



HAL
open science

Mesures de precision au LEP et au SppS et instrumentation aupres du LHC

Fares Djama

► **To cite this version:**

Fares Djama. Mesures de precision au LEP et au SppS et instrumentation aupres du LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2011. tel-00687252

HAL Id: tel-00687252

<https://theses.hal.science/tel-00687252>

Submitted on 12 Apr 2012

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.

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

HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES

Présentée par

Farès DJAMA

MESURES DE PRÉCISION AU LEP ET AU $S\bar{p}pS$ ET INSTRUMENTATION AUPRÈS DU LHC

Soutenue le 29 avril 2011 devant le jury composé de :

Dr. Eric KAJFASZ

Président

Pr. Ulrich GOERLACH

Rapporteur

Dr. Bruno MANSOULIE

Rapporteur

Dr. Bolek PIETRZYK

Dr. Alexandre ROZANOV

Dr. Yves SIROIS

Pr. Mossadek TALBY

Vous êtes tous les deux étrangers l'un à l'autre
Mes deux vies d'exilé portent le témoignage
Qu'en vous associant, le temps de cette page
Nos idéaux sont saufs, et le mien et les vôtres

Vous partîtes trop tôt, avant ceux de votre âge
Quand d'ordinaire, seules les illusions trépassent
Veuillez bien partager cette humble dédicace
Toi Nabila Djahnine, toi Dominique Sauvage

Remerciements

Mes premiers remerciements vont d'abord à ceux qui ont rendu possible l'aboutissement de ce travail. Merci à Eric Kajfasz d'avoir présidé le jury et aux rapporteurs Allan Clark, Ulrich Goerlach et Bruno Mansoulié qui s'acquittèrent de leur tâche malgré un emploi du temps bien chargé, et parfois imprévisible. Une péripétie professionnelle plus imprévisible que les autres a empêché Allan Clark d'assister à la soutenance. Je lui renouvelle ici mon regret ainsi que mes remerciements.

Ma gratitude va également à Bolek Pietrzyk, Alexandre Rozanov et Yves Sirois qui ont accepté de faire partie du jury.

J'exprime ma reconnaissance à Mossadek Talby, tuteur de cette HDR, qui m'a accompagné et soutenu lors de la rédaction, et qui n'a pas été avare de son temps ni de ses conseils. Sa rigueur et ses suggestions m'ont permis de renforcer la cohérence de ce mémoire.

J'ai aussi bénéficié de l'aide de l'équipe administrative du CPPM. Un grand merci à Hélène Boyer et à Jocelyne Munoz, qui ont gentiment accepté de me seconder dans les démarches auprès de l'Université, et dans l'organisation de la soutenance.

Le mémoire a bénéficié du regard objectif du physicien neutre et des corrections de Lamia Benhabib. Je lui en suis d'autant plus reconnaissant qu'elle a trouvé le temps de lire et d'annoter le mémoire bien qu'elle fût elle-même extrêmement occupée.

Cette HDR décrit un travail qui s'étale sur plus de vingt ans. Les remerciements n'y peuvent donc prétendre à l'exhaustivité, tant les collaborations furent nombreuses et tant l'oeuvre du temps, parfois déformante, y est présente. C'est un risque que je cours avec la témérité de celui qui sait l'importance toute relative de ce modeste mémoire...

Ce mémoire reflète mon parcours, moins fluide que bien d'autres. Il ne fut possible que grâce au soutien précieux de deux physiciens, auprès de qui j'ai appris la majeure partie de ce que je connais du métier, et sans qui je me serais sans doute éloigné de la recherche, vers des rivages plus surs mais moins passionnants. Toute ma reconnaissance et ma gratitude vont à Marc Winter et à Maurice Haguenaer.

Je suis également redevable à Jorge Velasco, Sylvain Tisserant, Elie Aslanides et Patrick Fassnacht qui m'ont accordé leur confiance, m'ont fait bénéficier de leurs connaissances et ont veillé à ce que je puisse pleinement m'exprimer.

Il y a aussi ceux avec qui j'ai collaboré et auprès de qui j'ai appris ; les contributions relatives de la collaboration et de l'apprentissage variant dans le temps en proportions inverses, sauf auprès des plus jeunes. Le temps passé dans cette dernière catégorie s'étant montré particulièrement variable, je m'abstiendrai d'y faire référence, m'évitant sans doute ainsi quelques malentendus...

Mes pensées amicales vont ainsi à Daniel Bloch, Jean-Pierre Engel, Roger Strub, Marcos Dracos, Jean-Pierre Froberger, Jean Bourotte, Corinne Augier, Antonio Bueno, Renato Turchetta, Wojciech Dulinski, Claude Colledani, Peter Weilhammer, Pascal Pralavorio, Pascal Van Laer, Pascal Dargent, Pierre Karst, Laurent Martin, Olivier Martin, Monika Wielers, Chafik Benchouk, Emmanuel Monnier, Damien Tézier, Frédéric Henry-Couannier, Claude Marin, Luis Hervas, Daniel Fournier, Etienne Augé, Didier Lacour, Fernando Barreiro, Luis Labarga, Michel Raymond, Michel Mathieu, Cédric Cerna, Luc Hinz, Pierre Barrillon, Maarten Boonekamp, Jurgen Beck-Hansen, Pierre Delpierre, Laurent Vacavant, Lorenzo Feligioni, Fabrice

Hubaut, Cédric Serfon, Alexandre Rozanov, Mossadek Talby, François Touchard, Rémi Zaidan, Georges Aad, Sahar Aoun, Cécile Lapoire, Attilio Andreazza et Beniamino Di Girolamo.

Et puis il y a Dominique Sauvage, ravi aux siens et à nous en 2002, en plein construction du calorimètre. Au-delà de l'apprentissage de cette notion aux contours très vagues qu'est l'instrumentation, et de ce détecteur complexe qu'est le calorimètre-accordéon, Dominique m'avait accueilli au CPPM et grandement facilité mon installation et mon intégration au laboratoire. Sa marque sur l'équipe, le détecteur et sur moi-même est de celles qui ne s'effacent pas et sa disparition brutale de celles dont on ne se remet pas.

Je tiens à mentionner spécialement les deux "dream team" à qui j'ai eu la chance d'appartenir et au sein desquelles régnait un esprit exemplaire, qui nous a permis de mener à bien des analyses et des tâches fastidieuses. Il s'agit de l'équipe d'analyse des tests sous faisceau du module 0 du calorimètre bouchon (Pascal Pralavorio, Luc Hinz et Pierre Barrillon), et l'équipe d'intégration des bouchons du calorimètre (Pascal Pralavorio, Cédric Cerna, Michel Mathieu, Michel Raymond). Pour ma part, avoir conçu puis fabriqué le détecteur, l'avoir installé sous faisceau et avoir analysé ses données, puis corrigé les défauts, puis démontré que les performances requises étaient atteintes, puis livré le détecteur fini à la collaboration, avant de voir ses données exploitées dans des analyses fut l'une de mes plus grandes satisfactions professionnelles. Cela n'aurait jamais été possible sans ceux-là, et quelques autres.

Enfin, j'aimerais remercier Gorica, Angie et Elly pour leur soutien tout au long de la rédaction de ce mémoire.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Détermination des paramètres de la résonance hadronique du boson Z^0 à LEP	3
2.1	Introduction	3
2.2	La section efficace théorique et les corrections radiatives	4
2.2.1	La section efficace à l'ordre le plus bas	4
2.2.2	Les corrections radiatives	6
2.2.3	La formule d'ajustement utilisée	9
2.3	Le LEP	10
2.4	L'expérience DELPHI	10
2.4.1	Le trajectographe	11
2.4.2	Les imageurs Čerenkov	12
2.4.3	Les calorimètres	13
2.4.4	Les chambres à muons	13
2.4.5	Les scintillateurs	13
2.4.6	Les luminomètres	13
2.4.7	Le système de déclenchement	13
2.5	La mesure de la luminosité	14
2.6	La mesure des sections efficaces	15
2.6.1	Sélection des événements hadroniques	15
2.6.2	Taux de contamination	17
2.6.3	Efficacité de sélection	18
2.6.4	Sections efficaces expérimentales	18
2.7	Résultats	19
2.7.1	Ajustement quasi-indépendant du Modèle Standard	20
2.7.2	Ajustement contraint par le Modèle Standard	21
2.7.3	Interprétation des largeurs résiduelles	22
2.8	Epilogue	22
3	Mesure précise de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique au $S\bar{p}pS$ et prédictions pour le LHC	25
3.1	Introduction	25
3.2	Le cadre théorique	26
3.2.1	La diffusion élastique, le théorème optique et la stratégie de la mesure	26
3.2.2	Théorèmes asymptotiques et symétrie de croisement	28

3.2.3	Les relations de dispersion	29
3.2.4	Le modèle de Regge et l'hypothèse du poméron	31
3.3	Le collisionneur $S\bar{p}pS$ et l'optique à grand β	34
3.3.1	Le collisionneur $S\bar{p}pS$	34
3.3.2	L'optique des faisceaux	34
3.3.3	L'insertion à grand β	36
3.4	L'expérience UA4/2	38
3.4.1	Les pots romains	38
3.4.2	Les chambres à dérive	39
3.4.3	Les détecteurs à fibres	41
3.4.4	Le système de déclenchement	41
3.4.5	Les compteurs de luminosité	42
3.5	Les données collectées	42
3.6	Détermination de la distribution expérimentale $\frac{dN}{dt}$	43
3.6.1	La sélection des diffusions élastiques	43
3.6.2	L'acceptance	44
3.6.3	Le bruit de fond	44
3.7	La détermination de ρ	45
3.8	L'extrapolation aux hautes énergies	47
3.9	Les événements diffractifs : de nouveaux outils pour la QCD	48
3.9.1	Les mesures auprès de HERA	48
3.9.2	Les mesures auprès du Tevatron	51
3.9.3	Les perspectives au LHC	56
4	Développement de compteurs à micropistes	59
4.1	Introduction	59
4.2	Développement de compteurs à micropistes en silicium à double-faces	59
4.2.1	Introduction	59
4.2.2	Le silicium intrinsèque	60
4.2.3	Les jonctions p-n	60
4.2.4	L'avènement des compteurs à micropistes	63
4.2.5	La première génération des compteurs à micropistes de DELPHI	64
4.2.6	Le détecteur de vertex de DELPHI entre 1990 et 1994	65
4.2.7	Les compteurs à double-faces	67
4.2.8	L'automatisation de la mesure de la capacité de couplage	69
4.2.9	Le télescope au silicium à la résolution submicronique	70
4.2.10	Epilogue	73
4.3	Les compteurs à micropistes au diamant	77
4.3.1	Introduction	77
4.3.2	Le diamant CVD	77
4.3.3	Les propriétés du diamant	78
4.3.4	Les premiers compteurs et les premiers résultats	79
4.3.5	Situation actuelle	81
4.4	Les compteurs gazeux à micropistes	83
4.4.1	Introduction	83

4.4.2	Principe et performances	84
4.4.3	Le trajectographe à compteurs MSGC des bouchons de CMS	86
4.4.4	Les compteurs trapézoïdaux	87
4.4.5	Résultats des tests	88
4.4.6	Epilogue	89
5	Le calorimètre électromagnétique à argon liquide de l'expérience ATLAS	93
5.1	Introduction	93
5.2	Le calorimètre électromagnétique accordéon à argon liquide	94
5.2.1	Les performances désirées	94
5.2.2	Le principe	95
5.2.3	Description générale	96
5.2.4	Les spécificités des bouchons	102
5.2.5	L'électronique de lecture	103
5.2.6	Le système de calibration	106
5.2.7	Les services	106
5.3	Les électrodes des bouchons	107
5.3.1	La géométrie des électrodes	108
5.3.2	La granularité	108
5.3.3	Les connexions	110
5.3.4	Les contacts de masse	112
5.3.5	Le pliage	112
5.3.6	Tests et logistique	113
5.4	Le filtrage optimal	114
5.4.1	Le principe	114
5.4.2	Le modèle électrique	114
5.4.3	Les premiers ajustements	116
5.4.4	Les autres méthodes	117
5.5	Les résultats des tests sous faisceaux	118
5.5.1	La calibration	118
5.5.2	La taille des amas	119
5.5.3	Les corrections géométriques	119
5.5.4	La résolution en énergie	120
5.5.5	La résolution spatiale	123
5.6	L'intercalibration des régions du calorimètre en exploitant les désintégrations $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	124
5.6.1	Le principe	124
5.6.2	La méthode	125
5.6.3	Les corrélations	127
5.6.4	Les résultats	127
5.7	Epilogue	129
5.7.1	Le terme constant global mesuré dans les tests sous faisceaux	129
5.7.2	La qualité du calorimètre	130
5.7.3	L'intercalibration et l'échelle d'énergie préliminaire	133

6	Le détecteur à pixels de l'expérience ATLAS	135
6.1	Introduction	135
6.2	Le détecteur à pixels d'ATLAS	135
6.2.1	Les performances désirées	135
6.2.2	Les choix technologiques	136
6.2.3	Les modules du détecteur à pixels	136
6.2.4	Le détecteur à pixels	137
6.2.5	Le système de lecture	139
6.2.6	Les services	141
6.3	Les performances mesurées du détecteur à pixels	143
6.3.1	La mise en oeuvre	143
6.3.2	Calibration, bruit et synchronisation	144
6.3.3	La reconstruction des vertex	144
6.3.4	L'efficacité	146
6.3.5	Les propriétés des amas	146
6.3.6	La résolution spatiale	148
6.4	La numérisation des signaux du détecteur à pixels	150
6.4.1	La perte d'énergie	152
6.4.2	Le modèle de collection de charge	152
6.4.3	La simulation de la diaphonie et du bruit	153
6.4.4	La simulation du seuil et du temps	153
6.4.5	Le calcul du ToT et l'enregistrement	154
6.4.6	Les améliorations futures	154
6.4.7	La simulation de l'empilement	157
6.4.8	La simulation des effets de radiation	157
6.5	Conclusions	158
7	Perspectives	159
	Bibliographie	161

Chapitre 1

Introduction

Suite au démarrage réussi du collisionneur LHC au CERN, la physique des particules s'apprête à explorer un domaine d'énergie encore inconnu, celui du TeV. Les ajustements des données disponibles aujourd'hui ainsi que les arguments théoriques assurant la viabilité des modèles indiquent que ce domaine promet d'être fécond en découvertes.

Nous avons donc bon espoir de trouver des réponses à quelques questions fondamentales en analysant les collisions délivrées par le LHC. La découverte du boson de Higgs viendrait valider le mécanisme responsable de la génération de la masse des particules dans le cadre du Modèle Standard. L'apparition de particules supersymétriques consacrerait de manière spectaculaire le lien entre les fermions et les bosons, en montrant qu'ils seraient des projections différentes des mêmes supermultiplets. La confirmation de la supersymétrie ouvrirait aussi la voie vers la grande unification des interactions fondamentales, en fournissant des indices sur la théorie qui décrira correctement la grande unification. Bien d'autres pistes seront aussi explorées, allant des plus classiques désormais (technicouleur, bosons additionnels, nouvelles familles de fermions, etc.) aux plus exotiques, comme les mini-trous noirs et les dimensions supplémentaires.

En plus de l'extension du domaine d'énergie exploré, le LHC fournira une grande luminosité, permettant ainsi d'affiner des mesures, voire d'en réaliser de nouvelles. Ce sera le cas dans le domaine des saveurs lourdes (propriétés du quark top et violation de la symétrie CP par les hadrons beaux), ainsi que dans celui de la QCD et des bosons intermédiaires.

C'est le moment que j'ai choisi pour rédiger et soutenir cette Habilitation à Diriger les Recherches.

Ce mémoire est organisé en autant de chapitres que de périodes distinctes de mon activité. Le chapitre 2 est consacré à la thèse de Doctorat [1], présentée en mai 1991 au CRN de Strasbourg, et qui portait sur la mesure des paramètres du boson Z^0 , en exploitant ses désintégrations hadroniques reconstruites dans le détecteur DELPHI, au LEP.

Lors de mon premier emploi post-doctoral, de 1991 à 1993, j'ai travaillé sur l'expérience UA4/2, auprès du $S\bar{p}pS$ au CERN, dans l'équipe de l'IFIC de Valence (Espagne). Le but de UA4/2 était de mesurer la partie réelle de la diffusion élastique proton-antiproton à une énergie dans le centre de masse de 541 GeV, et d'utiliser la technique des relations de dispersion afin de prédire la section efficace totale proton-proton et proton-antiproton à plus haute énergie. Ce sera l'objet du chapitre 3.

Mes travaux sur le développement des détecteurs de particules débutèrent lors de mon

second emploi post-doctoral, au CRN de Strasbourg, entre 1993 et 1996. J'avais participé au développement de trois détecteurs de traces chargés : micropistes au silicium à double-faces pour l'expérience DELPHI, chambres gazeuses à micropistes pour l'expérience CMS et compteurs à micropistes au diamant, dans le cadre de la collaboration RD42. Ces développements seront décrits au chapitre 4.

Le chapitre 5 sera consacré à mon activité au sein du groupe ayant construit le calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS, que j'ai rejoint en 1996 au CPPM de Marseille comme Ingénieur de Recherche en Instrumentation. Je détaillerai mes différentes contributions à la construction du calorimètre accordéon à argon liquide, qui allèrent de la conception à l'intégration finale, en passant par le montage, la validation et l'analyse des tests sous faisceaux.

En 2005, j'ai rejoint l'équipe du CPPM qui participait à la construction du détecteur à pixels d'ATLAS. Après avoir pris part à l'intégration de ce détecteur, je me suis consacré à la simulation de ses signaux dans le programme de simulation de la collaboration ATLAS. Les données récoltées sous rayons cosmiques et les premières données du LHC ont été exploitées afin d'affiner notre connaissance du fonctionnement du détecteur à pixels. L'amélioration du modèle de simulation permettra non seulement d'exploiter les capacités ultimes du détecteur, mais aussi de mieux appréhender son vieillissement inévitable sous l'effet des radiations. Ce sera décrit au chapitre 6.

Mes responsabilités et mes contributions personnelles les plus importantes sont indiquées dans l'introduction de chaque chapitre, ainsi que la liste de mes publications les plus significatives. Les chapitres se terminent par un épilogue où sont décrits les derniers résultats et développements survenus dans le domaine considéré. N'ayant pas directement participé aux activités qui y sont décrites, ces épilogues sont une mise en perspective de la pertinence du travail accompli, et un éclairage pour le futur.

Chapitre 2

Détermination des paramètres de la résonance hadronique du boson Z^0 à LEP

2.1 Introduction

La détermination et l'interprétation des paramètres du boson médiateur Z^0 fut la première mesure effectuée auprès du LEP (*Large Electron Positron collider* : Grand collisionneur électrons-positrons). A l'instar des masses des autres particules, la masse du Z^0 (M_Z) n'est pas prédite par le Modèle Standard, et sa mesure avec la plus grande précision possible était un des buts principaux du LEP. Quant à sa largeur, elle est complètement prédite par le Modèle Standard, pour une valeur donnée de M_Z , et sa mesure constitue donc un test pour ce modèle. L'interprétation de la largeur du Z^0 dans le cadre du Modèle Standard permettait de mesurer le nombre de familles de neutrinos légers, qui par extension, serait le nombre de familles de fermions, dans l'hypothèse de familles génériques ressemblant aux trois familles connues.

L'annihilation électron-positron à une énergie totale disponible voisine de la masse du Z^0 se fait principalement par l'échange du médiateur neutre de l'interaction faible, le boson Z^0 . Celui-ci peut alors se désintégrer en toutes les paires fermion-antifermion cinématiquement accessibles, ce qui inclut tous les neutrinos, les leptons chargés, et les cinq quarks connus à l'époque. Le quark top s'est révélé par la suite trop lourd pour être produit au LEP.

La mesure des sections efficaces de production de chacun des produits de désintégration du Z^0 , en fonction de l'énergie dans le centre de masse, fournit un moyen simple d'accéder aux paramètres du Z^0 . Au premier ordre, et avec des considérations générales issues de la mécanique quantique, et donc indépendantes du modèle choisi, la section efficace de production d'une paire fermion-antifermion au voisinage de la résonance du Z^0 est une courbe de Breit-Wigner, qui dépend de la masse, des largeurs partielles et de la largeur totale du Z^0 .

Cette expression analytique est déformée par des corrections radiatives, dont le calcul peut aussi se faire de façon relativement indépendante du modèle. La mesure des sections efficaces et l'ajustement d'expressions analytiques sur les mesures permet de déterminer les paramètres du Z^0 , que l'on pourra par la suite interpréter dans le cadre du Modèle Standard.

L'interprétation la plus spectaculaire fut de calculer la différence entre la largeur totale du boson et la somme des largeurs partielles mesurées ou prédites des produits de sa désintégration. Cette différence correspond dans le cadre du Modèle Standard à la somme des largeurs partielles des produits dont la section efficace n'est pas mesurée, faute d'état final mesurable : les paires

neutrino-antineutrino. Il suffit alors de diviser cette différence, appelée largeur invisible, par la largeur théorique partielle de production d'une paire neutrino-antineutrino, calculée dans le cadre du Modèle Standard, pour obtenir le nombre de familles de neutrinos légers, et par extension, le nombre de familles de fermions, sous certaines hypothèses.

Mon travail de thèse consistait à mesurer la section efficace de production de paires quark-antiquark, d'en déduire les paramètres du boson Z^0 , puis de déterminer le nombre de familles de neutrinos légers. Je l'ai effectué au Centre de Recherches Nucléaires (CRN) de Strasbourg¹, au sein de la collaboration DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*). Il a donné lieu à trois publications [2][3][4]. J'ai participé à l'optimisation de la sélection des événements hadroniques, d'abord grâce à la simulation, puis en utilisant les données réelles enregistrées par l'expérience DELPHI. J'ai en particulier amélioré l'efficacité de sélection vers l'avant en incluant l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique des bouchons dans l'analyse. J'ai estimé les différents bruits de fond résiduels, déterminé les corrections à appliquer sur des lots de données prises dans des conditions non optimales et contribué à l'estimation des erreurs systématiques. J'ai ensuite participé aux ajustements, et montré l'importance des effets des corrections radiatives.

2.2 La section efficace théorique et les corrections radiatives

2.2.1 La section efficace à l'ordre le plus bas

A basse énergie, et à l'ordre le plus bas, la diffusion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ est dominée par l'interaction électromagnétique caractérisée par l'échange d'un photon (figure 2.1-a). L'amplitude de diffusion de ce processus est calculée à l'aide des règles de Feynman. Le couplage électromagnétique caractéristique $\gamma f\bar{f}$ se traduit par un terme $ieQ_f\gamma^\mu$ dans la matrice de diffusion où Q_f est la charge électrique du fermion considéré, en unités de la charge élémentaire e . Le propagateur du photon vaut $-\frac{ig^{\mu\nu}}{k^2}$ où k est le quadri-vecteur énergie-impulsion du photon échangé. L'amplitude de diffusion s'écrit :

$$G = \bar{u}_f(p_1')(-ieQ_f\gamma^\mu)v_f(p_2')\left(\frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2}\right)\bar{v}_e(p_2)(-ie\gamma^\nu)u_e(p_1) \quad (2.1)$$

où $\bar{u}_f(p_1')$, $v_f(p_2')$, $\bar{v}_e(p_2)$ et $u_e(p_1)$ sont respectivement les spineurs solutions de l'équation de Dirac libre pour le fermion, l'antifermion, le positron et l'électron, en fonction de leurs impulsions respectives.

En tenant compte de la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion, et en appliquant les règles de l'algèbre des matrices γ et des spineurs, la section efficace afférente au diagramme de la figure 2.1-a s'écrit :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}Q_f^2N_f^c \quad (2.2)$$

où s est le carré de l'énergie dans le centre de masse et $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ est la constante de structure fine. N_f^c est le nombre de couleurs du fermion (3 pour les quarks, 1 pour les leptons).

¹Aujourd'hui IPHC.

Au-delà d'une énergie de quelques GeV dans le centre de masse, d'autres termes s'ajoutent à la section efficace. Il faut en effet tenir compte du courant faible neutre responsable de l'échange du Z^0 , dont le diagramme est montré sur la figure 2.1-b.

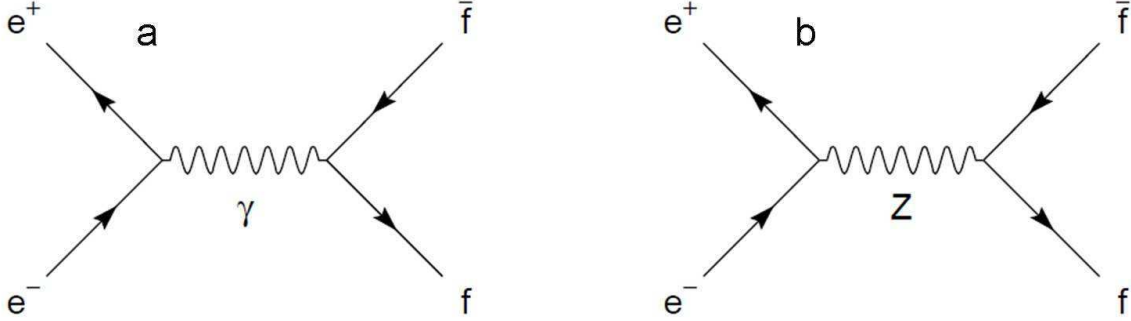


FIG. 2.1 – Diagrammes de l'ordre le plus bas de la diffusion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$: a) échange d'un photon, b) échange d'un boson Z^0 .

Le couplage $Zf\bar{f}$ s'écrit :

$$ie\gamma_\mu(v_f - a_f\gamma_5) \quad (2.3)$$

et le propagateur du Z^0 , de quadri-impulsion k , de masse M_Z et de largeur Γ_Z est donné par :

$$i \frac{-g^{\mu\nu} + k^\mu k^\nu / M_Z^2}{k^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \quad (2.4)$$

Le couplage reflète la structure V-A du courant neutre, v_f et a_f étant respectivement les constantes de couplage vectorielle et axiale du fermion f au courant neutre. Ils dépendent de la troisième composante de l'isospin faible des fermions $I_3^{L,R}$, de leurs charges électriques Q_f et de l'angle de mélange électrofaible θ_W :

$$v_f = \frac{(I_3^L + I_3^R)_f - 2 Q_f \sin^2\theta_W}{2 \sin\theta_W \cos\theta_W} \quad (2.5)$$

$$a_f = \frac{(I_3^L - I_3^R)_f}{2 \sin\theta_W \cos\theta_W} \quad (2.6)$$

Sachant que les fermions d'hélicité gauche sont des doublets de l'isospin faible ($I_3^L = \pm 1/2$) et que les fermions chargés d'hélicité droite en sont des singlets ($I_3^R = 0$), les constantes de couplage sont calculées pour tous les fermions.

La section efficace de production d'une paire $f\bar{f}$ résulte donc de la somme des amplitudes d'échange d'un photon et d'un Z^0 . Son expression à l'ordre le plus bas est :

$$\sigma_0(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c^f \left(Q_f^2 - 2 Q_f s v_e v_f \frac{(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} + s^2 (a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2) \frac{1}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \right) \quad (2.7)$$

où a_e et v_e sont les constantes de couplage de l'électron et du positron avec le courant faible neutre et Γ_Z la largeur totale de désintégration du Z^0 . Chaque fermion dont la production est cinématiquement permise contribue à cette largeur. Le premier terme de l'expression 2.7 est purement électromagnétique et décrit l'échange d'un photon. Le dernier décrit l'échange d'un Z^0 . Le deuxième terme traduit l'interférence entre les amplitudes d'échange du photon et du Z^0 .

2.2.2 Les corrections radiatives

Aux énergies du LEP, d'importantes corrections modifient l'expression de la section efficace 2.7. Ces corrections sont décrites en détail dans les références [5] et [6]. Seules leurs descriptions et la façon dont elles affectent l'expression de la section efficace sont abordées ici.

Les corrections QED

Les corrections QED à l'état initial consistent à prendre en compte l'émission de photons par l'électron ou le positron avant annihilation. Ce sont les corrections les plus importantes car elles modifient l'énergie disponible pour l'annihilation. La technique de l'exponentiation [5] permet de prendre en compte l'émission des photons mous (d'énergie inférieure à $\Gamma_Z/2$) à tous les ordres. L'émission de photons plus durs a été calculée au second ordre. L'effet le plus spectaculaire de ces corrections est la diminution de la valeur de la section efficace au pic de la résonance du boson Z^0 d'environ 29 % [5].

Au premier ordre, l'émission de photons dans l'état final modifie chaque largeur partielle du Z^0 d'un facteur $1 + \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2$. Etant donné la faiblesse de l'ordre le plus bas de cette correction (moins de 0.1 % pour les quarks), les ordres supérieurs peuvent être négligés.

Les corrections électrofaibles

Les corrections électrofaibles à la diffusion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ sont répertoriées en trois catégories :

- **Renormalisation des propagateurs bosoniques :** Ce sont des corrections qui affectent au second ordre les propagateurs du Z^0 et du photon. Elles se manifestent par des diagrammes à une boucle (figure 2.2). Elles traduisent le couplage des bosons aux autres particules du Modèle Standard, avec pour corollaire une dépendance de la masse du boson de Higgs, ainsi que de celle du quark top, encore inconnue en 1991. La contribution dominante provient du couplage aux fermions [7].

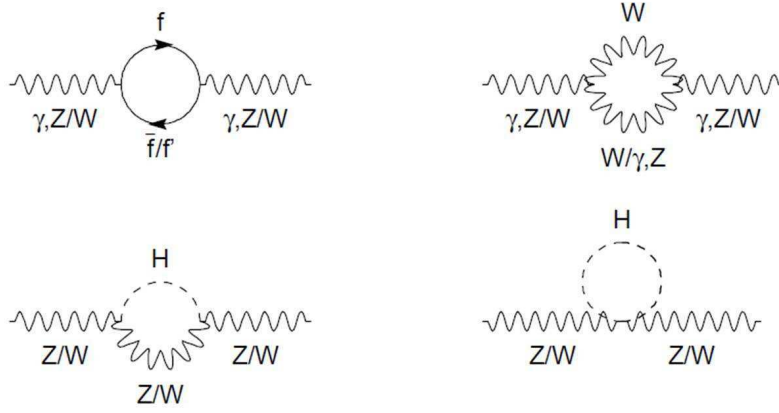


FIG. 2.2 – Diagrammes contribuant à l'énergie propre des bosons.

La correction au propagateur du photon est factorisée et absorbée dans la constante de couplage électromagnétique, qui est donc redéfinie en fonction de s :

$$\alpha \rightarrow \alpha(s) = \alpha(1 + \Delta\alpha) \quad (2.8)$$

$$\Delta\alpha = \frac{\alpha}{3\pi} \sum_{f \neq t} Q_f^2 \left(\ln \frac{s}{m_f^2} - \frac{5}{3} + O\left(\frac{m_f^2}{s}\right) \right) \quad (2.9)$$

où la contribution du quark top a été négligée à cause de sa grande masse.

Une partie de la correction au propagateur du Z^0 (celle correspondant à la partie réelle de l'énergie propre du Z^0) peut aussi être absorbée dans la redéfinition de la constante de couplage faible [6] :

$$\sqrt{2}G_F M_Z^2 \rightarrow \sqrt{2}G_F M_Z^2 (1 + \Delta\bar{\rho} + \dots) \quad (2.10)$$

où

$$\Delta\bar{\rho} = \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \frac{3}{4\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \cdot \frac{m_t^2}{M_Z^2} \quad (2.11)$$

où seule la contribution du quark top n'est pas négligée, à cause de sa grande masse. L'incertitude liée à la méconnaissance de la masse du quark top rentrera dans les erreurs systématiques.

La partie imaginaire de l'énergie propre du Z^0 affecte la largeur de celui-ci. Aux énergies de LEP, cela se traduit par la substitution dans le dénominateur de la courbe de Breit-Wigner [6] :

$$M_Z^2 \Gamma_Z^2 \rightarrow \frac{s^2 \Gamma_Z^2}{M_Z^2} \quad (2.12)$$

L'effet du mélange photon- Z^0 (les 2 premiers diagrammes de la figure 2.2, où le photon peut se transformer en Z^0 après la boucle, ou inversement) est absorbé dans la redéfinition de l'angle de mélange électrofaible :

$$\sin^2\theta_W \rightarrow \overline{\sin^2\theta_W} = \sin^2\theta_W + \frac{\alpha(M_Z)}{4\pi} \cdot \frac{3}{4\sin^2\theta_W} \cdot \frac{m_t^2}{M_Z^2} \quad (2.13)$$

- **Les corrections de vertex :** Les corrections électrofaibles de vertex se manifestent par l'échange d'un boson ou d'un fermion virtuels entre les fermions de l'état initial ou de l'état final (figure 2.3). Elles incluent aussi les contributions non QED aux propagateurs des fermions externes (figure 2.4). Elles dépendent du type de fermion, le quark b étant un cas à part, à cause de ses forts couplages au quark top et au boson de Higgs. Ces corrections sont absorbées dans une redéfinition des constantes de couplage fermioniques a_f et v_f , en introduisant des facteurs de forme [6].

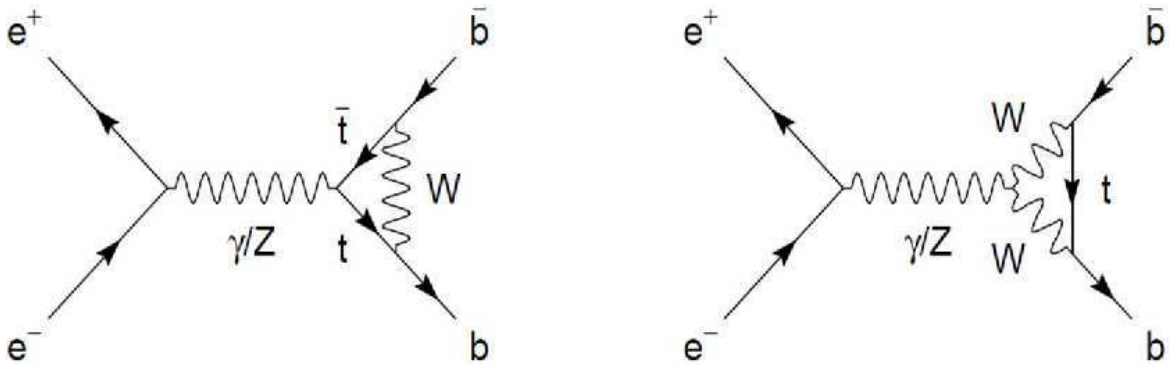


FIG. 2.3 – Exemples de correction de vertex pour l'état final $b\bar{b}$.

- **Les diagrammes en boîte :** Ce sont les diagrammes où plusieurs bosons sont échangés. La précision requise permet de se limiter à l'échange de deux bosons (figure 2.5). Les diagrammes purement QED (échange de deux photons) doivent être combinés avec l'interférence entre la radiation de photons dans l'état initial et celle

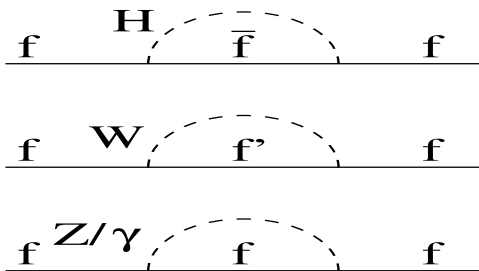


FIG. 2.4 – Diagrammes contribuant à l'énergie propre des fermions.

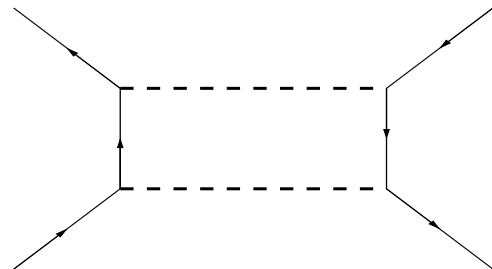


FIG. 2.5 – Exemple de diagramme en boîte.

dans l'état final, afin d'annuler les divergences infrarouges. Ces diagrammes modifient la section efficace de moins de 0.02 % [8]. Les autres diagrammes seront négligés car leur contribution est encore plus petite [6].

Les corrections QCD

C'est une correction spécifique à l'état final hadronique : les quarks étant sensibles aux interactions fortes, ils sont susceptibles d'émettre des gluons. La radiation d'un ou de deux gluons dans l'état final hadronique est prise en compte en multipliant la section efficace par le facteur

$$1 + \delta_{QCD} = 1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} + 1.405 \left(\frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right)^2 \quad (2.14)$$

La section efficace est ainsi augmentée de 4%. Les ordres supérieurs sont négligés.

2.2.3 La formule d'ajustement utilisée

Pour déterminer les paramètres de la résonance du Z^0 , on doit ajuster une expression analytique de la section efficace aux sections efficaces expérimentales. Les paramètres recherchés seront libres de varier dans cette expression.

En 1990, nous avons opté pour le programme ZFITTER [9], qui prenait en compte les calculs les plus récents des corrections radiatives. La formule utilisée était :

$$\sigma^{obs}(s) = \int_{s_0}^s (F_i(s', s) \sigma_W(s') + \Delta_{int}) ds' \quad (2.15)$$

où σ_W , la section efficace de Born incluant les corrections électrofaibles au second ordre, est convoluée avec F_i , une fonction spectrale qui exprime la radiation de photons dans l'état initial. Δ_{int} contient l'interférence entre la radiation de photon dans l'état initial et celle dans l'état final, ainsi que les contributions des diagrammes en boîte QED.

La section efficace σ_W est exprimée de telle manière à ce qu'elle soit la plus indépendante possible du Modèle Standard :

$$\sigma_W(s) = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_h}{(s - M_Z^2)^2 + \frac{s^2\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} + (\sigma^{\gamma Z} + \sigma^{\gamma}) (1 + \delta_{QCD}) \quad (2.16)$$

On reconnaît l'échange du Z^0 dans le premier terme : une résonance de Breit-Wigner déformée par les corrections radiatives. Toutes les autres corrections électrofaibles sont contenues dans les largeurs partielles de désintégration du Z^0 en e^+e^- et en paires $q\bar{q}$, Γ_e et Γ_h respectivement. Γ_h contient aussi les corrections QCD. σ^{γ} et $\sigma^{\gamma Z}$ correspondent respectivement à l'échange d'un photon et au terme d'interférence entre l'échange d'un photon et l'échange d'un Z^0 .

2.3 Le LEP

Le LEP était un collisionneur électron-positron, qui a fonctionné au CERN entre 1989 et 2000, en fournissant des collisions dont les énergies dans le centre de masse allaient de 88 à 200 GeV. La volonté d'obtenir des collisions à 200 GeV, et la valeur maximale du champ magnétique fourni par les aimants dipolaires dictèrent les dimensions de l'anneau de collision : 27 km de circonférence (figure 2.6). Un tunnel de cette dimension fut donc creusé à la frontière franco-suisse dans le voisinage du CERN, et les éléments du LEP y furent installés. Hormis les dipôles déjà mentionnés et qui servaient à guider les faisceaux dans les sections courbes, les autres éléments principaux furent les quadrupôles servant à focaliser les faisceaux et les cavités accélératrices, servant à accélérer les faisceaux à l'énergie désirée, puis à compenser à chaque tour l'énergie perdue par les faisceaux par rayonnement synchrotron.

En 1996, le LEP fut équipé de cavités supraconductrices, qui ont permis de passer des énergies au voisinage de la résonance du Z^0 (LEP 1) à plus du double (LEP 2).

Le LEP utilisait le complexe d'accélérateurs du CERN (Linacs, PS et SPS) en guise d'injecteur et de préaccélérateurs.

Les faisceaux du LEP se croisaient toutes les $22 \mu\text{s}$ en quatre points équipés de détecteurs généralistes, utilisant des technologies complémentaires : ALEPH, DELPHI, OPAL et L3.

Ce travail a été effectué au sein de la collaboration DELPHI.

Lors de la prise des données utilisées dans le travail présenté ici (1989 et 1990), la luminosité moyenne délivrée par le LEP était de $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, avant d'atteindre $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ quelques années plus tard, toujours autour de la masse du boson Z^0 .

La connaissance précise de l'énergie de collision est d'une importance capitale pour la détermination des paramètres de la résonance du Z^0 . La masse M_Z est en effet égale à la somme de l'énergie des deux faisceaux (aux corrections radiatives près), alors que la largeur Γ_Z est sensible aux incertitudes qui déforment la courbe de résonance : reproductibilité des mesures, linéarité et dispersion de l'énergie des faisceaux.

L'incertitude sur l'énergie des faisceaux était de 0.030 GeV et de 0.02 GeV pour les données de 1989 et 1990, respectivement. L'énergie des faisceaux avait été déterminée par la mesure du flux magnétique produit par le passage des faisceaux à travers de boucles de courant. L'incertitude a été ramenée par la suite à 2 MeV, grâce à la méthode de la dépolarisation résonante [10].

La reproductibilité et l'erreur d'extrapolation des mesures de l'énergie des faisceaux aux différentes énergies ont été respectivement estimées à 10^{-4} et $5 \cdot 10^{-4}$. L'effet de la dispersion de l'énergie des faisceaux de 50 MeV sur les sections efficaces mesurées a été calculé et varie de -0.09 % à 0.14 %, selon les énergies. Cette correction dépend de la dérivée seconde de la section efficace et affecte moins les points les plus éloignés du pic.

2.4 L'expérience DELPHI

DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) était une collaboration d'une quarantaine d'instituts rassemblant environ 500 physiciens. Le détecteur DELPHI [11] a pris des données auprès du LEP durant toute la période de fonctionnement de celui-ci. Le détecteur était constitué d'un trajectographe, d'imageurs Čerenkov, de calorimètres, de

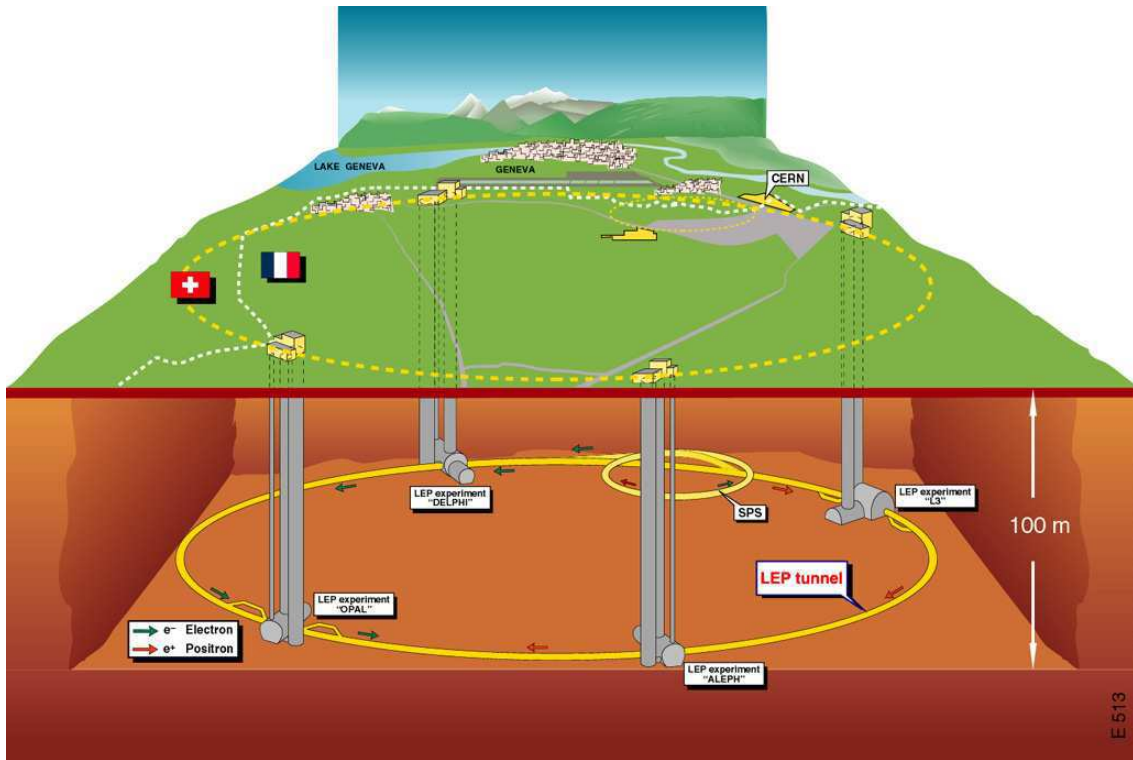


FIG. 2.6 – Position géographique du LEP et de ses quatre expériences.

chambres à muons, d'un système de scintillateurs et de luminomètres (figure 2.7).

2.4.1 Le trajectographe

Dans la partie cylindrique centrale, le trajectographe comprenait un détecteur de vertex au silicium (deux couches de micropistes ayant un pas de lecture de $50 \mu\text{m}$), suivi d'un système de chambres cylindriques à multifils, d'une grande TPC (*Time Projection Chamber*), de 3 m de long et de 2.4 m de diamètre, couvrant les angles polaires compris entre 18 et 162° et remplie d'un mélange argon-méthane. La TPC est suivie de cinq couches de tubes à dérive, placés après l'imageur Čerenkov.

Les tubes à dérive et les chambres multifils participent au déclenchement. L'imageur Čerenkov est encadré par la TPC et les tubes à dérive, qui peuvent ainsi confirmer le passage d'une particule chargée au voisinage de l'anneau Čerenkov. Le bruit de fond issu des radiateurs est ainsi grandement réduit.

Dans chacun des bouchons, la TPC est complétée par un ensemble de trois chambres à étincelles, puis d'une chambre proportionnelle. Ces deux systèmes participent au déclenchement, et encadrent les imageurs Čerenkov des bouchons, y réduisant ainsi le bruit de fond.

Le trajectographe est plongé dans un champ magnétique uniforme de 1.2 T, produit par une bobine supraconductrice et servant à courber les trajectoires des particules chargées afin d'en mesurer l'impulsion.

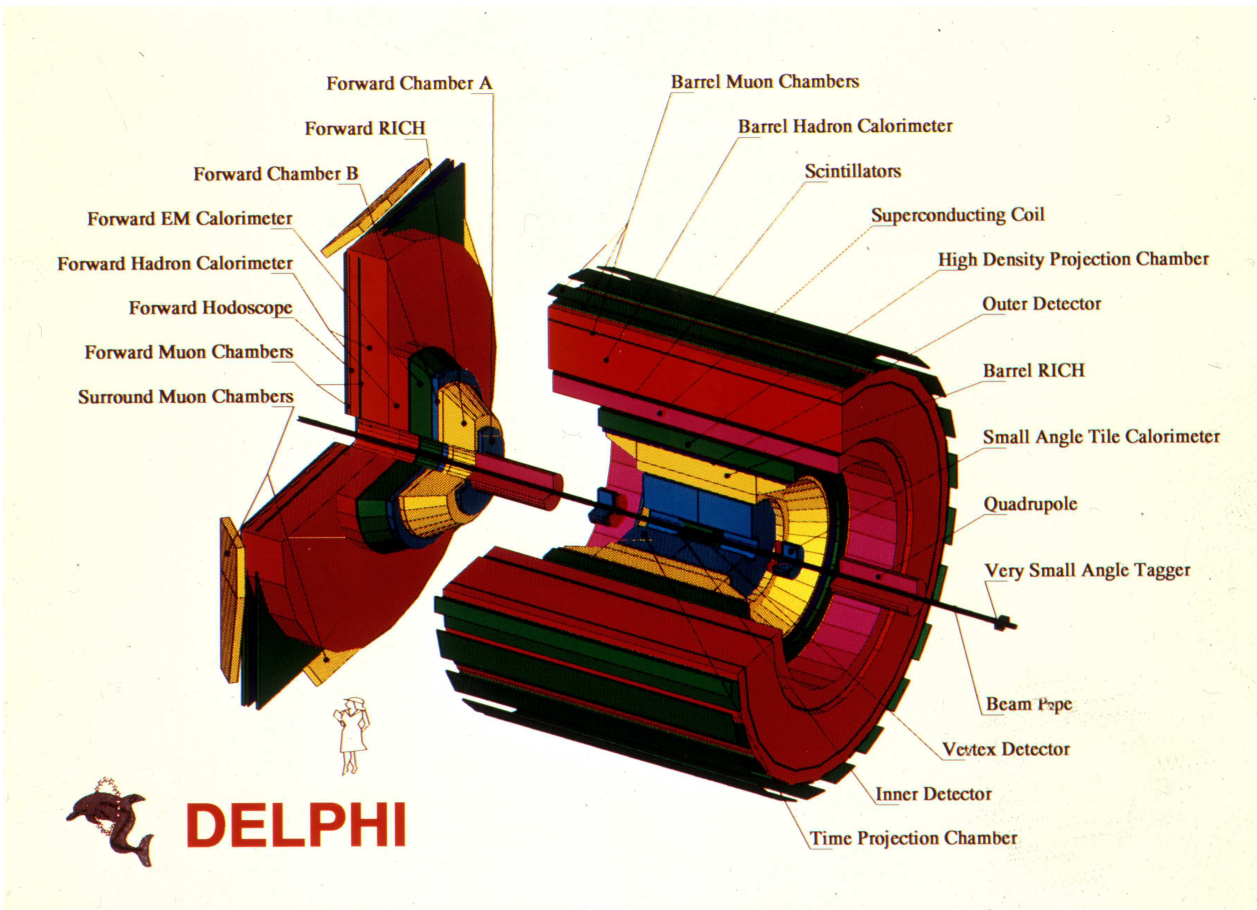


FIG. 2.7 – Vue générale de l'expérience DELPHI.

2.4.2 Les imageurs Čerenkov

Les trois imageurs Čerenkov (un dans la partie centrale et deux dans les bouchons) exploitent le rayonnement Čerenkov afin d'identifier les pions, les kaons et les protons, jusqu'à une impulsion de 25 GeV/c.

La radiation Čerenkov est émise dans les radiateurs liquide et gazeux, lorsque ceux-ci sont traversés par des particules chargées ayant une vitesse supérieure à celle de la lumière dans les radiateurs. Les photons Čerenkov se propagent et sont convertis en électrons dans un tube à dérive. Les photons issus du radiateur gazeux arrivent au tube à dérive après leur réflexion par un système de miroirs. Les électrons dérivent sur une longueur maximale de 155 cm et sont détectés par une chambre proportionnelle multifils. L'anneau de lumière, caractéristique de l'émission Čerenkov est ainsi reconstruit. La détermination de l'angle Čerenkov² permet de calculer la vitesse de la particule, ce qui conduit au calcul de la masse, en utilisant la mesure de l'impulsion fournie par le trajectographe.

Les deux radiateurs couvrent des intervalles différents d'impulsion, et sont donc complémentaires.

²L'angle Čerenkov est l'angle entre la lumière émise et la particule incidente.

2.4.3 Les calorimètres

Le calorimètre électromagnétique du cylindre central était un assemblage de 144 modules utilisant l'échantillonnage plomb-mélange argon-méthane et fonctionnant chacun comme une petite TPC. Dans chaque module, une chambre multifils collecte les produits des gerbes électromagnétiques dans le gaz, et reconstruit ainsi la forme et la position de la gerbe avec une grande précision. Ce calorimètre avait une épaisseur de 20 longueurs de radiation et couvrait les angles polaires compris entre 40 et 140°.

Le calorimètre électromagnétique des bouchons était un calorimètre homogène, constitué de 4500 blocs de verre au plomb de chaque côté. Il couvrait les angles polaires compris entre 10 et 35.5° et entre 144.5 et 170°.

La calorimétrie hadronique couvrait 98 % de l'angle solide, et utilisait la même technique d'échantillonnage fer-chambres à étincelles dans le cylindre central et dans les bouchons. L'important volume de fer (110 cm d'épaisseur dans le cylindre) assure la fermeture et l'homogénéité des lignes du champ magnétique à l'extérieur de la bobine.

2.4.4 Les chambres à muons

Les chambres à muons comprenaient cinq couches de tubes à dérive dans le cylindre central, et deux plans de chambres à dérive dans chaque bouchon.

2.4.5 Les scintillateurs

Un système de scintillateurs participe au déclenchement et rejette les rayons cosmiques en calculant la différence des temps de vol mesurés dans des secteurs opposés. Les scintillateurs, de type organique, étaient disposés après l'aimant dans le cylindre, et entre le calorimètre hadronique et les chambres à muons dans les bouchons.

2.4.6 Les luminomètres

Le travail présenté ici utilise le luminomètre principal, le SAT (*Small Angle Tagger*). C'est un calorimètre utilisant l'échantillonnage plomb-fibres scintillantes et qui couvre les angles polaires compris entre 43 et 135 mrad, de part et d'autre du point d'interaction. Sa couverture azimutale de 2π est interrompue par une zone morte de 2 cm de large à la jonction verticale des deux demi-cylindres formant chaque calorimètre.

Pour définir la limite interne de l'acceptance géométrique du SAT, un masque de plomb épais de 12 longueurs de radiation a été placé devant l'un des deux calorimètres. Ce masque est complété par un second qui recouvre un secteur azimutal de $\pm 15^\circ$ autour de la zone morte entre les deux demi-cylindres. Le premier quart des données a été pris sans ce second masque.

DELPHI disposait d'un second luminomètre, qui couvrait la région polaire comprise entre 5 et 7 mrad. Il n'a pas été utilisé dans ce travail.

2.4.7 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement de DELPHI était composé de quatre niveaux de décision. Les deux premiers utilisaient les informations provenant des éléments du trajectographe (sauf

la TPC, trop lente) et des calorimètres, alors que les deux suivants étaient régis par des programmes informatiques. Ce système n'a pu être utilisé lors du démarrage de l'expérience en 1989 et 1990.

Pendant les deux premières années de son fonctionnement, DELPHI a utilisé un déclenchement à niveau unique, formé par le "ou logique" de 9 composantes. Ces composantes étaient des coïncidences ou des majorités de secteurs des scintillateurs et des calorimètres électromagnétiques, ainsi que des coïncidences entre les scintillateurs et les éléments du trajectographe.

La redondance élevée a permis de calculer l'efficacité de déclenchement sur les événements hadroniques, sélectionnés pour ce travail. Cette efficacité est plus grande que 99.99 % dans le cylindre central et demeure au dessus de 99.7 % dans les bouchons. Des corrections variant entre 0.2 % et 2.5 % ont été appliquées à environ 3 % des événements afin de tenir compte de l'absence d'une ou de plusieurs composantes du déclenchement.

2.5 La mesure de la luminosité

Au LEP, la luminosité intégrée est calculée par le comptage des diffusions Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à petit angle. La section efficace de cette diffusion est grande car elle bénéficie d'une composante venant du canal t, qui augmente quand on se rapproche des petits angles de diffusion. Cette section efficace est en outre bien connue, ayant des corrections QED maîtrisées et des corrections électrofaibles calculables et dont l'effet est inférieur à 1 %.

Les diffusions Bhabha à petit angle sont détectées et reconstruites par le SAT (cf. section 2.4.6). Le déclenchement utilisait une coïncidence coplanaire entre les deux modules du SAT, avec un dépôt minimal d'une énergie de 10 GeV dans chacun des modules. L'efficacité de déclenchement mesurée est de 100 %, avec une incertitude de 0.13 % due au facteur de réduction qui a été appliqué à la composante Bhabha du déclenchement, à cause de son taux élevé.

Les diffusions Bhabha dans le SAT sont sélectionnées par des coupures d'acceptance, rejetant les événements ayant déposé de l'énergie près du masque, de la zone morte, ou du rayon externe. L'erreur systématique totale introduite par les coupures, ainsi que par la connaissance des dimensions des masques est de 0.4 % (0.55 % pour le quart des données prises sans le masque de la zone morte).

D'autres coupures se sont révélées nécessaires afin d'éliminer les événements considérés comme du bruit de fond : les électrons ayant passé par le trou du masque, les produits secondaires des gerbes qui viennent frapper les guides de lumière et les photodiodes (système de lecture des fibres scintillantes du SAT), et les électrons ou positrons échappés des faisceaux. De tels événements sont rejetés par des critères de répartition de l'énergie mesurée dans les couches du SAT et par une coupure sur l'angle d'acoplanarité³. L'erreur systématique introduite par ces coupures a été estimée à 0.46 %. Le bruit de fond résiduel est de 0.14 %.

D'autres incertitudes expérimentales sont sources d'erreurs systématiques. La position du point d'interaction le long des faisceaux, les canaux inefficaces ainsi que l'échelle d'énergie mesurée par le SAT introduisent des erreurs systématiques estimées respectivement à 0.13 %, 0.16 % et 0.30 %.

³L'électron ne doit pas s'écarter de plus de 20° du plan formé par la direction du positron et l'axe du faisceau.

En ajoutant l'erreur statistique du lot simulé de diffusions Bhabha (0.15 %), l'erreur systématique expérimentale totale sur la mesure de la luminosité est de 0.80 %.

La section efficace de diffusion Bhabha visible par le SAT a été évaluée au moyen d'une simulation d'événements Bhabha générés à l'aide du programme BABAMC [12]. Ce générateur incluait les corrections QED et électrofaibles au premier ordre. La section efficace visible par le SAT est de 27.12 ± 0.04 nb où l'erreur est purement statistique. L'incertitude théorique due aux corrections d'ordre supérieur a été estimée de manière conservatrice à 0.5 %.

L'erreur systématique totale sur la mesure de la luminosité est donc de 0.9 %. Elle est commune à toutes les énergies et sera donc traitée comme une erreur globale de normalisation.

La luminosité intégrée est calculée pour chaque lot, en divisant le nombre de diffusions Bhabha par la section efficace visible. Le nombre de diffusions Bhabha est le nombre d'événements Bhabha sélectionnés, corrigé de l'efficacité de sélection et de déclenchement, duquel on a soustrait la contribution du bruit de fond résiduel.

2.6 La mesure des sections efficaces

2.6.1 Sélection des événements hadroniques

La section efficace de production de paires $q\bar{q}$ à chaque énergie de collision est calculée en divisant le nombre de ces événements enregistrés par DELPHI par la luminosité intégrée cumulée à cette énergie. Il est donc nécessaire d'optimiser les critères de sélection et d'en déterminer l'efficacité, et d'estimer la contamination issue des différents bruit de fond.

Les événements $q\bar{q}$ se caractérisent par un grand nombre de particules issues de l'hadronisation des quarks (figure 2.8). Les particules chargées sont facilement reconstruites par le trajectographe, et il est donc naturel de s'intéresser à elles en vue de sélectionner les événements hadroniques. Les coupures de sélection ont été déterminées puis optimisées grâce à une simulation où les événements hadroniques sont générés par le programme DYMU2 [13], et les partons hadronisés par le modèle Parton Shower de la librairie LUND [14]. Les événements simulés ont été reconstruits et analysés par les mêmes programmes que les données réelles.

Dans un premier temps, il fallait d'abord sélectionner des traces chargées issues du point d'interaction. Il a fallu reproduire dans la simulation les inefficacités de reconstruction des traces dans les bouchons, et près des cloisons de la TPC. Les critères de sélection concernent les paramètres d'impact transverse (plus petit que 4 cm) et longitudinal (plus petit que 10 cm), une longueur minimale des traces de 30 cm, et une impulsion comprise entre 400 MeV/c et 50 GeV/c. Cette dernière coupure se défait des particules de basse impulsion qui spiralisent dans la TPC.

Le premier critère de sélection consiste à demander une multiplicité chargée minimale de 5 traces sélectionnées (figure 2.9-a). Cette coupure élimine les désintégrations en paires e^+e^- et $\mu^+\mu^-$, ainsi que les rares rayons cosmiques qui traversent la zone d'interaction.

Une seconde coupure est nécessaire pour éliminer la production de paires $\tau^+\tau^-$, les collisions photon-photon (cf. section 2.6.2) ainsi que les collisions entre les faisceaux et les molécules de gaz résiduel. Ce sera l'énergie chargée, définie comme la somme des énergies des traces sélectionnées. On calcule l'énergie E de chaque trace en supposant qu'elle provient d'un pion : $E_{ch} = \sqrt{P^2 + m_\pi^2}$, où P est son impulsion déterminée par sa courbure dans le champ

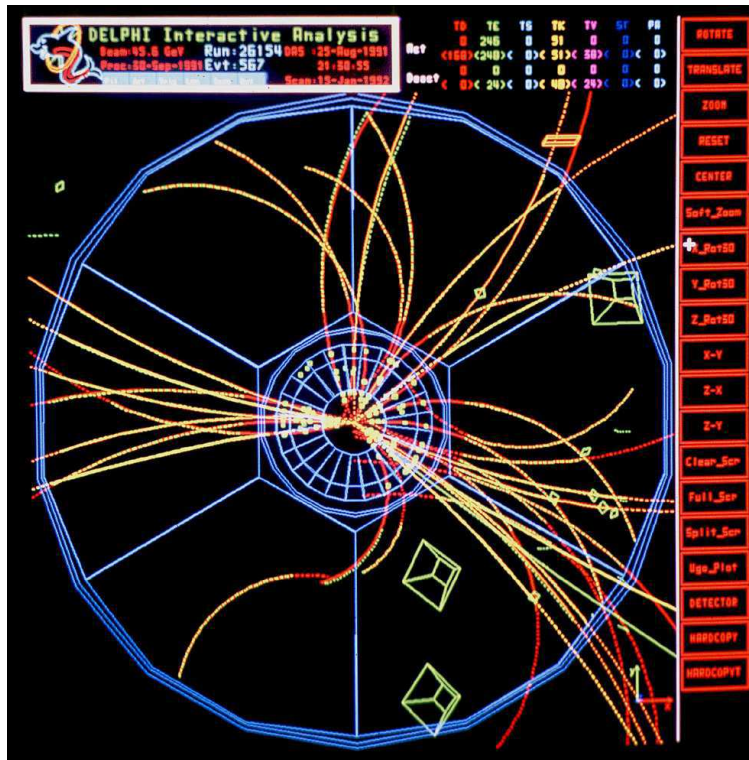


FIG. 2.8 – Reconstruction d'un événement $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ dans le détecteur DELPHI.

magnétique, et m_π , la masse du pion. Le choix de donner à toutes les particules chargées la masse du pion est justifié par les mesures réalisées à plus basse énergie qui montrent que près de 90 % des particules chargées produites dans les jets hadroniques sont des pions.

Toutefois, et à cause des inefficacités de détection et de reconstruction des traces chargées dans les bouchons, l'efficacité de sélection des événements hadroniques dans la région des bouchons chute très sensiblement. Pour compenser, nous avons utilisé l'information du calorimètre électromagnétique des bouchons. Les gerbes électromagnétiques non associées à des traces chargées, ayant une énergie comprise entre 400 MeV et 50 GeV, et se trouvant à plus d'un degré des bords du calorimètre ont été sélectionnées, et leur énergie ajoutée à l'énergie chargée E_{ch} , pour former l'énergie visible E_{vis} , dont on peut voir la distribution pour les événements présélectionnés par le critère de multiplicité chargée sur la figure 2.9-b. La coupure suggérée par cette figure est $E_{vis} > 0.12\sqrt{s}$.

La figure 2.9-c montre la distribution de l'angle polaire de l'axe de sphéricité⁴. On observe la forme parabolique attendue pour des particules de spin 1/2. On observe aussi une chute d'efficacité modérée par l'utilisation de l'information calorimétrique au début de l'acceptance des bouchons, puis une chute plus franche quand les hadrons produits sont proches de l'axe du faisceau.

La figure 2.9-d montre la distribution de la fraction totale de l'énergie reconstruite dans les calorimètres. Cette fraction a été utilisée dans une autre analyse parallèle, quasi-indépendante

⁴L'axe de sphéricité est l'axe qui minimise l'impulsion transverse totale.

de celle présentée ici⁵ [4].

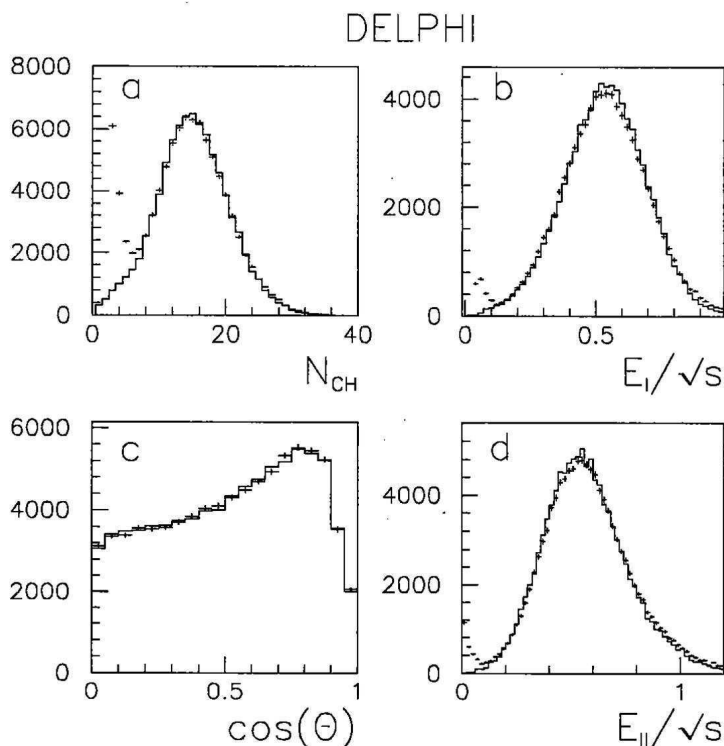


FIG. 2.9 – Distributions des événements réels (points avec l’erreur statistique) et des événements simulés (ligne continue) pour : a) La multiplicité chargée des événements avant la coupure sur l’énergie visible, b) La fraction d’énergie visible des événements ayant au moins 5 traces chargées, c) La distribution de l’angle polaire de l’axe de sphéricité des événements sélectionnés, d) La fraction d’énergie calorimétrique des événements ayant au moins 5 traces chargées.

2.6.2 Taux de contamination

Le taux de contamination mesure le bruit de fond résiduel après application de la sélection.

Le taux de contamination en paires $\tau^+\tau^-$ a été évalué en utilisant des événements générés par le programme KORALZ [15] et vaut $(0.3 \pm 0.1)\%$.

Les collisions photon-photon sont la deuxième composante du bruit de fond résiduel qu’il faut estimer. Il s’agit d’événements résultant de la collision entre deux photons, provenant chacun de l’un des leptons de l’état initial, ou de l’échange d’un électron dans la voie t , avec émission d’un photon à chaque vertex. Les collisions de photons peuvent produire des hadrons, selon l’énergie et le moment angulaire relatif disponibles, et constituent donc un bruit de fond résiduel.

⁵Cette analyse utilisait le même critère de sélection du nombre de traces chargées, et exigeait une énergie minimale de $0.16\sqrt{s}$ dans les calorimètres.

La section efficace des collisions photon-photon peut être considérée comme constante dans le domaine d'énergie étudié. Le taux de contamination doit donc se calculer comme une section efficace et non comme une fraction. Cette contamination a été évaluée par simulation, en utilisant les données réelles, et en ajustant une constante ajoutée à l'expression théorique de la section efficace hadronique. La contamination résultante est de 25 ± 10 pb, où l'erreur inclut les incertitudes théoriques. Cette valeur doit donc être soustraite des sections efficaces mesurées. L'erreur de 10 pb est commune à toutes les énergies et contribue donc à l'erreur totale de normalisation.

La contamination en événements faisceau-gaz a été estimée en utilisant les données réelles, en sélectionnant les événements dont les traces ne proviennent pas de la zone d'interaction. Le résultat est une contamination inférieure à 3 pb à 95 % de niveau de confiance et sera négligée.

2.6.3 Efficacité de sélection

140 000 événements enregistrés par DELPHI d'août 1989 à août 1990 ont ainsi été sélectionnés, dont 125 000 pris dans de bonnes conditions ont été utilisés pour l'analyse. Ces derniers correspondent à une luminosité intégrée de 5.9 pb^{-1} . L'efficacité de sélection a été calculée sur les données simulées et vaut $(96.31 \pm 0.06)\%$ où l'erreur est statistique. Cette efficacité est valable pour les 67 614 événements pris dans des conditions nominales.

Les événements restants ont été enregistrés lors d'instabilités, de bruit électronique élevé ou d'une partie manquante affectant un ou plusieurs détecteurs. Ces problèmes d'appareillage ont été simulés sur le lot d'événements pris dans des conditions nominales, et des corrections à l'efficacité ont ainsi été calculées. Ces corrections allaient de -0.1% pour une unité de lecture manquante de la TPC à -1.6% pour un secteur manquant (un douzième) de ce même détecteur. L'efficacité des 11 000 événements enregistrés en 1989 a été corrigée de -2.35% car l'information du calorimètre électromagnétique du bouchon n'a pu être utilisée.

L'erreur systématique principale sur l'efficacité de sélection provient des inefficacités de reconstruction des traces introduites dans la simulation. Elle a été estimée à 0.3% . D'autres sources d'erreur sont la coupure en énergie, la contamination en paires $\tau^+\tau^-$, et la statistique de la simulation utilisée. Chacune de ces erreurs vaut 0.1% . L'erreur systématique totale sur l'efficacité de sélection est donc de 0.4% , et sera intégrée dans l'erreur de normalisation globale. Il convient de garder à l'esprit l'erreur induite par la soustraction du bruit de fond photon-photon, qui est de ± 10 pb (cf. section 2.6.2).

D'autres erreurs dépendent de l'énergie et affectent donc la largeur totale du Z^0 . Ce sont les incertitudes affectant les corrections dues aux problèmes d'appareillage (ces problèmes sont apparus à des moments précis), et les inefficacités introduites dans la simulation concernant la distribution de l'angle polaire des traces chargées. Ces corrections ont en effet été ajustées sur tout le lot, alors que la qualité de la reconstruction dans les bouchons s'est améliorée pendant la prise de données. L'incertitude sur Γ_Z due à ces deux effets a été estimée à ± 3 MeV.

2.6.4 Sections efficaces expérimentales

Les sections efficaces ainsi que leurs erreurs statistiques sont calculées pour chaque énergie de collision en fonction de la luminosité intégrée accumulée à cette énergie, du nombre

Energie de collision [GeV]	Nombre d'événements	Section efficace [nb]	Luminosité intégrée [nb ⁻¹]
88.223	1602	4.56 ± 0.12	361.9
88.277	241	4.64 ± 0.31	54.4
89.224	3655	8.60 ± 0.16	438.1
89.277	427	9.24 ± 0.49	49.8
90.222	6777	18.28 ± 0.28	383.0
90.276	1094	19.17 ± 0.72	61.8
91.029	1987	28.70 ± 0.88	73.3
91.225	83413	31.04 ± 0.16	2782.9
91.276	2392	30.54 ± 0.88	81.9
91.529	2984	29.49 ± 0.75	106.3
92.220	8803	21.90 ± 0.31	415.4
92.279	785	20.56 ± 0.94	39.8
93.221	5685	12.77 ± 0.21	460.2
93.277	587	11.36 ± 0.54	54.2
94.212	3565	7.94 ± 0.15	463.5
94.277	280	8.38 ± 0.56	35.0
95.035	95	6.07 ± 0.68	16.3

TAB. 2.1 – Nombre d'événements, section efficace et luminosité intégrée par énergie de collision.

d'événements hadroniques sélectionnés, et de l'efficacité de sélection de chaque lot qui contribue à l'énergie considérée, corrigée de l'état du détecteur. Les sections efficaces sont ensuite corrigées du bruit de fond (-0.3 % de paires $\tau^+\tau^-$ et -25 pb de collisions photon-photon). Elles sont également corrigées pour tenir compte de la dispersion en énergie des faisceaux (cf. sous-chapitre 2.3).

Les nombres d'événements, les luminosités intégrées et les sections efficaces sont résumés dans le tableau 2.1.

Aux erreurs statistiques du tableau 2.1, il faut ajouter une erreur globale de normalisation de 1.0 %, résultante de l'erreur systématique sur la mesure de la luminosité et de l'efficacité de sélection, ainsi que l'erreur de ± 10 pb provenant de la soustraction de la section efficace résiduelle des collisions photon-photon.

2.7 Résultats

La détermination des paramètres du Z^0 se fait par ajustement de l'expression théorique de la section efficace de production de hadrons présentée dans la section 2.2.3 aux valeurs expérimentales du tableau 2.1.

2.7.1 Ajustement quasi-indépendant du Modèle Standard

Le premier ajustement est quasi-indépendant du Modèle Standard, où M_Z , Γ_Z et le produit $\Gamma_e\Gamma_h$ sont libres de varier. Les résultats de l'ajustement sont :

$$M_Z = 91.183 \pm 0.011 (stat) \pm 0.02 (LEP) \text{ GeV}/c^2 \quad (2.17)$$

$$\Gamma_Z = 2.465 \pm 0.020 (stat) \pm 0.005 (syst) \text{ GeV} \quad (2.18)$$

$$\Gamma_e\Gamma_h = 0.1443 \pm 0.0019 (stat) \pm 0.0013 (syst) \text{ GeV}^2 \quad (2.19)$$

$$\chi^2/N.D.L = 8.5/(17-3) \quad (2.20)$$

Le paramètre $\Gamma_e\Gamma_h$ donne accès à la section efficace de Born au pic de la résonance hadronique :

$$\sigma_0 = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_h}{M_Z^2\Gamma_Z^2} \quad (2.21)$$

$$\sigma_0 = 41.92 \pm 0.22 (stat) \pm 0.33 (syst) \pm 0.21 (théo) \text{ nb} \quad (2.22)$$

L'ajustement n'est pas tout à fait indépendant du Modèle Standard à cause des corrections radiatives. De plus, il est biaisé par l'absence de corrections radiatives d'ordre supérieur. L'effet des corrections manquantes est tout à fait négligeable devant les incertitudes expérimentales.

L'erreur systématique qui affecte la largeur Γ_Z provient des incertitudes sur la soustraction des collisions photon-photon résiduelles, de la variation de la normalisation de la section efficace point par point et de la reproductibilité de l'énergie de chaque point.

L'erreur systématique de 0.33 nb sur la section efficace de Born au pic est due à l'erreur purement expérimentale sur le calcul de la luminosité et de l'erreur statistique et systématique sur le calcul de l'efficacité de sélection hadronique. L'incertitude théorique de 0.5 % sur le calcul de la section efficace Bhabha est responsable de l'erreur systématique de 0.21 nb.

Le résultat de l'ajustement est montré sur la figure 2.10.

Les paramètres ainsi déterminés ont été utilisés dans le cadre du Modèle Standard afin d'extraire la largeur invisible du Z^0 , qui est la largeur correspondant à la désintégration du Z^0 en paires $\nu\bar{\nu}$:

$$\Gamma_{inv} = \bar{\Gamma}_l \left(\sqrt{\frac{12\pi R_h}{M_Z^2 \sigma_0}} - R_h - 3 \right) \quad (2.23)$$

où $\bar{\Gamma}_l$ est la moyenne des 3 largeurs leptoniques "chargées" du Z^0 et $R_h = \frac{\Gamma_h}{\Gamma_l}$.

En utilisant le jeu de valeurs admises en 1991 des paramètres non prédits par le Modèle Standard (masse du quark top de $139 \pm 38 \text{ GeV}/c^2$, masse du boson de Higgs de $300_{-250}^{+700} \text{ GeV}/c^2$ et $\alpha_s(M_Z) = 0.110 \pm 0.006$), nous obtenons :

$$\bar{\Gamma}_l = 83.6_{-0.3}^{+0.4} \text{ MeV} \quad (2.24)$$

$$R_h = 20.73 \pm 0.05 \quad (2.25)$$

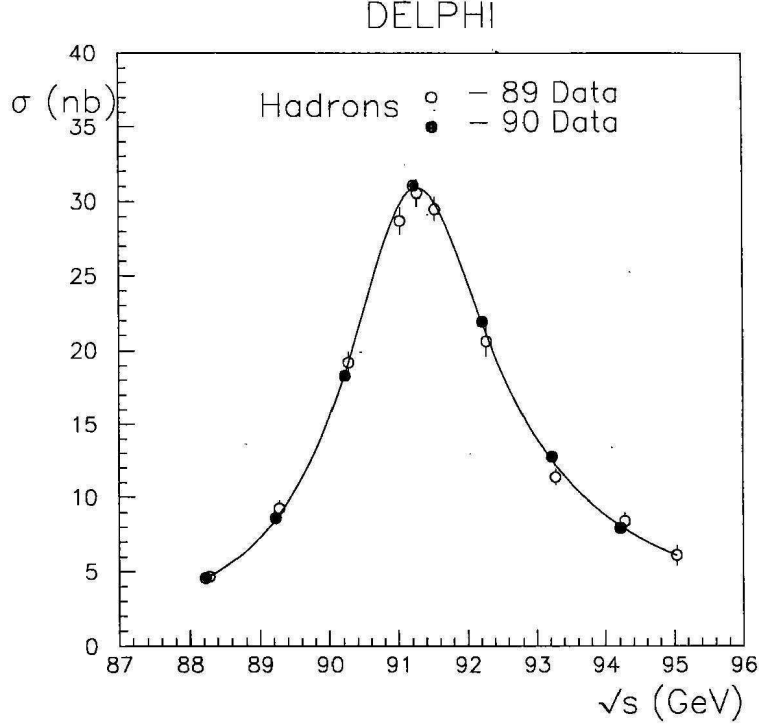


FIG. 2.10 – Sections efficaces expérimentales mesurées par DELPHI en 17 points d'énergie pour le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, ainsi que le résultat de l'ajustement quasi-indépendant du Modèle Standard.

ce qui donne :

$$\Gamma_{inv} = 486 \pm 7 (stat) \pm 12 (syst) \pm 2(MS) \text{ MeV} \quad (2.26)$$

où l'erreur systématique est dominée par l'erreur sur σ_0 .

En divisant la largeur invisible par la largeur de désintégration du Z^0 en une paire $\nu\bar{\nu}$ prédite par le Modèle Standard $\Gamma_{\nu}^{MS} = 166.7^{+0.7}_{-0.5}$ MeV, on obtient :

$$N_{\nu} = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{\nu}^{MS}} = 2.92 \pm 0.04 (stat) \pm 0.07 (syst) \quad (2.27)$$

L'erreur sur N_{ν} est dominée par l'erreur de normalisation globale introduite par σ_0 . Le résultat est compatible avec l'hypothèse de l'existence de 3 familles de neutrinos légers. On n'observe aucune manifestation significative d'une quatrième génération de fermions où le neutrino serait léger.

2.7.2 Ajustement contraint par le Modèle Standard

Un deuxième ajustement contraint par le Modèle Standard a été réalisé, où seuls la masse du Z^0 et une constante de normalisation globale K sont libres de varier. Γ_Z et le produit $\Gamma_e\Gamma_h$

sont remplacés par leurs expressions dans le Modèle Standard. Les résultats de l'ajustement sont :

$$M_Z = 91.184 \pm 0.011 (stat) \pm 0.02 (LEP) \text{ GeV}/c^2 \quad (2.28)$$

$$K = 1.008 \pm 0.004 (stat) \quad (2.29)$$

$$\chi^2/N.D.L = 9/(17 - 2) \quad (2.30)$$

La valeur de K , compatible avec 1, montre que les sections efficaces expérimentales sont en excellent accord avec les prédictions du Modèle Standard.

2.7.3 Interprétation des largeurs résiduelles

Les valeurs de Γ_Z et de Γ_{inv} obtenues dans le premier ajustement sont compatibles avec les valeurs prédites par le Modèle Standard. On peut tout de même calculer la valeur maximale permise à une nouvelle largeur partielle Γ^{new} qui proviendrait de nouvelles particules. La limite supérieure à 95 % de niveau de confiance a été calculée aussi bien pour Γ_Z^{new} et pour Γ_{inv}^{new} , selon la visibilité ou non de l'état final, en tenant compte des composantes non gaussiennes des incertitudes théoriques, provenant de la masse du boson de Higgs et de la constante de couplage de l'interaction forte. Les valeurs suivantes ont été obtenues :

$$\Gamma_Z^{new} = 29 \text{ MeV} \quad (2.31)$$

$$\Gamma_{inv}^{new} = 12 \text{ MeV} \quad (2.32)$$

Ces valeurs ont ensuite été utilisées pour déterminer des limites inférieures sur la masse de particules non observées en supposant que la largeur résiduelle considérée (totale ou invisible) provient entièrement de la désintégration du Z^0 en une paire de ces particules. Cette méthode est particulièrement sensible aux particules légères, contrairement aux recherches directes. Des limites inférieures sur les masses du quark top, des fermions d'une quatrième génération, sur les squarks, sleptons et charginos ainsi que sur les fermions excités ont été calculées. Les valeurs obtenues sont désormais anecdotiques et ne seront pas mentionnées ici. Ces limites inférieures étaient proches de la limite cinématique ($45 \text{ GeV}/c^2$) pour les particules hadroniques (qui bénéficient du facteur de couleur) et légèrement inférieures pour les particules non hadroniques.

2.8 Epilogue

Le travail présenté dans ce chapitre fut réalisé entre 1989 et 1991 avec les connaissances théoriques et les conditions expérimentales de l'époque. Il a été au coeur de la contribution de la collaboration DELPHI au début d'un effort mondial qui se poursuit encore, et qui consiste à réaliser régulièrement des ajustements du Modèle Standard aux données expérimentales, en y ajoutant chaque année les nouvelles données accumulées par toutes les expériences, et en y injectant les nouveaux développements théoriques. Au-delà de l'amélioration de la précision sur les paramètres du Z^0 , ces ajustements ont largement réduit la fenêtre des valeurs permises à

la masse du boson de Higgs, non encore observé. Les derniers résultats peuvent être consultés dans [16].

Les quatre expériences auprès du LEP continuèrent l'acquisition de données au pic du Z^0 et à son voisinage jusqu'en 1995. L'augmentation de la statistique et l'amélioration de leurs sous-détecteurs (exemple : nouveau luminomètre pour DELPHI en 1994 [17]) les rendit de plus en plus sensibles à des effets autrefois négligeables. De grands efforts se sont révélés nécessaires en vue de la compréhension de ces effets et de la maîtrise des erreurs systématiques qu'elles induisent, aussi bien sur le plan expérimental (connaissance plus précise de l'énergie des faisceaux, meilleure connaissance des bruits de fond résiduels et de l'acceptance des diffusions Bhabha) que théorique (calcul de la contribution dominante du troisième ordre des corrections QED, résultats de l'expérience BES auprès de BEPC [18] qui améliorent la précision sur l'énergie propre du photon, prise en compte de la masse du quark top découvert en 1995, valeur plus précise pour $\alpha_s(M_Z)$).

Les résultats quasi définitifs peuvent être consultés dans [19], où les données des quatre expériences du LEP ainsi que celles de l'expérience SLD auprès de l'accélérateur linéaire du laboratoire SLAC⁶, le SLC (*Stanford Linear Collider*), ont été combinées.

Au total, 17 millions de désintégrations du boson Z^0 ont été enregistrées dans tous les canaux par les quatre expériences, entre 1990 et 1995. L'erreur sur l'énergie des faisceaux du LEP a été réduite à 2 MeV grâce à la méthode de la dépolarisation résonante [10]. L'erreur systématique expérimentale sur les sections efficaces a été réduite à 0.1 %, tandis que l'erreur théorique venant de la section efficace de diffusion Bhabha est désormais de 0.06 %. Dans les deux cas, ces erreurs systématiques sont 10 fois plus petites que celles affectant l'analyse présentée ici.

Les valeurs désormais admises des paramètres de la résonance hadronique du boson Z^0 sont :

$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.33)$$

$$\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV} \quad (2.34)$$

$$\sigma_0 = 41.540 \pm 0.037 \text{ nb} \quad (2.35)$$

correspondant à un nombre de familles de neutrinos légers de :

$$N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082 \quad (2.36)$$

⁶Stanford, Californie, Etats-Unis.

Chapitre 3

Mesure précise de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique au $S\bar{p}pS$ et prédictions pour le LHC

3.1 Introduction

A la fin de la thèse de Doctorat, j'ai rejoint le groupe de Valence (Espagne) sous contrat post-doctoral, et j'ai participé à l'expérience UA4/2.

Le but principal de cette expérience était la mesure de ρ , le rapport des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique $p\bar{p}$, à $\sqrt{s} = 541$ GeV.

Une mesure similaire avait déjà été réalisée quelques années plus tôt par la collaboration UA4 [20]. Le résultat $\rho = 0.24 \pm 0.04$ était environ trois déviations standards plus élevé que les prédictions réalisées en utilisant les données des ISR (*Intersecting Storage Rings*) au CERN, grâce à la technique des relations de dispersion [21].

Une nouvelle mesure de ρ par UA4/2 allait montrer s'il y avait véritablement de la "nouvelle physique" derrière cette valeur élevée de ρ , ou si la précédente mesure était fautive, et entachée d'une sous-estimation des erreurs systématiques.

Plusieurs modèles avaient été avancés pour expliquer la valeur élevée de ρ . Parmi eux, l'hypothèse d'une section efficace totale augmentant plus vite que la borne de Froissart ($\sigma_{tot} \sim \ln^2 s$ [22]), celle-ci étant recouverte à plus haute énergie. Un autre modèle est celui de l'odéon, où un terme impair sous le croisement $p \leftrightarrow \bar{p}$ vient s'ajouter à l'amplitude de diffusion élastique (cf. par exemple [23]).

Afin de mesurer ρ avec une meilleure précision que UA4, des améliorations ont été apportées à la fois au détecteur et à l'accélérateur.

Je résidais au CERN pendant toute la durée passée sur UA4/2. J'ai participé à la prise de données pendant la période spéciale de fonctionnement du collisionneur $S\bar{p}pS$ consacrée à UA4/2, en novembre et décembre 1991. J'ai ensuite travaillé sur la calibration des chambres à dérive et sur la détermination de leur résolution et de leur efficacité.

J'ai participé aux différentes étapes de l'analyse. J'ai développé une méthode pour mesurer le bruit de fond en utilisant les données réelles, et j'ai participé à la définition de la stratégie d'ajustement.

Les résultats de UA4/2 ont donné lieu à quatre publications [24][25][26][27]. J'ai présenté

les résultats de la collaboration UA4/2 au 9th *Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics*, à Tsukuba (Japon), en octobre 1993 [28], ainsi qu'au CRN de Strasbourg, lors d'un séminaire en janvier 1994.

3.2 Le cadre théorique

La découverte de l'augmentation de la section efficace totale proton-proton aux ISR [29] [30] [31] [32] a été confirmée une décennie plus tard par des mesures au $S\bar{p}pS$ [33] et au Tevatron [34]. La variation des sections efficaces hadroniques en fonction de l'énergie dans le centre de masse demeure un sujet non résolu. Une théorie qui décrirait convenablement la section efficace totale devrait donc aussi décrire la région des petits transferts de quadri-impulsion, région dominée par les diffusions élastiques. Or, la théorie la plus admise de l'interaction forte, la QCD, n'est pas opérante à de telles petits transferts, à cause de l'augmentation de la valeur de la constante de couplage, empêchant ainsi tout calcul perturbatif.

Les diffusions hadroniques à petit angle (diffusions dites "vers l'avant"), sont décrites par des modèles phénoménologiques, obéissant à des théorèmes asymptotiques, que nous allons décrire brièvement. En outre, la dépendance en énergie de la section efficace totale peut être appréhendée indépendamment du modèle utilisé, dans le cadre du formalisme des relations de dispersion, fondé sur quelques principes fondamentaux. L'intérêt de la mesure de l'amplitude de diffusion vers l'avant est renforcé par une autre conséquence de ces quelques principes : le théorème optique, qui lie la section efficace totale à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant.

3.2.1 La diffusion élastique, le théorème optique et la stratégie de la mesure

La section efficace différentielle de la diffusion élastique $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$ s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi |F(s,t)|^2}{s^2} \quad (3.1)$$

où s est le carré de l'énergie totale dans le centre de masse, t la quadri-impulsion transférée au proton sortant et $F(s,t)$ l'amplitude de diffusion élastique. L'amplitude $F(s,t)$ est composée de deux termes :

$$F(s,t) = F_n(s,t) + F_c(s,t) \quad (3.2)$$

où $F_n(s,t)$ et $F_c(s,t)$ sont respectivement les amplitudes de diffusion nucléaire et coulombienne.

Dans un collisionneur, où les faisceaux de protons et d'antiprotons circulent en sens inverses, et ont la même énergie E , nous avons :

$$s = 4E^2 \quad (3.3)$$

$$t = -2p^2(1 - \cos\theta_h \cos\theta_v) \simeq -p^2(\theta_h^2 + \theta_v^2) \quad (3.4)$$

où p est l'impulsion des particules incidentes, θ_h et θ_v sont respectivement l'angle des projections sur les plans horizontal et vertical de la direction du proton sortant avec la direction du proton incident.

Dans le cadre du modèle du disque noir, et à très petit t , la composante nucléaire de l'amplitude de diffusion élastique prend une forme diffractive et s'écrit :

$$F_n(s, t) = F_0(s) e^{-\frac{b|t|}{2}} \quad (3.5)$$

où b est la pente de l'amplitude de l'interaction nucléaire, qui peut-être interprétée comme la somme des rayons des 2 disques noirs représentant le proton et l'antiproton ; autrement dit, la somme des rayons de ces 2 particules : $(\hbar c)^2 b = 2R_p^2$ où R_p est le rayon du proton.

La partie imaginaire de cette amplitude est reliée à la section efficace totale $p\bar{p}$ par le théorème optique :

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{4\pi \hbar c}{s} \text{Im}(F_n(s, t))|_{t=0} \quad (3.6)$$

$$= \frac{4\pi \hbar c}{s} \text{Im}(F_0(s)) \quad (3.7)$$

Si l'on suppose que les parties réelle et imaginaire de F_n ont la même dépendance en t , et si on introduit le paramètre ρ :

$$\rho(s) = \frac{\text{Re}(F_n(s, 0))}{\text{Im}(F_n(s, 0))} \quad (3.8)$$

Alors nous avons :

$$F_n = \frac{s \sigma_{tot}(\rho + i) e^{-\frac{b|t|}{2}}}{4\pi \hbar c} \quad (3.9)$$

où σ_{tot} , ρ et b sont constants pour une valeur donnée de s .

La composante coulombienne de l'amplitude de diffusion élastique est donnée par la formule de Rutherford, modifiée par un facteur de forme et un facteur de phase :

$$F_c = \frac{2\pi s \hbar c \alpha G^2(t) e^{-i\alpha\phi(t)}}{|t|} \quad (3.10)$$

où α est la constante de structure fine, $G(t)$ le facteur de forme électromagnétique du proton, transformée de Fourier de la distribution spatiale de la charge électrique :

$$G(t) = \frac{\lambda^2}{(\lambda + |t|)^2} \quad (3.11)$$

$$\lambda = 0.71 \text{ GeV}^2 \quad (3.12)$$

Le facteur de phase $\phi(t)$ décrit l'échange de plusieurs photons et la polarisation du vide, et s'écrit [35] :

$$\phi(t) = \ln\left(\frac{2}{b|t|}\right) - \gamma \quad (3.13)$$

où $\gamma = 0.577$ est la constante d'Euler.

En remplaçant F_n et F_c par leurs valeurs dans la relation 3.1, et en gardant l'approximation t petit, il vient :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi^3 (\hbar c)^2 \alpha^2 G^4(t)}{|t|^2} + \frac{\pi\sigma_{tot}\alpha(\rho - \alpha\phi(t))G^2(t)e^{-\frac{b|t|}{2}}}{|t|} + \frac{(1 + \rho^2)\sigma_{tot}^2 e^{-b|t|}}{16\pi(\hbar c)^2} \quad (3.14)$$

Le premier terme correspond à la diffusion coulombienne, le troisième à la diffusion nucléaire et le deuxième à leur interférence. Cette formule nous indique la stratégie de la mesure de ρ : Le terme coulombien est connu, et devient dominant pour les valeurs très petites de $|t|$ ($|t| < 0.001 \text{ GeV}^2$). Il sera donc nécessaire d'atteindre ces petites valeurs, pour fixer la normalisation. Le terme nucléaire domine la région des quadri-impulsions transférées supérieures à 0.01 GeV^2 . Une fois la normalisation fixée, il sera aisé d'y ajuster la pente b et la constante $(1 + \rho^2)\sigma_{tot}^2$. Le rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude nucléaire de diffusion élastique, ρ , sera déterminé grâce au terme d'interférence, qui trouve son maximum vers $|t| = 0.002 \text{ GeV}^2$.

Il faudra donc mesurer la section efficace différentielle de diffusion élastique $\frac{d\sigma}{dt}$, sur un domaine de quadri-impulsion transférée allant de 0.001 GeV^2 ou moins jusqu'à 0.1 GeV^2 , puis ajuster l'expression 3.14 aux mesures.

3.2.2 Théorèmes asymptotiques et symétrie de croisement

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, les amplitudes de diffusion élastique $p\bar{p}$ (et par extension, les amplitudes des diffusions hadroniques) se calculent à partir de principes simples, issus de la diffraction, de la diffusion de Coulomb et de la mécanique quantique. La théorie quantique des champs ne fournit pas de prédictions précises pour ces amplitudes, et les prédictions du formalisme de la matrice S (cf. le paragraphe suivant) sont de nature empirique et ne sont valables que pour une petite partie de l'espace de phase.

Toutefois, ces amplitudes obéissent à certaines contraintes générales, qui se révèlent fécondes et permettent d'étendre les prédictions aux énergies plus élevées.

La première contrainte est celle, naturelle, de l'unitarité, dont nous avons déjà exploité l'une des conséquences : le théorème optique (équation 3.7). L'autre conséquence est la borne de Froissart [22], qui stipule que la section efficace totale ne peut pas croître plus rapidement que $\ln^2(s/s_0)$ où s_0 est une constante arbitraire.

La deuxième contrainte est l'analyticité. Elle découle du principe de causalité et impose à l'amplitude $F(s, t)$ d'être une fonction analytique des variables s et t . L'analyticité conduit à une relation aux dérivées partielles entre les parties réelle et imaginaire de l'amplitude (conditions de Cauchy-Riemann).

Les diffusions pp et $p\bar{p}$ sont reliées par les relations de croisement, issues des lois de conservation de l'énergie-impulsion et de la charge électrique :

$$F_{pp}(s, t) = F_{p\bar{p}}(t, s) \quad (3.15)$$

Nous pouvons ainsi réécrire les 2 amplitudes :

$$F_{pp}(s, t) = F_+(s, t) + F_-(s, t) \quad (3.16)$$

$$F_{p\bar{p}}(s, t) = F_+(s, t) - F_-(s, t) \quad (3.17)$$

avec

$$F_+(s, t) = F_+(t, s) \quad (3.18)$$

$$F_-(s, t) = -F_-(t, s) \quad (3.19)$$

où les contributions F_+ et F_- sont respectivement paire et impaire sous le croisement $s \leftrightarrow t$.

Si la section efficace totale tend vers une constante à très haute énergie, cette constante est la même pour les interactions pp et $p\bar{p}$. Cette limite est connue sous le nom du théorème de Pomeranchuk [36] :

$$\lim_{s \rightarrow \infty} (\sigma_{pp}(s) - \sigma_{p\bar{p}}(s)) = 0 \quad (3.20)$$

D'autres auteurs ont démontré d'autres limites asymptotiques, en particulier [37] :

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\sigma_{pp}(s)}{\sigma_{p\bar{p}}(s)} = 1 \quad (3.21)$$

3.2.3 Les relations de dispersion

Afin de simplifier les calculs de ce paragraphe, les amplitudes de diffusion et les sections efficaces sont indiquées en fonction de E , énergie des faisceaux, plutôt qu'en fonction du carré de l'énergie totale s , avec bien entendu $E = \sqrt{s}/2$.

L'interprétation des conditions de Cauchy-Riemann n'est pas aisée car la continuité analytique de $F(E, t)$ aux valeurs imaginaires de E n'a pas de sens physique. Par contre, la formule de l'intégrale de Cauchy, au prix de quelques hypothèses, nous donne une relation entre les parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique :

$$G(z, t) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{G(z', t)}{z' - z} dz' \quad (3.22)$$

où G est une fonction complexe de la variable complexe z , et C un contour fermé dans le plan complexe z (figure 3.1). La variable z est la continuation dans le plan complexe de l'énergie E . Les deux coupures horizontales sont nécessaires pour éviter les pôles à $\pm m_p$ où m_p est la masse du proton. Les énergies inférieures au seuil physique (masse au repos du proton) sont ainsi éliminées.

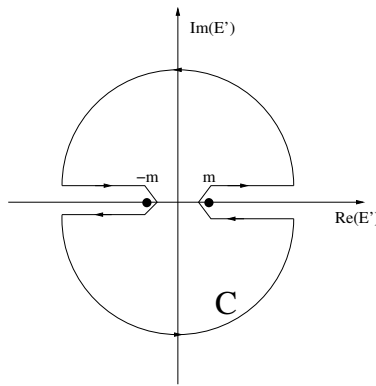


FIG. 3.1 – Contour dans le plan de l'énergie complexe.

Afin de s'affranchir de l'intégrale sur les 2 demi-cercles, et se restreindre à l'intégrale sur l'axe réel, il convient de choisir la fonction G de façon à avoir :

$$\lim_{E \rightarrow \infty} |G(E, t)| = 0 \quad (3.23)$$

ce qui exclut d'office l'amplitude $F(E, t)$ elle-même, qui ne présente pas forcément un tel comportement asymptotique. La fonction $\frac{F(E, 0)}{E^2}$ vérifie cette condition, étant donnée la borne de Froissart.

Nous pouvons donner une interprétation aux énergies négatives de l'intégrale 3.22 : l'intégrale sur les valeurs négatives peut se faire sur les valeurs positives, à condition de remplacer $F_{p\bar{p}}$ par F_{pp} dans l'expression de $F_{p\bar{p}}$ (et inversement, remplacer F_{pp} par $F_{p\bar{p}}$ dans l'expression de F_{pp}). Ce qui revient à imposer :

$$F_{pp}(-E, 0) = F_{p\bar{p}}(E, 0) \quad (3.24)$$

Si on suppose en outre que l'amplitude de diffusion est asymptotiquement une fonction paire de l'énergie, que l'on remplace l'amplitude par son expression dans la relation 3.9, que

l'on procède au calcul de la relation de dispersion soustraite une fois en $E = 0$, et que l'on effectue l'exercice aussi bien pour la diffusion $p\bar{p}$ que pour la diffusion pp , nous obtenons :

$$\rho_{\frac{pp}{p\bar{p}}}(E)\sigma_{\frac{pp}{p\bar{p}}}(E) = \frac{B}{p} + \frac{E}{\pi p} \int_{m_p}^{\infty} dE' p' \left(\frac{\sigma_{\frac{pp}{p\bar{p}}}(E')}{E'(E' - E)} - \frac{\sigma_{\frac{p\bar{p}}{pp}}(E')}{E'(E' + E)} \right) \quad (3.25)$$

où B est la constante de soustraction et $p = \sqrt{E^2 - m_p^2 c^4}$ est l'impulsion des particules des faisceaux.

Nous obtenons ainsi une paramétrisation de $\rho(s)$ grâce à une intégrale sur les sections efficaces directe (pp) et croisée ($p\bar{p}$). Cette relation nous permettra de prédire la valeur de la section efficace pp et $p\bar{p}$ à haute énergie, en ajustant les coefficients de la paramétrisation des sections efficaces totales aux mesures de $\rho_{pp}(E)$, $\rho_{p\bar{p}}(E)$, $\sigma_{pp}(E)$ et $\sigma_{p\bar{p}}(E)$.

Dans le paragraphe suivant, nous allons choisir une paramétrisation des sections efficaces totales.

3.2.4 Le modèle de Regge et l'hypothèse du poméron

Nous présentons dans ce paragraphe la paramétrisation des sections efficaces hadroniques dans le cadre de la théorie des pôles de Regge [38]. Nous utiliserons cette paramétrisation dans la relation de dispersion 3.25.

La théorie de Regge est issue de la théorie de la matrice S , qui lie les états initial et final, caractérisés par leurs énergies et leurs spins. Pour simplifier, nous nous intéressons à une réaction mettant en jeu des particules sans spin, et de même masse m : $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ montrée sur la figure 3.2-a. Les symétries de croisement nous poussent à envisager en même temps 2 autres réactions : $1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$ (figure 3.2-b) et $1 + \bar{4} \rightarrow 3 + \bar{2}$ (figure 3.2-c). Ces réactions sont dites respectivement "dans la voie" s , t et u car ces variables, définies pour la réaction directe (voie s) sont les énergies dans le centre de masse des 3 réactions, respectivement.

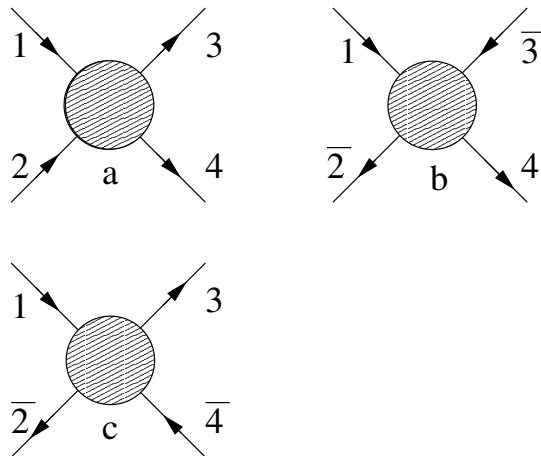


FIG. 3.2 – Réactions dans les voies s (a), t (b) et u (c).

Ecrivons l'amplitude $T^t(s,t)$ de la réaction dans la voie t. La technique de la décomposition en ondes partielles traite l'interaction sous forme d'un potentiel perturbatif, qui diffuse les fonctions d'onde libres, solutions de l'équation de Schrödinger libre :

$$T^t(s,t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)A_l(t)P_l(\cos \theta^t(s,t)) \quad (3.26)$$

où l est le moment cinétique de l'état final, $A_l(t)$ l'amplitude de l'onde partielle de moment cinétique l , P_l le polynôme de Legendre, et $\theta^t(s,t)$ l'angle de diffusion entre les particules 1 et $\bar{2}$.

A partir des équations 3.3 et 3.4, il est aisé de calculer l'angle $\theta^s(s,t)$, angle de diffusion entre les particules 1 et 3 dans la voie s :

$$\cos \theta^s(s,t) = \frac{t + \frac{1}{2}s - 2m^2}{\frac{1}{2}s - 2m^2} \quad (3.27)$$

Le développement du calcul des variables s et t dans la voie t montre que l'on peut exprimer $\theta^t(s,t)$ avec les mêmes définitions que pour la voie s, à condition d'échanger les variables s et t , comme indiqué par la relation 3.15 dans le cas des diffusions élastiques pp et $p\bar{p}$:

$$\cos \theta^t(s,t) = \frac{s + \frac{1}{2}t - 2m^2}{\frac{1}{2}t - 2m^2} \quad (3.28)$$

La somme dans l'expression 3.26 porte sur toutes les valeurs possibles du moment cinétique de l'état final.

La nature de l'interaction est contenue dans l'amplitude A_l .

Les symétries de croisement suggèrent de ne considérer qu'une seule fonction analytique pour représenter l'amplitude de diffusion des trois réactions, en la continuant analytiquement vers les domaines de validité des autres voies. Par exemple, l'amplitude $T^t(s,t)$ donnée par la relation 3.26, doit être étendue du domaine physique de la réaction de la voie t ($t > 4m^2, -4p^2 < s < 0$) au domaine physique de la voie s ($s > 4m^2, -4p^2 < t < 0$). Pour de grandes valeurs de s et des petites valeurs de t , qui est le domaine qui nous intéresse, on peut constater que :

$$\lim_{\substack{s \rightarrow \infty \\ t < 0, \text{ fini}}} \cos \theta^t(s,t) = -\infty \quad (3.29)$$

ce qui est non physique.

La difficulté est contournée en introduisant un moment cinétique complexe, et en transformant la somme dans la relation 3.26 en une intégrale dans l'espace du moment cinétique complexe l , sur un contour fermé C :

$$T^t(s,t) = \frac{1}{2i} \int_C (2l+1)A_l(t) \frac{P_l(-\cos \theta^t(s,t))}{\sin \pi l} dl \quad (3.30)$$

Ceci n'a pas seulement des conséquences sur P_l , mais aussi sur A_l , définie comme étant analytique, ayant des valeurs correspondant aux amplitudes physiques pour les valeurs réelles et entières de l . Si la fonction A_l possède un pôle à $l = \alpha(t)$, et sachant que :

$$\lim_{z \rightarrow \infty} P_l(z) = z^l, \quad (3.31)$$

on calcule :

$$T^s(s, t) = K(t)s^{\alpha(t)} \quad (3.32)$$

avec $K(t)$ dépendant de la valeur du résidu de $A_l(t)$ au pôle $\alpha(t)$. Les détails du calcul peuvent être consultés dans [39]. La fonction $\alpha(t)$ est interprétée comme provenant de l'échange d'une particule dont le spin α , défini complexe, varie de façon continue en fonction de t . Ceci conduit à la notion de trajectoires de Regge : les valeurs entières et réelles de $l = \alpha(t_0)$ correspondent aux pôles de A_l . Ils représentent l'échange de particules réelles, de spin l et de masse $\sqrt{|t_0|}$.

Appliquons ce résultat à la section efficace différentielle de diffusion élastique $p\bar{p}$ à petite impulsion transférée. Nous obtenons :

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq f(t)s^{2(\alpha(t)-1)} \quad (3.33)$$

En utilisant le théorème optique, nous obtenons la paramétrisation de la section efficace totale $p\bar{p}$:

$$\sigma_{tot}(s) \simeq As^{\alpha(0)-1} \quad (3.34)$$

où A est une constante et $\alpha(0)$, la valeur de $\alpha(t)$ à $t = 0$.

Ce résultat est issu d'un calcul simplifié. Pour rendre compte des résultats expérimentaux, il est nécessaire d'introduire deux pôles de Regge symétriques sous le croisement $p \leftrightarrow \bar{p}$, et un pôle antisymétrique (relations 3.17 à 3.19) :

$$\sigma_{pp}^{p\bar{p}}(E) = C_0 E^\varepsilon + C_1 E^{-x_1} \mp C_2 E^{-x_2} \quad (3.35)$$

où ε , x_1 et x_2 sont positifs. Le deuxième terme est symétrique et correspond à l'échange des mésons f_2 et a_2 . Le troisième est antisymétrique et correspond à l'échange des mésons ρ et ω . Le premier terme domine à haute énergie, et correspond à une trajectoire appelée poméron, qui porte les nombres quantiques du vide.

Aucune particule réelle n'a encore pu être identifiée au poméron.

Le théorème de Pomeranchuk trouve ici une autre interprétation : le poméron, porteur des nombres quantiques du vide, se couple de la même manière au proton et à son antiparticule, ce qui conduit à des sections efficaces totales pp et $p\bar{p}$ identiques à haute énergie.

Des ajustements effectués avec la paramétrisation 3.35 indiquaient une valeur de ϵ autour de 0.10 [40]. Afin de respecter la borne de Froissart, nous adopterons la paramétrisation suivante [32] :

$$\sigma_{pp}^{\rho\bar{\rho}}(E) = C_0 + C_1 E^{-x_1} \mp C_2 E^{-x_2} + C_3 \ln^{x_3}(s/s_0) \quad (3.36)$$

3.3 Le collisionneur $S\bar{p}pS$ et l'optique à grand β

Nous avons vu dans la section 3.2.1 que la mesure de ρ nécessitait la détection de protons et d'antiprotons diffusés ayant des quadri-impulsions transférées plus petites que $t = 0.001 \text{ GeV}^2$. Aux impulsions considérées (270.5 GeV/c par faisceau), cela correspond à des angles de diffusion inférieurs à 100 μrad , et donc à des distances minimales entre les faisceaux et les détecteurs plus petites que 5 mm, pour une distance d'environ 50 m du point d'interaction.

Il faudra donc détecter des particules très proches des faisceaux. Les conséquences sur l'optique des faisceaux seront abordées dans ce sous-chapitre, après un rappel historique sur le collisionneur $S\bar{p}pS$.

3.3.1 Le collisionneur $S\bar{p}pS$

En 1981, l'accélérateur SPS (*Super Proton Synchrotron*) du CERN a pu être transformé en collisionneur proton-antiproton, suite à la proposition de C. Rubbia et al. [41], et à l'invention de la technique de refroidissement stochastique par S. Van der Meer [42]. Cette technique a permis l'obtention de faisceaux denses d'antiprotons, en réduisant la dispersion des impulsions des antiprotons ainsi que celle de la taille des faisceaux.

Les antiprotons étaient créés par la projection d'un faisceau de protons de 26 GeV/c, extrait du PS, sur une cible de cuivre. Il fallait un million de protons pour obtenir un antiproton. Les antiprotons s'accumulaient et étaient refroidis dans l'anneau d'accumulation des antiprotons. Ils étaient ensuite injectés dans le PS (*Proton Synchrotron*), où ils étaient accélérés à 26 GeV/c, avant d'arriver dans le $S\bar{p}pS$, où ils atteignaient la valeur d'impulsion désirée (270.5 GeV/c). Il fallait une durée typique de 24 heures pour fabriquer le faisceau d'antiprotons.

Les faisceaux de protons et d'antiprotons circulaient en sens inverses et entraient en collision dans six sections droites. UA4/2 était située dans la section droite LSS4, qui avait accueilli les expériences UA2, UA4 et UA5.

Chaque faisceau était constitué de 3 paquets, contenant chacun environ 10^{10} particules. La durée de vie typique des faisceaux était de 18 heures.

3.3.2 L'optique des faisceaux

Pour installer des détecteurs à quelques millimètres du faisceau, il est vital de réduire la taille transverse de ce dernier. Cette taille transverse est déterminée par les oscillations bêta-troniques des particules du faisceau autour de l'orbite moyenne. Ces oscillations sont provoquées par les aimants quadripolaires de focalisation. En effet, en focalisant le faisceau dans

la direction horizontale du plan transverse, le quadrupôle le défocalise dans la direction verticale, si bien qu'on ajoute un autre quadrupôle pour focaliser le faisceau verticalement, ce qui provoque une défocalisation horizontale. Les particules des faisceaux oscillent donc, et leurs trajectoires sont décrites par l'équation de Hill :

$$\frac{d^2z}{ds^2} + K(s)z = 0 \quad (3.37)$$

où z est le déplacement transverse par rapport à l'orbite moyenne, s la coordonnée curviligne le long de l'orbite moyenne et $K(s)$ la fonction magnétique le long de l'orbite, qui dépend des caractéristiques des quadrupôles.

La solution de l'équation de Hill peut être écrite comme :

$$z(s) = A\sqrt{\beta(s)}\cos(\mu(s) + \lambda) \quad (3.38)$$

avec

$$\mu(s) = \int_{s_0}^s \frac{1}{\beta(s')} ds' \quad (3.39)$$

où A est une constante, $\beta(s)$ la fonction bêatronique et $\mu(s)$ la phase de l'oscillation le long de l'orbite.

L'angle provoqué par le déplacement transverse $z(s)$ entre la particule et l'orbite moyenne est obtenu en dérivant ce déplacement par rapport à la coordonnée curviligne :

$$\theta(s) = z'(s) = -\frac{A}{\sqrt{\beta(s)}} (\alpha(s)\cos(\mu(s) + \lambda) + \sin(\mu(s) + \lambda)) \quad (3.40)$$

avec

$$\alpha(s) = -\frac{1}{2} \frac{d\beta(s)}{ds} \quad (3.41)$$

La fonction bêatronique $\beta(s)$, sa dérivée $\alpha(s)$ ainsi que la phase $\mu(s)$ peuvent être calculées à partir de la valeur du champ magnétique sur toute la longueur de l'orbite. Il est plus commode d'introduire une formulation matricielle, qui relie les déplacements et les angles en deux points s et s_0 :

$$\begin{pmatrix} z(s) \\ z'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z(s_0) \\ z'(s_0) \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

La solution la plus générale est donnée par la matrice $M(s|s_0)$:

$$M(s|s_0) = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{\beta(s)}}{\sqrt{\beta(s_0)}} (\cos \Delta\mu + \alpha(s_0) \sin \Delta\mu) & \sqrt{\beta(s_0)\beta(s)} \sin \Delta\mu \\ -\frac{(1+\alpha(s)\alpha(s_0)) \sin \Delta\mu + (\alpha(s) - \alpha(s_0)) \cos \Delta\mu}{\sqrt{\beta(s)\beta(s_0)}} & \frac{\sqrt{\beta(s_0)}}{\sqrt{\beta(s)}} (\cos \Delta\mu - \alpha(s) \sin \Delta\mu) \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

où $\Delta\mu = \mu(s) - \mu(s_0)$ est la différence de phase entre les deux points.

En écrivant que l'amplitude de $z(s)$ est égale à deux déviations standards σ_z de la taille du faisceau, nous définissons l'émittance $E_b = \pi\epsilon_b$, avec :

$$4\sigma_z^2 = A^2\beta(s) = \epsilon_b \beta(s) \quad (3.44)$$

3.3.3 L'insertion à grand β

Un proton ou un antiproton issu d'une diffusion élastique à très petit angle possède une impulsion identique à celle des protons et des antiprotons des faisceaux. Sa position r et son angle θ à son arrivée dans le détecteur sont donc reliés à sa position r^* et à son angle d'émission θ^* au point d'interaction, en vertu de la relation 3.42.

Nous avons besoin de remonter à la valeur de θ^* , afin de pouvoir calculer le carré de la quadri-impulsion transférée (relation 3.4). Nous avons :

$$\theta^* = \frac{r - M_{11}r^*}{M_{12}} \quad (3.45)$$

Comme nous ne connaissons pas r^* , nous allons choisir une optique qui va annuler l'élément de matrice M_{11} . Il faut donc avoir $\Delta\mu = \pi/2$, et avoir un extremum de la fonction bêtatronique au point d'interaction, pour y annuler la dérivée $\alpha(s_0)$.

Supposons ces deux conditions réunies. Nous pouvons alors calculer l'angle minimal θ_{min}^* qui pourra être mesuré en fonction de la distance minimale r_{min} à la quelle nous pourrons approcher le détecteur du faisceau :

$$\theta_{min}^* = \frac{r_{min}}{M_{12}} \quad (3.46)$$

La distance minimal r_{min} peut aussi s'exprimer en fonction de la taille du faisceau au point s , où se situe le détecteur :

$$r_{min} = C \sigma_z(s) = C \frac{\sqrt{\epsilon_b \beta(s)}}{2} \quad (3.47)$$

où C est une constante de sécurité, qui dépend du bruit de l'accélérateur et de la capacité du détecteur à y résister. Nous avons gardé la valeur utilisée pour UA4 qui était de $C = 20$.

En remplaçant r_{min} et M_{12} dans la relation 3.46, nous obtenons :

$$\theta_{min}^* = \frac{C\sqrt{\varepsilon_b}}{2\sqrt{\beta(s_0)}} \quad (3.48)$$

Nous constatons que l'accès aux plus petits angles possibles exige la plus grande valeur possible pour la fonction bétatronique au point d'interaction. L'extremum nécessaire pour s'affranchir de r^* est donc un maximum. Et comme attendu, l'émittance ε_b doit être minimisée.

En résumé, et pour mener à bien la mesure de ρ , l'optique de la zone d'interaction devra satisfaire ces trois conditions, dans au moins l'une des dimensions transverses :

- Les détecteurs doivent être placés à un point où la fonction bétatronique aura un déphasage $\Delta\mu = \pi/2$ avec le point d'interaction.
- La fonction bétatronique doit être maximale et la plus grande possible au point d'interaction.
- L'émittance doit être minimale.

L'expérience UA4/2 a bénéficié d'une insertion à grand β d'une excellente qualité [43]. La fonction bétatronique a été maximisée dans l'axe horizontal, et valait $\beta_h^* = 2500$ m au point d'interaction. Elle valait $\beta_v^* = 87$ m à ce même point, dans la direction verticale. Ces valeurs correspondent à une luminosité d'environ $4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Cette nouvelle insertion bénéficiait de plus d'espace que celle de UA4 [44], suite au retrait de l'expérience UA2. Une optique symétrique, une plus grande valeur de β et des détecteurs dans la section droite sont les principales améliorations. Les éléments de la nouvelle insertion, ainsi que les valeurs de $\sqrt{\beta_h(s)}$ et $\sqrt{\beta_v(s)}$ sont visibles sur la figure 3.3. Les points ayant $\Delta\mu = \pi/2$ dans le plan horizontal sont situés à environ 47 m de part et d'autre du point d'interaction. Les détecteurs de UA4/2 ont été placés à proximité immédiate de ces points.

Ainsi, si l'on dispose des coordonnées (x, y) du point de passage des particules diffusées au point $\Delta\mu = \pi/2$, les angles de diffusion au point d'interaction sont donnés par :

$$\theta_h^* = \frac{x}{L_h^{eff}} \quad (3.49)$$

et

$$\theta_v^* \simeq \frac{y}{L_v^{eff}} \quad (3.50)$$

où L_h^{eff} et L_v^{eff} sont respectivement les éléments M_{12} des matrices de transfert horizontal et vertical, appelés aussi longueurs effectives.

La relation 3.50 est approximative car la condition $\Delta\mu = \pi/2$ n'est pas réalisée pour la fonction bétatronique verticale. L'angle de diffusion dépend de la position verticale du faisceau au point d'interaction. Cette approximation se traduira par une dispersion plus grande de θ_v^* .

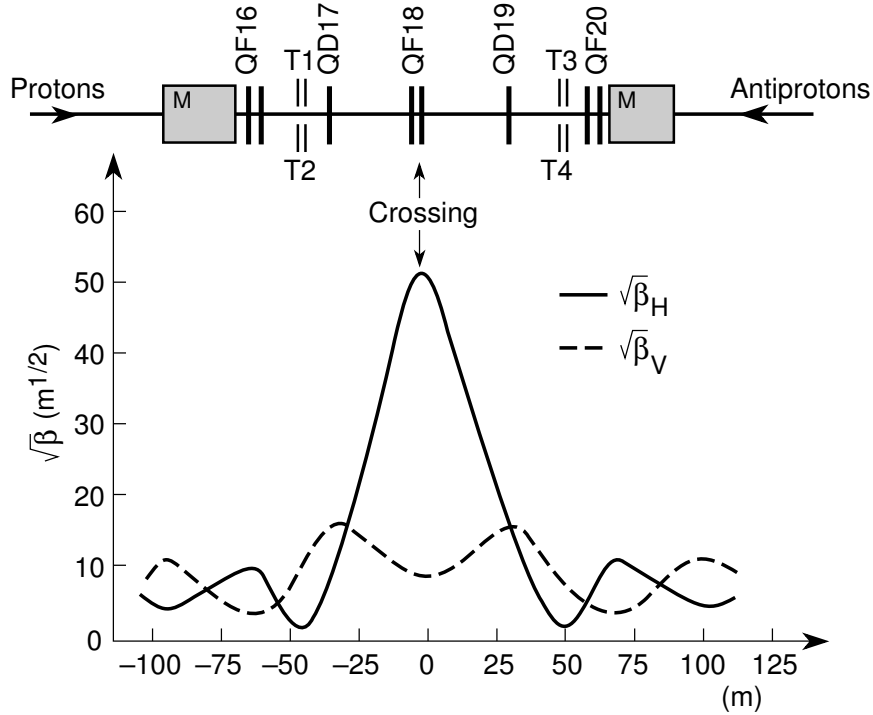


FIG. 3.3 – L'optique des faisceaux et la zone expérimentale.

3.4 L'expérience UA4/2

Afin d'accéder au domaine angulaire désiré ($100 \mu\text{rad}$), il est impératif de disposer de détecteurs à l'intérieur du tube à vide du collisionneur. Nous avons utilisé pour cela la technique des pots romains, qui doivent leur nom à l'université de Rome (Sezione Sanità) où ils ont été fabriqués pour la première fois, pour être utilisés auprès des anneaux des ISR au CERN [29].

3.4.1 Les pots romains

Il s'agit de cylindres en acier de 30 cm de diamètre, que l'on adapte dans le tube à vide du collisionneur grâce à un soufflet métallique. Le fond du cylindre (côté faisceau) est fermé par une fenêtre en acier de 0.2 mm d'épaisseur. Le soufflet est fixé au rebord extérieur, qui demeure ouvert afin de pouvoir y introduire les détecteurs. Les détecteurs se retrouvent ainsi sous pression atmosphérique, dans l'acceptance du tube à vide (figure 3.4).

Deux fenêtres latérales en acier ayant une épaisseur de 0.1 mm ont été réalisées sur la paroi de chaque pot, sur le chemin des particules diffusées, de façon à permettre le passage de ces particules du tube à vide au détecteur, en minimisant les interactions multiples, tout en assurant le maintien du vide dans le collisionneur.

Huit pots romains ont été installés dans la section droite LSS4. Nous appelons "paires" les pots qui se font face de chaque côté du tube et "bras" les combinaisons de pots traversées par les particules issues du point d'interaction (les bras T1, T2, T3 et T4 de la figure 3.3).

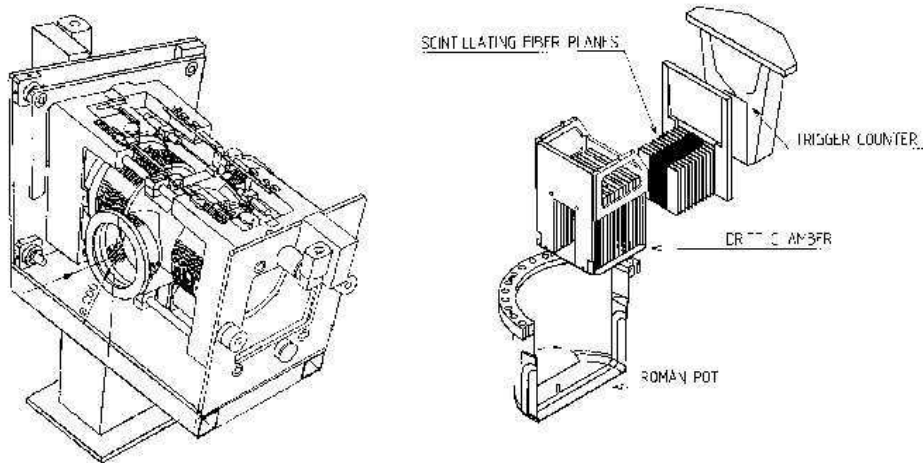


FIG. 3.4 – Paires de pots romains adaptés sur le tube à vide (gauche) et ensemble de détection introduit dans un pot romain (droite).

Nous définissons aussi les "téléscopes", combinaisons de bras compatibles avec une diffusion élastique (T1-T4 et T2-T3).

Le système de soufflets permettait de déplacer les pots vers le faisceau, ou de les retirer, au moyen de moteurs électriques asservis depuis la salle de contrôle. La distance entre les pots de chaque paire était mesurée par trois jauges micrométriques, avec une précision de $10 \mu\text{m}$. La déformation concave du fond des pots, due à la pression atmosphérique, a été compensée par des moyens mécaniques [45]. Cette correction a permis de s'approcher du faisceau d'un millimètre supplémentaire.

Les paires de pots ont été installées de part et d'autre des deux points où la condition $\Delta\mu = \pi/2$ est satisfaite. Les matrices de transfert 3.43 ont été calculées pour ces deux points, pour les coordonnées horizontale et verticale [27]. Les positions des pots le long du collisionneur ont été mesurées avec une précision de $100 \mu\text{m}$.

Chaque pot accueille un système de détection comprenant une chambre à dérive, un détecteur à fibres et un compteur de déclenchement.

3.4.2 Les chambres à dérive

Les coordonnées horizontales des particules diffusées sont mesurées dans chacun des pots par une chambre à dérive. Chaque chambre est constituée de quatre plans de dérive consécutifs, ayant chacun trois fils d'anode verticaux et portés à une tension positive de 1600 V.

Les trois fils d'anode constituent trois cellules de dérive, séparées de leurs voisines de plan par deux fils de séparation, portés à -2700 V . Le plan ainsi défini par les trois fils sensibles et les deux paires de fils de séparation est encadré par un dégradeur de potentiel : deux plans de fils espacés de 2 mm et disposés à $\pm 3 \text{ mm}$ du milieu du plan de dérive (figure 3.5). Ces fils sont soumis à un dégradé de potentiel le long de la cellule de dérive, de façon à obtenir un champ de dérive uniforme de 1300 V/cm . Le gaz utilisé était un mélange 50 % argon- 50 % éthane.

Les chambres à dérive mesurent le temps de dérive t_d , qui est la différence entre l'instant

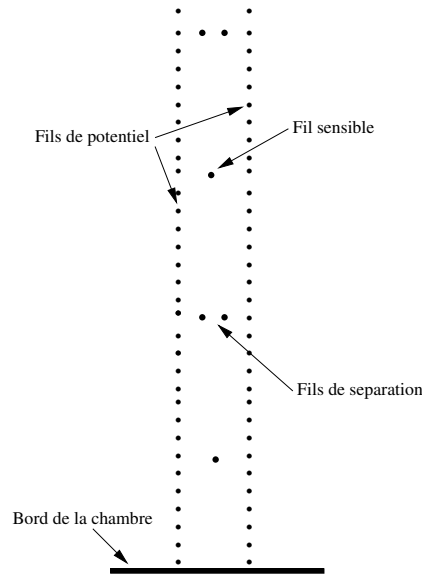


FIG. 3.5 – Vue schématique de deux cellules de dérive voisines.

du déclenchement de l'expérience et l'instant de l'arrivée du signal au fil sensible considéré. La coordonnée horizontale x est donnée par :

$$|x - x_f| = v_d(t_d - t_0) \quad (3.51)$$

où x_f est la position du fil sensible, v_d la vitesse de dérive des électrons et t_0 l'origine du temps de dérive, qui tient compte des temps de vol et de la longueur des câbles. Les ambiguïtés gauche-droite, responsables de l'apparition de la valeur absolue dans la relation 3.51 sont levées en exigeant plus de deux plans touchés par chambre, car les quatre plans de dérive ont été décalés à cet effet.

La calibration des chambres à dérive consiste à déterminer les douze valeurs de t_0 (un pour chaque fil sensible) et la vitesse de dérive v_d pour chaque chambre. Seules les traces reconstruites par les quatre plans, et qui passent à une distance minimale de 2 mm des bords de la chambre et des fils sensibles sont considérées.

On utilise des couples de traces qui passent chacune d'un côté différent du fil dont on veut calculer le t_0 , et qui passent du même côté des fils d'au moins deux des trois autres plans. Cette sélection permet de ne garder que le terme $v_d t_0$ du fil que l'on veut calibrer en calculant les différences des coordonnées des deux traces mesurées par les trois fils (cf. relation 3.51).

En égalisant ces différences avec les différences des coordonnées ajustées, le t_0 est calculé en fonction des temps de dérive mesurés et des positions longitudinales des fils sensibles. Une valeur de v_d est aussi déduite, et la procédure est recommencée jusqu'à la convergence des douze t_0 de chaque chambre. La méthode est décrite en détail dans [45]. Les vitesses de dérive calculées étaient proches de la vitesse attendue de $52.5 \mu\text{m}/\text{ns}$, qui fut finalement utilisée.

Une résolution typique de $150 \mu\text{m}$ par plan de dérive fut obtenue, donnant une résolution de $75 \mu\text{m}$ par chambre et donc d'environ $50 \mu\text{m}$ par bras. Lors de la reconstruction des traces,

une efficacité de 99.5 % par bras a été obtenue, en demandant une réponse de la part d'au moins quatre plans de dérive, avec au moins un plan dans chacun des pots.

3.4.3 Les détecteurs à fibres

Un assemblage de douze plans de quarante fibres scintillantes chacun mesure les coordonnées verticales dans chaque pot. Les fibres ont un diamètre de 1 mm, une longueur utile de 11 cm, et sont lues par quarante photomultiplicateurs.

Le multiplexage des 480 fibres sur les quarante photomultiplicateurs a été optimisé de façon à minimiser les fausses traces. Un exemple est montré en figure 3.6 : chacune des douze fibres lues par les photomultiplicateurs touchés est projetée sur l'axe vertical. La coordonnée de la particule diffusée correspond au plus grand pic, auquel contribuent les fibres qui ont réellement vu la particule.

La résolution typique obtenue est de 40 μm par bras.

Le multiplexage a un effet sur l'efficacité des fibres des pots externes (le deuxième pot, dans l'ordre de la traversée par des particules issues du point de collision) : l'efficacité obtenue passe de 99.75 % pour les détecteurs à fibres des pots internes, à 98.5 % pour ceux des pots externes. En effet, les interactions multiples sont responsables de l'augmentation de la multiplicité des traces dans les pots externes. Cet effet, négligeable pour les chambres à dérive, réduit fortement les capacités du détecteur à fibres, dont les performances se détériorent très vite dans un environnement à traces multiples, à cause du multiplexage.

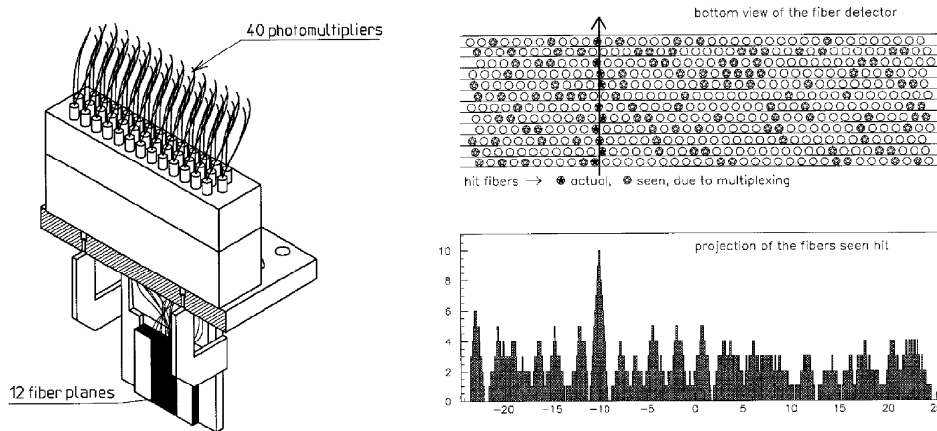


FIG. 3.6 – Vue générale et principe de fonctionnement du détecteur à fibres.

3.4.4 Le système de déclenchement

Des plaques de scintillateur viennent compléter le dispositif introduit dans les pots romains. Elles ont une longueur de 110 mm pour une hauteur de 45 mm et sont lues par deux

photomultiplicateurs indépendants. Chaque pot participe ainsi au déclenchement avec le "ou logique" des deux photomultiplicateurs.

Le déclenchement sur les diffusions élastiques est un "ou exclusif" des deux télescopes T1-T4 et T2-T3, définis dans la section 3.4.1 et la figure 3.3.

Chaque télescope est lui même déclenché par une coïncidence de ses deux bras, et chaque bras est une coïncidence du déclenchement de ses deux pots. Une uniformité du signal des compteurs de 99.8 % sur toute leur acceptance a été mesurée.

Huit compteurs à scintillation sont glissés dans chaque pot, entre le détecteur à fibres et le compteur de déclenchement. Ils ont une longueur de 110 mm et une largeur de 5.5 mm et sont empilés verticalement, et viennent ainsi apporter un complément à l'information verticale des fibres.

3.4.5 Les compteurs de luminosité

Ce sont quatre assemblages de quatre scintillateurs en polystyrène qui encadrent le tube à vide du collisionneur (figure 3.7), fixés de part et d'autre du point d'interaction. Ils ont servi à mesurer la position longitudinale du point d'interaction, et à calculer la luminosité relative, non utilisée ici, mais ayant servi dans la mesure de la section efficace totale [26].

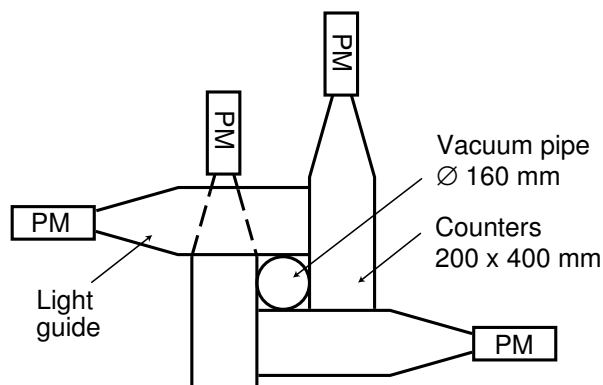


FIG. 3.7 – Les quatre scintillateurs d'un compteur de luminosité.

3.5 Les données collectées

UA4/2 a acquis des données auprès du $S\bar{p}pS$ durant une période spéciale de cinq semaines en novembre et décembre 1991. L'optique spéciale (cf. section 3.3.3) a permis d'approcher les détecteurs jusqu'à une distance de 4 mm de l'axe du faisceau, atteignant ainsi une quadri-impulsion transférée minimale de $3 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2$. Nous avons collecté 1.5 millions d'événements à un taux de 3 Hz, dont environ 65 % étaient des diffusions élastiques proton-antiproton.

3.6 Détermination de la distribution expérimentale $\frac{dN}{dt}$

3.6.1 La sélection des diffusions élastiques

Après la reconstruction des traces qui traversent les quatre bras, les coordonnées des traces à leur passage au point $\Delta\mu = \pi/2$ ont été déterminées en utilisant les paramètres ajustés. Ces coordonnées sont notées $x_p^{\pi/2}$, $x_{\bar{p}}^{\pi/2}$, $y_p^{\pi/2}$ et $y_{\bar{p}}^{\pi/2}$. Les indices p et \bar{p} renvoient au proton et à l'antiproton diffusé, et l'indice $\pi/2$ indique que ce sont les coordonnées extrapolées au point $\Delta\mu = \pi/2$. Nous pouvons ainsi calculer les angles de diffusion dans chaque bras, en vertu des relations 3.49 et 3.50.

Les angles de diffusion doivent être identiques pour le proton et l'antiproton. Cela nous conduit aux critères de sélection suivants :

$$\left| \frac{x_p^{\pi/2}}{L_{h,p}^{eff}} - \frac{x_{\bar{p}}^{\pi/2}}{L_{h,\bar{p}}^{eff}} \right| < 14 \mu\text{rad} \quad (3.52)$$

$$\left| \frac{y_p^{\pi/2}}{L_{v,p}^{eff}} - \frac{y_{\bar{p}}^{\pi/2}}{L_{v,\bar{p}}^{eff}} \right| < 214 \mu\text{rad} \quad (3.53)$$

où les indices des longueurs effectives sont explicites : axe horizontal ou vertical, et valeur au point $\Delta\mu = \pi/2$ du côté proton ou antiproton. Les valeurs précises des longueurs effectives sont données dans [27].

Une valeur plus grande de colinéarité est tolérée dans l'axe vertical parce que l'angle de diffusion vertical dépend de la position verticale du faisceau, terme que l'on avait négligé (relation 3.50).

La colinéarité dans l'axe horizontal est montrée sur la figure 3.8.

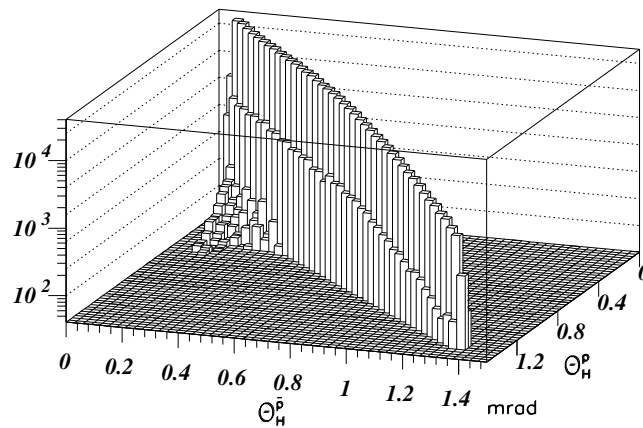


FIG. 3.8 – Colinéarité horizontale.

Des coupures fiduciaires complètent les critères de sélection. Les particules diffusées doivent être éloignées d'au moins $x_{min} = 1$ mm du bord du détecteur situé du côté du faisceau, et d'au moins 2 mm des autres bords de l'acceptance. Ces bords sont définis par la forme de marguerite à quatre pétales caractéristique des quadrupoles, ainsi que par la position des pots romains. La coupure sur x_{min} correspond à une distance minimale du faisceau de 6.5 mm et 5.5 mm pour les télescopes T1-T4 et T2-T3 respectivement.

Le nombre total de diffusions élastiques sélectionnées était de 785 000 événements. La quadri-impulsion transférée minimale utilisée pour la suite de la mesure était de $t = 0.75 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$, et la valeur maximale était de 0.12 GeV^2 .

La quadri-impulsion transférée a été calculée en fonction des angles de diffusion et de l'impulsion du faisceau (relation 3.4). Les angles utilisés dans ce calcul étaient la moyenne des deux angles mesurés à chacun des bras de l'événement.

3.6.2 L'acceptance

La distribution expérimentale de $\frac{dN}{dt}$ doit être corrigée de l'acceptance. Celle-ci a été évaluée de deux façons :

- Une simulation de diffusions élastiques qui reproduit tous les effets de l'optique du collisionneur, ainsi que ceux du détecteur.
- Un calcul purement géométrique, qui détermine la portion de l'ellipse $t = \text{constante}$, interceptée par les coupures fiduciaires.

Ces deux méthodes donnaient les mêmes résultats, et la distribution expérimentale de $\frac{dN}{dt}$ fut divisée par l'acceptance $A(t)$ déterminée par simulation.

3.6.3 Le bruit de fond

L'étape suivante dans la détermination de la distribution expérimentale $\frac{dN}{dt}$ est l'estimation puis la soustraction du bruit de fond.

La symétrie de croisement suggère que la fraction du bruit de fond est constante dans des bandes diagonales $\theta_{h,p} + \theta_{h,\bar{p}} = \text{constante}$ dans le plan $(\theta_{h,p}, \theta_{h,\bar{p}})$.

Pour évaluer le bruit de fond sous le signal, c'est à dire dans la bissectrice $\theta_{h,p} = \theta_{h,\bar{p}}$ élargie par la coupure 3.53, cette coupure a été levée. Nous avons donc pu estimer le nombre d'événements de bruit de fond plat à l'extérieur de la coupure, et en déduire la fraction de ce même bruit de fond sous le signal.

Cette estimation a été réalisée pour chaque bande, dont on a aussi calculé la quadri-impulsion transférée moyenne. Nous avons donc une distribution de la fraction du bruit de fond en fonction de t , que l'on a pu aisément soustraire de $\frac{dN}{dt}$.

La fraction de bruit de fond variait de 0.02 % vers la limite supérieure de l'intervalle en t mesuré, jusqu'à 1.5 % à la plus petite valeur de t .

Le bruit de fond à grand t est dû aux événements diffractifs, dont une simulation a confirmé la fraction. A petit t , le bruit de fond est totalement dominé par les coïncidences fortuites de particules s'échappant des deux faisceaux.

La distribution finale du carré de la quadri-impulsion transférée mesurée par UA4/2 est montrée dans la figure 3.9. La remontée coulombienne ainsi que la pente diffractive y sont clairement visibles. Les valeurs numériques par intervalle de t ont été publiées dans [25].

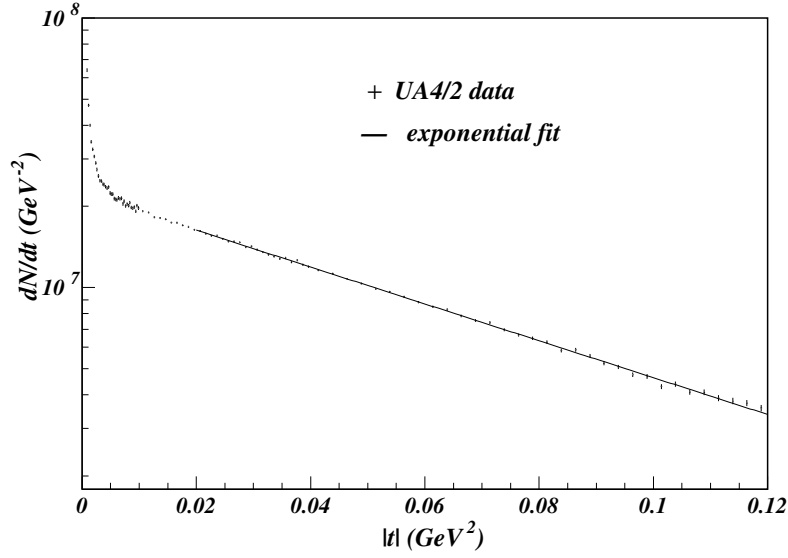


FIG. 3.9 – La distribution mesurée de $\frac{dN}{dt}$.

3.7 La détermination de ρ

L'expression théorique 3.14 a été ajustée à la distribution de la figure 3.9. La normalisation a été laissée libre. Un premier ajustement où tous les paramètres inconnus ont été ajustés a permis de trouver

$$\sigma_{tot} = 63 \pm 1.5(stat) \pm 3(syst) \text{ nb} \quad (3.54)$$

où l'erreur systématique est dominée par l'incertitude sur l'acceptance à petit t .

Nous avons donc décidé de nous affranchir de cette incertitude et d'utiliser le résultat de UA4 [46] :

$$(1 + \rho^2)\sigma_{tot} = 63.3 \pm 1.5 \text{ nb} \quad (3.55)$$

UA4 possédait en effet un détecteur qui mesurait le taux de collisions inélastiques dans un domaine angulaire différent.

En renouvelant l'ajustement après avoir pris soin de remplacer $(1 + \rho^2)\sigma_{tot}$ par sa valeur dans l'expression 3.14, on obtient :

$$\rho = 0.135 \pm 0.007 (stat) \quad (3.56)$$

$$b = 15.52 \pm 0.07 (stat) \text{ GeV}^{-2} \quad (3.57)$$

$$\chi^2/N.D.L = 1.1 \quad (3.58)$$

La figure 3.10 montre le résultat de l'ajustement dans la région à petit t .

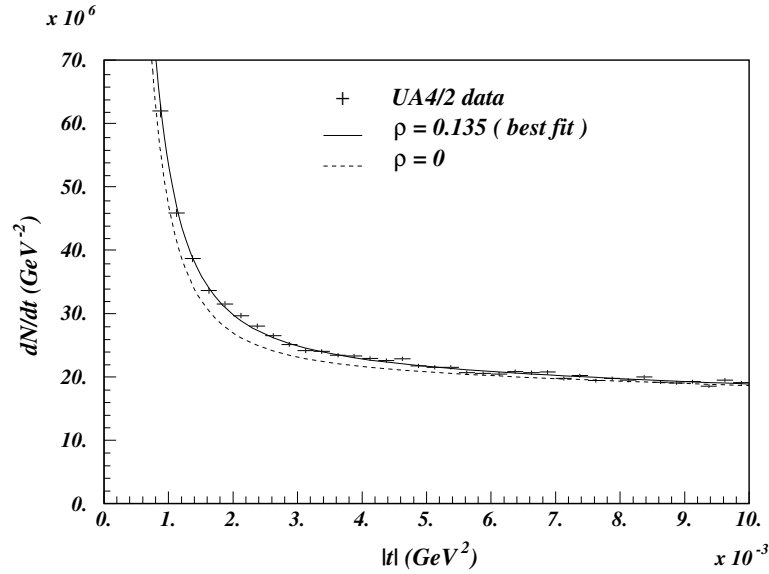


FIG. 3.10 – Résultat de l’ajustement dans la région des petites valeurs de la quadri-impulsion transférée.

Une estimation attentive des erreurs systématiques a été réalisée :

- L’échelle angulaire : Elle a été variée en changeant la distance entre les fils des chambres à dérive de $\pm 50 \mu\text{m}$, ce qui a eu un effet de 0.003 sur ρ . Cette erreur est conservatrice car des mesures métrologiques ont montré que les distances entre les fils étaient connues avec une précision de $20 \mu\text{m}$.
 - L’acceptance : C’est l’erreur systématique la plus importante, car la coupure sur x_{min} conditionne la valeur minimale accessible de t . Une acceptance recalculée en variant la coupure sur x_{min} de $\pm 0.5 \text{ mm}$ a permis d’évaluer l’erreur systématique sur ρ due à l’acceptance à 0.01.
 - Le bruit de fond : En faisant varier le bruit de fond soustrait de $\pm 50\%$, nous avons estimé l’incertitude ainsi introduite à 0.005 sur la valeur de ρ .
 - L’angle et la position des faisceaux : Les angles de diffusion au point de collision ont été calculés en supposant les faisceaux parfaitement alignés dans l’axe de la machine. En outre, nous avons vu que la taille verticale du faisceau n’a pas été prise en compte. L’effet de la taille verticale du faisceau a été simulé, et l’angle vertical du faisceau a été ajusté de façon à obtenir des distributions de coordonnées verticales symétriques dans les deux bras de chaque télescope. Une valeur de $\theta_v^f = 7 \pm 5 \mu\text{rad}$ a été obtenue. L’angle horizontal a été ajusté en imposant l’égalité des deux valeurs de ρ trouvées dans les deux télescopes ($\theta_h^f = 1 \pm 1 \mu\text{rad}$).
- L’ensemble de ces erreurs a été estimé à 0.005.

Notons que l’erreur sur t introduite par l’incertitude sur l’impulsion du faisceau est négligeable, depuis la mesure de l’impulsion des protons du $S\bar{p}pS$ en utilisant la différence de leur fréquence de rotation avec celle des ions d’oxygène [47]. Le résultat était de $270.5 \pm 0.1 \text{ GeV}/c$.

La position longitudinale du point d'interaction a été mesurée pendant toute la période de prise de données grâce aux temps de vol fournis par les compteurs de déclenchement et les compteurs de luminosité. Elle ne contribue pas à l'erreur systématique.

En ajoutant l'erreur statistique issue de l'ajustement, l'erreur totale sur ρ est de 0.015. Nous pouvons donc écrire le résultat de UA4/2 :

$$\rho_{p\bar{p}}(541 \text{ GeV}) = 0.135 \pm 0.015 \quad (3.59)$$

Cette valeur est en accord avec les prédictions des mesures antérieures, annule et remplace l'ancienne mesure de UA4 [20]. L'ajout d'un oddéron, c'est à dire d'un terme impair sous le croisement $p \leftrightarrow \bar{p}$ à haute énergie n'est plus nécessaire pour reproduire les données expérimentales.

Cette mesure a été réalisée avec une meilleure optique, un meilleur détecteur, et une statistique onze fois plus grande que l'ancienne mesure.

3.8 L'extrapolation aux hautes énergies

Comme prévu dans la section 3.2.3, nous allons maintenant incorporer la nouvelle mesure 3.59 à toutes les mesures disponibles de ρ et σ_{tot} , pour les diffusions pp et $p\bar{p}$, et ajuster à ces mesures l'expression 3.25 en utilisant la paramétrisation 3.36. Nous obtenons :

$$C_1 = 42.5^{+2.0}_{-1.6} \quad (3.60)$$

$$C_2 = 25.5^{+0.5}_{-0.4} \quad (3.61)$$

$$C_0 = 30.0^{+3.0}_{-4.0} \quad (3.62)$$

$$x_3 = 2.25^{+0.35}_{-0.31} \quad (3.63)$$

$$x_1 = 0.45^{+0.08}_{-0.06} \quad (3.64)$$

$$x_2 = 0.565^{+0.005}_{-0.004} \quad (3.65)$$

$$C_3 = 0.10^{+0.15}_{-0.06} \quad (3.66)$$

$$B = -57.0 \pm 4.0 \quad (3.67)$$

$$\chi^2/N.D.L = 78.5/95 \quad (3.68)$$

Les sections efficaces sont en mb et les énergies en GeV.

Le résultat de l'ajustement est visible sur les figures 3.11 et 3.12. La figure 3.11 montre que les mesures de la section efficace totale au Tevatron par CDF [48] et E710 [34] sont compatibles avec l'ajustement.

Les grandes erreurs sur C_3 et x_3 traduisent la forte corrélation entre ces deux paramètres. La borne de Froissart paraît saturée. Un ajustement avec x_3 fixé à 1 a donné $\chi^2/N.D.L = 82/96$. L'absence de mesures au-delà des énergies du Tevatron réduit la puissance prédictive des relations de dispersion et ne permet pas de conclusion au sujet de la borne de Froissart. Les mesures au LHC (*Large Hadron Collider*) seront très utiles.

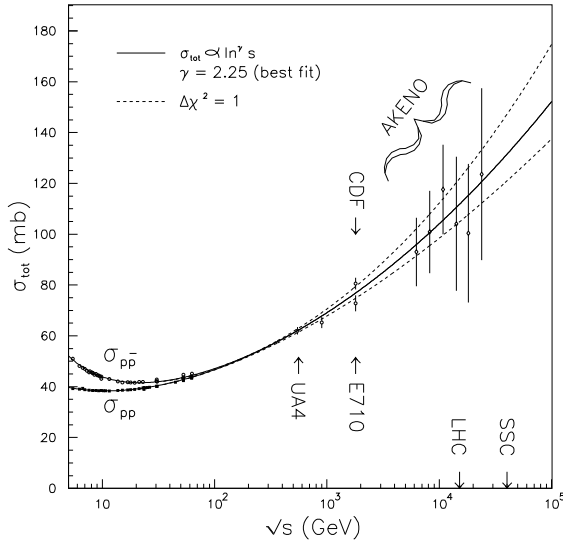


FIG. 3.11 – Résultat de l’ajustement des sections efficaces totales proton-proton et proton-antiproton.

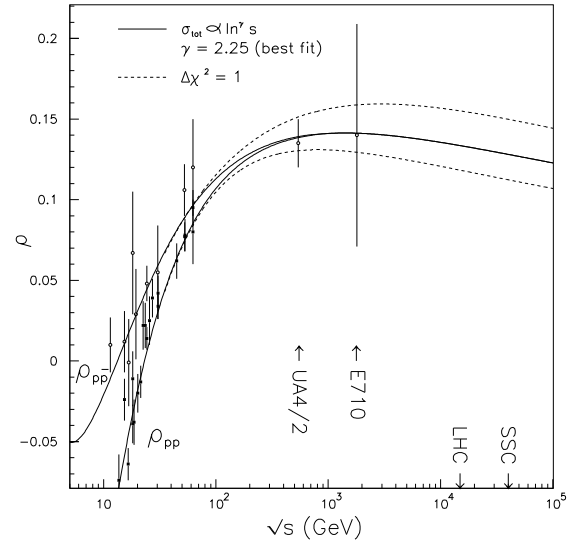


FIG. 3.12 – Résultat de l’ajustement du paramètre ρ pour les diffusions proton-proton et proton-antiproton.

3.9 Les événements diffractifs : de nouveaux outils pour la QCD

L’observation d’événements à ”grand intervalle de rapidité” auprès de HERA à DESY¹ [49] et auprès du Tevatron à Fermilab² [50] dans les années qui suivirent la mesure de UA4/2 a ouvert une nouvelle fenêtre sur l’interaction forte dans le régime non perturbatif, et a levé un coin de voile sur la nature du poméron. De tels événements avaient déjà été observés et étudiés auprès du $S\bar{p}pS$ par l’expérience UA8 [51].

3.9.1 Les mesures auprès de HERA

Les expériences H1 et ZEUS auprès du collisionneur électron-proton³ HERA ont enregistré un nouveau type d’événements dit ”à grand intervalle de rapidité”, où on observe l’électron diffusé, un système hadronique dans la partie centrale, et aucune particule entre la direction du proton incident (où se trouve le proton diffusé ou ses débris) et le système hadronique central.

L’absence d’activité hadronique dans une région peuplée habituellement grâce à l’hadronisation des partons issus de l’interaction de couleur entre le(s) parton(s) échangé(s) et le proton (ou ses débris), fut interprétée comme une absence de charge de couleur dans le système échangé.

¹Hambourg, Allemagne.

²Batavia, Illinois, Etats-Unis.

³Electron désigne ici électron ou positron, le collisionneur HERA pouvant fonctionner avec l’un ou l’autre.

Ces événements seraient donc une collision entre le photon (virtuel ou quasi-réel) émis par l'électron et une entité sans couleur émise par le proton : le poméron (figure 3.13), rencontré dans les diffusions élastiques et auquel est attribuée l'augmentation des sections efficaces hadroniques à haute énergie.

Ces collisions appartiennent à la classe des événements diffractifs car le proton incident est dévié en perdant typiquement 1 % de son impulsion longitudinale et en acquérant au passage une impulsion transverse de l'ordre de 100 MeV/c dans le cas de la diffraction élastique, ou subit une dissociation diffractive en produisant un état lié baryonique dont la direction demeure très proche de celle du faisceau, dans le cas inélastique.

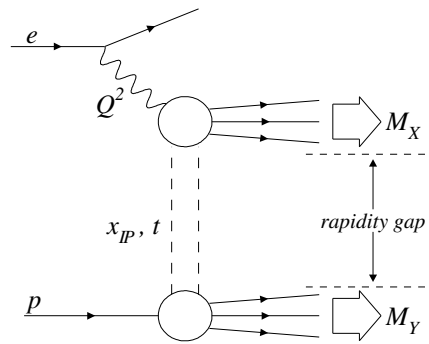


FIG. 3.13 – Événement à grand intervalle de rapidité à HERA : interaction entre un photon virtuel et un poméron. Le système Y est soit le proton diffusé élastiquement, soit les produits de sa dissociation diffractive. Figure extraite de la référence [52].

La cinématique des collisions délivrées par HERA est particulièrement intéressante car elle permet de sonder le poméron avec un projectile ayant un grand pouvoir de résolution : le photon virtuel, dont le carré de la quadri-impulsion Q^2 caractérise l'échelle à laquelle le poméron est sondé.

Cela a permis la détermination des fonctions de distribution des partons à l'intérieur du poméron [53] [54] [55], en mesurant la section efficace différentielle de diffraction inclusive $e p \rightarrow e X Y$ et en utilisant l'hypothèse de la factorisation. Cette hypothèse stipule que l'émission du poméron par le proton, et l'interaction du photon virtuel avec le poméron sont deux processus indépendants, qui peuvent être calculés séparément, et sont donc simplement factorisés dans le calcul théorique de la section efficace.

Pour cela, il faut d'abord exprimer la section efficace du processus diffractif comme une convolution entre les sections efficaces partoniques $d\hat{\sigma}^{e i}(x, Q^2)$ (les mêmes que celles des autres processus) et des fonctions de distribution diffractives $f_i^D(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t)$, ayant pour contrainte la diffusion élastique du proton incident ou sa dissociation diffractive :

$$d\sigma^{e p \rightarrow e X Y} = \sum_i f_i^D(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) \otimes d\hat{\sigma}^{e i}(x, Q^2) \quad (3.69)$$

où la somme porte sur tous les partons i du proton, x est la fraction de l'impulsion du proton emportée par le parton i et t le carré de la quadri-impulsion transférée au proton de l'état final (ou aux produits de sa dissociation).

On peut alors écrire les fonctions de distribution sous forme du produit d'un flux de pomérons $f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ et de la fonction de distribution du parton i dans le poméron $f_i(\beta, Q^2)$, où $\beta = x/x_{\mathbb{P}}$ est la fraction de l'impulsion du poméron emportée par le parton participant :

$$f_i^D(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) = f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) \times f_i(\beta, Q^2) \quad (3.70)$$

La forme générale des fonctions f_i est celle communément utilisée pour les densités de partons :

$$xf_i(x, Q_0^2) = A_i x^{B_i} (1-x)^{C_i} \quad (3.71)$$

où Q_0^2 est une valeur particulière de la quadri-impulsion du photon, choisie en fonction des données de l'expérience. La dépendance en fonction de Q^2 des fonctions de densité demeure régie par les équations d'évolution de DGLAP [56].

Le flux de pomérons est donné par la théorie de Regge :

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = A_{\mathbb{P}} \frac{e^{Bt}}{x_{\mathbb{P}}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}} \quad (3.72)$$

où l'on reconnaît la trajectoire de Regge du poméron $\alpha_{\mathbb{P}}(t)$ (cf. section 3.2.4) et la pente qui caractérise les interactions nucléaires (cf. section 3.2.1). La normalisation $A_{\mathbb{P}}$ est fixée pour une valeur particulière de $x_{\mathbb{P}}$.

Les collaborations H1 et ZEUS ont déterminé les paramètres du flux de pomérons en analysant les événements diffractifs élastiques, où le proton demeuré intact, est détecté près du faisceau par des dispositifs adaptés mis dans des pots romains [57] [55]. Ces analyses ont d'ailleurs montré que pour les petites valeurs de β et les grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$, il était nécessaire d'introduire un second terme de Regge, ayant une trajectoire compatible avec un échange de mésons ω , ρ , a et f_2 , comme dans les interactions hadron-hadron.

Après avoir mesuré le flux de pomérons, H1 et ZEUS ont pu extraire les fonctions de structure diffractives en mesurant les sections efficaces différentielles inclusives des événements à grand intervalle de rapidité, dans le régime de diffusion inélastique profonde ($Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$). Dans ce contexte, le caractère inclusif désigne tous les états finals présents dans le système du photon diffracté.

Les résultats suggèrent très fortement une dominance des gluons dans la composition du poméron : les gluons emportent environ 70 % de l'impulsion longitudinale du poméron. Afin de mieux contraindre la densité de gluons dans le poméron, H1 a aussi ajusté de nouvelles fonctions de structure en utilisant la production diffractive de di-jets. Ceux ci sont produits par la fusion photon-gluon et sont donc plus sensibles au contenu gluonique du poméron [58].

L'ordonnée à l'origine de la trajectoire du poméron mesurée par H1 ($\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.118_{-0.013}^{+0.030}$ dans [54]) est légèrement supérieure à la valeur ajustée aux données des collisions hadron-hadron [40]. En outre, la collaboration ZEUS observe une dépendance de ce paramètre en fonction de l'échelle Q^2 , ce qui pourrait indiquer que la factorisation n'est pas le bon modèle, alors que H1 n'observe pas une telle dépendance.

Les densités de partons ainsi obtenues ont été intégrées dans les générateurs d'événements diffractifs [59] et utilisées pour prédire les sections efficaces et les distributions cinématiques d'autres canaux diffractifs. Ces prédictions ont été confirmées par les mesures concernant les distributions cinématiques des hadrons [52], la multiplicité des hadrons chargés [60], la production diffractive de di-jets [61] et la production diffractive de hadrons charmés [62]. La collaboration H1 a aussi mesuré la section efficace diffractive du courant chargé, où le poméron interagit avec un boson W émis par l'électron, mesure en accord avec les prédictions [54].

D'après la collaboration H1, la diffraction de photons quasi-réels (régime à très petit Q^2 , $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$, appelé aussi photoproduction) viole la factorisation [63].

La collaboration ZEUS n'observe pas cette violation [64]. La figure 3.14 extraite de la référence [65] illustre la violation de la factorisation observée par H1, en montrant le rapport de la section efficace de photoproduction des di-jets mesurée par H1 à la section efficace prédite par les fonctions de structure du poméron, en fonction de quelques variables cinématiques. Ce rapport est inférieur à 1 de façon significative.

Cet apparent désaccord entre les deux expériences, ainsi que la violation probable de la factorisation suscitent de nombreux travaux théoriques.

Les travaux les plus prometteurs semblent être ceux qui différencient les photons résolus, qui ont fluctué en une paire $q\bar{q}$ avant d'interagir avec le poméron, des photons non résolus, qui interagissent directement avec le poméron [66]. La présence de hadrons dans le premier cas provoque une interaction de couleur avec le système baryonique diffusé (proton ou les produits de sa dissociation), et supprime ainsi une partie des événements avec grand intervalle de rapidité, et réduit d'autant la section efficace. Les auteurs ont calculé un facteur de suppression de 0.34, et ont prédit sa diminution aux grandes valeurs de x_γ^{jets} , la fraction de l'impulsion du photon emportée par les jets, car dans l'interaction directe ($x_\gamma^{jets} = 1$), l'intervalle de rapidité n'est pas supprimé. La figure 3.14-a montre que ce n'est pas le cas, et que le facteur de suppression est indépendant de x_γ^{jets} .

Dans un travail récent [67], Kaidalov et al. ont montré qu'en prenant en compte la composante ponctuelle du photon résolu (le photon résolu en un système hadronique interagit directement, comme un photon non résolu), ils rendaient les prédictions théoriques plus proches des mesures expérimentales. Ceci est illustré par la figure 3.15 extraite de la référence [65]. Cette figure montre le même rapport des sections efficaces expérimentale et théorique que la figure 3.14, avec les corrections du photon résolu et de sa composante ponctuelle. L'accord semble meilleur.

Au-delà de l'intérêt intrinsèque de ces mesures, la validation de la structure du poméron en dépend. Cette validation éclaire les mesures réalisées au Tevatron et sera très utile au LHC.

3.9.2 Les mesures auprès du Tevatron

Au Tevatron, la présence de particules de grande masse dans les produits de diffraction est la signature d'une interaction dure entre le poméron et au moins l'un des nucléons de l'état initial. Les expériences CDF et D0 ont exploité la présence de cette "échelle dure" afin de tester les mesures faites à HERA et réaliser leurs propres mesures sur la structure du poméron.

Les topologies des intervalles de rapidité dans les collisions hadroniques sont plus nombreuses et indiquent la présence de plusieurs processus, dont les plus fréquents sont la diffrac-

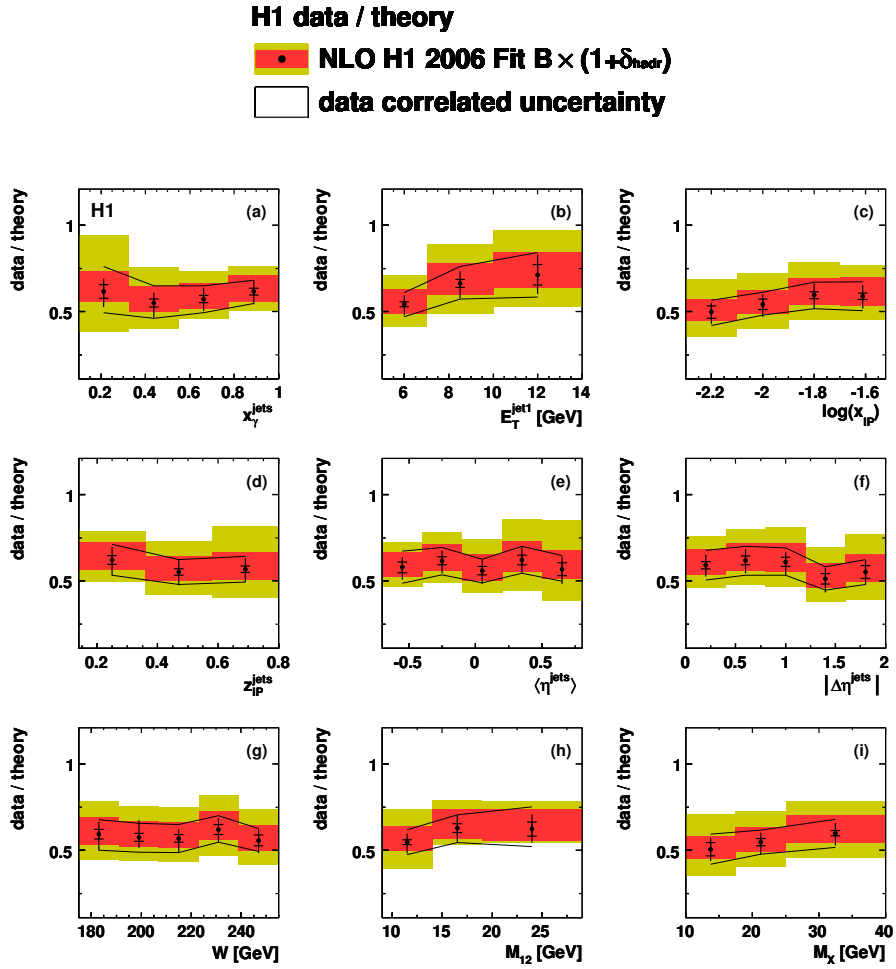


FIG. 3.14 – Rapport des sections efficaces différentielles de photoproduction de dijets mesurées par la collaboration H1 aux prédictions théoriques utilisant les fonctions de structure du poméron. Figure extraite de la référence [65].

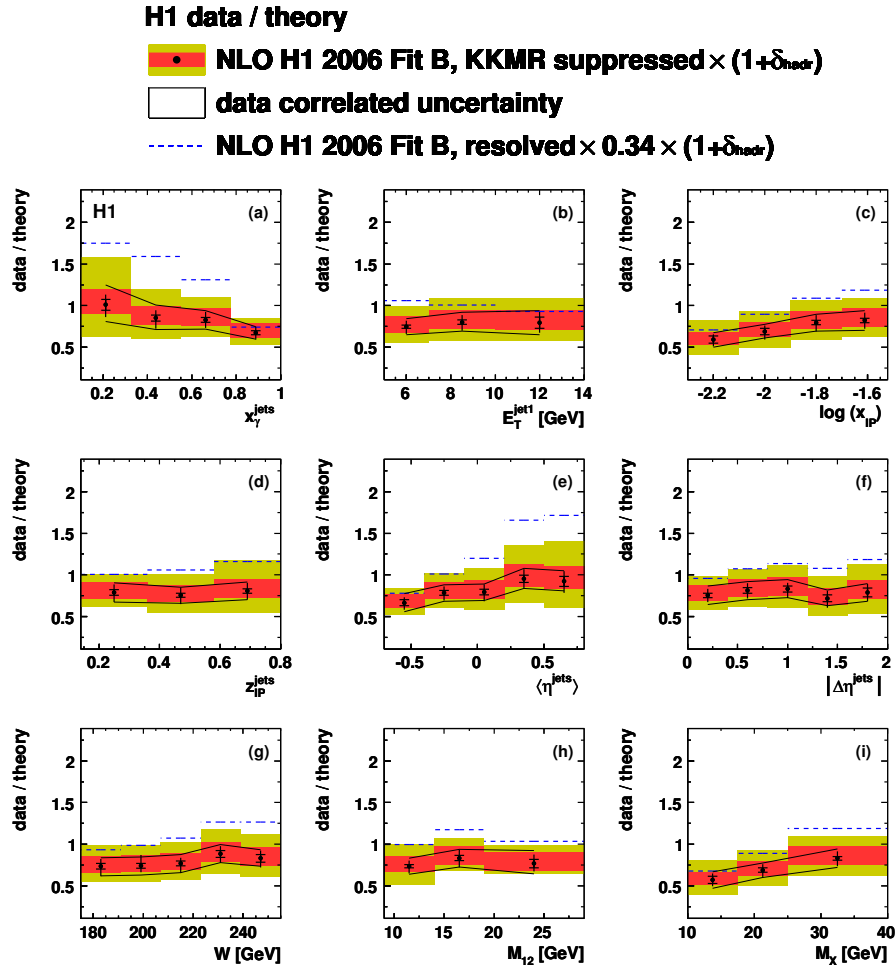


FIG. 3.15 – Rapport des sections efficaces différentielles de photoproduction de dijets mesurées par la collaboration H1 aux prédictions théoriques utilisant les fonctions de structure du poméron, corrigées des composantes résolue et ponctuelle du photon. Figure extraite de la référence [65].

tion simple, la double diffraction et le double échange de pomérons (figure 3.16). L'étude des proportions relatives de ces processus est aussi un test des modèles de diffraction. Ces modèles s'inspirent en général de la théorie de Regge pour les vertex d'émission des pomérons, et de la QCD pour les vertex de l'interaction dure, en utilisant l'hypothèse de la factorisation.

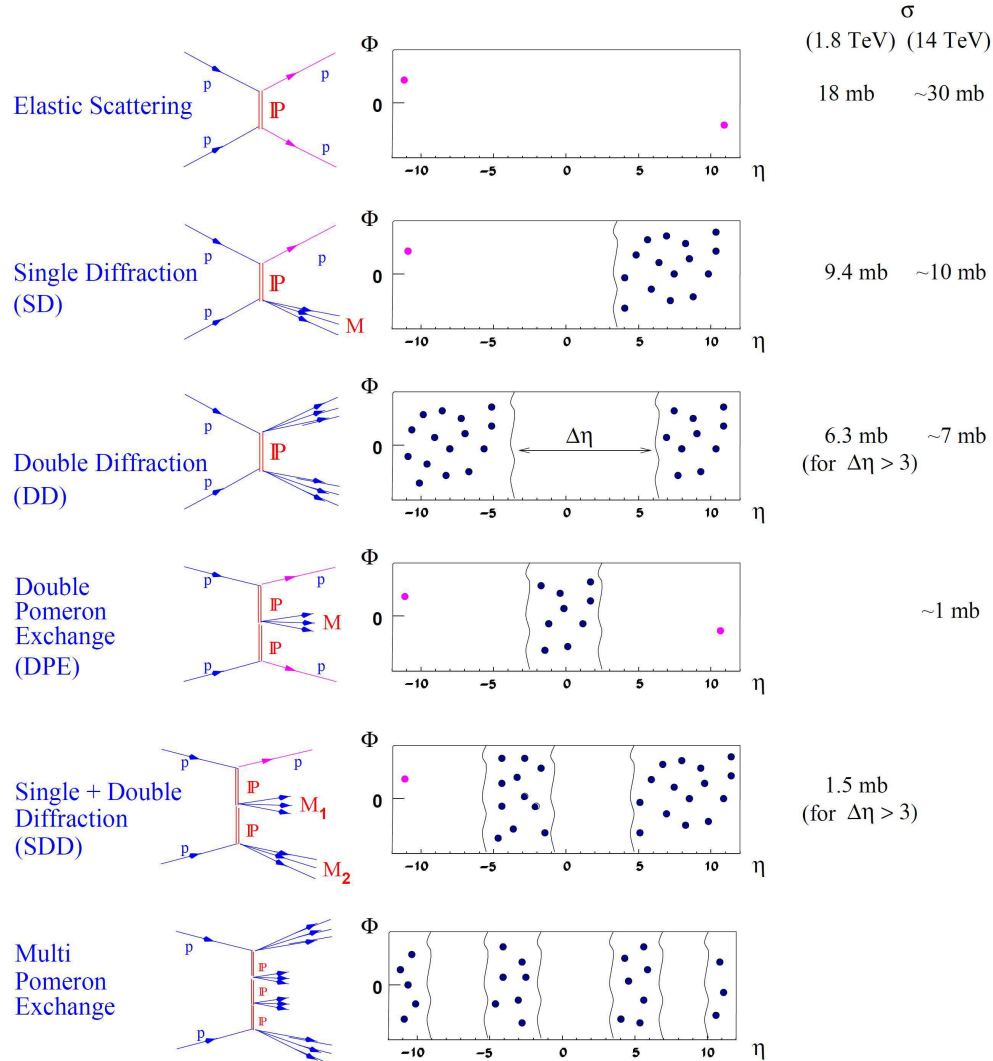


FIG. 3.16 – Les différentes classes de processus diffractifs, ainsi que leurs sections efficaces mesurées au Tevatron et estimées au LHC. Figure extraite de la référence [68].

La collaboration CDF a ainsi pu mesurer le rapport entre les taux inclusifs de production diffractive et totale du boson W [69] [70], des di-jets [71], des jets b [72], de la particule J/ψ [73] et du boson Z^0 [70]. La collaboration D0 a fait de même pour les bosons W et Z^0 [74] et pour les jets [75]. Dans tous les cas, ce rapport était plus petit d'un facteur 5 à 10 que les prédictions faites à partir des fonctions de structure diffractives mesurées à HERA, indiquant une violation de la factorisation.

Dans le cas d'une diffraction simple, on peut remonter à la quadri-impulsion transférée au poméron en détectant le proton ou l'antiproton demeuré intact. C'est ce qu'a pu réaliser CDF grâce à un système de pots romains situés du côté de l'antiproton diffusé. En mesurant les di-jets issus de la diffraction entre le poméron et le proton, CDF a pu mesurer les fonctions de structure diffractives de l'antiproton, et les comparer à celles mesurées à HERA [76]. Cette mesure a confirmé le résultat des événements diffractifs sélectionnés par la présence d'un intervalle de rapidité : les prédictions de HERA sont environ dix fois au dessus des mesures au Tevatron, indiquant encore une fois une possible violation de la factorisation.

CDF a aussi observé et étudié les autres canaux diffractifs, en étiquetant la diffraction du côté proton par un intervalle de rapidité et du côté antiproton en détectant l'antiproton dans le système des pots romains. Ces autres canaux sont le double échange de pomérons [77] [78], la double diffraction [79] et la diffraction mixte (diagramme SDD sur la figure 3.16) [80]. L'étude des rapports entre ces canaux a aussi montré que la factorisation naïve n'était pas le bon modèle.

Le modèle de Goulianos (cf. [81] et les références qui y sont mentionnées) semble reproduire les taux d'événements diffractifs observés. Ce modèle part de la description de Regge [82] et réinterprète la dépendance en t de la section efficace différentielle de diffraction comme la probabilité de survie de l'intervalle de rapidité (autrement dit la probabilité que cet intervalle demeure vide de particules). Une telle interprétation oblige à renormaliser cette expression à l'unité, d'où le nom de "modèle à intervalle renormalisé". Ce modèle rend compte de la diffraction simple et de la double diffraction, aussi bien aux énergies du Tevatron qu'à plus basse énergie (figures 3.17, 3.18 et 3.19).

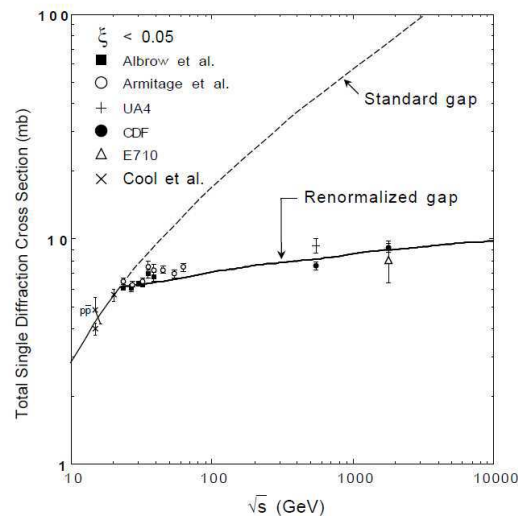


FIG. 3.17 – Sections efficaces de la diffraction simple proton-antiproton. Figure extraite de la référence [81].

Les résultats de HERA et du Tevatron ont donné lieu à un foisonnement de modèles et de corrections diverses à la factorisation, sans qu'aucun modèle ne s'impose. Aucune particule n'a encore été identifiée au poméron, et son universalité peut encore être contestée. Les interactions fortes à petite quadri-impulsion transférée continuent à être décrites par des modèles semi-empiriques, dont le plus populaire demeure celui de Regge.

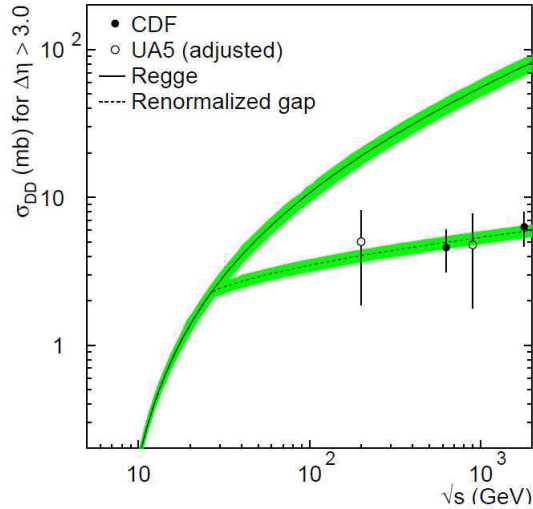


FIG. 3.18 – Sections efficaces de la diffraction double dans les collisions proton-antiproton. Figure extraite de la référence [81].

3.9.3 Les perspectives au LHC

Deux systèmes de pots romains permettront la détection des diffusions élastiques et l’identification des événements diffractifs auprès du LHC.

La collaboration TOTEM [68], dispose de deux stations de pots romains à ± 147 m et ± 220 m du point d’interaction de CMS (*Compact Muon Solenoid*) [83], pour mesurer les protons diffusés élastiquement, et de deux systèmes de détection à ± 9 m et ± 13.5 m, couvrant un domaine en pseudorapidité allant de $\eta = 3.1$ à 6.5 , pour mesurer les taux et les multiplicités des diffusions inélastiques. TOTEM projette ainsi de mesurer la section efficace totale proton-proton, indépendamment de la luminosité, en utilisant le théorème optique (cf. section 3.2.1), durant des périodes dédiées, où le LHC fonctionnera avec une optique à grand β (cf. section 3.3.3). TOTEM prévoit d’atteindre une quadri-impulsion transférée minimale de $-t = 2 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$. Les collaborations TOTEM et CMS comptent exploiter leurs acceptances complémentaires et acquérir des données combinées afin d’étudier les événements diffractifs.

La collaboration ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [84] projette aussi de mesurer σ_{tot}^{PP} grâce à des stations de pots romains situés à ± 240 m du point d’interaction, appelées le détecteur ALFA (*Absolute Luminosity For ATLAS*). ATLAS compte utiliser les périodes à grand β du LHC pour calibrer de façon absolue son luminomètre⁴, grâce à la mesure de la section efficace totale. ALFA participera aussi à l’étude des événements diffractifs.

La mesure du double échange de pomérons au Tevatron a ouvert une autre piste de découvertes possibles au LHC. Cette piste demeure spéculative, au regard des incertitudes théoriques et des difficultés expérimentales qui l’entourent. L’observation récente par l’expérience D0 auprès du Tevatron de la production exclusive de di-jets de masse supérieure à

⁴LUCID (*Luminosity measurement with a Čerenkov Integrating Detector*): tubes à radiation Čerenkov placés à $|\eta| = 5.8$.

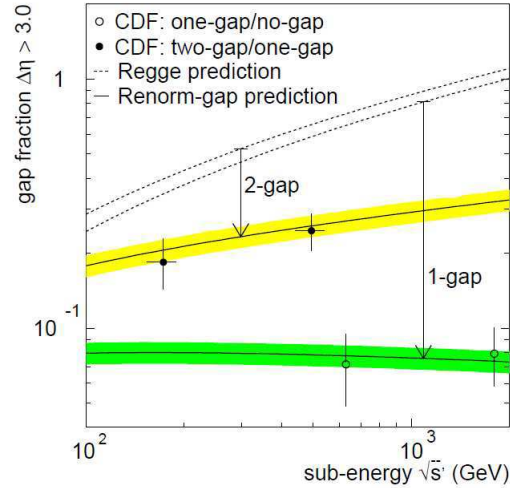


FIG. 3.19 – Rapport entre les taux de diffraction mixte et simple en fonction de l'énergie du système poméron-proton (cercles noirs) et entre les taux de diffraction double et la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le système proton-antiproton (cercles blancs) mesurés par CDF, et les prédictions du modèle à intervalle renormalisé (bandes jaune et verte). Figure extraite de la référence [80].

100 GeV/c² vient relancer l'intérêt de cette piste [85].

En effet, le double échange de pomérons (diagramme DPE sur la figure 3.16) provoque une collision centrale totalement neutre (ayant les nombres quantiques du vide), pouvant fournir plusieurs centaines de GeV, couplée à la détection des protons demeurés intacts dans les pots romains. Le déclenchement étant provoqué par les détecteurs situés dans les pots romains, cette piste fournirait une source très propre de nouvelles particules.

Les possibilités de découverte du boson de Higgs [86] et des particules supersymétriques [87] ont été particulièrement investiguées.

La difficulté expérimentale de l'empilement (qui masquera l'intervalle de rapidité) ne peut être contournée en utilisant les périodes à grand β du LHC car les sections efficaces de production exclusive de particules lourdes par double échange de pomérons sont au plus de l'ordre de 0.1 pb, et nécessitent donc la luminosité optimale du LHC. D'autres pistes sont en gestation comme l'identification du vertex primaire par mesure du temps de vol des protons diffusés [88].

Chapitre 4

Développement de compteurs à micropistes

4.1 Introduction

En mai 1993, je suis retourné au CRN de Strasbourg, comme Visiteur Etranger au CNRS. J'y ai travaillé sur le développement de compteurs à micropistes au silicium à double-faces pour l'expérience DELPHI, puis à partir de mars 1995 sur le développement de compteurs gazeux à micropistes pour l'expérience CMS auprès du LHC. J'ai aussi eu l'occasion de participer au projet de recherche et de développement RD42 du CERN, dont le sujet était le développement de compteurs au diamant. Ce chapitre est organisé en trois parties, traitant chacune d'un type de développement.

4.2 Développement de compteurs à micropistes en silicium à double-faces

4.2.1 Introduction

Après 1990, l'expérience DELPHI auprès du LEP s'était engagée dans un projet d'amélioration de son détecteur de vertex au silicium. Cette amélioration consistait à réduire l'angle polaire minimal de 43° à 25° , et à remplacer les compteurs à micropistes à simple-face (une seule coordonnée mesurée, la coordonnée transverse, dite $r\phi$) par des compteurs à double-faces (mesure de la coordonnée longitudinale z , en plus de $r\phi$). Un tel détecteur amélioré allait augmenter la capacité de DELPHI à étiqueter les quarks b , fermions ayant un fort couplage avec le boson de Higgs, dont la recherche allait franchir une nouvelle étape avec l'avènement de LEP200.

J'ai rejoint cet effort au CRN, en collaborant avec le LEPSI, laboratoire d'instrumentation situé sur le campus du CRN, qui avait développé une nouvelle génération de compteurs au silicium à double-faces.

Les trois premières sections de cette partie traitent du principe de fonctionnement des compteurs au silicium. Les premiers compteurs de DELPHI, la première version du microvertex et les compteurs à double-faces développés au LEPSI sont décrits dans les trois sections

suivantes. Cette partie se termine par la description de deux outils de mesure, développés et utilisés en collaboration avec le LEPSI : le banc de test automatique et le télescope au silicium. Les choix de la collaboration DELPHI ainsi que les versions suivantes de son détecteur de vertex sont montrés en guise d'épilogue, dans la dernière section.

J'ai commencé au sein de l'équipe CRN-LEPSI qui menait ce développement par la mise en oeuvre de tests électriques de validation, puis par la réalisation d'un banc de test automatique. J'ai été par la suite responsable des analyses des tests sous faisceaux, réalisés au CERN, en utilisant un télescope au silicium, à la résolution submicronique, fabriqué au LEPSI. J'ai également encadré plusieurs stagiaires, dont un stagiaire en DEA de physique des particules de l'université Louis Pasteur de Strasbourg.

Le développement des compteurs à double-faces et des deux outils de mesure ont donné lieu à deux publications et à une note interne [89] [90] [91].

4.2.2 Le silicium intrinsèque

Le silicium est un matériau semiconducteur. Cela veut dire que l'intervalle d'énergie séparant les électrons de valence de la bande de conduction est beaucoup moins large que dans les isolants. Dans le cas du silicium, cet intervalle vaut 1.1 eV.

Une conséquence de cet intervalle est une valeur basse du potentiel d'ionisation dans le silicium. En effet, une énergie de seulement 3.6 eV est nécessaire pour créer une paire électron-trou¹. Le développement des techniques de gravure et d'implantation micrométriques sur le silicium (composant principal de l'électronique grand public) a laissé entrevoir la possibilité de l'utiliser comme chambre d'ionisation, en ayant une granularité (et donc une résolution spatiale) jamais égalée par les détecteurs gazeux. Les chambres à fils avaient atteint leurs limites, et il devenait difficile d'améliorer davantage leur résolution ultime, autour de la centaine de microns pour les chambres à dérive. Les causes en sont multiples, et vont de la difficulté de produire et d'utiliser des fils de plus en plus fins, à la formation de polymères autour des fils.

A température ambiante (300° K), l'agitation thermique rend la bande de conduction du silicium relativement peuplée, avec une densité d'électrons de l'ordre de 10^{10} électrons /cm³. L'utilisation du silicium pur (dit intrinsèque) et monocristallin comme chambre d'ionisation n'est pas possible car cette densité est suffisante pour rompre l'isolation électrique entre les canaux. La résistivité résultante est d'environ 400 kΩcm. La piste la plus naturelle était d'exploiter les jonctions p-n.

4.2.3 Les jonctions p-n

En implantant des éléments du groupe V de la table périodique des éléments dans le silicium, on crée dans celui-ci des centres donneurs d'électrons grâce au cinquième électron de valence non apparié des atomes du dopant. Le niveau fondamental d'énergie de cet électron est très haut, et se trouve quelques fractions d'électronvolt en dessous de la bande de conduction du silicium (figure 4.1-d côté n). L'agitation thermique ambiante suffit à obtenir un silicium conducteur, où les porteurs de charge sont les électrons de l'élément dopant. On parle alors de silicium dopé de type n.

¹La différence entre le potentiel d'ionisation et la largeur de l'intervalle est nécessaire pour satisfaire la conservation de l'impulsion et sert donc au recul de l'atome ou à l'excitation du réseau cristallin.

De la même façon, l'implantation d'éléments du groupe III crée des centres accepteurs d'électrons. Le niveau de l'électron manquant sur la couche extérieure de ces éléments se trouve à quelques fractions d'électronvolt au dessus de la bande de valence du silicium (figure 4.1-d, côté p), si bien que l'agitation thermique suffit à le peupler. En le peuplant, les électrons laissent des trous, qui se comportent comme des charges positives, avec toutefois une diffusion et une vitesse plus petites que celles des électrons. On parle de silicium dopé de type p.

Si du silicium de type n est mis en contact avec du silicium de type p, des électrons provenant du type n diffusent dans le type p, et des trous provenant du type p diffusent dans le silicium de type n. L'épaisseur de la zone d'interface où se déroule la diffusion est vite limitée par l'installation d'un équilibre entre le potentiel d'agitation thermique, qui favorise la diffusion, et le potentiel électrique à la jonction, qui l'empêche. Ce potentiel est provoqué par la présence d'ions des éléments dopants dont les porteurs de charge ont diffusé au travers de la jonction (figure 4.1).

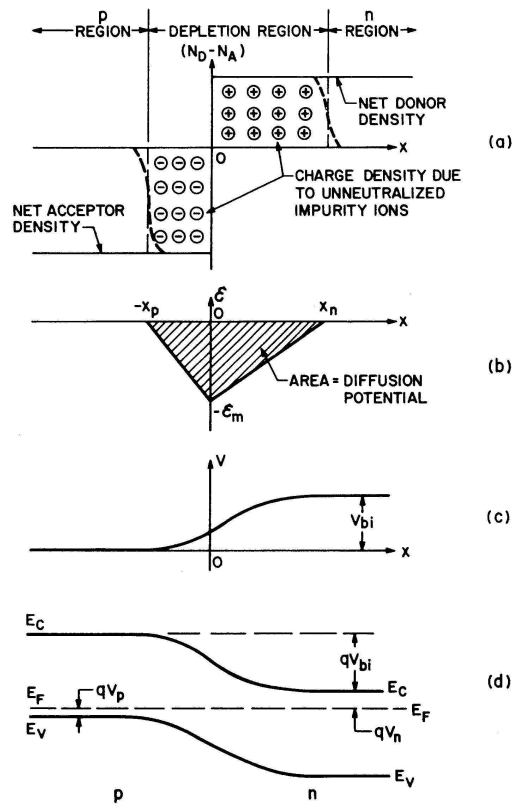


FIG. 4.1 – Propriétés d'une jonction p-n : Concentration des dopants (a), champ électrique (b), potentiel électrique (c) et niveaux d'énergie (d). Figure extraite de la référence [92].

Il se forme ainsi à l'interface des deux types une zone de quelques microns d'épaisseur, où règne un champ électrique entre les bornes positive (côté n) et négative (côté p) de la jonction.

Une zone sans charges libres est ainsi créée, car toute charge y est balayée par le champ électrique de la jonction et dérive vers un côté ou l'autre selon son signe. Les charges déposées par le passage d'une particule chargée dérivent et induisent des signaux mesurables.

Le signal dépend de l'épaisseur de la zone désertée. L'épaisseur de la jonction naturelle est de seulement quelques microns, et ne peut générer que plusieurs centaines de paires électron-trou lors du passage d'une particule chargée au minimum d'ionisation.

Si la jonction est polarisée en inverse par une source électrique extérieure, l'épaisseur de la zone désertée augmente. En effet, le potentiel positif du côté n va attirer les électrons non appariés des donneurs, étendant ainsi la profondeur sur laquelle les atomes des donneurs deviennent des ions. Le phénomène symétrique se produit du côté p, où un potentiel négatif est appliqué, pour attirer les trous. L'augmentation de l'épaisseur de la zone désertée augmente la portion détectable des produits de l'ionisation provoquée par le passage des particules chargées.

L'épaisseur de la zone désertée est obtenue en résolvant l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{Nq_e}{\epsilon} = 0 \quad (4.1)$$

où V est le potentiel électrique, x la coordonnée perpendiculaire à la jonction, N la concentration de l'élément dopant, q_e la charge de l'électron et ϵ la constante diélectrique du silicium.

Le problème est simplifié en cas de dopage asymétrique : si par exemple la concentration d'accepteurs est beaucoup plus grande que celle des donneurs (de quelques ordres de grandeur), la zone désertée s'étend presque exclusivement dans la zone n, où il devient plus facile de provoquer la migration des porteurs de charge (les électrons des donneurs), vu qu'ils sont moins nombreux.

En négligeant le potentiel intrinsèque (celui qui s'installe naturellement dans la jonction et vaut moins de 1 V), on obtient l'épaisseur de la zone désertée W :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon V_b}{N_d q_e}} \quad (4.2)$$

où V_b est le potentiel de polarisation inverse appliqué, et N_d la concentration du dopant donneur dans la zone n. Toute l'épaisseur de la zone n peut être désertée (on parle de désertion totale) en appliquant le potentiel V_b correspondant en vertu de la relation 4.2. Au-delà de ce potentiel de désertion totale, l'épaisseur de la zone désertée ne peut plus augmenter. Il est parfois intéressant d'aller au-delà de cette valeur car l'augmentation du champ électrique de la jonction favorise la collecte rapide du signal en augmentant la vitesse des porteurs.

La zone désertée est équivalente à un condensateur plan, dont la capacité, pour une surface A vaut :

$$C = \epsilon \frac{A}{W} = A \sqrt{\frac{\epsilon q_e N_d}{2V_b}} \quad (4.3)$$

En pratique, les dopants utilisés sont le phosphore ou l'arsenic dans la zone n et le bore ou le gallium dans la zone p. Les concentrations vont de 10^{12} à 10^{18} atomes de dopant par cm^3 , valeurs à comparer avec la densité d'atomes de silicium, qui est de $5 \cdot 10^{22}$ atomes par cm^3 . L'épaisseur de zone désertée obtenue est de l'ordre de plusieurs centaines de microns. La charge la plus probable libérée lors du passage d'une particule au minimum d'ionisation dans $300 \mu\text{m}$ de silicium est de 22 000 électrons.

Un courant de fuite permanent traverse la jonction. Il est dû à l'agitation thermique et constitue le bruit de fond principal des compteurs au silicium.

4.2.4 L'avènement des compteurs à micropistes

Les jonctions polarisées en inverse sont utilisées pour la détection des particules depuis le début des années 60 du siècle passé. Ces détecteurs, dits "à barrière de surface" ont été utilisés dans la spectroscopie γ pour mesurer l'énergie des photons. Il s'agissait de jonctions, à canal unique, ayant des dimensions de l'ordre du centimètre.

La technologie des semiconducteurs a ensuite permis d'augmenter le nombre de canaux, pour arriver à un pas de lecture de quelques dizaines de microns. Ces premiers compteurs à micropistes furent d'abord utilisés auprès d'expériences à cible fixe [93], où il était aisé de déployer les pistes de lecture et l'électronique frontale pour les quelques milliers de canaux que comptaient ces détecteurs.

Ce n'est qu'à l'orée des années 80, et grâce au développement de la microélectronique, qu'il est devenu possible de concevoir puis de fabriquer des trajectographes intégrés, de plusieurs dizaines de milliers de canaux, en associant des dizaines de compteurs. En effet, il était nécessaire de lire, d'amplifier et de mettre en forme les signaux de tous les canaux dans un volume restreint et soumis à une sévère limitation de la quantité de matière, comme c'est le cas des volumes disponibles pour les détecteurs de vertex auprès des collisionneurs. Les techniques de la microélectronique ont permis la miniaturisation des circuits de l'électronique frontale. On a ainsi pu disposer des premiers circuits hybrides, ayant 128 canaux indépendants, espacés d'un pas de 50 μm , et disposés sur des supports pouvant évacuer la chaleur dissipée [94].

Les premiers détecteurs de vertex intégrés ont été construits par les expériences auprès du LEP.

Les collaborations auprès du LEP se sont équipées de détecteurs de vertex afin d'étudier les leptons τ , et les hadrons contenant un quark b ou c . Ces particules ayant une durée de vie de l'ordre de 0.1 à 2 ps, se désintègrent dans le tube à vide, après avoir parcouru au plus quelques millimètres. La reconstruction précise de la trajectoire des particules filles permet d'extrapoler ces trajectoires à l'intérieur du tube à vide et de trouver leur origine commune. Cette origine est le vertex de désintégration du lepton ou du hadron, appelé vertex secondaire, par opposition au vertex primaire, qui est le point de collision entre les particules de l'état initial. Le vertex primaire est aussi reconstruit en extrapolant les trajectoires des autres particules de l'événement.

Le critère de présence des vertex secondaires permet de réduire considérablement le bruit de fond combinatoire, et par conséquent d'améliorer les mesures des paramètres du lepton τ et des hadrons porteurs de saveurs lourdes (masse, durée de vie, rapport de branchement). En outre, en fournissant des points supplémentaires (et précis) le long des trajectoires des particules chargées, les détecteurs de vertex améliorent la mesure de l'impulsion, réduisant ainsi davantage les erreurs expérimentales sur les masses.

Les compteurs à micropistes fournissent des mesures précises dans une seule dimension. La grande précision étant plus utile dans le plan transverse, dans lequel les particules se courbent sous l'effet du champ magnétique, et étant données les contraintes de lecture, les pistes étaient parallèles aux faisceaux, mesurant ainsi la coordonnée $r\phi$.

4.2.5 La première génération des compteurs à micropistes de DELPHI

La première génération des compteurs à micropistes de DELPHI était le résultat d'un effort de recherche et de développement qui avait abouti à la conception de compteurs à capacités de couplage intégrées [95].

Les compteurs avaient une longueur active de 59 mm, une largeur de 25.6 ou de 32 mm pour les compteurs de la couche interne et externe respectivement (cf. section 4.2.6) et une épaisseur de 285 μm .

Le substrat utilisé est du silicium de type n, ayant une résistivité de 5 $\text{k}\Omega\text{cm}$, qui correspond à une densité de donneurs (phosphore) d'environ 10^{12} atomes par cm^3 . Les pistes, de type p, ont été obtenues par diffusion d'atomes de bore, à une concentration de 10^{18} atomes par cm^3 . Nous sommes donc dans le cas du dopage asymétrique, et la zone désertée se développe dans le substrat.

Les pistes p sont espacées de 25 μm , mais le pas de lecture est de 50 μm (lecture d'une piste sur deux) conduisant à un nombre de canaux de 512 et 640 pour les compteurs des couches interne et externe respectivement. La piste non lue favorise le partage de la charge par couplage capacitif avec les pistes voisines, améliorant ainsi la résolution spatiale (cf. section 4.2.9).

Les pistes lues sont métallisées : elles sont recouvertes par des pistes d'aluminium de 1 μm d'épaisseur. Ces pistes d'aluminium se terminent aux deux bouts par des plots de soudure, qui servent à la connexion au circuit de lecture, ou à la connexion avec le compteur voisin.

Une couche de 230 nm de dioxyde de silicium (SiO_2) sépare les pistes p de leur couche d'aluminium, créant ainsi une capacité de couplage avec l'entrée du préamplificateur. Cette capacité sert à découpler le circuit de lecture de l'inévitable courant de fuite qui parcourt les pistes polarisées.

Le compteur est polarisé en inverse en connectant la face opposée du substrat à un potentiel positif de plusieurs dizaines de Volts, et les pistes p à la masse. Pour faciliter le contact ohmique avec le substrat, la concentration en donneurs de la face opposée est augmentée sur une épaisseur de quelques microns (on parle de type n+).

Les pistes p sont mises à la masse au travers de résistances intégrées, afin de minimiser la chute de tension causée par le courant de fuite. Ces résistances relient la piste de polarisation (anneau de métal qui fait le tour du compteur) aux pistes p, et sont constituées de silicium polycristallin, à la résistivité plus grande.

Un anneau en silicium de type p fait le tour du compteur, entre l'anneau de polarisation et les pistes de lecture. C'est l'anneau de garde, qui isole le bord du substrat de la région active, et permet la définition précise de cette dernière, et canalise le courant de fuite originaire des bords du compteur.

Les figures 4.2 et 4.3 montrent respectivement une vue de dessus et une coupe longitudinale de ces compteurs.

Les compteurs ont été sélectionnés en fonction de leurs paramètres électriques. En effet, et afin de minimiser le bruit, le courant de fuite devait être plus petit que 10 nA par piste, et les résistances de polarisation plus grande que 1 $\text{M}\Omega$. Ces deux critères sont équivalents à limiter la contribution au bruit des courants de fuite et de polarisation, à moins de 1000 électrons chacun, par canal. Les valeurs mesurées satisfaisaient largement aux deux critères, avec un courant de fuite moyen de 3 nA (équivalent à 90 nA/cm^2) et une résistance moyenne de 4 $\text{M}\Omega$.

La capacité de couplage contribue aussi au bruit, à cause des fluctuations de charge qu'elle

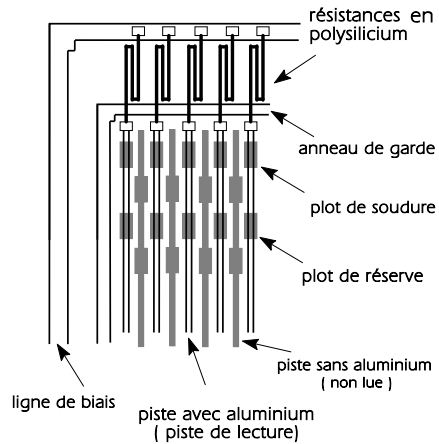


FIG. 4.2 – Vue de dessus d’un angle d’un compteur au silicium de DELPHI.

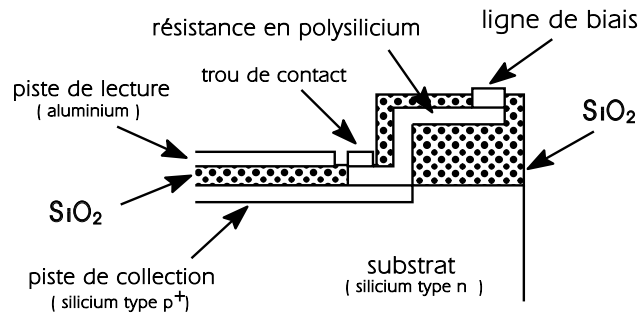


FIG. 4.3 – Coupe longitudinale le long d’une piste. On distingue la capacité de couplage intégrée ainsi que la résistance de polarisation.

occasionne à l’entrée du préamplificateur. Mais elle doit être suffisamment grande par rapport à la capacité parasite entre deux canaux voisins, afin de minimiser la diaphonie. La capacité de couplage effective est une convolution entre les capacités intégrées sur les compteurs, les capacités inter-pistes, la capacité du compteur (au travers du substrat) et les capacités parasites du circuit de lecture. Les capacités intégrées mesurées sur les compteurs étaient de l’ordre de 12 pF/cm, pour une valeur minimale souhaitée de 7 pF/cm.

4.2.6 Le détecteur de vertex de DELPHI entre 1990 et 1994

Les premiers compteurs au silicium de DELPHI ont été installés en 1989 et la première version complète du détecteur de vertex a été achevée en 1990 [96]. Cette version comptait deux couches cylindriques autour du point d’interaction, à des rayons de 9 et 11 cm.

Chaque couche était composée de 24 modules azimutaux, et chaque module comprenait

quatre compteurs (décrits au paragraphe précédent), mis bout à bout, ayant leurs pistes parallèles aux faisceaux.

Les pistes de lecture équivalentes des quatre compteurs de chaque module étaient connectées deux à deux, de façon à avoir deux compteurs effectifs séparés au milieu du module. Les compteurs sont lus par des circuits, montés sur la structure du détecteur, des deux côtés du cylindre (figure 4.4).

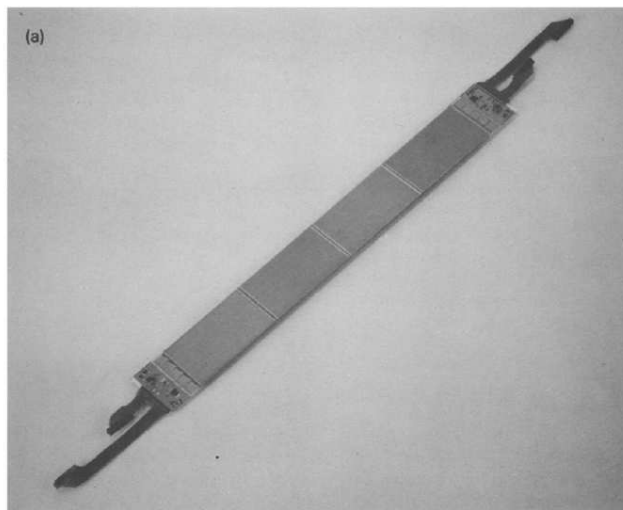


FIG. 4.4 – Photographie d'un module azimutal. On distingue les quatre compteurs ainsi que les deux circuits MX3 aux deux extrémités.

Les circuits hybrides sont constitués de circuits de lecture MX3 [97], disposés sur un support en alumine. Ces circuits possèdent 128 canaux indépendants, et sont donc au nombre de quatre et cinq pour les couches interne et externe respectivement. Ils sont fabriqués en technologie CMOS avec un pas de $3 \mu\text{m}$, ce qui constituait le début de l'électronique dite à grande échelle d'intégration (électronique VLSI : *Very Large Scale of Integration*). Chaque canal contenait un amplificateur de charge, et un circuit de mise en forme ayant un temps de montée² de $1 \mu\text{s}$.

En 1991, et à la faveur de la réduction du rayon du tube à vide de DELPHI de 7.8 à 5.3 cm, une troisième couche a été ajoutée, à un rayon de 6.3 cm. Les compteurs de cette couche étaient similaires à ceux des deux autres couches, mais étaient plus courts (52 mm) et moins larges (19.2 mm, correspondant à 384 canaux de lecture). Les trois circuits MX3 nécessaires à la lecture des modules de cette nouvelle couche étaient fixés à des supports en oxyde de beryllium, qui a une meilleure conductivité thermique que l'alumine.

Le détecteur de vertex de DELPHI couvrait les angles polaires de 43° à 137° et avait une épaisseur moyenne correspondant à 1.5 % de longueur de radiation. L'électronique frontale générait une puissance de 70 W, évacuée par l'eau du circuit de refroidissement.

L'efficacité moyenne de détection mesurée in-situ sur des événements leptoniques était supérieure à 98 %. La valeur la plus probable du rapport du signal total provoqué par le passage d'une particule au minimum d'ionisation, au bruit électronique était de 15. La résolution

²Les faisceaux du LEP se croisaient toutes les $22 \mu\text{s}$.

par point était de l'ordre de 6 à 9 μm pour les particules ayant une incidence voisine de l'angle de Lorentz³. La résolution mesurée sur le paramètre d'impact transverse était de $\sqrt{(69/P_t)^2 + 24^2}$ μm avec l'impulsion transverse P_t exprimée en GeV/c.

La collaboration DELPHI a exploité cette première version du détecteur de vertex jusqu'en 1994. De très nombreuses analyses et mesures ont bénéficié de ses performances, comme la mesure de la durée de vie du lepton τ [98] et des hadrons beaux [99], ainsi que la production, la fragmentation et la désintégration des hadrons beaux ou charmés [100]. Le détecteur de vertex a aussi été déterminant dans la découverte du méson B_s^0 [101].

4.2.7 Les compteurs à double-faces

L'augmentation de l'efficacité d'étiquetage des jets issus de l'hadronisation des quarks b, ainsi que l'amélioration des mesures des durées de vie, nécessitent une trajectographie précise à trois dimensions, au voisinage immédiat du tube à vide. La miniaturisation des circuits de lecture n'avait pas encore atteint l'échelle nécessaire pour lire des détecteurs à pixels. La solution immédiate était de segmenter en micropistes le côté n+ dans la direction perpendiculaire aux pistes du côté p.

Le laboratoire du LEPSI sur le campus du CRN à Strasbourg a développé une nouvelle génération de compteurs au silicium à double-faces, pour équiper le détecteur de vertex de DELPHI [89]. Ces compteurs reprenaient les choix faits par DELPHI pour ses compteurs à simple-face : capacités de couplage intégrées et résistances de polarisation en silicium polycristallin.

La segmentation de la face n et sa lecture présentait des difficultés et établissait des exigences spécifiques sur la qualité des compteurs :

- Les pistes n étant perpendiculaires aux pistes p, elles ne pouvaient pas être lues à partir du même bord du compteur. Pour rendre cette lecture possible, une seconde couche métallique (aluminium) a été ajoutée. Les pistes de cette seconde couche sont perpendiculaires aux pistes de la première, et sont connectées à elles par des trous de contact métallisés. Les deux couches sont séparées par 5 μm de dioxyde de silicium. Cette séparation est épaisse afin de minimiser la capacité parasite entre les deux couches.
- La surface du silicium est naturellement de type n, à cause des liaisons manquantes au bord du réseau cristallin. L'isolation entre les pistes de type n est donc très mauvaise. Dans le cas de ces compteurs, l'isolation est rétablie en implantant des pistes de type p entre les pistes de type n, nécessitant ainsi une étape supplémentaire dans la fabrication des compteurs.
- Dans le cas des compteurs à simple-face, on pouvait choisir d'appliquer un potentiel positif au côté n, gardant ainsi les pistes lues à la masse. Un défaut d'isolation entre l'implant p et sa piste de lecture en aluminium n'avait pour conséquence que l'augmentation du bruit de ce canal. Dans le cas des compteurs à double-faces, il y a forcément un côté où les pistes sont au potentiel de désertion appliqué. Un défaut d'isolation mettrait la piste au même potentiel que le préamplificateur (typiquement quelques Volts). Le champ de la jonction s'en trouvera altéré et une région de quelques pistes sera

³La trajectoire de dérive des porteurs de charge est inclinée par le champ magnétique de l'aimant solénoïdal de DELPHI. L'angle qu'elle fait avec la direction normale au plan des compteurs est appelé angle de Lorentz. Il valait 54 mrad.

désactivée. Une attention particulière a donc été portée à la mesure du nombre de trous entre les implants lus et les pistes de lecture en aluminium.

Ces compteurs ont été développés en collaboration avec l'entreprise CSEM⁴, qui assurait aussi leur fabrication. Des galettes de silicium de type n, ayant un diamètre de 100 mm et une épaisseur de 350 μm ont été utilisées comme substrat. Plusieurs compteurs, de dimensions diverses, ainsi que des petites structures destinées aux tests étaient fabriquées sur la même galette. Les divers éléments des compteurs y sont implantés (les couches p et n+, les anneaux de garde et les résistances en silicium polycristallin), collés par dépôt thermique (les couches de dioxyde de silicium servant de diélectrique), ou par bombardement d'ions (l'aluminium des contacts électriques). La géométrie de ces éléments (pistes, anneaux, contacts) est réalisée par diverses techniques (attaque chimique, lithographie). La figure 4.5 montre une vue schématique de ces compteurs.

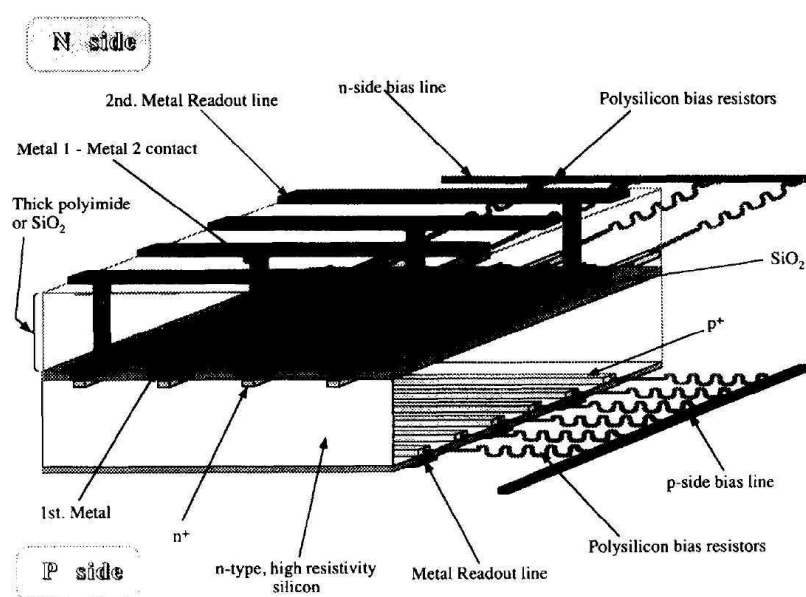


FIG. 4.5 – Vue schématique d'un compteur à double-faces. On distingue les deux niveaux de métallisation du côté n.

Les plus grands compteurs figurant sur les galettes avaient les mêmes dimensions que les compteurs de la couche externe du détecteur de vertex de DELPHI. Ils en avaient les caractéristiques sur la face p. Sur la face n, les pistes de lecture étaient implantées au pas de 50 μm , et étaient au nombre de 1280 pistes par compteur. Afin de pouvoir les lire avec le même nombre de circuits que le côté p (5 circuits de 128 canaux lisant au total 640 pistes), chaque piste de la seconde couche de métal était reliée à deux pistes de la première couche. Le canal i était ainsi relié aux pistes i et $i+640$. Les ambiguïtés ainsi créées pouvaient être levées lors de l'analyse des données.

Le premier lot de ces compteurs a été soumis à une batterie de tests visuels et électriques, afin d'en attester la qualité. Les tests électriques consistaient à mesurer la tension de désertion

⁴Neuchâtel, Suisse.

totale, le courant de fuite total, ainsi que les paramètres individuels des pistes. Ces paramètres sont le courant de fuite, la résistance de polarisation, la capacité de couplage, ainsi que les capacités et les résistances interpistes.

Les meilleurs compteurs avaient un courant de fuite plus petit que celui des compteurs à simple-face de la première génération : environ 10 nA/cm². Les valeurs des résistances de polarisation étaient d'environ 10 MΩ, et aucun défaut de contact entre les couches métalliques n'a été constaté, sur un total de 20 000 contacts testés.

Le taux de trous dans le diélectrique variait de moins de 1 % à environ 20 %. La plupart des trous provenaient d'îlots de pistes ayant subi des dommages mécaniques constatés lors de la fabrication. Un lot de compteurs à simple-face n'ayant pas subi de tels dommages a été testé plus tard et aucun trou n'y a été constaté, sur un total de 4000 pistes.

Un compteur a été sélectionné, connecté à un circuit de lecture VIKING [102], et mis sous faisceau test au CERN. Un rapport signal sur bruit de 21 et une résolution de 3.7 μm ont été mesurés sur la face n.

4.2.8 L'automatisation de la mesure de la capacité de couplage

L'expérience a montré qu'il n'y a pas de variation importante de la valeur de la plupart des paramètres en fonction des pistes, hormis la capacité de couplage, liée à la qualité du dioxyde de silicium. Il fallait mesurer cette capacité sur toutes les pistes du compteur. C'est une mesure longue et fastidieuse (cinq heures par compteur). Elle a donc été automatisée.

Cette mesure nécessite le même appareillage et le même montage électrique que la recherche des trous dans le diélectrique. Ces deux mesures sont donc réalisées l'une après l'autre, ce qui en allonge encore la durée.

Dans les deux cas, on mesure le courant I provoqué sur la piste de lecture par une tension appliquée à la piste diffusée (n ou p).

Pour tester la qualité du diélectrique, on mesure la courbe $I - V$ en faisant varier V de 0 à 200 V par pas de 10 V. Le courant d'une piste saine augmente soudainement quand V dépasse la tension de claquage de la jonction (typiquement 100 V). La présence de trous se manifeste par une augmentation immédiate du courant, qui atteint la limite imposée de 10 μA dès une tension de 10 V. La borne supérieure du courant toléré protège le diélectrique des pistes saines.

Dans le cas d'une piste saine, la capacité de couplage peut être mesurée. La tension appliquée est alors une rampe ($dv/dt = \text{constante}$). La capacité de couplage est simplement calculée : $C_c = \frac{I}{dv/dt}$.

Les fonctions de générateur et d'ampèremètre étaient assurées par le même appareil, un multimètre HP4140.

L'automatisation consistait à amener les pistes l'une après l'autre sous la pointe de mesure (mouvement horizontal à deux dimensions), et à lever la pointe lors du déplacement du compteur, pour ne pas l'endommager (mouvement vertical à une dimension). L'autre connexion est permanente et est assurée par micro-câblage de l'anneau de polarisation, qui amène la tension désirée à toutes les pistes.

Les compteurs étaient fixés sur la table de mesure à l'aide d'une pompe à vide. La table était solidaire de deux moteurs à courant continu placés perpendiculairement l'un à l'autre de façon à entraîner la table dans les deux dimensions du plan horizontal. L'aiguille était fixée à un troisième moteur, placé verticalement (figure 4.6).

Les moteurs étaient contrôlés par une carte programmable DCX VM100, capable d'interpréter et d'exécuter des commandes externes, envoyées via un bus VME. Ces commandes étaient envoyées par un programme informatique (en langage C), exécuté sur une carte VME maître EUROCOM, fonctionnant sous OS9. Le multimètre HP4140 était relié à un bus GPIB, qui assurait la communication avec la carte maître.

La carte DCX VM100 se programme par *registres* : une partie de sa mémoire est accessible à la carte maître afin d'y écrire des commandes ou d'y lire les réponses. Le programme de mesure écrit les commandes en code binaire, selon un format précis, contenant en particulier le numéro du moteur auquel la commande est adressée. Le multimètre se programme par *messages* via le bus GPIB. Un module VME esclave réalisait l'interface entre les bus VME et GPIB.

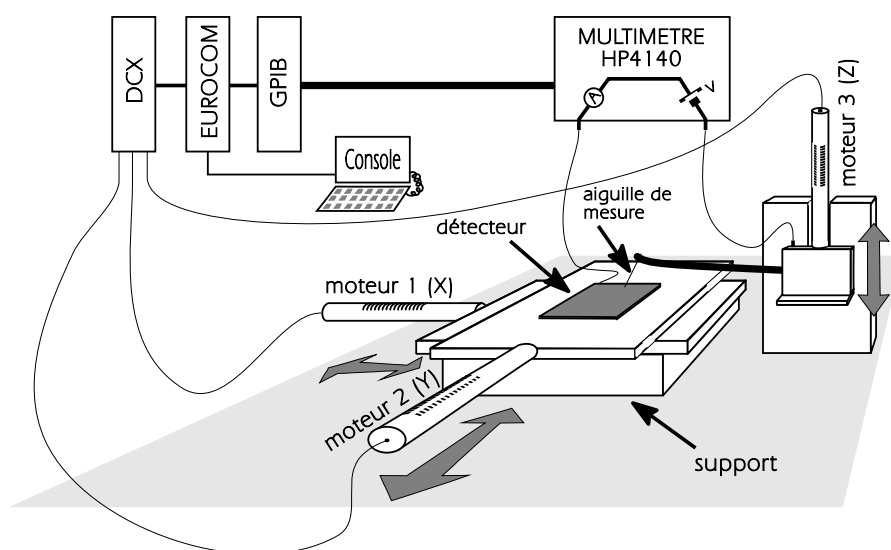


FIG. 4.6 – Vue schématique du dispositif automatique de mesure des capacités de couplage.

4.2.9 Le télescope au silicium à la résolution submicronique

Le développement continu de nouvelles générations de compteurs au silicium (à double-faces, à pixels, puis plus tard de compteurs CCD et CMOS) et d'autres types de compteurs à résolution micronique (au diamant, à l'arsénide de gallium, au gaz) a rendu nécessaire la construction de dispositifs de test sous faisceau, alliant la précision et la facilité de transport et de mise en oeuvre. C'est ainsi que sont nés les premiers "télescopes au silicium", dont le premier exemplaire a été construit par le LEPSI, et largement utilisé au CERN, dans les tests sous faisceau de plusieurs projets et expériences [90].

Ce télescope était constitué de deux structures montées chacune sur un chariot. Le premier chariot servait de support aux compteurs, aux scintillateurs destinés au déclenchement et

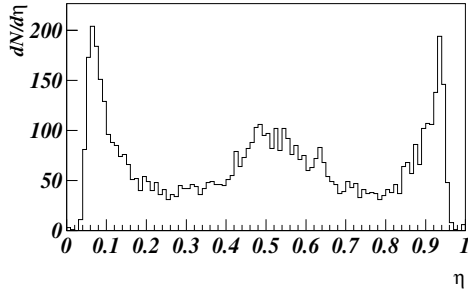


FIG. 4.8 – La distribution $\frac{dN}{d\eta}$ pour un compteur.

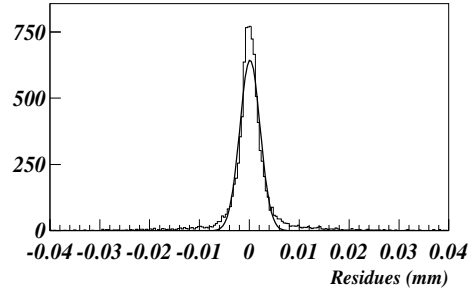


FIG. 4.9 – Distribution du résidu non biaisé.

En supposant que la distribution spatiale des particules du faisceau est uniforme à l'échelle de deux pistes voisines, on peut calculer la position de passage de la particule, en unité de pas de lecture :

$$X = \frac{1}{N_i} \int_0^{\eta_0} \frac{dN}{d\eta} d\eta \quad (4.5)$$

où η_0 est la valeur de η et N_i le nombre d'entrées dans la distribution expérimentale $\frac{dN}{d\eta}$, construite par compteur, pour tous les événements considérés lors de cette analyse.

La figure 4.8 montre la distribution $\frac{dN}{d\eta}$ pour un compteur. La présence d'une piste p non lue entre les pistes lues se manifeste par un pic autour de $\eta = 0.5$, car cette piste favorise le partage de la charge par couplage capacitif, et améliore la précision de l'interpolation.

Les résolutions individuelles des compteurs σ_i ont été obtenues en soustrayant de la largeur du résidu non biaisé σ_r (figure 4.9), la contribution de l'erreur d'extrapolation σ_{ext} :

$$\sigma_i^2 = \sigma_r^2 - \sigma_{ext}^2 \quad (4.6)$$

La contribution des interactions coulombiennes multiples est négligeable.

Le résidu non biaisé est la différence entre la position mesurée par le compteur analysé et la position prédite par un ajustement aux moindres carrés utilisant les positions mesurées par les 3 autres compteurs. L'erreur d'extrapolation est obtenue analytiquement, en propageant les erreurs de mesure des autres compteurs, égales à leurs résolutions respectives :

$$\sigma_{ext}^2 = f(\sigma_j^2, j = 1 - 4, j \neq i) \quad (4.7)$$

où f est la formule de propagation d'erreur des ajustements aux moindres carrés.

On obtient ainsi pour chaque coordonnée un système de quatre équations (une pour chaque compteur) à quatre inconnues (les résolutions individuelles). Les résolutions obtenues pour les huit compteurs allaient de 1.3 à 1.6 μm . L'erreur d'extrapolation obtenue au milieu du

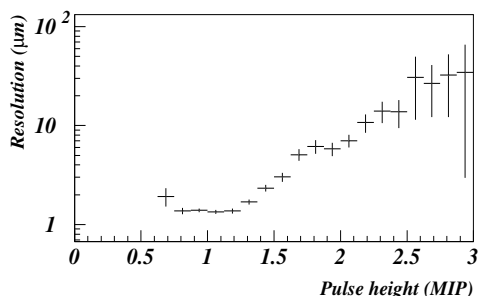


FIG. 4.10 – L’effet de la charge sur la résolution (la charge est normalisée au pic de la distribution de Landau.).

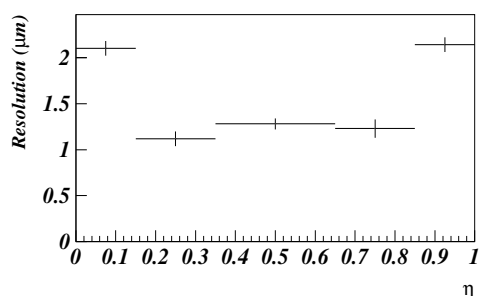


FIG. 4.11 – L’effet du paramètre η sur la résolution.

télescope (la meilleure position pour le détecteur sous test) était donc de $0.7 \mu\text{m}$ dans chacune des coordonnées.

Ces résolutions sont des moyennes. La résolution se dégrade pour les grandes charges (émission de rayons delta qui faussent la mesure), ainsi que dans les régions où la dérivée de $\frac{dN}{d\eta}$ est grande (sur le flanc des pics). Ceci est illustré sur les figures 4.10 et 4.11. La figure 4.11 montre l’intérêt d’une piste non lue (pour un pas donné de lecture) : sa présence favorise l’apparition de régions à dérivée nulle, où la résolution est meilleure, tout en dépeuplant les pics des deux pistes lues, contribuant aussi à y améliorer la résolution.

Les domaines des distributions de la charge et de $\frac{dN}{d\eta}$ de chaque compteur ont été divisés respectivement en 7 et 5 intervalles. La résolution de chaque compteur a été déterminée dans chacune des 35 cellules ainsi définies, ainsi que la probabilité d’avoir une réponse dans la cellule considérée. L’erreur d’extrapolation ainsi que sa probabilité ont ensuite été calculées pour chacune des 35^4 combinaisons possibles, quand on considère les traces reconstruites par les quatre compteurs de chaque axe. La figure 4.12 montre la distribution de la densité de probabilité d’avoir une erreur d’extrapolation donnée, dans la direction horizontale. Sa moyenne est bien de $0.7 \mu\text{m}$, comme calculé plus haut. Cette même distribution est montrée en figure 4.13 si l’on n’utilise pas l’information du dernier compteur. La résolution moyenne se dégrade légèrement.

Ce télescope a été utilisé durant une décennie, avant d’être remplacé par des dispositifs capables de tester les compteurs développés pour le LHC, qui nécessitaient de meilleures performances en temps et en taux de comptage.

4.2.10 Epilogue

La collaboration DELPHI a choisi de s’équiper d’un autre type de compteurs à double-faces [104], développés par d’autres instituts de la collaboration et fabriqués par SINTEF⁵ et Hamamatsu⁶. Ces compteurs reprenaient une grande partie des caractéristiques des compteurs

⁵Oslo, Norvège.

⁶Hamamatsu City, Japon.

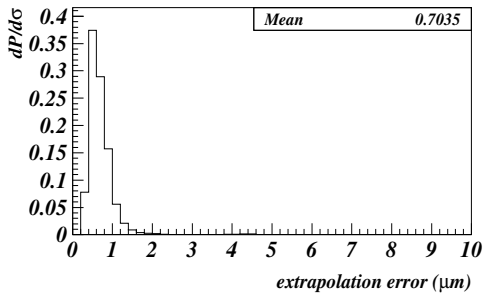


FIG. 4.12 – Distribution de la densité de probabilité de l’erreur d’extrapolation sur l’axe horizontal au milieu du télescope en utilisant les quatre compteurs.

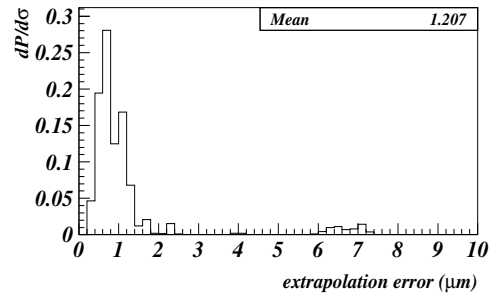


FIG. 4.13 – Distribution de la densité de probabilité de l’erreur d’extrapolation sur l’axe horizontal au milieu du télescope en utilisant trois compteurs (sans le dernier).

décrits précédemment : capacités intégrées, résistances de polarisation en polysilicone, double couche métallique du côté n.

Pour remédier au problème de l’isolation des pistes n, la collaboration DELPHI a développé une solution utilisant la configuration de polarisation des compteurs [105]. Les pistes de lecture de la première couche métallique sont élargies de quelques microns de part et d’autre des pistes n. Les pistes n étant soumises à un potentiel positif, le champ électrique créé dans le substrat par l’extension des pistes de lecture suffit à provoquer une zone désertée autour de la piste n, assurant ainsi son isolation électrique. Cette solution fut adoptée par SINTEF, alors que Hamamatsu a utilisé les pistes p décrites dans la section 4.2.7.

Une autre différence était l’isolant utilisé pour séparer les deux couches de métal du côté n : de l’oxyde de silicium pour Hamamatsu et un film de polyimide pour SINTEF.

Seules les première et troisième couches furent équipées de compteurs à double-faces. La couche médiane fut équipée des meilleurs compteurs à simple-face ayant constitué les deux autres couches entre 1990 et 1994.

Etant données les difficultés décrites précédemment, le bruit sur la face n est plus grand. Le rapport S/N était de 24 et 14 respectivement sur les pistes p et n des demi-modules constitués de deux compteurs connectés. Afin d’améliorer ce rapport, le deuxième compteur est retourné, de façon à connecter les pistes de lecture p du premier compteur et les pistes de lecture n du second. Cette technique a permis l’obtention d’un rapport S/N de 18, sur les deux faces. Une des retombées positives de ce schéma fut de pouvoir déterminer la provenance du signal (premier ou second compteur) en fonction de la polarité du signal.

Les compteurs à double-faces étaient lus par des circuits MX6 [106], fabriqués avec la même technologie que les circuits MX3, mais ayant un bruit plus réduit.

Cette version du détecteur de vertex de DELPHI fut installée au début de l’année 1994. Les performances obtenues sur la coordonnée z étaient équivalentes à celles sur les coordonnées transverses pour des particules d’incidence normale (8 à 9 μm de résolution intrinsèque). La figure 4.14 montre l’amélioration apportée par la mesure de z à la résolution sur le paramètre d’impact longitudinal.

Trois années plus tard, la collaboration DELPHI a installé ce qui devait être la version

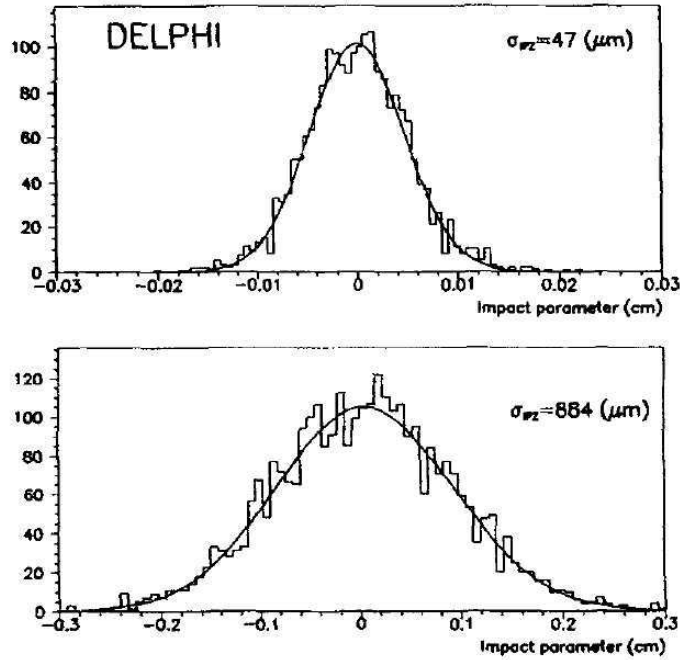


FIG. 4.14 – Distribution du paramètre d’impact longitudinal (le long de l’axe du faisceau) en utilisant la coordonnée z fournie par les compteurs à double-faces (haut) et sans utiliser cette information (bas).

finale de son détecteur de vertex. Cette version a aidé à augmenter l’efficacité d’étiquetage des jets issus de quarks b dans la région des petits angles polaires, en étendant l’acceptance des trois couches du cylindre central à 21° [107].

La reconstruction des trajectoires des particules chargées dans la région des bouchons s’est aussi grandement améliorée grâce à l’installation vers l’avant de couronnes de compteurs à pixels⁷ [108], couvrant les angles polaires de 13 à 25° . Des couronnes de minipistes furent aussi installées, afin de fournir d’autres points de mesure, et d’étendre la couverture angulaire à 11° .

Le pas des pixels était de $330 \text{ } \mu\text{m} \times 330 \text{ } \mu\text{m}$. Les pixels étaient lus par des circuits SP8 [109], issus de la collaboration RD19 [110]. Ces circuits étaient soudés par dessus les compteurs, et fournissaient une information binaire, avec un seuil fixé à 10000 électrons.

Le détecteur de vertex final de DELPHI est montré sur la figure 4.15. Les figures 4.16 et 4.17 montrent respectivement l’augmentation de l’efficacité d’étiquetage des jets b et l’augmentation du nombre de traces chargées reconstruites dans la région des bouchons, grâce aux dernières améliorations.

⁷Contraction de *Picture Elements*, éléments d’image. Ici, ce sont les canaux de compteurs au silicium ayant un pas très petit dans les deux dimensions, par opposition aux compteurs à micropistes.

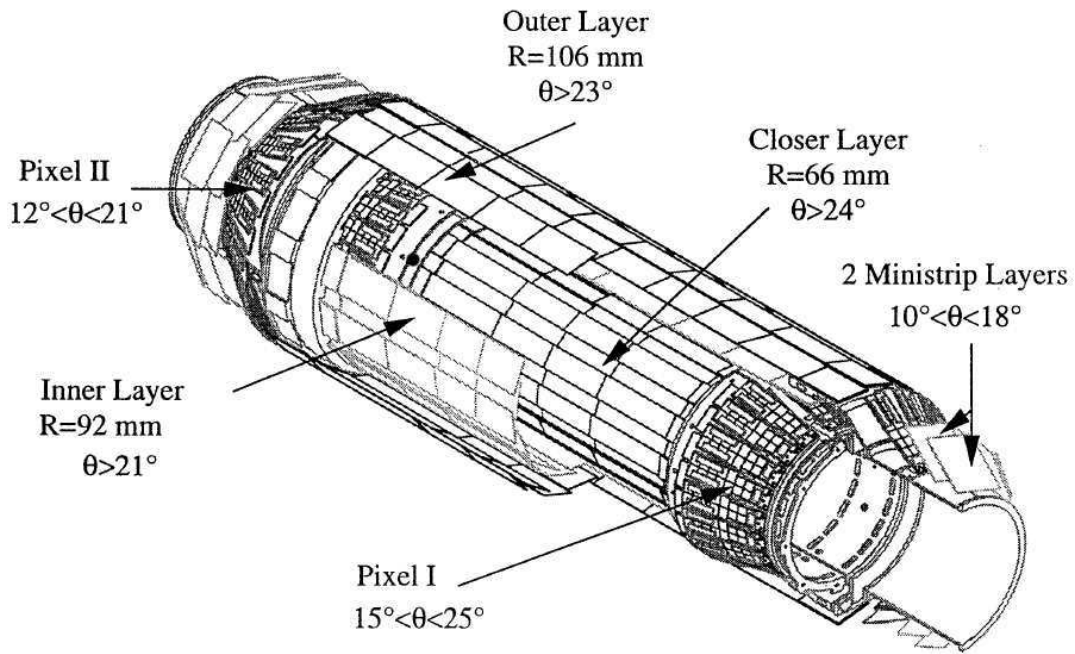


FIG. 4.15 – Le détecteur de vertex de DELPHI en 1997.

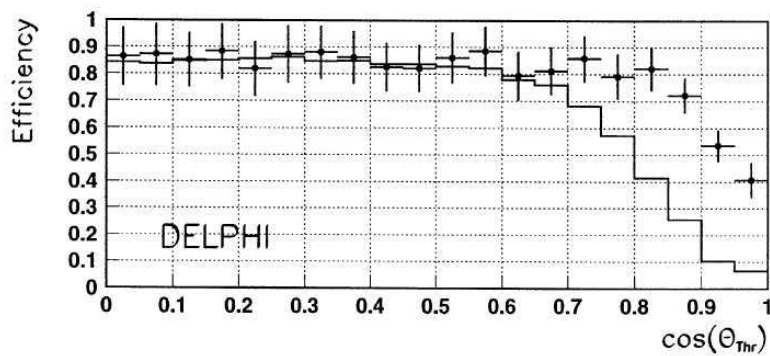


FIG. 4.16 – L'efficacité d'étiquetage des jets b en fonction de l'angle polaire du jet en utilisant le détecteur de vertex de 1994 (ligne continue) et celui de 1997 (points).

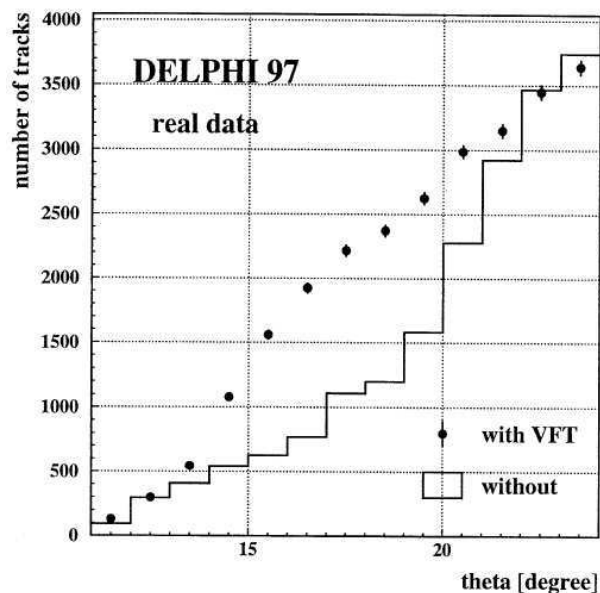


FIG. 4.17 – Nombre des traces reconstruites en fonction de l’angle polaire sans (ligne continue) et avec (points) les couronnes de pixels et de minipistes.

4.3 Les compteurs à micropistes au diamant

4.3.1 Introduction

Au sein de la même communauté que celle des compteurs au silicium, j’ai été amené à m’intéresser à un nouveau type de compteurs, destinés aussi à la trajectographie précise : les compteurs à micropistes au diamant, développés par la collaboration RD42 [111].

J’ai analysé les premières données sous faisceau test de ces compteurs, en utilisant les mêmes outils que ceux décrits dans le sous-chapitre 4.2. J’ai montré les résultats de ces analyses, et les perspectives d’utilisation des compteurs au diamant au LHC dans plusieurs séminaires à l’INFN de Milan (novembre 1994), au CRN de Strasbourg (mars 1995) et à l’ISN de Grenoble (mai 1995). Ce travail a donné lieu à plusieurs publications, dont les plus importantes sont [112], [113] et [114].

4.3.2 Le diamant CVD

Les propriétés du diamant en font un candidat quasi idéal pour reconstruire les vertex et les trajectoires des particules chargées, aux flux et aux niveaux de radiation attendus au LHC. Il a fallu attendre l’industrialisation de sa fabrication par des procédés économiques, permettant d’obtenir des plaques de diamant de grande surface et d’une grande pureté.

La technique la plus intéressante est le dépôt chimique des atomes de carbone d’un gaz organique excité sur un substrat. Un tel diamant est dit diamant CVD pour *Chemical Vapor Deposited*. Il s’agit d’exciter les molécules d’un mélange méthane-hydrogène, à proximité d’un substrat. Les atomes de carbone se détachent du méthane et se déposent sur le substrat. On

assiste alors à la croissance d'une couche de diamant, dont les qualités (taille du cristal et pureté) s'améliorent au fur et à mesure.

La nature du mélange gazeux, ses conditions, la nature du substrat ainsi que la méthode d'excitation sont les paramètres dont l'optimisation a permis d'augmenter la charge mesurée par les compteurs au diamant fabriqués à partir des échantillons en diamant CVD. L'amélioration de la qualité du diamant, et en particulier l'augmentation de la taille moyenne des cristaux augmente en effet la distance parcourue par les porteurs de charge, avant d'être piégés par les irrégularités du réseau cristallin. Dans ce qui suit, cette distance sera appelée distance de collection.

Les compteurs sont fabriqués en utilisant les dernières centaines de microns des couches obtenues par CVD. La procédure typique consiste à faire croître une couche de 700 μm de diamant, puis à en enlever les 375 premiers microns du côté du substrat, de moins bonne qualité, et les 25 derniers microns du côté de la croissance, afin d'obtenir une face régulière.

Les premières plaques utilisées par la collaboration RD42 étaient fabriquées par Saint Gobain/Norton⁸, et par De Beers⁹. Les détecteurs récents, évoqués dans la section 4.3.5 sont fabriqués par Element Six¹⁰, et par Diamond Materials GmbH¹¹.

Le diamant CVD a été utilisé pour la première fois en physique des particules comme milieu actif d'un calorimètre à échantillonnage diamant-tungstène [115], puis comme détecteur à micropistes [116]. Les performances étaient limitées par une distance de collection de seulement 40 μm . L'un des buts de RD42 était d'obtenir un diamant ayant une distance de collection supérieure à 200 μm , de façon à avoir une charge moyenne détectée de 8000 électrons pour des particules au minimum d'ionisation.

L'activité de la collaboration RD42 avait également comme objectifs d'investiguer les méthodes de fabrication des compteurs à partir des plaques de diamant CVD, de développer des circuits de lecture adaptés à la prise de données auprès du LHC, et de démontrer la tenue aux radiations des détecteurs, en réalisant systématiquement des tests après irradiation des compteurs et de leurs circuits de lecture.

4.3.3 Les propriétés du diamant

L'avantage principal du diamant est son très faible courant de fuite et sa résistance aux radiations. En effet, l'intervalle qui sépare la bande de conduction de la bande de valence a une largeur de 5.5 eV, cinq fois plus grande que la largeur de l'intervalle du silicium. Il en résulte une probabilité de passage vers la bande de conduction sous l'effet de l'excitation thermique beaucoup plus faible que dans le silicium, et par conséquent, un courant de fuite d'autant plus petit.

La grande énergie de liaison (7.4 eV contre 4.6 eV pour le silicium) et la petite dimension de la maille du cristal du diamant (3.6 Å contre 5.4 Å pour le silicium) limitent l'apparition des défauts qui piègent les porteurs de charge, après irradiation.

D'autres propriétés rendent aussi l'utilisation du diamant dans un trajectographe extrêmement séduisante. Son faible numéro atomique ($Z=6$) réduit les interactions coulomb-

⁸MA 01532, Etats-Unis.

⁹Berkshire, SL5 9PX, Royaume Uni.

¹⁰Berkshire, SL5 8PB, Royaume Uni.

¹¹79108 Freiburg, Allemagne.

biennes des particules chargées et le taux de conversion des photons. Sa constante diélectrique deux fois plus petite que celle du silicium réduit la capacité vue par une micropiste et réduit ainsi une partie du bruit. Sa grande résistivité (plusieurs ordres de grandeur par rapport à celle des substrats en silicium les plus utilisés) permet d'appliquer une grande tension de polarisation, et d'accéder ainsi au régime saturé des vitesses de dérive des porteurs de charges. La charge peut ainsi être collectée en des temps inférieurs à 2 ns, ce qui fait du diamant l'un des rares détecteurs plus rapides que la fréquence des collisions du LHC. La conductivité thermique du diamant est un ordre de grandeur plus grande que celle du silicium, ce qui ouvre des perspectives de systèmes de refroidissement plus simples.

Ces propriétés contribuent aussi à simplifier la procédure de fabrication des compteurs au diamant. Le faible courant de fuite et la grande résistivité dispensent ainsi d'intégrer des capacités de découplage et des résistances de polarisation aux compteurs au diamant.

Toutefois, la grande largeur de l'intervalle et la grande énergie de liaison ont une conséquence négative toute naturelle : l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou est 3.6 fois plus grande que dans le cas du silicium (13 eV contre 3.6 eV). En outre, et comme mentionné dans la section 4.3.2, la charge créée est piégée aux interfaces des cristaux voisins, limitant ainsi le parcours des porteurs de charge à la taille des cristaux, et la charge collectée à celle créée au voisinage de la piste. Au début du projet, cette charge était inférieure à 2000 électrons (dix fois moins que les compteurs au silicium d'épaisseur standard), ce qui est insuffisant pour équiper les détecteurs auprès du LHC.

4.3.4 Les premiers compteurs et les premiers résultats

Grâce à ses propriétés électriques (cf. section 4.3.3), la structure des compteurs à micropistes au diamant est très simple. La plaque de diamant CVD, d'une épaisseur de 300 μm est métallisée sur ses deux faces. Le métal de la face destinée à la lecture (la face de croissance) est alors segmenté en micropistes, connectées par microsoudure aux canaux du circuit de lecture. Une tension négative est appliquée sur le métal du côté du substrat, créant ainsi un champ de dérive, qui pousse les électrons d'ionisation vers les micropistes. Le compteur au diamant fonctionne ainsi comme une chambre d'ionisation.

L'un des tous premiers compteurs fabriqués par la collaboration RD42 (figure 4.18) était métallisé par des couches successives de titane, de platine et d'or. Cette métallisation assure une meilleure qualité de contact ohmique vers le diamant et d'adhésion des pistes, que le couple chrome-or précédemment utilisé. Le compteur était un carré de 8 mm de côté, ayant des pistes larges de 50 μm et au pas de 100 μm .

Une distance de collection de 59 μm a été mesurée pour ce compteur, résultat bien meilleur que le tout premier compteur au diamant mentionné dans la section 4.3.2. Une résolution spatiale de 22 μm , meilleure que la résolution digitale a été obtenue [112]. Lors de ces tests, le compteur était équipé d'un circuit de lecture VIKING développé pour LEP, mesurant la charge et ayant un temps de montée de 2 μs , et donc inadapté pour une utilisation au LHC.

Quelques compteurs identiques, ayant une métallisation chrome-or ont été utilisés pour évaluer la tenue aux radiations [117]. Pour des irradiations modérées sous faisceau de pions, nous avons constaté une amélioration de la distance de collection, comme le montre la figure 4.19, après une fluence de $8 \cdot 10^{13} \pi(300 \text{ MeV}/c)/\text{cm}^2$.

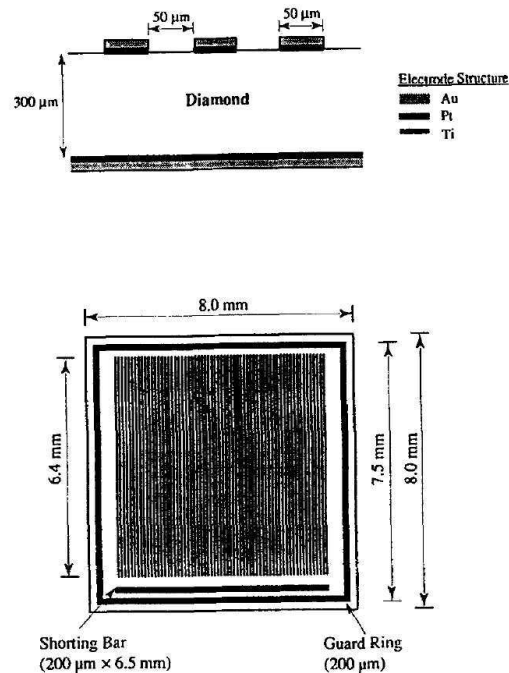


FIG. 4.18 – Vue schématique de l'un des tous premiers compteurs à micropistes en diamant CVD.

Cette amélioration est réversible, et disparaît après une exposition de quelques heures à la lumière visible. Ce phénomène a été interprété par l'occupation des pièges de porteurs par les charges générées par l'irradiation. Ces charges sont par la suite évacuées suite à leur excitation par la lumière.

Cette interprétation est confortée par la variation de la distance de collection en fonction de la dose absorbée, lors d'une irradiation sous une source de ^{90}Sr , qui émet des photons de 1.2 MeV. La figure 4.20 montre la saturation de la distance de collection dès une dose de 100 Gy, et ne montre pas de détérioration jusqu'à une dose de 100 kGy. La saturation de la distance de collection se produit lorsque tous les défauts du réseau cristallin ont été comblés.

A des fins de comparaison, signalons qu'après dix années de fonctionnement, la couche la plus interne du trajectographe de l'expérience ATLAS auprès du LHC (à sa luminosité nominale) aura reçu une dose de 1 MGy, et aura été traversée par $4 \cdot 10^{15} / \text{cm}^2$ de particules chargées d'une énergie de plus de 10 MeV [84]. Les tests n'en étaient qu'à leur début, et allaient accompagner les compteurs au diamant tout au long de leur développement.

Dès l'année suivante, la distance de collection mesurée était de 121 μm [113], et une dose de 1 MGy (en électrons de 2.2 MeV) a été reçue par un compteur, sans dégradation de sa distance de collection [114]. Une dégradation du signal de 20 % a été constatée suite à une fluence de $2 \cdot 10^{15} / \text{cm}^2$ de particules α d'une énergie de 5 MeV, ce qui correspond à $4 \cdot 10^{15} / \text{cm}^2$ de protons au minimum d'ionisation.

Les dommages au substrat dépendent de l'identité des particules et de leur énergie. Afin de pouvoir utiliser un seul indicateur pour toutes les particules et toutes les énergies, il est d'usage d'exprimer les dommages provoqués par une fluence donnée, par la fluence en neu-

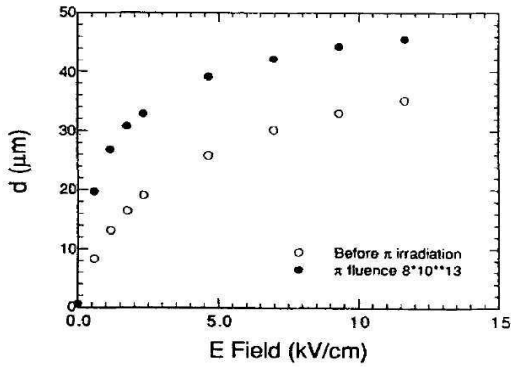


FIG. 4.19 – La distance de collection en fonction du champ électrique avant et après irradiation dans un faisceau de pions.

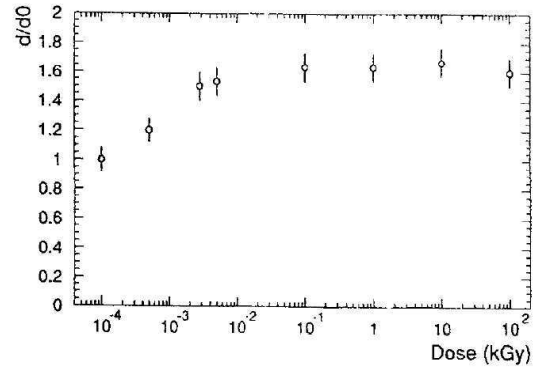


FIG. 4.20 – Rapport de la distance de collection en fonction de la dose absorbée à la même distance avant irradiation, lors d'expositions à des photons de 1.2 MeV d'énergie.

trons mono-énergétiques de 1 MeV qui aurait provoqué des dommages équivalents [120]. A titre d'exemple, la couche la plus interne du trajectographe de l'expérience ATLAS recevra l'équivalent de $2 \cdot 10^{15}$ neutrons(1 MeV)/cm² après dix ans de fonctionnement.

Dans le cas du diamant, ces dommages provoquent des déplacements qui peuvent engendrer des îlots de graphite ou de carbone amorphe. Les premiers tests sous neutrons¹² ont montré que la distance de collection ne montrait pas de dégradation notable jusqu'à $3 \cdot 10^{14}$ neutrons(1 MeV)/cm² [118], et diminuait de 20 % après 10^{15} /cm² [119]. Cette diminution est irréversible et n'a pu être réduite en irradiant avec des particules chargées, pour profiter de l'effet bénéfique déjà décrit.

4.3.5 Situation actuelle

Les efforts de RD42 se sont poursuivis le long des quinze dernières années, afin d'améliorer la distance de collection et d'adapter les compteurs aux contraintes de fonctionnement au LHC.

Les premiers détecteurs à pixels soudés par microbilles (*bump bonding*) aux circuits de lecture furent fabriqués et testés en 1999 [121]. Leurs surfaces étaient au plus d'une trentaine de mm². Ils avaient une distance de collection de 160 μm, fournissant ainsi un signal de 5800 électrons lors du passage d'une particule chargée au minimum d'ionisation.

En 2006, la collaboration RD42 a produit des substrats de diamant CVD d'une taille suffisante pour fabriquer des compteurs utilisables auprès d'un collisionneur (2×6 cm²), et ayant une distance de collection dépassant 300 μm [122]. Des tests sous radiations¹³ allant jusqu'à une fluence de $2 \cdot 10^{16}$ protons/cm² ont montré que le signal chutait à 25 et 33 % de ce qu'il était avant irradiation, selon que le champ électrique de polarisation était de 1 ou 2 V/μm respectivement [122][123]. Cette fluence correspond à l'exposition subie par la couche la plus

¹²La collaboration RD42 a utilisé la source à spallation de ISIS, au Rutherford Appleton Laboratory au Royaume Uni, dont le spectre des neutrons présente un pic à 1 MeV.

¹³Protons d'une énergie de 24 GeV.

interne du détecteur à pixels de l'expérience ATLAS après 5 ans de fonctionnement auprès de SLHC¹⁴.

La collaboration RD42 a réalisé la même année le premier compteur à pixels, ayant la même granularité et le même nombre de canaux que les compteurs à pixels au silicium de la collaboration ATLAS [124] : environ 46 000 pixels au pas de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, sur un compteur à la forme rectangulaire ($1.64 \times 6.08 \text{ cm}^2$). Les pixels étaient soudés aux mêmes circuits de lecture que ceux d'ATLAS (circuits FEI3 [125]), en utilisant la technique de soudure par microbilles (figure 4.21). Ce compteur a été testé sous faisceau. Ses performances en résolution, en efficacité et en bruit furent comparables à celles des compteurs équivalents au silicium [122] [126]. Forts de ces résultats, et d'une tenue aux radiations supérieure à celle des compteurs au silicium, les compteurs à pixels au diamant sont candidats pour équiper la future couche additionnelle du détecteur à pixels d'ATLAS, qui sera située à 3.3 cm du faisceau [127].

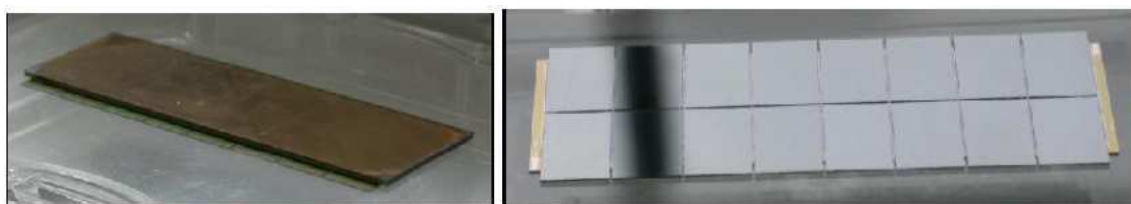


FIG. 4.21 – Compteur à pixels en diamant CVD (gauche) et le même compteur soudé à 16 circuits FEI3 d'ATLAS (droite). Figure extraite de la référence [122].

La croissance du diamant dépend des conditions de sa fabrication et en particulier du substrat utilisé. Un substrat de diamant monocristallin permet de fabriquer du diamant CVD monocristallin, sans pièges aux interfaces des grains de diamant. De tels substrats existent, mais à de modestes dimensions. RD42 a fabriqué des échantillons de diamant CVD monocristallin d'environ 1 cm^2 de surface, et en a fait des compteurs à pixels. Les tests ont démontré une collection de charge totale dans des compteurs d'environ $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Couplés aux circuits FEI3 d'ATLAS, ces compteurs ont permis d'obtenir un rapport signal sur bruit de 100, une efficacité de 99.9 % et une résolution spatiale intrinsèque de $9 \mu\text{m}$ [128]. Le diamant CVD monocristallin possède une meilleure tenue aux radiations que le diamant CVD polycristallin, mais se détériore au même rythme, dès que les dommages dus aux radiations sont enclenchés [126], comme le montre la figure 4.22, où les points correspondant au diamant monocristallin (en rouge) ont été déplacés vers la gauche de $3.8 \cdot 10^{15} \text{ protons}(24 \text{ GeV})/\text{cm}^2$.

Plusieurs expériences se sont équipées de compteurs au diamant en guise de moniteurs des conditions de faisceau : BaBar, Belle et CDF. Toutes les expériences auprès du LHC ont récemment fait de même, en particulier l'expérience ATLAS [129]. Les moniteurs de faisceaux d'ATLAS sont constitués de compteurs carrés à un seul canal de lecture, ayant une surface de 1 cm^2 . Cette application exploite aussi bien la bonne tenue aux radiations (ils sont placés à 5.5 cm de l'axe du faisceau) que la réponse très rapide (moins d'une nanoseconde) afin de pouvoir déclencher la procédure de protection des autres détecteurs, en cas d'instabilités du faisceau.

¹⁴SLHC (Super LHC) aura une luminosité instantanée dix fois supérieure à celle du LHC.

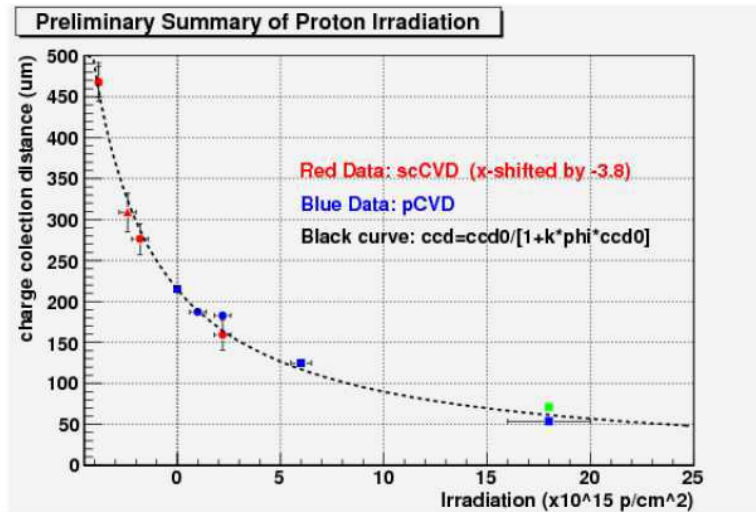


FIG. 4.22 – La distance de collection en fonction du nombre de protons de 24 GeV qui ont traversé les compteurs. Les mesures des compteurs en diamant CVD polycristallin sont en bleu, et ceux en diamant CVD monocristallin sont en rouge. Les deux types de diamant se détériorent au même rythme : Ils sont sur la même courbe une fois que l’on a déplacé les points en rouge vers la gauche. Le champ de polarisation est de 1 V/ μ m sauf pour le point en vert qui correspond à un champ de 2 V/ μ m pour le compteur en diamant monocristallin. Figure extraite de la référence [126].

4.4 Les compteurs gazeux à microspistes

4.4.1 Introduction

Le succès des détecteurs à micropistes au silicium et les progrès de la microélectronique ont donné l’idée de réaliser des compteurs alliant la précision des micropistes à la simplicité des détecteurs gazeux. Un premier détecteur fut fabriqué en 1988 [130], puis ce fut le début du projet de recherche et de développement du CERN RD28 [131], qui avait abouti à l’adoption par l’expérience CMS des compteurs MSGC (*Micro-Strips Gas Chambers*), pour son trajectographe [132].

Le développement des compteurs MSGC fut une tentative de faire accéder les détecteurs gazeux au rang de détecteurs à résolution micrométrique, en exploitant quelques technologies arrivées à maturité. La photolithographie permet la gravure de pistes métalliques espacées de quelques dizaines de microns. L’électronique de lecture VLSI développée pour les détecteurs au silicium permettait d’exploiter sans difficulté majeure une telle granularité auprès d’un collisionneur. Le développement de substrats à résistivité intermédiaire permettait d’avoir un support capable de fournir une excellente isolation entre les pistes, tout en évacuant les charges accumulées sous l’effet des radiations ou du haut taux de comptage.

Le groupe de Strasbourg a participé aux développements et aux tests de compteurs MSGC trapézoïdaux, destinés aux bouchons du trajectographe de l’expérience CMS. Dans cette région, le trajectographe était constitué d’une succession de roues, dans le plan transverse, de part et

d'autre du point d'interaction. Il était prévu de disposer les compteurs MSGC sur les roues des bouchons, en anneaux concentriques, ayant des pistes radiales pointant vers l'axe du faisceau. Cette contrainte nous a conduit à concevoir et à fabriquer des chambres trapézoïdales, puis à les tester en laboratoire et sous faisceau.

Les sections suivantes traiteront respectivement du principe des compteurs MSGC, des bouchons du trajectographe de CMS, des compteurs trapézoïdaux développés au CRN et des résultats des tests auxquels j'ai participé. Le grand effort de recherche et de développement fourni afin d'améliorer la tenue des compteurs MSGC aux forts taux de comptage est abordé en épilogue.

Mon travail concernait la réalisation de tests de laboratoire (avec source radioactive) sur les prototypes des compteurs MSGC, et leur analyse. J'ai pris une part active dans le test sous faisceau organisé par la collaboration CMS en 1995, et conduit l'analyse de ces tests pour les compteurs développés par l'équipe du CRN. J'ai encadré un stagiaire du DEA de physique des particules de l'université Louis Pasteur de Strasbourg.

J'ai présenté les résultats de ce travail à l'*International Workshop on Micro-Strip Gas Chambers Developments and Applications*, qui s'est déroulé à Lyon, du 30 novembre au 2 décembre 1995 [133], ainsi que lors d'un séminaire donné au CRN de Strasbourg en janvier 1996.

4.4.2 Principe et performances

Les compteurs MSGC sont constitués de deux plaques de substrat (du verre), séparés par un volume gazeux de quelques millimètres d'épaisseur (typiquement 3 mm). La première plaque est métallisée sur toute sa surface interne, et constitue ainsi la cathode de dérive, mise à un potentiel négatif, destiné à faire dériver les électrons d'ionisation du gaz vers la seconde plaque.

Cette dernière est également métallisée sur sa face interne. Le métal est segmenté en pistes, alternativement cathodes et anodes. Les cathodes sont mises à un potentiel négatif afin de créer un fort champ électrique au voisinage de l'anode, provoquant ainsi des avalanches et permettant de générer un signal électrique mesurable. En effet, le nombre d'électrons primaires créés dans quelques millimètres de gaz est insuffisant.

Une vue schématique d'un compteur MSGC est montrée en figure 4.23.

La courte distance de dérive rend le temps de réponse de tels compteurs suffisamment court pour en envisager l'utilisation au LHC. Le pas des pistes d'anode (200 μm), permet à ces compteurs d'avoir une résolution spatiale comparable à celle des compteurs au silicium, pour un moindre coût.

De tels compteurs furent utilisés avec succès dans des expériences sur cible fixe [135]. La collaboration RD28 a permis d'optimiser les divers éléments et paramètres et de les adapter à l'usage prévu par CMS.

Les mélanges gazeux utilisés dans les tests étaient les mélanges classiques gaz rares-gaz extincteurs. Les gaz rares ont l'avantage d'être chimiquement inertes, et de pouvoir être le théâtre du phénomène d'avalanche pour des valeurs de champ électrique plus faibles que pour les autres gaz. Le choix se limite souvent au néon ou à l'argon, pour des raisons de coût, et aussi en raison de leurs potentiels d'ionisation, plus bas que ceux des gaz rares plus lourds.

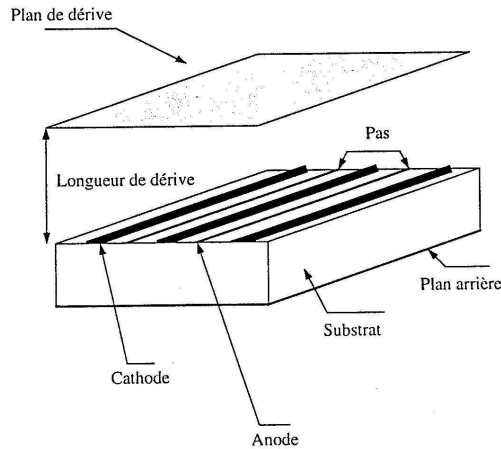


FIG. 4.23 – Vue schématique d'un compteur MSGC. Figure extraite de la référence [134].

La présence d'un gaz extincteur est rendue nécessaire pour absorber les photons ultraviolets issus de la désexcitation des atomes du gaz rare. Ces photons sont suffisamment énergiques pour ioniser les atomes des électrodes, et provoquer d'autres avalanches qui peuvent entraîner le compteur dans le régime des décharges permanentes. Ces photons sont absorbés par le gaz extincteur, qui est en général un gaz organique.

Le mélange gazeux est renouvelé de façon permanente grâce à sa circulation en flux constant. Cette circulation évite (ou réduit) la condensation des radicaux libres issus de la désexcitation du gaz extincteur, sur les parois des compteurs.

L'aluminium fut le premier métal utilisé sur le plan de dérivation et le plan de détection. Une fine couche de titane permettait son adhésion au verre du substrat. D'autres métaux, ayant des propriétés mécaniques plus intéressantes, comme l'or et le chrome furent ensuite utilisés (cf. section 4.4.6).

L'application d'un potentiel de l'ordre de -2500 V sur le plan de dérivation permet d'obtenir des champs de dérivation de l'ordre de 7 kV/cm. Pour un pas d'anode de 200 μm , la largeur des cathodes d'avalanche est de 100 μm . Un potentiel négatif de quelques centaines de Volts sur les cathodes permet d'atteindre des champs de quelques centaines de kV/cm au voisinage des anodes. De telles valeurs de champ assurent un temps de formation du signal de l'ordre de 50 ns, et des gains de quelques milliers, performances suffisantes pour opérer au LHC.

Plusieurs tests et études ont aussi montré la capacité des compteurs MSGC à fonctionner sous un flux de particules au minimum d'ionisation de l'ordre de $4 \cdot 10^4$ / mm^2/s . Ce flux est comparable aux flux attendus au LHC, aussi bien dans le cylindre central (au rayon minimal de 40 cm) que dans les bouchons (jusqu'à une pseudorapacité $\eta = 2.6$).

L'utilisation d'un gaz rare, la circulation du mélange gazeux, ainsi que l'amélioration des propriétés électriques du substrat envisagé rendait les compteurs MSGC plus résistants aux radiations [136].

Utilisés avec des circuits de lectures VLSI à bas bruit, ces compteurs ont permis d'obtenir des résolutions meilleures que les résolutions digitales, et des efficacités très proches de 100% [137].

Des compteurs de grandes dimensions ont pu être fabriqués. Ceux destinés au cylindre

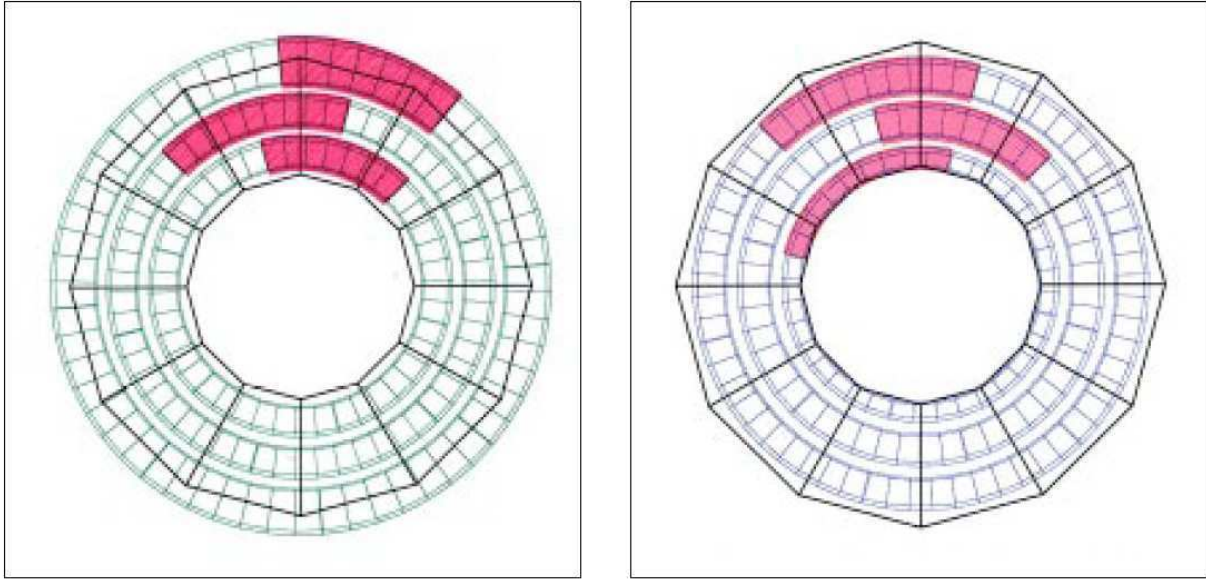


FIG. 4.24 – Dessins des roues avant (gauche) et arrière (droite) du trajectographe aux compteurs MSGC des bouchons de CMS.

central du trajectographe de CMS avaient une longueur de 25 cm, une largeur de 10 cm et 512 canaux de lecture au pas de $200 \mu\text{m}$ [138].

4.4.3 Le trajectographe à compteurs MSGC des bouchons de CMS

Les bouchons du trajectographe à compteurs MSGC prévu par la collaboration CMS étaient constitués de 14 roues chacun. Ces roues étaient appariées pour former 7 couples identiques. Les deux roues de chaque couple étaient décalées en azimut afin d'éviter les zones mortes projectives. Les rayons interne et externe étaient respectivement de 515 et de 1180 mm [139].

Chaque roue était constituée de trois anneaux concentriques de compteurs trapézoïdaux. Les trois anneaux des deux roues d'un même couple étaient décalés le long de la direction radiale de façon à avoir un recouvrement, afin d'obtenir une meilleure acceptance en angle polaire (figure 4.24).

Chaque anneau était constitué de secteurs azimutaux (en rouge sur la figure 4.24), contenant chacun entre 7 et 10 compteurs trapézoïdaux. Les compteurs d'un même secteur partageaient ainsi le même volume gazeux, ainsi que les services de haute tension et de refroidissement. Les secteurs étaient constitués d'une structure en nid d'abeille, renforcée par des plans de fibres de carbone et fermée par des feuilles d'aluminium de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur (figure 4.25).

Les zones mortes entre les compteurs et entre les secteurs sont respectivement de $70 \mu\text{m}$ et de 6 mm. L'effet de l'espace entre les compteurs est négligeable (cf. section 4.4.5) et celui de l'espace entre les secteurs est minimisé grâce au décalage en azimut entre les deux roues d'un même couple.

Chaque couple de roue contenait ainsi 36 secteurs et 296 compteurs. Les secteurs étaient supportés par une structure légère en fibres de carbone, formée par deux dodécagones concen-

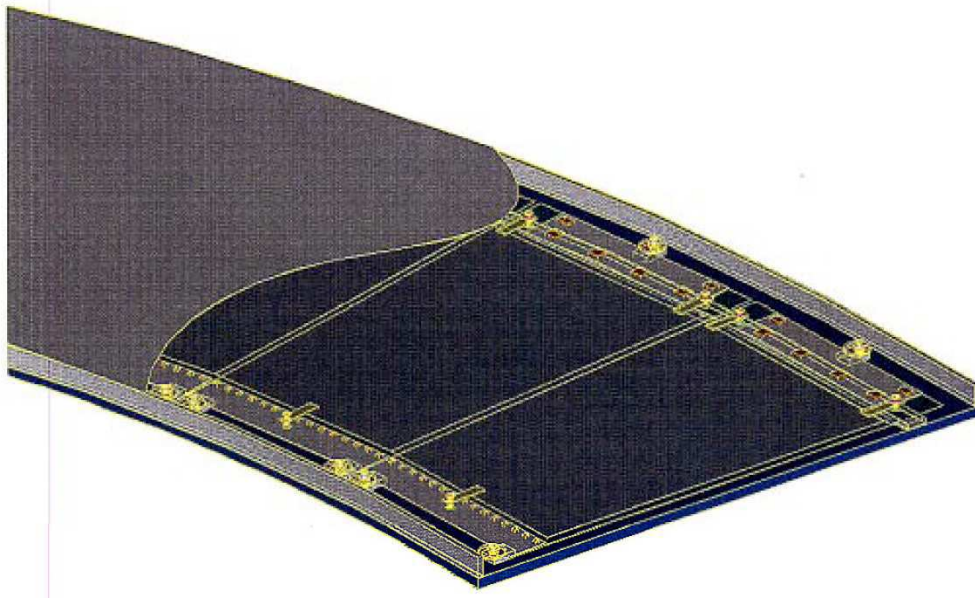


FIG. 4.25 – Partie d'un secteur azimuthal contenant des compteurs trapézoïdaux.

triques dont les sommets étaient reliés par 12 barres radiales (figure 4.24).

4.4.4 Les compteurs trapézoïdaux

Les compteurs trapézoïdaux destinés aux bouchons étaient constitués d'un substrat de verre DESAG 263¹⁵ de 0.200 mm d'épaisseur, sur lequel étaient déposées 512 pistes d'anode alternées avec 513 pistes de cathode. Le plan de dérive était une autre plaque du même verre, métallisée et maintenue à 3 mm du plan de détection.

La longueur des pistes variait de 47 à 180 mm selon les anneaux. Le pas des anodes était de 200 μm du côté des grands rayons, sauf pour les compteurs de l'anneau externe des roues arrières, dont le pas des anodes était de 250 μm . La largeur des anodes était de 7 ou 10 μm .

Afin de préserver un gain constant le long des compteurs, la distance g entre les cathodes et les anodes varie en fonction du pas des anodes p en suivant la relation [139] :

$$g = p/8 + 20 \mu\text{m} \quad (4.8)$$

Cette relation détermine par conséquent la largeur des cathodes.

Les structures hybrides supportant les circuits de lecture étaient collées sur les substrats, du côté des grands rayons. La haute tension était distribuée aux pistes cathodiques par groupes de 16, au travers d'une résistance de protection de 1 M Ω et de condensateurs de filtrage situés sur des structures collées sur le substrat du côté des petits rayons. Ces structures supportaient aussi un système de protection, chargé d'évacuer le courant provoqué par les décharges dans le gaz. Les circuits de lecture étaient protégés par des résistances de quelques centaines d'Ohms, intégrées au bout des pistes d'anode.

¹⁵Deutsche Spezialglas AG, Grünenplan, Allemagne.

Les plans de dérive de tous les compteurs d'un même secteur étaient alimentés par un seul canal de haute tension.

4.4.5 Résultats des tests

Les premiers compteurs MSGC trapézoïdaux décrits ici, ont été fabriqués en vue d'être soumis à des mesures en laboratoire et à des tests sous faisceaux.

Les 512 anodes de ces compteurs avaient une largeur constante de $10\ \mu\text{m}$ et une longueur de 120 mm. La largeur des cathodes variait de 85 à $100\ \mu\text{m}$, en allant des petits vers les grands rayons. Le pas des anodes variait aussi de 180 à $200\ \mu\text{m}$. Le substrat a été préparé au CRN et sa métallisation a été réalisée par OPTIMASK¹⁶.

Le plan de dérive avait une épaisseur de 0.500 mm, et était maintenu à une distance de 3 mm du plan de détection au moyen de quatre espaceurs en polyester, disposés aux coins du trapèze.

Les premiers tests en laboratoire étaient destinés à évaluer l'effet des zones mortes entre les compteurs. Un premier test a été réalisé sur un compteur où une piste d'anode a été chimiquement dissoute [140]. La figure 4.26 montre le profil d'une source radioactive (^{90}Sr) posée sur une région normale du compteur puis sur la piste d'anode enlevée. On constate que dans ce dernier cas, les pistes voisines de la piste manquante reçoivent les signaux destinés à la piste manquante. Les lignes de champ se recombinent de façon à combler la zone morte.

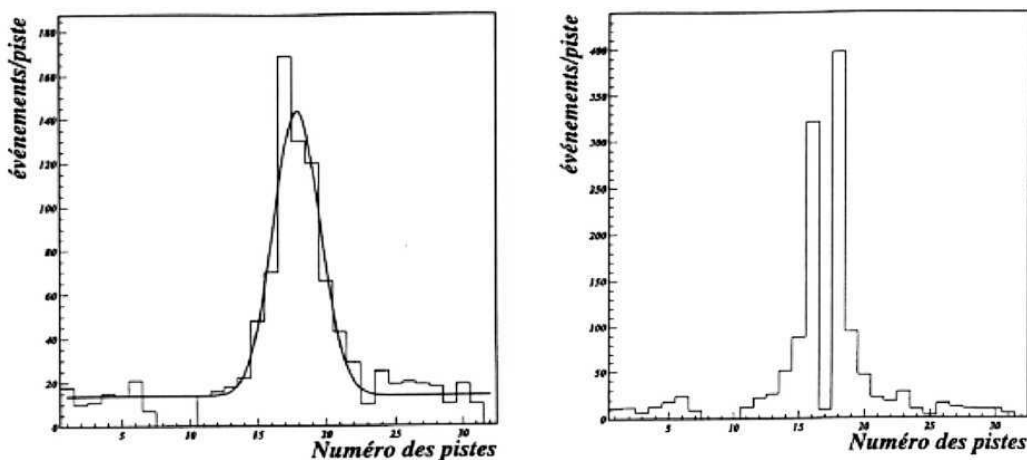


FIG. 4.26 – Profils d'une source radioactive vus par une région normale du compteur (à gauche) et par la région à la piste coupée (à droite). Figure extraite de la référence [140].

Ce résultat a été confirmé plus tard, lors d'un test sous rayons cosmiques, où deux compteurs séparés par une zone morte de $70\ \mu\text{m}$ ont été mis dans un même volume gazeux. Aucune chute d'efficacité n'a été observée [139].

Les tests sous rayons cosmiques ont aussi montré une résolution spatiale conforme aux attentes, comme le montre la figure 4.27.

¹⁶91420 Morangis, France.

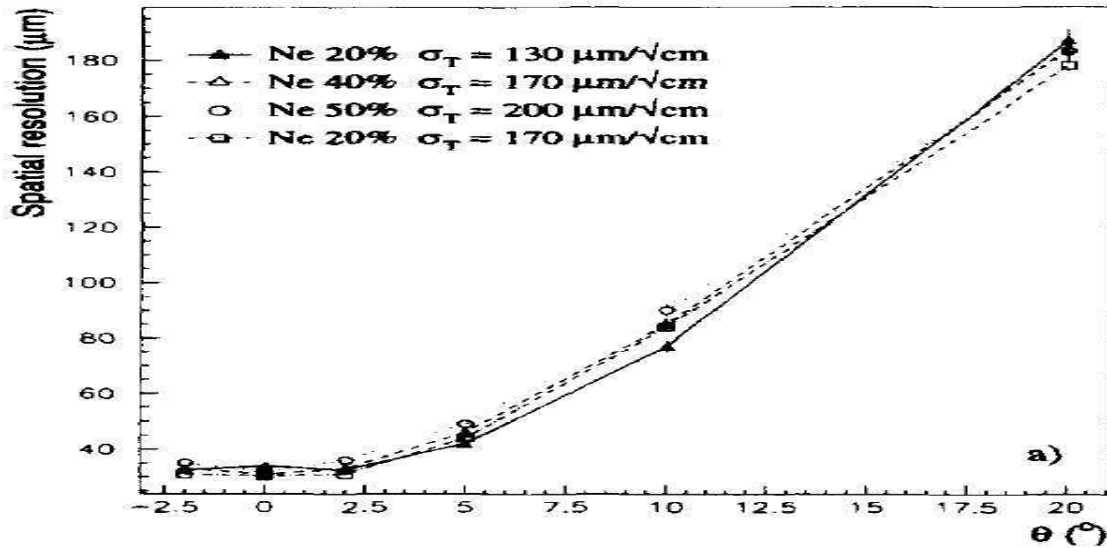


FIG. 4.27 – Résolutions mesurées sous rayons cosmiques. Figure extraite de la référence [137].

4.4.6 Epilogue

Le taux de décharges observé lors des tests sous faisceau des premiers compteurs était d'une décharge par jour et par compteur environ, alors que les taux de comptage étaient très inférieurs à ceux attendus au LHC [133]. En outre, des mesures ont montré que les pertes de gain suite aux radiations étaient plus grandes pour une même dose accumulée, si cette dose est reçue plus lentement [136]. Ces deux constatations ont conduit à un effort de recherche et de développement soutenu, mené par plusieurs laboratoires engagés dans la construction du trajectographe de CMS, afin d'améliorer la tenue des compteurs MSGC aux taux de comptage et aux radiations.

Afin d'améliorer la tenue des MSGC aux grands taux de comptage, et de s'affranchir des décharges qui perturbent leur fonctionnement, il fallait améliorer la qualité mécanique des pistes, ainsi que la résistivité du substrat.

Les décharges entre les cathodes et les anodes du plan de détection sont favorisées par le resserrement local des lignes de champ sur les pointes microscopiques présentes le long des arêtes des pistes. Des compteurs ayant des pistes en chrome ou en or ont été fabriqués, et ont montré une meilleure stabilité.

Les décharges sont également favorisées par l'accumulation de charges positives entre les pistes, suite aux avalanches. Un substrat de résistivité intermédiaire permettrait l'évacuation de telles charges. De très bons résultats ont été obtenus avec des verres semiconducteurs, ayant une résistivité comprise entre 10^9 et $10^{12} \Omega\text{cm}$, pour une résistivité du verre DESAG 263 de l'ordre de $10^{15} \Omega\text{cm}$. Ces verres ne pouvaient pas être fabriqués avec des épaisseurs plus fines que $500 \mu\text{m}$, et il fallait donc un effort supplémentaire pour y parvenir. Toutefois, le prix prohibitif de tels verres ne permettait pas leur utilisation pour le trajectographe de CMS.

Une autre solution envisagée, testée et validée était de recouvrir le substrat d'une fine couche d'un matériau permettant d'obtenir une résistivité de surface plus basse. Plusieurs

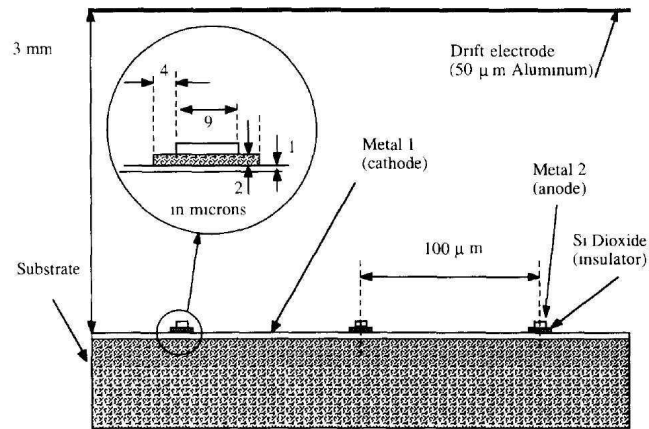


FIG. 4.28 – Principe de fonctionnement d'un compteur MGC. Figure extraite de la référence [141].

matériaux ont été testés, comme le diamant et le silicate de plomb. Des résistances surfaciques 100 fois plus petites que celle du verre DESAG 263 ont ainsi pu être obtenue (cf. par exemple [134] et [136] et les références qui y sont citées).

Des tests systématiques sous radiations de tous les composants des compteurs ont montré qu'il fallait éviter les composants plastiques et les colles ordinaires, qui libèrent des radicaux dans le gaz. Le choix d'un gaz extingueur moins sujet à la polymérisation, comme le DME, et l'ajout d'un système de purification du mélange gazeux avant son recyclage réduisent la chute du gain sous radiations de manière significative [138].

Afin de résoudre le problème du chargement du substrat, un autre type de compteurs a été développé et proposé pour remplacer les MSGC, au moins dans les zones de plus grand taux de comptage : les MGC [141] (*Micro Gap Chambers*). Le plan de détection des MGC est constitué d'un substrat métallisé sur toute sa surface, qui forme ainsi la cathode. Des pistes parallèles d'isolants en polyimide de 10 μm d'épaisseur sont fixées à la surface de cette cathode afin de supporter les pistes d'anode (figure 4.28). Il se forme ainsi un intervalle entre la cathode et les anodes, qui permet d'appliquer une différence de potentiel plus grande, en réduisant le risque de décharge. Une information à deux dimensions était possible, en segmentant la cathode. Ces détecteurs souffraient de problèmes d'adhésion entre le polyimide et le métal [142] et étaient en cours de développement.

La solution la plus prometteuse pour réaliser un compteur gazeux à micropistes résistant aux forts taux de comptage a été trouvée par deux équipes : il s'agissait de séparer le volume de dérive de celui de l'amplification.

Une équipe du CEA de Saclay [143] a développé les compteurs dits MICROMEGAS (*MICRO-MESH-Gaseous Structure*), où une fine grille métallique placée à 100 μm du plan d'anode est mise à un potentiel de l'ordre de 100 V. Les électrons primaires accèdent au volume d'amplification au travers des trous de la grille. Les ions positifs produits dans les avalanches sont recueillis par la grille (figure 4.29).

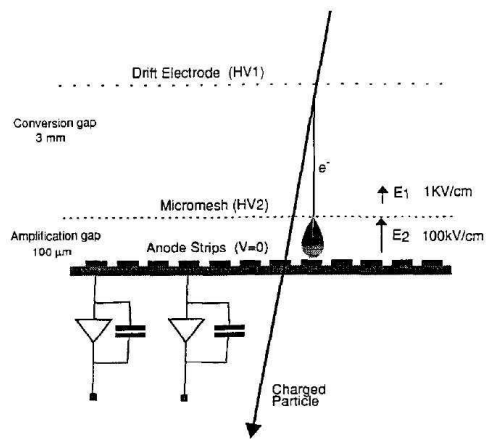


FIG. 4.29 – Principe de fonctionnement d'un compteur MICROMEGAS. Figure extraite de la référence [143].

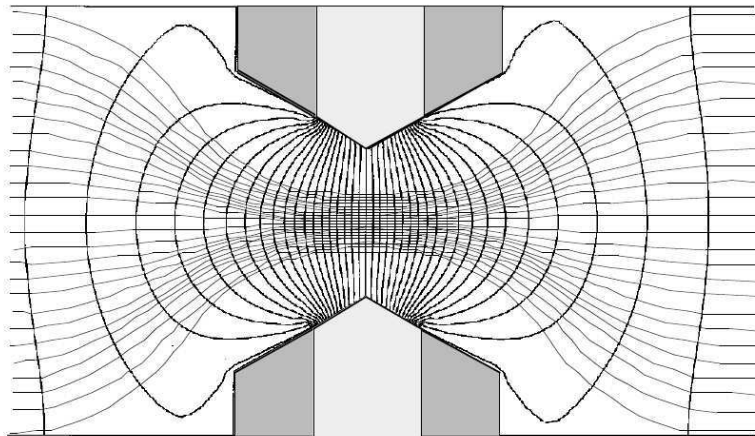


FIG. 4.30 – Principe de fonctionnement d'une électrode GEM. Figure extraite de la référence [144].

Une équipe du CERN a inventé les électrodes GEM (*Gas Electron Multiplier*) [144]. Ce sont deux plans conducteurs séparés par une fine couche de polyimide. Un réseau de trous permet le passage des électrons primaires d'un côté à l'autre de l'électrode GEM. Le champ d'amplification est créé en instaurant une différence de potentiel entre les deux plans conducteurs. Les électrons primaires déclenchent le phénomène d'avalanche en traversant les trous. Le champ électrique est plus grand dans les trous car les lignes de champ s'y resserrent (figure 4.30). Des gains très grands peuvent être atteints en empilant plusieurs électrodes GEM.

Ces deux solutions ont trouvé plusieurs applications et font encore l'objet d'un effort de recherche et de développement, en particulier au sein de la collaboration RD51 [145] du CERN.

Ces solutions ont été adaptées et évaluées par la collaboration CMS. Le choix s'était porté sur un substrat classique en verre DESAG 263 couvert d'une couche de verre semi-conducteur, ayant des pistes en or sur une couche de titane [146].

Une version trapézoïdale de ces compteurs couplée à une électrode GEM a aussi été testée avec succès [147].

En 1999, la collaboration CMS a organisé des tests intensifs de quelques dizaines de ces compteurs, en exploitant les faisceaux de pions du cyclotron du PSI¹⁷. Ces faisceaux présentaient l'avantage d'être continus, et fournissaient un flux de 5 à 7 kHz/mm², et avaient une énergie de 300 à 400 MeV. Les résultats furent très satisfaisants, aussi bien pour la chute de gain que pour la survie des canaux de lecture [146] [148].

Toutefois, et étant donné le degré de sophistication atteint, qui a éloigné les MSGC de la simplicité voulue au début du projet, et devant les bonnes performances des compteurs au silicium, la collaboration CMS a renoncé à équiper son trajectographe de compteurs gazeux en décembre 1999 [149]. Son choix s'est alors porté sur un trajectographe entièrement au silicium.

¹⁷Villigen, Suisse.

Chapitre 5

Le calorimètre électromagnétique à argon liquide de l'expérience ATLAS

5.1 Introduction

En 1996, j'ai rejoint le laboratoire du CPPM (Centre de Physique des Particules de Marseille), comme Ingénieur de Recherche en Instrumentation, au sein de l'équipe chargée de la construction du calorimètre électromagnétique à argon liquide de l'expérience ATLAS [84].

Mes activités y furent multiples, et allèrent de la conception des électrodes à l'utilisation de la désintégration du boson Z^0 en paires électron-positron afin de réduire le terme constant global, en passant par le montage, les tests de validation, les tests sous faisceaux et leur analyse, jusqu'à l'intégration finale des calorimètres dans les cryostats.

Ma première responsabilité fut la conception puis le pliage des électrodes en polyimide cuivré des bouchons, mission dont je me suis acquitté dans un environnement industriel incertain. J'ai participé à la définition des critères de validation lors de la construction des modules des deux bouchons, et pris une part active à la coordination de celle-ci. Lors de l'analyse des tests sous faisceaux, j'ai initié l'effort de modélisation des circuits de lecture afin d'extraire les formes des signaux, nécessaires pour appliquer les techniques de traitement de signal et ainsi déterminer l'énergie mesurée. J'ai aussi été à l'origine de la détermination de la résolution angulaire du calorimètre. J'ai ensuite développé une méthode d'ajustement qui égalise la forme de la distribution de la masse invariante du boson Z^0 lors de sa désintégration en paires e^+e^- afin d'uniformiser la réponse des différentes régions du calorimètre.

Ces activités m'ont conduit à interagir quotidiennement avec le monde de l'industrie et de la logistique. Après avoir conçu les électrodes de lecture et défini la méthode de leur pliage, j'ai supervisé ce dernier, ainsi que l'approvisionnement en électrodes des deux sites de montage des modules des bouchons, depuis le site de production au site de pliage, en passant par le site des tests électriques.

J'ai passé les trois dernières années de cette période (2002-2005) au CERN¹, où j'ai participé à l'assemblage des modules du calorimètre en roues, puis à l'installation des roues dans les cryostats, chaque étape étant validée par des mesures qui attestaient de l'intégrité des canaux de lecture, de calibration ainsi que des canaux d'alimentation en haute tension.

¹Dont un an comme attaché de recherche au CERN.

Ce travail a donné lieu à plusieurs publications et notes internes, dont les plus importantes sont [84], [150], [151], [152], [153], [154], [155], [156] et [157]. J'ai présenté les résultats des tests sous faisceaux des modules 0 à la 7th *International Conference on Advanced Technology and Particle Physics*, qui s'est déroulée en octobre 2001 à Côme en Italie [158].

Le sous-chapitre suivant traitera des performances nécessaires pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS, des solutions choisies et de la description du détecteur et de ses services. Suivront alors les sous-chapitres consacrés à mon activité : la conception et le pliage des électrodes, le filtrage optimal, les résultats des tests sous faisceaux et l'utilisation du canal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ pour améliorer l'uniformité de la réponse du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

5.2 Le calorimètre électromagnétique accordéon à argon liquide

5.2.1 Les performances désirées

Contrairement à celles des trajectographes, les performances des calorimètres s'améliorent avec l'augmentation de l'énergie, ce qui en fait des instruments de choix dans le programme de physique des accélérateurs hadroniques.

Au LHC, les calorimètres seront des éléments clés dans la recherche de la plupart des particules attendues.

Selon sa masse, le boson de Higgs sera recherché dans ses désintégrations $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ ou $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$. La désintégration d'éventuels bosons de jauge additionnels dans les canaux électroniques ($Z' \rightarrow e^+e^-$ et $W' \rightarrow e\nu_e$) offrira une sensibilité bien meilleure que leurs désintégrations muoniques, en particulier aux plus grandes valeurs de masse qui seront à portée quand le LHC aura atteint son énergie nominale de 7 TeV par faisceau (masses autour de $5 - 6 \text{ TeV}/c^2$).

La recherche de particules supersymétriques nécessite une acceptation et une étanchéité aussi grandes que possible, afin de mesurer l'énergie transverse manquante.

La réponse de l'expérience ATLAS aux canaux précédemment cités (ainsi qu'à quelques autres) a été simulée afin d'évaluer les performances réalistes qui permettront à ATLAS d'avoir le potentiel de découverte le plus grand possible. Les performances requises pour la calorimétrie peuvent être consultées dans [159]. Seuls les critères les plus importants pour le calorimètre électromagnétique sont rappelés dans ce qui suit.

La couverture angulaire utile pour la recherche des désintégrations rares ($H \rightarrow \gamma\gamma$ par exemple) est limitée aux grandes valeurs de pseudorapidité (η) par la dose de radiations supportable par les divers éléments de ATLAS. La pseudorapidité maximale où une granularité optimale est utile est de $\eta = 2.5$ (région dite de précision). Au-delà, et jusqu'à $\eta = 5$, le rôle de la calorimétrie est d'identifier les jets hadroniques et de mesurer l'énergie transverse manquante. Une granularité moins fine y est suffisante.

La minimisation des effets d'empilement et du bruit électronique, ainsi que la mesure précise de la position et de la forme des gerbes électromagnétiques définissent une taille maximale pour les cellules du calorimètre électromagnétique dans la région de précision, de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.03 \times 0.03$ [160]. La présence d'un premier compartiment longitudinal ayant une

granularité beaucoup plus fine (quelques millimètres dans la direction polaire) est nécessaire pour pouvoir séparer les deux photons issus des désintégrations des mésons π^0 , et pouvoir ainsi s'affranchir du bruit de fond qu'ils constituent.

Une granularité fine, combinée aux informations du trajectographe et du calorimètre hadronique permet d'améliorer la séparation photon/jet, électron/jet et τ /jet.

Afin d'obtenir une résolution de 1 % sur la masse du boson de Higgs dans les canaux à deux photons ou à quatre électrons, il est nécessaire d'avoir un terme d'échantillonnage de $10\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ et un terme constant de moins de 1 %. Une résolution angulaire de l'ordre de 50 mrad/ $\sqrt{E(\text{GeV})}$ est également nécessaire afin de maintenir la contribution de la mesure de l'angle entre les deux photons à la résolution sur la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ au même niveau que la contribution de la mesure de leurs énergies.

Ce même canal exige une précision sur l'échelle d'énergie de 0.1 %, afin de pouvoir mesurer la masse du boson de Higgs avec une incertitude de 200 MeV/ c^2 . Une linéarité meilleure que 0.5 % (jusqu'à des énergies de 300 GeV) contribuerait également à améliorer la résolution sur la masse pour des canaux contenant plusieurs objets électromagnétiques, comme la désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4 e$.

Le calorimètre doit avoir une gamme dynamique très large, allant de 10 MeV (le plus petit bruit électronique attendu dans une seule cellule) jusqu'à 3 TeV (énergie déposée dans une seule cellule par un électron issu d'un boson additionnel W' de 5 TeV).

Pour une granularité donnée, un temps de réponse court et une électronique de lecture rapide² permettent de minimiser l'effet de l'empilement. Cette dernière contrainte, ajoutée à la nécessité d'avoir un bruit électronique bas, exige des circuits frontaux de lecture et de mise en forme d'une très grande qualité.

Un bruit cohérent inférieur à 3 MeV par cellule permet de ne pas détériorer la précision sur l'énergie manquante, quantité dont la mesure est importante pour les canaux contenant des particule interagissant très faiblement (voire pas du tout) avec la matière du détecteur, comme les neutrinos ou le neutralino le plus léger prévu par la supersymétrie³.

L'utilisation du calorimètre dans le système de déclenchement au premier niveau nécessite l'identification du temps de croisement. Une résolution de quelques nanosecondes au-delà d'une énergie de 1 GeV est ainsi exigée.

Le calorimètre électromagnétique doit résister à une fluence totale de 10^{15} neutrons(1 MeV)/ cm^2 (voir la définition dans la section 4.3.4) et à une dose de 200 kGy. Ces valeurs correspondent à la plus grande pseudorapidité ($\eta = 3.2$), après 10 ans de fonctionnement du LHC.

5.2.2 Le principe

ATLAS a choisi de s'équiper d'un calorimètre électromagnétique à argon liquide, ayant une géométrie en accordéon. C'est un calorimètre à échantillonnage, utilisant en guise d'absorbours des plaques de plomb baignant dans de l'argon liquide constituant le milieu actif.

Les plaques de plomb sont pliées en accordéon, de façon à ce qu'une particule incidente arrive parallèlement au plan de la plaque et en traverse tous les plis, comme le montre la figure

²Le temps de formation du signal et le temps de sa mise en forme doivent être du même ordre de grandeur que le temps nominal séparant deux collisions du LHC : 25 ns.

³Dans l'hypothèse d'une R-parité conservée.

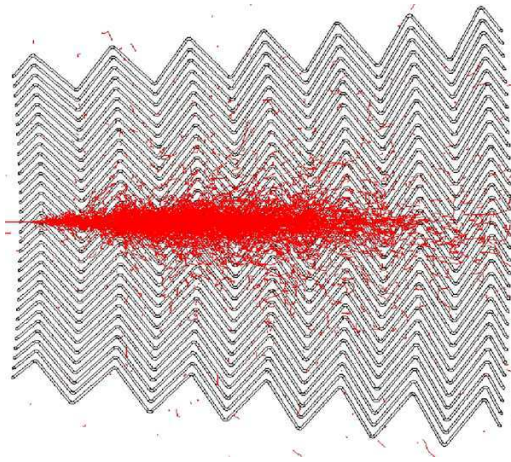


FIG. 5.1 – Simulation du développement d’une gerbe électromagnétique dans la structure en accordéon.

5.1. L’énergie perdue par ionisation dans les intervalles d’argon liquide entre les plaques de plomb est mesurée par des électrodes intercalées entre les plaques. Cette solution permet d’obtenir une étanchéité quasi parfaite, inédite pour un calorimètre de telles dimensions, et facilite l’obtention de la granularité désirée.

En effet, la lecture se fait à l’avant et à l’arrière du calorimètre, en adaptant des connecteurs sur les électrodes. Il n’est plus nécessaire d’aménager des voies pour les câbles au travers de l’acceptance du calorimètre. La granularité le long des électrodes (cette dimension correspond à la pseudorapidité dans ATLAS) est réalisée en ”dessinant” des cellules de lectures aux dimensions voulues sur la surface des électrodes. Nous obtenons ainsi des électrodes graduées en pseudorapidité. La segmentation longitudinale est réalisée de la même façon. La granularité azimutale est obtenue en sommant les signaux du nombre voulu d’électrodes voisines. Ceci est réalisé à l’avant et à l’arrière du calorimètre, en connectant des cartes dédiées qui additionnent les signaux des électrodes.

Les électrodes sont des circuits imprimés ayant trois couches conductrices en cuivre, séparées par deux films de polyimide. Les deux couches externes servent à appliquer la haute tension, afin de générer le champ électrique qui provoque le mouvement des charges issues de l’ionisation. Ce mouvement induit des signaux mesurés par la couche conductrice interne.

Le principe d’un tel calorimètre a été développé et validé par la collaboration RD3 [161].

5.2.3 Description générale

Le calorimètre électromagnétique de l’expérience ATLAS consiste en un empilement alternés d’absorbeurs en plomb et d’électrodes en cuivre-polyimide, le tout baignant dans de l’argon liquide. L’intervalle d’argon liquide entre les absorbeurs et les électrodes est maintenu par des espaceurs en papier Nomex⁴ en forme de nid d’abeille.

Le calorimètre est constitué de trois parties, le cylindre central et les deux bouchons, chaque partie étant contenue dans son propre cryostat. L’acceptance s’étend jusqu’à une pseu-

⁴Nomex est une marque de la compagnie DuPont de Nemours, Wilmington (Delaware), Etats-Unis.



FIG. 5.2 – Montage d'un module du cylindre central. On distingue les plis de l'accordéon. Le module a une longueur de 3.2 m environ.

dorapidité de $\eta = 3.2$. La partie centrale couvre la région $|\eta| < 1.4$. La température de l'argon liquide est d'environ $88^\circ K$ et sera monitorée avec une précision de 10 mK.

Les deux cryostats des bouchons accueillent aussi le calorimètre hadronique des bouchons, qui utilise l'échantillonnage argon liquide-cuivre [162], et le calorimètre dit "vers l'avant", qui complète l'acceptance de la calorimétrie d'ATLAS jusqu'à une pseudorapidité $\eta = 4.9$, et qui utilise des intervalles d'argon liquide très fins (de l'ordre de $250 \mu m$) afin de limiter les effets de charge d'espace, dans une région soumise à de forts taux de comptage [163].

Les absorbeurs et les électrodes sont pliés en accordéon. Les plis sont parallèles au faisceau dans le cylindre central (figure 5.2) et courent le long de la direction radiale dans les bouchons (figure 5.3).

Le cylindre central est constitué de deux parties séparées à $z = 0$, formée chacune de 16 modules azimutaux. Il y a 64 double-intervalles dans chaque module. Le cylindre central pèse 114 tonnes, a une longueur de 6.4 m, et des rayons interne et externe de 1.4 et de 2 m respectivement.

Chaque bouchon est constitué de deux roues concentriques, séparées à $\eta = 2.5$. Les bouchons sont divisés en huit secteurs azimutaux, appelés également modules. Chaque module est formé de 96 et de 32 double-intervalles dans la roue externe et interne respectivement. Chaque bouchon a une épaisseur de 0.63 m, dont 0.51 m d'épaisseur de volume actif, des rayons interne et externe de 0.33 et de 2.1 m, et pèse 27 tonnes. La partie active des deux bouchons commence à la position $|z| = 3.7$ m le long de l'axe du faisceau.

L'épaisseur active totale varie de 22 à 38 longueurs de radiation.



FIG. 5.3 – Détail de la région entre les roues externe et interne d'un module des bouchons. On distingue la directions radiale des plis.

L'ensemble de la calorimétrie à argon liquide de l'expérience ATLAS est montré en figure 5.4.

Les absorbeurs sont des plaques de plomb prises entre deux feuilles d'acier ayant chacune une épaisseur de 0.2 mm. L'épaisseur de plomb dans le cylindre central est de 1.53 mm pour $|\eta| < 0.8$ et de 1.13 mm pour $\eta > 0.8$. La diminution de l'épaisseur compense partiellement la diminution de la fréquence d'échantillonnage. Dans les bouchons, les plaques de plomb ont une épaisseur de 1.7 et 2.2 mm dans la roue externe et interne respectivement.

Quatre types d'électrodes sont utilisées pour couvrir l'acceptance du calorimètre. Deux types d'électrodes dans le cylindre central couvrent les deux intervalles de pseudorapidité définis par les épaisseurs de la plaque de plomb. Deux autres types couvrent les roues externe et interne des bouchons. La figure 5.5 montre des dessins de la couche interne des quatre type d'électrodes, leurs dimensions, ainsi que leur granularité longitudinale (deux ou trois compartiments) et polaire (pseudorapidité). Les électrodes des bouchons seront décrites en détail dans le sous-chapitre 5.3.

Le tableau 5.1 montre la granularité du calorimètre. La figure 5.6 en montre les détails pour la région $\eta = 0$.

Les angles polaires des gerbes peuvent être mesurés en associant les deux mesures de la pseudorapidité par le premier et le deuxième compartiment. La petite dispersion transversale des faisceaux du LHC permet d'assigner une granularité azimutale moins fine au premier compartiment, réduisant ainsi le nombre de canaux à lire depuis la face avant du calorimètre. La granularité du premier compartiment a dû être adaptée dans les bouchons, afin d'éviter des pistes trop fines, source de forte diaphonie. Les régions $\eta < 1.5$ et $\eta > 2.4$ ne bénéficient pas

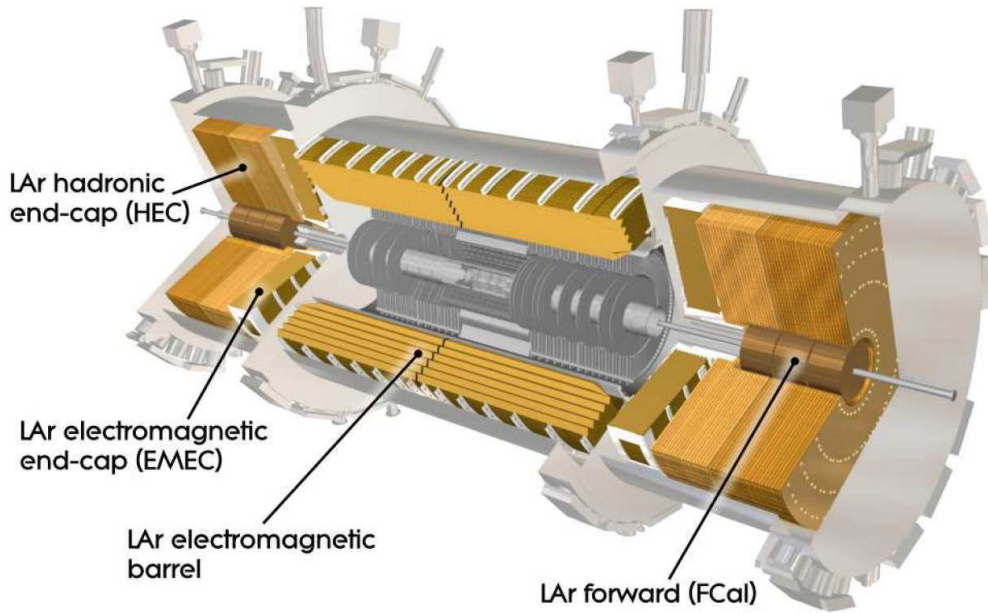


FIG. 5.4 – Vue d’ensemble de la calorimétrie à argon liquide de l’expérience ATLAS. On distingue les trois cryostats.

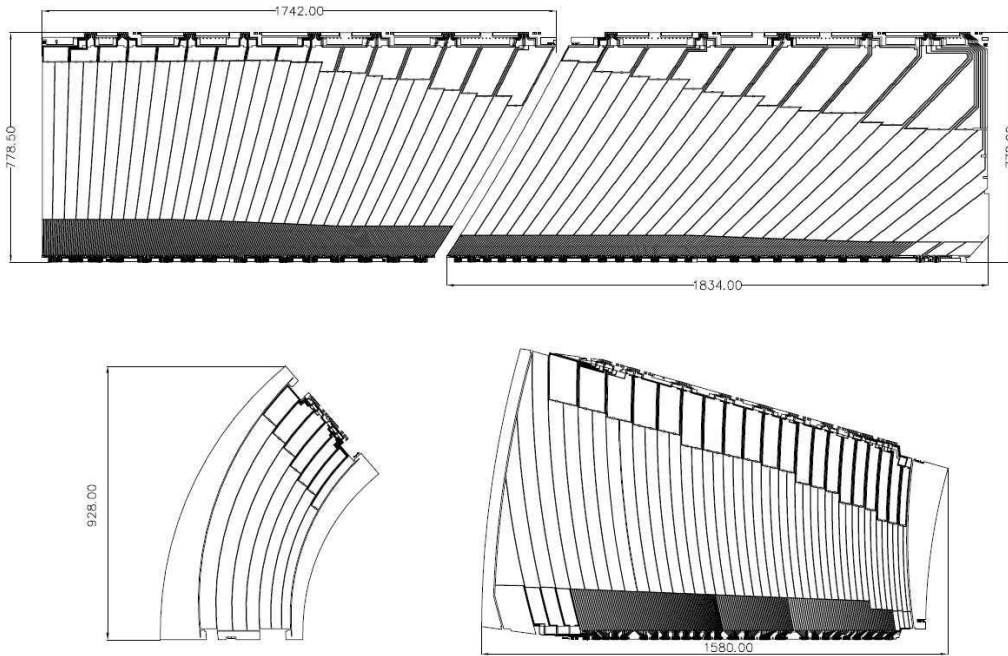


FIG. 5.5 – Vue schématique de la couche interne (celle qui collecte le signal) des quatre types d’électrodes : les deux types de la partie centrale (haut) et des bouchons (bas). On distingue la granularité polaire et longitudinale.

TAB. 5.1 – Granularité du calorimètre électromagnétique d’ATLAS : $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

Cylindre central				
η	Pré-échantillonneur	Compartiment 1 (avant)	Compartiment 2 (milieu)	Compartiment 3 (arrière)
0 - 1.350	0.025×0.1	0.003×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
1.350 - 1.400	0.025×0.1	0.003×0.1	0.025×0.025	-
1.400 - 1.475	0.025×0.1	0.025×0.1	0.075×0.025	-
1.475 - 1.52	0.025×0.1	-	-	-
Bouchons				
1.375 - 1.425	-	0.050×0.1	0.050×0.025	-
1.425 - 1.5	-	0.025×0.1	0.025×0.025	-
1.5 - 1.8	0.025×0.1	0.003×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
1.8 - 2.0	-	0.004×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
2.0 - 2.4	-	0.006×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
2.4 - 2.5	-	0.025×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
2.5 - 3.2	-	-	0.1×0.1	0.1×0.1

de la même fine granularité que celle du reste de l’acceptance, car la grande quantité de matière présente en amont du calorimètre ne permet pas d’y bénéficier des avantages d’une granularité fine.

Le calorimètre électromagnétique d’ATLAS est équipé d’environ 160 000 canaux de lecture.

Un pré-échantillonneur placé dans le cryostat, devant la face avant du calorimètre permet de tenir compte de l’énergie perdue dans la matière du détecteur située avant le calorimètre (trajectographe, paroi des cryostats, aimant solénoïdal dans le cylindre central, services et câbles dans les bouchons). Le pré-échantillonneur du cylindre couvre toute l’acceptance de celui-ci, tandis que celui des bouchons couvre les deux régions situées entre $|\eta| = 1.5$ et 1.8 . Ce sont des intervalles instrumentés d’argon liquide ayant une épaisseur de l’ordre du centimètre, lus avec une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$. La figure 5.7 montre la quantité de matière située avant le calorimètre et avant le pré-échantillonneur.

Les cartes sommatriques qui additionnent les signaux des électrodes adjacentes afin de réaliser la granularité azimutale désirée sont connectées sur les faces avant (pour le premier compartiment longitudinal) et arrière (pour les deux autres compartiments) du calorimètre. Les câbles des signaux et ceux de la calibration sont connectés à un autre type de cartes (dites cartes mères) situées par dessus les cartes sommatriques. Ces cartes mères supportent aussi les résistances de calibration à travers lesquelles le signal de calibration arrive dans les cellules.

La haute tension est distribuée aux électrodes grâce à des cartes dédiées, conçues sur le même principe que les cartes sommatriques. Les deux faces d’une même électrode sont alimentées par des canaux indépendants. Chaque canal de haute tension alimente un secteur de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ (32 électrodes) dans le cylindre central, et un secteur variable dans les bouchons (cf. section 5.2.4). La tension appliquée est de 2000 V dans le cylindre et varie entre 1000 et 2500 V dans les bouchons.

Les câbles (signaux, calibration, haute tension) partent du détecteur et sont connectés à l’autre extrémité aux cheminées des cryostats, passages étanches qui permettent d’acheminer

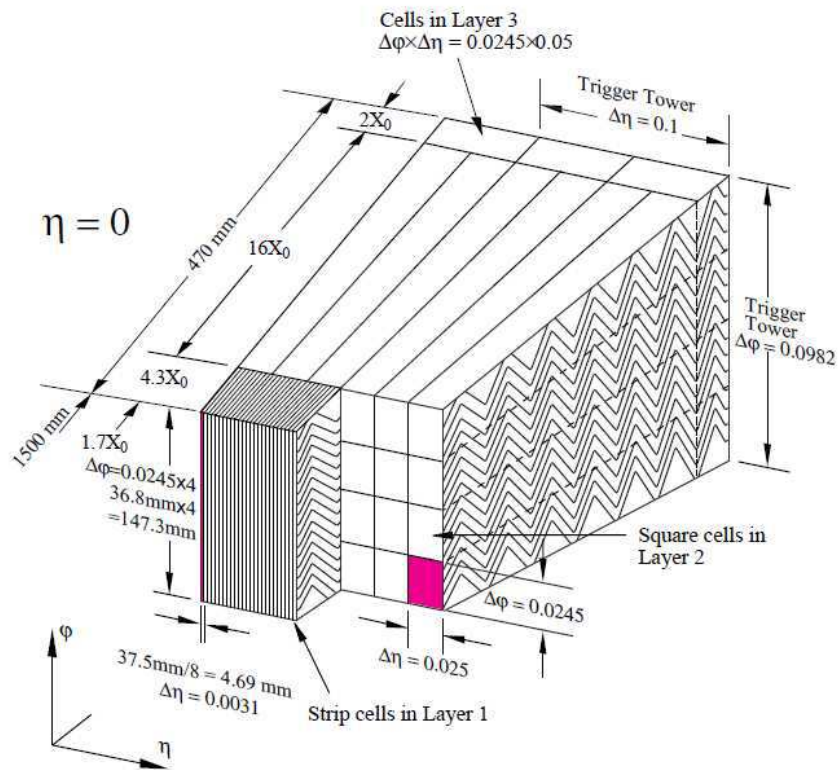


FIG. 5.6 – Vue schématique de la granularité du calorimètre électromagnétique.

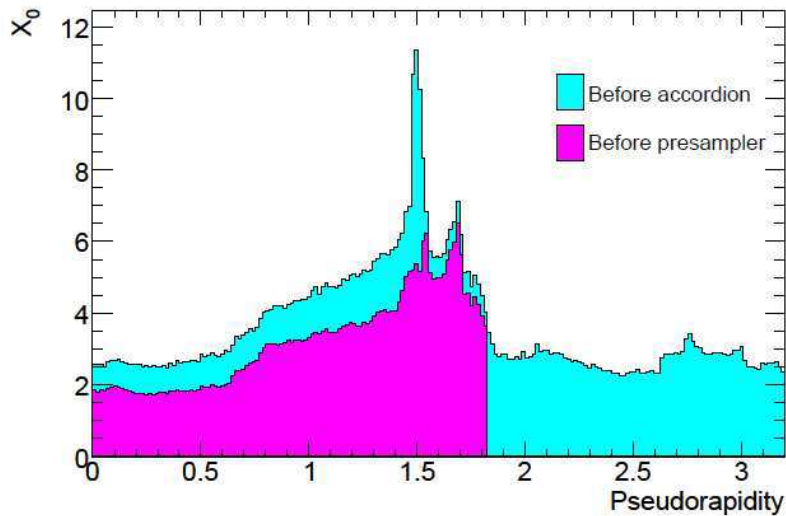


FIG. 5.7 – La quantité de matière située en amont du calorimètre (en bleu), et en amont du pré-échantillonneur (en rouge).

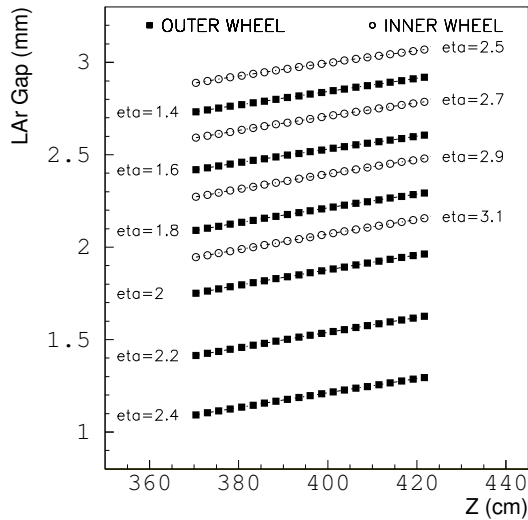


FIG. 5.8 – Épaisseur de l’intervalle d’argon liquide dans les bouchons du calorimètre électromagnétique.

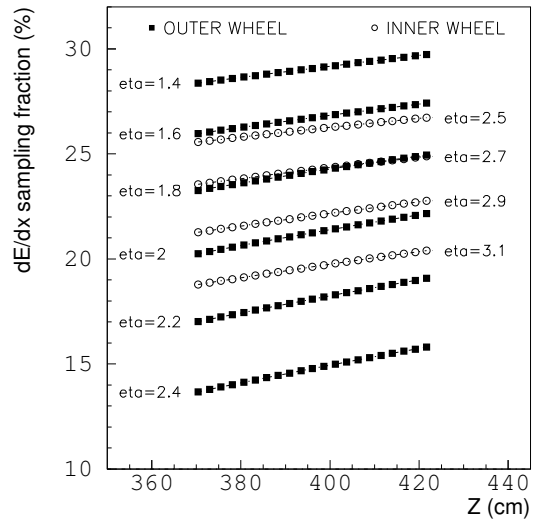


FIG. 5.9 – Fréquence d’échantillonnage dans les bouchons du calorimètre électromagnétique.

les signaux électriques au travers des cryostats. Des paniers d’électronique contenant les cartes frontales et les cartes de calibration sont adaptés sur la face externe des cheminées. La communication entre l’électronique frontale et l’électronique arrière située dans la salle de comptage s’effectue par l’intermédiaire de fibres optiques.

5.2.4 Les spécificités des bouchons

Dans le cylindre central, et afin de maintenir un intervalle d’argon liquide d’épaisseur constante, les plis ont des angles différents, augmentant avec le rayon afin de compenser l’éloignement naturel des absorbeurs.

Dans les bouchons, la situation est différente : l’amplitude des plis doit augmenter avec le rayon, afin de compenser l’augmentation de l’intervalle d’argon liquide, inévitable pour pouvoir construire une roue en empilant des absorbeurs radiaux⁵. Il en résulte des plis à angle variable, et la variation de la fréquence d’échantillonnage le long du rayon (et donc de la pseudorapidité). C’est afin de conserver des angles de pliage dans un domaine réalisable (éviter les angles très obtus) que le bouchon est formé de deux roues concentriques. La variation de l’épaisseur de l’intervalle et de la fréquence d’échantillonnage sont montrées sur les figure 5.8 et 5.9 respectivement.

Le signal collecté (le courant parcourant la capacité électrique équivalente à chaque cellule, cf. section 5.2.5) est proportionnel à la fréquence d’échantillonnage, et inversement proportionnel à l’épaisseur de l’intervalle (la capacité électrique augmente pour de petites épaisseurs), si bien que leurs effets se compensent.

Cependant, le signal mesuré est aussi proportionnel à la vitesse de dérive des électrons

⁵La solution qui consiste à avoir des absorbeurs d’épaisseur variable a été écartée à cause de ses difficultés techniques.

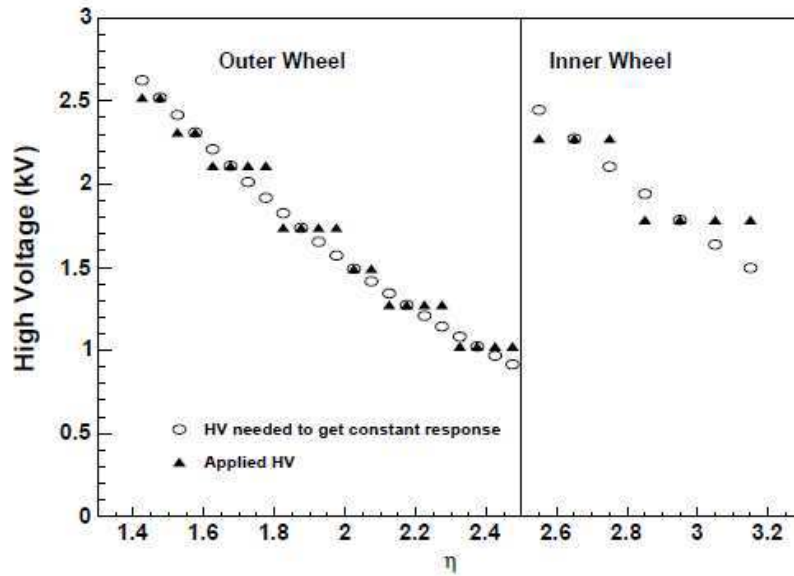


FIG. 5.10 – Valeurs de la haute tension qui rétabliraient une réponse uniforme des bouchons du calorimètre (cercles), ainsi que les paliers choisis pour reproduire au mieux ces valeurs (triangles).

dans l'argon liquide⁶. A tension constante, le champ électrique diminue le long du rayon, causant la diminution de la vitesse de dérive, et donc une diminution du signal. Il fallait donc appliquer une tension variable, augmentant avec le rayon, afin de rétablir l'uniformité de la réponse du calorimètre des bouchons. La nature discrète de l'alimentation en haute tension nous a conduit à choisir des paliers au plus près de la variation continue calculée analytiquement (figure 5.10).

L'adaptation de la géométrie en accordéon aux bouchons est ainsi réalisée au prix de quelques difficultés supplémentaires et d'un surcroît de complexité. On en retrouvera les conséquences tout au long des étapes de la fabrication, de la construction et de l'exploitation des données.

La figure 5.11 montre un bouchon du calorimètre électromagnétique à argon liquide, à la fin de son intégration dans le cryostat.

5.2.5 L'électronique de lecture

Le système de lecture du calorimètre à argon liquide doit non seulement fournir les signaux, mais aussi participer au premier niveau de déclenchement, et soutenir par conséquent un taux de lecture de 75 kHz. La grande gamme dynamique (de 10 MeV à 3 TeV) et la volonté de réduire le bruit cohérent impose un traitement analogique du signal dans le voisinage immédiat du détecteur.

Le traitement analogique est effectué par des cartes frontales [164], appelées FEB pour *Front End Board*, situées dans les paniers d'électronique adaptés sur les cheminées. Ces paniers

⁶Rappelons que nous mesurons le signal *induit* par le mouvement des charges.

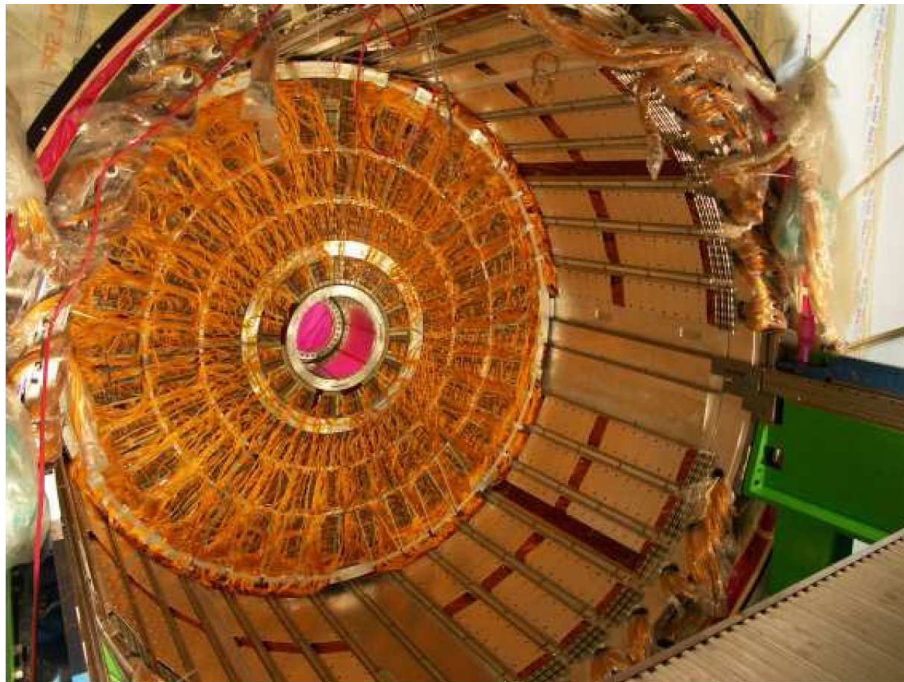


FIG. 5.11 – Un bouchon du calorimètre électromagnétique à argon liquide dans le cryostat. On distingue la direction radiale des câbles sur la face arrière. Le bouchon a un diamètre de 4 m environ.

sont au nombre de 58, vissés sur les 64 cheminées du cryostat central ainsi que sur les 2×25 cheminées des deux cryostats des bouchons. Chaque panier standard reçoit ainsi les signaux arrivant de deux cheminées, et accueille 28 cartes FEB, deux cartes de calibration, deux cartes de déclenchement et deux cartes de contrôle. Les diverses cartes, ainsi que leurs services doivent tolérer une fluence équivalente à 10^{12} neutrons(1 MeV)/ cm^2 et une dose de 20 Gy par année.

L'architecture du système de lecture des calorimètres à argon liquide est montrée en figure 5.12.

Chaque FEB traite les signaux de 128 cellules. Le signal est d'abord amplifié, puis mis en forme par un circuit fournissant trois gains possibles ayant des rapports relatifs de 1/10/100, afin de pouvoir coder le signal numérisé sur 12 bits, alors qu'il en faudrait 16 pour couvrir toute la gamme dynamique avec un seul gain⁷. Le temps de montée après la mise en forme du signal est de 15 ns. Cette valeur est un compromis entre la minimisation du bruit électronique, qui nécessite un grand temps de montée et la minimisation du bruit d'empilement, qui nécessite une petite valeur.

Le signal est ensuite échantillonné à la fréquence de croisement des faisceaux du LHC, en utilisant l'horloge centrale de 40 MHz distribuée aux FEB par les cartes de contrôle. Les échantillons obtenus sont stockés dans 144 condensateurs commutés (SCA dans la figure 5.12 pour *Switched Capacitors Array*). Ces condensateurs servent aussi de mémoire tampon avant le circuit ADC qui numérise un nombre convenu d'échantillons (cinq en général) en cas de déclenchement. Un circuit permet de sélectionner le gain optimal pour chaque cellule et pour

⁷La plus grande gamme dynamique est celle du deuxième compartiment, où le bruit moyen est de 45 MeV.

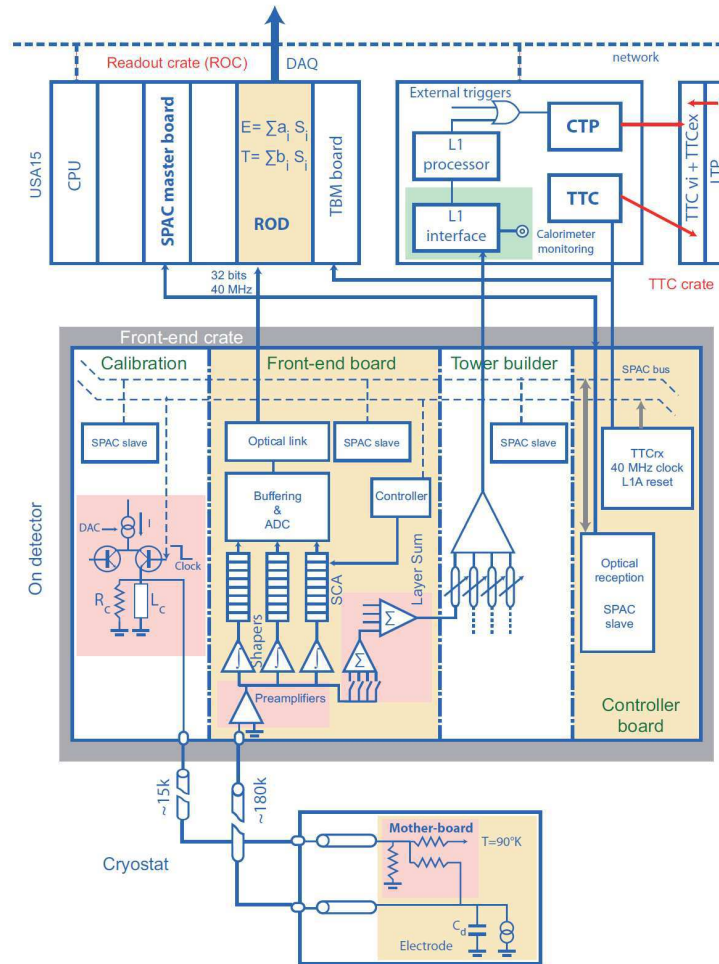


FIG. 5.12 – Architecture du système de lecture des calorimètres à argon liquide de l’expérience ATLAS. De bas en haut, on distingue le modèle électrique des cellules du détecteur, le panier vissé sur les cheminées du cryostat et ses différentes cartes, et l’électronique arrière située dans la salle de comptage.

chaque événement.

La figure 5.13 montre la forme triangulaire du signal d’ionisation, la forme bipolaire obtenue après la mise en forme, ainsi que les échantillons stockés toutes les 25 ns.

Le dernier étage de l’électronique frontale est un transmetteur optique, qui transforme le signal digital en signal lumineux et le transmet vers l’électronique arrière au moyen de fibres optiques.

Les cartes de déclenchement réalisent les sommes analogiques par canal de déclenchement, correspondant à des tours de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, et transmettent le résultat au processeur de déclenchement du premier niveau, qui numérise le signal des tours et l’utilise dans la prise de décision.

En plus de la distribution de l’horloge, les cartes de contrôle distribuent les signaux du déclenchement du premier niveau, ainsi que les signaux nécessaires à la configuration des cartes

FEB.

La carte de calibration est un élément important de la calibration du calorimètre à argon liquide et son rôle sera décrit dans la section suivante.

L'électronique arrière du calorimètre à argon liquide se situe dans la salle de comptage. Sa composante principale sont les cartes ROD [165] pour *Read Out Driver*. Ces cartes contiennent des processeurs digitaux qui calculent l'énergie de chaque cellule dont le signal est au-dessus d'un seuil réglable, en fonction des cinq échantillons transmis par les FEB, en utilisant la technique du filtrage optimal, qui sera détaillée dans le sous-chapitre 5.4.

5.2.6 Le système de calibration

Les cartes de calibration [166] délivrent aux cellules du calorimètre un signal connu qui simule le signal de l'ionisation. En variant l'amplitude de ce signal, on obtient la fonction de calibration de chaque cellule, qui permet d'obtenir le courant équivalent en fonction du nombre de coups ADC mesurés. Il faut toutefois corriger cette fonction d'un facteur dépendant de la pseudorapidité et du compartiment, afin de tenir compte de la différence de forme entre le signal d'ionisation (forme triangulaire) et le signal de calibration (forme exponentielle), et aussi du différent point d'injection des deux signaux. Ce dernier point sera détaillé dans le sous-chapitre 5.4. Ces corrections n'excèdent pas 4 %.

La conversion du courant ainsi obtenu en énergie exploite les mesures réalisées lors des tests sous faisceaux, où les modules du calorimètre mesuraient des énergies connues.

Le schéma de distribution des signaux de calibration (un canal excité tous les quatre canaux) permet la mesure de la diaphonie. Les cellules non excitées permettent de calculer les piédestaux, le bruit électronique, ainsi que la corrélation temporelle entre les échantillons d'une même cellule.

Les cartes de calibration peuvent délivrer leur signaux avec un retard programmable. En variant ce retard de 0 à 24 ns, par pas de 1 ns, et en conservant cinq échantillons pour chaque retard, on reconstruit de proche en proche la forme complète du signal, visible sur la figure 5.13.

Les campagnes de calibration sont régulièrement menées, afin d'extraire ces diverses informations, les analyser et les injecter dans la procédure de calibration.

5.2.7 Les services

Afin d'éviter la régulation à distance, et minimiser les sources de bruit cohérent, les alimentations de basse tension des paniers d'électronique (et des cartes s'y trouvant) doivent être aussi proche que possible du détecteur. Ces alimentations sont au nombre de 58 (une par panier) et sont situées entre les cheminées des cryostats. Elles doivent donc tolérer le même niveau de radiation que l'électronique frontale, ainsi qu'un champ magnétique résiduel de 100 mT.

La haute tension est délivrée au détecteur depuis la salle de comptage, au travers de câbles et de cheminées dédiées. Il y a 157 modules de haute tension répartis sur 20 paniers, et ayant des spécifications et des réglages différents, selon le détecteur (polarité, valeur maximale de tension, valeur maximale de courant toléré). Les cellules présentant une résistance finie (court-circuit) sont alimentés par des modules pouvant délivrer des courants allant jusqu'à 3 mA.

L'électronique frontale est refroidie par un circuit d'eau déminéralisée, qui évacue environ 200 kW de chaleur.

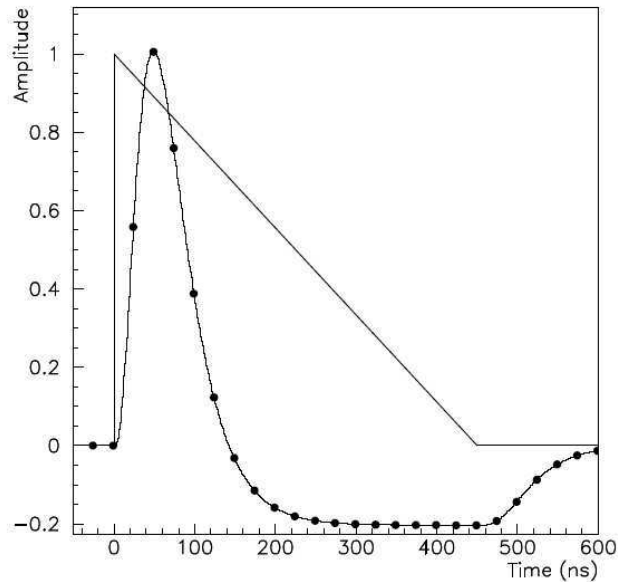


FIG. 5.13 – Forme du signal avant (triangle) et après (signal bipolaire) sa mise en forme, et les échantillons enregistrés (points).

Les conditions de l'argon liquide (température et pureté) sont monitorées par des sondes posées dans le détecteur et sur les parois des cryostats. Les trois cryostats contiennent un total de 500 sondes PT100 (résistances électriques en platine) mesurant la température avec une résolution de 10 mK. Une telle résolution est suffisante afin de corriger l'effet de la variation de la température sur le signal, et qui est de -2 % par degré. La dispersion de la température doit donc être meilleure que 100 mK afin de maintenir sa contribution au terme constant global en dessous de 0.2 %.

Chaque cryostat contient également 30 sondes qui mesurent la quantité d'impuretés électronégatives dans l'argon liquide. Ces impuretés pourraient provenir de la décomposition des matériaux du détecteur suite aux radiations absorbées, piéger les électrons d'ionisation et provoquer une diminution du signal. Ces sondes sont constituées de deux sources radiocatives (^{241}Am et ^{207}Bi) et d'un dispositif qui mesure l'énergie déposée par ces sources dans l'argon liquide. Avant le démarrage du LHC, le taux de pollution mesuré dans le cryostat central était inférieur à 0.30 ± 0.020 ppm en équivalent oxygène, ce qui demeure plus petit que le niveau au-delà duquel l'effet sur le terme constant n'est plus négligeable, et qui vaut 1 ppm.

5.3 Les électrodes des bouchons

Ce sous-chapitre est consacré à la conception [154] [151] et au pliage [155] des électrodes des bouchons du calorimètre électromagnétique.

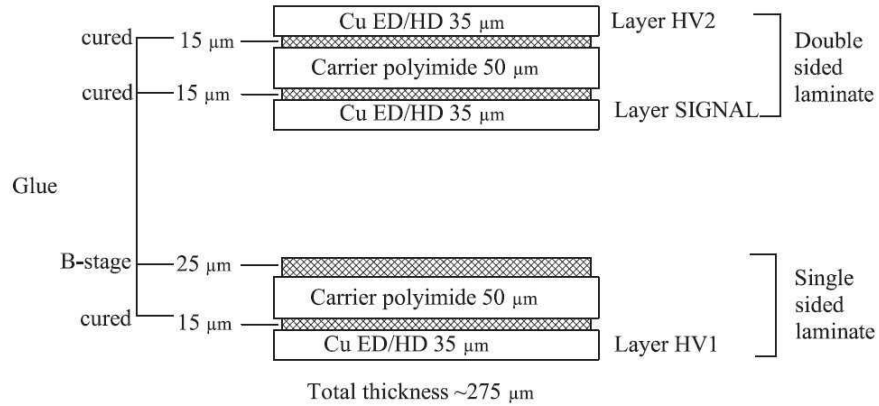


FIG. 5.14 – Coupe transversale du matériau des électrodes : une feuille de polyimide cuivrée sur ses deux faces, collée à une seconde feuille de polyimide cuivrée sur une seule face.

5.3.1 La géométrie des électrodes

Les électrodes du calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS sont des circuits imprimés de grandes dimensions, ayant trois couches conductrices en cuivre séparées par deux feuilles de polyimide. Le polyimide utilisé est le Kapton⁸E, qui a l'avantage d'avoir un coefficient d'expansion thermique voisin de celui du cuivre. La figure 5.14 montre les détails de cette structure : une feuille de polyimide cuivrée sur une seule face collée sur une feuille de polyimide cuivrée sur deux faces.

Les étapes de la définition de la forme générale des électrodes de la roue externe du bouchon du calorimètre sont montrées sur la figure 5.15. Ces étapes vont de la projection du volume actif à la température de l'argon liquide (a), au périmètre final qui sera fabriqué avec les extensions portant les trous de pliage (e), en passant par la surface dépliée à température ambiante [167](b), l'ajout d'extensions plates pour les services (c), ainsi que d'encoches pour l'intégration dans la structure mécanique (d). La définition des dimensions des électrodes de la roue interne a suivi les mêmes étapes.

La projection du volume actif se déduit aisément à partir de l'acceptance polaire, de la position le long du faisceau et de la profondeur souhaitée. En plus de la valeur des angles de pliage, le passage à l'étape (b) nécessite la connaissance du rayon de courbure des plis (3 et 3.25 mm respectivement pour les électrodes de la roue externe et interne), le nombre d'ondes (respectivement 9 et 6), ainsi que le coefficient d'expansion thermique (3.6 mm/m de 90 à 300°K).

5.3.2 La granularité

La granularité longitudinale et polaire (respectivement le long de l'axe z et en pseudorapidité) est réalisée en gravant les trois couches de cuivre. La couche interne (celle qui mesure le signal) est gravée avant le collage des deux feuilles de polyimide. La gravure des deux couches

⁸Kapton est une marque de la compagnie DuPont de Nemours, Wilmington (Delaware), Etats-Unis.

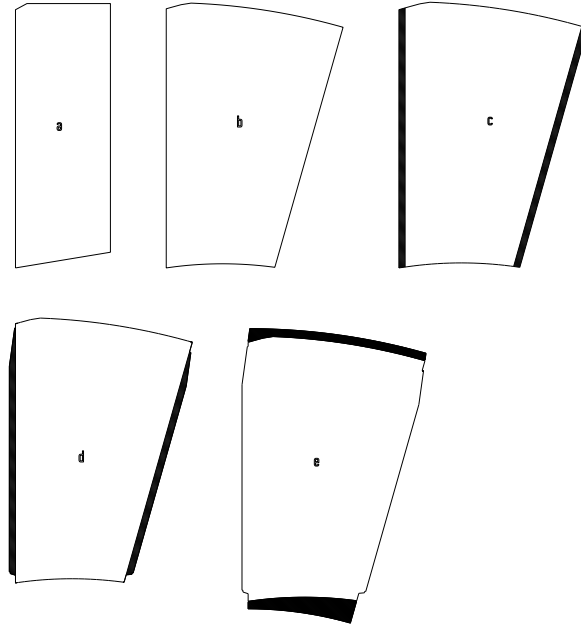


FIG. 5.15 – Etapes du dessin du périmètre des électrodes de la roue externe : volume actif (a), surface dépliée (b), extensions pour les services (c), encoches mécaniques (d) et extensions pour les trous de pliage (e).

externes (qui reçoivent la haute tension) reproduit la même segmentation que la couche du signal.

La séparation entre les cellules, entre les compartiments longitudinaux, et avec les bords des électrodes varie de 0.5 à 2 mm. Elles sont optimisées selon les compartiments afin de minimiser la diaphonie, ou les risques de court-circuit aux bords, tout en assurant une couverture maximale. Les séparations des cellules de la couche interne sont plus grandes de 0.5 mm rendant ainsi les cellules mesurant le signal totalement contenues dans les cellules fournissant la haute tension, afin de parer aux petits défauts d'alignement entre les trois couches.

La séparation entre le premier et le deuxième compartiment est située après 6 longueurs de radiations, en comptant la quantité de matière des composants d'ATLAS situés avant le volume actif (tube à vide, trajectographe, services, cryostat, etc.). Cette valeur optimise la séparation π^0/γ [159]. La séparation entre le deuxième et le troisième compartiment garantit une épaisseur de 24 longueurs de radiation au deuxième compartiment, afin de pouvoir contenir les gerbes électromagnétiques issues de photons d'une énergie de 50 GeV.

Toutefois, il arrive que les séparations ainsi calculées soient au voisinage d'un pli. L'opération de pliage peut alors endommager les résistances qui connectent les cellules avec la haute tension (cf. section 5.3.3). Les séparations ont alors été déplacées de façon à conserver une distance minimale de 5 mm entre la fin de la courbure du pli et le bord de la résistance.

5.3.3 Les connexions

Les cellules de la couche interne sont lues au travers de connecteurs soudés et aggrafés sur les extensions prévues à cet effet (indiquées en noir sur la figure 5.15-c). Des pistes situées sur ces mêmes extensions relient les cellules aux connecteurs. Le premier compartiment longitudinal est lu sur la face avant, tandis que les deux autres compartiments le sont sur la face arrière. Par conséquent, des pistes traversent le troisième compartiment afin de connecter les cellules du deuxième. Ces pistes, relativement longues (jusqu'à quelques dizaines de centimètres), sont plus larges que les pistes de connexion se trouvant sur les extensions afin de réduire leur inductance. Les pistes de signal émergent sur les couches externes grâce à des ouvertures pratiquées dans le polyimide.

Le même système de connecteurs et de pistes permet l'acheminement de la haute tension aux cellules individuelles des électrodes. Les deux faces de la même cellule sont alimentées par deux canaux indépendants, afin de conserver l'entière efficacité d'au moins un intervalle en cas de problème sur l'une des lignes de haute tension. Les pistes de connexion de la haute tension sont plus larges que celle du signal.

Les cellules sont connectées au bus de haute tension qui court sur l'extension par l'intermédiaire de deux pavés d'encre résistive en parallèle, ayant chacun une résistance de $1 \text{ M}\Omega$ (résistances de polarisation). Les cellules sont alimentées par la face arrière, excepté celles de la région $\eta < 1.5$, alimentées par la face avant. Les cellules du premier compartiment sont alimentés au travers de pavés d'encre résistive qui les relient au deuxième compartiment. Ce dernier est alimenté directement, grâce aux pistes qui traversent le troisième compartiment vers l'extension arrière, mais aussi au travers de ce troisième compartiment, ce qui assure une plus grande sécurité pour l'alimentation du compartiment principal du calorimètre.

La figure 5.16 montre le dessin des pistes de connexion et des pavés résistifs sur une portion de l'électrode de la roue externe.

Un canal de haute tension alimente toutes les cellules de la région nécessitant la même valeur de haute tension (cf. figure 5.10), se trouvant sur la même face de 24 électrodes dans la roue externe, et de 4 électrodes dans la roue interne.

Afin de minimiser l'extension d'éventuelles décharges électriques accidentelles, et de protéger ainsi les préamplificateurs, les cellules de haute tension des deuxième et troisième compartiments sont divisées en cellules longitudinales reliées entre elles par des pavés d'encre résistive. La protection du circuit de lecture exige de grandes résistances.

Des charges seront créées de façon continue dans l'intervalle d'argon liquide, par le phénomène d'empilement. Ces charges induiront un courant permanent sur les cellules de haute tension. L'évacuation de ce courant nécessite de petites valeurs de résistance pour les pavés résistifs des cellules de haute tension, sous peine de provoquer une chute de tension, et de réduire les performances du calorimètre.

Une simulation de l'empilement des événements de biais minimal dans le calorimètre a permis d'estimer le courant permanent ainsi créé et de trouver un compromis entre la protection des préamplificateurs et la minimisation de la chute de la haute tension, en choisissant des valeurs de résistance variables en fonction de la pseudorapidité. La chute de la haute tension est maintenue en dessous de 0.6 %, sauf dans la roue interne.

Une électrode de la roue externe est visible sur la figure 5.17.

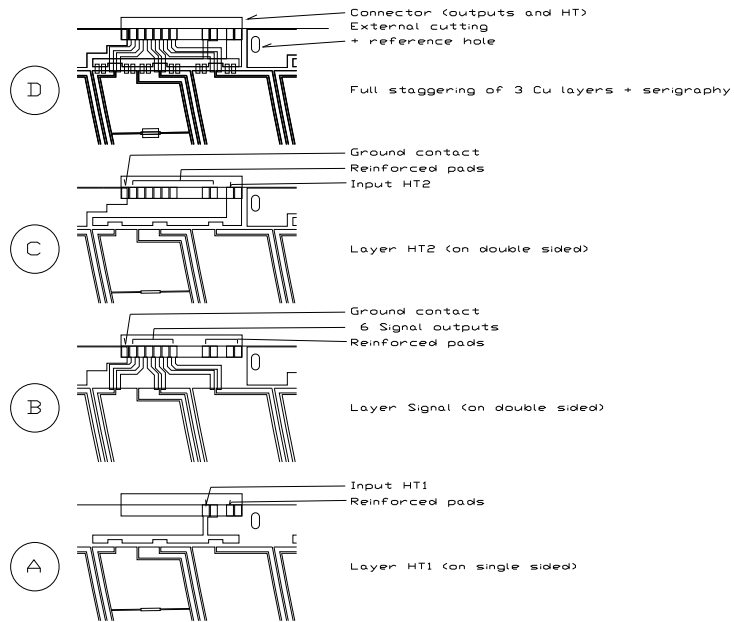


FIG. 5.16 – Détail de l'électrode de la roue externe montrant les pistes de connexion, le bus de haute tension et quelques résistances de polarisation.

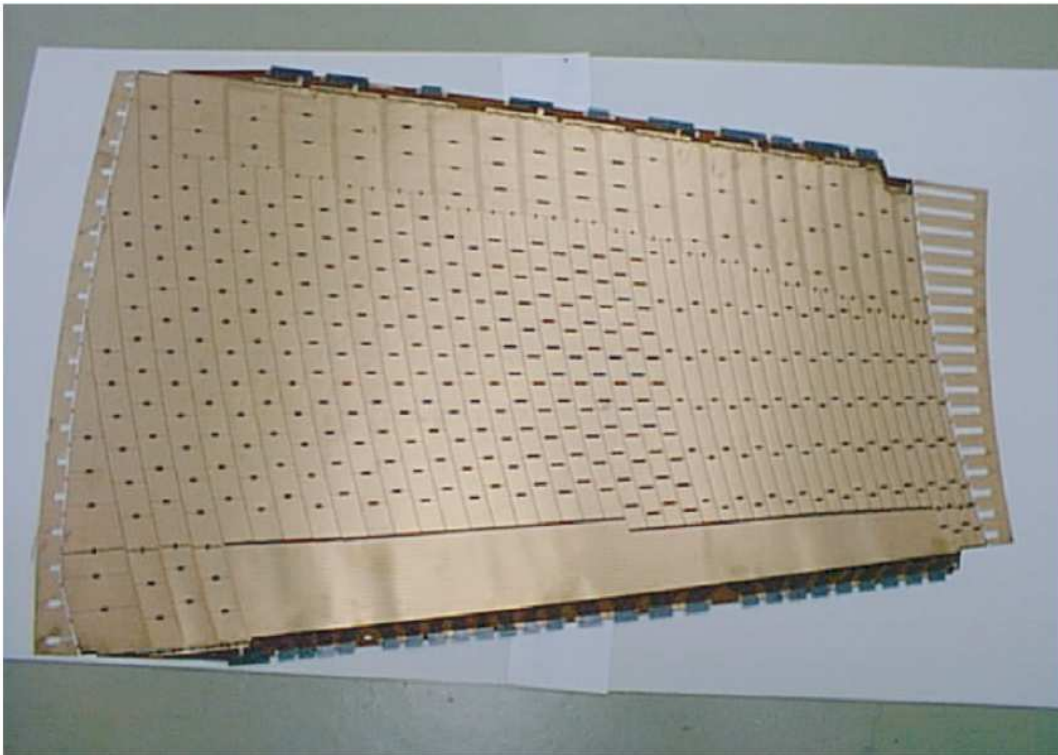


FIG. 5.17 – Photographie d'une électrode de la roue externe avant pliage.

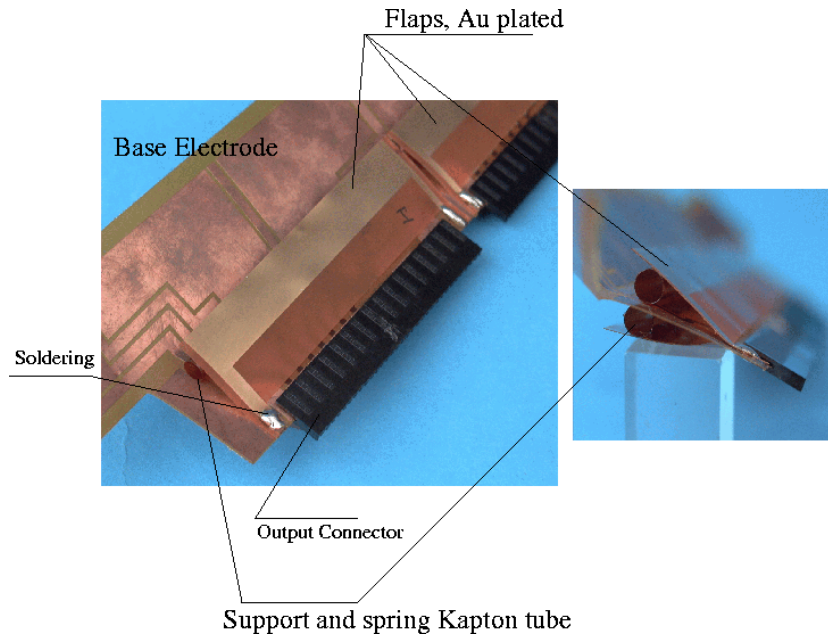


FIG. 5.18 – Le système d'ailettes qui permet la mise des absorbeurs à la masse. On distingue aussi les tubes qui maintiennent les ailettes au contact des absorbeurs par élasticité.

5.3.4 Les contacts de masse

Afin d'avoir la même référence de masse électrique pour la haute tension et pour le signal, les absorbeurs doivent être connectés à la masse électrique de l'électronique de lecture. Celle-ci est acheminée vers le détecteur au travers de brins dédiés faisant partie des câbles du signal. Les brins de masse sont connectés à deux canaux situés aux extrémités de tous les connecteurs du signal aggrafés sur les extensions des électrodes.

Des ailettes en polyimide cuivré soudées aux canaux de masse viennent au contact des absorbeurs grâce à la pression exercée par l'élasticité de tubes en polyimide. Un couple ailette-tube est montré sur la figure 5.18. Des tubes de sept diamètres différents ont été nécessaires pour s'accommoder de l'épaisseur variable de l'intervalle d'argon liquide dans les bouchons.

5.3.5 Le pliage

Les électrodes doivent être pliées à la même forme que les absorbeurs. La solution d'un système automatique qui réaliserait tous les plis en même temps a été écartée par les premières études, à cause de l'angle variable des plis, qui rendait le mouvement des couteaux de pliage d'une telle machine extrêmement complexe [168].

Nous avons opté pour un dispositif simple, où les plis sont réalisés un par un, en utilisant un couteau de pliage unique, adapté sur une presse industrielle.

L'angle variable est obtenu en inclinant le couteau. Lors de l'opération de pliage, l'électrode est maintenue par les opérateurs sur un support en mousse. Un tel support a l'avantage de se déformer lors du pliage, protégeant ainsi l'intégrité des éléments des électrodes, en particulier des pavés d'encre résistive, qui se sont révélés fragiles.

Outre le réglage de l'angle du couteau, qui détermine le taux de variation de l'angle obtenu, il fallait aussi optimiser la course du couteau, à chaque lot d'électrodes. Nous avons constaté en effet un retour élastique variable selon les lots, obligeant à modifier régulièrement la course du couteau.

Deux couteaux différents ont été nécessaires pour plier les deux types d'électrodes des bouchons.

La position des plis est définie sur les électrodes par un système de trous pratiqués dans les extensions colorisées en noir sur la figure 5.15-e. Les trous sont visibles sur la figure 5.17. Le dispositif de pliage comprenait des pions rétractables, aux dimensions des trous, qui venaient s'y encastrer, assurant ainsi la précision de 150 μm requise pour la position des plis.

La dernière étape du pliage consistait à vérifier la géométrie de l'électrode pliée en l'enfermant dans un gabarit reproduisant les plis, et à couper les extensions de polyimide cuivré accueillant les trous de pliage.

Le pliage s'est déroulé dans l'entreprise RIPM⁹.

5.3.6 Tests et logistique

Depuis la fabrication du polyimide cuivré jusqu'au montage des électrodes dans le calorimètre, les électrodes subissent une multitude de tests et de mesures, validant chaque étape, et s'assurant de la conformité de chaque électrode.

Des repères permettent de quantifier l'alignement entre les trois couches conductrices, chez le fabriquant¹⁰. Les capacités électriques entre les trois couches conductrices (test de la continuité des cellules du signal), les résistances des pavés d'encre (test de la continuité de la distribution de la haute tension) ainsi que la tenue à la haute tension (test d'intégrité du polyimide) ont été systématiquement mesurées chez le fabriquant, puis après pliage, et font partie de la batterie de tests réalisés lors du montage des modules du calorimètre.

La partie la plus délicate fut la réparation des résistances endommagées lors du pliage, malgré les précautions qui entouraient cette opération. Les mesures électriques des électrodes pliées, leurs éventuelles réparations ainsi que leur équipement en contacts de masse ont eu lieu au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire à Orsay. Les électrodes réparées et équipées étaient alors envoyées aux deux sites de montage des modules du calorimètre électromagnétique des bouchons, l'université autonome de Madrid, et le laboratoire du CPPM.

La production des électrodes s'est poursuivie pendant deux ans et demi. Les sites de pliage, d'équipement et de montage ont été régulièrement alimentés en électrodes, selon un schéma logistique, incluant les rotations, les priorités, ainsi que la gestion des emballages spéciaux qui permettaient le transport d'objets aussi fragiles.

Le montage des électrodes se trouvant entre les modules s'est effectué lors de l'étape de l'intégration au CERN. Les deux bouchons contiennent un total de 1536 grandes électrodes dans les deux roues externes et 512 petites électrodes dans les deux roues internes.

⁹Saint Cannat, 13760, France.

¹⁰Cicorel SA, La Chaux de Fonds, Suisse.

5.4 Le filtrage optimal

5.4.1 Le principe

Le filtrage optimal utilise des combinaisons linéaires des n échantillons enregistrés S_i ($n = 5$ en général) afin de calculer la valeur du signal au pic, valeur proportionnelle à l'énergie E , ainsi que Δt , la phase du pic par rapport à l'horloge d'échantillonnage de 40 MHz :

$$E = \sum_{i=1}^n a_i S_i, \quad (5.1)$$

$$E\Delta t = \sum_{i=1}^n b_i S_i \quad (5.2)$$

où a_i et b_i sont les coefficients du filtrage, qu'il faut déterminer.

Le principe du filtrage provient de la théorie du traitement du signal et son adaptation au calcul de l'énergie dans le calorimètre à argon liquide est discutée dans [169]. Il permet la réduction du bruit électronique qui affecte la réponse du calorimètre.

Les coefficients de filtrage dépendent de la forme du signal, de sa dérivée et de la corrélation temporelle entre les échantillons d'une même cellule.

Les premières études ayant permis l'application de cette procédure à un grand nombre de canaux furent initiées lors des tests sous faisceaux des modules prototypes (appelés modules 0) du cylindre central [170] et des bouchons [150], en 1999.

La corrélation en temps entre les échantillons enregistrés est définie comme une matrice 5×5 appelée matrice d'autocorrélation et a été mesurée lors des campagnes de calibration, en même temps que le piédestal, et le bruit électronique.

L'autre ingrédient permettant de calculer les coefficients de filtrage est la forme analytique du signal. Plusieurs méthodes ont été développées afin de l'extraire.

5.4.2 Le modèle électrique

Les circuits électriques équivalents au signal d'ionisation provenant de la cellule et à l'injection du signal de calibration sont montrés sur la figure 5.19. Le condensateur de capacité C est le double-intervalle d'argon liquide couvert par chaque cellule de lecture. L'inductance L est dominée par celle des pistes de connexion qui courent sur les extensions avant ou arrière des électrodes. R_{inj} est la résistance d'injection de la calibration, se trouvant sur la carte mère, et R est l'impédance caractéristique du câble qui part de la cellule vers l'électronique frontale. La figure montre la différence du point d'injection entre le signal d'ionisation et le signal de calibration, mentionnée dans la section 5.2.6.

La prédiction de la forme analytique revient à calculer le signal résultant après le préamplificateur et le circuit de mise en forme, en fonction du signal d'ionisation ou de calibration, et des composants du circuit.

Les équations différentielles régissant les circuits RLC se transforment en équations algébriques dans le domaine de fréquence. Il est donc plus simple de calculer la réponse dans le domaine de fréquence, puis de lui appliquer la transformation inverse de Laplace afin d'obtenir

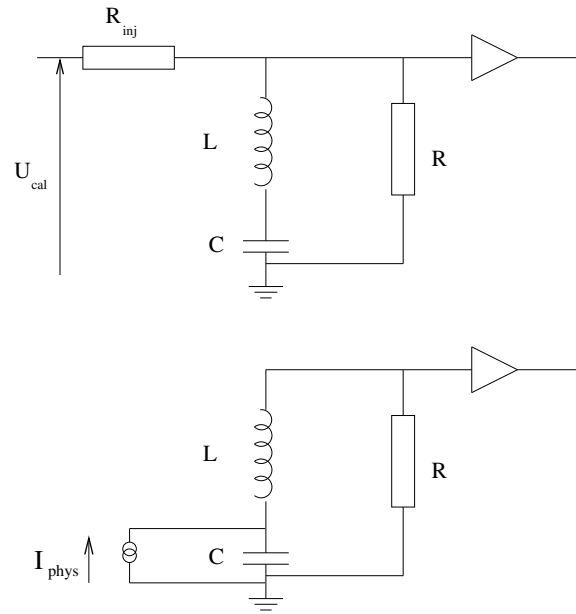


FIG. 5.19 – Modélisation électrique du circuit des cellules du calorimètre en calibration (en haut) et en ionisation (en bas).

la forme analytique de la réponse en fonction du temps, qui servira au calcul des coefficients de filtrage.

Le théorème de convolution montre que dans le domaine de fréquence, le signal résultant est le produit du signal appliqué par la fonction de transfert du circuit équivalent, elle-même étant le produit des fonctions de transfert des élément composant le circuit. En voici la liste :

- La fonction de transfert du détecteur dépend du point d’injection. Elle est différente pour le signal d’ionisation et celui de la calibration :

$$H_{det}^{cal}(s) = \frac{1 + s^2 LC}{1 + sRC + s^2 LC} \quad (5.3)$$

pour la calibration et :

$$H_{det}^{phys}(s) = \frac{1}{1 + sRC + s^2 LC} \quad (5.4)$$

pour l’ionisation. La variable $s = j\omega$ est la fréquence complexe.

- La fonction de transfert du préamplificateur :

$$H_{pa}(s) = \frac{1}{1 + sRC} \quad (5.5)$$

- La fonction de transfert du circuit de mise en forme :

$$H_{sh}(s) = \frac{\tau s}{(1 + s\tau)^3} \quad (5.6)$$

où τ est la constante de temps du circuit et vaut 15 ns.

- La transformée de Laplace de la forme triangulaire du signal d'ionisation :

$$H_{phys}(s) = \frac{e^{-s\tau_d} - 1}{s^2\tau_d^2} + \frac{1}{s\tau_d} \quad (5.7)$$

où τ_d est le temps de dérive, qui dans le bouchon, varie de 200 à 600 ns en fonction de la pseudorapidité [171].

- La transformée de Laplace de la forme exponentielle du signal de calibration :

$$H_{calib}(s) = \frac{\tau_c(1-f)}{1+s\tau_c} + \frac{f}{s} \quad (5.8)$$

où τ_c est la constante de temps de la calibration ($\tau_c = 360$ ns), et f tient compte de la composante résistive de l'inductance de sortie du circuit de calibration, qui a été mesurée et vaut $f \sim 0.10$.

Les réponses au signal de calibration f_{cal} et d'ionisation f_{ph} sont données par :

$$f_{cal}(t) = L^{-1}[H_{calib}(s)H_{det}^{cal}(s)H_{pa}(s)H_{sh}(s)], \quad (5.9)$$

$$f_{ph}(t) = L^{-1}[H_{phys}(s)H_{det}^{phys}(s)H_{pa}(s)H_{sh}(s)] \quad (5.10)$$

où L^{-1} est la transformée inverse de Laplace. Les solutions ont été calculées par le programme de calcul formel XMAPLE [172].

5.4.3 Les premiers ajustements

L'expression analytique de f_{cal} a été ajustée aux formes de calibration obtenues grâce aux retards programmables sur les cartes de calibration, mentionnés dans la section 5.2.6. L'ajustement a permis d'obtenir L et C , dont les valeurs sont comparées aux valeurs attendues dans la figure 5.20, pour les cellules du deuxième et du troisième compartiment, pour une rangée azimutale ($\phi =$ constante). L'inductance supplémentaire observée de 15 nH est attribuée aux cartes mères. La source de la périodicité constatée dans l'inductance des cellules du deuxième compartiment (un pic tous les quatre canaux) a été identifiée : il s'agissait d'un défaut de mise à la masse. Ce défaut a été corrigé par la suite en ajoutant un contact de masse supplémentaire. L'anticorrélation entre L et C explique une partie des autres désaccords.

La figure 5.21 montre la comparaison entre la forme mesurée et la fonction obtenue par ajustement, pour un seul canal. La prédiction au pic est meilleure que 0.5 %, mais le début du signal est mal reproduit. La non prise en compte des réflexions dans les nombreuses connexions que traversent les signaux est à l'origine de ce désaccord.

Les paramètres obtenus par ajustement furent ensuite injectés dans l'expression de $f_{ph}(t)$, et cette dernière fut ajustée à la forme du signal d'ionisation mesuré dans les tests sous faisceaux. Le résultat de l'ajustement est visible sur la figure 5.22. On constate le même désaccord qu'avec le signal de calibration.

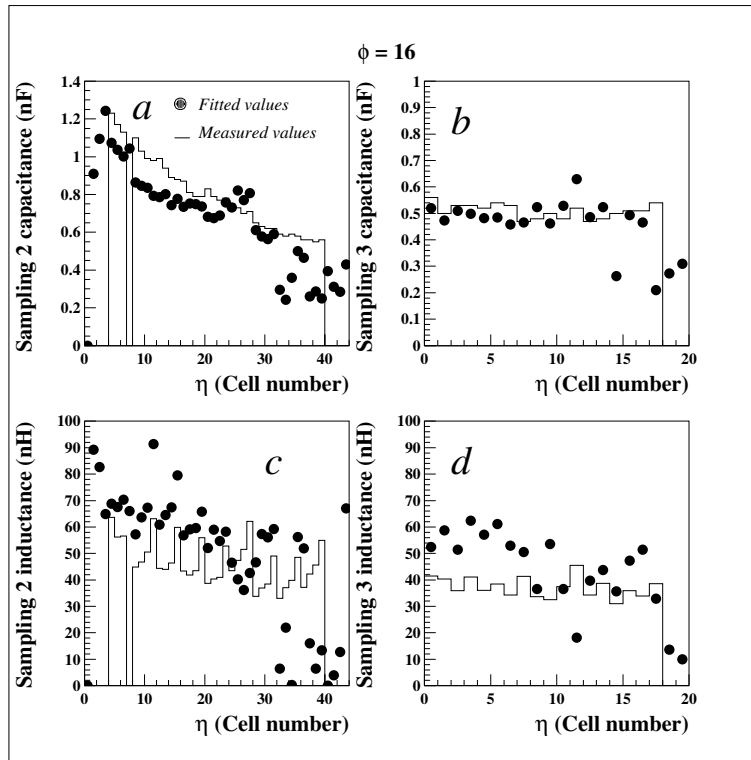


FIG. 5.20 – Les paramètres C (haut) et L (bas) des cellules du deuxième (gauche) et troisième (droite) compartiment, obtenus en ajustant les signaux de calibration sur le module 0 des bouchons. Voir le texte pour les commentaires.

La construction de la forme du signal d'ionisation est rendue possible lors des tests sous faisceau à cause du caractère aléatoire du déclenchement, par rapport à l'horloge. Toutes les phases sont possibles et permettent une reconstruction complète de la forme. Ceci n'est pas possible auprès du LHC, où le signal de déclenchement arrivera toujours avec la même phase dont la valeur dépend de la qualité de la synchronisation.

Etant donné qu'il y a toujours un échantillon dans la région mal reproduite, cette méthode n'a pas été employée pour l'analyse des données du module 0 des bouchons. Des fonctions ad-hoc ont été utilisées, sans tenir compte de la corrélation entre les échantillons.

Les coefficients de filtrage pour la calibration (utiles dans le calcul du bruit et des fonctions de calibration) ont été calculés en utilisant la tabulation des signaux mesurés.

Ce travail a toutefois été à l'origine d'un effort conséquent qui a duré plusieurs années, afin d'améliorer les méthodes de calcul des coefficients de filtrage.

5.4.4 Les autres méthodes

Les coefficients de filtrage du module 0 du cylindre central ont été calculés par une méthode similaire à celle décrite dans la section précédente, en y injectant les coefficients de réflexion calculés à partir de la mesure des longueurs de câbles et de leurs impédances [173].

Une autre méthode fut proposée par l'équipe du calorimètre hadronique des bouchons. Il

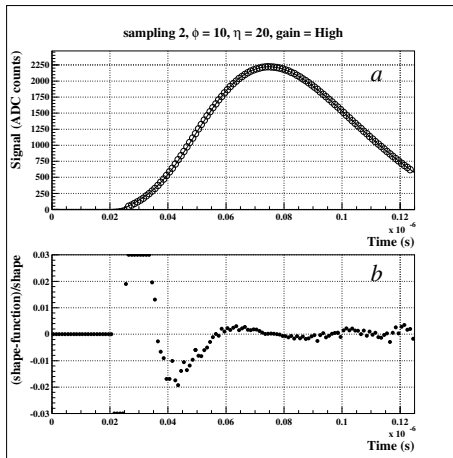


FIG. 5.21 – Ajustement et résidus du signal de calibration pour une cellule du deuxième compartiment.

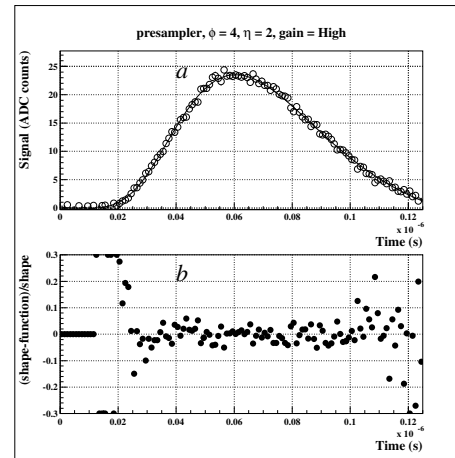


FIG. 5.22 – Ajustement et résidus du signal d’ionisation pour une cellule du pré-échantillonneur.

s’agissait de déduire la forme du signal d’ionisation à partir de la forme mesurée du signal de calibration, en utilisant le théorème de convolution, et en tenant compte des différences déjà mentionnées entre les deux signaux : le point d’injection et la forme du signal.

La connaissance de certains paramètres électriques a été améliorée en analysant la partie négative de la réponse bipolaire. Cette partie permet d’ajuster les temps de dérive des produits d’ionisation (important pour les bouchons où ce temps varie) et la constante de temps des circuits de calibration [174].

Les réponses à certains types d’excitation (signal sinusoïdal, fonction de Heaviside) permettent aussi l’extraction de f et du produit LC . Les paramètres des autres composants ont également été mesurés en laboratoire (cartes mères, cartes sommatriques, câbles).

5.5 Les résultats des tests sous faisceaux

Le module prototype (module 0) des bouchons du calorimètre électromagnétique a été mis sous faisceau d’électrons sur la ligne H6 du SPS au CERN. Ces tests ont été l’occasion de plusieurs études, dont certaines spécifiques aux bouchons. Les détails de ces études peuvent être consultés dans [175], [176] et [150].

La figure 5.23 montre la face arrière du module 0, fixé dans la structure de montage.

5.5.1 La calibration

Les données de calibration ont permis de mesurer les piédestaux, le bruit, les matrices d’autocorrélation ainsi que la diaphonie.

Les figures 5.24 et 5.25 montrent respectivement la diaphonie mesurée entre les cellules du premier compartiment et entre celles du deuxième compartiment. Comme attendu, la plus grande diaphonie affecte les cellules du premier compartiment à cause de leur grande capacité parasite. La plus grande contribution à la diaphonie dans le deuxième compartiment venait des



FIG. 5.23 – Vue de la face arrière du module 0. Seule la partie centrale était équipée en électrodes.

cartes mères. Leur modification a réduit cette contribution, comme le montre également la figure 5.25.

La figure 5.26 montre le bruit électronique mesuré.

5.5.2 La taille des amas

Les cellules touchées sont groupées en tours projectives, autour de la cellule ayant le plus grand signal. La taille typique des tours est de 5×5 dans le compartiment du milieu (3×3 pour la région $\eta < 1.8$, où les dimensions des cellules sont plus grandes). La taille des amas dans le premier compartiment est de $\Delta\eta = 0.03$, et une deuxième rangée en azimut est utilisée si nécessaire. Le troisième compartiment est utilisé pour les énergies supérieures à 50 GeV.

5.5.3 Les corrections géométriques

Les données de ces tests ont permis de calculer les corrections qu'il convient d'appliquer à l'énergie mesurée afin de tenir compte de la variation résiduelle du champ électrique au sein de la même région de haute tension à cause de la variation de l'épaisseur de l'intervalle d'argon liquide. La correction $w_l(\eta_j)$ est donnée en fonction de la pseudorapidité de chaque cellule η_j , et de la pseudorapidité du centre de la région de haute tension η_l :

$$w_l(\eta_j) = \beta_l(1 + \alpha_l(\eta_j - \eta_l)) \quad (5.11)$$

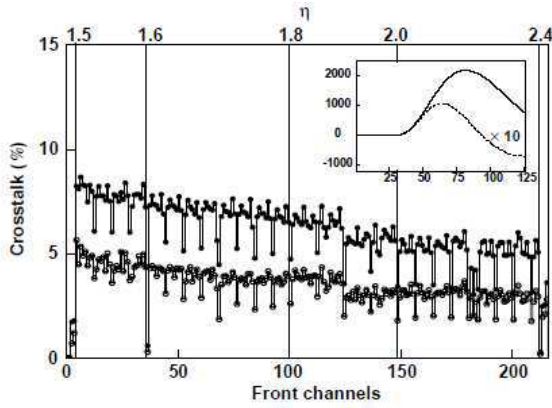


FIG. 5.24 – Diaphonie mesurée dans le premier compartiment sous le pic (cercles blancs) et pic à pic (cercles noirs). Le signal de diaphonie agrandi 10 fois est montré en incursion.

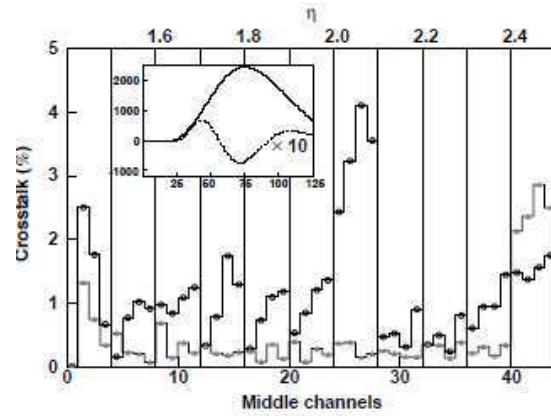


FIG. 5.25 – Diaphonie sous le pic mesurée dans le deuxième compartiment du module 0 (cercles noirs) et d'un module de production après modification des cartes mères (triangles gris). Le signal de diaphonie agrandi 10 fois est montré en incursion.

où α_l est le coefficient de correction, mesuré sur les données en minimisant la dispersion de l'énergie mesurée (figure 5.27), et β_l un coefficient global de normalisation.

L'énergie doit aussi être corrigée de la variation locale de la fréquence d'échantillonnage dans l'acceptance d'une même cellule, provoquée par la structure en accordéon. Cet effet est illustré par la figure 5.28. Des corrections dues aux fuites latérales sont également appliquées, en particulier le long de la pseudorapidity, où il n'y a pas d'effet accordéon qui permet de minimiser ces corrections en azimuth.

5.5.4 La résolution en énergie

La résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau est montrée sur la figure 5.29, à une pseudorapidity $\eta = 1.9$. La contribution du bruit électronique a été estimée grâce aux déclenchements aléatoires et soustraite de la résolution. Le terme d'échantillonnage est comme attendu, autour de $10\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$, et le terme constant local est de l'ordre de 0.4 %, en accord avec la simulation, sauf sur les points proches de la séparation entre deux régions de haute tension, où il monte jusqu'à 0.6 %.

Le terme constant local est dû aux incertitudes sur l'épaisseur de l'intervalle d'argon liquide, la calibration, la reconstruction du signal, et les diverses corrections appliquées à l'énergie mesurée (haute tension, modulations azimuthales, fuites).

L'effet de l'intervalle entre la roue externe et la roue interne est montré sur la figure 5.30. L'efficacité est affectée sur environ 10 mm. La dégradation de la résolution dans la dernière cellule de la roue externe est due à la grande inductance de sa piste de connexion.

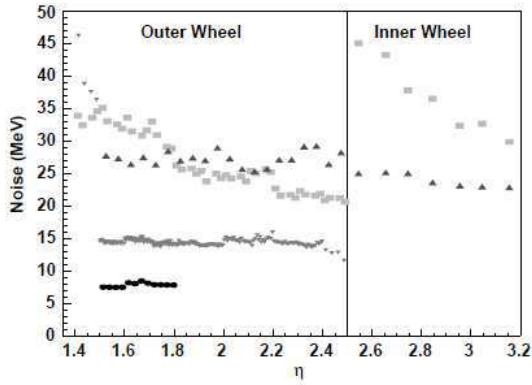


FIG. 5.26 – Bruit électronique mesuré par cellule (moyenne en azimut) pour le pré-échantillonneur (cercles), et les premier, deuxième et troisième compartiments (respectivement triangles inversés, carrés et triangles).

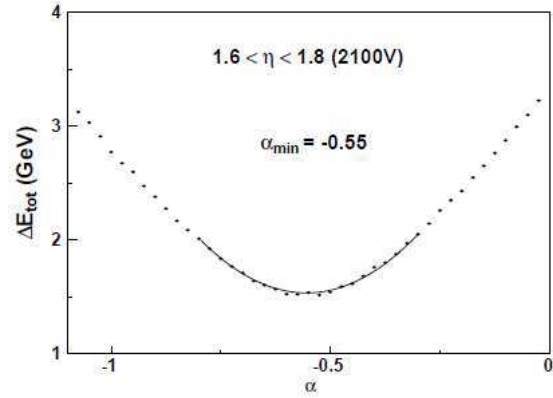


FIG. 5.27 – Dispersion de l'énergie totale en fonction du coefficient de correction de la haute tension α , dans la région $1.6 < \eta < 1.8$.

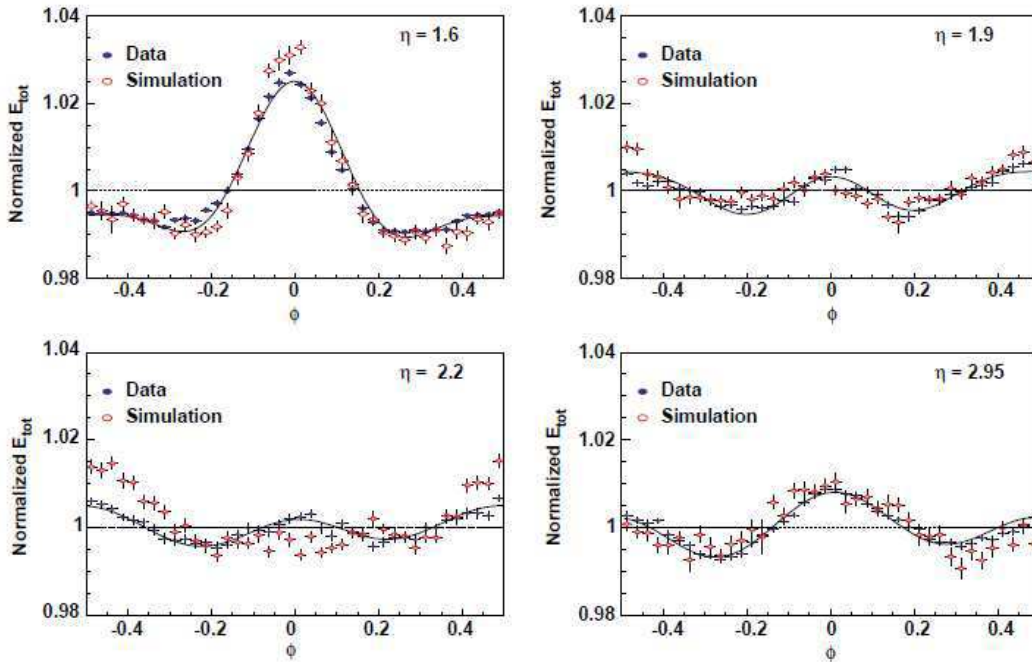


FIG. 5.28 – Modulations azimutales de l'énergie à quatre différentes pseudorapidités. Les énergies mesurées ont été corrigées par les fonctions ajustées (séries de Fourier).

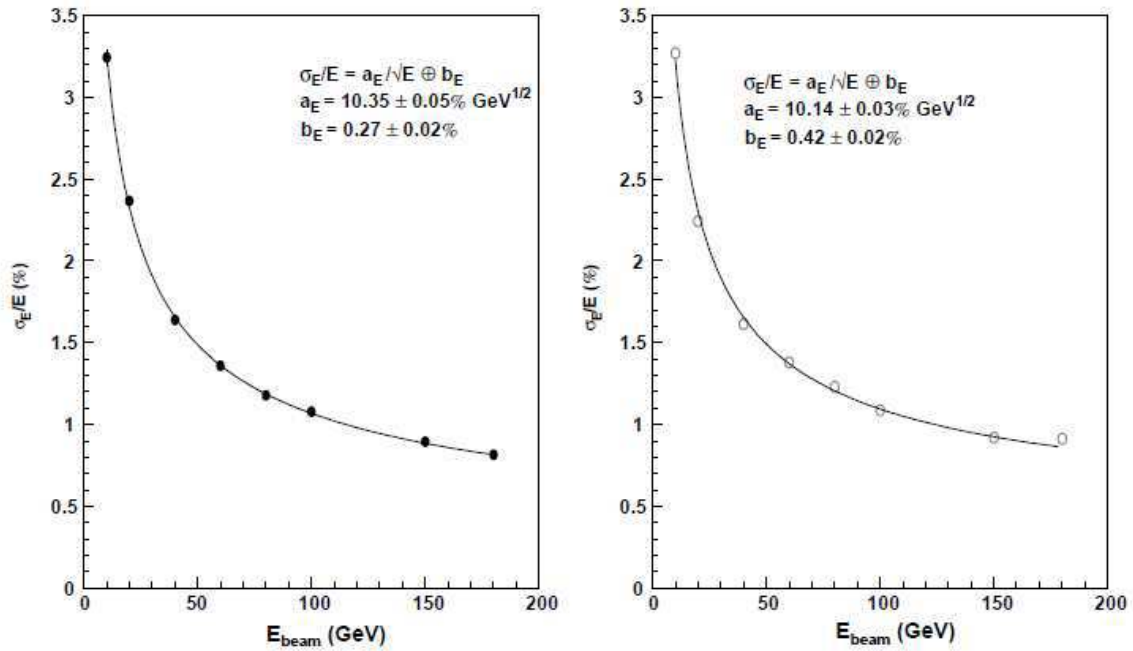


FIG. 5.29 – Ajustement de la résolution en énergie du calorimètre à $\eta = 1.9$ pour les données du test (gauche) et la simulation (droite).

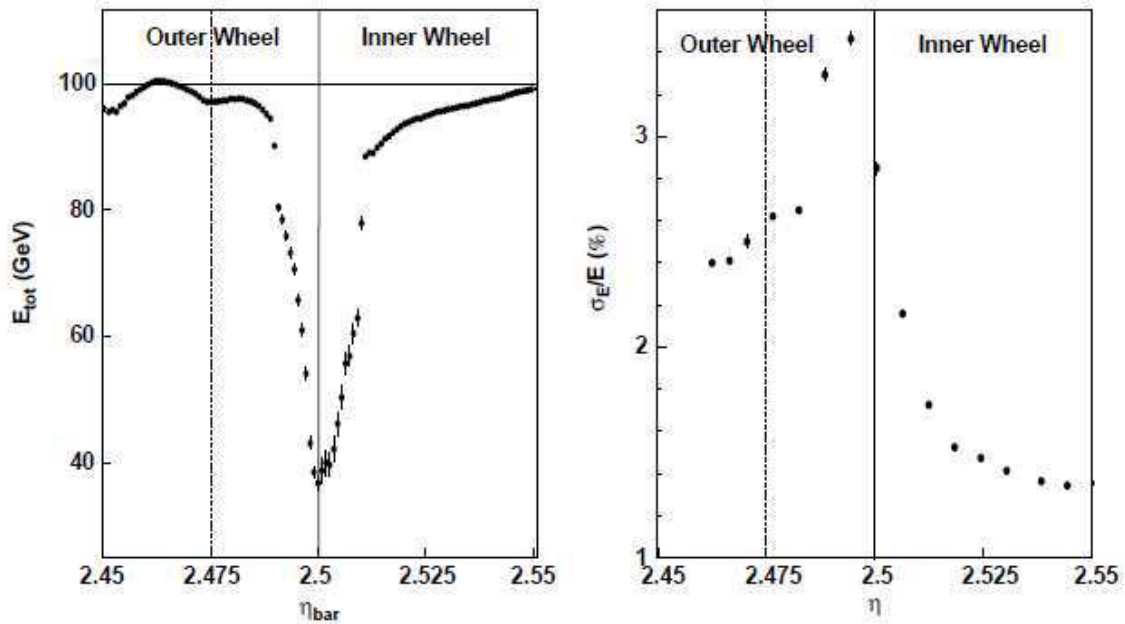


FIG. 5.30 – Energie totale (gauche) et résolution en énergie (droite) dans l'intervalle entre les deux roues des bouchons. Mesures réalisées avec un faisceau d'électrons d'une énergie de 100 GeV.

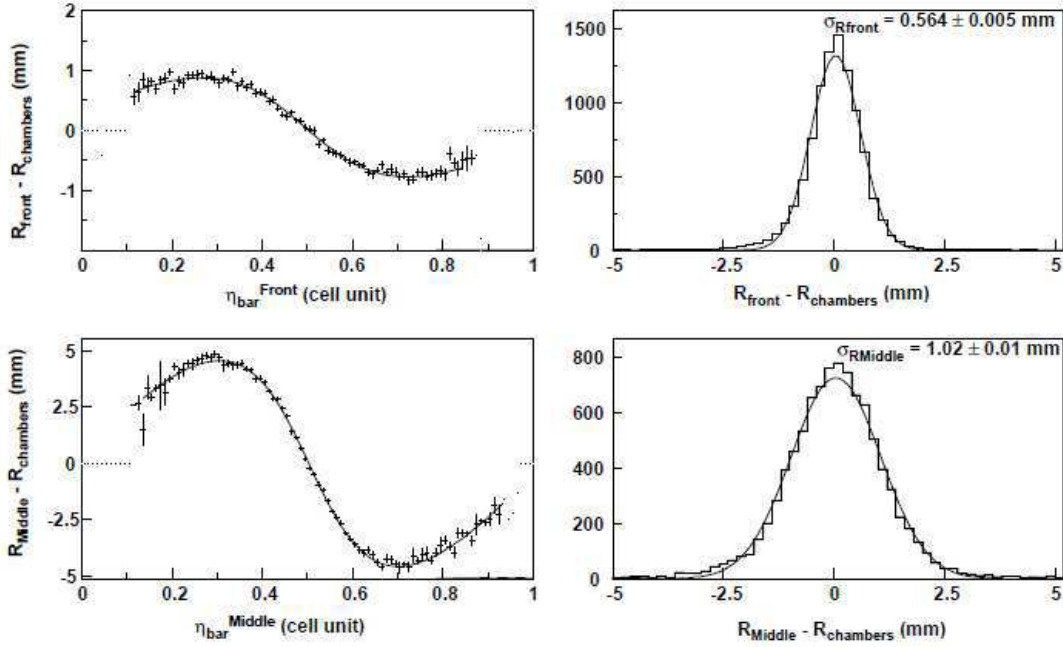


FIG. 5.31 – Corrections à appliquer au barycentre des gerbes électromagnétiques (gauche) et résidus après correction (droite) mesurés par le premier compartiment (haut) et le deuxième (bas), à $\eta = 1.9$ avec un faisceau d'électrons d'une énergie de 40 GeV.

5.5.5 La résolution spatiale

Un télescope de chambres à fils prédit le point d'impact sur le calorimètre et permet ainsi l'étude de la résolution spatiale de celui-ci. La figure 5.31 montre la correction à appliquer à la pseudorapacité du point d'impact mesuré par le barycentre de l'énergie dans les deux premiers compartiments, ainsi que les résidus. La soustraction de l'erreur d'extrapolation de la largeur mesurée des résidus permet d'accéder à la résolution en pseudorapacité du calorimètre (figure 5.32).

L'angle polaire est mesuré en combinant les pseudorapidités mesurées par les deux compartiments, avec le calcul de la position longitudinale de la gerbe électromagnétique dans les deux compartiments. Cette dernière est calculée en fonction de l'énergie en utilisant la forme analytique du développement longitudinale des gerbes électromagnétiques [177]. La comparaison de cet angle calorimétrique à l'angle de la trace reconstruite par le télescope, permet de calculer la résolution polaire du calorimètre, après soustraction de la divergence du faisceau. La figure 5.33 montre la résolution angulaire à $\eta = 1.9$ ainsi que la variation du terme d'échantillonnage avec la pseudorapacité. L'objectif d'avoir un terme d'échantillonnage de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ est atteint.

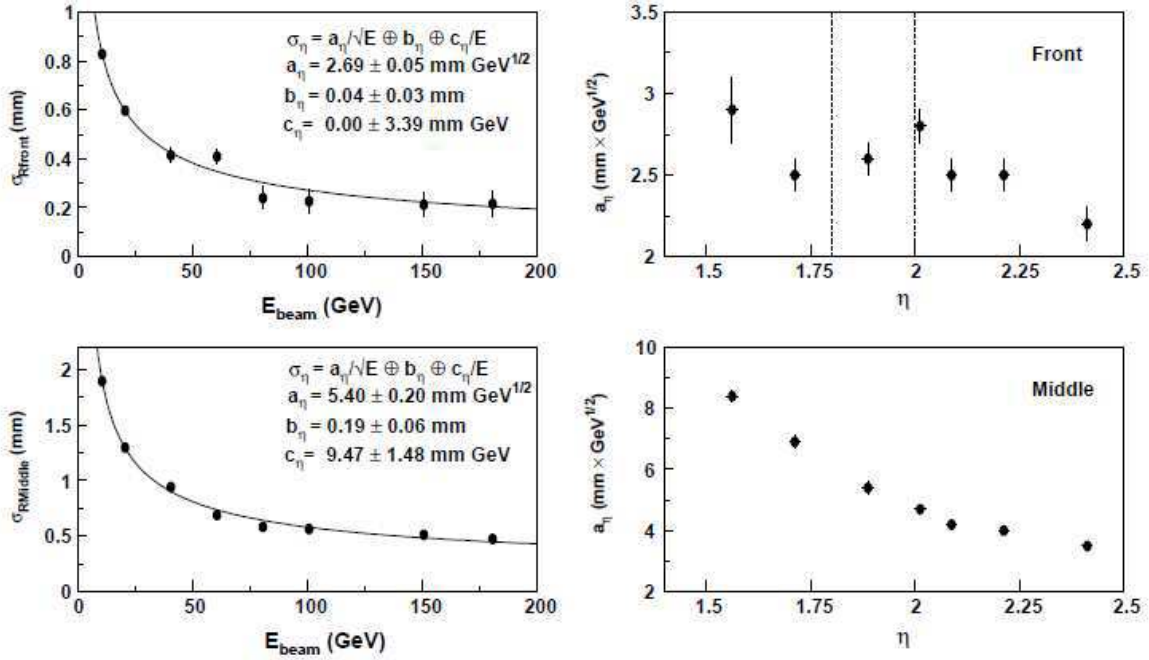


FIG. 5.32 – Ajustement de la résolution en pseudorapidité à $\eta = 1.9$ (gauche) et le terme d'échantillonnage obtenu en fonction de la pseudorapidité (droite), du premier compartiment (haut) et du deuxième (bas).

5.6 L'intercalibration des régions du calorimètre en exploitant les désintégrations $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

5.6.1 Le principe

La calibration ultime du calorimètre électromagnétique utilisera les données collectées auprès du LHC. En effet, la calibration extraite des tests sous faisceaux et des mesures électriques ne peut constituer qu'un point de départ, car elle ne prend pas en compte la matière située devant le calorimètre, la température de l'argon liquide et sa pureté, ni les fluctuations de la haute tension dues aux charges d'espace créées par l'empilement.

Les résultats des tests sous faisceau ont montré que l'on pouvait atteindre un terme constant local de 0.5 à 0.6 %, dans des régions ayant pour dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$. Afin de ne pas dépasser un terme constant global de 0.7 %, il faut intercaler ces 448 régions¹¹ avec une précision de 0.3 %.

La désintégration $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ fournit deux objets électromagnétiques corrélés, permettant l'autocalibration du calorimètre, si la quantité de matière en amont est connue. De plus, ce canal bénéficie d'un taux de production élevé (autour de 1 Hz après sélection, à luminosité nominale), et d'une distribution uniforme en pseudorapidité.

L'intercalibration ne vise pas la détermination de l'échelle absolue de l'énergie mesurée,

¹¹La région de précision $\eta < 2.5$ est divisée en 448 régions car dans les bouchons, il y a deux régions ayant une largeur $\Delta\eta = 0.1$, afin de faire coïncider les régions de calibration avec les canaux de haute tension.

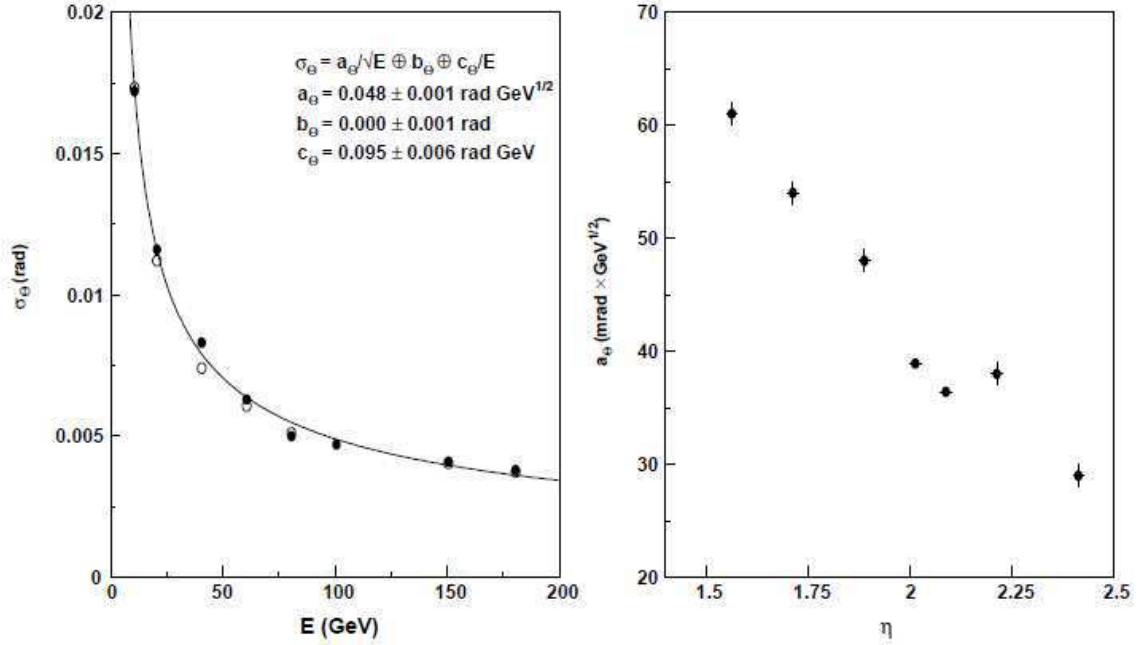


FIG. 5.33 – Ajustement de la résolution en angle polaire à $\eta = 1.9$ (gauche) et le terme d'échantillonnage obtenu en fonction de la pseudorapidité (droite). Les prédictions de la simulation sont également indiquées sur l'ajustement (cercles blancs).

mais à égaliser les énergies mesurées par les 448 régions. C'est la combinaison du monitoring des conditions de l'argon liquide avec les études issues du trajectographe (conversion des photons, le rapport énergie sur impulsion des électrons) et également avec les éventuelles déviations mesurées par la méthode décrite ici qui permettrait l'obtention de l'échelle absolue de l'énergie électromagnétique.

5.6.2 La méthode

La méthode présentée ici a été développée en utilisant les programmes de simulation et de reconstruction d'ATLAS [157]. Il s'agit d'injecter des biais dans l'énergie mesurée des électrons, puis de déterminer ces biais en ajustant la masse invariante de l'électron et du positron à une distribution de référence.

Les biais introduits α_i sont fonction des régions i introduites dans la précédente section. Les énergies E_i^{true} sont biaisées pour obtenir les énergies mesurées E_i^{new} :

$$E_i^{new} = E_i^{true} \cdot (1 + \alpha_i) \quad (5.12)$$

La masse invariante des deux électrons situés dans deux régions i et j est donnée par :

$$M_{ij}^{true} = \sqrt{2E_i^{true}E_j^{true}(1 - \cos\theta)} \quad (5.13)$$

où θ est l'angle entre les deux particules. En négligeant les termes du second ordre (les biais α_i sont de l'ordre de quelques pourcents), on obtient la masse invariante biaisée M_{ij}^{new} :

$$M_{ij}^{new} = M_{ij}^{true} \cdot \left(1 + \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2}\right) \quad (5.14)$$

$$= M_{ij}^{true} \cdot \left(1 + \frac{\beta_{ij}}{2}\right) \quad (5.15)$$

où

$$\beta_{ij} = \alpha_i + \alpha_j \quad (5.16)$$

La masse invariante du système e^+e^- mesurée par chaque couple de régions (i, j) dépend linéairement d'un seul paramètre β_{ij} . Ce paramètre ainsi que son erreur σ_{ij} sont déterminés en ajustant la masse invariante mesurée à une distribution de référence, qui peut être issue de la simulation, ou de données prises dans une période jugée stable et comprise.

Un tel ajustement peut même se réduire à un calcul analytique, si l'on dispose d'une paramétrisation de la distribution de référence. Dans ce qui suit, nous considérons la distribution de référence (issue de la simulation, avant l'application des biais) comme une densité de probabilité $pdf(M)$, et les paramètres β_{ij} et σ_{ij} sont obtenus pour chaque couple de régions en maximisant la vraisemblance L définie par :

$$-\ln L = \sum_{k=1}^{N_{ij}} -\ln pdf\left[\frac{M_k}{1 + \frac{\beta_{ij}}{2}}\right] \quad (5.17)$$

où l'indice k court sur les événements contenus dans le couple de régions (i, j) , au nombre de N_{ij} , et M_k la masse invariante biaisée de l'événement k .

L'étape suivante consiste à remonter aux biais injectés α_i , à partir des paramètres ajustés β_{ij} , en vertu des relations 5.16, en utilisant la méthodes des moindres carrés :

$$A = U^{-1} \otimes B \quad (5.18)$$

où les vecteurs A et B sont donnés par :

$$A(i) = \alpha_i \quad (5.19)$$

$$B(i) = \sum_{j, \text{ si } (i,j) \exists} \frac{\beta_{ij}}{\sigma_{ij}^2} \quad (5.20)$$

et la matrice U définie par :

$$U(i, j) = 0 \text{ si le couple } (i, j) \text{ est vide,} \quad (5.21)$$

$$= \frac{1}{\sigma_{ij}^2} \text{ si } i \neq j, \quad (5.22)$$

$$= \sum_{k, \text{ si } (i,k) \exists} \frac{1}{\sigma_{ik}^2} \text{ si } i = j \quad (5.23)$$

Les erreurs sur les biais α_i sont donnés par :

$$\sigma_i = \sqrt{U^{-1}(i, i)} \quad (5.24)$$

5.6.3 Les corrélations

Cette méthode suppose l'indépendance des coefficients β_{ij} . On peut douter de cette supposition car deux paramètres peuvent avoir une région i en commun (β_{ij} et β_{ik}). Or, ces deux paramètres sont déterminés par deux ensembles d'événements indépendants, et l'on peut considérer que dans ce cas, la région i est "partiellement mesurée" deux fois, par deux mesures indépendantes.

Un calcul des coefficients de corrélation a montré l'indépendance des paramètres. Un lot d'un million d'événements Pythia $pp \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$ a été simulé. Les énergies des électrons ont subi une dispersion gaussienne de largeur égale à $10\%/\sqrt{E}$ afin de simuler l'effet du détecteur. Ces événements ont été divisés en 100 lots. Les événements étaient sélectionnés si les deux leptons étaient dans l'intervalle $|\eta| < 2.4$, avaient une impulsion transverse supérieur à 18 GeV/c et avaient leur masse invariante comprise entre 80 et 100 GeV/c². Il restait alors environ 8000 événement dans chaque lot.

L'acceptance du calorimètre a été divisée en 24 régions, et les paramètres β_{ij} ont été déterminés sur les 100 lots indépendants. Le coefficient de corrélation entre β_{ij} et β_{kl} ont pu être déterminés :

$$\rho_{(i,j)-(k,l)} = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N P_{(i,j)}^n P_{(k,l)}^n \quad (5.25)$$

$$= \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N \frac{(\beta_{ij}^n - \langle \beta_{ij} \rangle)(\beta_{kl}^n - \langle \beta_{kl} \rangle)}{\sigma_{ij}^n \sigma_{kl}^n} \quad (5.26)$$

où β_{ij}^n et σ_{ij}^n sont les N valeurs ajustées ($N = 100$) et leurs erreurs respectives et $\langle \beta_{ij} \rangle$ la moyenne des N valeurs ajustées. La figure 5.34 montre le coefficient d'autocorrélation, et les coefficients de corrélation dans le cas d'une région commune au couple, et dans le cas d'aucune région commune. La corrélation est compatible avec zéro, et la méthode peut donc être appliquée.

5.6.4 Les résultats

La figure 5.35 montre l'ajustement de deux coefficients β_{ij} dans le cas de deux couples de régions (i, j) ayant des nombres d'événements très différents (haute et basse statistique).

La figure 5.36 montre le résultats de la méthode appliquée à des événements simulés et reconstruits dans le détecteur ATLAS. Cette étude s'est limitée à 128 régions dans la partie centrale du cylindre $|\eta| < 0.8$. Les biais introduits avaient une dispersion gaussienne de 3 %. Les biais ont été déterminés avec une précision de 0.4 %. La statistique utilisée est équivalente à 100 000 événements pour 448 régions. Il est donc permis de penser qu'une statistique de

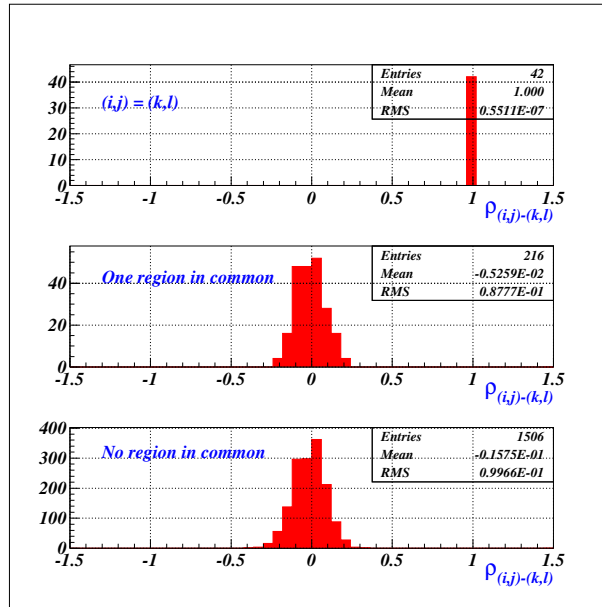


FIG. 5.34 – Les corrélations des paramètres β_{ij} dans les trois cas possibles : autocorrélation (haut), corrélation dans le cas d’un couple de régions ayant une région commune (milieu) et dans le cas d’aucune région commune.

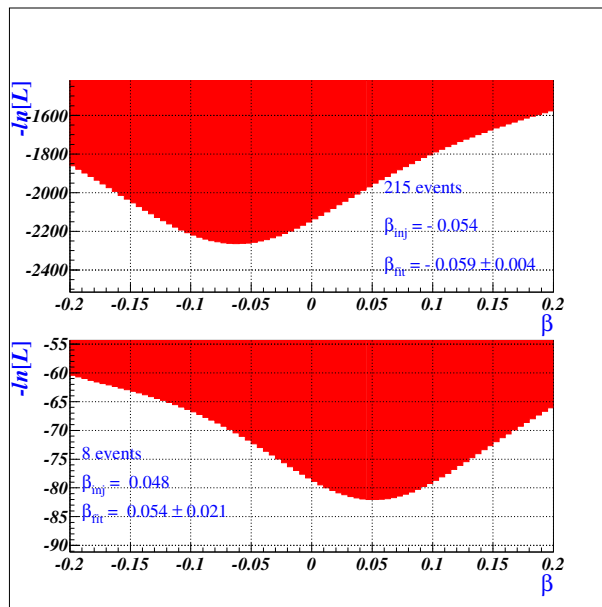


FIG. 5.35 – Détermination des paramètres β_{ij} par maximisation de la vraisemblance, pour deux couples de régions.

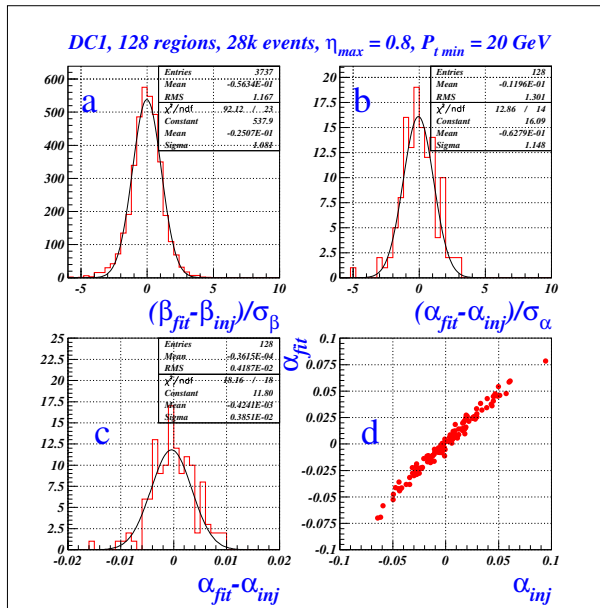


FIG. 5.36 – Résultats de la méthode pour 128 régions contenues dans $|\eta| < 0.8$, avec 28 000 événements simulés et sélectionnés : distributions des écart-types normalisés pour les coefficients β (a) et α (b), résidus des biais (c) et corrélation entre les biais injectés et déterminés (d).

150 000 événements suffirait à atteindre la précision de 0.3 %, nécessaire pour maintenir le terme constant global du calorimètre en dessous de 0.7 %.

Il faut toutefois préciser que les événements contenus dans la région centrale sont parmi les mieux reconstruits. Il faudra sans doute un peu plus d'événements pour atteindre l'objectif pour l'acceptance complète. A l'énergie et à la luminosité nominale du LHC, une telle statistique peut être atteinte en deux ou trois jours de prise de données.

5.7 Epilogue

5.7.1 Le terme constant global mesuré dans les tests sous faisceaux

Lors de la construction du détecteur, trois modules des bouchons du calorimètre électromagnétique à argon liquide (sur seize) ont été testés sous faisceau. Après avoir appliqué les mêmes paramétrisations pour les différentes corrections mentionnées dans le sous-chapitre 5.5 aux trois modules, ces tests ont permis une détermination réaliste de l'uniformité et du terme constant global [178].

La détermination des corrections de haute tension (expression 5.11) n'a pu être achevée sur les tests du module 0 à cause du faible nombre de cellules investiguées. Cette mesure a pu être réalisée avec les modules de production, et la variation de l'énergie mesurée avant l'application des corrections est montrée sur la figure 5.37 pour l'un des modules testés. Le décalage observé dans la région B4 entre les données et la simulation est attribué à une haute tension appliquée plus basse de 50 V que celle prévue dans la simulation.

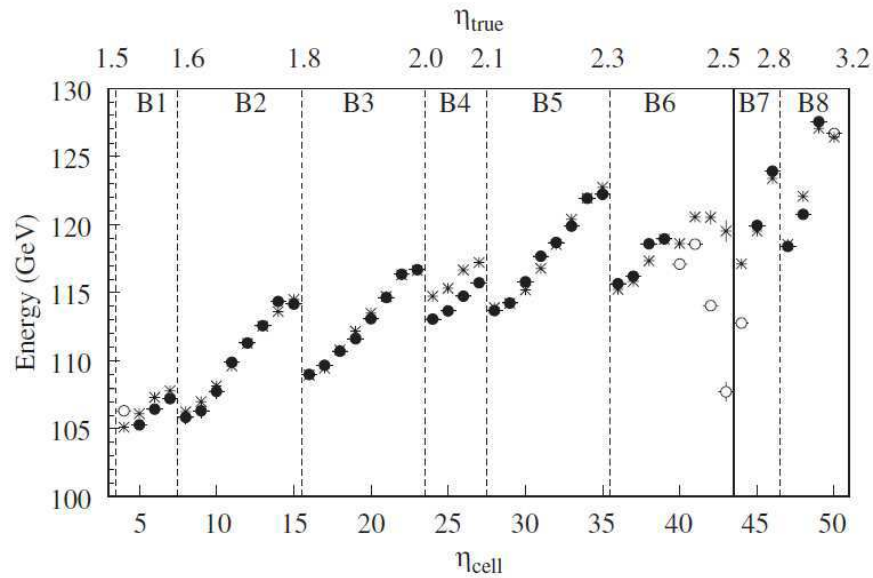


FIG. 5.37 – Energie mesurée dans un module avant de corriger l’effet de variation du champ électrique dans une même région de haute tension. L’énergie du faisceau était de 119 GeV. Les cellules participant à la détermination du terme constant sont indiquées par des cercles noirs, les cellule périphériques par des cercles blancs, et les prédictions de la simulation par des étoiles.

La figure 5.38 montre l’énergie reconstruite dans plus de 800 points de mesure par module, pour les trois modules. Ces 800 points correspondent à 800 cellules du deuxième compartiment de la roue externe, où l’on a exclu les régions périphériques. Une uniformité de 0.6 % par module est constatée. La résolution de chaque cellule est montrée sur la figure 5.39. En soustrayant un terme de bruit de 200 MeV, une dispersion de l’énergie du faisceau de 0.07 %, et un terme constant local de 0.35 %, on obtient un terme d’échantillonnage moyen de $11.4 \pm 0.3\% / \sqrt{E}$.

Si on regroupe les cellules d’un même module dans une seule distribution (figure 5.40), et que l’on soustrait les termes de bruit, de dispersion d’énergie du faisceau, ainsi que le terme d’échantillonnage moyen calculé précédemment, on obtient un terme constant global à l’échelle des modules de 0.7 %. Des méthodes utilisant les données (cf. sous-chapitre 5.6) devraient permettre d’améliorer ce résultat, en obtenant cette même valeur pour le terme constant (0.7 %) mais pour toute l’acceptance du calorimètre.

5.7.2 La qualité du calorimètre

La connexion du calorimètre électromagnétique dans la caverne d’ATLAS a été achevée au début de l’année 2008. Il a été testé et calibré en utilisant les déclenchements aléatoires, les campagnes dédiées de calibration, les rayons cosmiques, ainsi que les événements faisceau-collimateurs, où les faisceaux du LHC ont frappé les collimateurs situés à environ 200 m de l’expérience ATLAS, provoquant l’illumination de tout le détecteur ATLAS (hormis les détecteurs au silicium, demeurés éteints), et le dépôt d’une énergie totale de plusieurs PeV

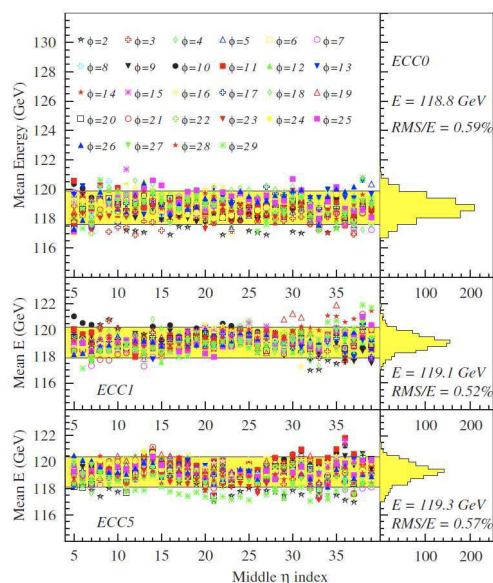


FIG. 5.38 – Energies moyennes mesurées en différents points par les trois modules de production testés sous faisceau. Les points correspondent aux cellules du deuxième compartiment. L'énergie du faisceau était de 119 GeV.

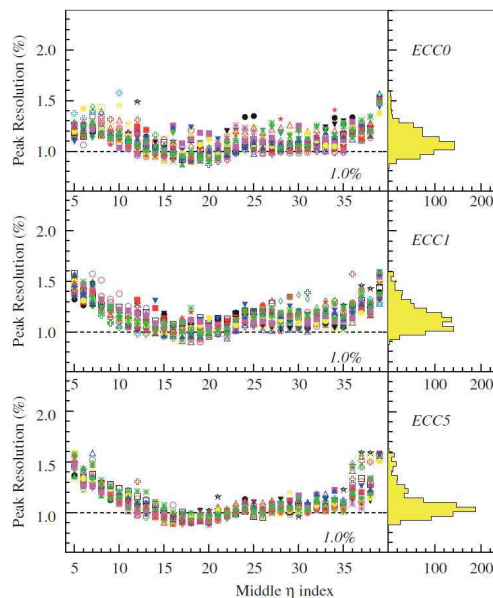


FIG. 5.39 – Résolutions en énergie mesurées en différents points par les trois modules de production testés sous faisceau. Les points correspondent aux cellules du deuxième compartiment. L'énergie du faisceau était de 119 GeV.

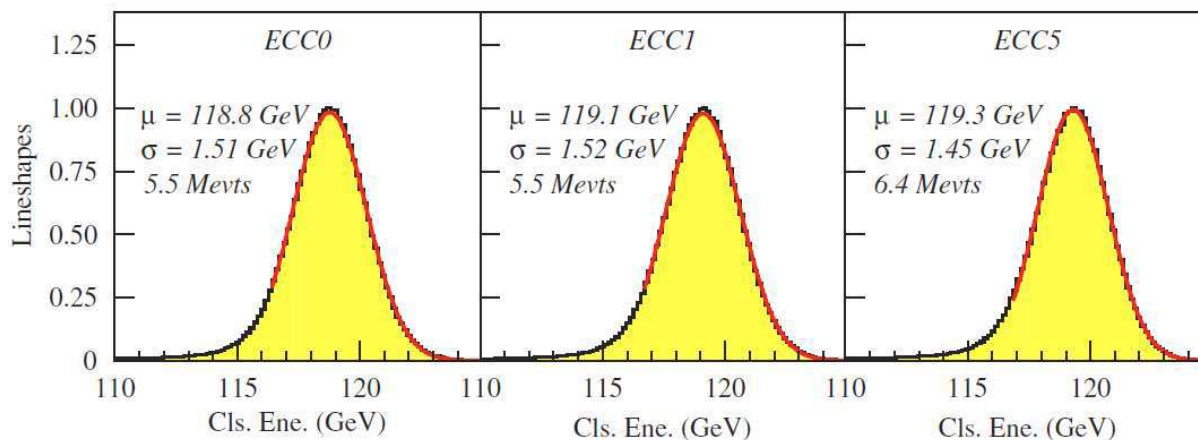


FIG. 5.40 – Ajustements gaussiens aux distributions d'énergie mesurées par chacun des trois modules testés.

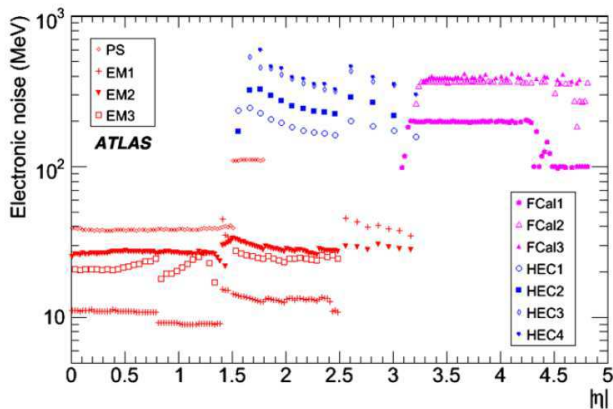


FIG. 5.41 – Le bruit électronique mesuré dans le puits pour tous les calorimètres à argon liquide. Le bruit des trois compartiments du calorimètre électromagnétique ainsi que celui du pré-échantillonneur sont indiqués en rouge.

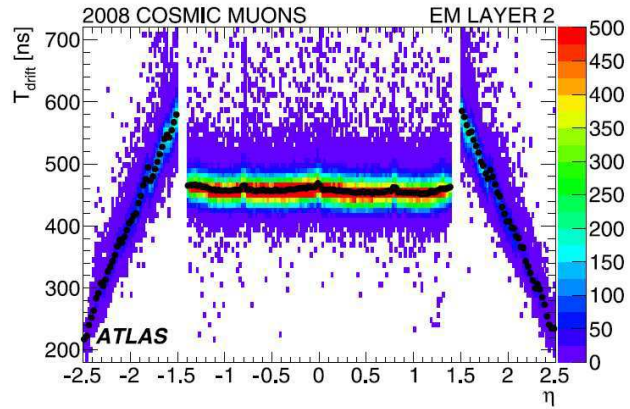


FIG. 5.42 – Le temps de dérive des électrons dans l'argon liquide, mesuré en ajustant le lobe négatif de la réponse du calorimètre aux rayons cosmiques. Comme prévu, on constate un temps de dérive constant dans la partie centrale et variable dans les bouchons.

par événement dans les calorimètres [179].

L'uniformité de la température dans les trois cryostats est comprise dans l'intervalle 50 – 70 mK, et le niveau d'impuretés électronégatives est de 0.200 ± 0.100 ppm d'équivalent oxygène. Les conditions de l'argon liquide sont stables et n'influencent pas les performances du détecteur.

Toutes les cellules du calorimètre reçoivent l'alimentation en haute tension, y compris celles qui ne peuvent tenir la tension nominale, ou celles qui ne sont alimentées que sur une seule face. La réponse de celles-ci (6.1 % des cellules) est corrigée et n'affecte pas la mesure de l'énergie.

La fraction des canaux morts ou inutilisables est de 0.1 %. A ceux-là il faut ajouter les canaux perdus au fur et à mesure à cause de la mortalité précoce des circuits optiques de transmission, situés sur les FEB. A la fin de la campagne de prise de données de 2010, 2 % des canaux étaient affectés. Les cartes FEB concernées ont été remplacées pendant l'arrêt hivernal du LHC.

Les déclenchements aléatoires ont permis de mesurer le bruit électronique de toutes les cellules, dont on peut voir la valeur moyenne en azimuth en fonction de la pseudorapidité, pour tous les compartiments, sur la figure 5.41. Ces valeurs ont été utilisées pour investiguer la précision de la mesure de l'impulsion transverse manquante.

La figure 5.42 illustre l'une des mesures mentionnées dans le sous-chapitre 5.4, celle du temps de dérive. On retrouve un temps constant dans le cylindre central, et la variation attendue dans les bouchons. Ces mesures proviennent d'une campagne de prise de données de rayons cosmiques dans laquelle 32 échantillons temporels ont été enregistrés, au lieu des 5 habituels.

Ces temps de dérive sont injectés dans le modèle qui prédit les formes du signal d'ionisation (en utilisant la forme du signal de calibration, cf 5.4.4) afin de calculer les coefficients de filtrage optimal utilisés dans les collisions [179].

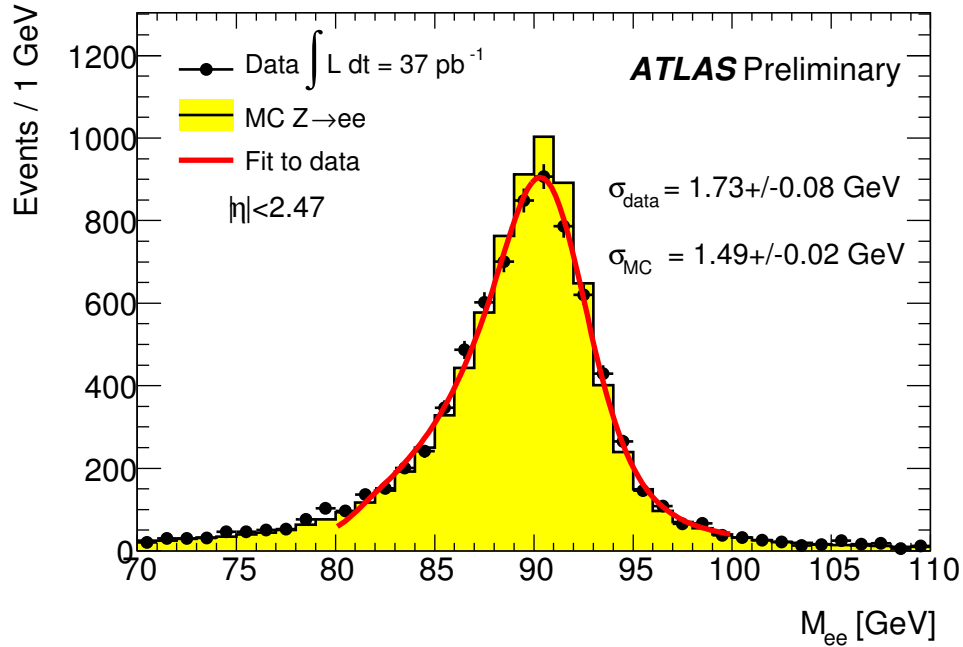


FIG. 5.43 – Distribution de la masse invariante $M_{e^+e^-}$ au voisinage de la masse du boson Z^0 après intercalibration de 28 régions, avec les données collectées en 2010.

5.7.3 L’intercalibration et l’échelle d’énergie préliminaire

La méthode d’intercalibration présentée dans le sous-chapitre 5.6 est maintenant utilisée avec les données des collisions pour intercaler les régions du calorimètre, et même pour déterminer l’échelle électromagnétique, dans l’hypothèse d’une reproduction réaliste de la matière en amont dans la simulation. La figure 5.43 montre la masse invariante $M_{e^+e^-}$ corrigée, comparée à la distribution simulée, prise comme référence. L’acceptance du calorimètre électromagnétique a été divisée en 28 régions, et des corrections moyennes de $-0.98 \pm 0.05\%$, $2.29 \pm 0.17\%$ et $1.61 \pm 0.16\%$ ont été obtenues respectivement pour le cylindre central et les deux bouchons. Ces valeurs sont attribuées aux constantes de calibration mesurées en test sous faisceau, où la mesure de la température avait une précision de 1.5 %, ce qui se traduit par une précision de l’échelle électromagnétique de 3 %, précision compatible avec les corrections ajustées.

Ces corrections ont été appliquées à la masse invariante du méson J/ψ (figure 5.44). L’accord avec la simulation suggère une bonne linéarité dans le domaine d’énergie allant de quelques GeV à 100 GeV.

L’augmentation de la statistique permettra d’augmenter le nombre de régions intercalibrées, et d’atteindre le terme global désiré, en exploitant aussi l’amélioration de la connaissance de la quantité de matière située avant les calorimètres.

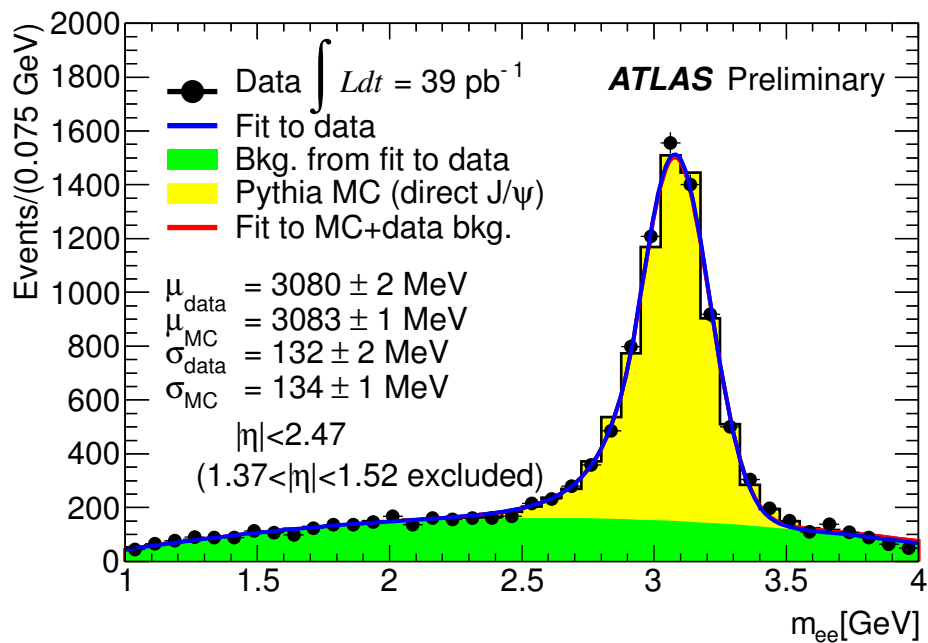


FIG. 5.44 – Distribution de la masse invariante $M_{e^+e^-}$ au voisinage de la masse du méson J/ψ après application de l’intercalibration déterminée avec la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

Chapitre 6

Le détecteur à pixels de l'expérience ATLAS

6.1 Introduction

En 2005, j'ai rejoint l'équipe du CPPM qui construisait le détecteur à pixels d'ATLAS. J'ai participé à l'intégration de la partie centrale de ce détecteur, puis à celle de l'ensemble du détecteur à pixels, qui outre la partie centrale et les bouchons, comprenait aussi les panneaux des services, les moniteurs de faisceau et le tube à vide de l'expérience ATLAS.

Après l'installation de l'ensemble dans la caverne d'ATLAS en 2007, j'ai participé à l'estimation des performances du détecteur à pixels en analysant les premières données enregistrées par ce détecteur dans la caverne, celles des rayons cosmiques. J'ai ensuite pris la responsabilité du programme de simulation du détecteur à pixels, puis, et depuis 2010, j'assure la coordination de tous les programmes informatiques afférents à ce détecteur.

Ce travail a donné lieu à plusieurs publications dont les plus importantes sont [84], [180], [181], [182] et [183]. En juillet 2010, j'ai présenté les performances du détecteur à pixels d'ATLAS au *12th International Workshop on Radiation Imaging Detectors (IWORID)* à Cambridge, Royaume Uni [184], et lors d'un séminaire au CPPM en janvier 2011.

Ce chapitre est divisé en trois parties. La première partie est consacrée à la description du détecteur à pixels. Ses performances, mesurées grâce aux rayons cosmiques et aux premières collisions délivrées par le LHC sont résumées dans la deuxième partie. La simulation de la réponse du détecteur est décrite dans la troisième partie, ainsi que les futurs développements vers lesquels s'orientent les programmes de simulation, afin d'améliorer leur réalisme, et accompagner la modification inéluctable du détecteur suite aux radiations qu'il aura à subir auprès du LHC.

6.2 Le détecteur à pixels d'ATLAS

6.2.1 Les performances désirées

Avant la construction des éléments de son trajectographe, la collaboration ATLAS avait mené une campagne de simulation afin de définir les performances nécessaires pour chacun des

sous-détecteurs [185].

Le détecteur à pixels devait contribuer à la reconstruction des trajectoires des particules chargées, et être l'élément moteur dans la recherche des vertex primaires et secondaires, et dans la mesure des paramètres d'impact. Il devait être aussi léger que possible pour ne pas compromettre la résolution des calorimètres, couvrir la partie centrale et les bouchons, et fonctionner jusqu'à une fluence équivalente de 10^{15} neutrons (1 MeV)/ cm^2 (voir la définition dans la section 4.3.4). Les résolutions visées sont de 10 et 100 μm par point de mesure dans les directions transverse et longitudinale respectivement. La précision sur le paramètre d'impact transverse doit être meilleure que 15 μm , et celle sur la position longitudinale du vertex primaire meilleure que 1 mm.

En plus du détecteur à pixels, le trajectographe d'ATLAS est constitué de deux autres sous-détecteurs [84] : le SCT (*Semi Conductor Tracker*) utilisant des compteurs à micropistes au silicium, et le TRT (*Transition Radiation Tracker*) formé de mini tubes à dérives (pailles).

6.2.2 Les choix technologiques

Les compteurs du détecteur à pixels d'ATLAS sont fabriqués avec un substrat de silicium de type n à haute résistivité de 250 μm d'épaisseur, ayant des implants de type n+ sur une face et p+ sur l'autre. La tension de désertion est appliquée au côté p+ (tension négative) tandis que les pixels sont obtenus en segmentant la face n+, au pas de 50 $\mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$, le pas le plus fin étant le long de l'azimut (dans le plan transverse).

Des atomes d'oxygène sont diffusés dans le substrat (densité typique de 10^{17} atomes/ cm^3), afin de le rendre plus tolérant aux radiations [186].

Le choix de lire des pixels n+ sur un substrat n contribue aussi de façon déterminante à la tolérance aux radiations. Avant irradiation, la zone désertée apparaît à la jonction p-n, située sur la face de polarisation et se développe vers la face de lecture quand la tension de polarisation appliquée augmente. Il est alors aisé d'atteindre la désertion totale en appliquant une tension de moins de 100 V. Après l'inversion de type du substrat, résultat des radiations, la jonction se retrouve sur la face de lecture, gardant ainsi les implants lus dans la zone désertée, même en cas de désertion partielle.

Les circuits frontaux ont été fabriqués en technologie CMOS 0.250 μm [187][125]. Leurs canaux sont connectés aux pixels par soudure à microbilles.

6.2.3 Les modules du détecteur à pixels

Le module est l'élément unitaire du détecteur à pixels [180]. C'est un assemblage de trois composantes : un compteur de dimension 1.64 cm \times 6.08 cm, seize circuits frontaux et un circuit intégré flexible, contenant un contrôleur, appelé le MCC (*Module Control Chip*). L'assemblage est visible sur la figure 6.1. Les circuits frontaux sont soudés par microbilles au compteur et par microfils au circuit intégré. Le compteur possède 144 colonnes sur sa longueur, au pas de 400 μm et 328 rangées sur sa largeur, au pas de 50 μm .

Les seize circuits frontaux d'un module sont disposés en deux rangées et huit colonnes. Afin de permettre une couverture complète des régions du compteur situées entre les circuits frontaux, les pixels situés entre les huit colonnes de circuits (le long de l'axe z) sont plus longs et couvrent 600 μm dans la direction longitudinale. Ceux situés entre les deux rangées de circuits

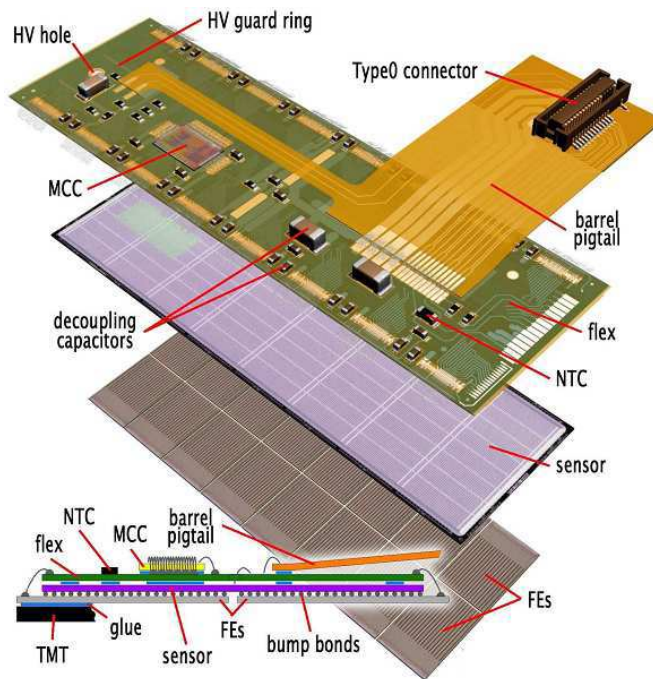


FIG. 6.1 – Eléments d'un module du détecteur à pixels d'ATLAS.

(le long de l'azimut) sont regroupés chacun avec un pixel couvert par le circuit le plus proche (figure 6.2). Chaque circuit contient 2880 canaux de lecture. Ce nombre prend en compte les pixels regroupés.

Ces circuits échantillonnent, amplifient et discriminent le signal des pixels en le comparant à un seuil prédéterminé. Ils calculent la durée durant laquelle le signal demeure au dessus du seuil, appelé ToT (*Time-Over-Threshold*), et stockent les points mesurés et les mettent à disposition du contrôleur. En cas de déclenchement, chaque MCC lit les points correspondant au croisement de faisceau indiqué par le système de déclenchement. Le MCC construit alors un événement local et l'envoie au système central d'acquisition. Les points mesurés par le détecteur à pixels sont assignés à un croisement grâce à une horloge échantillonnée à une fréquence de 40 MHz, distribuée aux circuits frontaux par le MCC.

Le détecteur à pixels comporte 1744 modules identiques.

6.2.4 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels d'ATLAS est constitué de trois couches cylindriques dans sa partie centrale et de trois disques dans chacun des deux bouchons (figure 6.3).

Les couches cylindriques sont situées à des rayons de 5, 9 et 12 cm. Les modules de la partie centrale sont montés en échelle sur des supports en fibre de carbone, longs de 80 cm, et accueillant treize modules (figure 6.4).

Les échelles sont à leur tour montées sur les faces internes de trois structures cylindriques en fibre de carbone, constituant les supports des trois couches cylindriques. Les trois couches comportent 22, 38 et 52 échelles, de la plus interne à la plus externe.

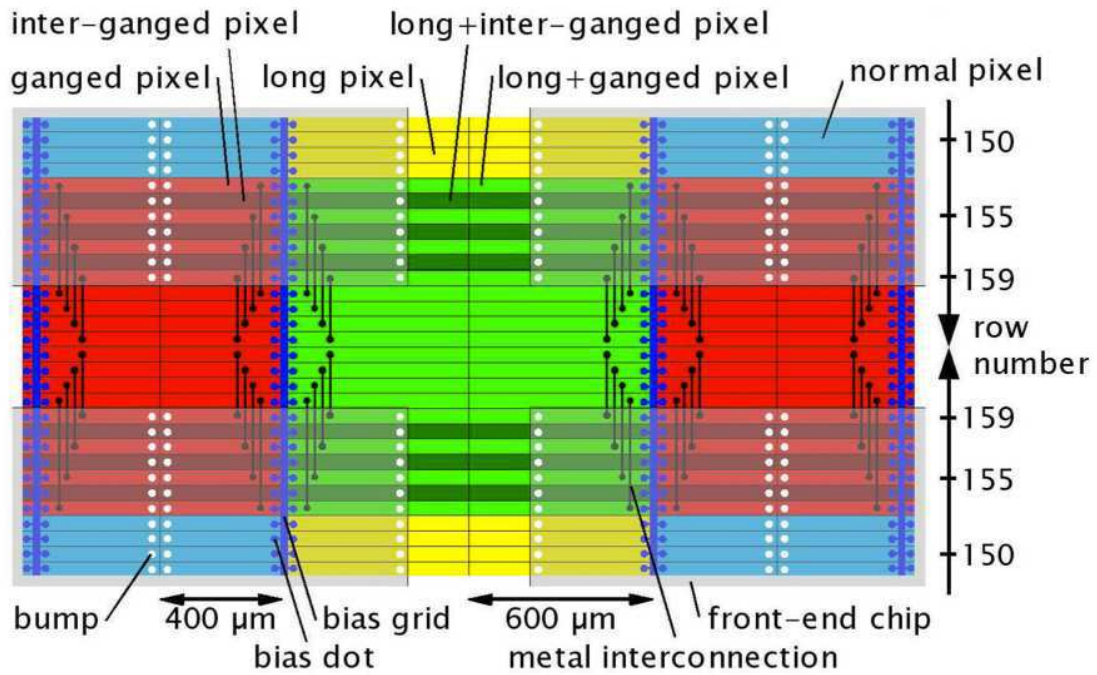


FIG. 6.2 – Les pixels spéciaux situés entre les circuits frontaux. On distingue les pixel longs (jaunes et verts) et les pixels groupés (rouges et verts). Les circuits frontaux sont grisés.

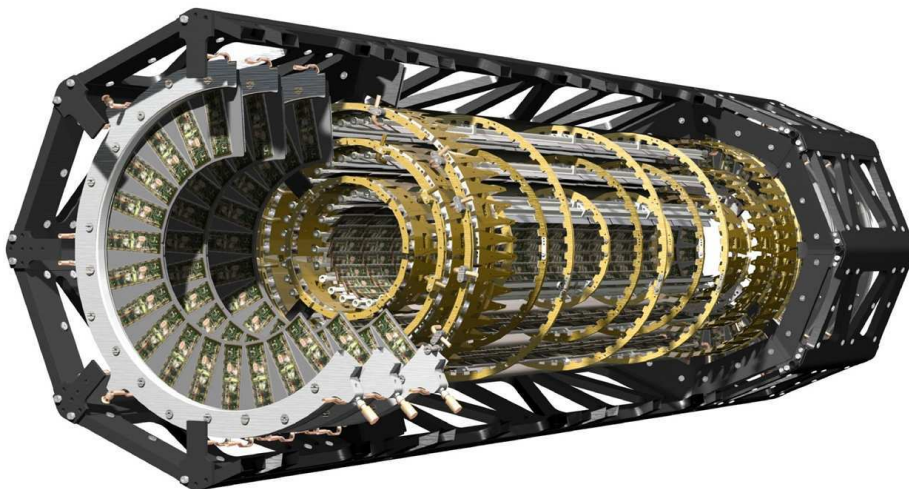


FIG. 6.3 – Vue éclatée du détecteur à pixels de l'expérience ATLAS. L'ensemble a une longueur totale de 1.442 m et un diamètre de 0.430 m.



FIG. 6.4 – Double échelle du détecteur à pixels d’ATLAS. On distingue les treize modules qui forment chacune des échelles.

Les trois disques sont situés à des distances de $|z| = 50, 58$ et 65 cm du point d’interaction. Chaque disque est constitué de huit secteurs en fibre de carbone, supportant chacun six modules, répartis sur ses deux faces (figure 6.5). Les trois modules de la face arrière sont décalés en azimut de 7.5° par rapport à ceux de la face avant de façon à obtenir une couverture azimutale complète avec des modules rectangulaires.

La matière du détecteur à pixels représente 10 % d’une longueur de radiation pour une pseudorapacité nulle, dont 5 % de volume actif. Cette épaisseur augmente avec la pseudorapacité et dépasse la moitié d’une longueur de radiation dans les bouchons, à cause de la présence des services.

6.2.5 Le système de lecture

Les événements locaux construits dans les circuits MCC sont transmis au système d’acquisition en plusieurs étapes. Les signaux sont d’abord envoyés du MCC au travers de câbles en aluminium, vers des circuits optiques (figure 6.6). Ces circuits sont situés sur des panneaux de service, se trouvant à environ 1 m de part et d’autre des couches cylindriques (après les bouchons), à un rayon voisin de celui de la couche externe (figure 6.7). Dans les circuits optiques, les signaux électriques sont convertis en signaux optiques par des diodes VCSEL, et envoyés vers la salle de comptage d’ATLAS par des fibres optiques de 80 m de long. Le débit de lecture est de 40 Mb/s pour la couche centrale la plus externe, de 80 Mb/s pour la couche intermédiaire et les disques, et de 160 Mb/s pour la couche interne.

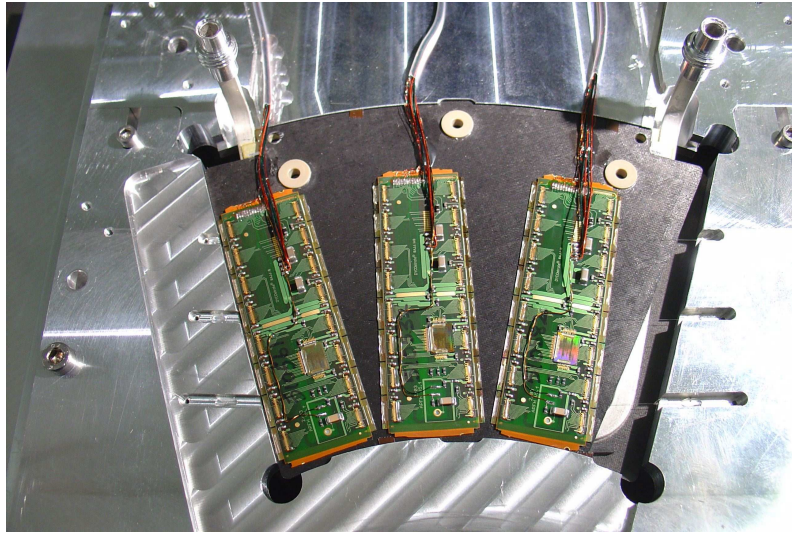


FIG. 6.5 – Secteur d’un disque du détecteur à pixels d’ATLAS. On distingue trois des six modules, les trois autres étant fixés sur l’autre face.

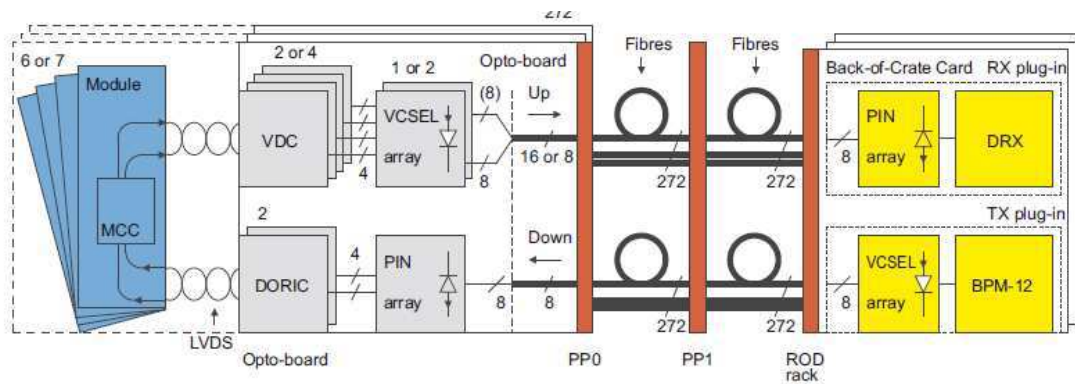


FIG. 6.6 – Le système de liens optiques du détecteur à pixels d’ATLAS. L’électronique frontale est en bleu, les circuits optique se trouvant sur les panneaux de service en gris et l’électronique arrière se trouvant dans la salle de comptage en jaune.

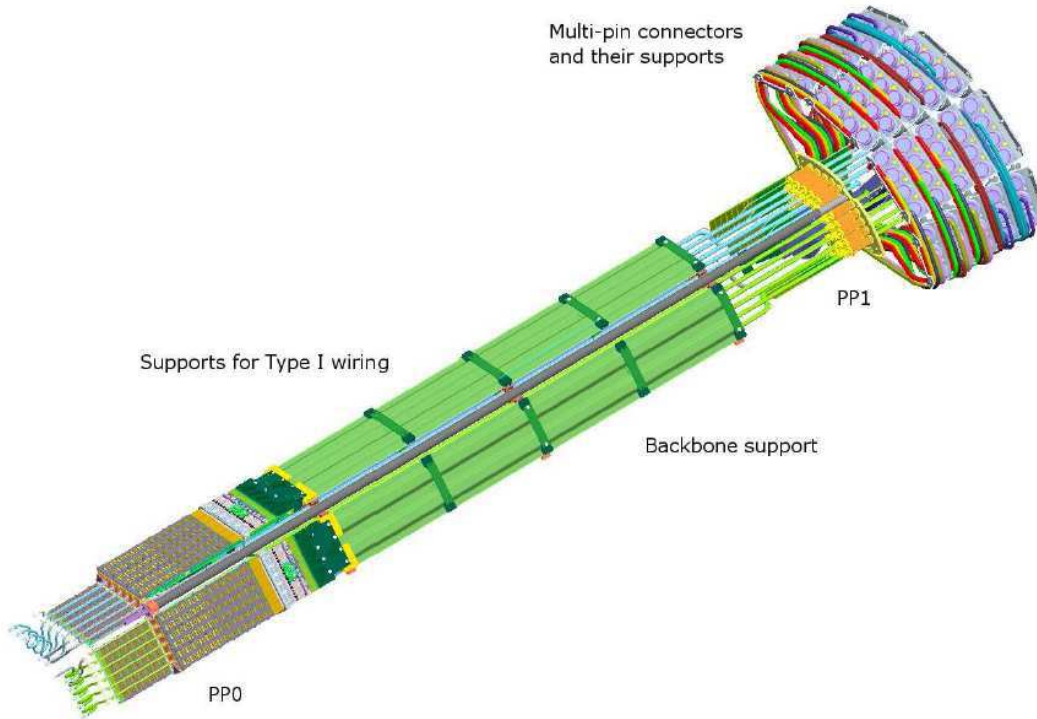


FIG. 6.7 – Dessin d’un panneau de service du détecteur à pixels d’ATLAS.

6.2.6 Les services

La tension de polarisation des compteurs ainsi que les basses tensions (utilisées par les circuits frontaux, le contrôleur MCC et les circuits optiques) sont amenées de la salle de comptage par des câbles dédiés, jusqu’aux panneaux de service. Les tensions sont alors acheminées vers les modules au travers de câbles en aluminium. Les basses tensions sont régulées dans des stations de régulation situées dans la caverne.

Les températures des modules et des circuits optiques sont monitorés par le système de contrôle, appelé DCS (*Detector Control System*), décrit dans [188].

L’organisation des services est montrée sur la figure 6.8.

Le système de refroidissement doit évacuer 17 kW de chaleur produite par les compteurs, les circuits et les câbles. Il doit en plus garder les modules à une température de -20°C pendant les arrêts du LHC, afin de ralentir les dommages dûs aux radiations¹ [189].

Le système de refroidissement choisi utilise la chaleur latente de vaporisation du fluoro-carbone C_3F_8 . Le liquide de refroidissement circule dans de fins tubes en aluminium courant le long des échelles, autour des secteurs des disques et sur les panneaux de service [190]. Ce système a maintenu la température des modules autour de -10°C durant la prise de données de 2009 et autour de -15°C lors de celle de 2010. Une version simplifiée d’une boucle du système de refroidissement est montrée en figure 6.9. Le détecteur à pixels est refroidi par 88 boucles. D’autres boucles du même système refroidissent le SCT.

¹C’est l’augmentation de la densité de porteurs libres dans le substrat qui est fortement ralentie, voire arrêtée.

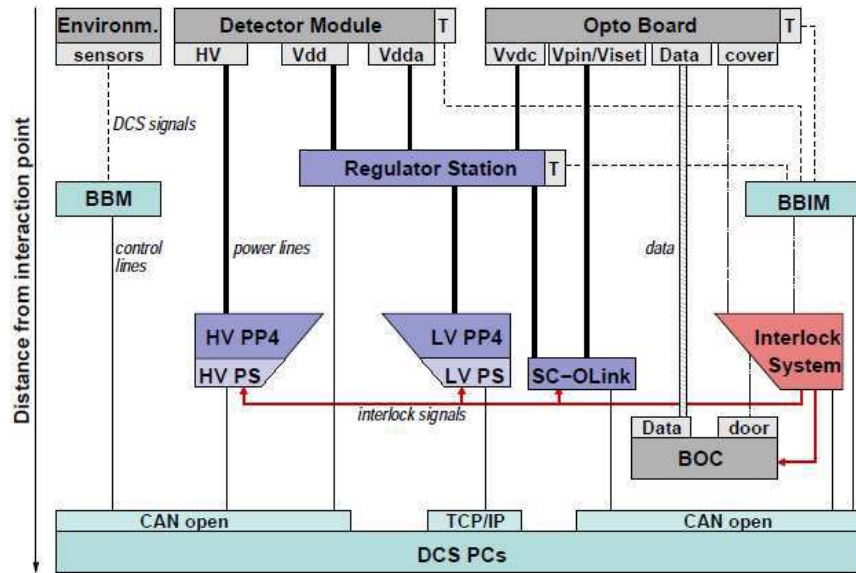


FIG. 6.8 – Vue schématique des services du détecteur à pixels d’ATLAS.

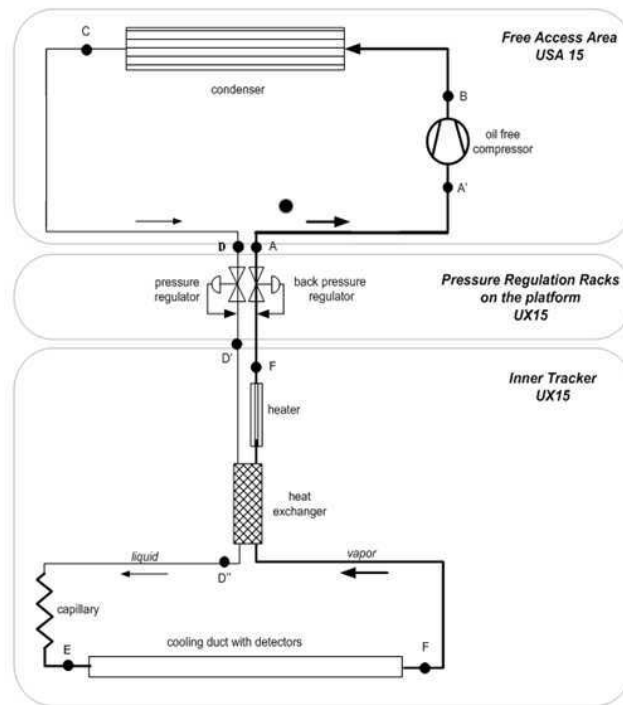


FIG. 6.9 – Vue schématique d’une boucle du système de refroidissement du détecteur à pixels d’ATLAS. Les pressions d’arrivée et de sortie de chaque boucle sont régulées dans des stations situées dans la caverne (UX15 sur la figure), hors du volume d’ATLAS. Ces deux pressions contrôlent respectivement le débit et la température. Chacune des 88 boucles refroidit deux échelles du tonneau, deux secteurs des disques ou les circuits optiques d’un panneau de service.

6.3 Les performances mesurées du détecteur à pixels

6.3.1 La mise en oeuvre

Les tests en cavene du détecteur à pixels d'ATLAS ont démarré en automne 2008 et se sont poursuivis en 2009 en enregistrant des rayons cosmiques, avant de prendre part à la prise de données au sein de l'expérience ATLAS lors des premières collisions délivrées par le LHC en automne 2009 à une énergie de 450 GeV par faisceau. Le détecteur à pixels a ensuite participé à la collecte des 45 pb^{-1} de données enregistrées par ATLAS en 2010, à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. La luminosité instantanée maximale atteinte en 2010 fut de $2.1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'empilement maximal observé fut de 3.8 collisions par croisement.

Lors des deux premières courtes campagnes de prise de données (2008 et 2009), les procédures d'allumage et de calibration ont été testées et optimisées, ainsi que les programmes d'acquisition, de contrôle des services et de monitoring des conditions du détecteur et de la qualité de ses données.

Le système de refroidissement a fonctionné de façon satisfaisante, gardant les modules à la température désirée tout au long de la campagne.

Un problème a toutefois été rencontré : la mortalité précoce des circuits TX (figure 6.6), qui sont les transmetteurs optiques de l'électronique arrière (qui se trouve dans la salle de comptage) vers le détecteur. Ils ont pu être remplacés au fur et à mesure, et leur absence momentanée n'a eu qu'un impact mineur sur l'efficacité de la prise de données de l'expérience. Les efforts se poursuivent afin de comprendre la raison de cette mortalité. Plusieurs mesures ont été prises, comme l'application de procédures de fabrication et de tests de qualité plus rigoureuses, l'amélioration des conditions de stockage, et une meilleure isolation thermique des paniers d'électronique dans la salle de comptage. Le SCT utilise les mêmes circuits TX et souffre de la même mortalité.

En 2010, l'efficacité moyenne de la prise de données de l'expérience ATLAS a été de 93.6 %.

Afin de préserver l'intégrité du détecteur et de son électronique frontale, le détecteur à pixels n'est pas allumé en début de cycle de collisions, mais seulement quand l'accélérateur délivre son signal "Faisceaux stables". On procède alors à l'application de la tension de désertion, puis à l'allumage de l'électronique frontale. En 2010, cette procédure a généré un retard moyen de cinq minutes au début de chaque cycle de collisions, et est responsable d'une inefficacité moyenne globale de 2 %. Le reste de l'inefficacité moyenne provient de problèmes ponctuels étant survenus dans tous les systèmes d'ATLAS, y compris le remplacement des circuits TX des deux détecteurs au silicium (pixels et SCT).

La fraction des modules du détecteur à pixels ayant fonctionné en 2010 est de 97.3 %. Les 47 modules manquants sont dûs à des défauts de connexion des services (haute ou basse tension), à un circuit optique défectueux (situé sur le panneau des services et donc inaccessible), et à la coupure de la communication avec quelques modules sans qu'il soit possible d'en identifier la cause.

Il convient aussi de signaler le non fonctionnement de 44 circuits frontaux, et la présence de 0.1 % de pixels déconnectés dont la plupart proviennent de deux modules situés dans les bouchons.

6.3.2 Calibration, bruit et synchronisation

Les circuits frontaux calculent le ToT (cf. section 6.2.3) de chaque coup. La relation entre le ToT et la charge libérée par le passage d'une particule est déterminée quelques fois par an lors de la procédure de calibration, en injectant une rampe de charges connues dans chaque pixel, et en mesurant la réponse. L'échelle de la charge est fixée de façon à avoir le pic de la distribution de Landau (19 000 électrons environ) à une valeur de ToT de 30 croisements de paquets (BC dans la suite pour *Bunch Crossing*).

Le réglage des seuils fait aussi partie de la procédure de calibration. En 2010, le seuil moyen était de 3500 électrons, avec une dispersion d'environ 40 électrons. L'analyse de la forme de la courbe de réponse au voisinage du seuil permet de calculer le bruit thermique de chaque pixel. La valeur moyenne de ce bruit est de 160 électrons, pour les pixels normaux (non regroupés), comme le montre la figure 6.10.

Le détecteur à pixels d'ATLAS assigne un temps (en unités BC) à chaque pixel touché. Ce temps est le croisement où le signal dépasse la valeur du seuil. Afin de préserver l'information, et de la protéger contre une éventuelle désynchronisation, le détecteur offre le choix de lire plusieurs BC centrés autour du BC indiqué par le système de déclenchement. Lors de la première campagne de rayons cosmiques en 2008, nous avons fait le choix de lire 8 BC par pixel. Cela a permis une première synchronisation des modules du tonneau central, en alignant en temps la réponse de tous les modules.

La synchronisation a pu être étendue aux modules des disques, et largement améliorée tout au long de l'année 2010, où l'on a d'abord enregistré l'information de 5 BC, puis de 4, jusqu'à ne lire qu'un seul BC, fenêtre ultime qui permettra une grande efficacité quand le LHC aura atteint sa luminosité nominale. Il n'y a plus de pixels "en avance", et tous les pixels "en retard"², sont dus à l'effet de ralentissement, qui ne concerne que les petites charges proches du seuil (figure 6.11). Afin de recouvrir ces pixels, un mécanisme de duplication les écrit une seconde fois, avec un temps égal à BC-1, BC étant le croisement auquel ils avaient été assignés.

La figure 6.12 illustre une étape de la synchronisation : elle montre pour chaque module le plus grand retard possible ΔT_{max} appliqué à l'horloge (cf. section 6.2.3) pour lequel le module assigne correctement tous les pixels. La petite dispersion de ce retard indique une excellente synchronisation.

Des procédures d'identification et de masquage des pixels bruyants permettent d'obtenir un très bas taux d'occupation dû au bruit, de l'ordre de 10^{-10} coups par BC pour chaque pixel. Ce masque concerne environ un millier de pixels en moyenne, avec des fluctuations de l'ordre de $\pm 50\%$. Il est réactualisé toutes les 36 heures.

6.3.3 La reconstruction des vertex

La distribution des vertex primaires reconstruits est appelée la zone lumineuse. Cette zone est déterminée pour chaque remplissage du LHC sur une partie des données collectées, puis sa position est injectée comme contrainte supplémentaire dans l'ajustement de la position du vertex primaire lors de la reconstruction finale. La figure 6.13 montre cette zone lumineuse pour un remplissage du LHC. Les dispersions mesurées sont en accord avec les prédictions du système optique de l'accélérateur.

²Ceux qui sont assignés à un temps postérieur au BC indiqué par le déclenchement.

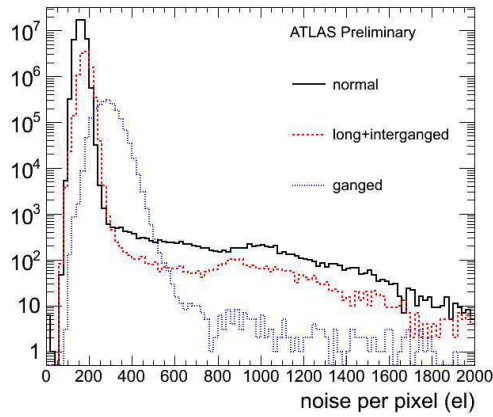


FIG. 6.10 – Valeur du bruit thermique pour les différents types de pixels. Les pixels à grand bruit représentent une fraction de 0.01 %.

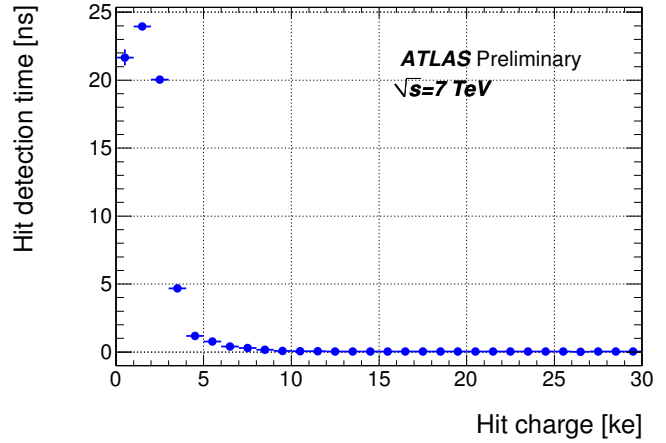


FIG. 6.11 – Retard moyen subi par les signaux en fonction de leurs amplitudes.

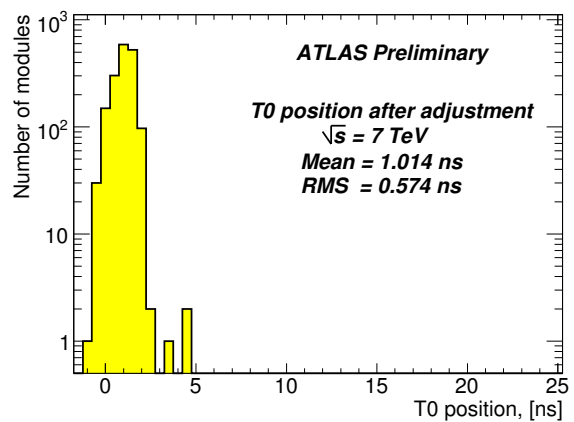
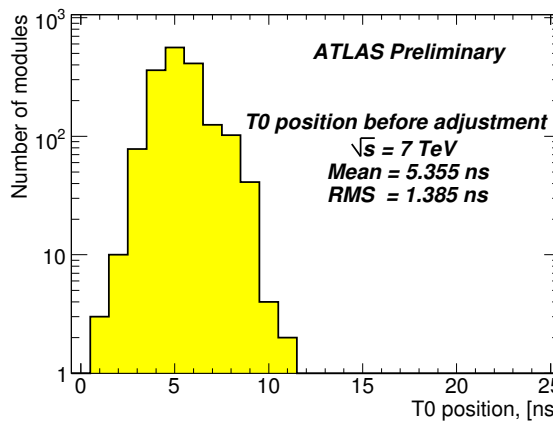


FIG. 6.12 – La distribution ΔT_{max} (voir le texte) en 2010 pour tous les modules, avant le réglage fin (à gauche) et après (à droite).

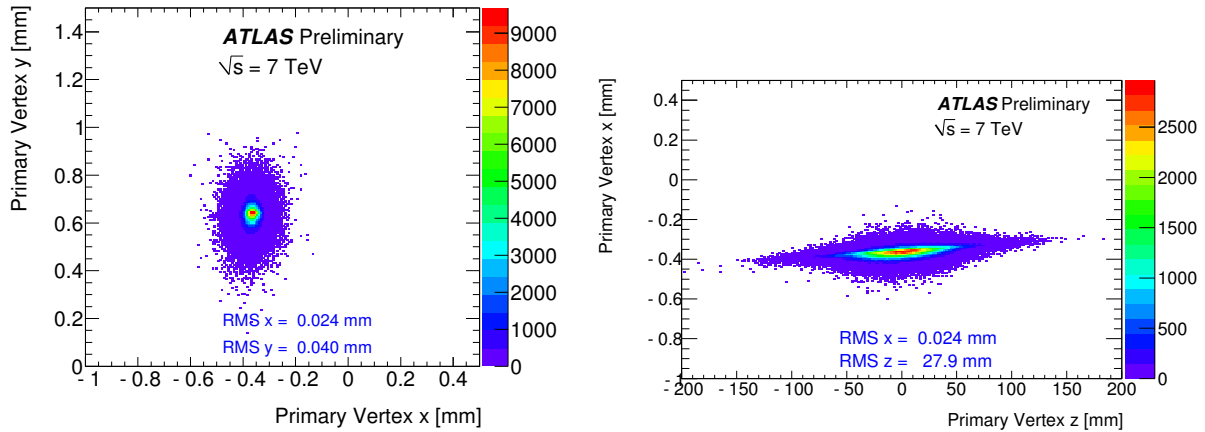


FIG. 6.13 – Zone lumineuse reconstruite lors d’un cycle de collisions dans le plan transverse (à gauche) et dans le plan XZ (à droite).

La reconstruction des vertex primaires individuels améliore de façon significative nombre de grandeurs physiques. C’est particulièrement le cas des masses invariantes, qui utilisent les angles entre particules. La recherche du boson de Higgs dans sa désintégration en deux photons en est un exemple tout particulier, car la connaissance des angles des photons est limitée par la résolution angulaire du calorimètre électromagnétique [191].

La figure 6.14 montre un événement enregistré et reconstruit par ATLAS, contenant quatre vertex primaires. Elle illustre la capacité du détecteur à pixels à séparer plusieurs collisions se produisant lors du même croisement (phénomène d’empilement). A la luminosité et à l’énergie nominales du LHC, on attend une moyenne de 20 collisions par croisement.

Les figure 6.15 et 6.16 montrent la résolution obtenue sur la position du vertex primaire en fonction du nombre de particules chargées qui en sont issues, dans une dimension de la direction transverse et le long de l’axe longitudinal respectivement. Pour des événements d’au moins 70 particules chargées, la résolution est de 30 et 50 μm respectivement.

6.3.4 L’efficacité

L’efficacité intrinsèque des différentes couches du détecteur à pixels est montrée sur la figure 6.17. L’efficacité est supérieure à 98.7 % sauf celles de deux disques, où l’inefficacité provient de quelques modules identifiés ayant un grand nombre de pixels déconnectés. Les 47 modules non opérationnels ne sont pas inclus dans ce calcul.

6.3.5 Les propriétés des amas

Un amas est un groupe de pixels voisins recueillant le signal produit par le passage d’une particule dans le compteur.

Le trajectographe d’ATLAS est immergé dans un champ magnétique uniforme de 2 T produit par un aimant solénoïdal. Les charges produites par le passage des particules dans les compteurs à pixels dérivent sous l’influence du champ électrique de la jonction en formant un angle avec la direction de ce champ, appelé angle de Lorentz. Cet angle est provoqué par la

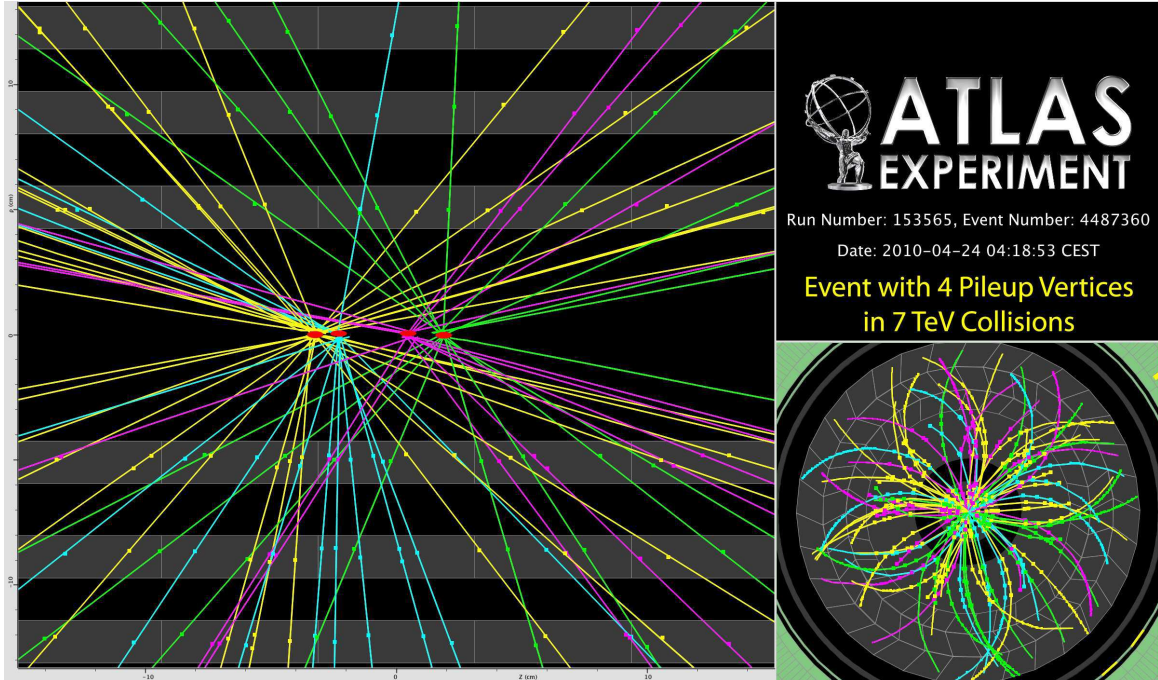


FIG. 6.14 – Empilement de quatre collisions reconstruites par ATLAS, et séparées grâce au détecteur à pixels.

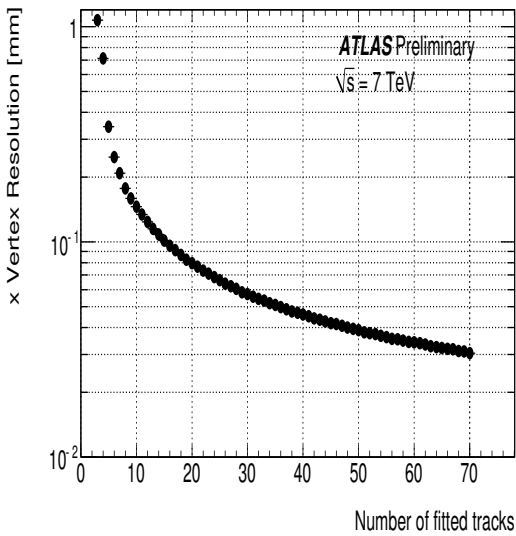


FIG. 6.15 – Résolution sur la position horizontale dans le plan transverse du vertex primaire en fonction du nombre de particules chargées qui en sont issues.

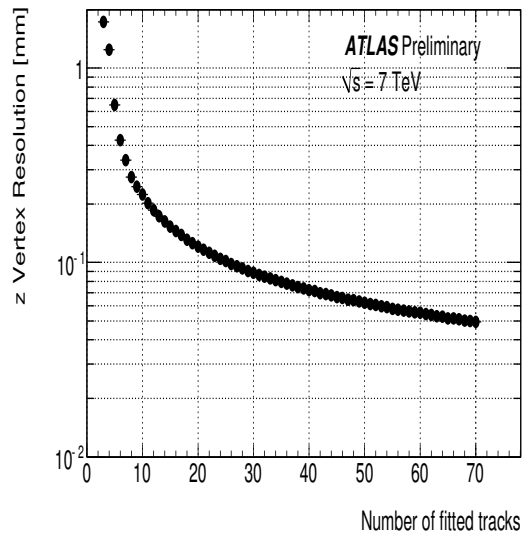


FIG. 6.16 – Résolution sur la position longitudinale du vertex primaire en fonction du nombre de particules chargées qui en sont issues.

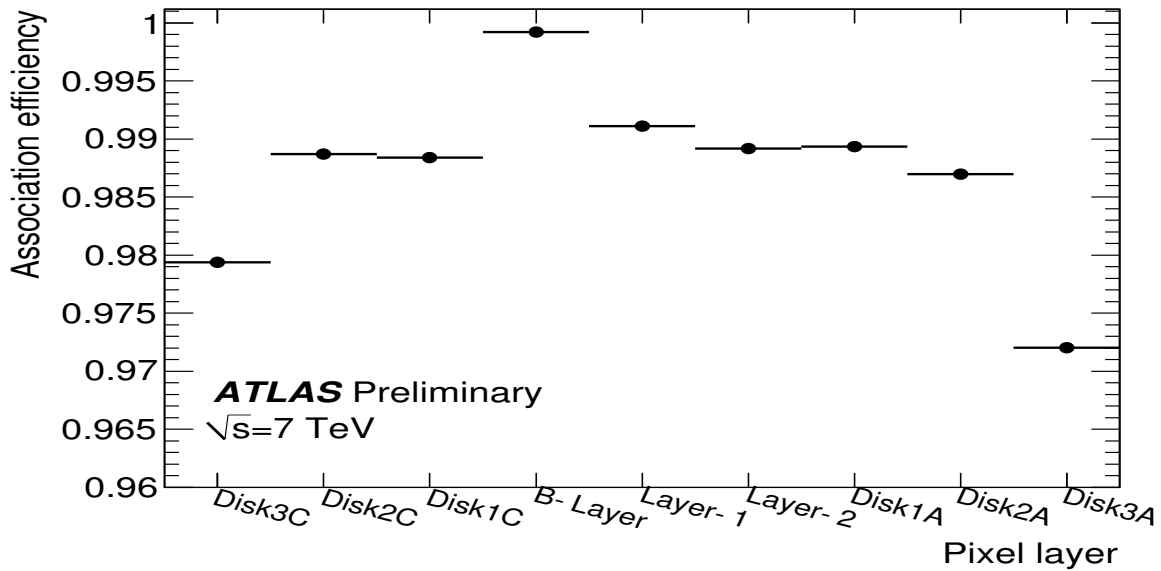


FIG. 6.17 – Efficacité intrinsèque des couches du détecteur à pixels.

rotation des charges en mouvement dans le champ magnétique. La taille des amas est minimale pour des particules ayant un angle d'incidence dans le plan transverse égal à l'angle de Lorentz. Cet effet est montré par la figure 6.18.

L'angle de Lorentz dépend de la vitesse des porteurs de charge et donc, de leur mobilité. Cette dernière varie avec la température, entraînant la variation de l'angle de Lorentz avec la température mesurée du module. Cette dépendance est illustrée par la figure 6.19.

L'échelle de l'énergie déposée par le passage des particules dans les compteurs à pixels a été étudiée en utilisant les rayons cosmiques. La figure 6.20 montre la distribution de la charge pour des rayons cosmiques ayant produit des amas de deux pixels et ayant des angles d'incidence centrés autour de l'angle de Lorentz. Un désaccord résiduel de 1 % avec la simulation est observé et non encore compris.

En combinant les mesures de l'énergie déposée par une même particule dans plusieurs couches du détecteur à pixels, une mesure de la perte d'énergie spécifique $\frac{dE}{dx}$ a été obtenue. En combinant cette mesure avec celle de l'impulsion, il est possible de séparer les hadrons de basse impulsion. Les bandes correspondant aux pions, kaons, protons et deutérons sont clairement visibles sur la figure 6.21.

6.3.6 La résolution spatiale

La position mesurée par chaque amas est calculée avec la méthode décrite dans la section 4.2.9, étendue aux deux dimensions mesurées par les compteurs à pixels. Les éléments du trajectographe sont alignés et la résolution spatiale mesurée en utilisant les résidus non biaisés.

La distribution des résidus des deux coordonnées mesurées sont montrées en figure 6.22 et 6.23 pour les modules du tonneau central et ceux des disques respectivement. Les largeurs des distributions sont compatibles avec les résolutions désirées. Les différences subsistant avec

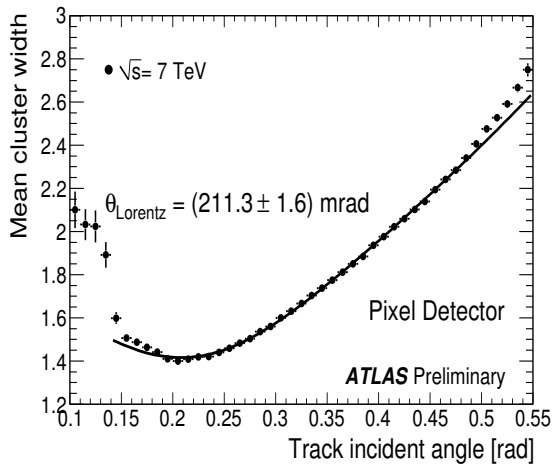


FIG. 6.18 – Largeur des amas de pixels dans le plan transverse en fonction de l’angle d’incidence de la particule, et ajustement de l’angle de Lorentz.

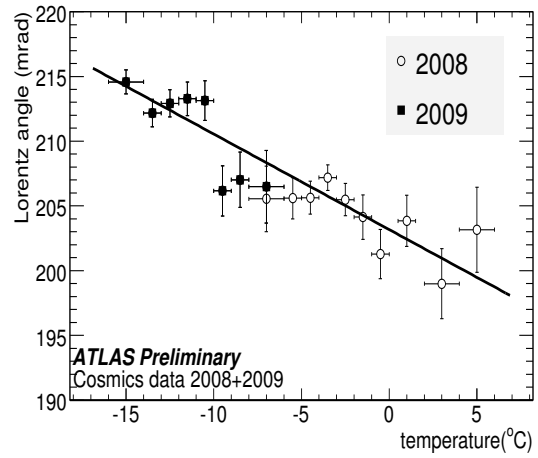


FIG. 6.19 – Angles de Lorentz obtenus en fonction de la température des modules.

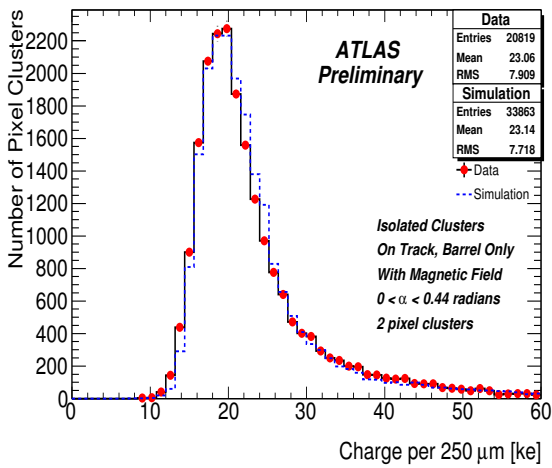


FIG. 6.20 – Charge créée par le passage de rayons cosmiques ayant une incidence centrale.

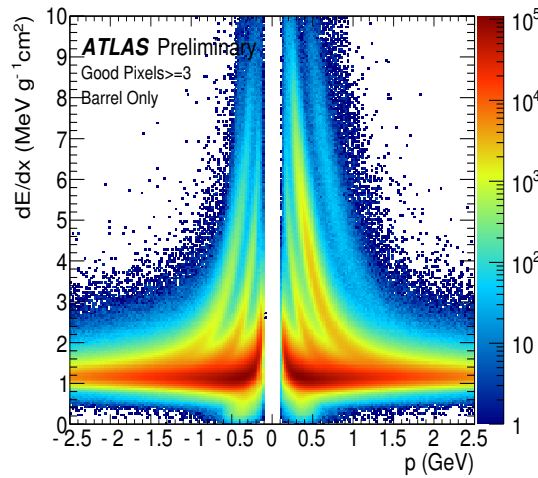


FIG. 6.21 – Perte d’énergie spécifique (dE/dx) en fonction de l’impulsion. Le signe de l’impulsion est celui de la charge électrique de la particule.

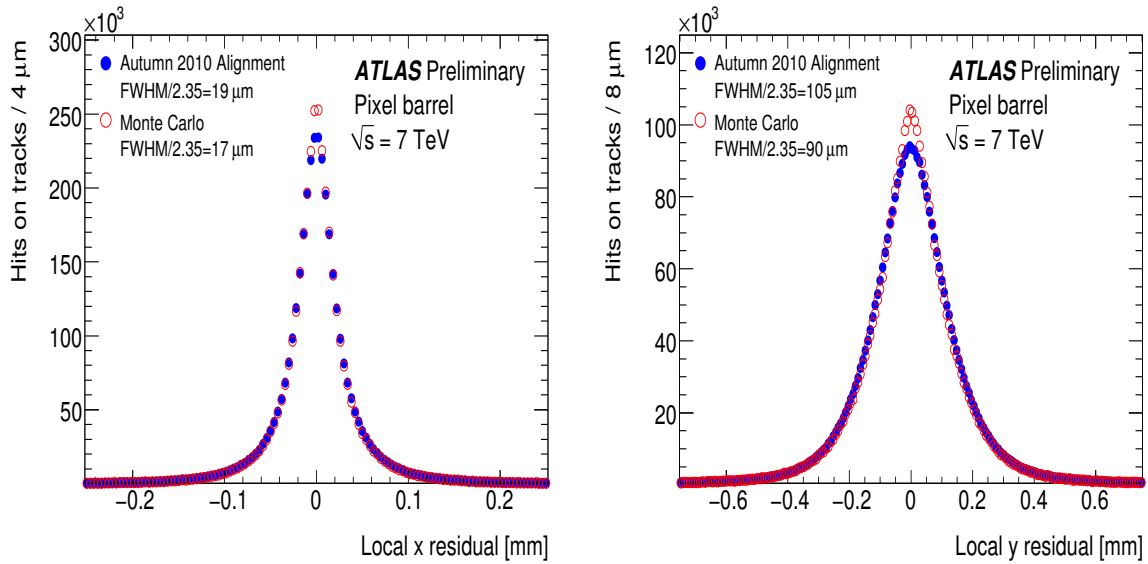


FIG. 6.22 – Distribution des résidus non biaisés des modules du tonneau central, pour la coordonnée transverse (à gauche) et longitudinale (à droite). Le trajectographe est simulé avec un alignement parfait.

la largeur des résidus simulés provient de désalignements résiduels que l'on espère corriger en étendant la procédure d'alignement aux plus petits objets rigides du trajectographe, que sont les modules dans le cas du détecteur à pixels.

L'incertitude sur le paramètre d'impact transverse des particules chargées ayant un angle polaire proche de 90° est montrée sur la figure 6.24 en fonction de leur impulsion transverse. Il faut en soustraire la résolution sur la position du vertex primaire pour obtenir la résolution sur le paramètre d'impact. L'accord avec la simulation montre que nous ne sommes pas loin des performances visées, même s'il reste encore des désaccords à grande impulsion.

6.4 La numérisation des signaux du détecteur à pixels

La numérisation est une étape de la simulation de la réponse du détecteur, où la perte d'énergie à l'intérieur du volume actif, simulée par le programme GEANT4 [192], est transformée en un signal réaliste délivré par les canaux de lecture. Cette transformation requiert la connaissance des conditions du détecteur, de sa calibration, des paramètres des faisceaux et du déclenchement, ainsi que l'utilisation d'un modèle de charge qui décrit la conversion de l'énergie déposée en signal électrique. Ces diverses informations nécessaires sont aussi les étapes de l'algorithme de numérisation, que nous allons passer en revue dans ce sous-chapitre. La numérisation délivre des informations simulées équivalentes aux données brutes réelles, et permet ainsi la reconstruction des données simulées avec les mêmes outils que les données réelles.

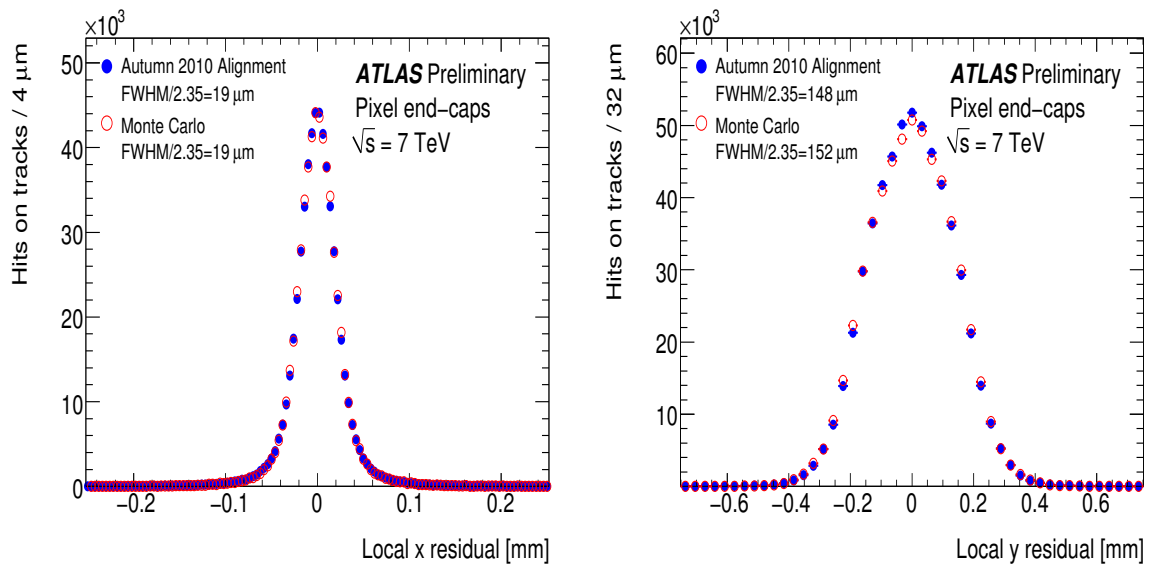


FIG. 6.23 – Distribution des résidus non biaisés des modules des disques, pour la coordonnée transverse (à gauche) et radiale (à droite). Le trajectographe est simulé avec un alignement parfait.

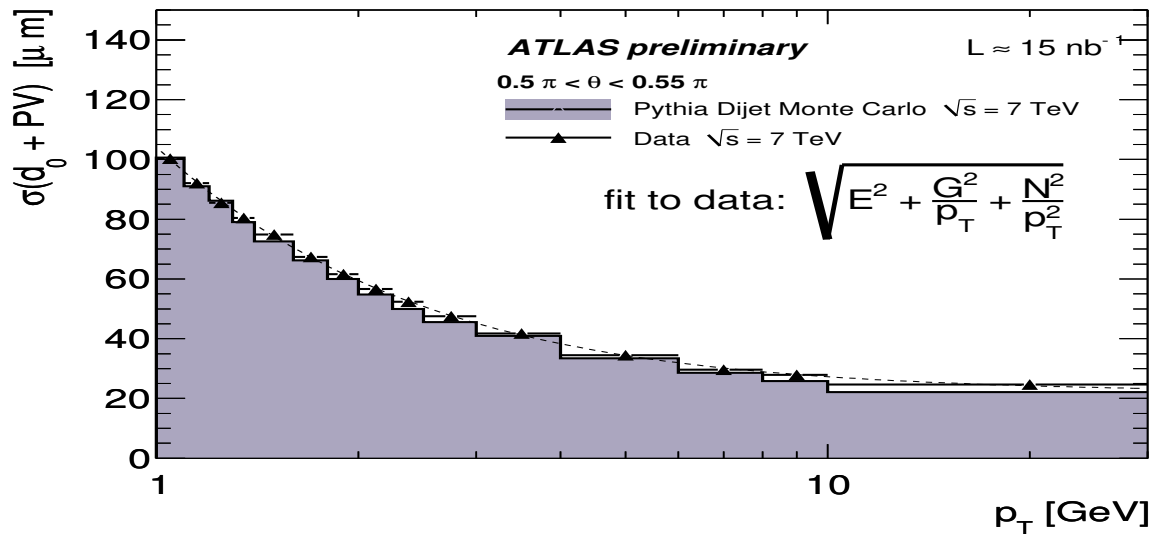


FIG. 6.24 – Incertitudes non déconvoluées du paramètre d’impact et de la position transverse du vertex primaire, pour des particules dont l’angle polaire est voisin de 90° .

6.4.1 La perte d'énergie

Afin d'économiser les ressources de calcul pendant la simulation (temps et mémoire), la perte d'énergie d'une particule traversant un compteur à pixels est simulée en un seul pas, s'étalant du point d'entrée au point de sortie de la particule³. Sept nombres sont ainsi associés à chaque particule interagissant dans un compteur : les trois coordonnées locales⁴ des points d'entrée et de sortie, ainsi que la valeur de l'énergie perdue.

Les produits secondaires des interactions entre la particule incidente et la matière du compteur (en particulier les rayons δ) ne sont considérés de façon indépendante que s'ils ont un parcours plus grand que $50 \mu\text{m}$. Ils sont alors traités comme les coups provoqués par les particules primaires issus de la collision, et sont enregistrés avec les sept nombres associés précédemment cités. Dans le cas contraire, leur énergie demeure associée à la particule primaire dont ils sont issus.

La première étape de la numérisation est la transformation des coordonnées des points d'entrée et de sortie afin de tenir compte des déformations des modules. Ces déformations proviennent des contraintes nées des fixations des échelles sur la structure et sont enregistrées dans la base de donnée pour tous les modules du tonneau central.

6.4.2 Le modèle de collection de charge

La simulation de la collection de charge dans les détecteurs au silicium d'ATLAS utilise un modèle simple de dérive des charges créées, supposant l'uniformité du champ électrique dans le substrat.

L'énergie déposée est d'abord transformée en un nombre de paires électron-trou, en la divisant par l'énergie nécessaire pour la création d'une paire, et qui vaut 3.62 eV .

La charge est ensuite uniformément répartie entre 50 pas d'égale longueur le long de la ligne droite entre le point d'entrée et le point de sortie. La charge de chaque pas est à son tour divisée en 10 sous-charges d'égales valeurs. Ce sont ces sous-charges qui dérivent ensuite individuellement vers la face de lecture, et elles sont ajoutées à la charge du pixel qu'elles atteignent.

La dérive se déroule à partir du milieu du pas considéré, en suivant l'angle de Lorentz θ_L . Ce dernier est calculé pour chaque module en fonction de la température, de la tension appliquée et du champ magnétique. La diffusion thermique subie par les charges lors de leur dérive est simulé par l'ajout d'un terme aléatoire de forme gaussienne dans les deux dimensions transverses, ayant pour largeur :

$$\sigma_{diff} = R_{diff} \sqrt{\frac{d}{0.3 \cos \theta_L}} \quad (6.1)$$

où $R_{diff} = 0.007$ est la constante de diffusion des électrons dans le silicium et d la distance séparant le milieu du pas de la face de détection.

³Où du point d'émission au point d'arrêt ou d'absorption pour les particules secondaires.

⁴Dans le repère de chaque module.

6.4.3 La simulation de la diaphonie et du bruit

Après avoir déterminé les pixels touchés ainsi que la charge C_0 qu'ils ont reçue, une charge additionnelle C_X est ajoutée aux quatre voisins⁵ de chaque pixel touché :

$$C_X = C_0 L_c f_c \quad (6.2)$$

où L_c est la longueur de la face de contact entre les deux pixels et f_c est le coefficient de diaphonie, mesuré en laboratoire et qui vaut 0.03 mm^{-1} .

L_c étant de 0.050, 0.400 ou de 0.600 mm, la diaphonie est inférieure à 2 % et n'est calculée que pour les charges primaires valant au moins trois fois le seuil.

Le bruit thermique est simulé en ajoutant un biais gaussien d'une largeur de 220 électrons à la charge mesurée par chaque pixel.

Bien que régulièrement mise à jour et masquée en ligne pour les données réelles (cf. section 6.3.2), la liste des pixels bruyants est simulée, puis subit le même masquage que dans les données réelles. Cette étape permet de simuler les effets des pixels bruyants. Un bruit résiduel aléatoire, dont la probabilité moyenne est de 10^{-10} par pixel et par croisement est ajouté, conformément aux observations sur les données réelles. La réponse simulée des pixels bruyant provient de mesures faites sur le détecteur [193].

Tous les pixels ayant une charge sont alors comparés aux listes des pixels déconnectés ou souffrant d'une pathologie les rendant inutilisables. Cette liste est mise à jour lors des campagnes de calibration du détecteur.

Une inefficacité aléatoire de 0.1 % est appliquée à tous les pixels afin de simuler les effets de saturation des mémoires tampons des circuits frontaux où les informations des pixels touchés sont stockés en attente du déclenchement, ou des mémoires des contrôleurs MCC où les événements locaux sont stockés en attente d'acquisition, ou bien encore des pixels touchés lors des croisements précédents, et qui ne sont pas disponibles. Ces effets sont encore limités mais augmenteront avec la luminosité du LHC. Les inefficacités attendues dans les conditions nominales du LHC sont de quelques pourcents [194].

Les pixels appartenant à des modules ou à des circuits éteints (cf. section 6.3.1) ne sont masqués que lors de la reconstruction, ménageant ainsi la possibilité de les utiliser pour des études spécifiques.

6.4.4 La simulation du seuil et du temps

Le seuil appliqué à la charge de chaque pixel est lu à partir de la base de données. C'est la moyenne des seuils des pixels du même circuit frontal, dont la dispersion est simulée en ajoutant un étalement aléatoire gaussien, ainsi qu'un terme de bruit.

Le seuil synchrone simulé est déterminé de la même façon. C'est le seuil au-delà duquel la charge est assignée à son vrai croisement, et ne subit pas de retard dû au phénomène de ralentissement décrit dans la section 6.3.2.

⁵La diaphonie est nulle entre les pixels voisins par le sommet.

Le croisement de paquets du LHC auquel est assigné chaque pixel dont la charge est au dessus du seuil est alors calculé :

$$BCID = (T_{G4} + T_W + T_j + T_0)/25 \quad (6.3)$$

où $BCID$ est l'identificateur du croisement du LHC (le déclenchement s'étant produit à $BCID = 0.$), T_{G4} est le temps séparant la collision de l'entrée de la particule incidente dans le compteur, T_W est le retard dû au phénomène de ralentissement des petites charges, T_j est une dispersion aléatoire destinée à simuler d'éventuelles désynchronisations (mise à zéro aujourd'hui) et T_0 un temps additionnel de 5 ns pour se prémunir des effets d'arrondi. Tous les temps sont exprimés en ns. Le retard T_W dépend de la charge, du seuil et du seuil synchrone, et sa paramétrisation est donnée dans [195].

La plupart des pixels sont assignés au croisement du déclenchement, hormis ceux ayant de petites charges qui seront assignés aux croisements suivants. Le même mécanisme de duplication que celui appliqué aux données réelles assigne les petites charges à $BCID - 1$, réduisant ainsi la perte des petites charges. La duplication intervient après le calcul du ToT (cf. section 6.4.5), et concerne les charges inférieures à $ToT = 8$ BC, correspondant à un seuil de duplication d'environ 5300 électrons.

6.4.5 Le calcul du ToT et l'enregistrement

La charge de chaque pixel est finalement convertie en ToT, quantité délivrée par le détecteur. La conversion est réalisée en lisant les constantes de calibration à partir de la base de données, et en les appliquants à la charge Q :

$$ToT_m = A \frac{E + C}{C + Q} \quad (6.4)$$

$$\sigma_{ToT} = P_1 + P_2 \times ToT_m \quad (6.5)$$

où A , E , C , P_1 et P_2 sont les constantes de calibration, ToT_m le ToT moyen et σ_{ToT} la dispersion gaussienne du ToT. Le ToT final est alors tiré de façon aléatoire sur une courbe de Gauss ayant pour moyenne et dispersion ToT_m et σ_{ToT} respectivement.

Les très longs ToT peuvent être supérieurs au temps écoulé depuis le dernier déclenchement, et arriver dans la mémoire tampon, alors que leur événement a déjà été enregistré. Cet effet est simulé en effaçant les pixels dont le ToT est supérieur au temps de latence du premier niveau de déclenchement. En 2010, le seuil était fixé à 255 BC, correspondant à 6.4 μ s.

Après la détermination du ToT, le programme de numérisation écrit l'adresse du pixel, son ToT et son croisement dans l'événement brut, au même format que les données réelles.

6.4.6 Les améliorations futures

La figure 6.25 montre la provenance des différentes informations utilisées par le programme de numérisation. Pour pouvoir accompagner la dégradation inéluctable des performances du détecteur à pixels (cf. section 6.4.8), il serait plus efficace de lire les paramètres

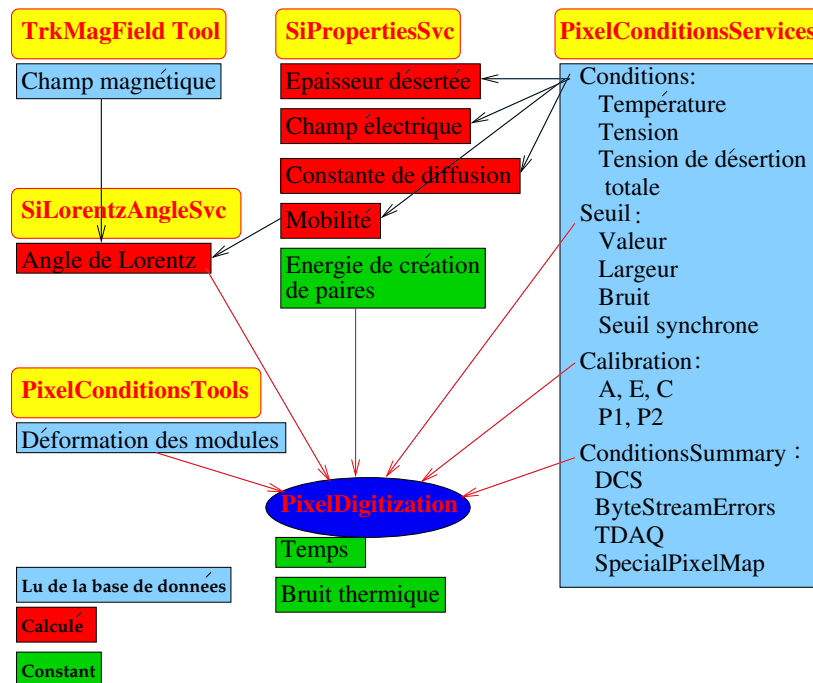


FIG. 6.25 – Provenance des paramètres utilisés par le programme de numérisation. Les paramètres sont soit lus à partir de la base de données, soit calculés à partir des conditions, ou constants, selon le code de couleur indiqué. Une amélioration future consiste à lire également les paramètres du bruit et de la synchronisation à partir de la base de données. Les cartouches jaunes et bleues contiennent les noms des programmes, services et outils qui participent à la numérisation des pixels dans le code d’ATLAS.

du bruit ainsi que ceux de la synchronisation à partir de la base de données, comme le sont les paramètres de calibration et les conditions du détecteur. La simulation pourra ainsi reproduire rapidement les changements constatés ou mesurés.

La simulation du détecteur à pixels reproduit la plupart des distributions mesurées, à l’exception notable des propriétés des amas, que sont leur taille ainsi que leur charge.

La figure 6.26 montre la largeur moyenne des amas dans la direction transverse en fonction de l’angle d’incidence des rayons cosmiques dans cette même direction, pour les modules du tonneau central. Les rayons cosmiques permettent de mesurer le comportement du détecteur pour de grands angles d’incidence, inaccessibles lors des collisions. Cette figure montre l’effet du seuil sur la taille des amas. La longueur de la portion de la trajectoire des rayons cosmiques dans l’acceptance d’un seul pixel diminuant avec l’angle, la charge moyenne collectée par pixel diminue aussi, et peut passer en dessous du seuil au gré des fluctuations. Dans ce cas, l’amas est brisé en deux ou plusieurs amas plus petits, et seul l’amas utilisé pour l’ajustement de la trace est considéré par la figure 6.26. Cette explication est confirmée dans la figure 6.27 où les amas voisins ainsi que les pixels présumés manquants se trouvant entre eux ont été regroupés en un seul amas, sensé représenter l’amas originel, avant l’application du seuil. Cet effet est mal reproduit dans la simulation.

La même distribution est montrée en figure 6.28 pour les collisions. Le domaine angulaire

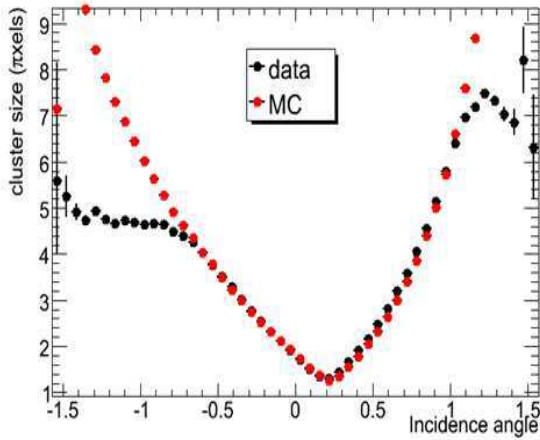


FIG. 6.26 – Largeur transverse des amas en fonction de l’angle d’incidence des rayons cosmiques.

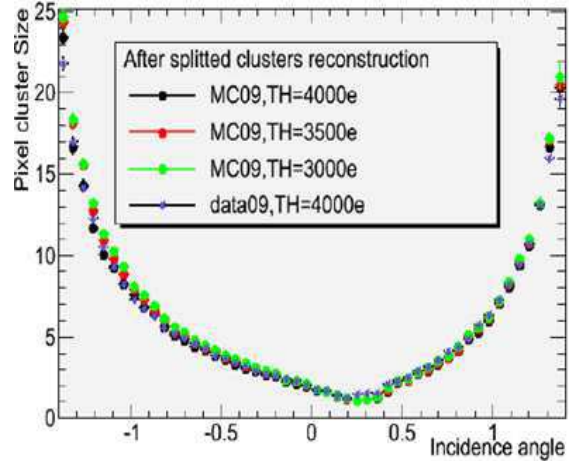


FIG. 6.27 – Largeur transverse des amas originaux reconstruits en additionnant les pixels manquants entre les amas voisins.

accessible est moins large, mais a été investigué avec une meilleure précision. Un désaccord entre la simulation et les données réelles d’environ 0.1 pixels est visible. Ce désaccord s’est révélé constant dans toute l’acceptance du tonneau central, pour les trois couches et pour toutes les impulsions. Il est moins significatif dans les disques.

A ces deux désaccords, il faut rajouter l’incertitude sur l’échelle de l’énergie perdue dans les compteurs à pixels, déterminée à 1% près (figure 6.20).

Il convient de relativiser les conséquences de ces désaccords : le programme de simulation sous-estime donc la taille des amas dans la direction transverse d’environ 5 μm , et sur-estime l’énergie perdue d’environ 200 électrons, valeur voisine de celle du bruit thermique d’un seul pixel. Il est toutefois important d’identifier l’origine de ces désaccords afin de minimiser les incertitudes dues à l’utilisation des données simulées dans les analyses de physique (calculs d’efficacité, calibration des méthodes d’identification, etc.). Il est aussi important de bien comprendre le comportement du détecteur avant l’apparition des dommages dûs aux radiations.

Les effets de tous les paramètres contribuant au modèle de collection de charge utilisé ont été investigués afin de comprendre ces désaccords, sans succès. Les réglages du programme GEANT4 ont aussi été modifiés, pour les rendre les plus réalistes possibles, en introduisant des pas plus petits (ou en reproduisant les fluctuations de Landau le long des pas lors de la numérisation) et en simulant le parcours des rayons δ de faible énergie. Les désaccords ont toutefois persisté.

A l’heure où ces lignes sont écrites, les efforts se poursuivent et se concentrent dans deux directions : la simulation de profils réalistes de perte d’énergie pour les produits secondaires le long de leur parcours (en particulier ceux des rayons δ), et l’évaluation de la pertinence de l’angle de Lorentz calculé par module, en fonction de la température et de la tension de désertion appliquée.

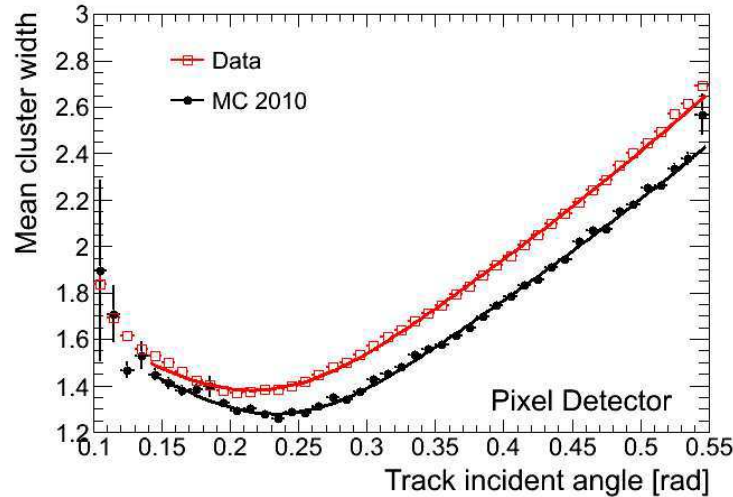


FIG. 6.28 – Largeur transverse des amas en fonction de l’angle d’incidence des particules issues des collisions.

6.4.7 La simulation de l’empilement

La simulation de l’empilement dans le détecteur ATLAS se déroule à l’étape de la numérisation. Elle est particulièrement simple pour le détecteur à pixels grâce à l’information en temps délivrée pour chaque pixel touché.

A chaque événement simulé, nous considérons non seulement les événements d’empilement provenant du même croisement, qui sont dans ce cas simplement additionnés à l’événement principal, mais aussi les pixels ralentis (cf. figure 6.11) provenant des événements d’empilement du croisement précédent. Les pixels non ralentis sont assignés à leur propre croisement et ne viennent pas s’ajouter aux pixels de l’événement principal. Ils sont toutefois la source d’une inefficacité (puisqu’ils sont indisponibles), simulée pour l’instant par une inefficacité globale (cf. section 6.4.3).

6.4.8 La simulation des effets de radiation

Le détecteur à pixels subira des dommages dûs aux radiations, et ses performances s’en trouveront diminuées d’année en année. Le programme de numérisation doit suivre cette dégradation, afin de maintenir le réalisme de la simulation.

L’effort de programmation sera accompagné d’un effort de monitoring des paramètres du détecteur susceptibles de nous renseigner sur la fluence absorbée et sur la dégradation des performances. Le courant de fuite, l’épaisseur désertée [196], le bruit électronique sont autant d’indicateurs que nous mettrons à profit pour adapter les programmes de simulation.

Pour simuler les effets des radiations, le modèle de charge décrit dans la section 6.4.2 doit être remplacé par un modèle plus réaliste utilisant le signal induit par le déplacement des porteurs de charges [197].

Ce nouveau modèle prendra aussi en compte la forme mesurée du champ électrique dans le substrat. Des mesures ont montré que l’approximation d’un champ électrique uniforme n’était

acceptable que pour une fluence modérée, et qu'un profile à double pic se forme à partir de fluences équivalentes à environ 10^{14} neutrons(1 MeV)/cm² [198].

La formation de défauts qui piègent les porteurs de charges utilisera la chute de signal qui sera sans doute observée, ainsi que les résultats de tests sous radiations, que la collaboration ATLAS mène dans le cadre de l'ajout d'une quatrième couche dans le tonneau central plus proche du tube à vide [199] et du remplacement projeté du détecteur à pixels, dans le cadre de Super LHC.

6.5 Conclusions

Le détecteur à pixels de l'expérience ATLAS a fonctionné de façon très satisfaisante lors de la campagne de 2010, et a atteint la plupart des performances qui lui étaient assignées. Il accomplit sa tâche dans la reconstruction des trajectoires des particules chargées en fournissant des points de mesure de haute précision, et joue un rôle déterminant dans la reconstruction des vertex primaires et secondaires.

Le programme de simulation reproduit la plupart des mesures et des performances du détecteur à pixels. Les efforts se poursuivent afin de comprendre les détails ultimes de l'alignement et de la taille des amas. Ce programme va évoluer et accompagner le détecteur, dont les performances seront fonction des radiations reçues auprès du LHC.

Chapitre 7

Perspectives

La rédaction de ce mémoire a été l'occasion de revenir sur plus de deux décennies d'activité dans le domaine de la physique des particules. Durant ce temps, le panorama des connaissances a grandement évolué, et nous nous apprêtons à l'étendre davantage grâce à l'entrée en service du LHC.

Les derniers vingt ans ont vu l'observation des derniers fermions manquants (quark top et neutrino ν_τ), la confirmation expérimentale de l'existence des oscillations des neutrinos (et donc de leurs masses et de leurs mélanges), l'observation de la violation directe des symétries T et CP, la mesure des paramètres de la violation de la symétrie CP dans le secteur de la beauté, la mesure des oscillations des mésons B^0 et B_s , les mesures de plus en plus précises des paramètres de la matrice de mélange des quarks, et bien entendu le grand nombre de mesures précises des paramètres électrofaibles qu'a permis le LEP, dont la mesure du vertex à trois bosons, première incursion expérimentale dans le domaine dynamique du Modèle Standard.

Les mesures effectuées auprès de LEP, de HERA et du Tevatron ont également permis d'asseoir la QCD comme la théorie décrivant les interactions fortes, même si le domaine non perturbatif de cette théorie en demeure le point faible.

Nous avons aussi assisté à l'essor de la théorie de la supersymétrie comme candidate favorite pour réaliser la grande unification. Les raisons de cette popularité sont multiples, et l'on peut citer la compensation des boucles bosoniques et fermioniques dans le calcul des propagateurs, ainsi que l'apparition naturelle d'un secteur de Higgs, parmi les avantages les plus visibles de cette théorie et de ses extensions.

Des liens très forts ont été tissés avec la discipline voisine qu'est la cosmologie, et une autre discipline issue de notre communauté vole désormais de ses propres ailes : les astroparticules. La recherche de l'origine de la matière noire, ainsi que celle de l'énergie noire pourraient trouver une issue favorable dans les recherches de particules nouvelles auprès des accélérateurs, ou auprès d'expériences d'astroparticules. Les techniques de détection issues de la physique des particules s'appliquent avec succès aux observations astronomiques. Le début de la campagne de prise de données des expériences Fermi et Planck en sont les illustrations les plus récentes.

Pendant ces deux décennies, les techniques issues de la physique des particules se sont imposées et sont couramment utilisées dans l'imagerie médicale, la thérapie et le calcul scientifique. L'effort de recherche et de développement dans ces domaines est plus soutenu que jamais.

La communauté de la physique des particules développe les outils scientifiques de l'après LHC. C'est ainsi que le projet de l'ILC (*International Linear Collider*) investigate les re-

tombées scientifiques d'un collisionneur linéaire e^+e^- à l'échelle du TeV, à la lumière des futurs résultats du LHC. De nombreux développements instrumentaux se déroulent dans ce cadre.

Un autre projet est le décuplement de la luminosité du LHC, pour devenir Super LHC. Le remplacement des trajectographes et de l'électronique des calorimètres des expériences du LHC est envisagé et là aussi, les directions sont multiples et prometteuses.

Plus proche de nous, et concernant l'expérience ATLAS sur laquelle je poursuis mon travail, le projet de l'ajout d'une quatrième couche de compteurs à pixels, à un rayon de 3.3 cm vient d'être accéléré, suite à la décision d'un arrêt du LHC en 2013, pour entretien et mise à niveau. Je viens d'avoir la responsabilité de la coordination des programmes informatiques liés à cette couche. Dans les prochains mois, l'effort portera sur l'optimisation de la géométrie, l'amélioration de la reconstruction des impacts des particules dans le coeur des jets, et à l'estimation réaliste de l'amélioration des performances de l'expérience ATLAS, grâce à cette couche.

Le détecteur ATLAS fournit des données d'excellente qualité. Le programme de physique d'ATLAS commence à peine et nous avons bon espoir de réaliser des découvertes ou des mesures inédites, dans tous les secteurs (bosons de Higgs, supersymétrie, saveurs lourdes, interaction forte, etc.).

Les projets sont nombreux et enthousiasmants, et promettent deux décennies à venir au moins aussi riches que les deux décennies écoulées.

Bibliographie

- [1] F. Djama, Détermination des paramètres de la résonance hadronique du boson Z^0 avec le spectromètre DELPHI à LEP, Université Louis Pasteur, Strasbourg, CRN/HE 91-04.
- [2] P. Aarnio et al. DELPHI Collaboration, Measurement of the Mass and Width of the Z^0 Particle from Multi-Hadronic Final States Produced in e^+e^- Annihilations, Phys. Lett. B 231 (1989)539-547.
- [3] P. Abreu et al. DELPHI Collaboration, Measurement of the Z Resonance Parameters through its Hadronic Decays, Phys. Lett. B 241 (1990)435-448.
- [4] P. Abreu et al. DELPHI Collaboration, Determination of Z^0 Resonance Parameters and Couplings from its Hadronic and Leptonic Decays, Nucl. Phys. B 367 (1991)511-574.
- [5] J. P. Alexander et al., Phys. Rev. D37-1 (1988)56.
- [6] M. Consoli and W. Hollik, Z Physics at LEP, ed. G. Alratelli et al., Vol. 1, CERN 89-08 (1989)7.
- [7] W. Hollik DESY Preprint 88-188 (1988).
- [8] M. Martinez et al. Model Independent Fitting to the Z Line Shape, Z. Phys. C 49 (1991)645-655.
- [9] D. Bardin et al., Z. Phys. C 44 (1989)493,
Comp. Phys. Comm. 59 (1990)303,
Berlin-Zeuhten Preprint PHE 89-19 (1989).
- [10] L. Arnaudon et al. Measurement of LEP Beam Energy by Resonant Spin Depolarization, Phys. Lett. B 284 (1992)431-439.
- [11] P. Aarnio et al. DELPHI Collaboration, The DELPHI Detector at LEP, Nucl. Instrum. Meth. A 303 (1991)233-276.
- [12] F. A. Berends, W. Hollik and R. Kleiss, Nucl. Phys. B 304 (1988)712,
M. Böhm, R. Kleiss and W. Hollik, Nucl. Phys. B 304 (1988)687.
- [13] J. E. Campagne and R. Zitoun, Z. Phys. C 43 (1989)469,
Proc. of the Brighton Workshop on Radiative Corrections, Sussex, July 1989.
- [14] T. Sjostrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986)347,
T. Sjostrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43 (1987)376, version 7.2.
- [15] S. Jadach, B. Ward, Z. Was, R. Stuart and W. Hollik, Z Physics at LEP, ed. G. Alratelli et al., Vol. 3 CERN 89-08 (1989)69.
- [16] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>

- [17] P. Abreu et al. DELPHI Collaboration, Performance of the DELPHI Detector, Nucl. Instrum. Meth. A 378 (1996)57-100.
- [18] J. Z. Bai et al. BES Collaboration, Phys. Rev. Lett. 88 (2002)101802.
- [19] S. Schael et al. ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and SLD Collaborations, Precision Electroweak Measurements at the Z resonance, Phys. Rep. 427 (2006)257-454.
- [20] D. Bernard et al. UA4 Collaboration, The Real Part of the Proton-Antiproton Elastic Scattering Amplitude at the Centre of Mass Energy of 546 GeV, Phys. Lett B 198 (1987)583-589.
- [21] U. Amaldi et al. The Real Part of the Forward Proton-Proton Scattering Amplitude Measured at the CERN Intersecting Storage Rings, Phys. Lett B 66 (1977)390-394.
- [22] M. Froissart, Asymptotic Behavior and Subtractions in Mandelstam Representation, Phys. Rev. 123 (1961)1053-1057.
- [23] Elastic and Diffractive Scattering 2, Proceedings of the 2nd International Conference on Elastic and Diffractive Scattering (2nd Blois Workshop), 15-18 October 1987, New York. Edited by K. Goulianos, Gif-sur-Yvette, France, Editions Frontières, 1988, 386p.
- [24] C. Augier et al. UA4/2 Collaboration, Predictions on the Total Cross Section and Real Part at LHC and SSC, Phys. Lett. B 315 (1993)503-506.
- [25] C. Augier et al. UA4/2 Collaboration, A Precise Measurement of the Real Part of the Elastic Scattering Amplitude at the $S\bar{p}pS$, Phys. Lett. B 316 (1993)448-454.
- [26] C. Augier et al. UA4/2 Collaboration, Measurement of the Proton-Antiproton Total Cross Section at the $S\bar{p}pS$ Collider by a Luminosity Dependent Method, Phys. Lett. B 344 (1995)451-454.
- [27] C. Augier et al. UA4/2 Collaboration, The UA4/2 Experiment at the CERN $S\bar{p}pS$ Collider, Nucl. Instrum. Meth. A 389 (1997)409-414.
- [28] F. Djama, The Real Part of the Elastic Scattering Amplitude at the $S\bar{p}pS$ and Predictions for LHC and SSC, talk given at the 9th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, October 18-22, Tsukuba (Japan), IFIC/93-27, and Frontiers Science Series N^o 11 (FSS-11)42, Universal Academy Press, Inc.-Tokyo, K. Kondo and S. Kim editors.
- [29] U. Amaldi et al., Phys. Lett. B 43 (1973)231-236.
- [30] M. Holder et al., Phys. Lett. B 35 (1971)361.
- [31] S. R. Amendolia et al., Phys. Lett. B 44 (1973)119.
- [32] U. Amaldi et al., Phys. Lett. B 44 (1973)106.
- [33] M. Bozzo et al., UA4 Collaboration, Phys. Lett. B 147 (1984)385.
- [34] N. A. Amos et al., E710 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 68 (1992)2433.
- [35] G. B. West and D. R. Yennie, Coulomb Interference in High-Energy Scattering, Phys Rev 172 (1968)1413-1422.
- [36] I. Y. Pomeranchuk, Equality of the Nucleon and Antinucleon Total Interaction Cross-Section at High Energies, Sov. Phys. JETP 7 (1958)499-501.
- [37] G. Grundberg and T. Truong, Method for Proof of Asymptotic Theorems in Presence of Oscillations, Phys. Rev D 9 (1974)2874-2893.

- [38] T. Regge, Nuovo Cimento 14 (1959)951.
T. Regge, Nuvo Cimento 18 (1960)947.
G. F. Chew and S. Frautschi, Phys. Rev. Lett. 8 (1962)41.
V. N. Gribov and I. Y. Pomeranchuk, Phys. Rev. Lett. 8 (1962)343.
V. N. Gribov and I. Y. Pomeranchuk, Phys. Rev. Lett. 8 (1962)412.
- [39] L. Van Hove, Topics on Regge-Pole Theory of High-Energy Scattering, CERN 68-31.
- [40] J. R. Cudell, K. Kang and S. K. Kim, Phys. Lett. B 395 (1997)311.
- [41] C. Rubbia, P. Mc Intyre and D. Cline, Proceedings of the International Neutrino Conference, Aachen, H. Faissner H, Reithler and P. Zerwas editors, 1976, p 683.
- [42] S. Van der Meer, CERN/PS/AA/80-12.
G. Garron et al., Phys Lett. B 77 (1978)353.
S. Van der Meer, IEEF Tran. on Nucl. Sci. NS-28 (1981)3.
- [43] P. E. Faucher, New Insertion Optics for the $S\bar{p}pS$ Collider, CERN MT DI/90-5.
- [44] P. E. Faucher, CERN SPS/84-7 (ARF) 1984.
- [45] C. Augier, Mesure de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique proton-antiproton vers l'avant, à l'énergie dans le référentiel du centre de masse de 541 GeV, Université Paris-Sud, 1993.
- [46] M. Bozzo et al., UA4 Collaboration, Phys. Lett. B 147 (1984)392.
- [47] X. Altuna et al., CERN SL/92-32, 1992.
- [48] G. Chiarelli, Measurement of $\bar{p}p$ Elastic and Total Cross Section at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV at CDF, talk given at the 9th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, October 18-22, Tsukuba (Japan), FERMILAB-CONF-93/360-E, and Frontiers Science Series N^o 11 (FSS-11)26, Universal Academy Press, Inc.-Tokyo, K. Kondo and S. Kim editors.
- [49] M. Derrick et al., ZEUS Collaboration, Phys. Lett. B 315 (1993)481.
T. Ahmed et al., H1 Collaboration, Nucl. Phys B 429 (1994)477.
- [50] F. Abe et al., CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 74 (1995)855.
A. Abachi et al. D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 76 (1996)734.
- [51] R. Bonino et al., UA8 Collaboration, Phys. Lett. B 211 (1988)239-246.
- [52] C. Adloff et al., H1 Collaboration, Phys. Lett. B 428 (1998)206-220.
- [53] C. Adloff et al., H1 Collaboration, Z. Phys. C 76 (1997)613-629.
- [54] A. Aktas et al., H1 Collaboration, Eur. Phys. J. C 48 (2006)715-748.
- [55] S. Chekanov et al., ZEUS Collaboration, Nucl. Phys. B 816 (2009)1-61.
S. Chekanov et al., ZEUS Collaboration, Nucl. Phys. B 831 (2010)1-25.
- [56] V. Gribov and L. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438.
V. Gribov and L. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 675.
Y. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641.
G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B 126 (1977)298.
- [57] A. Aktas et al., H1 Collaboration, Eur. Phys. J. C 48 (2006)749-766.
- [58] A. Aktas et al., H1 Collaboration, J. HEP 0710 :042, 2007.

- [59] H. Jung, *Comput. Phys. Commun.* 86 (1995)147.
- [60] C. Adloff et al., H1 Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 5 (1998)439-452.
- [61] C. Afloff et al., H1 Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 6 (1999)421-436.
C. Afloff et al., H1 Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 20 (2001)29-49.
S. Chekanov et al., ZEUS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 52 (2007)813.
- [62] S. Chekanov et al., ZEUS Collaboration, *Nucl. Phys. B* 672 (2003)3.
A. Aktas et al., H1 Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 50 (2007)1-20.
- [63] A. Aktas et al., H1 Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 51 (2007)549-568.
- [64] S. Chekanov et al., ZEUS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 55 (2008)177.
- [65] F. D. Aaron et al., H1 Collaboration, DESY-10-043, soumis à *Eur. Phys. J. C*.
- [66] A. Kaidalov, V. Khoze, A. Martin and M. Ryskin, *Phys. Lett. B* 567 (2003)61.
- [67] A. Kaidalov, V. Khoze, A. Martin and M. Ryskin, *Eur. Phys. J. C* 66 (2010)373.
- [68] G. Anelli et al., TOTEM Collaboration, The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008 JINST 3 S08007.
- [69] F. Abe et al., CDF Collaboration, Observation of Diffractive W -Boson Production at the Fermilab Tevatron, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997)2698.
- [70] T. Aaltonen et al., CDF Collaboration, Diffractive W and Z Production at the Fermilab Tevatron, Fermilab-Pub-10-255-E.arXiv :1007.5048., soumis à *Phys. Rev. D*.
- [71] F. Abe et al., CDF Collaboration, Measurement of Diffractive Dijets Production at the Fermilab Tevatron, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997)2636.
- [72] T. Affolder et al., CDF Collaboration, Observation of Diffractive Beauty Production at the Fermilab Tevatron, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000)232.
- [73] T. Affolder et al., CDF Collaboration, Observation of Diffractive J/ψ Production at the Fermilab Tevatron, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001)241802.
- [74] V. M. Abazov et al., D0 Collaboration, Observation of Diffractively Produced W and Z bosons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, *Phys. Lett. B* 574 (2003)169.
- [75] B. Abbot et al., D0 Collaboration, Hard Single Diffraction in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 630$ and 1800 GeV, *Phys. Lett. B* 531 (2002)52.
- [76] T. Affolder et al., CDF Collaboration, Diffractive Dijets with a Leading Antiproton in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000)5043.
- [77] T. Affolder et al., CDF Collaboration, Dijet Production by Double Pomeron Exchange at the Fermilab Tevatron, *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000)4215.
- [78] D. Acosta et al., CDF Collaboration, Inclusive Double-Pomeron Exchange at the Fermilab Tevatron $p\bar{p}$ Collider, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004)141601.
- [79] T. Affolder et al., CDF Collaboration, Double Diffraction Dissociation at the Fermilab Tevatron Collider, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001)141802.
- [80] D. Acosta et al., CDF Collaboration, Central Pseudorapidity Gaps in Events with a Leading Antiproton at the Fermilab Tevatron $p\bar{p}$ Collider, *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003)011802.

- [81] K. Goulianos, arXiv :hep-ph/0203141v2, Presented at CORFU-2001, Corfu, Greece, August 31st - September 20th 2001.
- [82] K. Goulianos, Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies, Phys. Rep. 101, No 3 (1983)169-219.
- [83] S. Chatrchyan et al., CMS Collaboration, The CMS Experiment at the CERN LHC, 2008 JINST 3 S08004.
- [84] G. Aad et al., ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008 JINST 3 S08003.
- [85] V. M. Abazov et al., D0 Collaboration, High Mass Exclusive Diffractive Di-jets Production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, FERMILAB-PUB-10-361-E, arXiv :1009.2444v1.
- [86] M. Boonekamp, C. Royon and R. Peschanski, Diffractive Higgs Production at the LHC : Results and Open Questions, Nucl. Phys. A 755 (2005)599-602.
- [87] M. Boonekamp, J. Cammin, S. Lavignac, R. Peschanski, C. Royon, Diffractive Supersymmetric Particle Production at the CERN LHC, Phys. Rev. D 73 (2006)115011.
- [88] M. G. Albrow et al., The FP420 Project : Higgs and New Physics with Forward Protons at the LHC, 2009 JINST 4 T10001.
- [89] F. Djama et al., Double-Sided Double-Metal AC-Coupled Silicon Microstrip Detectors, Nucl. Instrum. Meth. A 360 (1995)113-117.
- [90] C. Colledani et al., A Submicron Precision Silicon Telescope for Beam Test Purposes, Nucl. Instrum. Meth. A 372 (1996)379-384.
- [91] F. Djama, C. Kientzi et C. Colledani, Automatisation des tests électriques de compteurs à micropistes au silicium, 1994, CRN 94-56.
- [92] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley-InterScience Editor, 1981, ISBN 0-471-05661-8.
- [93] J. Kemmer et al., Development of 10 Micrometer Resolution Silicon Counters for Charm Signature Observation with the ACCMOR Spectrometer, in Batavia 1981, Proceedings of Silicon Detectors for High Energy Physics, 195-217, 1981.
- [94] J. T. Walker et al., Development of High Density Readout for Silicon Strip Detectors, Nucl. Instrum. Meth. A 226 (1984)200-203.
- [95] M. Caccia et al., A Si Strip Detector with Integrated Coupling Capacitors, Nucl. Instrum. Meth. A 260 (1987)124-131.
- [96] N. Bingfors et al., The DELPHI Microvertex Detector, Nucl. Instrum. Meth. A 328 (1993)447-471.
- [97] J. C. Stanton, A Low Power Low Noise Amplifier for a 128 Channel Detector Readout Integrated Circuit, IEEE Trans. Nucl. Sci. 36 (1989)522-527.
- [98] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, A Measurement of the Lifetime of the τ Lepton, Phys. Lett. B 267 (1991)422-430.
- [99] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Measurement of Average Lifetime of B Hadrons, Z. Phys. C 53 (1992)567-580.

- [100] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, A Measurement of B Meson Production and Lifetime using $D l^-$ Events in Z^0 Decays, *Z. Phys. C* 57 (1993)181-195.
- [101] P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Evidence for B_s^0 Meson Production in Z^0 Decays, *Phys. Lett. B* 289 (1992)199-210.
- [102] O. Toker et al., VIKING : A CMOS Low Noise Monolithic 128-Channel Front End for Si Strip Detector Readout, *Nucl. Instrum. Meth. A* 340 (1994)572-579.
- [103] U. Kötz et al., Silicon Strip Detectors with Capacitive Charge Division, *Nucl. Instrum. Meth. A* 235 (1985)481-487.
- [104] V. Chabaud et al., The DELPHI Silicon Strip Microvertex Detector with Double Sided Readout, *Nucl. Instrum. Meth. A* 368 (1996)314-332.
- [105] B. S. Avset et al., A New Microstrip Detector with Double-Sided Readout, CERN-EP/90-11, IEEE Nuclear Science Symposium (1989).
- [106] J. Ardelean et al., Noise Evaluation and Improvement of the LAL-RAL Microplex Readout Chip for the DELPHI Microvertex Detector, *Nucl. Instrum. Meth. A* 315 (1992)393-396.
- [107] P. Chochula et al., The DELPHI Silicon Tracker at LEP2, *Nucl. Instrum. Meth. A* 412 (1998)304-328.
- [108] K. H. Becks et al., The DELPHI Pixels, *Nucl. Instrum. Meth. A* 386 (1997)11-17.
- [109] M. Cohen-Solal and J. C. Clemens, Electronics for Pixel Detectors, *Nucl. Instrum. Meth. A* 380 (1996)335-341.
- [110] The RD19 Collaboration, Development of Hybrid and Monolithic Silicon Micropattern Detectors, CERN/DRDC 90-81/P22 (1990).
- [111] The RD42 Collaboration, Diamond Tracking Detectors for the LHC, CERN/DRDC 94-21/P56 (1994).
- [112] C. Bauer et al., RD42 Collaboration, Recent Results from Diamond Microstrip Detectors, *Nucl. Instrum. Meth. A* 367 (1995)202-206.
- [113] C. Bauer et al., RD42 Collaboration, Recent Results on Chemical Vapor-Deposited Diamond Microstrip Detectors, *Nucl. Instrum. Meth. A* 380 (1996)183-185.
- [114] C. Bauer et al., RD42 Collaboration, Recent Results from the RD42 Diamond Detector Collaboration, *Nucl. Instrum. Meth. A* 383 (1996)64-74.
- [115] R. J. Tesarek et al., Performance of a Diamond-Tungsten Sampling Calorimeter, *Nucl. Instrum. Meth. A* 349 (1994)96-105.
- [116] F. Brochelt et al., First Measurements with a Diamond Microstrip Detector, *Nucl. Instrum. Meth. A* 354 (1995)318-327.
- [117] C. Bauer et al., RD42 Collaboration, Radiation Hardness Studies of CVD Diamond Detectors, *Nucl. Instrum. Meth. A* 367 (1995)207-211.
- [118] D. Husson et al., RD42 Collaboration, Neutron Irradiation of CVD Diamond Samples for Tracking Detectors, *Nucl. Instrum. Meth. A* 388 (1997)421-426.
- [119] M. M. Zoller et al., RD42 Collaboration, Performance of CVD Diamond Microstrip Detectors under Particle Irradiation, *IEEE Transac. on Nucl. Sci*, Vol 44, No 3, (June 1997)815-818.

- [120] Annual Book of ASTM Standards, Vol. 12.02, Chapter ASTM E722-85 p 324-329, ASTM Committee E-10 on Nuclear Technology and Application 1985.
- [121] W. Adam et al., RD42 Collaboration, The First Bump-Bonded Pixel Detectors on CVD Diamond, Nucl. Instrum. Meth. A 436 (1999)326-335.
- [122] M. Barbero et al, RD42 Collaboration, Development of Diamond Tracking Detectors for High Luminosity Experiments at the LHC, CERN/LHCC 2007-002, LHCC-RD-012, Status Report/RD42.
- [123] W. Adam et al., RD42 Collaboration, Radiation Hard Diamond Sensors for Future Tracking Applications, Nucl. Instrum. Meth. A 565 (2006)278-283.
- [124] G. Aad et al., ATLAS Pixel Detector Electronics and Sensors, 2008 JINST 3 P07007.
- [125] I. Peric et al., The FEI3 Readout Chip for the ATLAS Pixel Detector, Nucl. Instrum. Meth. A 565 (2006)178-187.
- [126] M. Barbero et al, RD42 Collaboration, Development of Diamond Tracking Detectors for High Luminosity Experiments at the LHC, CERN/LHCC 2008-005, LHCC-RD-016, Status Report/RD42.
- [127] Diamond Pixel Modules for the ATLAS Inner Detector Upgrade, AT-RD-MN-0012, CERN-EDMS 903424.
- [128] M. Mathes et al., Characterization of a Single Cristal Diamond Pixel Detector in a High Energy Particle Beam, 2008 JINST 3 P12002.
- [129] V. Cindro et al., The ATLAS Beam Conditions Monitor, 2008 JINST 3 P02005.
- [130] A. Oed, Position Sensitive Detector with Microstrip Anode for Electron Multiplication with Gases, Nucl. Instrum. Meth. A 263 (1988)351-359.
- [131] The RD28 Collaboration, Development of Gas Micro-Strip Chambers for High Rate Radiation Detection and Tracking, CERN/DRDC 92-30/P41 (1992) and CERN/DRDC 92-34/P41 Add. 1 (1992).
- [132] G. L. Bayatian et al., CMS Collaboration, The CMS Technical Proposal, CERN LHCC/94-38.
- [133] F. Djama et al., Beam Test of a Sector Prototype of the CMS Forward Tracker Equipped with Two Wedge Shaped MSGCs, 1996 CRN 96-12, IPN Lyon ISBN 2-9510204-0-6, D. Contardo and F. Sauli editors.
- [134] A. Pallares, Etude de substrats pour chambres gazeuses à micropistes dans le cadre de l'expérience CMS au LHC, IReS 96-22, 2381, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- [135] F. Angelini et al., Results from the First Use of Microstrips Gas Chambers in a High Energy Physics Experiment, Nucl. Instrum. Meth. A 315 (1992)21-32.
- [136] R. Bouclier et al., Development of Micro-Strip Gas Chambers for High Rate Operation, Nucl. Instrum. Meth. A 367 (1995)168-172.
- [137] O. Bouhali et al., Operation of Micro Strip Gas Counters with Ne-DME Gas Mixture, Nucl. Instrum. Meth. A 378 (1996)432-438.
- [138] F. Angelini et al., Development of a Very Large Area Microstrip Gas Chamber for the CMS Central Tracking System, Nucl. Instrum. Meth. A 360 (1995)22-29.

- [139] O. Bouhali et al., A Possible Approach for the Construction of the CMS Forward-Backward MSGC Tracker, CMS Note 1997/081.
- [140] V. Gressier, Installation d'une chaîne d'acquisition et tests d'une chambre gazeuse à micropistes coupée, Rapport de stage de DEA sous la direction de J. M. Brom et F. Djama, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 1995.
- [141] F. Angelini et al., Development of a Very Large Area Microstrip Gas Chamber for the CMS Central Tracking System, Nucl. Instrum. Meth. A 335 (1993)69-77.
- [142] P. Pralavorio, Violation de CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$ avec le détecteur CMS à LHC et étude des chambres gazeuses à micropistes, IReS 97-14, 2634, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- [143] Y. Giomataris et al., MICROMEAS : A High-Granularity Position-Sensitive Gaseous Detector for High Particle-Flux Environments, Nucl. Instrum. Meth. A 376 (1996)29-35.
- [144] R. Bouclier et al., The Gas Electron Multiplier (GEM), IEEE 1996 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Anaheim, November 3-9, 1996, CERN-PPE/96-177.
- [145] The RD51 Collaboration, Development of Micro-Pattern Gas Detector Technologies, CERN-LHCC-2008-011 / LHCC-P-001 (2008).
- [146] R. Bellazzini et al., The CMS Micro-Strip Gas Chamber Project - Development of a High-Resolution Tracking Detector for Harsh Radiation Environments, Nucl. Instrum. Meth. A 457 (2001)22-42.
- [147] Y. Benhammou et al., Beam Test Results of a Wedge-Shaped MSGC+GEM Detector at CERN, Nucl. Instrum. Meth. A 441 (2000)452-458.
- [148] M. Ageron et al., Robustness Test of a System of MSGC+GEM Detectors at the Cyclotron Facility of the Paul Scherrer Institute, Nucl. Instrum. Meth. A 471 (2001)380-391.
- [149] CMS Collaboration, Addendum to the CMS Tracker TDR, CERN/LHCC 2000-016 (2000).
- [150] B. Aubert et al., Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter End-Cap Module 0, Nucl. Instrum. Meth. A 500 (2003)178-201.
- [151] B. Aubert et al., Development and Construction of Large Size Signal Electrodes for the ATLAS Electromagnetic Calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A 539 (2005)558-594.
- [152] J. Colas et al., Position Resolution and Particle Identification with the ATLAS EM Calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A 550 (2005)96-115.
- [153] M. Aleksa et al., Construction, Assembly and Tests of the ATLAS Electromagnetic End-Cap Calorimeter, 2008 JINST 3 P06002.
- [154] F. Djama, L. Hervas and C. P. Marin, Copper-Polyimide Multi-Layer Electrodes for the End-Cap Electromagnetic Calorimeter, ATLAS Internal Note, LARG-NO-88, December 1997.
- [155] P. Dargent, F. Djama, Bending of End-Cap Electrodes, ATL-LARG-98-108, December 1998.
- [156] P. Barrillon, F. Djama, L. Hinz, P. Pralavorio, Signal Reconstruction in Module 0 of the End-Cap Electromagnetic Calorimeter and Presampler, ATL-LARG-2001-022.

- [157] F. Djama, Using $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ for Electromagnetic Calorimeter Calibration, ATL-LARG-2004-008.
- [158] F. Djama, Performance of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter Modules under Test Beam, Talk given at the 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, 15-19 October 2001, Como (Italy), ICATPP-7 401-408, New Jersey World Scientific 2001, M. Barone, E. Borchi, J. Huston, C. Leroy, P. G. Rancoita, P. Riboni, R. Ruchti editors.
- [159] ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40, December 1996.
- [160] N. Ellis et al., Report of the Global Descoping Task Force, ATLAS Internal Note, GEN-NO-014, November 1995.
- [161] B. Aubert et al., RD3 Collaboration, Performance of a Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with an "Accordion" Geometry, Nucl. Instrum. Meth. A 309 (1991)438-449.
D. M. Gingrich et al., RD3 Collaboration, Performance of a Large Scale Prototype of the ATLAS Accordion Electromagnetic Calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A 364 (1995)290-306.
D. M. Gingrich et al., RD3 Collaboration, Performance of an Endcap Prototype of the ATLAS Accordion Electromagnetic Calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A 389 (1997)398-408.
- [162] D. M. Gingrich et al., Construction, Assembly and Testing of the ATLAS Hadronic End-Cap Calorimeter, 2007 JINST 2 P05005.
- [163] A. Artamonov et al., The ATLAS Forward Calorimeters, 2008 JINST 3 P02010.
- [164] N. J. Buchanan et al., Design and Implementation of the Front-End Board for the Readout of the ATLAS Liquid Argon Calorimeters, 2008 JINST 3 P03004.
- [165] A. Bazan et al., ATLAS Liquid Argon Calorimeter Back End Electronics, 2007 JINST 2 P06002.
- [166] J. Colas et al., The Large Calorimeter Calibration Board, ATL-LARG-2000-006, December 1999.
- [167] L. Martin, J. L. Gimenez and A. Chekhtman, CPPM-ATLAS Internal Report ABS.YYY.00.DRa.3.
- [168] A. Lizot, Rapport de stage, La plieuse "crocodile", CPPM/July 1996, unpublished.
- [169] W. E. Cleland and E. G. Stern, Signal Processing Considerations for Liquid Ionization Calorimeters in a High Rate Environment, Nucl. Instrum. Meth. A 338 (1994)467-497.
- [170] B. Aubert et al., Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter Barrel Module 0, Nucl. Instrum. Meth. A 500 (2003)202-231.
- [171] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41, December 1996.
- [172] XMAPLE6 of Maplesoft, www.maplesoft.com, Waterloo Maple Inc.
- [173] L. Neukermans, P. Perrodo, R. Zitoun, Understanding the ATLAS Electromagnetic Barrel Pulse Shape and the Absolute Electronic Calibration, ATL-LARG-2001-008 (2001).

- [174] D. Banfi, M. Delmastro, M. Fanti, Cell Response Equalisation of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter without the Direct Knowledge of the Ionisation Signals, 2006 JINST 1 P08001.
- [175] P. Barrillon, F. Djama, L. Hinz, P. Pralavorio, Uniformity Scan in the Outer Wheel, ATL-LARG-2001-012.
- [176] P. Barrillon, F. Djama, L. Hinz, P. Pralavorio, Uniformity Scan in the Inner Wheel and the Crack Between the Two Wheels ($\eta = 2.5$) of the Electromagnetic End-Cap Calorimeter, ATL-LARG-2001-014.
- [177] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Secon Revised Edition, Springer-Verlag, ISBN 3-540-57280-5/0-387-57280-5.
- [178] M. Aharrouche et al., Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A 582 (2007)429-455.
- [179] G. Aad et al., ATLAS Collaboration, Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions, Eur. Phys. Journ. C 70-3 (2010)723-753.
- [180] G. Aad et al., ATLAS Pixel Detector Electronics and Sensors, 2008 JINST 3 P07007.
- [181] G. Aad et al., ATLAS Collaboration, The ATLAS Inner Detector Commissioning and Calibration, Eur. Phys. Journ. C 70-3 (2010)787-821.
- [182] G. Aad et al., ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Detector Using First Collision Data, JHEP09 (2010) 056.
- [183] G. Aad et al., ATLAS Collaboration, The ATLAS Simulation Infrastructure, Eur. Phys. Journ. C 70-3 (2010)823-874.
- [184] F. Djama, Commissioning and Operation of the ATLAS Pixel Detector at the CERN LHC collider, 2011 JINST 6 C01082.
- [185] ATLAS Collaboration, Inner Detector : Technical Design Report 1 - CERN-LHCC 97-016, Inner Detector : Technical Design Report 2 - CERN-LHCC 97-017.
- [186] G. Lindström et al., RD48 Collaboration, Developments for Radiation Hard Silicon Detectors by Defect Engineering - Results by the CERN RD48 (ROSE) Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A 465 (2001)60.
- [187] L. Blanquart et al., FE-I2 : A Front-End Readout Chip Designed in a Commercial 0.25 μm Process for the ATLAS Pixel Detector at LHC, IEEE Trans. Nucl. Sci. 5 (2004)1358.
- [188] T. Henss et al., The Hardware of the ATLAS Pixel Detector Control System, 2007 JINST 2 P05006.
- [189] R. Wunstorf, Radiation Tolerant Sensor for the ATLAS Pixel Detector, Nucl. Instrum. Meth. A 466 (2001)327-334.
- [190] D. Attree et al., The Evaporative Cooling System for the ATLAS Inner Detector, 2008 JINST 3 P07003.
- [191] ATLAS Collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment, Detector, Trigger and Physics, CERN-OPEN-2008-020, Geneva, 2008.
- [192] S. Agostinelli et al., GEANT4 - A Simulation Toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003)250-303.

- [193] The ATLAS Pixel Collaboration, Pixel Offline Analysis for Endcap A Cosmic Data, ATL-INDET-PUB-2008-003.
- [194] D. Arutinov et al., Digital Architecture and Interface of the New ATLAS Pixel Front-End IC for Upgraded LHC Luminosity, IEEE Tr. Nucl. Sci. 56-2 (2009)388-393.
- [195] I. Ibragimov, Timing Behaviour of the ATLAS Pixel Detector in Calibration, Cosmic-Ray and Collision Data, ATL-INDET-PROC-2010-021.
- [196] P. Behera et al, Measurement of Lorentz Angle and Depleted Depth in the ATLAS Pixel Detector with Cosmic Ray Data, ATL-INDET-INT-2010-014.
- [197] V. Radeka, Low-Noise Techniques in Detectors, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988)217-277.
- [198] V. Eremin et al., Trapping Induced N_{eff} and Electrical Field Transformation at Different Temperatures in Neutron Irradiated High Resistivity Silicon Detectors, Nucl. Instrum. Meth. A 360 (1995)458-462.
- [199] ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report, CERN-LHCC-2010-013, ATLAS TDR 19, 15 September 2010.