pas entre les pistes et la largeur des cathodes varie le long des pistes. La figure 1.24 illustre la variation du rapport signal sur bruit en fonction du pas entre les anodes, pour quatre des six modules testés. Il apparaît que les modules O1 et C1 gardent un rapport signal sur bruit constant à 8 % près, ce qui est inférieur aux variations généralement observées entre un substrat de MSGC à pistes parallèles et un autre. La loi homothétique (voir section 1.2.2.1) utilisée pour définir la largeur des cathodes et le pas entre les anodes permet donc bien de garder un gain uniforme dans une MSGC trapézoïdale. Par contre les modules O2 et C2 présentent une diminution de 20 % du rapport signal sur bruit quand le pas entre les anodes augmente de 30 μm . Ces deux modules sont les seuls qui ont été produits par OPTIMASK, et cet effet est attribué à la procédure de fabrication.

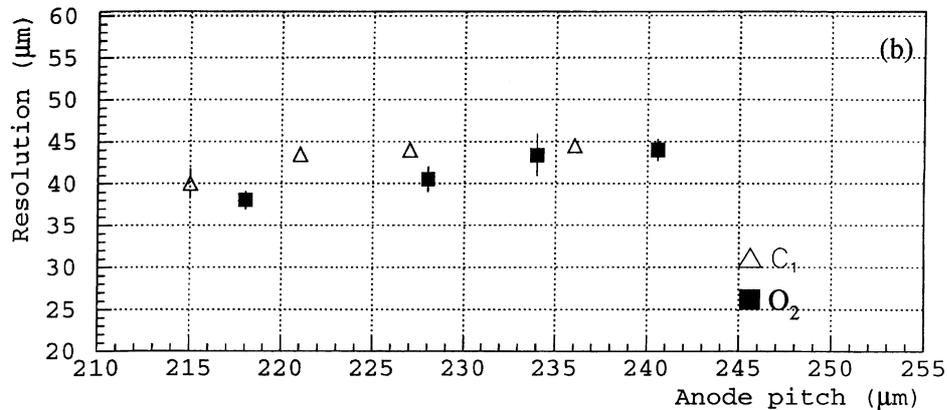


FIG. 1.25 – Variation de la résolution spatiale en fonction du pas entre les anodes pour les deux configurations (closed design et open design).

La variation de la résolution spatiale avec le pas entre les anodes a également été étudiée, bien que les conditions expérimentales soient très défavorables à cette mesure. La largeur de la distribution du résidu spatial varie de l'ordre de 5 μm lorsque le pas entre les anodes augmente de plus de 20 μm , ce qui est acceptable. De plus, la résolution varie surtout dans le cas du module O₂, pour lequel nous avons déjà mis en évidence un problème d'uniformité de la réponse le long des pistes.

Ce *milestone* a prouvé la possibilité d'assurer une réponse uniforme des MSGC trapézoïdales, que ce soit le long des pistes alors que le pas de lecture varie, perpendiculairement aux pistes ou encore en passant d'un détecteur à un autre. À l'issue de ce test, le *closed design* a été choisi en vue de la production en masse des détecteurs, car il semble mieux adapté à l'industrialisation et facilite la procédure d'alignement des substrats dans un module.

1.4.2 Le détecteur GEM

1.4.2.1 Intérêt et principe de fonctionnement

Le principe du détecteur GEM (*Gas Electron Multiplier*) a été proposé par F. Sauli [34] en 1996. Ce détecteur présente l'intérêt de séparer le volume sensible du détecteur de la partie d'élaboration du signal. En couplant la GEM avec un détecteur de type MSGC, on obtient une double amplification des charges qui doit permettre d'atteindre des gains plus élevés qu'un détecteur MSGC seul, ou un fonctionnement plus sécurisé avec moins de risques de décharges pour le même gain qu'une MSGC.

La GEM est une feuille mince en kapton de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, métallisée sur ses deux faces par une couche de $18 \mu\text{m}$ de Ni+Cu, et percée en une matrice régulière de trous. Elle n'ajoute pas de longueurs de radiation par rapport à un trajectographe constitué de MSGC simples. Une différence de potentiel de l'ordre de $\Delta V_{GEM} = V_{up} - V_{down} = 300$ à 500 V est appliquée entre les deux faces de la GEM, induisant un champ électrique dans les trous. Cette GEM est placée entre le plan de dérive et le substrat, comme indiqué sur la figure 1.26. Elle délimite un espace dit de conversion de 3 mm (plan de dérive-GEM) et un espace dit de transfert généralement de 3 mm également (GEM-substrat). Les charges d'ionisation induites par le passage d'une particule chargée dans le gaz sont multipliées par avalanche dans les trous de la GEM. Elles dérivent ensuite vers le substrat qui peut être par exemple :

- un plan de circuit imprimé PCB (*Printed Circuit Board*) ne comportant que des anodes de lecture du signal qui sont mises à la masse;
- une MSGC. Dans ce cas les charges subissent une seconde amplification au niveau des pistes de la MSGC.

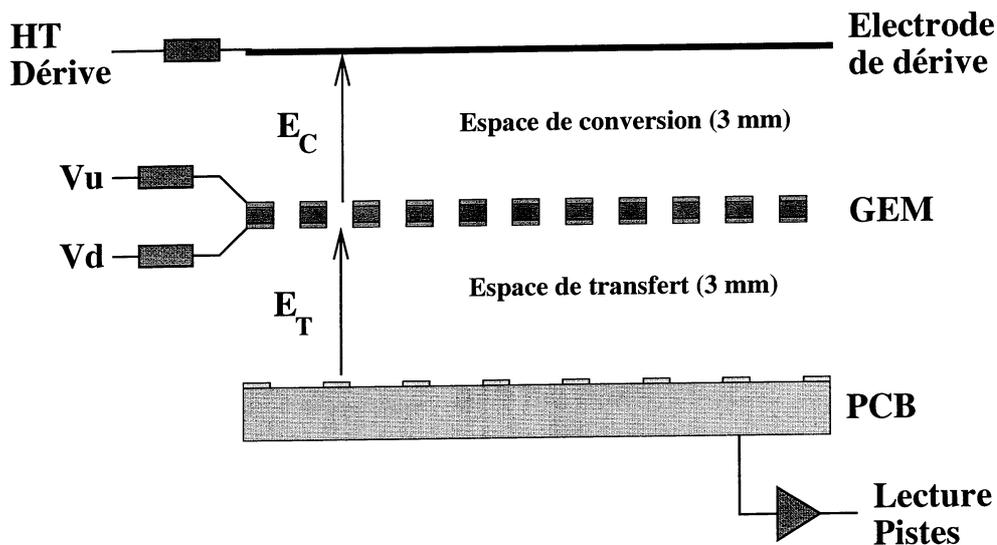


FIG. 1.26 – Schéma d'un détecteur GEM à un seul niveau d'amplification.

Nous avons qualifié le détecteur GEM dans ces deux modes de fonctionnement, que nous avons testés à la fois en laboratoire sous source β et en faisceau de particules proche du minimum d'ionisation et de particules hautement ionisantes.

1.4.2.2 Comparaison des performances des MSGC et des MSGC+GEM

En octobre 1997 nous avons testé un détecteur MSGC de type MF1 (cf. section 1.4.1) et ce même détecteur couplé à une GEM dans un faisceau de muons

d'impulsion 100 GeV/c du CERN. Pour passer du mode GEM+MSGC au mode MSGC du même détecteur, nous annulons les tensions du plan de dérive et de la face supérieure de la GEM (V_{up}), le rôle de plan de dérive de la MSGC étant ainsi assuré par la face inférieure de la GEM : $V_{drift} \equiv V_{down}$.

Les résultats de cette étude sont présentés dans l'article [35] et ont fait l'objet d'une présentation à la conférence *Vienna Wire Chambers Conference* en février 1998. Ils sont surtout très détaillés dans la thèse de doctorat de Fabien Jeanneau [1].

La GEM utilisée est la première de forme trapézoïdale, de 175 mm de long et 127 mm pour sa grande base. Sa géométrie, adaptée aux dimensions des détecteurs du *milestone* MF1, est présentée sur la figure 1.27. Les trous forment un réseau carré de pas 200 μm . A cause du processus de gravure des trous, les trous ont un diamètre de 140 μm au niveau du métal et de seulement 100 μm au niveau du kapton, une surface non négligeable de kapton étant ainsi en contact avec le gaz. De plus les trous du bord sont incomplets pour suivre la forme trapézoïdale.

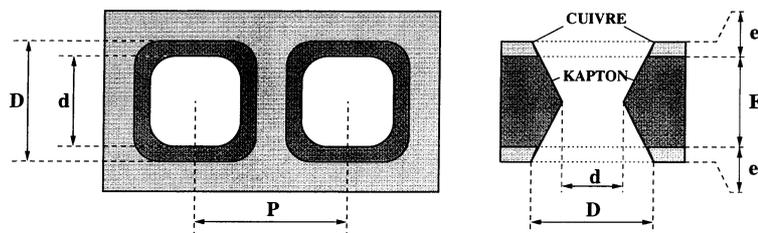


FIG. 1.27 – Géométrie des trous de la GEM-1.

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés au temps de dérive additionnel introduit par les 3 mm supplémentaires de gaz dans le mode GEM+MSGC. La figure 1.28 représente le rapport signal sur bruit mesuré en fonction de la différence de temps entre le déclenchement et la lecture du signal par les Premux. Le rapport signal sur bruit est maximum lorsque l'horloge gouvernant la lecture du signal par les Premux est réglée de manière à permettre la collecte de la totalité de la charge induite par l'ionisation, le bruit étant constant. Nous observons que le mode GEM introduit 30 ns supplémentaires de dérive. Tous les résultats présentés pour cette étude ont généralement été obtenus dans les conditions suivantes : mélange gazeux Ne/DME = 33 % / 66 %, $V_{down} = 1000$ V, $E_C = 6.5$ kV/cm et $E_T = 3.3$ kV/cm.

La figure 1.29 compare l'évolution du rapport signal sur bruit des amas reconstruits dans le mode MSGC et le mode GEM+MSGC, en fonction de la tension des cathodes pour différentes valeurs de la tension de GEM ΔV_{GEM} . Le gain est augmenté d'un facteur 4 à 5 par la double amplification, et assure une marge de sécurité importante par rapport au régime de décharges, que ce soit vis-à-vis de la tension des cathodes ou de celle de la GEM.

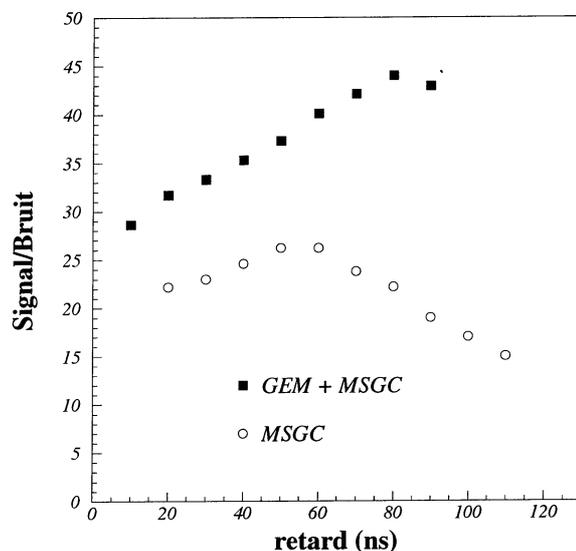


FIG. 1.28 – Courbes de retard des détecteurs GEM+MSGC et MSGC dans les mêmes conditions de fonctionnement.

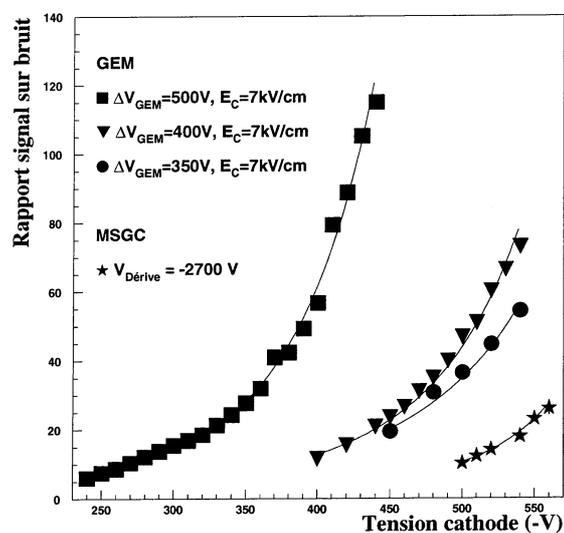


FIG. 1.29 – Evolution du rapport signal sur bruit des amas en fonction de la tension des cathodes pour différentes tensions ΔV_{GEM} .

Le gain d'un détecteur GEM+MSGC étant très élevé, nous pouvons redouter une détérioration de la résolution spatiale induite par la grande taille du nuage

de charges. En réalité il n'y a pas dégradation de la résolution, et la taille des amas est du même ordre de grandeur que pour les amas reconstruits dans une MSGC, de 2 à 3 pistes. L'évolution de la taille des amas en fonction de la tension des cathodes de la MSGC et de la tension de la GEM ΔV_{GEM} est présentée sur la figure 1.30. Ce résultat est corroboré par l'étude que nous avons menée de la résolution spatiale, qui n'est apparemment pas du tout dégradée par la GEM et est de l'ordre de $40 \mu\text{m}$. Nous concluons que le nombre important de canaux de lecture permet de réduire les distorsions spatiales dues à l'étalement intrinsèque du nuage de charge par la diffusion dans le gaz.

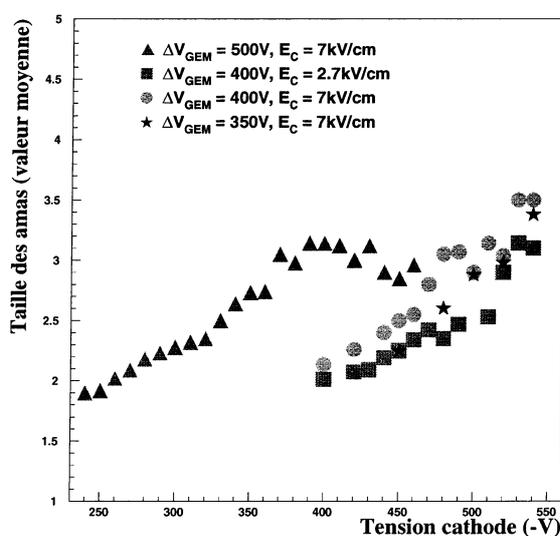


FIG. 1.30 – Evolution de la taille moyenne des amas en fonction de la tension des cathodes pour différentes tensions ΔV_{GEM} .

Nous avons enfin mesuré l'efficacité de détection de ce détecteur, dont l'évolution en fonction de la tension des cathodes est illustrée par la figure 1.31. Le plateau d'efficacité maximale se situe à 98 % comme pour les MSGC, ce qui montre bien la transparence de la GEM. Ce plateau est d'environ 120 V, c'est-à-dire deux fois plus important que le plateau d'efficacité maximale de la MSGC seule. Il débute pour une tension de cathodes qui est de 100 V inférieure à la tension nécessaire à l'efficacité maximale pour la MSGC, ce qui corrobore ce que nous avons observé dans l'étude du rapport signal sur bruit des amas.

En conclusion ce test en faisceau nous a permis de valider le fonctionnement d'un détecteur GEM+MSGC trapézoïdal et de quantifier le gain en sécurité apporté par la GEM. Nous avons vu de plus que la GEM n'altère en rien les performances spatiales et d'efficacité obtenues avec une MSGC.

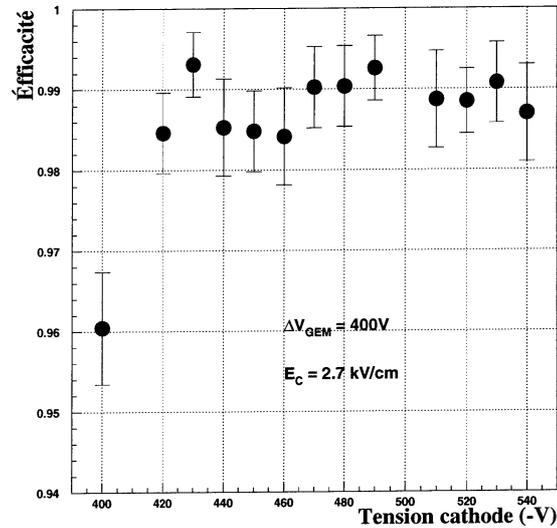


FIG. 1.31 – Evolution de l'efficacité de détection d'un amas en fonction de la tension des cathodes pour le détecteur GEM+MSGC.

1.4.2.3 Amélioration de la géométrie de la GEM et test d'un détecteur PCB+GEM

Ce premier test a conforté notre intention d'envisager des détecteurs GEM trapézoïdaux pour la partie bouchon du trajectographe de CMS. Au vu de l'augmentation de gain déjà intéressante pour des très basses tensions de cathodes, nous avons décidé d'étudier un détecteur GEM+PCB, dans lequel toute l'amplification du signal se fait au niveau de la GEM. L'absence de tension au niveau des pistes de lecture élimine tout risque de décharges à ce niveau et donc de destruction des pistes. De plus l'alimentation du détecteur est simplifiée par rapport au détecteur GEM+MSGC, en limitant les hautes tensions à appliquer à V_{drift} et ΔV_{GEM} . Enfin mentionnons le faible coût et la facilité de production qui rendent le PCB intéressant, cependant il est peu rigide ni stable géométriquement ce qui peut rendre délicate la construction d'un trajectographe de précision.

Le processus de fabrication de la GEM a été amélioré pour limiter le contact du kapton avec le gaz, susceptible d'entraîner des dépôts de charges et donc une moins bonne tenue aux hautes tensions. Cette nouvelle géométrie doit ainsi permettre de travailler à des points de fonctionnement à plus haute tension et donc d'atteindre des gains encore plus élevés, ce qui est important dans le cas d'un détecteur à un seul niveau d'amplification. Les trous de cette GEM-2 ont un diamètre de $50 \mu\text{m}$ seulement au niveau du kapton, et un diamètre de $70 \mu\text{m}$ au niveau de la métallisation de la GEM constituée d'une couche de $5 \mu\text{m}$ de Cu.

Ils forment un réseau de triangles équilatéraux avec un pas de $120\ \mu\text{m}$, illustré sur la figure 1.32.

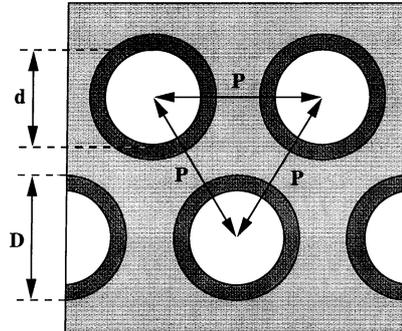


FIG. 1.32 – Géométrie des trous de la GEM-2.

Dans un détecteur GEM+PCB, l'ionisation a essentiellement lieu dans l'espace de conversion, entre le plan de dérive et la GEM. Les ions positifs produits dans l'espace de conversion dérivent vers le plan de dérive ou la couche supérieure de la GEM et il n'y a pas d'ions positifs dans l'espace de transfert entre la GEM et le substrat PCB. Dans un détecteur MSGC, la majeure partie du signal collecté est induit par le déplacement des ions, alors que dans un détecteur GEM+PCB, le signal est induit uniquement par la dérive des électrons dans l'espace de transfert. La distance de transfert entre la GEM et le substrat PCB a été limitée à 1 mm.

Nous avons testé en juin 1998 deux détecteurs munis de cette nouvelle GEM-2: un GEM+PCB et un GEM+MSGC. Cette MSGC a été récupérée sur les modules du *milestone* MF1 et est cependant trop endommagée pour avoir permis une étude intéressante. Les conditions expérimentales de ce test sont les mêmes que celles du test d'octobre 1997 du détecteur GEM-1+MSGC. Tous les résultats concernant le test du détecteur GEM+PCB sont publiés [36].

Nous avons étudié l'influence de chacun des champs sur les performances du détecteur GEM+PCB: le champ de conversion E_C défini par V_{drift} et V_{up} , le champ de transfert E_T défini par V_{down} et le champ dans les trous de la GEM défini par $\Delta V_{GEM} = V_{up} - V_{down}$ (voir figure 1.26). La figure 1.33 présente l'évolution du rapport signal sur bruit en fonction de E_C , les autres champs étant fixés. On observe une diminution du signal sur bruit pour une valeur de l'ordre de $E_C = 8\ \text{kV/cm}$, expliquée par une baisse de la transparence de la GEM quand le champ de conversion augmente, c'est-à-dire une baisse de la probabilité qu'un électron traverse la GEM. Par contre le rapport signal sur bruit augmente avec E_T ainsi qu'avec ΔV_{GEM} qui n'influent pas sur la transparence de la GEM.

Nous avons montré lors du test du détecteur GEM-1+MSGC que la GEM ne dégrade pas la résolution spatiale du détecteur MSGC. Ce n'est pas ce que

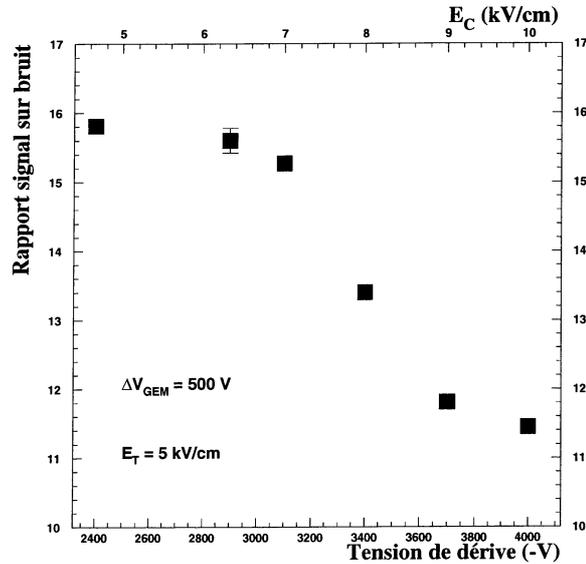


FIG. 1.33 – Evolution du rapport signal sur bruit des amas en fonction du champ de conversion E_C , pour un champ de transfert E_t et une tension ΔV_{GEM} fixés.

nous observons avec cette nouvelle géométrie de la GEM-2 à réseau triangulaire, comme nous l’observons sur la figure 1.34 présentant les distributions du résidu spatial dans la direction perpendiculaire aux pistes de lecture du PCB et le long des pistes. Dans la direction perpendiculaire aux pistes, nous voyons l’effet des pistes coupées dont le signal est récolté par les pistes voisines. Par ailleurs nous observons une nette dégradation du résidu lorsqu’on s’éloigne du centre du détecteur, c’est-à-dire lorsque l’angle des pistes de lecture du PCB trapézoïdal augmente par rapport à la verticale. Cette distribution est constituée de deux structures de pentes opposées, correspondant aux points obtenus pour l’une avec les impacts de la moitié gauche du détecteur (abscisse $X < 12,32$ cm) et pour l’autre avec les impacts de la moitié droite du détecteur ($X > 12,32$ cm). La distribution du résidu spatial le long des pistes correspondant à la moitié droite du PCB est représenté sur la figure 1.35.

Cet effet s’explique par une interférence entre la géométrie radiale des pistes de lecture du PCB, disposées en éventail, et la répartition suivant un réseau triangulaire des trous de la GEM. Comme le décalage des charges est systématique, il est possible de le corriger analytiquement en considérant que le signal est recueilli sur des pistes parallèles espacées d’un pas constant moyen de $230 \mu\text{m}$. Le résidu spatial ainsi mesuré est de $42 \mu\text{m}$.

Comme pour le rapport signal sur bruit, les différents champs appliqués à la GEM influent sur la résolution spatiale du détecteur. La résolution s’améliore

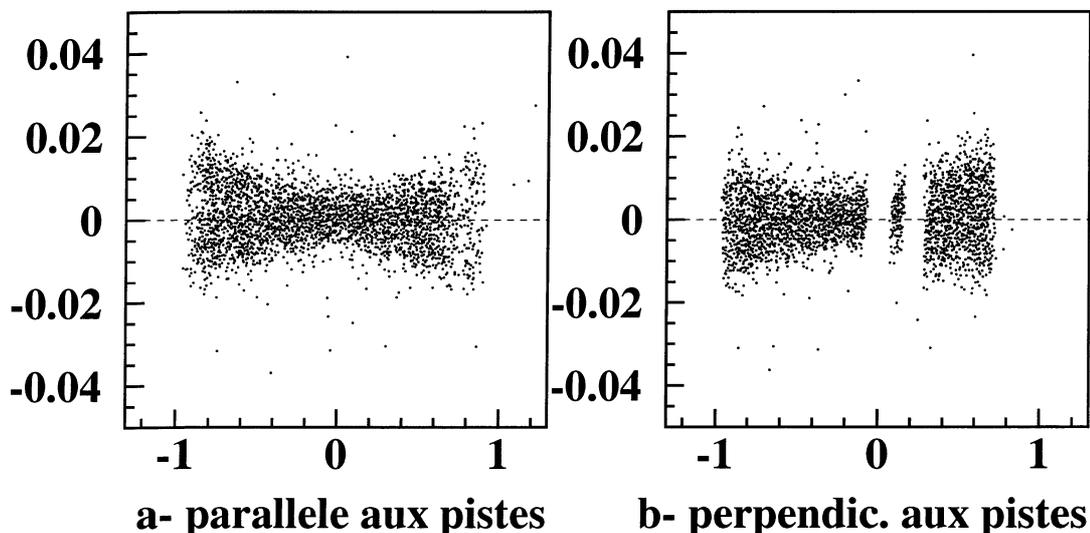


FIG. 1.34 – En ordonnée est présentée la distribution du résidu spatial en cm, en fonction de la distance au milieu du détecteur en cm (le milieu du détecteur est choisi comme origine des coordonnées): a) parallèlement aux pistes et b) perpendiculairement aux pistes sur lequel on voit des zones mortes correspondant à des pistes coupées.

lorsqu'on augmente ΔV_{GEM} : le résidu passe de $55 \mu\text{m}$ pour $\Delta V_{GEM} = 425 \text{ V}$ à $35 \mu\text{m}$ pour 525 V . Cette amélioration est directement due à l'augmentation du gain qui permet un meilleur calcul du barycentre des charges. Il en est de même avec l'augmentation du champ de transfert: le résidu mesuré est de $48 \mu\text{m}$ pour $E_T = 2 \text{ kV/cm}$ et de $34 \mu\text{m}$ pour $E_T = 6 \text{ kV/cm}$.

Par contre la perte de transparence de la GEM avec l'augmentation du champ de conversion E_C dégrade la résolution: le résidu passe de $31 \mu\text{m}$ à $38 \mu\text{m}$ quand E_C passe de 5 kV/cm à 8.5 kV/cm .

La conclusion de ces deux études est que les détecteurs GEM constituent une alternative intéressante aux MSGC pour équiper le trajectographe gazeux de CMS. Ils permettent d'atteindre un point de fonctionnement assurant une efficacité supérieure à 98% et une résolution spatiale inférieure à $50 \mu\text{m}$ tout en conservant une marge de sécurité importante par rapport au régime de décharges. Pour valider l'intérêt de ces détecteurs dans le cadre de CMS il faut néanmoins vérifier que ces qualités ne s'altèrent pas dans un faisceau de particules hautement ionisantes de type LHC. Des études faites par ailleurs par F. Sauli ont montré que la double amplification est nécessaire pour conserver un gain suffisant tout en assurant une bonne marge de sécurité. Ce résultat a été corroboré par des tests

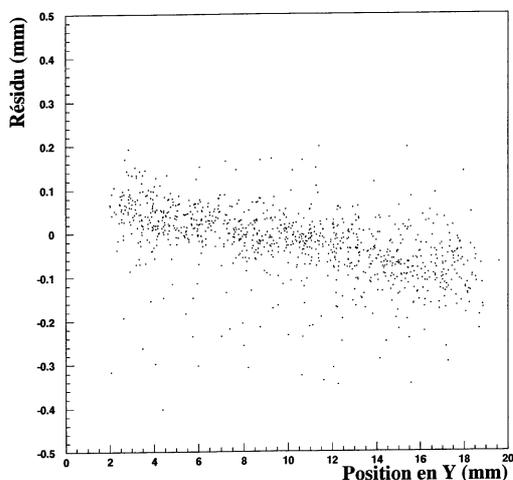


FIG. 1.35 – *Distribution du résidu spatial parallèlement aux pistes pour la moitié droite du détecteur GEM-2+PCB.*

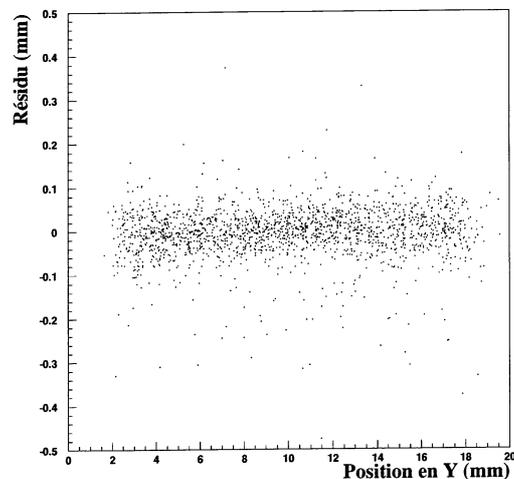


FIG. 1.36 – *Distribution du résidu spatial parallèlement aux pistes après correction de l'interférence entre la géométrie de la GEM avec celle des pistes de lecture.*

faits par des chercheurs de l'IReS au Paul Scherrer Institute. Finalement le principe GEM+PCB a été abandonné dans CMS et seul le détecteur GEM+MSGC a été envisagé.

1.4.2.4 Tenue aux radiations

La robustesse des détecteurs GEM+MSGC exposés à des conditions expérimentales proches de celles attendues au futur LHC a été prouvée en novembre 1999, lors d'un test en faisceau appelé *milestone* MF2. Ce *milestone*, défini en mai 1999, exigeait la production de 12 modules composés de quatre substrats ayant exactement la géométrie pour le trajectographe bouchon. Le cahier des charges de CMS demande que 10 % des pistes soient perdues au maximum en dix ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité. Comme nous l'avons déjà mentionné, une seule piste interrompue n'entraîne pas de perte d'efficacité du détecteur car la charge d'ionisation induit un signal sur les pistes voisines. Par contre la résolution spatiale se détériore : elle est environ de $60 \mu\text{m}$ sur une surface équivalent à 5 % du détecteur si 10 % des pistes manquent [37].

Ce sont finalement 18 modules correspondant à 72 détecteurs MSGC qui ont été testés, ce qui représente près de 1 % de la surface du trajectographe MSGC bouchon. Ces détecteurs ont été exposés pendant 376 heures à un faisceau de

pions de basse énergie (350 MeV/c) et de haute intensité au cyclotron de l'Institut Paul Scherrer (PSI), permettant la meilleure approximation de l'irradiation qui sera induite par le LHC. En effet les pions représenteront 70 % des hadrons présents pour un rayon de 50 cm dans le trajectographe de CMS [38]. Ces hadrons peuvent interagir avec le matériau du détecteur et éjecter des fragments nucléaires chargés hautement ionisants (HIP) qui sont susceptibles de déclencher des décharges endommageant le détecteur.

Les substrats sont assemblés par quatre en un module, le volume gazeux, le plan de dérive et la GEM de grande dimension étant en commun. Tous les substrats sont maintenus à la tension nominale, mais seuls les deux substrats du milieu sont équipés de l'électronique Premux et leur signal lu par l'acquisition. Le mélange gazeux est du Ne/DME en proportions relatives 2/3. Les détecteurs de type bouchon sont placés en bout de banc de test et sont soumis à un faisceau d'intensité 4 kHz/mm² pendant les périodes de haute luminosité, et 10 Hz/mm² pendant les périodes de basse luminosité.

La description et les résultats du *milestone* MF2 ont été publiés [39], ainsi qu'une étude beaucoup plus détaillée du fonctionnement des détecteurs MSGC+GEM [40].

Le rapport signal sur bruit est mesuré à basse luminosité deux fois par jour pour vérifier sa stabilité. A haute luminosité, environ 0.4 particules traversent chaque cm² de détecteur à chaque déclenchement. L'étude a été faite en ne retenant systématiquement que l'amas ayant le rapport signal sur bruit le plus élevé, ce qui biaise les valeurs du rapport signal sur bruit à haute luminosité comme nous pouvons le voir sur la figure 1.37. Nous observons une baisse de 2.5 % du rapport signal sur bruit en 21 jours, visible aussi bien à haute et basse luminosité, correspondant à une augmentation du bruit.

Le point de fonctionnement des détecteurs a été choisi de manière à se placer sur le plateau d'efficacité de détection de 98 %. Nous avons vu dans les tests en faisceau précédents que ce plateau est atteint pour un rapport signal sur bruit de 17 pour des détecteurs équipés d'une électronique Premux. L'étude [41] montre qu'en tenant compte du bruit et du déficit ballistique introduits par la méthode de déconvolution qui serait utilisée avec l'électronique finale APV25, le rapport signal sur bruit doit être au minimum de 37 pour pouvoir discriminer les pistes présentant un signal du bruit de fond.

Les étincelles sont détectées avec une efficacité de 95 % grâce à un nano-ampèremètre connecté aux pistes de cathode et à la face supérieure de la GEM. Des décharges ont été observées dans la GEM, mais elles n'ont occasionné aucun dégât. Aucune décharge n'a été observée entre le plan de dérive et la face supérieure de la GEM. Les décharges qui nous importent donc sont celles de la face inférieure de la GEM vers le substrat, qui peuvent détruire une piste de lecture du détecteur. Le nombre de pistes perdues à l'issue du test est trop faible pour mettre en évidence une éventuelle corrélation entre le taux de décharge (de

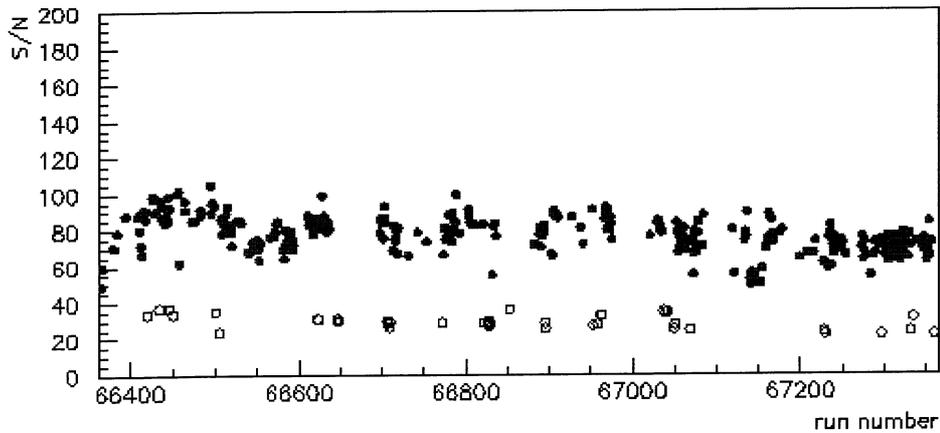


FIG. 1.37 – Rapport signal sur bruit S/N de l'amas de plus grand rapport S/N à chaque déclenchement. Les points pleins pour un S/N aux environs de 80 ont été mesurés à haute luminosité, les points vides pour un S/N proche de 30 correspondent aux mesures à basse luminosité.

l'ordre de 10^{-5} à 10^{-3} Hz) et le taux de perte des pistes. Enfin relevons que la perte d'une piste n'entraîne pas de fragilisation des pistes voisines et que les zones mortes ne se sont ainsi pas élargies. Cette constatation importante valide la relation faite précédemment entre piste morte, efficacité de détection et résolution spatiale.

Les pistes perdues ont été soigneusement comptées durant tout le test. Trois indicateurs ont été utilisés pour confirmer la perte d'une piste :

- la diminution du bruit d'une piste ;
- un trou dans le profil du faisceau en fonction du numéro de piste, obtenu après reconstruction des amas ;
- le signal observé après injection d'un signal couplé capacitivement aux canaux de lecture.

A l'issue du *milestone*, nous constatons que 24 pistes parmi les 16896 qui ont été exposées sont interrompues. La figure 1.38 montre le nombre de pistes perdues au cours du temps ainsi que le maximum de pistes perdues accepté pour le trajectographe de CMS.

Durant la dernière semaine de ce test en faisceau, les marges de sécurité ont été explorées. Tous les détecteurs ont fonctionné pendant 12 heures avec un rapport signal sur bruit trois fois supérieur aux exigences d'efficacité.

En conclusion ce *milestone* prouve avec succès que des détecteurs MSGC+GEM sont capables de fonctionner à long terme au LHC, tout en remplissant les exigences définies pour les couches externes du trajectographe central de CMS. Le taux d'étincelles est resté faible et la perte des pistes est bien inférieure

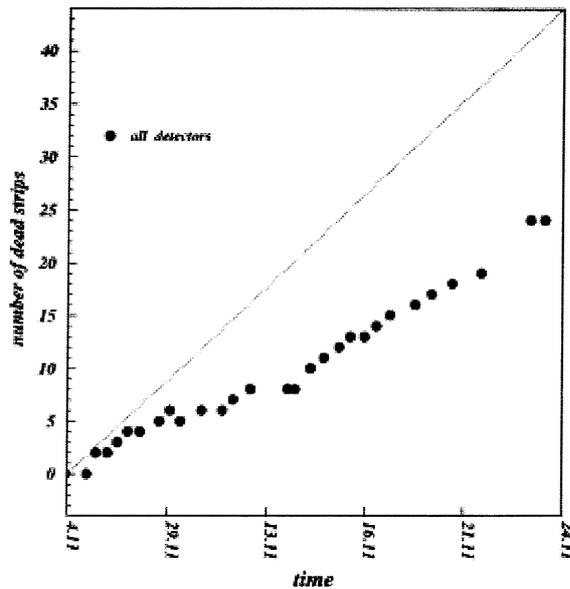


FIG. 1.38 – Les points correspondent au nombre de pistes perdues au cours du temps entre le 04/11/1999 et le 24/11/1999 sous le faisceau à haute luminosité du PSI. Le trait indique le maximum de pistes mortes toléré pour le trajectographe de CMS.

au maximum acceptable pour un point de fonctionnement correspondant à une efficacité de détection supérieure à 95 %. En extrapolant ces résultats sur 10 ans de fonctionnement au LHC, on s'attend à une détérioration de la résolution spatiale pour une surface de détection inférieure à 4 % de la surface totale. De plus les marges de sécurité sont grandes. Enfin ce test à grande échelle réalisé en très peu de temps a montré que ces détecteurs sont prêts pour la production en masse.

1.4.3 Le détecteur Micromégas

Nous avons testé un prototype de détecteur Micromégas (MICRO-MEsh Gaseous Structure), dont le fonctionnement est schématisé par la figure 1.39. Ce type de détecteur gazeux à micropistes a été proposé par Y. Giomataris en 1996 [42]. Une microgrille définit un espace de conversion de 3 mm avec le plan de dérive, et un espace d'amplification de 100 μm avec le plan des pistes de lecture. La microgrille est une feuille de Nickel de 3 μm d'épaisseur, percée d'un réseau de trous carrés de 37 μm de côté avec un pas de 50 μm . Une haute tension lui est appliquée alors que les pistes de lecture sont maintenues à la masse, induisant ainsi un champ d'amplification très élevé, de l'ordre de 50 kV/cm. Ce champ élevé entraîne une dérive très rapide du nuage d'ions positifs vers la microgrille,

évitant ainsi l'accumulation de charges qui est un problème pour les MSGC sous un haut flux de particules. De plus les pistes de lecture de la Micromégas sont plus larges et épaisses que celles d'une MSGC, de l'ordre de $100\ \mu\text{m}$ de large et $7\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, ce qui les préserve des dommages lors des décharges. Par contre l'électronique risque d'être détruite et doit être protégée contre les claquages. La transparence de la microgrille pour les électrons est de 100 %, alors que le retour des ions est proportionnel au rapport du champ de conversion au champ d'amplification et est de l'ordre du pourcent.

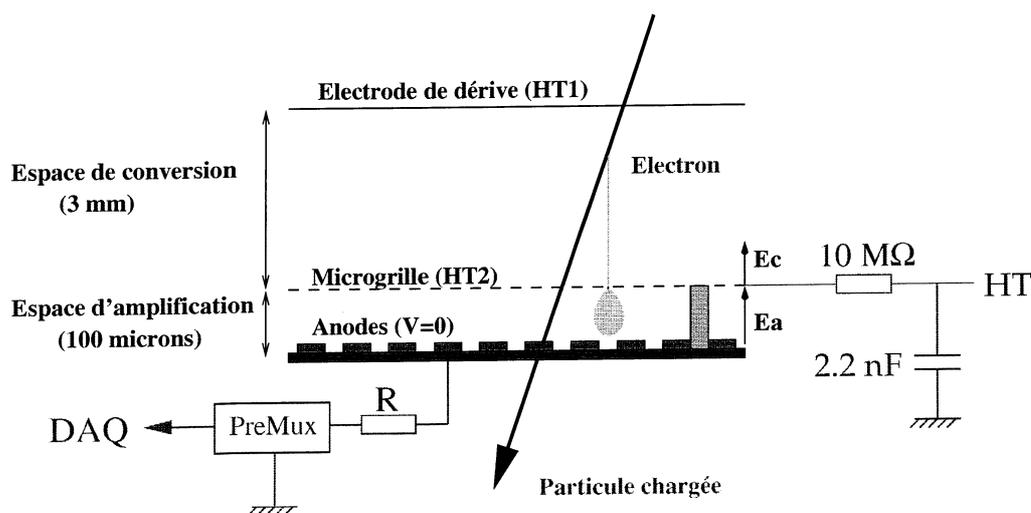


FIG. 1.39 – Vue schématique de la coupe transversale du détecteur Micromégas.

Fabien Jeanneau a testé un prototype Micromégas ayant la géométrie trapézoïdale adaptée au trajectographe bouchon de CMS (géométrie de type MF1) dans le cadre de sa thèse de doctorat [1]. Je n'ai pas participé aux tests mais seulement à l'analyse des données issues des tests et je ne reporte ici que les principales conclusions que nous avons publiées [43].

Un détecteur Micromégas a tout d'abord été testé dans un faisceau de muons de $100\ \text{GeV}/c$ au CERN. Il a été montré que des rapports signal sur bruit très élevés peuvent être atteints, de l'ordre de 200. Contrairement à la MSGC, où les lignes de champ sont focalisées vers les anodes, la Micromégas agit comme un détecteur à plaques parallèles et la taille des amas est alors plus élevée. Elle est d'environ 3.5 pistes par amas, correspondant à une résolution spatiale mesurée de l'ordre de $50\ \mu\text{m}$.

Une Micromégas a ensuite été testée dans un faisceau de pions au PSI pour étudier la résistance de ce détecteur dans un environnement irradiant du type LHC. Des décharges entre la microgrille et le plan des pistes ont été observées, sans qu'aucune dégradation du détecteur n'ait pu être mise en évidence, prouvant ainsi la très grande robustesse des Micromégas. Cependant un grand temps mort

est induit à l'occasion de chaque décharge, rendant impropre l'utilisation des Micromégas au LHC.

1.5 L'abandon du projet de trajectographe gazeux dans CMS

Fin décembre 1999 le *Tracking Steering Committee* de CMS a décidé l'abandon de la solution MSGC et a opté pour un trajectographe totalement en silicium. La figure 1.40 présente le schéma du nouveau trajectographe de CMS.

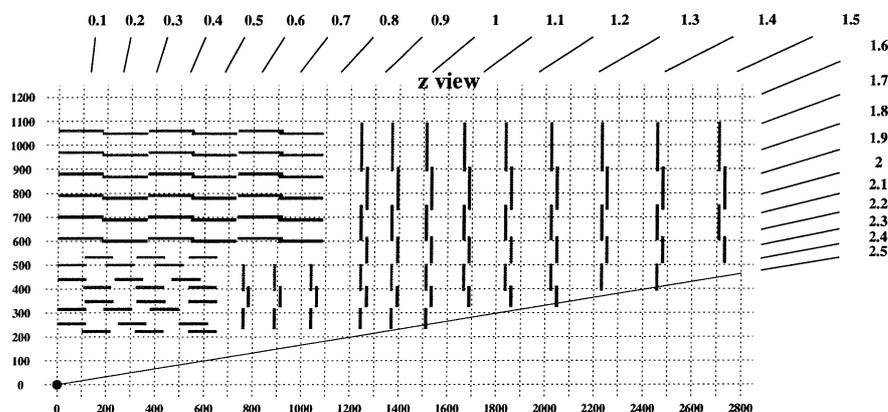


FIG. 1.40 – Schéma représentant un quart du trajectographe au silicium de CMS. Un peu plus de la moitié est constitué de détecteurs simple-face (traits rouges pour la version en couleur), l'autre partie étant constituée de détecteurs double-face composés de deux détecteurs simple-faces dos-à-dos (traits bleus).

Cette décision a été prise à l'issue du *milestone* MF2 mettant pourtant en évidence la bonne adéquation entre les capacités des MSGC et les exigences du cahier des charges pour le détecteur CMS. L'une des motivations de la solution silicium et d'éviter l'adaptation de l'électronique de lecture aux détecteurs gazeux à micropistes, développement qui aurait nécessité du temps. Signalons aussi que les détecteurs MSGC+GEM placés dans l'expérience HERA-B n'avaient pas fonctionné, essentiellement à cause de la difficulté à tendre parfaitement une GEM de grande dimension. Les détecteurs gazeux à micropistes semblent mieux adaptés à des expériences utilisant des faisceaux extraits, comme c'est le cas des tests en faisceaux des détecteurs présentés dans ce document, qu'à des détecteurs placés

au point de collision d'un collisionneur. Dans le cas des faisceaux extraits, l'infrastructure technique à mettre en oeuvre est simplifiée du fait notamment de la place disponible autour des détecteurs (par exemple pour les cadres permettant de tendre les GEM).

Le remplacement du trajectographe gazeux par un trajectographe silicium a été pensé de manière à conserver les mêmes performances du trajectographe final. Le remplacement de substrats en verre par des détecteurs en silicium augmente *a priori* la quantité de matière, dégradant la résolution du calorimètre. Cependant la quantité de matière dans le nouveau trajectographe est limitée en pratique car il n'y a plus besoin de séparation thermique entre la partie silicium, fonctionnant à une température de $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, et la partie gazeuse fonctionnant à $+18\text{ }^{\circ}\text{C}$. De plus le nombre de couches de détecteurs a été réduit, réduisant encore la quantité de matière. Il en découle que le nombre de points de mesure est aussi réduit dans le nouveau trajectographe, mais les détecteurs au silicium sont plus rapides et la résolution spatiale est meilleure (notamment le pas interpiste est en moyenne plus faible que pour le trajectographe MSGC). Comme de plus les détecteurs MSGC ne devaient être utilisés que pour les couches externes du trajectographe, la résolution finale est globalement inchangée [44]. Enfin la géométrie des détecteurs silicium remplaçant les détecteurs gazeux doit s'adapter à l'ancienne géométrie des MSGC afin d'éviter de refaire toute l'étude et le développement de l'infrastructure pour construire les roues et la mécanique supportant les détecteurs. Concernant la partie bouchon du trajectographe, un détecteur silicium sera alors composé de deux galettes de silicium trapézoïdales de taille différentes connectées par micro-soudure l'une à l'autre.

En conclusion nous devons souligner qu'un gros effort d'étude et de développement des nouvelles générations de détecteurs gazeux à micropistes a été réalisé, et continue de l'être pour les appliquer dans des domaines très variés en physique des particules mais aussi en dehors de notre discipline.

Mentionnons que l'expérience COMPASS au CERN est équipée de détecteurs multi-GEM de très grande taille ($31 \times 31\text{ cm}^2$), composés de 3 GEM segmentées et dont la lecture se fait par un PCB. COMPASS utilise aussi des grands détecteurs Micromégas ($40 \times 40\text{ cm}^2$) [45], qui ont fonctionné de manière stable en faisceau depuis 2001.

Par ailleurs les détecteurs étudiés pour les projets de collisionneur linéaire à électrons prévoient l'utilisation des détecteurs GEM ou Micromégas pour la lecture du signal de la TPC (détecteur gazeux à échantillonnage temporel).

Enfin les détecteurs Micromégas peuvent être utilisés comme détecteurs à neutrons, par exemple par l'expérience n-TOF au CERN ou pour la tomographie, et les détecteurs GEM ont des applications en imagerie médicale.

Comparative studies of MSGC and MSGC–GEM detectors¹

Y. Benhammou^a, J.M. Brom^{b,*}, J.C. Fontaine^a, D. Huss^a, F. Jeanneau^a, A. Lounis^b,
I. Ripp-Baudot^b, A. Zghiche^b

^aGRPHE, Université de Haute Alsace, Mulhouse, France

^bInstitut de Recherches Subatomiques, CNRS-IN2P3, ULP, Strasbourg, France

Abstract

We describe comparative laboratory and beam test measurements of identical MSGC and GEM-equipped MSGCs. Both kinds of detectors have been tested under exactly the same conditions, using radioactive sources and muon beams. The principal aim of this comparative study was to evaluate the operating conditions for the same resulting gain. Results on efficiencies and spatial resolution are presented. Possible applications of GEM-equipped MSGCs in the LHC environment and the R&D studies needed are discussed. © 1998 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Since the introduction of the Gas Electron Multiplier (GEM) by Sauli [1], many studies have been made on this new type of detector, showing extremely promising results in terms of gain stability, uniformity and energy resolution [2]. The presented studies have been made in order to quantify the advantage of the GEM as preamplification element for a standard MSGC. The MSGCs used for these studies are well-known detectors designed and realized for the CMS-Forward MF1 milestone. In the MSGC configuration, the MSGC detector

was equipped with a simple drift cathode, while the MSGC-GEM configuration consisted of the addition of a GEM plane between the same MSGC substrate and the drift cathode. Thus, the observed results are only related to the presence or the absence of the GEM, excluding all other possible interferences (geometrical or mechanical differences, MSGC manufacturing, readout systems, etc.).

2. The detectors

The MSGC corresponds to the type used by the CMS-Forward MSGC milestone [3]. It is realized on a wedge shaped D263 glass substrate, with Al (1 μm thick) anodes and cathodes. The width of the anode is 10 μm . Due to the trapezoidal shape and in order to maintain a constant gain, the cathode width varies from 139 to 110 μm , while the pitch

* Corresponding author.

¹Paper presented by J.M. Brom. Technical support : J. Coffin, H. Eberle, J.M. Helleboid, M. Hoffer, M.R. Kapp, C. Maazouzi, M.H. Sigward, G. Schuster, R. Wortmann. (All from Institut de Recherches Subatomiques, CNRS-IN2P3, ULP, Strasbourg, France).



ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 436 (1999) 313–325

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**
Section A

www.elsevier.nl/locate/nima

Large scale test of wedge shaped micro strip gas counters

M. Ackermann^a, S. Atz^a, V. Aulchenko^b, S. Bachmann^c, B. Baiboussinov^b,
S. Barthe^d, W. Beaumont^e, T. Beckers^e, F. Beißel^c, Y. Benhammou^f,
A.M. Bergdolt^d, K. Bernier^g, P. Blüm^a, A. Bondar^b, O. Bouhali^h, I. Boulogneⁱ,
M. Bozzo^{j,1}, J.M. Brom^d, C. Camps^c, V. Chorowicz^k, J. Coffin^d, V. Commichau^c,
D. Contardo^k, J. Croix^d, J. De Troy^e, F. Drouhin^f, H. Eberlé^d, G. Flügge^c,
J.-C. Fontaine^f, W. Geist^d, U. Goerlach^d, K. Gundlfinger^c, K. Hangarter^c,
R. Haroutunian^k, J.M. Helleboid^d, Th. Henkes^d, M. Hoffer^d, C. Hoffman^d, D. Huss^d,
R. Ischebeck^c, F. Jeanneau^f, P. Juillot^d, S. Junghans^a, M.R. Kapp^d, K. Kärcher^a,
D. Knoblauch^a, M. Kräber^a, M. Krauth^d, J. Kremp^c, A. Lounis^d, K. Lübelmeyer^c,
C. Maazouzi^d, D. Macke^c, R. Metri^a, L. Mirabito^k, Th. Müller^a, V. Nagaslaev^b,
D. Neuberger^a, A. Nowack^c, A. Pallares^a, D. Pandoulas^c, M. Petertill^c, O. Pooth^c,
C. Racca^d, I. Ripp^d, E. Ruoff^a, A. Sauer^a, P. Schmitz^c, R. Schulte^c,
A. Schultz von Dratzig^c, J.P. Schunk^d, G. Schuster^d, B. Schwaller^f, L. Shekhtman^b,
R. Siedling^c, M.H. Sigward^d, H.J. Simonis^a, G. Smadja^k, J. Stefanescu^h,
H. Szczesny^c, A. Tatarinov^b, W.H. Thümmel^a, S. Tissot^k, V. Titov^b, T. Todorov^d,
M. Tonutti^c, F. Udo^h, C. Vander Velde^{h,*}, W. Van Doninck^{h,2}, Ch. Van Dyck^e,
P. Vanlaer^{h,3}, L. Van Lancker^h, P.G. Verdini^l, S. Weseler^a,
B. Wittmer^c, R. Wortmann^d, A. Zghiche^d, V. Zhukov^{e,4}

^aIEKP Universität Karlsruhe, Postfach 3640, D-76021 Karlsruhe, Germany

^bBINP, RU - 630090 Novosibirsk, Russian Federation

^cRWTH Aachen I & III, Sommerfeldstrasse 26-28, D-52056 Aachen, Germany

^dIREs, 23 rue du Loess, BP28-67037 Strasbourg Cedex 2, France

^eUIA Antwerpen, Universiteitsplein 1, B-2610 Wilrijk, Belgium

^fGRPHE-UHA, 61 r. Albert Camus, F-68093 Mulhouse, France

^gUCL, Chemin du cyclotron 2, B-1348 Louvain-la-Neuve, Belgium

^hIIHE-CPB 230, ULB-VUB, Boulevard de la plaine 2, B-1050 Brussels, Belgium

ⁱUMH, av. Maistriau 19, B-7000 Mons, Belgium

^jCERN, CH1211 Geneva 23, Switzerland

^kIPN Lyon, 43 Bd du 11 novembre 1918, F-69622 Villeurbanne Cedex, France

^lINFN, via Livornese, 582/A, San Piero a Grado, I-56010 Pisa, Italie

Received 8 April 1999

* Corresponding author. Tel.: +32 2 629 3208; fax: +32 2 629 3816.

E-mail address: vandervelde@hep.ihe.ac.be (C. Vander Velde)

¹ On leave of absence from Università di Genova and Sezione INFN, Genova, Italy.

² Research Director FWO.

³ Aspirant FNRS, presently at IRES, Strasbourg.

⁴ On leave of absence from Moscow State University.



ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 441 (2000) 452–458

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**
Section A

www.elsevier.nl/locate/nima

Beam test results of a wedge-shaped MSGC + GEM detector at CERN

Y. Benhammou^a, R. Blaes^a, J.M. Brom^b, F. Drouhin^a, J.C. Fontaine^a, D. Huss^a,
F. Jeanneau^{a,*}, V. Mack^a, I. Ripp-Baudot^b, B. Schwaller^a, A. Zghiche^b

^aGRPHE, Université de Haute Alsace, Mulhouse, France

^bInstitut de Recherches Subatomiques, CNRS-IN2P3, ULP, Strasbourg, France

Received 20 August 1998; accepted 18 August 1999

Abstract

Test results of Gas Electron Multiplier coupled with a MSGC in October 1997 are described. Several studies have been realized in a beam of Minimum Ionizing Particles (100 GeV/c muons): signal-to-noise curves for different GEM amplifications and drift fields, spatial resolution, efficiency and cluster size. GEM acts as a simple added element with little disturbance of the system (on the electronics or no degradation of the spatial resolution). © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The Gas Electron Multiplier (GEM) principle has been introduced by F. Sauli in 1996 [1]. GEM acts as a signal preamplifier located inside the gas itself and has been tested with Multi Wires Proportional Counters, Micro Strips Gas Chambers (MSGC) and pick up strips on Printed Circuit Board (PCB) [2]. A set-up based on a standard MSGC (developed by the Forward MSGC collaboration of CMS) with a wedge-shaped GEM has been tested at CERN in October 1997. The results of these tests are presented here.

2. Detector description

The MSGC was originally designed for tests by the Forward MSGC collaboration of the CERN-CMS experiment CMS.¹ Each substrate consists of D263 glass with 512 aluminium strips. The active area is 170 mm long, the width varies from 108 to 128 mm and contains alternatively anodes (10 µm width) and cathodes (variable width between 110 and 140 µm), with pitch variable between 212 and 250 µm.

GEM mesh is a 50 µm Kapton foil metal-clad on both sides with 18 µm layers of copper and nickel (realized by J.C. Labbé at CERN). The GEM consists of a matrix of holes, 150 µm in diameter at the

*Corresponding author. Present address: CEA Saclay, DAPNIA-SED, Batiment 534.

E-mail address: jeanneau@sbghp3.in2p3.fr (F. Jeanneau)

¹Forward-backward MSGC Milestone status report.

First results of Micromegas detector with fast integrated electronics

F. Jeanneau^{a,*}, Y. Benhammou^a, R. Blaes^a, J.M. Brom^b, F. Charles^a, F. Didierjean^c,
F. Drouhin^a, J.C. Fontaine^a, J.M. Helleboid^b, D. Huss^b, A. Pallarès^a,
I. Ripp-Baudot^b, P. VanLaer^b, A. Zghiche^b

^aGRPHE, Université de Haute Alsace, Mulhouse, France

^bIReS, 23 rue du Loess, BP 28, 67037 Strasbourg Cedex 2, France

^cEurisys Mesures, Strasbourg, France

Received 23 July 1999; received in revised form 28 January 2000; accepted 31 January 2000

Abstract

A wedge-shaped Micromegas detector has been tested with a fast integrated electronics (PREMUX128). Due to the large capacitance of this detector, special care has been taken to protect electronics from possible streamers in the signal collection area; a study of the discharge mechanism is reported here. The signal-to-noise, spatial resolution and efficiency have been evaluated with a 100 GeV/c muons beam at the CERN X5 experimental area. Then the rate capability of this detector has been studied with a high rate 300 MeV/c pions beam at the Paul Scherrer Institute (PSI). © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Micromegas is a gaseous detector developed in 1996 [1] for high particle-flux environments providing very high gain ($\sim 10^4$, 10^5) – see detector description in Ref. [2]. The purpose of the work presented here was to build and study a Micromegas detector mounted with fast integrated readout electronics (PREMUX128 [2]). For insertion in basic modules, the choice of a wedge-shaped design has been inspired by the one developed by the forward MSGC community of CMS. In experi-

ments near the future Large Hadron Collider (LHC), detectors will be exposed to very stringent conditions. The behaviour of tracking detectors under high fluxes of particles and their operation with fast integrated electronics are therefore crucial points. The detector construction, electronics adaptation, specifications evaluation and high-rate behaviour study are reported here.

2. Detector description

The Micromegas prototype studied consists of a plane of strips above which is stretched a 3 μm thick nickel mesh at a 100 μm distance. The detecting area is closed by a drift electrode, laid 3 mm above the mesh. The plane of strips is made with

* Correspondence address. IReS, 23 rue du Loess, BP 28, 67037 Strasbourg Cedex 2, France. Tel.: 03-88-10-66-20; fax: 03-88-10-62-34.

E-mail address: jeanneau@sbghp3.in2p3.fr (F. Jeanneau).



ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 471 (2001) 380–391

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**
Section A

www.elsevier.com/locate/nima

Robustness test of a system of MSGC+GEM detectors at the cyclotron facility of the Paul Scherrer institute

M. Ageron^a, A. Albert^b, T. Barvich^c, W. Beaumont^d, T. Beckers^d, K. Bernier^e,
P. Blüm^c, O. Bouhali^{f,1}, I. Boulogne^g, D. Bouvet^a, J.M. Brom^h, F. Charles^b,
J. Coffin^h, D. Contardo^a, E. Daubie^{g,2}, F. Didierjean^h, M. Erdmann^c,
G. De Lentdecker^{f,3}, O. Devroedeⁱ, J. De Troy^d, J.P. Ernenwein^b, M. Fahrerc^c,
G. Flügge^j, J.C. Fontaine^b, W. Geist^h, U. Goerlach^h, M. Gottschalk^j,
J.M. Helleboid^h, D. Huss^b, F. Iacopiⁱ, K. Kärcher^c, F. Kühn^c, P. Juillot^{h,*},
A. Lounis^h, C. Maazouzi^h, D. Macke^j, C. Martin^a, L. Mirabito^a, S. Moreau^h,
T. Müller^c, D. Neuberger^c, A. Nowack^j, S. Perries^a, I. Ripp-Baudot^h, F. Röderer^c,
R. Schulte^j, L. Shekhtman^k, H.J. Simonis^c, W. Struczinski^j, A. Tatarinov^k,
W.H. Thümmel^c, F. Udoⁱ, W. Van Doninck^{i,4}, C. Van Dyck^d,
C. Vander Velde^f, P. Vanlaer^{f,5}, L. Van Lanckerⁱ, T. Weiler^c,
A. Zander^j, A. Zghiche^h, V. Zhukov^{f,6}

^a Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France

^b G.R.P.H.E. - Université de Haute Alsace, Mulhouse, France

^c Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe, Germany

^d Universiteit Antwerpen (UIA), Antwerpen, Belgium

^e Université Catholique de Louvain, Louvain-La-Neuve, Belgium

^f Université Libre de Bruxelles, Brussels, Belgium

^g Université de Mons - Hainaut, Mons, Belgium

^h Institut de Recherches Subatomiques, IN2P3-CNRS-ULP, Strasbourg, France

ⁱ Vrije Universiteit Brussel, Brussels, Belgium

^j RWTH, III. Physikalisches Institut B, Aachen, Germany

^k Budker Institute for Nuclear Physics, SB RAS, Novosibirsk, Russia

Received 7 May 2000; received in revised form 20 November 2000; accepted 24 November 2000

*Corresponding author. Tel.: +33-0388-106215; fax: +33-0388-106234.

E-mail address: juillot@in2p3.fr (P. Juillot).

¹ Presently at NIKHEF, Amsterdam, Netherlands.

² Scientific Collaborator, FNRS, Belgium.

³ Supported by FRIA, Belgium.

⁴ Research Director FWO, Vlaanderen.

⁵ Chargé de Recherches au FNRS, Belgium.

⁶ Supported by FNRS, on leave of absence, MSU, Moscow.

0168-9002/01/\$ - see front matter © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PII: S0168-9002(01)00851-8

Experimental and simulation study of the behaviour and operation modes of MSGC + GEM detectors

M. Ageron^a, A. Albert^b, T. Barvich^c, W. Beaumont^d, T. Beckers^d,
K. Bernier^e, P. Blüm^c, I. Boulogne^f, D. Bouvet^a, J.M. Brom^g, F. Charles^b,
J. Coffin^g, D. Contardo^a, E. Daubie^{f,1}, F. Didierjean^g, G. De Lentdecker^{h,*,2},
J. De Troy^d, O. Devroedeⁱ, M. Erdmann^c, J.P. Ernenwein^b, M. Fahrerc^c,
G. Flügge^j, J.C. Fontaine^b, W. Geist^g, U. Goerlach^g, M. Gottschalk^j,
J.M. Helleboid^g, D. Huss^b, F. Iacopiⁱ, P. Juillot^g, K. Kärcher^c, F. Kühn^c,
A. Lounis^g, C. Maazouzi^g, D. Macke^j, C. Martin^a, L. Mirabito^a, S. Moreau^g,
T. Müller^c, D. Neuberger^c, A. Nowack^j, S. Perries^a, I. Ripp-Baudot^g, F. Röderer^c,
R. Schulte^j, L. Shekhtman^k, H.J. Simonis^c, W. Struczinski^j, A. Tatarinov^k,
W.H. Thümmel^c, F. Udoⁱ, C. Vander Velde^h, W. Van Doninck^{i,3},
C. Van Dyck^d, P. Vanlaer^{h,4}, L. Van Lanckerⁱ, T. Weiler^c, A. Zander^j,
A. Zghiche^{g,5}, V. Zhukov^{d,6}

^a Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France

^b G.R.P.H.E. - Université de Haute Alsace, Mulhouse, France

^c Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe, Germany

^d Universiteit Antwerpen (UIA), Antwerpen, Belgium

^e Université Catholique de Louvain, Louvain-La-Neuve, Belgium

^f Université de Mons - Hainaut, Mons, Belgium

^g Institut de Recherches Subatomiques, IN2P3-CNRS-ULP, Strasbourg, France

^h Université Libre de Bruxelles, Physique de particules Elementaires, Bd. du Triomphe C.P.230, 1050 Brussels, Belgium

ⁱ Vrije Universiteit Brussel, Brussels, Belgium

^j RWTH, III. Physikalisches Institut B, Aachen, Germany

^k Budker Institute for Nuclear Physics, SB RAS, Novosibirsk, Russia

Received 14 January 2002; received in revised form 28 February 2002; accepted 4 March 2002

*Corresponding author. Tel.: +32-2-629-3483; fax: 32-2-629-3816.

E-mail addresses: delentdecker@hep.ihe.ac.be (G. De Lentdecker).

¹ Scientific Collaborator, FNRS, Belgium.

² Supported by FRiA, Belgium.

³ Research Director FWO, Vlaanderen, presently at CERN, Switzerland.

⁴ Chargé de Recherches au FNRS, Belgium.

⁵ Presently at LAPP, Annecy.

⁶ On leave of absence, MSU, Moscow, Russia.

Bibliographie

- [1] Fabien Jeanneau, thèse de Doctorat de l'Université de Haute Alsace, 5 novembre 1999, numéro d'ordre UHA-xxx.
- [2] Stéphanie Moreau, thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, 20 décembre 2002, numéro d'ordre ULP-4233.
- [3] ALICE collaboration, CERN/LHCC **95-71**.
- [4] ATLAS collaboration, CERN/LHCC **94-43**.
- [5] CMS collaboration, CERN/LHCC **94-38**.
- [6] LHC-B collaboration, CERN/LHCC **95-5**.
- [7] UA4/2 collaboration, Phys. Lett. B **315** (1993), 503.
- [8] K. Eggert *et al.*, CERN/PPE **96-136**.
- [9] G. Charpak *et al.*, NIM **62** (1968), 262.
- [10] A. Oed, Nucl. Instr. Meth. A **263** (1988), 351.
- [11] S. Ramo, Proc. I.R.E. **27** (1939), 584.
- [12] CMS collaboration, CERN/LHCC **98-6**.
- [13] F. Angelini *et al.*, NIM A **343** (1994), 441.
- [14] M.J. French *et al.*, NIM A **466** (2001), 359.
- [15] A. Lounis, I. Ripp-Baudot *et al.*, preprint CRN **97-06**.
- [16] L.L. Jones, *PREMUX128 specifications version 2.3*, RAL Internal Document (1995).
- [17] G. Claus *et al.*, preprint CRN **96-33**.
- [18] Information disponible à l'adresse :
<http://infodan.in2p3.fr/delphi/user/mirabito/tbeam/tbeam.html>,
ou auprès de Laurent Mirabito mirabito@in2p3.fr.
- [19] F. Drouhin *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **47** (2000), 2773.
- [20] D. Burckhart *et al.*, CERN/ECP **95-12**.
- [21] CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101 : The ZEBRA system.
- [22] CERN EST/SU section (Metrology of experiments), voir aussi à l'adresse :
<http://survexpdiffusion.web.cern.ch/SurvExpDiffusion>.
- [23] L. Celano *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **381** (1996), 49.
- [24] O. Toker *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **340** (1994), 572.

- [25] S. Bachmann *et al.*, note CMS 1997-077.
- [26] R. Bellazzini *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **457** (2001), 22.
- [27] Baumer IMT, Industrielle Messtechnik AG, Im Langacher, CH-8606 Greifensee, Switzerland.
- [28] OPTIMASK, 12, av. Ferdinand-de-Lesseps, 91420 Morangis, France.
- [29] SRON, Space Research Organization, Utrecht, The Netherlands.
- [30] NPP VOSTOK, Novosibirsk, Russian Federation.
- [31] O. Pooth *et al.*, CMS Forward MSGC Collab., Nucl. Instr. Meth. A **419** (1998), 375.
- [32] The CMS Forward MSGC Collab., preprint IReS **98-04**.
- [33] The CMS Forward MSGC Collab., Nucl. Instr. Meth. A **436** (1999), 313.
- [34] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. A **386** (1997), 531.
- [35] Y. Benhammou *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **419** (1998), 400.
- [36] Y. Benhammou *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **441** (2000), 452.
- [37] O. Bouhali *et al.*, Proceedings of the International Workshop on Micro-Strip Gas Counters, Lyon 1995.
- [38] M. Huhtinen, note CMS 1997-073.
- [39] M. Ageron *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **471** (2001), 380.
- [40] M. Ageron *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **489** (2001), 121.
- [41] S. Gadomski *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **320** (1992), 217.
- [42] Y. Giomataris *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **376** (1996), 29.
- [43] F. Jeanneau *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **450** (2000), 313.
- [44] CMS collaboration, CERN/LHCC **2000-016**.
- [45] D. Thers *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **469** (2001), 133.

Chapitre 2

Mesure de la masse du boson W dans l'expérience DELPHI

Je résume dans cette partie la mesure de la masse du boson de jauge W avec les données enregistrées par l'expérience DELPHI auprès de l'accélérateur LEP-2. J'ai effectué cette étude de 1998 à 2001 avec Daniel Bloch et Philippe Zoller, doctorant à l'IReS dont la thèse a été soutenue le 23 avril 2001 à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg [1]. La masse du boson W est un paramètre fondamental du modèle standard de la physique des particules. Elle est surtout, en association avec la mesure précise de la masse du quark top, le paramètre clé permettant de contraindre indirectement la masse du boson de Higgs qui reste inobservé directement. Sa mesure précise s'inscrit dans le programme d'étude des propriétés du boson W à LEP-2, regroupant les quatre expériences auprès du LEP.

En introduction je rappelle les grandes différences dans les techniques de mesures de précision des propriétés du boson W par rapport au boson Z , avant d'exposer l'intérêt de la mesure de la masse du W . La suite de ce chapitre est dédiée à la description de l'analyse que nous avons menée à l'IReS, notamment à l'originalité de la fonction de vraisemblance utilisée ainsi qu'à la compréhension de l'erreur et de la courbe de calibration. Je conclus l'exposé de ce travail en donnant l'état actuel des mesures de la masse du W et leurs perspectives.

Ce travail a été effectué au sein du groupe *Mesure de la masse du boson W* de la collaboration DELPHI au CERN. Nous avons présenté de nombreuses contributions à des conférences et publié un article dont la première page est présentée à la fin de ce chapitre.

2.1 Les bosons vecteurs de l'interaction faible à LEP

L'existence des bosons vecteurs de l'interaction faible W^+ , W^- et Z^0 sont prédits par la théorie de jauge électrofaible développée par Glashow, Weinberg et Salam en 1967 [2]. Ils sont découverts en 1983 par les expériences UA1 [3] et UA2 [4] auprès du collisionneur hadronique $Spp\bar{S}$ du CERN où ils sont produits suivant les processus $p\bar{p} \rightarrow W^\pm X \rightarrow (e^\pm\nu)X$ et $p\bar{p} \rightarrow Z^0 X \rightarrow (\ell^+\ell^-)X$.

Avant la mise en fonctionnement dans les années 1990 des accélérateurs e^+e^- SLC au SLAC et LEP au CERN qui ont ouvert la voie aux mesures de précision des observables électrofaibles, les propriétés des bosons Z et W ont été mesurées auprès des collisionneurs hadroniques. La précision sur la masse du Z était de l'ordre de $200 \text{ MeV}/c^2$ en 1989, grâce aux mesures faites au CERN dans UA2, au SLAC dans Mark II et au Fermilab dans CDF [5]. Concernant le boson W , la moyenne mondiale des mesures de masse effectuées aux collisionneurs hadroniques par les expériences UA1, CDF et DØ avant la montée en énergie de LEP-2 permettant de produire des W (en 1996) était $M_W = 80.26 \pm 0.16 \text{ GeV}/c^2$ [6]. Quant à l'erreur sur la mesure indirecte de M_W , obtenue par l'ajustement des données de LEP-1 et SLC, elle est de l'ordre de $50 \text{ MeV}/c^2$ en 1996. Pour tester la cohérence du modèle standard, LEP-2 devait donc mesurer la masse du boson W à mieux que $50 \text{ MeV}/c^2$.

2.1.1 Le boson Z à LEP-1

Le boson Z est produit à LEP-1 directement avec une masse égale à l'énergie dans le centre de masse, le diagramme de Feynman correspondant à l'ordre de l'arbre est représenté sur la figure 2.1.

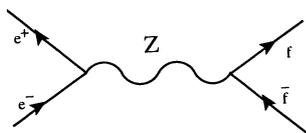


FIG. 2.1 – Diagramme de Feynman à l'ordre de l'arbre correspondant à la production du Z à LEP-1.

En mesurant la section efficace de production $e^+e^- \rightarrow Z^0$ pour différentes énergies de collision, on obtient la courbe d'excitation du Z . La largeur et la masse du Z sont directement mesurables à partir de cette courbe. Lorsque l'énergie dans le centre de masse est voisine de M_Z , la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ augmente et dépasse 40 nb. Elle est largement supérieure à tous les autres canaux

présentant un état final fermion anti-fermion et il n'y a ainsi pratiquement pas de bruit de fond à la sélection de Z .

Par ailleurs LEP peut fonctionner à haute luminosité, de l'ordre de $2.5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, pour des énergies voisines de 90 GeV dans le centre de masse. Il a ainsi joué le rôle d'une véritable usine de production de Z et plus de 15 millions de Z ont été enregistrés par les quatre expériences entre 1989 et 1995. LEP-1 a ainsi permis de mesurer les paramètres du boson de jauge Z avec une très grande précision, citons notamment $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$ et $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}/c^2$. Ces mesures liées à la courbe d'excitation du Z ont permis de déterminer le nombre de neutrinos se couplant au Z et d'exclure un quatrième doublet de fermions [7]. Toutes les données enregistrées à LEP-1 sont en parfait accord avec les prédictions du modèle standard qui a été testé aux énergies du Z au centième près, voire au millième près.

2.1.2 Le boson W à LEP-2

Le boson W est majoritairement produit par paires $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à LEP-2 et la stratégie adoptée pour mesurer sa masse est nécessairement très différente de celle utilisée pour mesurer M_Z à LEP-1. La figure 2.2 présente les trois diagrammes dominant de production d'une paire de W à LEP-2 à l'ordre de l'arbre. Ces trois diagrammes de production d'un état final à quatre fermions par courant chargé sont dénommés CC03.

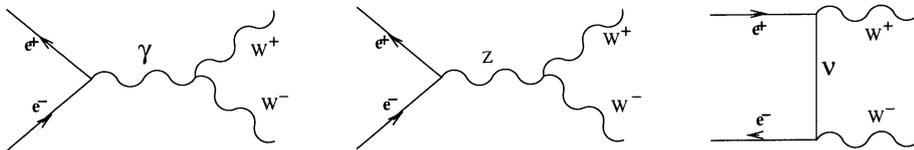


FIG. 2.2 – Les trois diagrammes (CC03) de Feynman de production des paires de boson W à LEP-2, à l'ordre de l'arbre.

Les deux diagrammes dans la voie s avec échange d'un boson Z ou γ font intervenir un vertex à 3 bosons de jauge (TGC, acronyme de Triple Gauge Coupling) γWW et ZWW . La possibilité de couplage à trois bosons est due à la structure non-abélienne de la théorie électrofaible. C'est à LEP-2 que cette propriété essentielle du modèle standard a été confirmée par la mesure de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, qui serait divergente avec \sqrt{s} s'il n'y avait que le diagramme dans la voie t avec échange d'un neutrino. L'accord entre les mesures effectuées à LEP et les prédictions du modèle standard est présenté sur la figure 2.3.

Le signal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ n'est pas le seul canal produit lors des collisions aux énergies de LEP-2. La figure 2.4 présente les sections efficaces des autres processus. On remarque notamment que la section efficace de production $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$

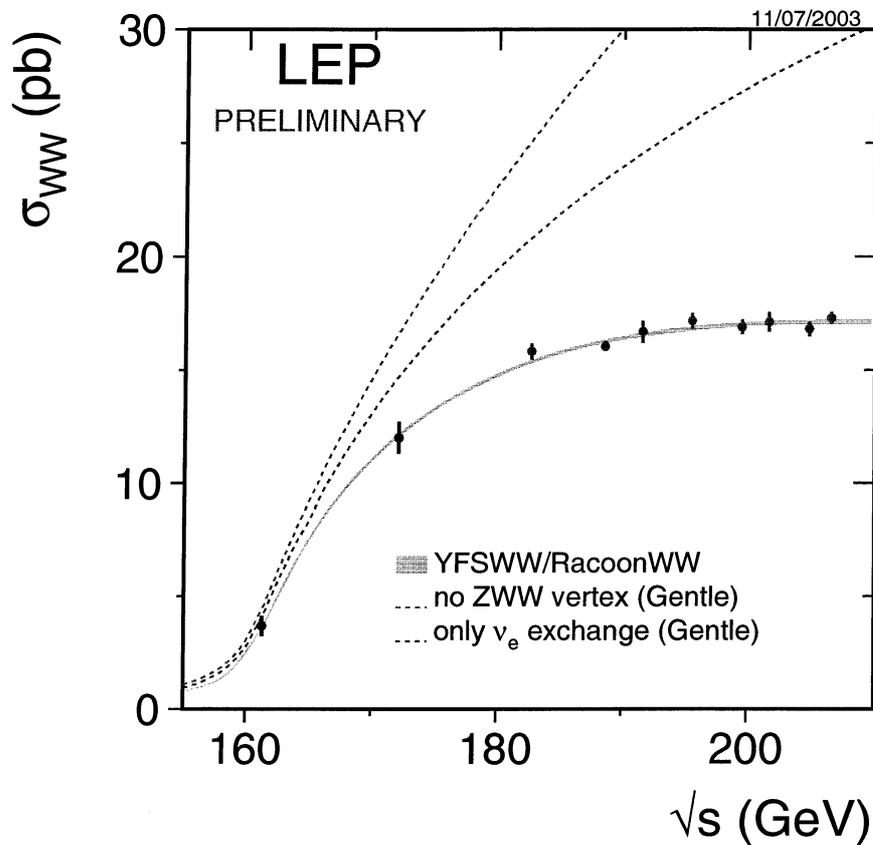


FIG. 2.3 – Section efficace de production d'une paire W^+W^- à LEP en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision [8]. La courbe du haut (en tirés mauves) correspond à la section efficace divergente attendue dans le cas où seul le diagramme de Feynman avec échange d'un neutrino contribuait à l'ordre de l'arbre. La section efficace théorique s'accordant avec les mesures expérimentales nécessite la prise en compte des diagrammes faisant intervenir des couplages entre bosons ZWW et γWW .

est un ordre de grandeur plus importante que celle du signal et cette topologie constitue un bruit de fond important pour la désintégration hadronique de la paire W^+W^- . Il est donc nécessaire de définir des critères de sélection des événements W^+W^- et de faire un compromis entre efficacité de sélection et pureté du lot sélectionné. Les performances du détecteur jouent alors un rôle plus critique dans l'étude du boson W que ce n'était le cas pour le Z .

La luminosité instantanée délivrée par LEP-2 est de l'ordre de $8 \times$

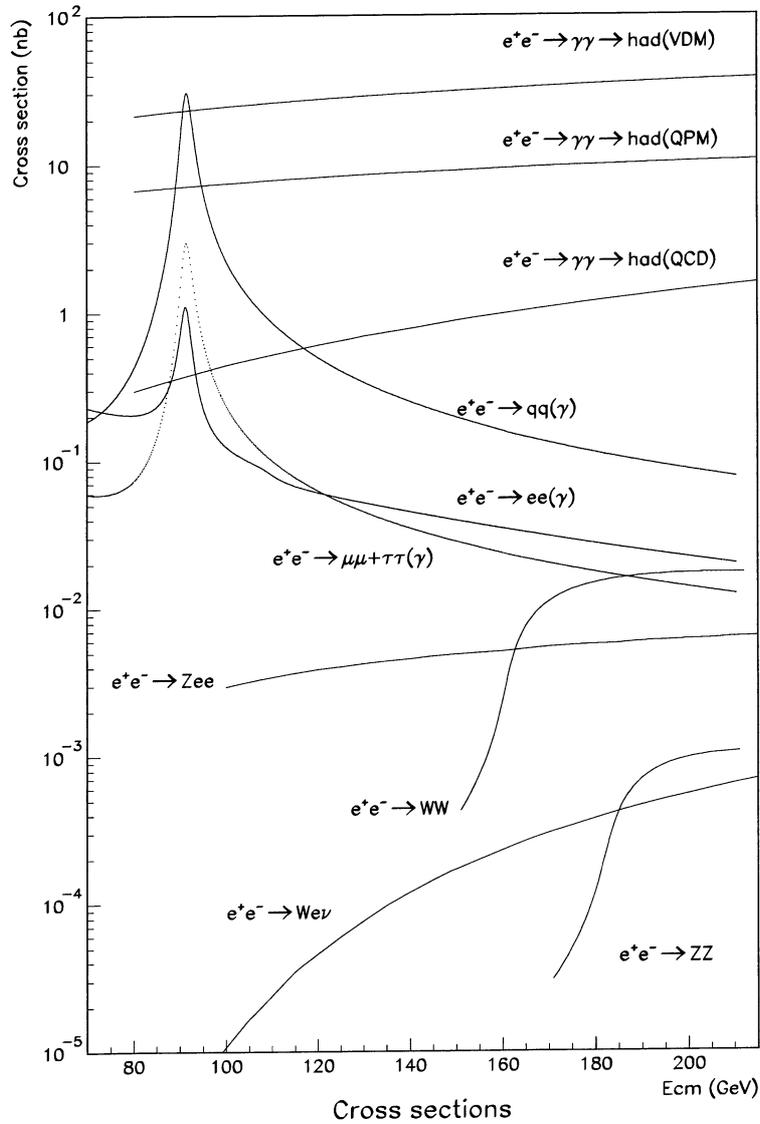


FIG. 2.4 – Les sections efficaces des principaux processus physiques produits à LEP-2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse [9].

$10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La luminosité intégrée enregistrée par DELPHI durant LEP-2 au-delà de l'énergie de seuil de production d'une paire de W est d'environ 670 pb^{-1} , à comparer à 134 pb^{-1} par expérience durant la phase LEP-1. Cependant il y a un facteur 2000 entre les sections efficaces de production du Z et du W et à peine plus de 10000 paires WW ont été produites dans DELPHI durant LEP-2, à comparer aux 4 millions de Z .

Le tableau 2.1 présente les sections efficaces de production d'une paire W^+W^- à LEP, la luminosité collectée ainsi que le nombre de W produits dans l'expérience DELPHI en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour les données que nous avons analysées.

année	\sqrt{s} (GeV)	Luminosité (pb^{-1})	σ_{WW} (pb)	nombre WW produits
1996	161	10.0		
1996	172	10.0		
1997	183	53.5		
1998	189	157.6	16.51	2602
1999	192	25.8	16.94	437
1999	196	76.9	17.25	1316
1999	200	83.3	17.56	1463
1999	202	40.3	17.72	714
2000	205-209	220.0		

TAB. 2.1 – Luminosité collectée dans DELPHI à LEP-2 en fonction de l'énergie de collision. Nous avons aussi indiqué les sections efficaces de production d'une paire W^+W^- et le nombre de paires produites correspondant aux données que nous avons analysées pour notre mesure de la masse du W . Les valeurs des énergies et des sections efficaces se sont affinées depuis, les valeurs indiquées sont celles utilisées dans notre analyse.

2.2 Intérêts de la mesure de la masse du W

La masse du boson vecteur de l'interaction faible chargée est une observable fondamentale du modèle standard, lequel ne prédit pas la valeur des masses des particules. Il permet par contre de dériver des relations entre les différentes observables électrofaibles. Ces relations permettent soit de tester la théorie avec les grandeurs déjà mesurées, soit de prédire la valeur des observables encore totalement inconnues.

2.2.1 Test du modèle standard

Les accélérateurs e^+e^- permettent des mesures d'une très grande précision parce que les électrons et les positons sont des particules ponctuelles aux énergies de la collision. Ainsi l'état initial et l'énergie de la collision sont bien définis, l'état final est relativement simple et il y a disparition de tous les fermions présents dans l'état initial. Cette bonne précision permet de mesurer les corrections radiatives

électrofaibles à une boucle par rapport aux prédictions calculées à l'ordre de l'arbre. Une des contributions aux corrections radiatives est la correction $\Delta\rho$ au paramètre ρ du modèle standard :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$$

qui vaut 1 à l'ordre de l'arbre dans le modèle standard. Dans l'expression de $\Delta\rho$, la contribution fermionique majeure est celle faisant intervenir une boucle top-beau. Cette correction fermionique, illustrée par la figure 2.5 pour le propagateur du W , dépend quadratiquement de la masse du top : $\Delta\rho_{fermions} \propto m_{top}^2$.

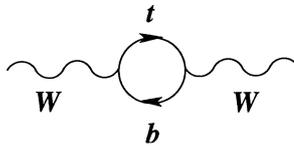


FIG. 2.5 – Diagramme à une boucle illustrant la correction radiative fermionique dominante au propagateur du W .

Ainsi, une mesure de précision des corrections radiatives permet de contraindre la masse du W en fonction de la masse du top. La moyenne de la prédiction indirecte de M_W obtenue à partir des mesures des observables électrofaibles auprès de LEP et SLC, ainsi qu'à partir de la mesure du rapport des interactions à courant neutre sur courant chargé dans les diffusions de neutrinos sur des nucléons par NuTeV et la moyenne des mesures directes à LEP-2 et au Tevatron sont reportées sur la figure 2.6. Ce résultat est celui donné par le *LEP ElectroWeak Working Group* en juillet 2003 [10].

Avant les données de LEP-2 et au moment de commencer notre analyse, la masse du W était mesurée plus précisément par les corrections radiatives que par la mesure directe, contrairement au quark top. Grâce aux résultats obtenus auprès de LEP-2 et du Tevatron, la confrontation des mesures directes et indirectes de la masse du W permet maintenant un test fondamental du modèle standard. Notons que les mesures électrofaibles montrent presque toutes un très bon accord avec le modèle standard utilisé comme seule théorie décrivant les données [10].

2.2.2 Contrainte sur la masse du boson de Higgs

Revenons aux corrections radiatives : la contribution à $\Delta\rho$ de l'unique boson de Higgs, dans le cadre du modèle standard et si $M_{higgs} \gg M_W$, varie seulement logarithmiquement avec la masse du Higgs [11] : $\Delta\rho_{higgs} \propto -\ln \frac{M_{higgs}^2}{M_W^2}$. La figure 2.7 illustre ces corrections à l'ordre d'une boucle au propagateur du W .

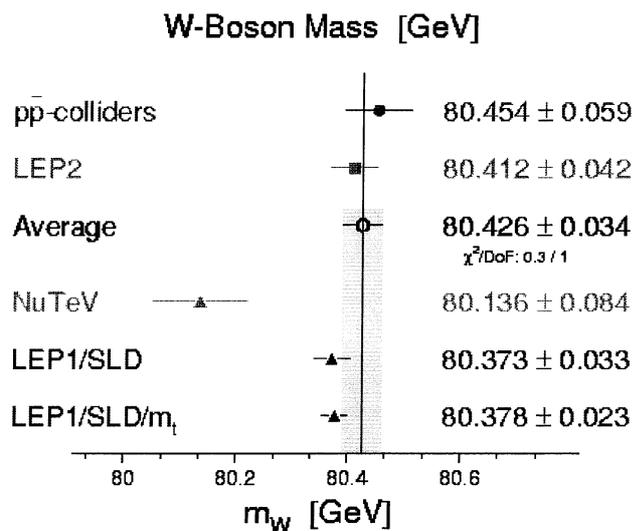


FIG. 2.6 – Comparaison des mesures directes de M_W auprès de LEP-2 et du Tevatron et des déterminations indirectes obtenues par des mesures d'autres observables électrofaibles par NuTeV, les quatre expériences auprès du LEP et SLD (été 2003 [10]).

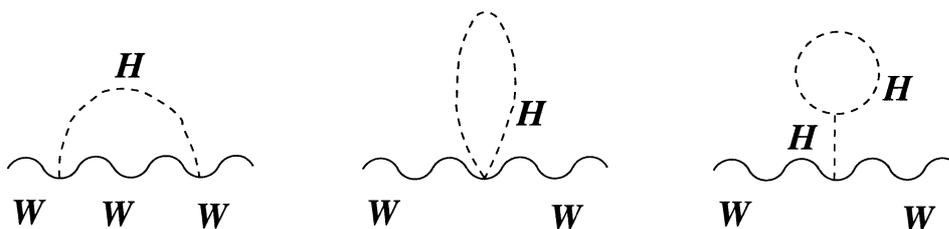


FIG. 2.7 – Diagramme à une boucle illustrant les corrections radiatives au propagateur du W introduites par le boson de Higgs du modèle standard.

La contrainte que l'on peut déduire sur la masse du Higgs est ainsi beaucoup moins pertinente que celle qui a été inférée grâce aux données de LEP-1 sur la masse du quark top avant sa découverte au Tevatron. La masse du Higgs peut être exprimée par exemple en fonction de la masse du Z , la constante de Fermi G_F et la constante de structure fine α qui sont trois paramètres mesurés avec une grande précision, ainsi qu'en fonction de la masse du W , des corrections radiatives et de la masse du top. La figure 2.8 présente la courbe du $\Delta\chi^2$ en fonction de la masse du Higgs dans le cadre du modèle standard, dérivé des mesures électrofaibles de précision faites auprès de LEP, du Tevatron et par SLD et NuTeV [10] en avril 2004. La masse la plus probable est de $117 \text{ GeV}/c^2$ avec une erreur expérimentale de $+67 \text{ GeV}/c^2 - 45 \text{ GeV}/c^2$ et une erreur théorique indiquée par l'élargissement

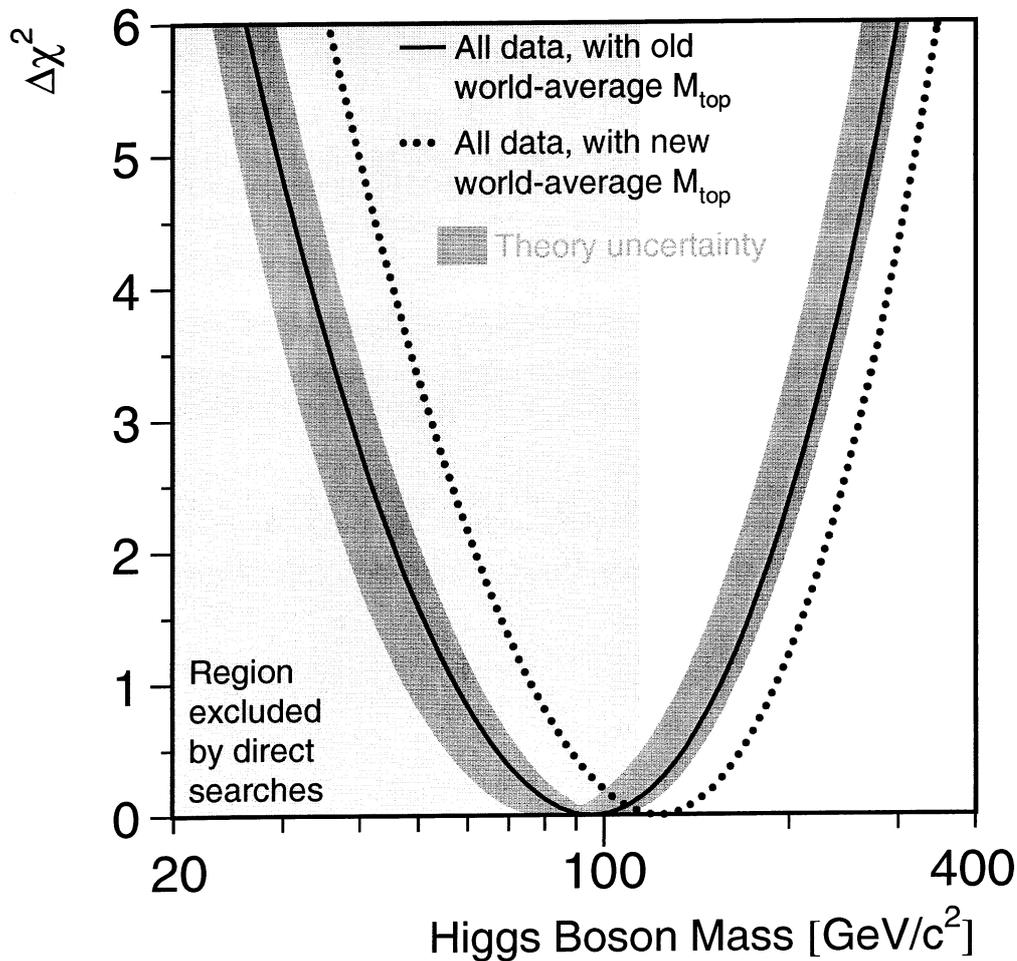


FIG. 2.8 – Courbe du $\Delta\chi^2$ en fonction de la masse du Higgs dans le cadre du modèle standard, dérivée des mesures électrofaibles de précision obtenues auprès de LEP, du Tevatron et par SLD et NuTeV (mi-2003) [10]. Ce résultat est basé sur l'ancienne mesure de la masse du top au Tevatron qui est $m_{\text{top}} = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ [14]. La masse la plus probable du boson de Higgs du modèle standard, représentée par la parabole en trait plein, est de $96 \text{ GeV}/c^2$ avec une erreur expérimentale de $+60 \text{ GeV}/c^2 - 38 \text{ GeV}/c^2$ et une erreur théorique indiquée par l'élargissement (grisé ou bleu) de la courbe. Le résultat à 95 % de niveau de confiance en tenant compte des erreurs expérimentale et théorique est $M_{\text{Higgs}} < 219 \text{ GeV}/c^2$. La recherche directe du boson de Higgs à LEP impose la limite inférieure de $114.4 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance, qui est représentée par le domaine grisé (ou jaune) exclu. Cette figure indique aussi le nouvel ajustement (avril 2004), basé sur la nouvelle mesure de la masse du top $m_{\text{top}} = 178.0 \pm 4.3 \text{ GeV}/c^2$ [15]: $M_{\text{Higgs}} = 117_{-45}^{+67} \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\text{Higgs}} < 251 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de confiance.

(grisé ou bleu) de la courbe. La prédiction indirecte de la masse du W par NuTeV, qui est à 2.9σ de la valeur moyenne (voir figure 2.6) ne change pas ce résultat de manière sensible. Le résultat à 95 % de niveau de confiance en tenant compte des erreurs expérimentale et théorique est $M_{Higgs} < 251 \text{ GeV}/c^2$. La recherche directe du boson de Higgs à LEP impose la limite inférieure de $114.4 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance [12]. Les indications d'un signal observé à $115 \text{ GeV}/c^2$ [13] dans l'expérience ALEPH au LEP devront attendre le LHC après 2007 pour être confirmées ou invalidées.

Aujourd'hui (2004) l'erreur sur la masse du W est réduite à $30 \text{ MeV}/c^2$, c'est donc l'erreur sur la masse du top qui limite la contrainte sur la masse du Higgs. L'erreur relative atteignable sur la masse du Higgs est d'environ 40 % en utilisant les contraintes de la masse du W mesurée avec une erreur absolue de $30 \text{ MeV}/c^2$ et celle du top avec une erreur de $3 \text{ GeV}/c^2$, précision qui devrait être atteinte au Run II du Tevatron avec une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} par expérience. Signalons que la masse du W peut être remplacée par exemple par $\sin^2 \theta_W$ dans l'expression de la masse du Higgs. La mesure de l'angle de Weinberg était plus contraignante au départ mais les corrections radiatives de type QED dépendent sensiblement d'une contribution des quarks. Il en découle une incertitude difficilement réductible liée à la connaissance de la masse des quarks légers.

2.3 Méthodes de mesure de la masse du W

2.3.1 La méthode directe

La méthode qui vient directement à l'esprit pour mesurer la masse d'une particule est de reconstruire sa quadri-impulsion, dont le produit scalaire vaut le carré de la masse qui est un invariant de Lorentz. Cette méthode, que nous appellerons la mesure directe de la masse du boson W , est en réalité compliquée par différents processus :

- la production de processus physiques autres que le W lors des collisions,
- la désintégration du W intervenant avant qu'il ne soit détecté,
- le fait que le W soit produit à LEP-2 majoritairement par paires, dont les produits de désintégration peuvent se confondre et présentent de plus des corrélations quantiques,
- enfin l'efficacité et la résolution du détecteur.

Malgré ces difficultés nous avons choisi la méthode de mesure directe de la masse car elle permet d'atteindre la meilleure précision sur la mesure de la masse du W aux collisionneurs existant. L'erreur statistique attendue à LEP-2 sur la masse du W en supposant un détecteur parfait et en négligeant le bruit de fond est indépendante de l'énergie du faisceau. Pour une luminosité de 400 pb^{-1} elle vaut :

$$\Delta M_W (\text{stat.}) \simeq \frac{\Gamma_W}{\sqrt{\text{luminosité} \times \sigma_{WW}}} \simeq 25 \text{ à } 30 \text{ MeV}/c^2$$

Avant de passer en revue les grandes lignes de cette méthode, nous allons mentionner les méthodes indirectes pour mesurer la masse du W , qui ne nécessitent pas la reconstruction de sa quadri-impulsion mais sont basées sur la mesure d'observables physiques dont la dépendance en M_W est connue.

2.3.2 Les méthodes indirectes

2.3.2.1 Mesure au seuil de la section efficace de production des paires de W

La section efficace de production des paires de bosons W dans les collisions e^+e^- varie très vite au seuil de production, c'est-à-dire pour une énergie dans le centre de masse proche de $2M_W$. Cette sensibilité à M_W permet de mesurer la masse dans le cadre du modèle standard. En 1996, LEP-2 a fonctionné avec une énergie dans le centre de masse voisine de 161 GeV et la mesure moyenne des quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL [16], avec 42 pb^{-1} de luminosité intégrée chacune, est $M_W = 80.40 \pm 0.22 \text{ GeV}/c^2$.

L'erreur statistique de cette mesure est du même ordre de grandeur que celle attendue avec la mesure par reconstruction de la quadri-impulsion du W , pour une même luminosité. De plus cette méthode, basée sur le comptage des événements sélectionnés, permet de s'affranchir de la résolution des mesures d'énergie et d'impulsion. La limitation statistique de cette mesure est gouvernée par la luminosité délivrée par LEP-2 au seuil de production des paires de W . Cette mesure est en effet en compétition avec les autres recherches importantes à LEP-2, notamment la recherche du boson de Higgs, de particules supersymétriques et les mesures des autres propriétés du W , qui nécessitent d'augmenter l'énergie de collision pour augmenter la section efficace du processus concerné. Ainsi la section efficace de production des paires de W augmente de 3.5 pb au point de fonctionnement choisi pour la mesure de la masse au seuil, à 17 pb pour des collisions à 180 GeV. Cependant la sensibilité de cette section efficace en fonction de la masse du W diminue au-delà du seuil de production des paires W^+W^- .

L'extraction de la masse à partir de la mesure de la section efficace est peu sensible aux autres paramètres du modèle standard. Les principales sources d'incertitudes systématiques sont le calcul des ordres supérieurs de la section efficace, la détermination des contributions du bruit de fond et l'efficacité de sélection du signal.

2.3.2.2 Spectre d'énergie des leptons

Lors des désintégrations leptoniques ou semi-leptoniques des paires de W à LEP-2, l'énergie du lepton est limitée cinématiquement par la valeur de la masse du W :

$$E_{\pm} = \frac{\sqrt{s}}{4} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4M_W^2}{s}} \right)$$

où E_+ et E_- sont les bornes minimale et maximale de l'énergie du lepton et \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse de la collision. Il est alors théoriquement possible de déduire la masse du W à partir de la mesure des deux extrêmes du spectre en énergie des leptons (muons et électrons). En pratique, la borne inférieure du spectre en énergie des leptons est noyé sous le bruit de fond constitué par les événements $q\bar{q}(\gamma)$ et les désintégrations semi-leptoniques faisant intervenir le lepton τ . Par ailleurs la distribution de l'énergie des leptons est très élargie par la largeur du W et la résolution de la mesure de l'énergie du lepton. Finalement la résolution sur M_W espérée avec cette mesure ne la rend pas du tout compétitive avec les deux autres méthodes sus-mentionnées.

Signalons que d'autres méthodes similaires ont été envisagées. Ainsi, partant du constat que la résolution angulaire est meilleure que la résolution en énergie, la masse peut être extraite de la mesure des angles entre les produits de désintégration du W [17]. En pratique, seuls les angles entre les deux jets des états finals $W^+W^- \rightarrow \ell\nu q_1\bar{q}_2$ sont bien définis : les neutrinos manquant excluent l'utilisation des désintégrations leptoniques du W , et il y a plusieurs angles possibles pour les désintégrations doublement hadroniques d'une paire de W . Les performances attendues de cette méthodes ne sont finalement pas plus intéressantes que celles de la mesure du spectre d'énergie du lepton.

2.3.2.3 Ajustement des mesures électrofaibles

Les trois méthodes que nous venons de décrire, la reconstruction de la quadri-impulsion du W , la mesure de la section efficace au seuil de production et la détermination du spectre d'énergie du lepton sont parfois dénommées des méthodes directes pour rappeler qu'elles utilisent des bosons W produits sur leur couche de masse. Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.1, l'ensemble des variables électrofaibles dépendent de la masse du W , laquelle intervient dans l'expression des corrections radiatives correspondant aux diagrammes à l'ordre de la boucle. Le rapport des interactions à courant neutre sur courant chargé dépend lui aussi directement de la masse du W . L'ajustement de l'ensemble des observables électrofaibles, mesurées par les expériences du LEP, par SLD et par NuTeV, permet de prédire la masse la plus probable du W . Cette dernière méthode de mesure de la masse du W est appelée mesure indirecte car les W sont virtuels.

2.3.3 Principe et difficultés de la mesure directe de la masse du W à LEP-2

L'un des objectifs de LEP-2 est la mesure précise de la masse du boson W . Mesurer une observable de physique des particules au millième près requiert un soin extrême dans toutes les étapes de l'analyse. Dans ce paragraphe, j'introduis le principe général de cette analyse ainsi que les difficultés afférentes.

Parmi toutes les collisions e^+e^- enregistrées, il faut commencer par extraire celles contenant des bosons W . A LEP-2, le boson W est produit majoritairement par paire $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ avec une section efficace de production de l'ordre de 17 pb, à comparer aux processus de production d'un seul W que nous n'utiliserons pas pour notre mesure (par exemple de l'ordre de 0.5 pb pour $e^+e^- \rightarrow We\nu$).

Le W se désintègre en deux fermions, $q\bar{q}$ dans 68.5 % des cas et $\ell\nu$ pour 10.5 % par lepton. Les trois topologies à rechercher sont donc $\ell\nu\ell\nu$ pour 10.6 % des désintégrations, $\ell\nu q\bar{q}$ pour 43.9 % et enfin $q\bar{q}q\bar{q}$ pour 45.5 %. Le neutrino n'étant pas détecté, le canal totalement leptonique induit une grande incertitude sur la reconstruction cinématique de la quadri-impulsion des deux W et n'offre pas d'intérêt de par sa faible contribution statistique.

Nous avons choisi de reconstruire les paires de W se désintégrant en quatre quarks qui semblait le canal le plus prometteur au début de notre analyse. En effet on évite ainsi l'incertitude introduite par la perte du neutrino et la difficulté de reconstruire les trois saveurs de lepton. D'autre part, la résolution en énergie des électrons reconstruits avec le détecteur DELPHI n'est pas bonne, notamment dans les bouchons. Un électron produit au vertex primaire traverse plus d'une longueur de radiation avant d'arriver dans le FEMC (*Forward ElectroMagnetic Calorimeter*), le support de la TPC (*Time Projection Chamber*) introduisant une grande quantité de matière, et l'énergie de l'électron est dégradée avant d'être mesurée.

Une fois mis au point les critères de discrimination entre le signal $W^+W^- \rightarrow 4q$ et les autres processus physiques produits à LEP-2, nous avons déterminé que les principaux bruits de fond au canal hadronique sont les événements $q\bar{q}\gamma$, ZZ et les autres processus présentant également quatre fermions dans l'état final mais sans provenir de la désintégration de deux W , ainsi que des désintégrations semi-leptoniques d'une paire de W . La contribution de ces événements au lot sélectionné pour la mesure de la masse est évaluée par la simulation.

Il s'agit ensuite de mesurer la quadri-impulsion des quatre quarks. Mais les quarks n'existent pas à l'état libre et se hadronisent majoritairement en quatre ou cinq jets pour les désintégrations hadroniques des deux W . Se pose alors le problème du choix de l'algorithme de reconstruction des jets et du nombre de jets à reconstruire. Puis il faut assigner ces jets, qui ne sont généralement pas adjacents dans l'espace, aux deux bosons W : il y a trois combinaisons possibles si l'on reconstruit l'événement en quatre jets, dix pour cinq jets. Dans le premier cas,

chaque paire W^+W^- est reconstruite trois fois et contribue pour un événement de signal et deux de bruit de fond.

Supposons maintenant qu'on ait réussi à mesurer les deux quadri-impulsions correspondant à la paire W^+W^- . On peut théoriquement ajuster la distribution de masse par une fonction de Breit-Wigner et extraire la masse et la largeur avec une certaine incertitude induite par la présence des bruits de fond que nous venons d'exposer. Mais cette distribution est déformée par l'imperfection de la reconstruction de la collision : les neutrinos ne sont pas détectés et leur énergie n'est pas prise en compte dans les quadri-impulsions mesurées, de même que l'énergie des autres particules échappant à la détection à cause des zones non instrumentées du détecteur, leur énergie trop faible ou encore une mauvaise reconstruction des trajectoires. Pour améliorer la précision en affinant la distribution des masses reconstruites, on utilise la connaissance de l'énergie dans le centre de masse de la collision, permettant de contraindre les quadri-impulsions. Dans le cas des collisions e^+e^- , quatre contraintes peuvent être inférées de la conservation de l'énergie et de l'impulsion lors de la collision :

$$\sum_{j=1}^N \vec{p}_{i,j} = \vec{0}$$

$$\sum_{j=1}^N E_j = E_{c.d.m.} = 2 \times E_{\text{faisceau}}$$

avec les coordonnées spatiales $i = x, y, z$ et les traces (ou les jets) reconstruites $j = 1$ à N .

Par contre dans les collisions hadroniques, donc au Tevatron en fonctionnement actuellement, la quadri-impulsion des partons participant à la collision est mal connue. Seules deux contraintes sur leurs impulsions transverses peuvent alors être utilisées (elles sont en moyenne nulles) et des modèles sont nécessaires pour extraire la masse du W à partir de la mesure de sa masse transverse .

En pratique, l'énergie de la collision n'est pas non plus exactement connue à LEP-2. En plus de l'incertitude liée à l'énergie des électrons et des positons dans le faisceau, ces e^\pm rayonnent des photons avant la collision. Ces photons ne sont généralement pas détectés et l'énergie réelle de la collision est surestimée, induisant une erreur sur la masse mesurée.

Enfin à LEP-2, la distance de vol d'un W produit dans une paire est de l'ordre de :

$$\beta\gamma c\tau \simeq \frac{\sqrt{E_W^2 - M_W^2} c \hbar}{M_W \Gamma_W} \simeq 6 \times 10^{-17} \text{ m}$$

en prenant par exemple $E_W = 189/2 \text{ GeV}$, et le temps de vie correspondant est environ $3 \times 10^{-25} \text{ s}$. Cette distance est bien inférieure à la distance typique d'hadronisation qui est de 1 fm. Il y a alors possibilité d'échanger des gluons entre

le quark et l'anti-quark n'appartenant pas au même W dans une désintégration doublement hadronique de la paire. Ce phénomène est appelé reconnexion de couleur. Une autre interaction entre les produits de désintégration des deux W peut compliquer la mesure de la masse du W , ce sont les corrélations de Bose-Einstein entre les mésons pions provenant des deux W qui existent pour des distances allant jusqu'à 1 fm. Les impulsions des pions entre lesquels il y a cohérence quantique sont affectées. Ces deux phénomènes d'interaction dans l'état final sont essentiellement non perturbatifs et leur influence sur la mesure de la masse du W ne peut être étudiée qu'à partir de modèles. Nous verrons que c'est la pierre d'achoppement de la mesure de la masse du W dans le canal hadronique.

2.4 Mesure de la masse du boson W dans le canal hadronique

Dans cette section j'expose les grandes lignes de la méthode de mesure de la masse du W que nous avons développée à l'IREs. Je décris dans un premier temps le dispositif expérimental constitué de l'accélérateur LEP et du détecteur DELPHI, en mettant surtout l'accent sur les paramètres cruciaux pour la mesure de la masse du W . Notre mesure est basée sur la comparaison des données avec des événements simulés, c'est pourquoi je décris également les générateurs utilisés pour simuler les collisions enregistrées par DELPHI. D'autres points de l'analyse sont exposés plus succinctement, notamment la sélection des paires de W et l'accord entre les données et la simulation, ils sont rédigés plus en détail dans la thèse de Ph. Zoller [1]. J'explique ensuite la fonction de vraisemblance que nous avons construite pour mesurer la masse du W . Notre approche est originale par rapport aux autres analyses menées dans les expériences auprès du LEP. Nous nous sommes particulièrement attachés à vérifier les biais de notre mesure et de l'erreur statistique associée. Enfin la dernière partie est consacrée à l'exposé de nos résultats et de l'état de la mesure de la masse du W plus de trois années après le démantèlement du LEP.

2.4.1 Le dispositif expérimental

2.4.1.1 L'accélérateur LEP-2

Le LEP est un anneau circulaire d'environ 26.7 km de circonférence dans lequel sont accélérés des électrons et des positons en sens inverse. Quatre régions d'interaction sont instrumentées par les détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Les électrons et les positons ont une accélération normale non nulle dans les parties courbes, ils rayonnent des photons synchrotrons et subissent une perte d'énergie par tour ΔE proportionnelle à E^4/ρ pour un rayon de courbure ρ . Les 128 cavités accélératrices à radio-fréquence RF en cuivre de la phase LEP-1 ont dû être

remplacées progressivement par 288 cavités supraconductrices en niobium pour permettre la montée en énergie de LEP-2.

La précision sur la mesure de l'énergie du faisceau est déterminante pour la mesure de la masse du W par reconstruction directe car E_b est un paramètre d'entrée de l'ajustement cinématique contraint des quadri-impulsions des jets. L'incertitude systématique relative sur M_W liée à la précision sur l'énergie du faisceau E_b dépend approximativement linéairement de l'erreur relative sur E_b :

$$\Delta M_W \simeq \frac{\Delta E_b}{E_b} \times M_W$$

et c'est la quatrième source d'erreur systématique par ordre d'importance. Il s'agit de surcroît d'une erreur corrélée aux quatre expériences ainsi qu'à tous les canaux de désintégration de la paire de W , elle n'est donc pas réduite par la combinaison des mesures au LEP.

Jusqu'à 60 GeV, l'énergie moyenne des faisceaux E_b est déterminée avec une précision relative de 0.5×10^{-5} par la mesure de la fréquence de résonance détruisant la polarisation du faisceau [18]. Au-delà de 60 GeV, la polarisation naturelle des faisceaux devient trop faible pour déterminer E_b . On construit alors une droite de calibration $E_b = f(\vec{B})$ à basse énergie où E_b est déterminée par dépolarisation résonnante et le champ magnétique \vec{B} est mesuré par deux dispositifs : le champ magnétique local est mesuré dans 16 sondes à résonance magnétique nucléaire placées dans le tube à vide du faisceau et dans des aimants de courbure, et le champ intégré est mesuré dans des boucles de flux placées dans la plupart des dipôles de LEP. Cette calibration est extrapolée aux énergies au-delà de 60 GeV et permet de mesurer l'énergie du faisceau à partir des mesures de champ. L'erreur sur E_b augmente néanmoins d'un ordre de grandeur, elle est par exemple de 20 MeV pour $E_b = 189 \text{ GeV}/c^2$ en 1998.

Cette mesure par dépolarisation résonnante est comparée pour vérification aux mesures obtenues par d'autres méthodes. Ainsi le rapport Q_S de la fréquence d'oscillation synchrotron sur la fréquence de révolution dépend de la tension V_{RF} des cavités accélératrices ainsi que de la perte d'énergie par tour qui est proportionnelle à E_b^4 . La mesure de Q_S en fonction de V_{RF} permet donc de mesurer E_b , mais uniquement pour des énergies ne dépassant pas l'énergie de seuil de production des paires de W . Par ailleurs un spectromètre a été installé en 1999 pour mesurer l'énergie des faisceaux directement aux énergies de LEP-2 [18]. Le faisceau est courbé avec un champ magnétique connu et l'énergie du faisceau est déterminée à partir de la mesure précise de l'angle de courbure. Cette information n'était pas disponible au moment où nous avons mesuré la masse du boson W .

2.4.1.2 Le détecteur DELPHI

Le détecteur DELPHI a été conçu pour des collisions symétriques et est composé de plusieurs systèmes de détection cylindriques coaxiaux fermés par

deux bouchons instrumentés permettant une détection à 4π stéradians. Une vue schématique du détecteur est présentée sur la figure 2.9.

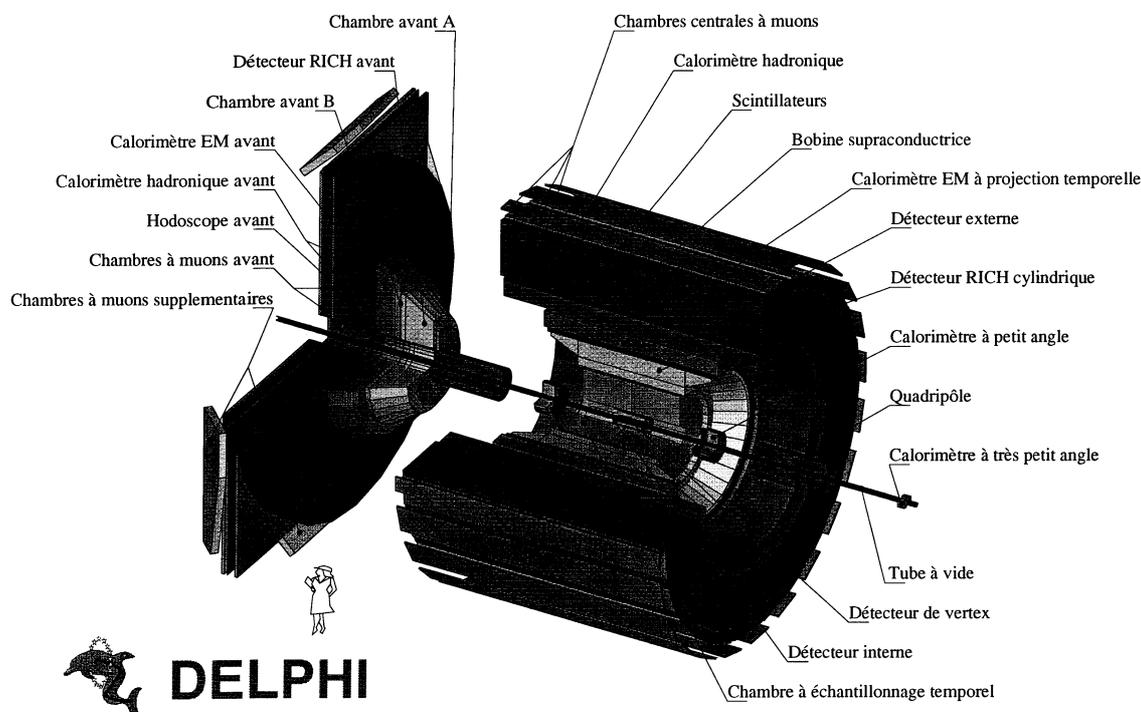


FIG. 2.9 – Vue schématique du détecteur DELPHI. Sa longueur et son diamètre sont tous deux de l'ordre de 10 m.

DELPHI permet d'identifier la nature et de reconstruire précisément la trajectoire des particules chargées, de mesurer l'énergie et la direction de certaines particules neutres et chargées et un champ magnétique de 1.2 T parallèle à l'axe du faisceau permet de mesurer l'impulsion des particules chargées. Une description détaillée des systèmes de détection de DELPHI et de leurs performances est présentée dans [19]. Ses particularités par rapport aux trois autres expériences du LEP sont essentiellement :

- Un détecteur de vertex constitué des trois couches de silicium placées à 6.3, 9 et 10.9 cm du faisceau qui mesure à trois dimensions le lieu de passage des particules avec une très grande précision : $7 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $11 \mu\text{m}/\sin\theta$ suivant l'axe du faisceau. Ce détecteur permet de reconstruire le point d'annihilation e^+e^- et le vertex de désintégration des particules à grand temps de vie. Il est très important pour la physique de la beauté et du charme ainsi que pour l'étiquetage des jets beaux utilisé dans la recherche du boson de Higgs dans le canal de désintégration $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ et dans la recherche de particules supersymétriques.

- Un détecteur à imagerie Čerenkov RICH pour identifier les particules chargées avec une performance dépendant de l'impulsion des particules. Deux radiateurs d'indice optique n permettent de couvrir une large gamme d'impulsion (le seuil d'émission de photons Čerenkov et l'angle de saturation du cône dépendent de n). Le RICH a surtout été très utilisé durant LEP-1. Ce détecteur est propre à DELPHI et ce choix a limité la taille de la chambre à échantillonnage temporel (TPC) qui ne fournit au mieux que 16 points de mesure tridimensionnelle pour les mesures de dE/dx et la localisation du passage d'une particule chargée (à comparer aux 21 points de mesure pour la TPC d'ALEPH). Une couche additionnelle de trajectographie (*Outer Detector* et chambre avant) est placée entre le RICH et le calorimètre électromagnétique pour augmenter le bras de levier et améliorer la mesure des hautes impulsions des particules chargées.

Pour mesurer la masse du boson W dans le canal hadronique, il est important d'avoir une bonne précision sur les mesures de l'impulsion et de l'énergie des particules, associée à de très bonnes herméticité et efficacité de détection. La reconstruction de la quadri-impulsion des jets est alors un bon estimateur de celle des quarks issus de la désintégration des W . Nous assignons leur masse aux particules identifiées dans les détecteur d'identification ou par reconstruction cinématique (K_s^0 et Λ), la masse du pion aux autres particules chargées et une masse nulle aux particules neutres lors du calcul des quadri-impulsions des jets. Cependant la résolution sur la mesure de l'énergie totale de l'événement n'est pas assez bonne pour être sensible à la masse affectée aux particules et les performances des détecteurs d'identification des particules n'importent pas pour notre analyse.

2.4.2 Simulation du signal $W^+W^- \rightarrow 4q$ et des bruits de fond

La masse du boson W est mesurée par une méthode de maximum de vraisemblance permettant de comparer les données enregistrées avec des événements simulés. Nous avons vu dans la section 2.1.2 que plusieurs processus physiques sont produits avec des sections efficaces variées durant les collisions à LEP-2. Il est nécessaire de simuler tous les processus susceptibles d'être sélectionnés pour notre mesure de la masse du W , c'est-à-dire les diagrammes CC03 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q$ correspondant à notre signal, tous les autres diagrammes à quatre fermions pouvant interférer avec le signal et les processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ passant en partie nos critères de sélection du signal. La simulation Monte-Carlo d'événements dans DELPHI utilise des générateurs spécifiques pour les différents processus physiques produits à LEP-2 :

- Les bruits de fond $ZZ \rightarrow 4q$ et $q\bar{q}(\gamma)$ sont générés avec PYTHIA [20] ainsi que les diagrammes CC03 correspondant au signal $W^+W^- \rightarrow 4q$.

L'hadronisation des quarks générés avec PYTHIA est faite par l'algorithme JETSET [20].

- Le générateur EXCALIBUR [21] produit tous les diagrammes correspondant à l'état final en quatre fermions et tient compte des interférences entre eux. En effet d'autres diagrammes que CC03 contribuent à ce même état final, il y a par exemple onze diagrammes CC11 (incluant CC03) faisant intervenir un propagateur de W et un autre propagateur, soit de W , soit de Z , soit de γ . Des bruits de fond sont donc aussi présents dans un lot d'événements quatre fermions générés par EXCALIBUR. L'hadronisation des quarks en jets est faite par JETSET ou HERWIG [22]. La version originale d'EXCALIBUR permet l'émission de photons ISR rigoureusement colinéaires à l'axe du faisceau. DELPHI utilise une version d'EXCALIBUR modifiée, l'algorithme QEDPS [23] ayant été incorporé pour donner une impulsion transverse aux photons rayonnés dans l'état initial.

2.4.2.1 Paramètres intervenant dans la génération

La phase non perturbative de la reconnexion de couleur entre les quarks issus de la désintégration des deux W est modélisée dans JETSET. Plusieurs algorithmes sont comparés pour étudier les biais et les incertitudes systématiques induites sur la mesure de la masse du W [24] :

- le modèle SK-I dans lequel le champ de couleur est modélisé par un tube de flux de profil transverse gaussien par analogie avec la supraconductivité de type I. La probabilité qu'il y ait reconnexion de couleur entre les deux W est $P_{CR} = 1 - e^{-\kappa r_C}$ où r_C est la longueur de recouvrement des tubes de couleur et κ est le paramètre permettant de choisir l'ordre de grandeur de la probabilité.
- les modèles SK-II et SK-II' dans lesquels le champ de couleur est traité comme un vortex par analogie avec la supraconductivité de type II. La probabilité de reconnexion vaut 1 si deux vortex se touchent.

Les corrélations de Bose-Einstein sont modélisées dans les simulations de DELPHI dans JETSET par l'algorithme LUBOEI [25]. Les impulsions p et q de deux pions sont modifiées par la fonction de corrélation $R(p-q) = 1 + \lambda e^{-r^2(p-q)^2}$ avec les deux paramètres λ correspondant à la force de corrélation et r au rayon de la source de pions. Les effets de la corrélation de Bose-Einstein sur la mesure de la masse ont été testés avec les modèles BE₃ et BE₃₂, correspondant à des hypothèses différentes pour contraindre la fonction de corrélation.

Les paramètres intervenant dans la modélisation de la fragmentation utilisés par JETSET, HERWIG et ARIADNE ont été ajustés dans DELPHI par l'étude d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à LEP-1 [26]. Par exemple cinq paramètres sont ajustés pour JETSET : l'échelle de masse Λ_{QCD} utilisée pour la définition de α_s , l'échelle de masse Q_0 à laquelle est stoppée la cascade partonique intervenant avant la

fragmentation des quarks, les paramètres corrélés a_q et b gouvernant la fragmentation des quarks légers u , d et s suivant le modèle de la corde de Lund [27] et la largeur σ_Q de la distribution d'impulsion transverse du hadron primaire utilisée dans la fonction de Peterson [28] modélisant la fragmentation des quarks lourds. Les valeurs de ces paramètres sont ensuite utilisées aux énergies de LEP-2, ce qui introduit une incertitude liée à l'extrapolation. Il apparaît aussi qu'il n'est pas réaliste d'ajuster indépendamment les paramètres intervenant dans les modélisations de la fragmentation, de la reconnexion de couleur et des corrélations de Bose-Einstein. L'intrication des effets de ces paramètres en fait un véritable noeud gordien. Chaque collaboration ayant de surcroît développé des versions personnelles des générateurs (il y a par exemple un Koralw-OPAL et un Excalibur-DELPHI), la comparaison des paramètres utilisés dans les quatre expériences est très délicate.

2.4.2.2 Accord entre les données et les événements simulés

La qualité de la simulation est cruciale car notre mesure est basée sur la comparaison des données à des événements simulés avec différentes valeurs de la masse du W . Les événements simulés présentent souvent des résolutions et des efficacités de reconstruction meilleures que celles observées dans la réalité, notamment à cause de la difficulté de décrire avec précision toutes les couches successives de matériau composant le détecteur.

Pour améliorer l'accord de la simulation avec les données nous avons d'une part corrigé l'énergie des jets simulés en fonction de leur angle polaire et nous leur avons d'autre part ajouté une dispersion supplémentaire en énergie et en angle. Nous avons déterminé ces corrections en comparant des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ simulés par PYTHIA avec des collisions au pic du Z présentant un état final en deux jets enregistrées durant différentes périodes de la phase LEP-2 (*runs* de calibration). Nous avons ainsi estimé les résolutions en énergie et en angle des jets dans les données et la simulation et avons appliqué des corrections aux simulations d'événements à haute énergie spécifiques à chaque année de prise de données pour assurer des performances équivalentes du détecteur.

2.4.2.3 Repondération à différentes masses du W des événements simulés

Les bosons W sont générés avec une masse de $80.35 \text{ GeV}/c^2$ pour chaque énergie de collision de LEP-2. Des lots d'événements simulés avec d'autres masses sont nécessaires, cependant il est impensable de simuler tout le processus pour plus de quelques valeurs de M_W . Nous avons alors produit des lots d'événements correspondant à une masse M_W^{new} en repondérant les événements générés à $M_W^{gen}=80.35 \text{ GeV}/c^2$ par un facteur w tenant compte de la variation de la section efficace avec la masse :

$$w = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q)|_{M_W^{new}}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q)|_{M_W^{gen}}}$$

PYTHIA ne génère que les diagrammes CC03 et pour une paire W^+W^- de masses m_1 et m_2 le poids w vaut simplement :

$$w = \frac{BW(M_W^{new}, \Gamma_W^{new}, m_1) \times BW(M_W^{new}, \Gamma_W^{new}, m_2)}{BW(M_W^{gen}, \Gamma_W^{gen}, m_1) \times BW(M_W^{gen}, \Gamma_W^{gen}, m_2)}$$

où $BW(M, \Gamma, m)$ correspond à la valeur au point m de la fonction de Breit-Wigner centrée en M et de largeur Γ . La largeur est réestimée dans le cadre du modèle standard en fonction de la masse, dont elle dépend en M_W^3 .

Pour repondérer les événements générés par EXCALIBUR, il faut prendre en compte les amplitudes de probabilité correspondant à tous les diagrammes et leurs interférences. Le poids w s'exprime alors en fonction d'éléments de matrice \mathcal{M} dépendant des quadri-impulsions p_i des quatre fermions i de l'état final [29] :

$$w = \frac{|\mathcal{M}(m_W^{new}, \Gamma_W^{new}, p_1, p_2, p_3, p_4)|^2}{|\mathcal{M}(m_W^{gen}, \Gamma_W^{gen}, p_1, p_2, p_3, p_4)|^2}$$

La signification statistique d'un lot repondéré est ramenée à sa valeur correcte en tenant compte de la variation du nombre d'événements découlant de la dépendance de la section efficace en fonction de la masse du W . Nous avons vérifié que les résultats obtenus par repondération à des masses du W de $79.7 \text{ GeV}/c^2$ et $81.0 \text{ GeV}/c^2$ d'événements générés avec $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$ sont corrects en les comparant aux résultats obtenus avec des événements effectivement simulés à ces deux masses extrêmes.

2.4.2.4 Association des jets reconstruits aux W générés

PYTHIA génère chaque état final à quatre quarks correspondant à un diagramme CC03 unique, avec production de deux bosons W intermédiaires. Les particules issues de l'hadronisation des quatre quarks sont ensuite traitées par le programme de simulation DELSIM [30] qui décrit leur propagation et leurs interactions avec le matériau du détecteur. A partir de leurs traces dans le détecteur, les particules sont reconstruites par le programme DELANA [31]. Aux performances de ces différentes étapes près, le lien entre la particule reconstruite et le W dont elle est issue au niveau de la génération est connu et une particule reconstruite dans l'état final peut être assignée à l'un des deux W . Cependant l'algorithme de reconstruction des jets mélange en partie les particules issues de la désintégration des deux W . Dans notre analyse l'événement est reconstruit en quatre jets et il y a trois combinaisons de paires de jets, six combinaisons pour associer ces paires au W^+ et au W^- . Plusieurs critères peuvent être imaginés pour

associer un jet reconstruit au W généré avec lequel il a “le plus en commun”. Nous choisissons la combinaison i maximisant la valeur absolue de la variable ρ_i définie de la manière suivante :

$$\rho_i = \frac{E_{j_1(i)}^{W^+} + E_{j_2(i)}^{W^+}}{E_{j_1(i)}^{\text{rec}} + E_{j_2(i)}^{\text{rec}}} - \frac{E_{j_3(i)}^{W^+} + E_{j_4(i)}^{W^+}}{E_{j_3(i)}^{\text{rec}} + E_{j_4(i)}^{\text{rec}}}$$

où $E_{j_k(i)}$ correspond à l'énergie du jet k pour la combinaison i . Les quatre jets j_i sont ordonnés par énergie décroissante et la combinaison 1 correspond à $W_1 = j_1 + j_2$ et $W_2 = j_3 + j_4$, la combinaison 2 à $W_1 = j_1 + j_3$ et $W_2 = j_2 + j_4$ et la combinaison 3 à $W_1 = j_1 + j_4$ et $W_2 = j_2 + j_3$. E^{rec} correspond à l'énergie reconstruite du jet et E^{W^+} est la fraction de cette même énergie dont on est certain que les particules sont issues du W^+ grâce à l'historique de la simulation. La distribution de la valeur absolue de la variable ρ_i pour les trois combinaisons i est montrée sur la figure 2.10. La valeur absolue de ρ_i permet d'associer les jets correctement deux à deux, son signe permet d'assigner chaque paire de jets au W de bonne charge. La combinaison choisie est évidemment souvent celle associant le jet de plus grande énergie au jet de plus faible énergie.

Nous avons aussi développé une méthode basée sur la minimisation d'un χ^2 pour associer les jets reconstruits aux W générés, permettant de comparer les angles θ et ϕ des W reconstruits aux angles des W générés pour les six combinaisons. La méthode utilisant le χ^2 et la méthode du choix de la combinaison maximisant la variable ρ ont des performances équivalentes d'après les résolutions en énergie observées pour le W reconstruit, nous avons alors opté pour la variable ρ d'association des jets reconstruits aux W générés.

2.4.3 Sélection et reconstruction du signal

2.4.3.1 Énergie effective de la collision

L'émission de photons ISR avant la collision diminue l'énergie disponible dans le centre de masse, la collision n'est plus forcément symétrique ni sans composante dans le plan transverse. Or nous verrons que la résolution sur la masse du W est affinée par un ajustement cinématique contraint des quadri-impulsions des jets supposant connue la quadri-impulsion de l'état initial. En première approximation, la masse du W mesurée avec un ajustement contraint des quadri-impulsions de ses produits de désintégration est surestimée par le facteur :

$$M_W(\text{mesurée}) - M_W = M_W \frac{E_\gamma}{\sqrt{s} - E_\gamma} \simeq \frac{E_\gamma}{2}$$

où \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse et E_γ est l'énergie du photon ISR, qui vaut en moyenne de l'ordre de 2 GeV pour $\sqrt{s} = 189$ GeV.

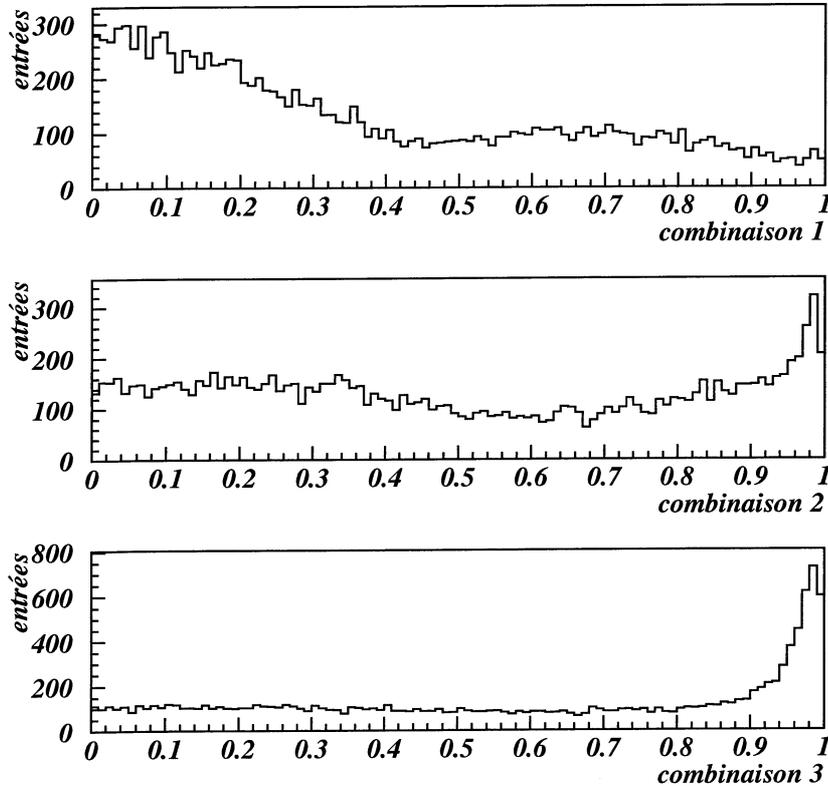


FIG. 2.10 – Distribution de la variable $|\rho_i|$ permettant d'associer les quatre jets reconstruits en deux W générés.

Dans le cas où un photon dur est rayonné, l'énergie peut même devenir inférieure au seuil de production d'une paire W^+W^- . Il est donc nécessaire de déterminer l'énergie effective $\sqrt{s'}$ de la collision pour deux raisons : rejeter les collisions en-deçà du seuil de production d'une paire de W puis utiliser une hypothèse correcte lors de l'ajustement contraint. Nous avons utilisé l'algorithme SPRIME [32] développé par la collaboration DELPHI permettant d'estimer l'impulsion perdue par rayonnement de photons dans l'état initial. Cet algorithme recherche dans un premier temps les photons détectés dans les calorimètres à bas et très bas angles STIC et VSAT car les photons ISR sont rayonnés en majorité quasiment colinéairement au faisceau. Dans un deuxième temps, les traces non assimilées à des ISR sont regroupées en deux jets et une impulsion suivant l'axe du faisceau est estimée pour balancer l'impulsion longitudinale totale des deux jets et des photons ISR détectés. L'impulsion ISR est finalement la somme de l'impulsion des photons ISR détectés et de l'impulsion manquante estimée perdue dans

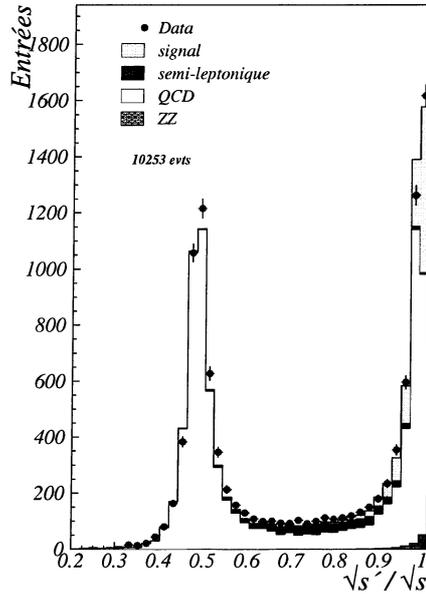


FIG. 2.11 – Distribution de l'énergie effective $\sqrt{s'}$ rapportée à l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 189$ GeV.

le tube à vide. L'énergie effective $\sqrt{s'}$ ainsi estimée, rapportée à l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} , est présentée sur la figure 2.11 pour les collisions enregistrées en 1998 à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Le pic observé au voisinage de 0.5 correspond au retour radiatif au boson Z par rayonnement d'un photon ISR dur, ces événements sont exclus de notre analyse en exigeant une énergie effective suffisante à la création de paires W^+W^- .

2.4.3.2 Reconstruction des jets

Le boson W dont nous voulons mesurer la quadri-impulsion se désintègre en deux quarks qui s'hadronisent et il y a création de mésons et de baryons suivant la direction privilégiée des deux quarks initiaux donnant l'impression de deux jets de particules. Lorsqu'un quark initial émet un gluon dur avant la fragmentation en hadrons, les hadrons créés à partir de ce gluon sont produits avec la direction du gluon comme direction privilégiée et les produits de désintégration de ce W se répartissent généralement suivant trois jets. Cependant les jets n'ont pas d'existence physique pris isolément, de même qu'un quark ne peut pas évoluer seul librement. Néanmoins, les deux quarks issus de la désintégration d'un des W de la paire ne sont généralement pas adjacents géométriquement, ce qui empêche par exemple de construire un estimateur de la quadri-impulsion de l'un des W en reconstruisant l'énergie contenue dans un hémisphère. Pour mesurer la masse du

W , nous avons alors décidé de reconstruire l'événement en quatre jets que nous associons aux deux W . Dans le cas où des gluons durs ont été rayonnés, nous assignons certainement ainsi quelques particules au mauvais W . Cependant la difficulté de choisir la bonne combinaison de 2+3 jets parmi les dix combinaisons possibles noie complètement le gain d'information dû au meilleur traitement des jets et nous avons fait l'analyse complète en reconstruisant quatre ou cinq jets sans observer d'amélioration sur la mesure de la masse.

Les algorithmes de reconstruction des jets [33] sont des processus itératifs de regroupement de particules neutres et chargées puis d'amas de particules les plus proches, tant que la distance entre les amas de particules à regrouper reste inférieure à une limite d_{cut} . Nous avons testé deux algorithmes différents par la définition de la distance: LUCLUS [34] et DURHAM [35]. Leurs performances sont comparables moyennant l'optimisation des variables des algorithmes, nous avons alors choisi DURHAM par souci de compatibilité avec les autres mesures de la masse du W en cours dans DELPHI. La distance entre deux particules ou amas de particules i et j est définie dans DURHAM par :

$$d_{ij} = 2 \min(E_i^2, E_j^2) \times (1 - \cos \theta_{ij})$$

La valeur de d_{cut} est déterminée suivant la distribution désirée de la multiplicité de jets dans l'événement. La variable utilisée dans DURHAM est $y_{cut} = d_{cut}^2 / E_{visible}^2$ où $E_{visible}$ correspond à l'énergie totale reconstruite dans l'événement. La figure 2.12 montre la distribution de la multiplicité en jets reconstruits avec $y_{cut} = 0.001$ pour les collisions à 189 GeV. Pour sélectionner le signal nous exigeons au moins quatre jets reconstruits dans l'événement, ce qui élimine près de la moitié du bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$.

Au lieu de choisir d_{cut} et observer le nombre de jets reconstruits dans l'événement, nous pouvons exiger que l'événement soit reconstruit en quatre jets et déterminer la distance $d_{cut} = d_{34}$ permettant de passer de quatre à trois jets. Cette variable aide à discriminer le signal du bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ qui présente une topologie majoritairement à deux ou trois jets. En exigeant de reconstruire artificiellement un grand nombre de jets dans un événement $q\bar{q}(\gamma)$, nous divisons un jet en deux et d_{34} se distribue à plus faibles valeurs que pour le signal.

2.4.3.3 Critères de sélection du signal $W^+W^- \rightarrow 4q$

Nous appliquons des critères de sélection sur les traces et les dépôts d'énergie pour assurer leur qualité et leur appartenance à la collision puis nous appliquons séquentiellement des coupures sur des variables discriminantes entre le signal $W^+W^- \rightarrow 4q$ et les bruits de fond. Nous n'avons utilisé que des variables bien décrites par la simulation, par exemple nous ne coupons pas sur l'énergie totale visible à cause d'un mauvais accord entre la simulation et les données pour

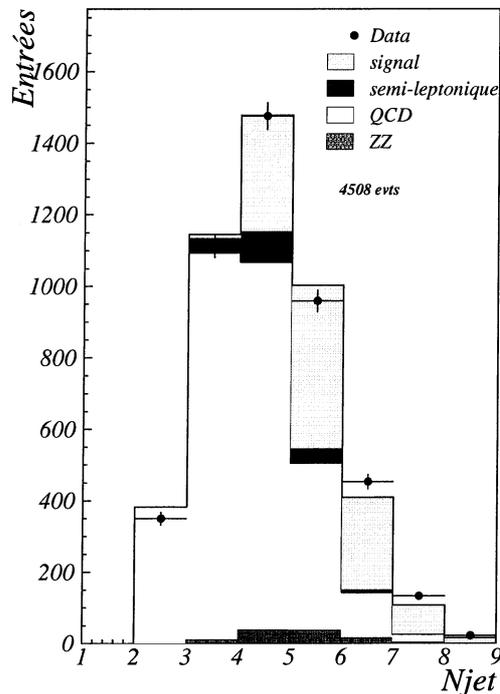


FIG. 2.12 – Distribution de la multiplicité en jets de l'événement dans les données collectées à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ et dans les événements simulés pour le signal et le bruit de fond.

l'énergie des particules neutres (dû aux faibles dépôts d'énergie). Les variables entrant dans nos critères de sélection sont finalement :

- la multiplicité des particules chargées de l'événement pour éliminer des topologies $q\bar{q}(\gamma)$,
- l'énergie chargée totale reconstruite, discriminante contre le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ et les désintégrations semi-leptoniques des paires de W et permettant de rejeter de manière conservatrice pour le signal la totalité des processus $\gamma\gamma$ (processus dans la voie t avec production de deux photons virtuels),
- l'énergie effective $\sqrt{s'}$ contre le fond $q\bar{q}(\gamma)$ et les désintégrations semi-leptoniques des paires de W ,
- le nombre de jets reconstruits avec une distance d_{cut} fixée,
- la variable d_{34} permettant de passer de 3 à 4 jets multipliée par la multiplicité chargée du jet pour le jet de plus faible multiplicité, qui est discriminante contre tous les bruits de fond,
- enfin des variables topologiques caractérisant l'isotropie de l'événement (le *thrust* et la sphéricité).

Nous avons appliqué les mêmes critères de sélection pour toutes les énergies de faisceau. Les sections efficaces et les topologies des divers processus varient différemment avec l'énergie, leurs proportions relatives varient aussi. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données et la simulation ainsi que la pureté et l'efficacité de notre sélection telles que nous les avons estimées dans la simulation sont indiqués en fonction de l'énergie dans le centre de masse dans le tableau 2.2. L'augmentation de la pureté correspond à la diminution de la section efficace du processus $q\bar{q}(\gamma)$ qui vaut 99.8 pb à $\sqrt{s} = 189$ GeV et 83.5 pb à $\sqrt{s} = 202$ GeV. Nous sélectionnons 3564 événements reconstruits en quatre jets pour mesurer la masse du W .

énergie \sqrt{s} (GeV)	189	192	196	200	202
événements collectés sélectionnés	1465	254	725	751	369
événements simulés sélectionnés	1477.7	239.0	714.7	779.7	373.5
pureté	0.70	0.72	0.72	0.73	0.74
efficacité	0.87	0.87	0.86	0.86	0.85

TAB. 2.2 – Puretés et efficacités de la sélection du signal estimées dans la simulation et nombre d'événements sélectionnés dans les données et la simulation en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} .

2.4.3.4 Ajustement cinématique contraint des quadri-impulsions des jets

La figure 2.13 montre que la moyenne de la distribution de l'énergie totale reconstruite pour une collision à 189 GeV est inférieure à 160 GeV, ce qui correspond à une perte de 15 %. Cette détérioration de la résolution en énergie est due aux erreurs de mesure (surtout pour les particules neutres) et aux particules non détectées car hors acceptance du détecteur comme la majorité des photons ISR, à cause de l'inefficacité du détecteur et de l'algorithme de reconstruction des traces et des dépôts d'énergie ou enfin en raison de leur nature pour les neutrinos.

Afin d'améliorer la mesure de la masse du W nous avons utilisé un algorithme développé dans DELPHI [36] permettant de corriger l'énergie, l'impulsion et les angles mesurés pour les quatre jets reconstruits en prenant en compte la connaissance des conditions initiales de la collision. Cet algorithme est basé sur la minimisation d'un χ^2 et utilise les multiplicateurs de Lagrange pour satisfaire les quatre contraintes d'impulsion totale nulle et d'énergie totale égale à l'énergie dans le centre de masse de la collision, en supposant que les corrections à apporter sont faibles. Il s'agit de minimiser la fonction Q :

$$Q(\vec{y}, \vec{\lambda}) = \chi^2(\vec{y}) + 2 \vec{\lambda} \vec{f}(\vec{y})$$

où \vec{y} correspond aux paramètres ajustés dans le χ^2 , $\vec{\lambda}$ sont les variables de la

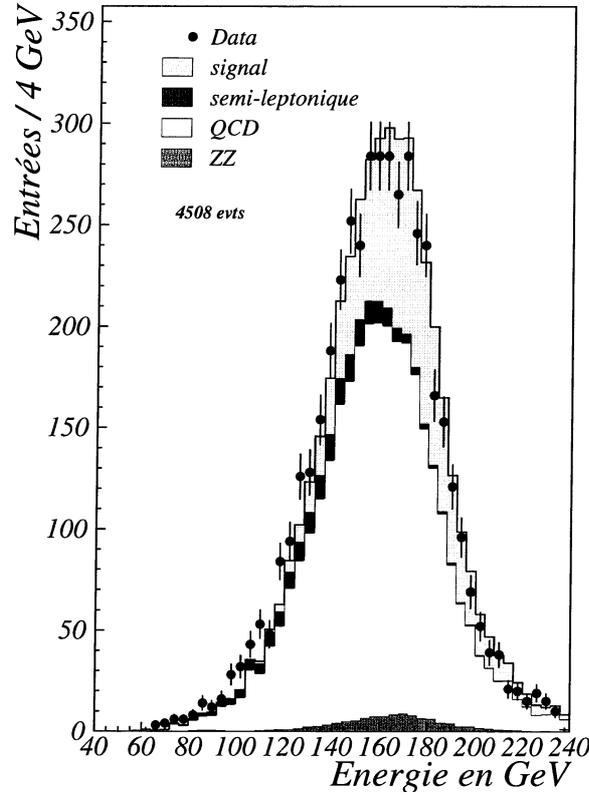


FIG. 2.13 – Distribution de l'énergie totale reconstruite avant ajustement cinématique contraint des quadri-impulsions des jets pour les données collectées avec une énergie dans le centre de masse de 189 GeV et la simulation correspondante.

méthode de Lagrange et $\vec{f}(\vec{y})$ décrit les contraintes cinématiques. Le χ^2 est défini par :

$$\chi^2 = \sum_{\text{jet } i = 1}^4 \frac{(p_{x,i}^{fit} - p_{x,i}^{mes})^2}{\sigma_{p_{x,i}}^2} + \frac{(p_{y,i}^{fit} - p_{y,i}^{mes})^2}{\sigma_{p_{y,i}}^2} + \frac{(p_{z,i}^{fit} - p_{z,i}^{mes})^2}{\sigma_{p_{z,i}}^2}$$

avec les 3 coordonnées p_i^{mes} mesurées au départ pour chaque jet i . Puis l'énergie est déduite par :

$$E_i^{fit} = E_i^{mes} \times \frac{|\vec{p}_i^{fit}|}{|\vec{p}_i^{mes}|}$$

Les mesures des directions étant plus précises que celles des impulsions et des

énergies, la paramétrisation de l'impulsion est différente dans le plan transverse à la mesure, défini pour chaque jet i par la base orthonormée $(\vec{p}_i^A, \vec{p}_i^B)$:

$$\vec{p}_i^{fit} = e^{a_i} \vec{p}_i^{mes} + b_i \vec{p}_i^A + c_i \vec{p}_i^B$$

La paramétrisation de a_i , b_i , c_i et de leurs erreurs σ_{a_i} , σ_{b_i} et σ_{c_i} dépend de l'angle θ entre l'axe du faisceau et le jet pour augmenter la correction sur p^{mes} à bas angle car l'énergie perdue dans le tube à vide est plus importante. Nous avons déterminé la paramétrisation des erreurs avec des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q$ simulés par PYTHIA :

$$\begin{aligned} \sigma_{a_i} &= (0.26 + 0.2(|\cos \theta_i| - 0.65))^2 && \text{pour } |\cos \theta_i| \geq 0.65 \\ \sigma_{a_i} &= 0.26^2 && \text{pour } |\cos \theta_i| < 0.65 \\ \sigma_{b_i} = \sigma_{c_i} &= 1 + \frac{2}{3}(0.9 - |\cos \theta_i|) \end{aligned}$$

Pour chaque événement sélectionné, nous appliquons l'ajustement cinématique contraint aux quadri-impulsions des quatre jets et déterminons les paramètres a_i , b_i et c_i . La figure 2.14 illustre l'amélioration de la résolution sur la quadri-impulsion du quark apportée par l'ajustement cinématique contraint des quadri-impulsions des jets.

2.4.3.5 Appariement des quatre jets en deux W

A ce stade nous avons sélectionné les processus $e^+e^- \rightarrow 4q$ et reconstruit quatre jets. Il y a trois combinaisons en paires possibles de ces quatre jets, une seule étant correcte si l'on néglige l'association incorrecte de particules au jet. En utilisant des événements simulés, nous avons construit une probabilité associée à chaque combinaison. Dans un premier temps nous voulions utiliser l'information des trois combinaisons en les pondérant chacune par une probabilité. Cependant nous n'avons pas observé d'amélioration de la sensibilité à la masse du W par rapport à la démarche consistant à garder uniquement la combinaison la plus probable et nous avons finalement opté pour cette dernière méthode plus simple.

Pour chaque combinaison nous calculons deux masses invariantes M_1 et M_2 correspondant aux deux paires de jets. Nous définissons la masse moyenne $M_{moy} = \frac{M_1 + M_2}{2}$ et la différence $\Delta M = |M_1 - M_2|$. Nous construisons une matrice de probabilité $\text{Prob}(\Delta M, M_{moy})$ avec les bornes $0 \leq \Delta M \leq 100 \text{ GeV}/c^2$ et $50 \leq M_{moy} \leq 100 \text{ GeV}/c^2$ et une granularité de $4 \text{ GeV}/c^2$ en ΔM et $1 \text{ GeV}/c^2$ en M_{moy} . La probabilité d'une combinaison $(\Delta M, M_{moy})$ est calculée à partir des populations des pavés $(\Delta M, M_{moy})$ pour les trois combinaisons normalisées, en sachant dans la simulation distinguer le signal (c'est-à-dire la combinaison correcte des quatre jets en deux paires) du fond combinatoire. Cependant le signal n'est pas généré en tant que tel, nous l'obtenons en combinant plusieurs générateurs :

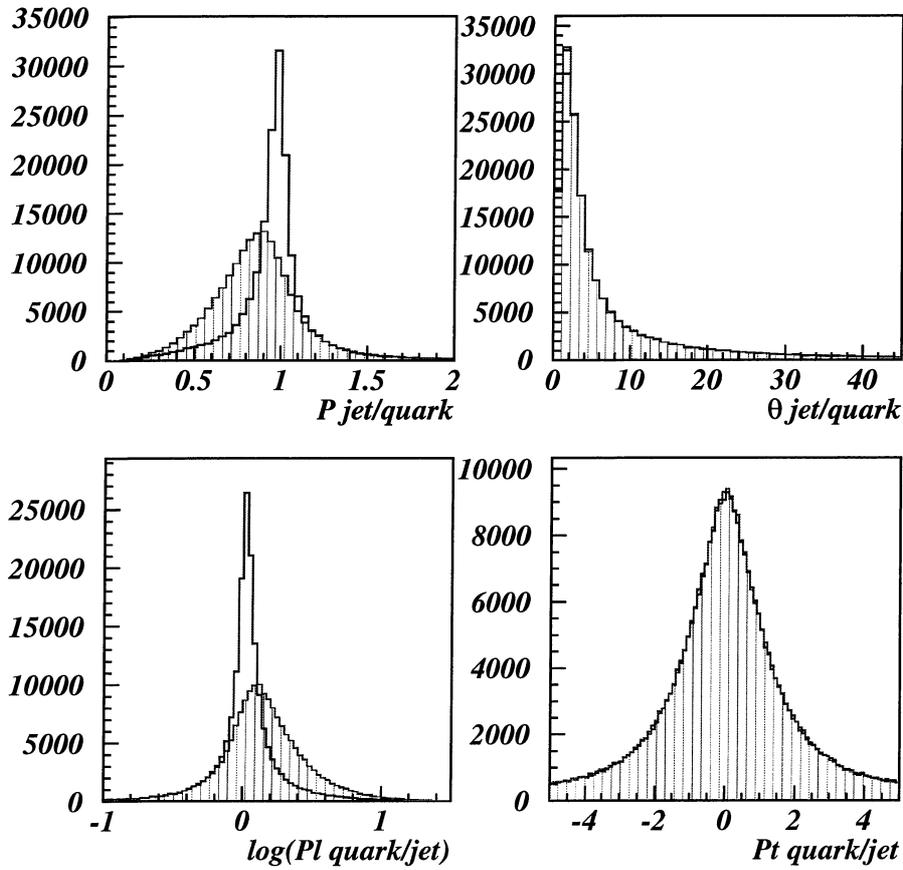


FIG. 2.14 – Différence entre les paramètres des quarks et ceux des jets reconstruits pour des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q$ simulés par PYTHIA : le module de l'impulsion, l'angle θ , les impulsions longitudinale (avec une abscisse logarithmique) et transverse par rapport à la direction de l'impulsion mesurée pour le jet. Les distributions hachurées correspondent aux paramètres avant l'ajustement cinématique contraint, les distributions blanches après.

- signal =
- $e^+e^- \rightarrow 4q$ (Excalibur)
 - $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow 4q$ (Pythia)
 - $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q$ (Pythia CC03 mauvaises combinaisons)

Les processus générés sont normalisés entre eux par leur section efficace et les efficacités de notre sélection. La figure 2.15 montre les distributions des différents processus en fonction de $(\Delta M, M_{moy})$.

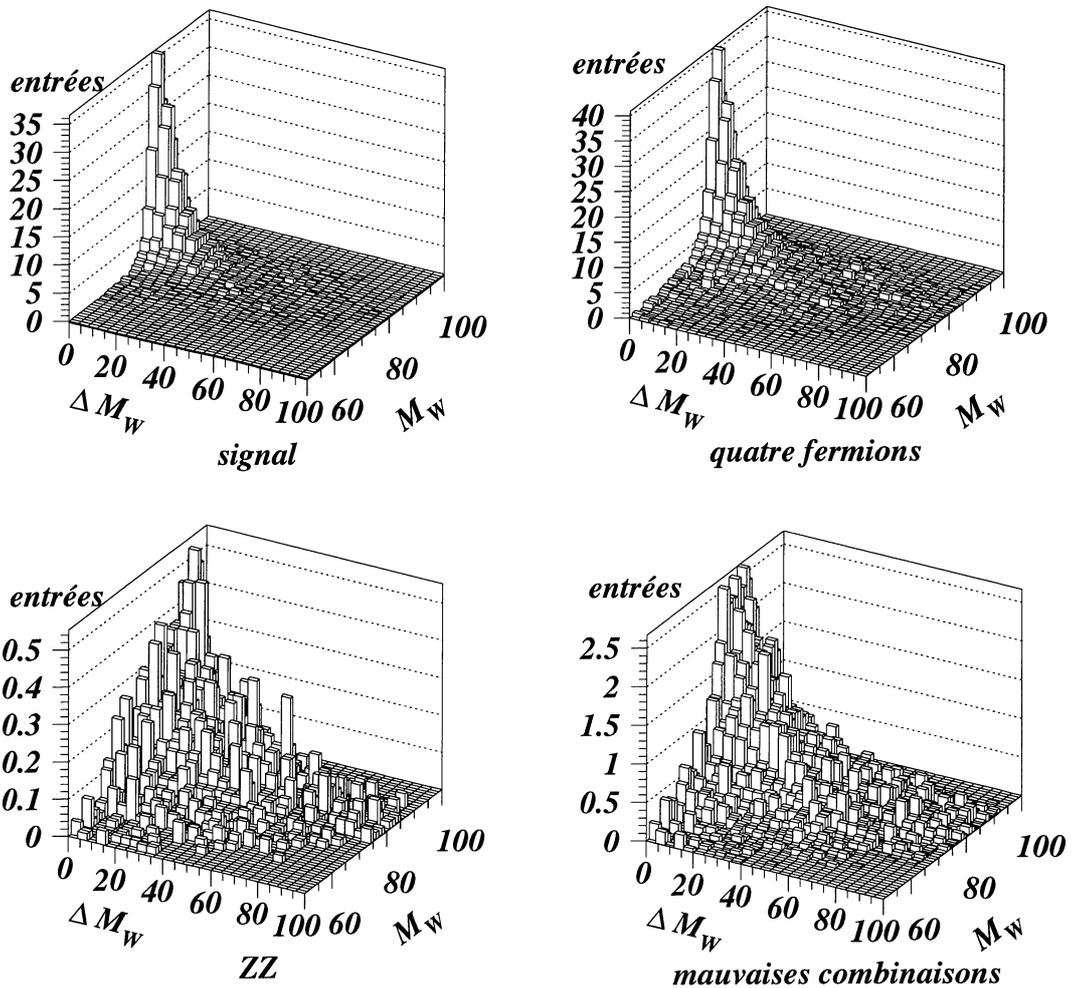


FIG. 2.15 – Distributions dans le plan $(\Delta M, M_{\text{moy}})$ d'événements simulés avec une masse du W de $80.35 \text{ GeV}/c^2$ et une énergie dans le centre de masse de 189 GeV . La distribution du signal est obtenue à partir des trois distributions : quatre fermions, mauvaises combinaisons et ZZ . La matrice de probabilité est obtenue en divisant la distribution correspondant au signal par la somme correspondant au signal et aux mauvaises combinaisons.

La matrice de probabilité ainsi construite dépend de la valeur de la masse du W utilisée lors de la génération. Nous pouvons construire des matrices de probabilité pour toutes les hypothèses de masse nécessaires par la suite au calcul de la fonction de vraisemblance en repondérant les événements générés par PYTHIA et EXCALIBUR. Nous avons néanmoins déterminé que moins de 10 % des événements changent de combinaison si l'on change la masse, c'est-à-dire la matrice de probabilité, pour des masses générées entre $79.7 \text{ GeV}/c^2$ et $81.0 \text{ GeV}/c^2$. Nous utilisons donc dans un premier temps une matrice de choix de la

combinaison construite avec l'hypothèse de masse $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$.

Signalons que nous avons aussi étudié la possibilité de construire une probabilité d'être la bonne combinaison en utilisant l'angle de production des W reconstruits et une charge du jet Q_{jet} définie par :

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i q_i \vec{p}_{//i}^\kappa}{\sum_i p_{//i}^\kappa}$$

où $p_{//i}$ est l'impulsion longitudinale de la particule chargée i par rapport à l'axe du jet, q_i est sa charge et κ est un exposant à optimiser. En effet par la contribution du diagramme CC03 de production d'une paire W^+W^- dans la voie t avec échange de neutrino, les bosons W ont tendance à être produits vers l'avant, le sens de production dépendant de leur charge. Nous n'avons pas obtenu d'amélioration de notre mesure par cette méthode et nous avons opté pour le choix d'une seule combinaison suivant la matrice de probabilité construite à partir d'événements simulés décrite dans cette section.

2.4.4 Fonction de vraisemblance de la masse du W

La distribution de la masse invariante du W est décrite en théorie par une fonction de Breit-Wigner relativiste de masse M_W et de largeur Γ_W . Expérimentalement la distribution de la masse invariante de la paire de jets que nous avons construite est cependant déformée entre autres par des effets d'espace des phases, d'ISR, de détection, de bruit de fond et par l'ajustement cinématique contraint. Pour tenir compte de la corrélation entre les masses invariantes mesurées des deux paires de jets dans un événement, plutôt que d'utiliser l'information (M_1, M_2) nous utilisons la moyenne M_{moy} et la différence ΔM des deux masses invariantes. Les distributions de M_{moy} et ΔM pour les données collectées en 1998 et 1999 avec une énergie dans le centre de masse de 189 à 202 GeV sont présentées sur la figure 2.16.

Pour extraire la masse du W de la distribution $(\Delta M, M_{moy})$ nous pouvons envisager deux possibilités basées sur une méthode de maximum de vraisemblance :

- comparer la distribution de masse moyenne reconstruite à partir des données à ces mêmes distributions simulées avec plusieurs hypothèses de masse M_W^{gen} du W . La probabilité d'observer un événement reconstruit $(\Delta m^i, m_{moy}^i)$ est exprimée à partir des populations du même pavé à deux dimensions $(\Delta m^i, m_{moy}^i)$ des histogrammes simulés pour le bruit de fond et le signal générés avec M_W^{gen} . Le paramètre mesuré est la valeur de M_W^{gen} maximisant la probabilité d'observer tous les événements sélectionnés dans les données (méthode dite de la vraisemblance binnée).
- ou bien ajuster par un maximum de vraisemblance la distribution de masse moyenne observée dans les données par une fonction analytique dépendant du paramètre M_D qui est la masse du W mesurée dans les données.

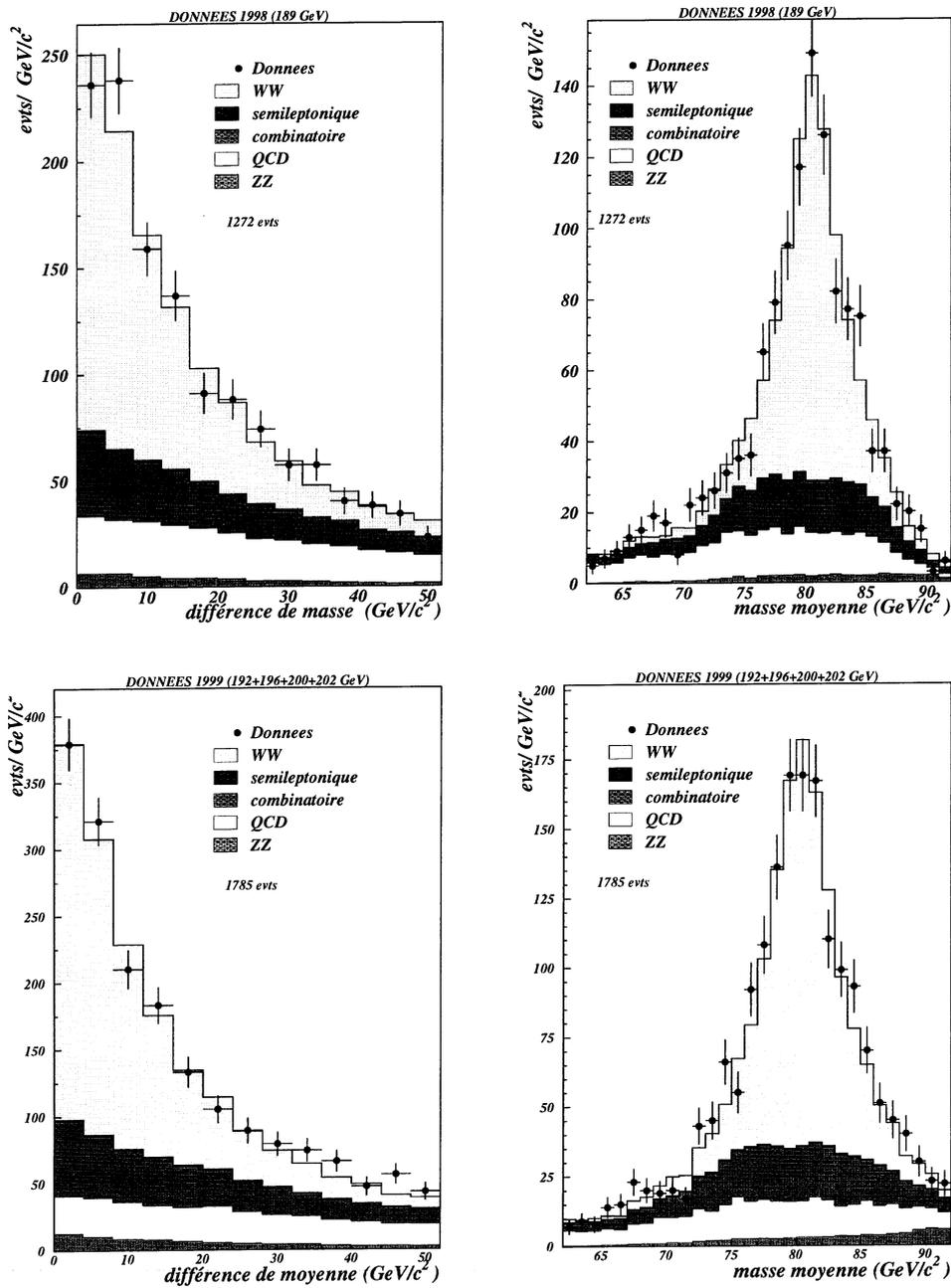


FIG. 2.16 – Distribution de la différence $\Delta M = |M_1 - M_2|$ (deux figures de gauche) et de la moyenne $\frac{M_1 + M_2}{2}$ (deux figures de droite) des masses invariantes des deux paires de jets pour les données collectées en 1998 avec une énergie dans le centre de masse de 189 GeV (deux figures du haut) et en 1999 avec $\sqrt{s} = 192, 196, 200$ et 202 GeV (deux figures du bas). Les simulations correspondantes sont superposées aux données.

Nous avons opté pour cette deuxième voie mais en utilisant une fonction semi-analytique. Nous avons modélisé la distorsion de la fonction de Breit-Wigner décrivant le signal dans nos données par le facteur F_{deform} prenant en compte la différence entre une forme de Breit-Wigner théorique et la forme expérimentale de la distribution correspondant au signal simulé :

$$F_{deform} = \frac{S(M_W^{gen}; \Delta m, m_{moy})}{BW(M_S, \Gamma_S; m_{moy})}$$

où $S(M_W^{gen}; \Delta m, m_{moy})$ est la probabilité d'appartenir au pavé $(\Delta m, m_{moy})$ de l'histogramme à deux dimensions obtenu à partir du signal simulé avec une masse $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$, et $BW(M_S, \Gamma_S; m_{moy})$ est la valeur au point m_{moy} de la fonction de Breit-Wigner ajustée sur cet histogramme avec les paramètres M_S et Γ_S . La détermination de ces deux paramètres est expliquée par la suite et le signal est simulé comme expliqué dans la section 2.4.3.5. La fonction \mathcal{F} décrivant la distribution de $(\Delta M, M_{moy})$ prend la valeur suivante pour un événement i :

$$\mathcal{F}_{M_D}(i) = BW(M_D, \Gamma_D; m_{moy}^i) \times F_{deform} \times Norm(i) + BdF(M_W^{gen}; \Delta m^i, m_{moy}^i)$$

avec les notations suivantes :

- $BW(M_D, \Gamma_D; m_{moy}^i)$ est la valeur au point m_{moy}^i de la fonction de Breit-Wigner ajustée avec les paramètres M_D et Γ_D sur les données ;
- $BdF(M_W^{gen}; \Delta m^i, m_{moy}^i)$ est la probabilité d'appartenir au pavé $(\Delta m^i, m_{moy}^i)$ de l'histogramme à deux dimensions correspondant aux différentes contributions de bruit de fond simulées avec $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$ par :

$$\text{bruit de fond} = e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma) \quad + \quad e^+e^- \rightarrow 4f \quad - \quad \text{signal}$$

Les histogrammes S et BdF sont normalisés par la luminosité et les efficacités de sélection déterminées dans la simulation (voir tableau 2.2). La normalisation $Norm(i)$ est délicate à déterminer car le bruit de fond est décrit par une fonction discrète basée sur des populations de pavés d'histogrammes à deux dimensions et le signal est décrit par une composante discrète analogue et une composante analytique continue. Nous avons introduit le facteur de normalisation $Norm(i)$ suivant :

$$Norm(i) = \frac{\sum S(M_W^{gen}; \Delta m^i, m_{moy}^i)}{\sum \frac{S(M_W^{gen}; \Delta m^i, m_{moy}^i)}{BW(M_S, \Gamma_S; m_{moy}^i)} \times BW(M_D, \Gamma_D; m_{moy}^i)}$$

où les sommes sont faites sur les pavés $(\Delta m^i, m_{moy}^i)$.

Par la suite nous nous sommes rendus compte que la distribution de Breit-Wigner de la masse invariante du signal présentait une largeur augmentant exponentiellement avec la différence des deux masses invariantes M_1 et M_2 reconstituées dans un événement (voir figure 2.17). Nous avons paramétrisé la largeur

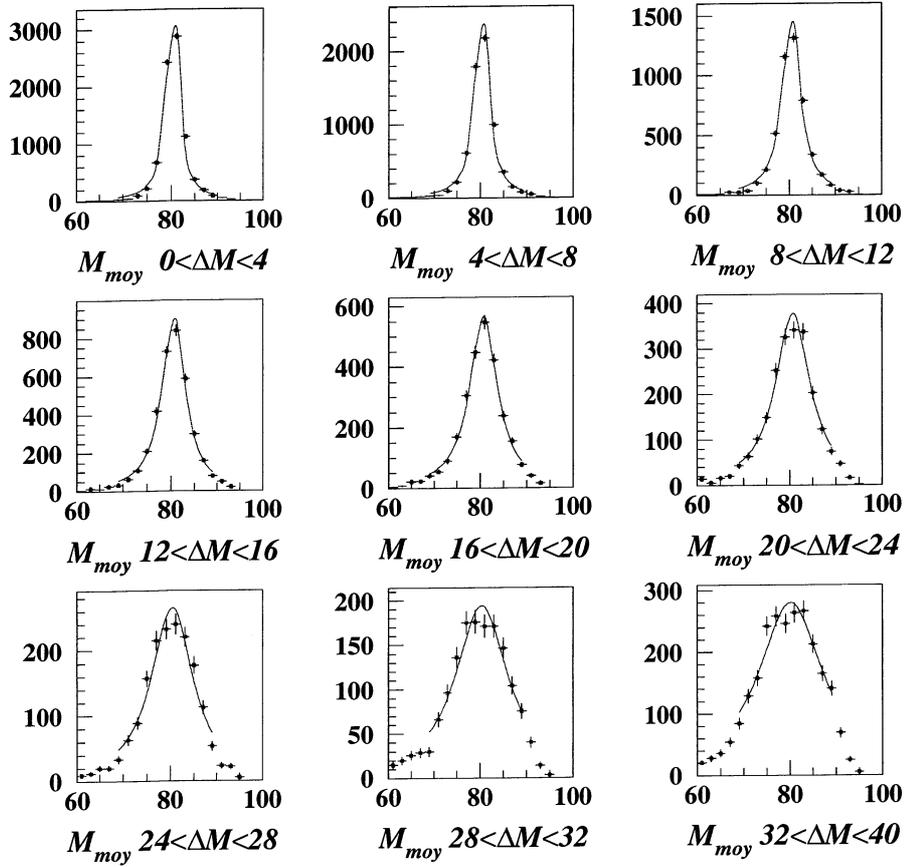


FIG. 2.17 – Distribution de Breit-Wigner de la masse invariante moyenne $M_{moy} = \frac{M_1+M_2}{2}$ des deux paires de jets reconstruites pour le signal simulé avec $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$ en fonction de la différence des deux masses $\Delta M = |M_1 - M_2|$ en GeV/c^2 .

effective Γ par une fonction exponentielle de ΔM dépendant de deux paramètres G et a :

$$\Gamma(\Delta M) = G e^{a\Delta M}$$

Le paramètre G tend vers la largeur du W pour une résolution infinie. La fonction $\Gamma(\Delta M)$ est représentée sur la figure 2.18, nous l'avons déterminée avec les événements correspondant à la simulation du signal. L'expression de la fonction de Breit-Wigner relativiste devient :

$$BW(M, \Gamma(\Delta m); m_{moy}) = \frac{M^2 G^2 e^{2a\Delta m}}{(M^2 - m_{moy}^2)^2 + M^2 G^2 e^{2a\Delta m}}$$

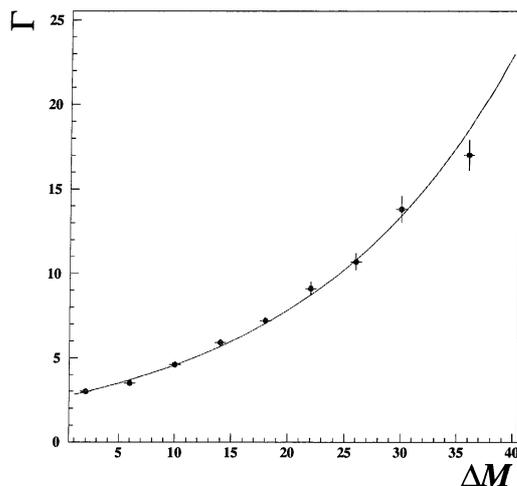


FIG. 2.18 – Variation exponentielle de la largeur Γ de la distribution de Breit-Wigner de la masse invariante moyenne en fonction de la différence ΔM des masses invariantes reconstruites pour les deux W .

Parmi les ingrédients de notre fonction de vraisemblance $\mathcal{F}_{M_D}(i)$, nous devons encore déterminer F_{deform} , ou plus précisément les paramètres M_S et $\Gamma_S = f(G_S, a_S)$ de la fonction de Breit-Wigner décrivant le signal simulé avec $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$. Pour cela nous ajustons la distribution $(\Delta M, M_{moy})$ observée pour des événements simulés $e^+e^- \rightarrow 4q$ avec la fonction \mathcal{F}_S suivante pour un événement i :

$$\mathcal{F}_S(i) = N(\Delta m^i) \times BW(M_S, \Gamma_S; m_{moy}^i) + BdF'(\Delta m^i, m_{moy}^i)$$

où $BdF'(\Delta m^i, m_{moy}^i)$ correspond au bruit de fond, c'est-à-dire les processus ZZ et les deux combinaisons incorrectes des quatre jets en deux paires de W , et $N(\Delta m^i)$ est le facteur de normalisation qui vaut l'inverse de l'intégrale sur M_{moy} de la bande ΔM de largeur $4 \text{ GeV}/c^2$ à laquelle appartient l'observation $(\Delta m^i, m_{moy}^i)$ dans l'histogramme du signal simulé avec la masse M_W^{gen} :

$$N(\Delta m^i) = \frac{1}{\sum_{M_{moy}} S(M_W^{gen}; \Delta m^i, m_{moy}^i)}$$

Nous avons maintenant déterminé tous les ingrédients nécessaires à l'expression de notre fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(M_D) = \prod_i \mathcal{F}_{M_D}(i)$. Les résultats de l'ajustement de la distribution $(\Delta M, M_{moy})$ correspondant au signal généré avec la masse $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$ sont présentés dans le tableau 2.3 en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

énergie \sqrt{s} (GeV)	M_S (GeV/c ²)	a_S (MeV/c ²) ⁻¹	G_S (GeV/c ²)
189	80.347±0.014	39.1±0.8	2.751±0.032
192	80.386±0.034	43.0±2.4	2.569±0.074
196	80.342±0.019	41.5±1.1	2.909±0.042
200	80.402±0.013	47.1±0.8	2.839±0.028
202	80.394±0.038	49.6±2.6	2.817±0.086

TAB. 2.3 – Paramètres de la fonction de Breit-Wigner décrivant le signal, ajustée sur la distribution $(\Delta M, M_{moy})$ obtenue avec des événements $e^+e^- \rightarrow 4q$ générés avec la masse $M_W^{gen} = 80.35$ GeV/c².

2.4.5 Droite de calibration

Nous validons notre fonction décrivant la distribution de $(\Delta M, M_{moy})$ en mesurant la masse du boson W dans des événements simulés par EXCALIBUR $e^+e^- \rightarrow 4q$ en guise de données pour lesquelles nous connaissons exactement la vraie masse du W . La figure 2.19 présente les résultats de ces mesures pour les cinq énergies de collision analysées. Les simulations avec différentes valeurs de la masse M_W^{gen} sont obtenues en repondérant un lot d'événement simulé à 80.35 GeV/c².

Nous observons que la masse ajustée M_D est systématiquement décalée par rapport à la masse réelle M_W^{gen} , avec une dépendance linéaire de $M_D - M_W^{gen}$ en fonction de M_W^{gen} . Ce décalage est entre autres dû au fait que nous décrivons le bruit de fond, auquel contribuent des bosons W , avec des événements simulés avec $M_W^{gen} = 80.35$ GeV/c². Notons que cet effet est minimisé dans la description du signal par le facteur correctif F_{deform} qui élimine la dépendance en M_W^{gen} . Pour estimer correctement la masse $M_{mesuree}$ du W nous devons donc utiliser une droite de calibration d'ordonnée $ord_{80.35}$ à l'abscisse 80.35 et de pente $pente$:

$$M_{mesuree} = \frac{M_D - ord_{80.35} + pente \times 80.35}{1 + pente}$$

et l'erreur statistique correcte est donnée par le rééchelonnage par cette droite de calibration de l'erreur σ_D correspondant au paramètre M_D ajusté: $\sigma_{mesuree} = \sigma_D \times F_{corr}$ avec le facteur correctif $F_{corr} = \frac{1}{1+pente}$ donné dans le tableau 2.4 en fonction des énergies de collision.

2.4.6 Résultats de notre mesure de la masse du W

2.4.6.1 Mesure test avec des événements simulés

Nous avons dans un premier temps mesuré la masse du W d'événements $e^+e^- \rightarrow 4q$ simulés avec $M_W^{gen} = 80.35$ GeV/c² indépendants des événements utilisés pour construire la droite de calibration. Les résultats finals, c'est-à-dire

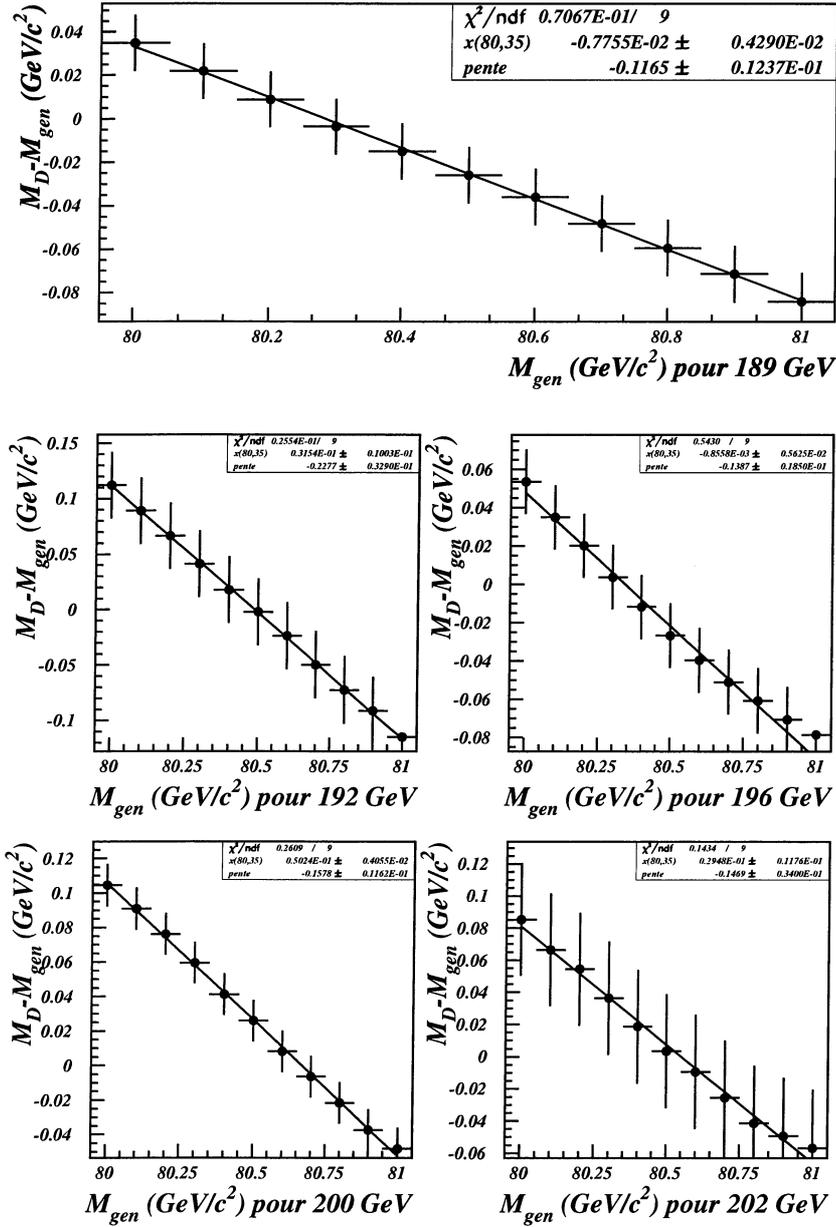


FIG. 2.19 – Mesures de M_D pour des événements simulés $e^+e^- \rightarrow 4q$ pour différentes valeurs de la masse réelle M_W^{gen} du boson W . Les erreurs reportées pour une énergie dans le centre de masse sont toutes entièrement corrélées car les simulations à différentes valeurs de M_W^{gen} sont obtenues par repondération d'un lot initial d'événements simulés avec $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$.

après correction de la valeur mesurée et de l'erreur statistique par la droite de calibration, sont présentés dans le tableau 2.5 pour les cinq énergies dans le centre de masse. La valeur mesurée est en très bon accord avec la valeur réelle dans la

énergie \sqrt{s} (GeV/c ²)	Facteur correctif F_{corr}
189	1.13 ± 0.01
192	1.29 ± 0.05
196	1.15 ± 0.02
200	1.19 ± 0.01
202	1.17 ± 0.05

TAB. 2.4 – Facteur correctif dû à la droite de calibration à appliquer à l'erreur statistique du paramètre M_D mesuré par notre fonction de vraisemblance de la masse du W .

limite de l'erreur statistique.

énergie \sqrt{s} (GeV)	M_W mesurée (GeV/c ²)
189	80.341 ± 0.012
192	80.378 ± 0.030
196	80.346 ± 0.017
200	80.376 ± 0.026
202	80.377 ± 0.035

TAB. 2.5 – Résultats de la mesure de la masse du W d'événements $e^+e^- \rightarrow 4q$ simulés avec $M_W^{gen} = 80.35$ GeV/c² pour les cinq énergies dans le centre de masse. L'erreur indiquée correspond à l'erreur statistique.

2.4.6.2 Mesure de la masse du W avec les données collectées en 1998 et 1999

Le tableau 2.6 présente nos résultats de la mesure de la masse du W des événements collectés en 1998 et 1999 dans DELPHI, correspondant à une luminosité intégrée de 383.5 pb⁻¹ pour des énergies dans le centre de masse de 189, 192, 196, 200 et 202 GeV. Parmi les 3564 paires W^+W^- sélectionnées, 3057 sont utilisées dans l'ajustement qui est restreint à $\Delta M \leq 52$ GeV/c² et $62 \leq M_{moy} \leq 92$ GeV/c². Si nous augmentons la taille de l'échantillon pour diminuer l'erreur statistique, nous observons que la pente de la droite de calibration augmente et l'erreur corrigée est finalement équivalente à celle obtenue avec un échantillon plus restreint. La distribution de la masse invariante moyenne correspondant à l'ensemble des données analysées est présentée sur la figure 2.20.

énergie \sqrt{s} (GeV)	luminosité (pb^{-1})	N_{sel}	N_{mes}	M_W mesurée (GeV/c^2)
189	157.61	1465	1272	80.502 ± 0.115
192	25.83	254	201	80.602 ± 0.371
196	76.40	725	615	80.326 ± 0.196
200	83.36	751	662	80.309 ± 0.190
202	40.29	369	307	80.386 ± 0.260

TAB. 2.6 – Ce tableau présente les nombres d'événements $e^+e^- \rightarrow 4$ jets sélectionnés N_{sel} et utilisés dans l'ajustement, ainsi que les valeurs de la masse du W et l'erreur statistique associée que nous avons mesurées pour les cinq énergies dans le centre de masse de LEP en 1998 et 1999.

2.4.7 Etude de l'erreur statistique

Nous nous sommes assurés que l'erreur statistique estimée avec notre fonction de vraisemblance est correcte en générant 300 échantillons avec $M_W^{gen} = 80.35$ GeV/c^2 offrant la même statistique que les données utilisées pour notre mesure. Pour chaque échantillon, nous répétons la mesure de la masse et de l'erreur statistique associée. Si notre méthode n'est pas biaisée et si l'erreur statistique mesurée constitue un bon estimateur de la dispersion des mesures, le *pull* défini pour chaque échantillon par :

$$pull = \frac{M_{mesuree} - M_W^{gen}}{\sigma_{mesuree}}$$

présente une distribution centrée en 0 et de largeur 1. De plus nous comparons l'erreur statistique de notre mesure à la distribution des erreurs des 300 expériences "jouets" pour nous rendre compte de sa pertinence. Les distributions des *pulls* et des erreurs pour les cinq énergies dans le centre de masse analysées sont présentées sur la figure 2.21. Nous concluons que nous pouvons avoir confiance en l'erreur statistique mesurée par notre méthode. Dans le tableau 2.7 nous donnons l'erreur statistique attendue d'après notre Monte-Carlo jouet après correction par la droite de calibration : nous voyons que les erreurs statistiques mesurées dans les données sont tout à fait compatibles avec les prévisions.

Nous avons vu que l'estimateur de la masse du W découlant de l'ajustement de la distribution de la masse invariante moyenne est biaisé et que la correction de ce biais par la droite de calibration dégrade l'erreur statistique de la mesure. Nous avons imaginé plusieurs méthodes pour nous affranchir de la droite de calibration ou pour diminuer sa pente vers l'unité. Nous remarquons que le biais sur la masse du W mesurée est compatible avec 0 pour $M_W^{gen} = 80.35$ GeV/c^2 , c'est-à-dire lorsque nous utilisons une fonction \mathcal{F} correcte pour décrire les données en simulant le signal et le bruit de fond avec la bonne masse M_W^{gen} . Nous avons alors modifié notre analyse en procédant à des itérations successives de la mesure : partant

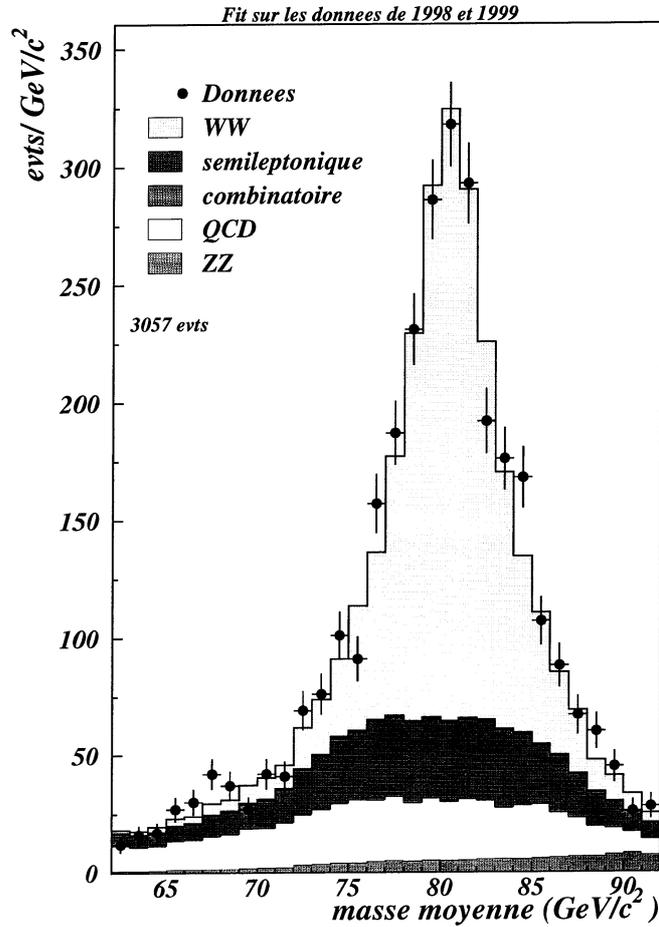


FIG. 2.20 – Distribution de la masse moyenne des deux masses invariantes reconstruites pour les événements $e^+e^- \rightarrow 4$ jets sélectionnés dans les données collectées en 1998 et 1999. Les distributions simulées superposées correspondent à des événements simulés pour chaque énergie de collision avec la masse du W que nous avons mesurée.

d'une modélisation du signal et du bruit de fond à M_W^{gen} , nous mesurons $M_{D,1}$ puis nous refaisons la mesure en modélisant le signal et le bruit de fond à $M_{D,1}$ et nous mesurons $M_{D,2}$ et ainsi de suite. Le processus converge et nous le stoppons dès que $|M_{D,i} - M_{D,i+1}| < 5 \text{ MeV}/c^2$. Les processus sont simulés avec un pas de 100 puis 10 MeV/c^2 en M_W^{gen} , les valeurs intermédiaires sont obtenues en faisant le barycentre des simulations aux valeurs voisines. Le problème d'une telle méthode est que la matrice de choix de la combinaison de quatre jets en deux paires est construite à chaque itération avec l'hypothèse correcte de M_W^{gen} . A chaque itération la combinaison retenue peut alors être différente pour un événement

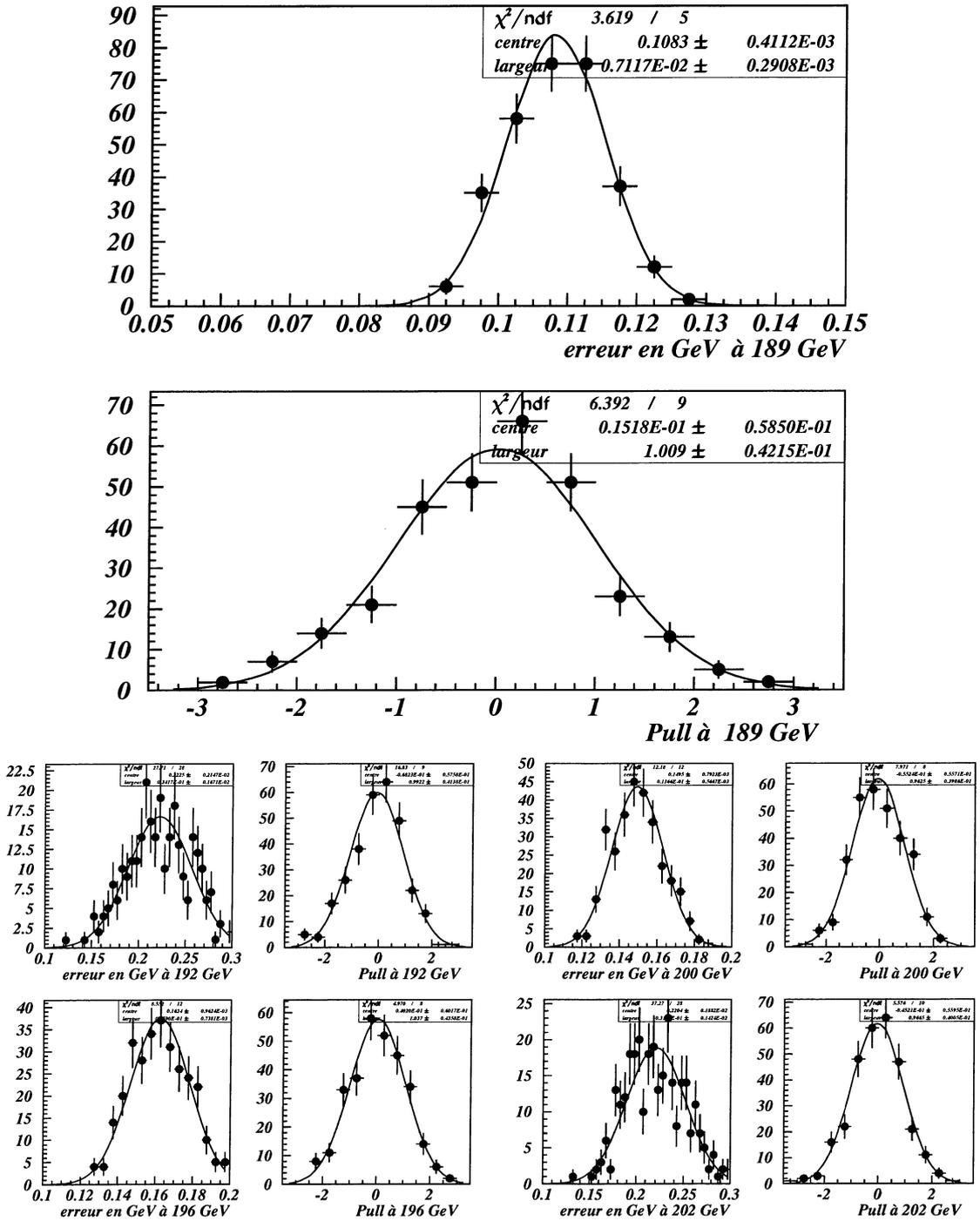


FIG. 2.21 – Distribution du pull et de l'erreur statistique estimée par un Monte-Carlo jouet consistant en 300 répétitions de nos mesures sur des échantillons indépendants simulés avec $M_W^{gen} = 80.35 \text{ GeV}/c^2$ pour les cinq énergies dans le centre de masse analysées.

énergie \sqrt{s} (GeV)	σ_{stat} prévue (MeV/c ²)	σ_{stat} mesurée (MeV/c ²)
189	123 ± 8	115
192	288 ± 45	371
196	187 ± 19	196
200	178 ± 16	190
202	258 ± 37	260

TAB. 2.7 – L’erreur statistique attendue est donnée par la moyenne de la distribution gaussienne des erreurs statistiques mesurées avec le Monte-Carlo jouet, corrigée par la droite de calibration. Elle est comparée à l’erreur statistique associée à notre mesure dans les données collectées par DELPHI en 1998 et 1999 pour les cinq énergies dans le centre de masse.

donné, et donc $(\Delta m^i, m_{moy}^i)$ aussi. Il en découle que le nombre d’événements sélectionnés n’est pas nécessairement le même pour chaque valeur de M_W^{gen} testée. La pente de la droite de calibration est effectivement égale à 1 avec cette deuxième méthode et la valeur mesurée est en très bon accord avec notre mesure nominale présentée précédemment. Cependant nous mesurons des *pulls* de largeur 30 % supérieure à l’unité et le gain obtenu sur l’erreur statistique est largement perdu par le facteur qu’il faudrait lui ajouter pour corriger le *pull*.

Nous avons ensuite mesuré la masse du W avec cette même deuxième méthode mais en ne gardant que les événements dont la combinaison choisie est la même quelle que soit l’hypothèse M_W^{gen} , ce qui correspond à 90 % des événements sélectionnés. Cette fois la mesure est aussi en accord avec notre méthode nominale, la courbe de calibration a une pente compatible avec l’unité et les *pulls* sont corrects, mais il n’y a aucun gain car l’erreur statistique est augmentée par le nombre plus faible d’événements disponibles pour la mesure.

Cette droite de calibration est en fait présente dans toutes les analyses visant à mesurer la masse du W par reconstruction des quadri-impulsions de ses produits de désintégration effectuées dans des expériences auprès du LEP. Elle est en partie due aux effets distordant la distribution de masse invariante qui ne sont pas pris en compte dans les simulations utilisées : notamment le rayonnement dans l’état initial (ISR) est mal décrit, ainsi que la résolution et l’efficacité des mesures d’énergie et d’impulsions. Dans notre méthode ce biais découle essentiellement de l’hypothèse de masse utilisée pour décrire la contribution du bruit de fond.

2.4.8 Etude des erreurs systématiques

Nous avons identifié les hypothèses utilisées explicitement dans notre méthode qui peuvent être une source d’erreur systématique sur la mesure de la masse du W et nous avons quantifié l’effet d’une variation de ces hypothèses dans la limite

de leur erreur associée. Toutes les sources d'erreur que nous avons étudiées sont *a priori* décorréliées et nous avons déterminé la variation induite sur la mesure de la masse du W en les variant indépendamment les unes des autres. Certaines études nécessitent une statistique simulée importante, dans ce cas nous avons utilisé les résultats obtenus à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

• Fonction de vraisemblance

La fonction \mathcal{F} utilisée pour ajuster la distribution $(\Delta M, M_{moy})$ ainsi que la matrice de choix de la combinaison de quatre jets en deux W sont construites à partir d'événements simulés avec $M_W^{gen} = 80.35$ GeV/c². Nous avons déterminé les nouvelles droites de calibration et refait toutes les mesures en simulant le signal et le bruit de fond avec $M_W^{gen} = 80.10$ puis 80.60 GeV/c² (par repondération de la simulation à 80.35 GeV/c²). En considérant les résultats des mesures avec les trois hypothèses de masse faites à 189 GeV nous associons une erreur systématique de ± 8 MeV/c² au choix de M_W^{gen} .

Par ailleurs les histogrammes correspondant au signal et au bruit de fond sont segmentés en pavés uniformes comme le montre la figure 2.22 de gauche. Nous avons dans un premier temps augmenté puis diminué d'un facteur deux la taille des pavés uniformes. Nous avons ensuite homogénéisé le remplissage des pavés en rassemblant les pavés les moins peuplés (figure 2.22 du milieu, pavage 1) puis en segmentant davantage les pavés les plus remplis (figure 2.22 de droite, pavage 2).

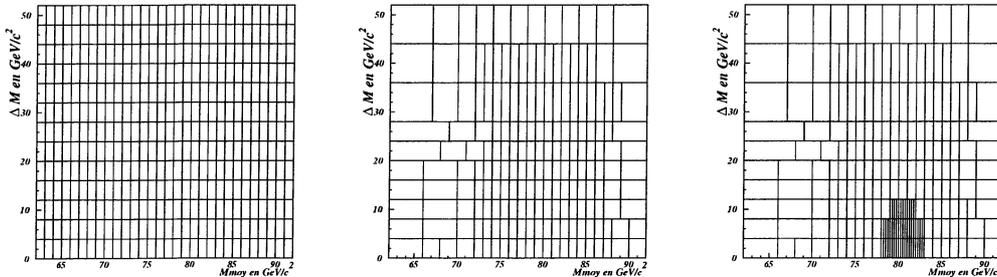


FIG. 2.22 – Les histogrammes à deux dimensions $(\Delta M, M_{moy})$ sont segmentés uniformément (pavage de gauche), ou avec un pavage homogénéisé en rassemblant les pavés les moins peuplés (pavage 1 du milieu) et en divisant les pavés les plus remplis (pavage 2 de droite).

Ces variations du pavage utilisé dans la construction des histogrammes permettant de choisir la combinaison de jets et pour décrire le signal et le bruit de fond dans la fonction de vraisemblance changent sensiblement la pente de la droite de calibration mais changent peu les mesures finales et l'erreur statistique, comme le montrent les résultats de cette étude exposés dans le tableau 2.8.

L'erreur systématique associée au pavage des histogrammes est estimée à ± 10 MeV/c².

\sqrt{s} (GeV)	pavage	ΔM (GeV/c ²)	M_{moy} (GeV/c ²)	M_W mesurée (GeV/c ²)
189	uniforme	4	1	80.502 ± 0.115
		2	1	80.502 ± 0.116
		4	0.5	80.497 ± 0.116
		2	0.5	80.494 ± 0.117
	1		80.498 ± 0.117	
	2		80.495 ± 0.115	
196	uniforme	4	1	80.326 ± 0.196
	2			80.341 ± 0.199
200	uniforme	4	1	80.309 ± 0.190
		2	1	80.324 ± 0.187
		4	0.5	80.307 ± 0.190
		2	0.5	80.320 ± 0.185

TAB. 2.8 – Mesures de la masse du W en utilisant des histogrammes segmentés différemment suivant ΔM et M_{moy} .

• Statistique de la simulation

Notre analyse est basée sur les distributions de masse invariante prédites par la simulation. Le nombre d'événements simulés doit être suffisamment élevé pour minimiser les fluctuations statistiques et lisser les distributions. Nous avons fait varier aléatoirement la population de chaque pavé ($\Delta M, M_{moy}$) suivant une loi de Poisson pour étudier les conséquences sur la valeur de la masse mesurée. Nous avons généré 1000 lots en variant la statistique des pavés d'un lot initial.

Aucun effet de la statistique de la simulation n'a été observé au niveau du choix de la combinaison des quatre jets en deux paires. En fait les probabilités des mauvaises combinaisons sont généralement négligeables devant la probabilité associée à la combinaison correcte. De même l'erreur systématique liée à la droite de calibration, qui résulte de la statistique limitée de la simulation, a un impact négligeable sur la masse du W et l'erreur statistique mesurées. Le seul effet sensible que nous avons mesuré intervient au niveau des histogrammes utilisés dans l'expression de la fonction \mathcal{F} . L'erreur systématique induite par la statistique restreinte de la simulation est estimée globalement à ± 10 MeV/c².

• Résolution en impulsion et en énergie

Malgré la sophistication de la simulation des détecteurs et des interactions des particules avec la matière utilisée dans les expériences auprès du LEP, il reste des imperfections entraînant des désaccords entre les données et la simulation.

Nous avons expliqué dans la section 2.4.2.2 que nous avons corrigé l'énergie et les résolutions en énergie et angles des jets dans la simulation pour améliorer l'accord avec les données. L'erreur sur ces corrections déterminées à partir de données collectées au pic du Z est négligeable. Nous avons alors estimé la variation de la masse mesurée avec et sans correction de la simulation et gardé de manière conservatrice la moitié de cette variation comme erreur systématique, c'est-à-dire $\pm 2 \text{ MeV}/c^2$.

Par ailleurs des incertitudes dans la procédure d'alignement relatif des détecteurs participant à la trajectographie entraînent des distorsions sur la mesure de l'impulsion dans les données. La base de l'alignement est le détecteur de vertex, dont le rapport longueur/largeur est connu à 0.1 % près. L'effet de cette incertitude a été estimé à $\pm 3 \text{ MeV}/c^2$ en variant de $\pm 0.1 \%$ les impulsions longitudinales p_Z de toutes les particules chargées détectées.

• Estimation du bruit de fond

Le bruit de fond non W^+W^- intervient dans notre analyse par deux aspects: sa proportion et sa distribution $(\Delta M, M_{\text{moy}})$. Les proportions découlent des sections efficaces, connues à 1 ou 2 % près, et des efficacités de sélection que nous avons estimées avec la simulation (voir tableau 2.2). Nous avons varié indépendamment de $\pm 5 \%$ les sections efficaces des processus $q\bar{q}(\gamma)$ et ZZ . Comme la proportion de bruit de fond sélectionné avec nos critères est faible, nous n'observons qu'un effet de $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse mesurée du W .

• Energie de la collision

L'énergie disponible dans le centre de masse de la collision est l'une des contraintes de l'ajustement cinématique utilisé pour améliorer la résolution sur les mesures des quadri-impulsions des jets reconstruits. L'erreur systématique ΔM_W induite sur la mesure de M_W par l'erreur sur l'énergie du faisceau E_F est exprimée au premier ordre par $\Delta M_W = M_W \frac{\Delta E_F}{E_F}$, et vaut $\pm 17 \text{ MeV}/c^2$ pour toutes les énergies (voir section 2.4.1.1). L'effet induit par la dispersion de l'énergie du faisceau est négligeable.

• Modélisation du rayonnement dans l'état initial

La modélisation du rayonnement dans l'état initial diffère d'un générateur à l'autre notamment au niveau du calcul des corrections d'ordre supérieur. On observe alors des différences au niveau de l'énergie moyenne perdue par ISR et de la forme du spectre de l'énergie perdue. Nous avons estimé les répercussions de l'incertitude théorique liée au calcul des ISR sur la mesure de la masse du W en comparant les résultats obtenus avec EXCALIBUR+QEDPS et KoralW [37]. Les paramètres du générateur KoralW n'ayant pas été ajustés pour la simulation de DELPHI, nous comparons les spectres en énergie perdue par ISR observés au niveau de la génération avec les deux générateurs, puis nous pondérons l'énergie

des photons ISR simulés dans EXCALIBUR+QEDPS par un facteur égal au rapport des spectres en énergie. La figure 2.23 présente la correction appliquée à la simulation EXCALIBUR+QEDPS dans la zone des énergies inférieures à quelques dizaines de MeV/c^2 , au-delà il y a concordance des spectres d'énergie. L'erreur systématique dérivée de cette étude est de $\pm 13 \text{ MeV}/c^2$.

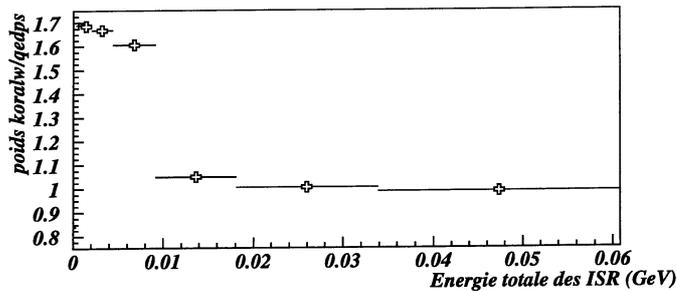


FIG. 2.23 – Pondération à appliquer aux événements simulés par EXCALIBUR pour simuler la modélisation du rayonnement dans l'état initial utilisée par le générateur KoralW.

• Modélisation de l'hadronisation des quarks

La modélisation de l'hadronisation des quarks en jets par JETSET fait intervenir cinq paramètres dont les valeurs ainsi que les erreurs associées et la matrice de corrélation sont déterminées en ajustant la simulation aux données collectées au pic du Z durant LEP-1 (voir section 2.4.2.1). Cet ajustement n'est cependant pas satisfaisant et son χ^2 par degré de liberté est largement supérieur à l'unité. C'est pourquoi nous avons étudié les conséquences de la modification de ces cinq paramètres en les variant de $\pm 3 \sigma$ chacun. Nous avons utilisé un algorithme de simulation rapide (FASTSIM [38]) de la géométrie du détecteur et des interactions des particules avec la matière pour pouvoir générer un nombre important d'événements à 189 GeV. Cette méthode est correcte dans la mesure où nous nous intéressons à une différence de masses. Nous évaluons ainsi l'erreur systématique sur la mesure de la masse du W induite par la description de l'hadronisation à $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$.

Une autre approche consiste à comparer la masse mesurée avec une simulation basée sur JETSET à la masse mesurée avec des simulations utilisant d'autres modèles d'hadronisation comme ARIADNE ou HERWIG. J'ai notamment implémenté l'hadronisation des quarks de HERWIG dans EXCALIBUR, la difficulté étant de procéder à la connection de couleur entre les quatre fermions générés par EXCALIBUR suivant les amplitudes des diagrammes correspondants. Nous ne l'avons toutefois pas utilisé pour l'estimation de notre erreur

systématique parce que l'ajustement des paramètres aux données n'était pas encore disponible au moment de notre analyse, mais cette approche a été étudiée ultérieurement par les quatre expériences. Par ailleurs DELPHI a aussi utilisé directement pour sa simulation les valeurs des paramètres de JETSET optimisées par l'expérience OPAL, mais le χ^2 de l'ajustement est trop insatisfaisant pour que cette étude présente un intérêt.

• Mixed Lorentz Boosted Z^0 's

Une méthode originale a été développée dans la collaboration DELPHI pour tester certains effets systématiques sur la mesure de la masse du W : les *Mixed Lorentz Boosted Z^0 's* (MLBZ) [39]. Elle permet de profiter de la statistique importante enregistrée au pic du Z durant LEP-2 (*runs* annuels de calibration) et de la bonne qualité de la simulation correspondante pour étudier les conséquences de la modélisation de l'hadronisation sur la mesure de la masse du W directement à partir des données.

Il s'agit de simuler la topologie d'une paire W^+W^- se désintégrant hadroniquement en combinant deux événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. On définit une transformation de Lorentz en prenant le quadri-vecteur du W dans le référentiel du laboratoire comme vecteur de *boost*. Les quadri-vecteurs transformés de Lorentz de toutes les particules issues de la désintégration du Z sont ensuite recalculés. Après combinaison de deux Z , les deux masses invariantes de cette paire *WW-like* peuvent être mesurées avec la méthode développée pour le W : ajustement cinématique contraint, combinaison des jets en deux bosons et fonction de vraisemblance. Notons que la masse étant invariante de Lorentz, c'est la masse du Z qui est ainsi mesurée. Cependant l'étude d'effets systématiques est basée sur des différences de masses et ΔM_Z est renormalisée en ΔM_W par le rapport des masses.

Nous avons toutefois décidé de ne pas utiliser cette approche pour étudier l'erreur systématique liée à l'hadronisation parce que nous estimons que certains points ne sont pas suffisamment maîtrisés pour atteindre la précision désirée, notamment :

- Les performances du détecteur dépendent de l'énergie. Or l'énergie d'un jet issu de la désintégration d'un Z sur sa couche de masse vaut environ $45.5 \text{ GeV}/c^2$, alors qu'elle s'échelonne de 20 à $70 \text{ GeV}/c^2$ pour les jets issus de la désintégration d'une paire W^+W^- à 189 GeV.
- La densité de traces est plus faible et les traces sont mieux séparées dans un événement à deux jets à 91 GeV dans le centre de masse que dans un événement à 189 GeV présentant quatre ou cinq jets. L'efficacité de l'algorithme de reconstruction des trajectoires est donc surestimée à 189 GeV avec une telle approche.
- La distribution angulaire des jets est en $1 + \cos^2 \theta$ (où θ est l'angle polaire) dans la désintégration du Z , elle est isotrope dans le cas du W . Les jets du

Z se distribuent donc plus dans la région des bouchons dont la résolution est moins bonne que dans la partie centrale.

- Les jets issus des désintégrations du Z et du W n'ont pas les mêmes compositions en saveur. Ainsi le Z se désintègre en $b\bar{b}$ pour 22 % de ses désintégrations hadroniques, produisant des particules de masses élevées et de grande durée de vie, alors que cette saveur est négligeable dans le cas du W .
- Les deux jets produits par la désintégration du Z sont dos-à-dos. Il y a donc des corrélations non triviales d'efficacité et de résolution entre les deux jets du Z , qui n'existent pas pour les jets du W .

• Modélisation des interactions dans l'état final

Les corrélations de Bose-Einstein s'étendent sur 0.5 à 1 fm alors que les vertex de désintégration des deux bosons W sont séparés d'environ 0.1 fm. Ces corrélations existent donc nécessairement, mais leur effet sur la mesure de la masse du W est très difficile à quantifier.

Nous avons utilisé les modèles BE_3 et BE_{32} de LUBOEI (voir section 2.4.2.1), chacun autorisant les corrélations entre mésons π soit provenant d'un même W , soit dans tout l'événement. Les variations observées sur la masse mesurée sont du même ordre de grandeur pour les deux modèles, de l'ordre de +40 MeV/c² pour les corrélations intra- W et de l'ordre de -40 MeV/c² pour les corrélations inter- W . Nous avons ensuite utilisé une nouvelle simulation de DELPHI dont les paramètres nécessaires à la modélisation de l'hadronisation des quarks et des corrélations de Bose-Einstein ont été ajustés simultanément par comparaison aux données. Nous obtenons alors une variation de l'ordre de -30 MeV/c² pour les corrélations intra- W et -50 MeV/c² pour les corrélations inter- W .

Nous avons finalement fixé l'erreur systématique sur notre mesure de la masse du W à ± 40 MeV/c². Cette valeur élevée traduit la compréhension limitée des conséquences des corrélations de Bose-Einstein sur les mesures de la masse du W . Les différents algorithmes permettant de les modéliser font l'objet de discussions dont la conclusion n'est pas encore claire.

La reconnexion de couleur est testée en confrontant les résultats des modèles SK-I et SK-II (voir section 2.4.2.1) à notre mesure basée sur la simulation de DELPHI dans laquelle la probabilité de reconnexion est nulle. La figure 2.24 illustre la variation de notre mesure de la masse du W en fonction du pourcentage d'événements dans lesquels il y a reconnexion de couleur entre les quarks issus des deux W . Ce pourcentage est modifié en mélangeant des événements simulés avec et sans reconnexion de couleur par le modèle SK-I. Nous estimons l'incertitude systématique liée à la reconnexion de couleur à ± 30 MeV/c², ce qui correspond au résultat obtenu pour un pourcentage moyen de reconnexion obtenu en fixant les paramètres du modèle SK-I aux valeurs recommandées par les auteurs du modèle [24].

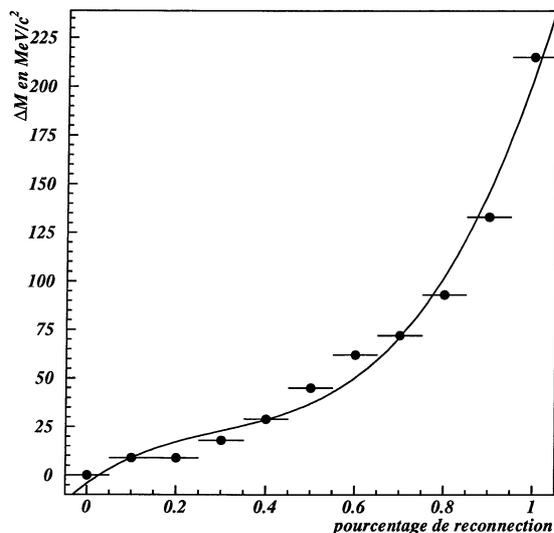


FIG. 2.24 – Différence entre la masse mesurée sans reconnexion de couleur dans la simulation et la masse mesurée avec reconnexion, en fonction du pourcentage de reconnexion. La reconnexion de couleur est modélisée par l’algorithme SK-I.

- **Corrections de *bremsstrahlung* dans l’état final**

Les corrections radiatives correspondant à l’échange d’un photon entre les produits de désintégration des deux W ou entre un W et les particules issues de la désintégration de l’autre W sont approximées par un modèle dit du *Double Pole Approximation*. Ces corrections $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ pour les générateurs $e^+e^- \rightarrow 4f$ [40] ont été disponibles fin 2000. Elles ont un effet significatif sur la mesure de la section efficace de production $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et sur la mesure des couplages à trois bosons mais l’impact sur la mesure de la masse du W semble beaucoup plus faible et elles sont négligées pour l’instant dans toutes les mesures de M_W au LEP.

2.4.9 Bilan de notre analyse

Nous avons mesuré la masse du boson W dans les données collectées par DELPHI en 1998 et 1999 à partir de ses désintégrations hadroniques :

$$M_W = 80.430 \pm 0.081 \text{ (stat.)} \pm 0.064 \text{ (syst.) GeV}/c^2$$

Le tableau 2.9 résume les sources d’erreur systématique sur cette mesure, qui ont été détaillées dans la section 2.4.8.

Notre mesure est en accord avec la moyenne des masses du W mesurées par les quatre expériences auprès du LEP dans les collisions enregistrées entre 1996

source d'erreur	σ_{syst} (MeV/c ²)
génération avec M_W^{gen}	8
pavage des histogrammes	10
statistique de la simulation	10
résolution en E et \vec{p}	4
section efficace des processus LEP-2	1
modélisation des ISR	13
énergie de collision	17
modélisation de l'hadronisation	30
corrélations de Bose-Einstein	40
reconnexion de couleur	30

TAB. 2.9 – *Les différentes sources d'erreurs systématiques (considérées comme indépendantes) sur notre mesure de la masse du W .*

et 2000 avec $\sqrt{s} = 161$ à 209 GeV correspondant à 2500 pb^{-1} (c'est-à-dire environ 35000 paires W^+W^-): 80.412 ± 0.029 (stat.) ± 0.031 (syst.) GeV/c² [41]. Cette valeur combinée tient compte des incertitudes systématiques corrélées entre les canaux de désintégration, entre les années de prise de données et entre les expériences. A titre de comparaison avec notre résultat, le tableau 2.10 présente les masses mesurées dans le canal hadronique à partir des données collectées avec $\sqrt{s} = 172$ à 202 GeV [42], ce qui correspond environ à la même statistique que notre analyse (à 10 pb^{-1} près correspondant aux données à 172 GeV). La différence importante entre les incertitudes systématiques des quatre expériences est due au choix de modèles différents pour quantifier les effets sur la masse du W induits par les interactions dans l'état final. Ainsi l'incertitude systématique liée à la reconnexion de couleur varie de 30 à 66 MeV/c² et l'incertitude liée aux corrélations de Bose-Einstein varie entre 20 et 67 MeV/c², alors que des études ont montré que les quatre expériences avaient la même sensibilité à une même interaction dans l'état final.

expérience	M_W mesurée (GeV/c ²)
ALEPH	$80.467 \pm 0.064 \pm 0.057$
DELPHI	$80.372 \pm 0.064 \pm 0.063$
L3	$80.461 \pm 0.077 \pm 0.069$
OPAL	$80.408 \pm 0.066 \pm 0.100$

TAB. 2.10 – *Masses du boson W (en GeV/c²) mesurées par les quatre expériences auprès du LEP avec les données collectées entre 172 et 202 GeV dans le canal de désintégration $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ [42]. Les erreurs sont respectivement l'incertitude statistique et systématique.*

La mesure que nous avons présentée ici a été obtenue en 2001 par l'analyse des données collectées en 1998 et 1999, ce qui correspond au temps nécessaire à la reconstruction des données avec une bonne qualité, à la production des événements simulés et à la production des fichiers d'énergie du faisceau. Durant l'année 2000, DELPHI a collecté une partie des données avec un secteur complet de sa chambre à échantillonnage temporel (TPC) défectueux. Une étude spécifique détaillée nécessitant la production d'événements simulés tenant compte de ce secteur manquant doit être menée pour analyser ces données. Par ailleurs la méthode que nous avons développée pour mesurer la masse s'applique de la même manière à la mesure de la largeur du boson W . Cependant la résolution en masse induite par des effets de reconstruction instrumentale est largement supérieure à la largeur intrinsèque du W et la mesure de la largeur nécessite le même effort que la mesure de la masse. L'analyse des données collectées en 2000 et la mesure de la largeur du W aurait nécessité mon investissement à temps complet d'environ deux années et aurait été incompatible avec une activité dans l'expérience DØ que l'IReS se proposait de rejoindre à cette époque.

2.5 Conclusion sur la mesure de la masse du boson W

Le programme de mesure principal de LEP-2 était la mesure de la masse du boson W avec une précision meilleure que $50 \text{ MeV}/c^2$, ce but est désormais atteint. Cette mesure est limitée par les incertitudes systématiques, essentiellement celles liées aux modélisations de l'hadronisation des quarks, des corrélations de Bose-Einstein et de la reconnexion de couleur dans l'état final. Les résultats actuels, quatre années après le démantèlement du LEP, sont toujours préliminaires.

Bien que les canaux de désintégration semi-leptonique et hadronique aient des sensibilités statistiques similaires, le poids du canal hadronique dans la combinaison des mesures LEP est fortement réduit par l'importance de l'incertitude liée aux effets des interactions dans l'état final (corrélations de Bose-Einstein et recombinaison de couleur). Ainsi le poids du canal hadronique dans la combinaison des mesures par reconstruction cinématique directe du W n'est plus que de 10 %. Notons toutefois que $\Delta M_W(q\bar{q}q\bar{q} - q\bar{q}\ell\nu) = +22 \pm 43 \text{ MeV}/c^2$ [41] : l'incertitude systématique correspondant aux FSI est du même ordre de grandeur que l'incertitude totale (en exceptant la systématique liée aux FSI) sur la différence des masses mesurées dans le canal hadronique et le canal semi-leptonique, pour lequel il n'y a pas d'effets dus aux FSI. Aucun décalage significatif entre les deux mesures, qui indiquerait un effet des interactions dans l'état final, n'est donc mis en évidence.

Des analyses des données collectées au LEP par les quatre expériences [41] ont montré que les erreurs systématiques liées aux corrélations de Bose-Einstein

et à la recombinaison de couleur sont corrélées entre les expériences, elles ne sont donc pas réduites par la combinaison des mesures LEP. Par exemple les biais observés sur la masse du W en fonction du pourcentage de recombinaison de couleur dans le modèle SK-I sont identiques pour les quatre expériences. Il en va de même pour les biais observés avec le modèle LUBOEI des corrélations de Bose-Einstein. Par ailleurs l'erreur systématique liée aux modèles d'hadronisation est aussi considérée comme corrélée entre les canaux de désintégration du W , les années de prise de données et les expériences. Il s'agit d'un choix conservatif car il est difficile d'estimer la fraction d'erreur systématique liée aux modèles corrélée entre les expériences. En effet il y a une intrication importante des paramètres utilisés dans la modélisation du détecteur, de l'hadronisation et des interactions dans l'état final.

Deux approches sont étudiées pour améliorer la compréhension des effets sur la mesure de la masse du W des modélisations de l'hadronisation et des interactions dans l'état final : d'une part procéder à un ajustement global des variables des modèles, notamment de LUBOEI et de JETSET, pour améliorer l'accord entre la simulation et les données de LEP, et d'autre part mesurer directement dans les données de LEP les corrélations de Bose-Einstein et le pourcentage de reconnexion de couleur. Ce sont essentiellement les mesures directes des FSI [43] qui vont permettre un progrès significatif dans l'estimation des erreurs systématiques :

- Concernant la reconnexion de couleurs, des analyses basées sur les distributions de flux inclusifs de particules ont par exemple permis de mesurer le paramètre κ du modèle SK-I directement dans des paires de W se désintégrant hadroniquement produites au LEP. Par ailleurs l'évolution de la masse mesurée est étudiée suivant différentes coupures appliquées, soit sur l'impulsion minimale des traces, soit sur l'angle d'un cône autour de l'axe du jet à l'extérieur duquel les traces sont rejetées.
- Concernant les corrélations de Bose-Einstein, des mesures directes dans les données comparent des paires $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ à des paires construites en mélangeant les deux W hadroniques de deux paires semi-leptoniques produites au LEP. Cependant les quatre expériences LEP ne s'accordent pas encore sur l'existence des corrélations inter- et/ou intra- W .

En guise de conclusion, la figure 2.25 indique les contraintes actuelles (mi-2003) inférées sur la masse du boson de Higgs du modèle standard en combinant les recherches directes du Higgs à LEP, les mesures directes de la masse du W obtenues à LEP-2 et au TEVATRON ainsi que les contraintes dérivées de l'ajustement global de toutes les mesures électrofaibles qui dépendent de la masse du Higgs par le biais des corrections radiatives logarithmiques.

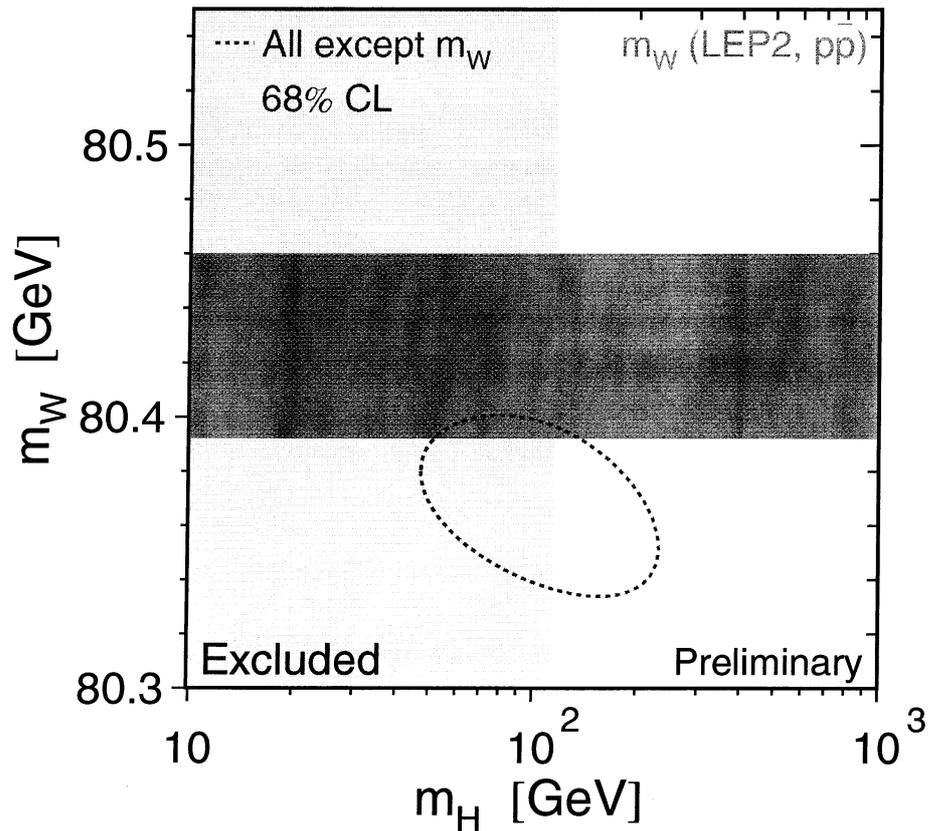


FIG. 2.25 – Contraintes actuelles (mi-2003 [44], la mise à jour avec la nouvelle mesure 2004 de la masse du top n'étant pas encore disponible) sur la masse du boson de Higgs obtenues par les recherches directes à LEP (bande verticale excluant les masses inférieures à $114.4 \text{ GeV}/c^2$) et par la sensibilité des données à M_H à travers les corrections radiatives logarithmiques. La contrainte inférée de la mesure de la masse du W est indiquée par la bande horizontale correspondant à un σ , la contrainte dérivée de l'ajustement de toutes les autres mesures électrofaibles correspond au contour en ellipse.

Measurement of the Mass and Width of the W Boson in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 189$ GeV

DELPHI Collaboration

Abstract

A measurement of the W mass and width has been performed by the DELPHI collaboration using the data collected during 1998. The data sample has an integrated luminosity of 155 pb^{-1} and an average centre-of-mass energy of 188.6 GeV. Results are obtained by applying the method of direct reconstruction of the mass of the W from its decay products in both the $W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell q\bar{q}'$ and $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\bar{q}q'$ channels. The W mass result for the 1998 data set is

$$M_W = 80.387 \pm 0.087(\text{stat}) \pm 0.034(\text{syst}) \pm 0.017(\text{LEP}) \pm 0.035(\text{FSI}) \text{ GeV}/c^2,$$

where *FSI* represents the uncertainty due to final state interaction effects in the $q\bar{q}'\bar{q}q'$ channel, and *LEP* represents that arising from the knowledge of the beam energy of the accelerator. Combining this result with those previously published by the DELPHI collaboration gives the result

$$M_W = 80.359 \pm 0.074(\text{stat}) \pm 0.032(\text{syst}) \pm 0.017(\text{LEP}) \pm 0.033(\text{FSI}) \text{ GeV}/c^2.$$

The combined value for the W width is

$$\Gamma_W = 2.266 \pm 0.176(\text{stat}) \pm 0.056(\text{syst}) \pm 0.052(\text{FSI}) \text{ GeV}/c^2.$$

Bibliographie

- [1] Philippe Zoller, thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, 23 avril 2003, numéro d'ordre ULP-3777.
- [2] S. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
A. Salam in "Elementary Particle Theory", W. Svartholm ed., Stockholm 1968.
- [3] UA1 collaboration, Phys. Lett. B **122**, 103 (1983).
UA1 coll., Phys. Lett. B **126**, 398 (1983).
- [4] UA2 coll., Phys. Lett. B **122**, 476 (1983).
UA2 coll., Phys. Lett. B **129**, 130 (1983).
- [5] Mark II coll., Phys. Lett. B **63**, 724 (1989).
CDF coll., Phys. Lett. B **63**, 720 (1989).
UA2 coll., proceedings de la conférence *Lepton and Photon Interactions*, 266, SLAC 1989.
- [6] CERN Yellow Report, CERN 96-01, 144.
- [7] R.M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. D **54**, 1 (1996).
- [8] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/lepww/4f/Summer03/>
- [9] D. Gelé, Habilitation à Diriger des Recherches, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 19 mars 2002, numéro d'ordre ULP-397.
- [10] LEP ElectroWeak working Group <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [11] M.J.G. Veltman, Acta Phys. Polon. B **8**, 475 (1977).
- [12] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. B **565**, 61 (2003).
- [13] R. Barate *et al.*, ALEPH collaboration, Phys. Lett. B **526**, 191 (2002).
- [14] CDF and DØ collaborations, The Top Averaging Group, L. Demortier *et al.*, FERMILAB-TM-2084, septembre 1999.
- [15] CDF and DØ collaborations, The Tevatron Electro-Weak Working Group, TEVEWWG/top2004/01, draft du 05/04/2004.
<http://tevewwg.fnal.gov>
- [16] ALEPH coll., Phys. Lett. B **401**, 347 (1997).

- DELPHI coll., Phys. Lett. B **397**, 158 (1997).
L3 coll., Phys. Lett. B **398**, 223 (1997).
OPAL coll., Phys. Lett. B **389**, 416 (1996).
- [17] V. Ciulli, ALEPH 94-146 (1994).
[18] The LEP Energy Working Group <http://lepecal.web.cern.ch/LEPECAL/>
[19] P. Abreu *et al.*, DELPHI Collab., Nucl. Instrum. Meth. A **378**, 57 (1996).
(Erratum: Nucl. Instrum. Meth. A **396**, 281 (1997).
[20] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **82**, 74 (1994).
CERN-TH-7112-93-REV, août 1995: version longue de la publication dans
Comput.Phys.Commun.
[21] F.A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss, Comput. Phys. Commun. **85**, 437
(1995).
[22] G. Corcella *et al.* HERWIG 6.1 release note hep-ph/9912396.
[23] T. Muehisa, J. Fujimoto, Y. Kurihara and Y. Shimizu, Prog. Theor. Phys.
95, 375 (1996).
[24] T. Sjöstrand et V.A. Khoze, Z. Phys. **62**, 281 (1994).
T. Sjöstrand et V.A. Khoze, Phys. Rev. Lett. **72**, 28 (1994).
[25] L. Lönnbald et T. Sjöstrand, Eur. Phys. C **2**, 165 (1998).
[26] Coll. DELPHI, note DELPHI **95-80**, juin 1995.
[27] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman et T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97**,
31 (1983).
[28] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt et P. Zerwas, Phys. Rev. D **27**, 105
(1983).
[29] A. Ouraou and F. Cossutti, note DELPHI **98-39**, avril 1998.
[30] DELPHI Simulation Working Group, note DELPHI **87-96**, juillet 1989.
[31] DELPHI collaboration, note DELPHI **89-44**, mai 1989.
[32] P. Abreu *et al.*, DELPHI collab., Nucl. Instrum. Meth. A **427**, 487 (1999).
[33] S. Moretti, L. Lönnbald et T. Sjöstrand, JHEP **9808**, 001 (1998).
[34] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **28**, 227 (1983).
[35] S. Catani, Y.L. Dokshitzer, M. Ollson, G. Turnock et B.R. Webber, Phys.
Lett. B **269**, 432 (1991).
[36] N.J. Kjaer et R. Moller, note DELPHI **91-17**, avril 1991.
[37] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward, Z. Was, Compu. Phys.
Commun. **119**, 272 (1999).
[38] J. Cuevas, J. Marco, A. Ruiz, F. Richard and F. Simonetto, note DELPHI
87-27, mars 1987.
[39] N. Kjaer and M. Mulders, note DELPHI **2000-051**, mars 2000.
[40] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth and D. Wackeroth, Phys. Lett. B **475**,
127 (2000).

- [41] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/lepww/mw/LEPEWWG/MASS/2003-01>
- [42] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/lepww/mw/LEPEWWG/MASS/2000-01>
- [43] <http://lepww.web.cern.ch/lepww/fsi/LEPEWWG/FSI/2002-01>
- [44] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2003/>

Chapitre 3

Perspectives : étude des propriétés du quark top

Je m'investis actuellement dans l'étude des propriétés du quark top. Le top est le dernier quark découvert, par les expériences CDF et DØ au Tevatron en 1995. Seules quelques dizaines de candidats ont pu être observées à ce jour et ses propriétés sont encore mal connues ou même non mesurées. Sa masse nettement plus élevée que celle des autres fermions fondamentaux et des bosons vecteurs W^\pm et Z^0 soulève de nombreuses questions, mais permet aussi de tester les prédictions du modèle standard de la physique des particules avec une précision inégalée tout en étant particulièrement sensible à des effets d'une physique nouvelle. La prise de données en cours au Tevatron permettra d'augmenter de plus de deux ordres de grandeur le nombre de candidats top étudiés jusqu'à présent. Puis le collisionneur LHC actuellement en construction au CERN et qui délivrera des données à partir de 2007, permettra d'étudier plusieurs millions de paires de top dès les premières années de fonctionnement.

Après le démantèlement de l'accélérateur LEP, j'ai rejoint la collaboration DØ qui enregistre des données auprès de l'accélérateur $p\bar{p}$ Tevatron situé au Fermilab. Le Run II du Tevatron, en cours depuis 2001, représente un volume de données déjà deux fois supérieur à celui du Run I qui avait permis de découvrir le top et de mesurer sa masse avec une incertitude de $5.1 \text{ GeV}/c^2$ (récemment réduite à $4.3 \text{ GeV}/c^2$ [1]).

L'étiquetage des jets beaux est un outil essentiel pour l'étude du quark top. Dans ce chapitre j'explique rapidement le principe de l'algorithme d'étiquetage de la beauté que nous avons développé dans DØ. Je passe ensuite en revue certaines propriétés du quark top qui sont ou seront bientôt étudiées au Tevatron et au LHC.

3.1 Etiquetage de la beauté

Le quark top se désintègre par interaction faible chargée quasi-exclusivement en un boson W produit sur sa couche de masse et un quark beau qui s'hadronise en un jet. Nous avons développé dans DØ un étiquetage des jets issus de l'hadronisation des quarks beaux, dans le but de l'utiliser pour la sélection des événements où des quarks top ont été produits. En plus de l'étude du quark top, un tel étiquetage intéresse plusieurs axes de recherche en physique des particules, notamment la recherche de particules supersymétriques dans des canaux de désintégration en quarks beaux, la physique des hadrons beaux et l'étude de la violation de CP. Surtout il est crucial pour la recherche du boson de Higgs, qui aux énergies et à la luminosité prévues pour le Run II du Tevatron est recherché essentiellement dans le canal de désintégration $H^0 \rightarrow b\bar{b}$. Malheureusement en 2003 le Tevatron a revu à la baisse la luminosité nominale prévue d'ici 2006, mais l'excès d'événements observé au LEP correspondant à un Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ devrait tout de même pouvoir être exclu avec un degré de confiance de 95 % avant la mise en fonctionnement du LHC prévue en 2007.

Plusieurs propriétés caractérisent les décroissances des particules belles par rapport aux décroissances des particules produites à partir de quarks plus légers. Il s'agit de décroissances par interaction faible chargée caractérisées par des durées de vie de l'ordre de la picoseconde, les faisant se désintégrer en un point séparé du vertex primaire de quelques millimètres. La plupart des autres particules produites lors de la collision se désintègrent immédiatement (les résonances) ou en un point globalement plus proche du vertex primaire (comme les particules charmées) ou sont stables à l'échelle du détecteur. Quelques particules ayant des distances de vol comparables à celles des hadrons beaux, comme le K_s^0 et le Λ , peuvent être généralement reconstruites et rejetées du lot de candidats beaux. Par ailleurs les masses des particules belles sont bien plus élevées (de l'ordre de $5 \text{ GeV}/c^2$) que celles des autres particules ne contenant que des quarks u , d , s et c . Enfin le hadron beau emporte en moyenne 70 % de l'énergie du quark b initial, alors que cette fraction n'est par exemple que de 50 % pour un hadron charmé primaire produit par l'hadronisation d'un quark c . Ces trois propriétés entraînent des distributions différentes pour les variables cinématiques et topologiques caractérisant les jets beaux et les jets de saveurs plus légères : l'impulsion transverse (par rapport à la direction du quark b) du lepton issu de la désintégration du quark b est relativement dure, il y a présence d'un vertex déplacé, la masse et la multiplicité à ce vertex secondaire sont élevées, la rapidité et les paramètres d'impact des traces secondaires sont élevées.

Notre travail sur l'étiquetage de la beauté s'inscrit dans le programme du groupe b - id de DØ, où plusieurs algorithmes sont déjà étudiés : identification des muons et des électrons dans les jets, utilisation des traces secondaires à grands paramètres d'impact ainsi que reconstruction d'un vertex de désintégration caractérisant les hadrons beaux. Le groupe b - id de DØ à Strasbourg est composé de

trois chercheurs et deux doctorants. Nous avons adapté à la physique hadronique la méthode d'étiquetage des jets beaux basée sur les paramètres d'impact des traces qui avait été utilisée auparavant au LEP [2] [3].

3.1.1 Etiquetage par le paramètre d'impact

Notre méthode d'étiquetage des jets beaux utilise les grands paramètres d'impact des produits de désintégration des particules à grand temps de vie, un hadron beau parcourt en effet quelques millimètres dans le tube à vide avant de se désintégrer. Dans l'expérience DØ, les jets sont reconstruits à partir de l'information calorimétrique, avec un algorithme de cône [4] d'angle $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.5$, où η est la pseudo-rapacité et ϕ est l'angle azimutal. Pour étiqueter ces jets calorimétriques nous utilisons l'information des détecteurs de traces (trajectographe à micropistes au silicium SMT et trajectographe central à fibres scintillantes CFT). Nous associons les traces reconstruites dans le SMT et le CFT au jet calorimétrique si elles appartiennent au cône d'angle $\Delta R = 0.5$ par rapport à l'axe du jet.

Nous construisons la signification S_{IP} de la trace correspondant au paramètre d'impact IP algébrique divisé par son erreur σ_{IP} : $S_{IP} = IP/\sigma_{IP}$. Le paramètre d'impact est défini par la distance minimale entre la trajectoire de la particule chargée et le vertex primaire, et son signe est donné par le signe de $\cos(\vec{IP}, \vec{j\acute{e}t})$, comme illustré sur la figure 3.1. Jusqu'à présent nous calculons le paramètre d'impact uniquement dans le plan (x,y) transverse au faisceau, la mesure en z n'étant pas assez précise pour ajouter de l'information.

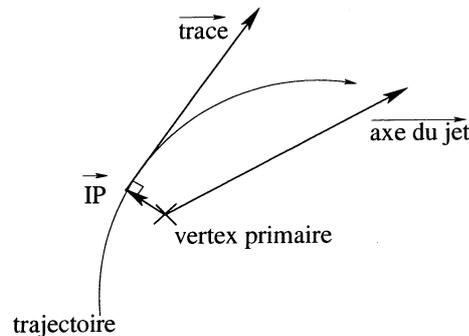


FIG. 3.1 – Le signe du paramètre d'impact est donné par le signe de $\cos(\vec{IP}, \vec{j\acute{e}t})$. Toutes les quantités sont mesurées dans le plan transverse à l'axe du faisceau.

Les traces appartenant au vertex primaire présentent une distribution de la signification dont la partie centrale est une gaussienne centrée en 0. La largeur de cette gaussienne correspond au *pull* du paramètre d'impact. Si l'erreur σ_{IP} est un bon estimateur de la dispersion statistique des mesures de paramètres d'impact, la gaussienne est de largeur 1. En réalité nous observons que l'erreur sur les

paramètres d'impact n'est pas correctement estimée, à la fois dans la simulation Monte-Carlo et dans les données. Nous lui appliquons une correction dépendant de la qualité des traces (types de détecteur avec lesquels la trace est reconstruite), de la qualité du vertex primaire (multiplicité chargée) et de la diffusion multiple subie par la particule chargée. La diffusion multiple est gouvernée par l'impulsion de la trace et la quantité de matière traversée, distribuée sur des cylindres dans la partie centrale. Elle est quantifiée par la variable $p_{scat} = p(\sqrt{\sin \theta})^3$ où p est l'impulsion de la trace et θ est son angle polaire. Cette correction de l'erreur sur le paramètre d'impact est différente pour les données et la simulation Monte-Carlo.

Les particules issues du vertex primaire ont une probabilité équivalente d'avoir des paramètres d'impact positifs et négatifs, alors que les particules issues de la désintégration des hadrons charmés ou beaux, ainsi que des K_s^0 et des Λ , peuvent présenter des grands paramètres d'impact positifs. La partie négative de la distribution de la signifiacance S_{IP} est donc en première approximation peuplée uniquement par des particules issues du vertex primaire et correspond à la résolution sur le paramètre d'impact. Nous construisons des courbes de référence pour la résolution $\mathcal{R}(S_{IP})$ à partir des distributions de signifiacance S_{IP} des traces reconstruites dans les données avec un paramètre d'impact négatif. Ces distributions sont paramétrisées par quatre gaussiennes. Nous tenons compte de la qualité des traces en les classant dans des catégories basées sur le nombre de coups dans le SMT et le CFT, le χ^2 et l'impulsion transverse de la trace ainsi que la région du détecteur considérée (η). Les traces identifiées comme issues de la désintégration d'une particule de saveur légère de grand temps de vie (K_s^0 et Λ), ou correspondant à une conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ sont rejetées car elles ne proviennent pas du vertex primaire et biaisent la courbe de résolution.

Nous définissons ensuite la probabilité \mathcal{P}_{trk} qu'une trace de paramètre d'impact IP positif vienne du vertex primaire en comparant sa signifiacance S_{IP} à la courbe de résolution $\mathcal{R}(S)$ correspondant à sa catégorie :

$$\mathcal{P}_{trk}(S_{IP}) = \frac{\int_{-lim}^{-|S_{IP}|} \mathcal{R}(s) ds}{\int_{-lim}^0 \mathcal{R}(s) ds}$$

où lim est une coupure sur la signifiacance que nous avons fixée à 50. La distribution de probabilité des traces issues du vertex primaire est uniforme entre 0 et 1 par construction. Par contre cette distribution est piquée en 0 pour des traces issues des désintégrations belles et charmées parce qu'elles présentent des signifiacances plus élevées que celles des traces primaires ayant servi à construire les courbes de résolution.

Pour un jet hadronique, la probabilité d'être de saveur légère \mathcal{P}_{jet}^+ est calculée en multipliant les probabilités \mathcal{P}_{trk} de venir du vertex primaire des N_{trk}^+ traces associées à ce jet et ayant une signifiacance S_{IP} positive :

$$\mathcal{P}_{jet}^+ = \Pi^+ \times \sum_{j=0}^{N_{trk}^+ - 1} \frac{(-\log \Pi^+)^j}{j!}$$

avec la normalisation suivante pour corriger de la multiplicité des traces :

$$\Pi^+ = \prod_{i=1}^{N_{trk}^+} \mathcal{P}_{trk}(\mathcal{S}_{IP>0})$$

Par la suite nous utiliserons aussi la probabilité \mathcal{P}_{jet}^- définie de la même manière en utilisant uniquement les traces de signficance négative.

La figure 3.2 présente les distributions de probabilité des jets d'être de saveur légère, déterminées dans des simulations pour chaque saveur : belle, charmée et légère. Le principe de notre algorithme d'étiquetage de la beauté est détaillé dans [5].

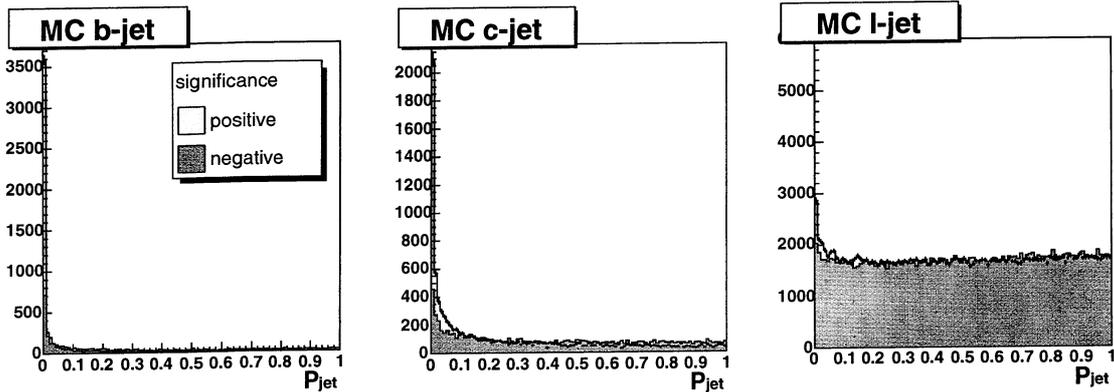


FIG. 3.2 – Distributions de probabilité des jets d'être de saveur légère, déterminées dans des simulations $Z \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow c\bar{c}$ et QCD respectivement pour les saveurs belle, charmée et légère.

3.1.2 Estimation des performances de l'étiquetage

Dans la suite, la probabilité pour un jet d'être de saveur légère \mathcal{P}_{jet}^+ définie ci-dessus sera référée par l'acronyme JLIP, pour *Jet Lifetime Probability method for b-tagging*. En sélectionnant des jets avec une probabilité JLIP inférieure à une valeur donnée, on a une certaine efficacité de sélection des jets beaux (étiquetage) mais aussi une certaine probabilité de sélectionner par erreur des jets d'autres saveurs (*mistag*). Nous devons estimer ces efficacités et construire la courbe de performance de notre algorithme, c'est-à-dire établir la relation entre l'efficacité de sélection de la beauté, la probabilité de *mistag* et la coupure appliquée sur

JLIP. Pour que cette courbe de performance soit utilisable quel que soit le canal de physique étudié, nous estimons les performances dans des intervalles en impulsion transverse et pseudo-rapacité du jet.

3.1.2.1 Définition de la taggabilité, de l'efficacité d'étiquetage et du *mistag*

Les efficacités pour une saveur de jet sont calculées en faisant le rapport du nombre de jets sélectionnés par la coupure sur JLIP sur le nombre de jets de départ. Cependant les algorithmes d'étiquetage utilisent l'information des traces pour étiqueter les jets calorimétriques. Certains jets calorimétriques reconstruits ne sont associés à aucune trace, et correspondent généralement à du bruit de fond. Nous avons alors défini dans la collaboration un critère dit de taggabilité, permettant de définir les jets reconstruits que nous voulons considérer pour estimer les efficacités d'étiquetage. Un jet calorimétrique est déclaré taggable si un jet de traces peut lui être associé. La taggabilité est définie comme le rapport du nombre de jets taggables sur le nombre de jets reconstruits. Elle est paramétrisée en fonction de la pseudo-rapacité et de l'impulsion transverse des jets, ainsi que de la multiplicité en jets taggables de l'événement.

L'efficacité d'étiquetage est alors définie comme le rapport du nombre de jets beaux étiquetés (c'est-à-dire sélectionnés par la coupure sur JLIP) sur le nombre de jets beaux taggables. Le *mistag* est défini comme le nombre de jets non beaux étiquetés sur le nombre de jets u , d , s et c taggables. La normalisation au nombre de jets taggables plutôt qu'au nombre de jets reconstruits permet de s'affranchir des jets correspondant à du bruit et d'utiliser une base de référence commune aux données et à la simulation qui est moins affectée par des jets de bruit.

3.1.2.2 Efficacités d'étiquetage et *mistag* déterminés dans la simulation

Les efficacités de sélection des jets beaux et des jets de saveurs plus légères peuvent être déterminées à partir de la simulation. L'avantage de la simulation réside évidemment dans la connaissance de la saveur du quark auquel est associé géométriquement le jet reconstruit. Cependant les résultats obtenus ainsi sont difficilement transposables aux données pour plusieurs raisons :

- Les critères de déclenchement utilisés lors de l'acquisition des données varient au cours du temps et ne sont pas pris en compte dans la simulation. Il est alors très difficile de comparer un canal de physique simulé aux données pour se convaincre que la simulation décrit correctement les données.
- Nous avons observé que la multiplicité des traces des jets taggables dans les données est globalement plus faible que dans la simulation. Nous avons dans un premier temps appliqué une procédure aléatoire d'élimination de traces dans la simulation. Cependant quand nous avons voulu raffiner cette

procédure, notamment en étudiant les multiplicité des traces en fonction de l'impulsion transverse et la pseudo-rapacité des jets, ainsi que de la multiplicité des jets taggables de l'événement et la qualité des traces, il est apparu que les différentes simulations (par exemple $Z \rightarrow b\bar{b}$ et QCD) présentaient un désaccord. Il n'est pas possible actuellement de déterminer pour la simulation une correction de la multiplicité des traces universelle, quel que soit le canal de physique simulé.

Par ailleurs, même si une même efficacité d'étiquetage correspondait à un même *mistag* dans les données et la simulation, rien ne nous assurerait qu'une même coupure appliquée sur JLIP dans les données et la simulation corresponde au même point de fonctionnement.

3.1.2.3 Efficacité d'étiquetage déterminée dans les données

L'efficacité de sélection des jets beaux peut être déterminée dans les données par plusieurs méthodes utilisant une autre variable discriminantes pour les saveurs légères, c et b . Nous avons utilisé l'impulsion transverse par rapport à l'axe du jet (p_{Trel}) du muon identifié dans un jet. Les particules belles et charmées produisent un muon pour environ 10 % de leurs désintégrations. En moyenne les muons issus de la désintégration de particules belles ont un p_{Trel} plus élevé que les autres muons. Nous avons vérifié dans la simulation que nous ne biaisons pas significativement les efficacités en ne considérant que des désintégrations semi-leptoniques. Les trois mesures de l'efficacité d'étiquetage dans les données sont les suivantes :

- La distribution de p_{Trel} des muons dans les données est ajustée en utilisant les formes des distributions de p_{Trel} attendues pour les jets de b , de c et légers. Ces formes attendues sont déterminées dans la simulation. Les proportions de chaque contribution sont des paramètres libres de l'ajustement. On détermine ainsi la proportion de jets beaux dans des lots de données avant et après coupure sur JLIP. L'efficacité de l'étiquetage est le rapport du nombre de jets beaux étiquetés sur le nombre de jets beaux dans le lot de départ. La faiblesse de cette méthode réside en l'obtention et la pertinence des distributions en p_{Trel} simulées pour chaque saveur.
- Une variante de cette première méthode consiste à utiliser des données déjà enrichies en b par une coupure sur JLIP pour le jet opposé. Cependant un léger biais est introduit par cette méthode car l'étiquetage de plusieurs jets d'un même événement est corrélé, notamment par le vertex primaire qui est commun.
- Nous avons développé une dernière méthode qui n'utilise quasiment pas de grandeurs déterminées dans la simulation. Cette méthode nécessite deux lots de données avec des fractions différentes de b , et deux critères d'étiquetage, ici une coupure sur JLIP et une coupure sur le p_{Trel} du

muon. Moyennant un certain nombre d'hypothèses, ce système peut être décrit par 8 équations à 8 inconnues, dont l'efficacité d'étiquetage des jets beaux par JLIP. La simulation est uniquement utilisée pour vérifier les hypothèses nécessaires à la description du système, par exemple pour estimer la corrélation entre les deux critères d'étiquetage. La description de cette méthode est publiée dans [7].

3.1.2.4 Mistag déterminé dans les données

La distribution de la signification des saveurs légères est considérée comme symétrique autour de 0 et est due à la résolution sur la mesure du paramètre d'impact. Dans les données on considère en première approximation que les significances négatives sont dues à des traces primaires. On peut alors calculer la probabilité \mathcal{P}_{jet}^- pour un jet en utilisant uniquement les N_{trk}^- traces de signification négative (voir 3.1.1) qui simule la probabilité des jets de saveur légère. La proportion de jets légers sélectionnés par une coupure sur JLIP est alors estimée en faisant le rapport du nombre de jets sélectionnés en coupant sur \mathcal{P}_{jet}^- sur le nombre de jets reconstruits. En réalité il faut corriger cette proportion de deux effets pour en déduire le *mistag*:

- la pollution de traces issues de la désintégration de particules belles et charmées ayant des significances négatives.
- la distribution de la signification des saveurs légères est en réalité asymétrique, les traces issues de la désintégration de particules de saveurs légères mais de grand temps de vie (K_s^0 et Λ) contribuent majoritairement avec des significances élevées positives.

Ces corrections sont déterminées dans la simulation en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité des jets.

3.1.2.5 Performances de l'étiquetage des données

Les résultats de toutes les méthodes présentées pour déterminer les performances de l'étiquetage dans les données sont en accord. La figure 3.3 présente l'efficacité de sélection des jets beaux en fonction de la fraction de jets de saveurs plus légères également sélectionnés pour l'intervalle $\eta < 1.2$ et 35-55 GeV/c en impulsion transverse du jet. On se déplace sur cette courbe de performance en variant la valeur de la coupure sur JLIP. Par exemple en sélectionnant des jets avec $JLIP < 0.014$, l'efficacité d'étiquetage est de l'ordre de 55 % pour un *mistag* de 1 % (dans l'intervalle (p_T, η) du jet précédemment défini).

3.1.3 Perspectives

Notre méthode d'étiquetage de la beauté a été certifiée [6] [8] pour l'utilisation officielle dans la collaboration DØ en juin 2003. Notons que l'utilisateur peut

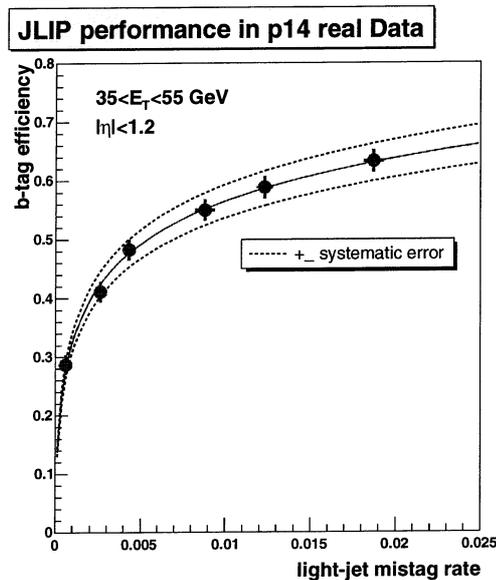


FIG. 3.3 – Efficacité de sélection des jets beaux en fonction de la fraction de jets de saveurs plus légères également sélectionnés en variant la coupure sur JLIP, pour l’intervalle 35-55 GeV/c en impulsion transverse du jet et des jets centraux. L’abscisse $\text{mistag} = 0.003$ correspond à une coupure JLIP < 0.004 , $\text{mistag} = 0.05$ correspond à JLIP < 0.007 et enfin $\text{mistag} = 0.01$ correspond à JLIP < 0.014 dans les données.

choisir un point de fonctionnement de manière continue dans l’espace “efficacité d’étiqueter la beauté / réjection des autres saveurs”, simplement en variant la valeur de la coupure sur JLIP, alors que les autres méthodes à l’étude dans DØ ont des points de fonctionnement discrets et en nombre restreint.

Plusieurs possibilités sont envisagées pour améliorer encore les performances de l’étiquetage de la beauté dans DØ, notamment en combinant JLIP avec l’information éventuelle du vertex secondaire et de l’impulsion transverse du muon.

3.2 Etude des propriétés du quark top au Tevatron et au LHC

Je restreins cette section au futur à court et moyen terme, c’est-à-dire à l’étude du quark top auprès des collisionneurs hadroniques. Je ne traite pas des perspectives ouvertes par le projet du futur collisionneur linéaire e^+e^- (FLC), qui permettra d’effectuer des mesures très précises dans le secteur du top. Cette machine pourra produire 25×10^3 paires $t\bar{t}$ par an (pour 50 fb^{-1} et $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$) et propose par ailleurs un scénario de fonctionnement comme usine à top avec

$\sqrt{s} = 2m_{top}$. Le FLC permettra par exemple la mesure du couplage de Yukawa du top standard avec une précision relative estimée inférieure à 10 % [9], et les paires $t\bar{t}$ seront essentiellement produites dans la voie s par le biais d'un Z ou d'un photon, permettant l'étude du couplage du top aux courants neutres qui est inaccessible avec les collisionneurs hadroniques.

Le LHC délivrera des collisions pp à partir de 2007. Avec une section efficace de production de paires $t\bar{t}$ de 800 pb, il constitue une véritable usine à top. Dans les premières années de fonctionnement à basse luminosité (10 fb^{-1} par an), 8×10^6 paires $t\bar{t}$ seront ainsi produites chaque année par expérience (CMS et ATLAS). Le collisionneur $p\bar{p}$ Tevatron actuellement en fonctionnement ne produira que de l'ordre de 15000 paires $t\bar{t}$ par expérience (CDF et DØ) d'ici fin 2006, mais il est pour quelques années encore le seul dispositif expérimental produisant des quarks top.

La désintégration d'une paire de top standard est exclusivement $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$. Les canaux d'étude sont donc, suivant les modes de désintégration des deux W , des événements lepton+jets (30 % avec lepton = e, μ et les désintégrations leptoniques du τ), di-leptons (5 % avec lepton = e, μ) et multi-jets (65 % en incluant les τ). Les canaux présentant des leptons sont les plus intéressants dans le cas de collisionneurs hadroniques, car ils permettent le déclenchement sur des leptons isolés avec une impulsion transverse élevée et de l'énergie manquante due au neutrino. Le canal lepton+jets bénéficie en outre d'un rapport d'embranchement intéressant, cependant il souffre aussi d'un bruit de fond plus important que le canal di-lepton. L'étiquetage des jets beaux est essentiel dans ce cas et rend ce canal optimal pour l'étude des propriétés du quark top. Cela reste vrai dans le cas de la production par interaction faible d'un top isolé dans l'état final $b\bar{b}l\nu$. Par ailleurs l'étiquetage des jets beaux permet de diminuer le bruit de fond $W(W) + n\text{jets}$ dont le calcul théorique est pour l'instant imprécis.

Nous avons commencé récemment à appliquer notre algorithme d'étiquetage de la beauté à l'étude du quark top dans DØ: une thèse est en cours sur la mesure de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ de production d'une paire de top et une autre sur l'observation puis la mesure de la section efficace $\sigma_{s,t}$ de production d'un top isolé. Un nouveau sujet de thèse est par ailleurs proposé pour la rentrée 2004, sur la poursuite des mesures des propriétés du quark top en utilisant l'étiquetage de la beauté. Par la suite nous envisageons d'adapter dans CMS les méthodes que nous avons mises au point dans DØ, de manière à évaluer les performances attendues de ce détecteur dans un canal de physique précis.

3.2.1 Interaction forte du quark top

Le quark top est produit majoritairement par paire au Tevatron et au LHC (deux à trois fois plus souvent que seul). Il s'agit d'une production par interaction

forte dont les diagrammes de Feynman dominant sont présentés sur la figure 3.4 : $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ pour 85 % des cas et $gg \rightarrow t\bar{t}$ pour 15 % des cas au Tevatron, ce rapport s'inversant au LHC car la fonction de structure du gluon augmente avec l'énergie. C'est ce canal (production par paire) qui a permis la découverte du quark top au Tevatron en 1995 [10].

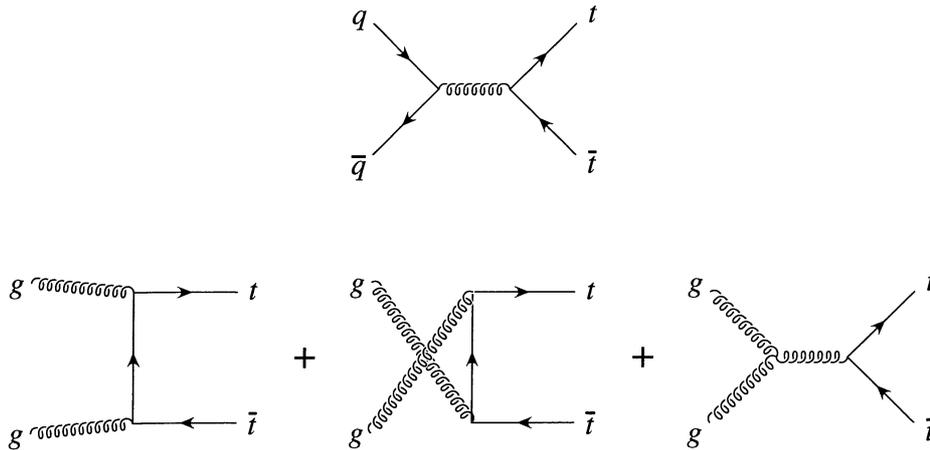


FIG. 3.4 – Diagrammes de Feynman de production d'une paire de quarks top par interaction forte : annihilation quark-antiquark (diagramme du haut) et fusion de gluons (diagrammes du bas).

La section efficace de production d'une paire $t\bar{t}$ a été mesurée avec une précision de 20 % au Run I du Tevatron ($\sigma_{t\bar{t}} = 5.9 \pm 1.7$ pb), en accord dans la limite des incertitudes avec la prédiction théorique ($\sigma_{t\bar{t}} = 6.7^{+0.71}_{-0.88}$ pb [11]). La précision expérimentale devrait atteindre 7 % au Run II et sera limitée par les incertitudes systématiques. La mesure précise de $\sigma_{t\bar{t}}$ est un test important du modèle standard. Cette mesure est basée sur l'hypothèse que le top se désintègre exclusivement en Wb . Une section efficace mesurée plus faible que la prédiction du modèle standard pourrait être causée par une désintégration du top en des modes exotiques. Par ailleurs si le top peut être produit par des décroissances de particules supersymétriques, $\sigma_{t\bar{t}}$ est plus élevée que dans le modèle standard.

3.2.2 Interaction faible chargée du quark top

Dans le modèle standard, le quark top se désintègre par interaction faible chargée, exclusivement suivant le mode $t \rightarrow W^+b$. Ce couplage est quantifié par l'élément $|V_{tb}|$ de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, qui vaut donc 1 dans le cadre du modèle standard. La mesure de $|V_{tb}|$ est jusqu'à présent déduite indirectement de la relation d'unitarité de la matrice CKM en supposant trois

familles de fermions fondamentaux. S'il existe une quatrième famille de fermions plus lourds que le top, on pourrait avoir $|V_{tb}| < 1$ tout en ayant la désintégration exclusive $t \rightarrow W^+b$.

L'interaction faible chargée du quark top et $|V_{tb}|$ peuvent aussi être étudiés au Tevatron et au LHC en utilisant la production de top isolé. La section efficace de production du quark top isolé $\sigma_{s.t.}$ est proportionnelle à $|V_{tb}|^2$. Au Tevatron la fonction de structure de gluons est faible et les diagrammes de Feynman correspondant aux modes de production électrofaible dominants sont présentés sur la figure 3.5. La mesure de la section efficace $\sigma_{s.t.}$ est plus délicate au LHC, bien que $\sigma_{s.t.}$ y soit 150 fois plus importante qu'au Tevatron : les jets sont majoritairement produits vers l'avant, le bruit de fond devient plus important et le signal plus difficile à sélectionner.

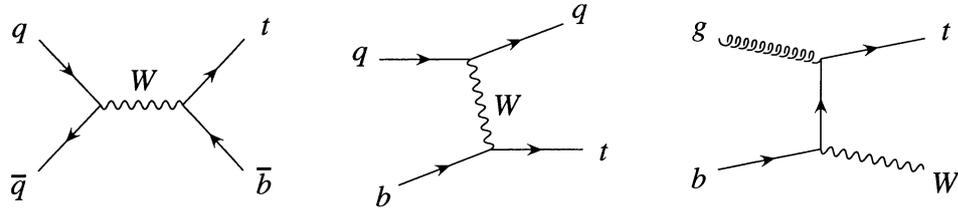


FIG. 3.5 – Diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre correspondant à la production d'un top isolé par interaction faible chargée. Le premier diagramme dans la voie s correspond environ au 1/3 des contributions au Tevatron et aboutit à l'état final $Wb\bar{b}$. Le deuxième diagramme dans la voie t avec échange d'un boson virtuel correspond aux 2/3 des contributions au Tevatron et aboutit aux états finals Wbq et $Wb\bar{q}$. En effet il faut ajouter à ce diagramme le diagramme du même ordre d'importance correspondant à un quark b initial produit par $g \rightarrow b\bar{b}$. Le dernier diagramme de Feynman dans la voie t avec production d'un W réel contribue pour environ 1/30 au Tevatron et aboutit à l'état final WWb .

L'élément de matrice $|V_{tb}|$ n'a jamais été mesuré de manière modèle-indépendante et les données du Run II devraient permettre une première mesure avec 15 % de précision [12].

Comme tous les fermions dans le modèle standard, le quark top interagit faiblement avec un couplage de type V-A, et le boson W ne se couple qu'aux fermions gauches, c'est-à-dire de chiralité $-\frac{1}{2}$. Il y a quatre états finals d'hélicités différentes permettant de conserver le spin lors de la désintégration du top : W_+b_+ , W_0b_- , W_0b_+ et W_-b_- , où les indices correspondent au signe de l'hélicité. Aux énergies du Tevatron, la masse du quark b peut être considérée comme quasi-nulle, et il y a alors égalité au premier ordre entre l'hélicité et la chiralité du b . Il en résulte que les états finals faisant intervenir des fermions b d'hélicité $+\frac{1}{2}$

(associée au premier ordre à une chiralité droite) sont fortement supprimés. Le modèle standard prédit une fraction F_+ quasi-nulle de W d'hélicité positive issus de la désintégration du quark top et de l'ordre de 70 % pour la fraction F_0 de W longitudinaux (d'hélicité nulle). La mesure des fractions F_0 , F_+ et F_- d'hélicité du W permet de tester le caractère standard du top et son couplage V-A. Elle est basée sur la comparaison du spectre d'impulsion transverse du lepton chargé issu de la désintégration du W aux contributions simulées avec des W_0 , des W_+ et des W_- . L'incertitude sur F_0 attendue à l'issue du Run II du Tevatron est de l'ordre de 5 %.

3.2.3 Masse du quark top

Bien qu'il soit le dernier quark découvert, le quark top est celui dont la masse est la plus précisément mesurée : $m_{top} = 178.0 \pm 2.7 \pm 3.3 \text{ GeV}/c^2$ [1]. La précision devrait atteindre $3 \text{ GeV}/c^2$ à l'issue du Run II du Tevatron et être limitée par les incertitudes systématiques. La masse du top est un paramètre important à mesurer :

- La précision des prédictions dérivées dans le cadre du modèle standard dépend de la précision sur la masse du top car elle intervient au carré dans l'expression des corrections radiatives.
- La mesure précise des masses du W et du top est importante pour contraindre indirectement la masse du boson de Higgs standard. La masse du boson W est actuellement mesurée avec une incertitude de l'ordre de $40 \text{ MeV}/c^2$ et cette incertitude devrait diminuer à $25 \text{ MeV}/c^2$ à l'issue du Run II. Pour bénéficier de la précision sur M_W dans la contrainte sur M_H , la masse du top doit être mesurée conjointement à moins de $3 \text{ GeV}/c^2$ près, ce qui correspond à la précision qui sera atteinte au Run II.

3.2.4 Spin du quark top

Le quark top, avec un temps de vie de l'ordre de $0.5 \times 10^{-24} \text{ s}$, se désintègre avant de s'hadroniser et avant de se dépolariser [13]. Il en résulte que le top est le seul quark dont le spin est directement mesurable lors de sa désintégration par interaction faible, par exemple à partir des distributions angulaires de ses produits de désintégration (le lepton du W).

Le spin du quark top peut aussi être étudié au travers de l'interaction forte lors de la production d'une paire $t\bar{t}$: le top est produit non polarisé, c'est-à-dire que les hélicités positives et négatives ont la même occurrence, mais les spins du t et du \bar{t} sont corrélés [14]. Au Tevatron, contrairement au LHC, il est possible de définir un axe de quantification selon lequel la corrélation entre les spins du t et du \bar{t} est de 100 %, car 85 % des paires $t\bar{t}$ sont produites à partir d'un gluon de spin 1. Cependant une telle étude expérimentale nécessite de mesurer les directions des quarks top, ce qui est difficile auprès de machines hadroniques.

3.2.5 Le quark top au-delà du modèle standard

Même si la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ de production d'une paire $t\bar{t}$ mesurée révèle un bon accord avec la prédiction du modèle standard, cela n'exclut pas un couplage entre le top et de la physique au-delà du modèle standard. Par exemple dans les modèles supersymétriques, $\sigma_{t\bar{t}}$ est plus élevée que dans le modèle standard. Cependant la probabilité de la désintégration $t \rightarrow Wb$ est plus faible, car sa masse élevée rend possible des désintégrations en des modes massifs non standards. L'accord entre la valeur mesurée et la prédiction du modèle standard serait alors le fait d'une coïncidence. La recherche directe de désintégrations non standards du quark top est donc importante.

Les désintégrations du top par courant faible neutre avec changement de saveur, du type $t \rightarrow q\gamma$, $t \rightarrow qZ$ ou $t \rightarrow qH^0$, sont supprimées dans le modèle standard, avec des rapports de branchement de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-13} selon les modes. La recherche directe de ces décroissances permet de tester la physique au-delà du modèle standard à des échelles de masse qui seraient autrement inaccessibles. Si l'une de ces décroissances est observée, elle serait la preuve d'une physique non standard. Par exemple la supersymétrie avec violation de la R-parité prédit un rapport de branchement de 2×10^{-5} pour $t \rightarrow c\gamma$ [15]. Les sensibilités du Run II du Tevatron sont estimées à 3×10^{-3} pour $t \rightarrow q\gamma$ et à 0.02 pour $t \rightarrow qZ$ [12].

Par ailleurs la masse élevée du quark top ouvre une fenêtre cinématique à des désintégrations en des modes massifs supersymétriques, comme $t \rightarrow \tilde{t}\tilde{\chi}^0$ ou $t \rightarrow \tilde{g}t$. De plus les modèles au-delà du modèle standard nécessitent généralement un boson scalaire léger en lequel le top pourrait se désintégrer, comme un technipion en technicouleur ou un higgs scalaire chargé H^\pm en supersymétrie. Les critères de sélection de $t \rightarrow W^+b$ ont des efficacités différentes pour le mode standard et le mode supersymétrique $t \rightarrow H^+b$ (les modes de désintégration du H^+ sont par exemple $c\bar{s}$, $\tau^+\nu$ ou $b\bar{b}W^+$), et $\sigma_{t\bar{t}}$ devrait être plus faible que la valeur prédite par le modèle standard.

3.2.6 Conclusion

Les questions fondamentales en physique des particules sont celles de l'origine de la masse et celle de la nature de la physique au-delà du modèle standard. Si le boson de Higgs est découvert au LHC, la caractérisation précise du quark top pourra aider à conclure sur la nature standard ou exotique de ce Higgs.

La masse très élevée du quark top fait de ce quark un laboratoire privilégié pour tester la description des particules et des interactions fondamentales par le modèle standard. Il est le seul quark se désintégrant avant de s'hadroniser en un état lié, ce qui permet d'accéder directement à ses propriétés fondamentales en étudiant les produits de sa désintégration. Sa masse élevée pourrait être la

conséquence d'une sous-structure, ou due au couplage du top à de nouveaux bosons.

L'étude des propriétés du quark top en est à ses tout débuts. Le Tevatron et bientôt le LHC permettent de mieux connaître ses propriétés, en particulier sa masse et ses modes de production et de désintégration. Les mesures au Tevatron et au LHC seront généralement limitées par les incertitudes systématiques. Un collisionneur e^+e^- sera plus adapté à la mesure précise des couplages du top.

Jet Lifetime b-tagging

D. Bloch, D. Gelé, S. Greder, I. Ripp-Baudot
IReS IN2P3/CNRS Strasbourg, France

F. Filthaut, B. Wijngaarden
University of Nijmegen, the Netherlands

Abstract

A b-tagging method of jets is presented, based on a lifetime probability. For each calorimeter jet, this probability is computed using the impact parameter information of tracks seen in the SMT layers. For the p11 processing, the performances are evaluated using Monte-Carlo simulations and are applied to real data jets with an identified muon. In real data, requiring a jet lifetime probability smaller than 1%, the b-tagging efficiency reaches $27 \pm 4\%$ at high $p_T(\text{jet})$. The corresponding b-purity is 80% in jets with a muon, and reaches 90% when a selection $p_T^{rel} > 1 \text{ GeV}/c$ is applied.

December 18, 2002

Performance of the Jet Lifetime Probability method for b-tagging in DØ data

for p13 certification

**Daniel Bloch, Benoit Clément, Denis Gelé, Sébastien Greder,
Isabelle Ripp-Baudot**
(IReS IN2P3/CNRS Strasbourg, France)

Abstract

The Jet Lifetime Probability, JLIP, method to tag b-quark jets is described and applied to p13 data and simulation. For each calorimeter jet, a probability is computed using the impact parameter information of tracks seen in the SMT layers. The b-tagging efficiency is estimated by using 5 different methods applied to real data with reconstructed muons inside jets. The light quark tagging is estimated by using 2 different methods applied to jet trigger data with some Monte Carlo inputs. In real data, requiring a JLIP probability smaller than 1%, the b-tagging efficiency is measured to be 35 ± 2 (stat+syst)% and the light quark tagging efficiency is 1.1 ± 0.1 (stat+syst)%. A good agreement can be found with the Monte Carlo simulation.

SystemD or how to get signal, backgrounds and their efficiencies with real data

Benoit Clément,
Daniel Bloch, Denis Gelé, Sébastien Greder,
Anne-Catherine Le Bihan, Isabelle Ripp-Baudot
(IReS IN2P3/CNRS Strasbourg, France)

Abstract

A method is presented to compute the signal and background fractions and efficiencies in real data samples, with almost no input from Monte Carlo simulations. Here it is applied to b-tagging studies in DØ data and requires the use of two independent taggers and two data samples, different in their b-content. By solving a system of 8 equations with 8 unknowns, the obtained results are found in good agreement with other methods. A by-product of this method is to allow the control of the simulation by extracting sensitive variables using real data only.

Performance of the JLIP b-tagger in p14

Daniel Bloch, Benoit Clément, Denis Gelé, Sébastien Greder,
Isabelle Ripp-Baudot

(IReS IN2P3/CNRS Strasbourg, France)

Abstract

The Jet Lifetime Probability, JLIP, method to tag b-quark jets is described and applied to p14 data and simulation. For each calorimeter jet, a probability is computed using the impact parameter information of tracks seen in the SMT layers. The light quark mistag rate is estimated by using tracks with negative impact parameters in jet trigger data, applying a Monte-Carlo correction factor. In muon-in-jet data, the b-tagging efficiency is estimated by using 3 different methods. The light quark mistag rate, the c and b-tag simulated efficiencies and the data/Monte-Carlo b-tag efficiency scale factor are parameterized for various JLIP probability cuts in function of the jet E_T and η .

Bibliographie

- [1] CDF and DØ collaborations, The Tevatron Electro-Weak Working Group, TEVEWWG/top2004/01, draft du 05/04/2004.
<http://tevewwg.fnal.gov>
- [2] DELPHI Collaboration, J. Abdallah *et al.*, Eur. Phys. J. C **32**, 185 (2004).
- [3] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. B **313**, 535 (1993).
- [4] G. Blazey *et al.*, **DØ-Note 3750**, avril 2000.
- [5] D. Bloch, D. Gelé, S. Greder et I. Ripp-Baudot, **DØ-Note 4069**, février 2002.
- [6] D. Bloch, B. Clément, D. Gelé, S. Greder et I. Ripp-Baudot, **DØ-Note 4158**, juin 2003.
- [7] D. Bloch, B. Clément, D. Gelé, S. Greder, A.-C. Le Bihan et I. Ripp-Baudot, **DØ-Note 4159**, juin 2003.
- [8] D. Bloch, B. Clément, D. Gelé, S. Greder et I. Ripp-Baudot, **DØ-Note 4348**, février 2004.
- [9] Arnaud Gay, thèse de l'Université Louis Pasteur, soutenue le 29 janvier 2004.
- [10] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
D0 Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).
- [11] M. Cacciari *et al.*, **hep-ph/0303085**, mars 2003.
- [12] P. Bhat, H. Prosper and S. Snyder, FERMILAB-PUB-98/236.
- [13] I. Bigi *et al.*, Phys. Lett. B **181**, 157 (1986).
- [14] V. Barger, J. Ohnemus and R. Phillips, Int. J. Mod. Phys. A **4**, 617 (1989).
- [15] A. Datta, J.M. Yang, B.L. Young and X. Zhang, Phys. Rev. D **56**, 3107 (1997).