

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES
FONDAMENTALES**

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
(SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

Vincent GIANGIOBBE
Maître ès Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

**ÉTUDE EN FAISCEAU-TEST DE LA RÉPONSE DES
CALORIMÈTRES DE L'EXPÉRIENCE ATLAS DU LHC À
DES PIONS CHARGÉS, D'ÉNERGIE COMPRISE ENTRE
3 ET 350 GeV.**

Thèse soutenue le 17 Novembre 2006, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A. BALDIT
Examineurs :	M.	A. DE RÆCK
	M.	J.L. FAURE
	M.	C. SANTONI
	M.	F. VAZEILLE
Rapporteurs :	Mme	A. HENRIQUES
	Mme	I. WINGERTER-SEEZ

Remerciements

Parvenu au terme de la rédaction de cette thèse, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont fait en sorte que mon travail se déroule dans les meilleures conditions.

Ma gratitude va en premier lieu à Claudio SANTONI, professeur à l'université Blaise Pascal, qui a été mon directeur de thèse. Pendant les trois années qu'ont duré cette thèse, il a suivi et dirigé mes travaux avec rigueur, compréhension et sympathie, et m'a toujours encouragé à présenter ces travaux au sein de la collaboration ATLAS. Merci encore pour le temps considérable qu'il m'a accordé, et pour m'avoir permis, pendant presque un an de travailler à plein temps au CERN. C'est une expérience qui m'a beaucoup appris, et que je n'oublierai pas. Ce travail lui doit énormément.

Je remercie également Ana HENRIQUES, responsable de la calorimétrie dans ATLAS, ainsi qu'Isabelle WINGERTER-SEEZ, chef de l'équipe ATLAS du LAPP d'Annecy, pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse. Je remercie ces personnes également pour l'intérêt qu'elles ont toujours montré pour mon travail, dans les nombreuses réunions organisées au CERN. Merci de même aux autres membres de la commission d'examen de ma thèse.

Je suis très reconnaissant aux membres de l'équipe ATLAS de Clermont Ferrand pour leur accueil, leurs conseils, leur soutien et leur aide. Merci en particulier à David CALVET, Fabrice PODLYSKI, Dominique PALLIN, ainsi qu'à François VAZEILLE.

Outre une activité de recherche, le travail d'un doctorant comporte une part importante consacrée à l'enseignement. A ce titre, je tiens à remercier Louis-Pierre SAYS et Christophe GUICHENEY, pour m'avoir permis de me former à l'enseignement de façon très enrichissante.

Merci également en quelques mots, aux membres de la collaboration ATLAS que j'ai pu rencontrer au CERN et avec qui j'ai eu le plaisir de travailler. Merci à Beniamino Di GIROLAMO, Martin ALEKSA, Tancredi CARLI, Ada FARILLA, et à tous ceux que je ne mentionne pas ici, mais que je n'oublie pas.

Un grand merci pour finir à ma famille et à mes proches, pour leur soutien et leur compréhension.

Table des matières

Introduction	1
1 Programme de physique de l'expérience ATLAS auprès du LHC	3
1.1 Contexte théorique	3
1.1.1 Le modèle standard	3
1.1.2 Potentiel de découverte de nouvelle physique à l'échelle du TeV	5
1.1.2.1 Limites théoriques et expérimentales sur la masse du boson de Higgs	5
1.1.2.2 Supersymétrie	6
1.2 L'expérience ATLAS	7
1.2.1 Le LHC (<i>Large Hadron Collider</i>)	7
1.2.2 Programme de physique de l'expérience ATLAS	7
1.2.3 Description du détecteur ATLAS	9
1.2.3.1 Le détecteur interne	10
1.2.3.2 La calorimétrie	12
1.2.3.3 Le spectromètre à muons	14
1.2.3.4 Le système de déclenchement	14
2 La calorimétrie centrale dans ATLAS	19
2.1 Généralités sur la calorimétrie	19
2.1.1 Les gerbes électromagnétiques	20
2.1.1.1 Réponse calorimétrique à une gerbe électromagnétique	22
2.1.2 Les gerbes hadroniques	23
2.1.2.1 Développement des gerbes hadroniques	23
2.1.2.2 Réponse calorimétrique à une gerbe hadronique	28
2.2 Le calorimètre électromagnétique à Argon liquide	30
2.2.1 Principe de production du signal	30
2.2.2 Reconstruction du signal calorimétrique	32
2.2.2.1 Electronique de traitement	32
2.2.3 Algorithmes de filtrage	33
2.2.4 Calibration du signal à l'échelle électromagnétique	34
2.3 Le calorimètre hadronique TileCal	36
2.3.1 Principe de production du signal	37
2.3.2 Reconstruction du signal	38
2.3.2.1 Electronique de traitement	38
2.3.2.2 Algorithmes de filtrage	42

2.3.3	Systèmes de calibration de la réponse calorimétrique	43
2.3.3.1	Le système d'injection de charges (<i>CIS</i>)	43
2.3.3.2	Le Laser	44
2.3.3.3	Le césium	45
2.3.4	Calibration des cellules à l'échelle électromagnétique dans TileCal	45
3	Bilan des tests de l'électronique des modules de TileCal	47
3.1	Le banc-test MobiDICK	47
3.1.1	Partie <i>software</i> de MobiDICK	48
3.1.2	Partie <i>hardware</i> de MobiDICK	48
3.1.2.1	le serveur	49
3.1.2.2	l'interface <i>CANbus</i>	49
3.1.2.3	l'interface <i>TTC</i>	49
3.1.2.4	le <i>Trigger ADC</i>	49
3.1.2.5	l'alimentation haute tension et le pilote pour <i>LED</i>	49
3.2	Bilan des test réalisés	50
3.2.1	Test <i>Adder</i>	50
3.2.1.1	Description du test	50
3.2.1.2	Résultat du test global	51
3.2.2	Test <i>DigShape</i>	58
3.2.2.1	Description du test	58
3.2.2.2	Résultat du test global	59
3.2.3	Tests <i>DigNoise</i> et <i>DigNoiseHV</i>	61
3.2.3.1	Description du test	61
3.2.3.2	Résultat du test global	61
3.2.4	Test <i>Integ</i>	65
3.2.4.1	Description du test	65
3.2.4.2	Résultat du test global	65
3.2.5	Tests <i>Opto</i> et <i>NominalHV</i>	68
3.2.5.1	Description du test	68
3.2.5.2	Résultat du test global	68
3.2.6	Conclusions	70
4	Faisceau-test combiné de 2004	71
4.1	Le faisceau de la ligne <i>H8</i>	71
4.1.1	Faisceau primaire du <i>SPS</i>	71
4.1.2	Faisceau secondaire de haute énergie	72
4.1.3	Faisceau tertiaire de haute énergie	72
4.1.4	Faisceau tertiaire de basse énergie	72
4.2	Le détecteur ATLAS au faisceau-test de 2004	73
4.2.1	Instrumentation de la ligne <i>H8</i> (détecteurs auxiliaires)	74
4.2.2	Le détecteur interne	76
4.2.3	La calorimétrie	78
4.2.3.1	Le calorimètre électromagnétique LAr	79
4.2.3.2	Le calorimètre hadronique TileCal	80

4.2.4	Le spectromètre à muons	81
4.2.5	déclenchement de l'acquisition	81
4.3	Données prises en 2004	81
4.4	Coupures de sélection	82
4.4.1	Sélection des pions de haute énergie	82
5	Pions atteignant TileCal au minimum d'ionisation	89
5.1	Pions au minimum d'ionisation dans le calorimètre électromagnétique	89
5.2	Pions au minimum d'ionisation dans le scintillateur <i>SC1</i>	93
5.3	Etude des scintillateurs du <i>gap</i>	96
5.3.1	Muons dans les scintillateurs du <i>gap</i>	99
5.3.2	Pions dans les scintillateurs du <i>gap</i>	100
5.4	Réponse aux pions atteignant TileCal au minimum d'ionisation . . .	104
5.4.1	Prise en compte des effets systématiques	105
5.4.1.1	Stabilité de la réponse	105
5.4.1.2	Energie du faisceau	110
5.4.1.3	Energie perdue dans le LAr et dans le cryostat . . .	110
5.4.1.4	Contamination en protons	111
5.4.1.5	Coupure sur <i>SC1</i>	117
5.4.1.6	Récapitulation des erreurs systématiques sur la ré- ponse de TileCal	117
5.4.2	Réponse et résolution en 2004	119
5.4.2.1	Réponse en 2004	119
5.4.2.2	Comparaison entre 2002-2003 et 2004	119
5.4.2.3	Résolution en 2004	125
5.5	Conclusions	129
6	Réponse combinée aux pions de haute énergie	131
6.1	Réponse brute des calorimètres	131
6.1.1	Sélection des pions et reconstruction de leur énergie	131
6.1.2	Réponse et résolution obtenues en 2004	134
6.1.2.1	Stabilité des données	134
6.1.2.2	Réponse	134
6.1.2.3	Résolution	135
6.1.3	Comparaison préliminaire entre les données et la simulation .	140
6.2	La méthode <i>benchmark</i>	143
6.2.1	Application de la méthode aux données 2004	143
6.2.1.1	Principe	143
6.2.1.2	Résolutions obtenues pour les pions en 2004	144
6.2.2	Comparaison avec des résultats de 1996 et de 2004	148
6.2.2.1	Les configurations de 1996 et 2004	148
6.2.2.2	Simulations	148
6.2.3	Conclusions	150

7 Réponse combinée aux pions de basse énergie	151
7.1 Sélection des pions de basse énergie	152
7.1.1 Nombre de traces	152
7.1.2 Signal du compteur Cerenkov <i>C2</i> et du <i>TRT</i>	153
7.1.3 Energie déposée dans le dernier compartiment longitudinal du TileCal	155
7.1.4 Phase du signal dans les cellules du TileCal	156
7.1.5 Signal dans la chambre à fils <i>BC-2</i>	158
7.1.5.1 Muons en temps	158
7.1.5.2 Muons hors temps	159
7.1.6 Dispersion spatiale du faisceau dans <i>BC-2</i>	160
7.1.7 Récapitulation des coupures de sélection	160
7.2 Détermination de la pureté de l'échantillon de pions sélectionné	163
7.2.1 Electrons de contamination	163
7.2.2 Muons de désintégration	163
7.2.3 Muons de contamination	166
7.3 Réponse et résolution pour les pions de basse énergie	171
7.3.1 Reconstruction de l'énergie des pions	171
7.3.2 Prise en compte des effets systématiques	171
7.3.2.1 Erreur sur l'énergie du faisceau	171
7.3.2.2 Incertitude sur la contamination en électron	173
7.3.2.3 Influence du point d'impact dans la chambre <i>BC-2</i>	173
7.3.2.4 Récapitulation des erreurs considérées	176
7.3.3 Résultats finaux	177
7.4 Conclusions	181
Conclusion	183

Introduction

ATLAS est l'une des quatre principales expériences en cours d'installation au CERN, dans le cadre du projet LHC (*Large Hadron Collider*). Le LHC fournira deux faisceaux de protons de haute luminosité ($1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ au maximum), entrant en collision au centre du détecteur ATLAS avec une énergie nominale de 14 TeV dans le centre de masse. ATLAS est une expérience polyvalente se fixant comme principal objectif d'étudier la physique à l'échelle du TeV. A une telle échelle d'énergie, des arguments théoriques et expérimentaux (résultats du LEP et du Tevatron) semblent indiquer que le potentiel de découverte de nouvelle physique est élevé. On pense notamment pouvoir mettre en évidence le champ scalaire de Higgs par la production directe du boson lui étant associé (boson de Higgs). En outre, la haute luminosité accessible devrait permettre d'augmenter significativement la précision sur la mesure des paramètres du modèle standard. Enfin, la recherche de physique au delà du modèle standard (par exemple la mise en évidence de la supersymétrie) constitue une importante partie du programme de physique de l'expérience ATLAS.

Au cours de l'été 2004, le premier test en faisceau d'une tranche complète du détecteur ATLAS a été mis en place. Ce test en faisceau a réuni des portions de chaque sous-détecteur de l'expérience ATLAS (trajectographes, calorimètres, spectromètre à muons), dans la ligne de faisceau issue du *SPS* (*Super Proton Synchrotron*, au CERN). La configuration des sous-détecteurs, l'électronique de traitement et le système de déclenchement mis en œuvre durant le test en faisceau de 2004 étaient proches de la configuration du détecteur ATLAS dans sa version finale. Le *SPS* a délivré le long de la ligne *H8* sur laquelle étaient installés les différents sous-détecteurs d'ATLAS, un faisceau de pions, d'électrons et de muons d'énergie variant entre 1 et 350 GeV. Le programme expérimental du test en faisceau combiné de 2004, a consisté à établir les performances des différents sous-détecteurs (seuls ou combinés), ainsi qu'à étudier des stratégies pour leur calibration. Parallèlement à la prise de donnée, un programme de simulation des sous-détecteurs dans la configuration du faisceau-test a été développé, de sorte que l'on dispose aujourd'hui d'une importante quantité de données réelles et simulées dont l'analyse est toujours en cours. La calorimétrie électromagnétique et hadronique de la partie centrale d'ATLAS ($|\eta| < 1,45$) était présente dans la ligne de faisceau *H8*, et a constitué un axe important du programme expérimental du test en faisceau de 2004*.

La plupart des signatures de physique attendues dans l'expérience ATLAS mettent en jeu des jets dans l'état final. La reconstruction de l'énergie des jets constitue

*La calorimétrie se trouvant dans les régions avant d'ATLAS (calorimètres bouchons et calorimètres vers l'avant) a également été testée en faisceau en 2004, sur une autre ligne de faisceau du *SPS*. Il n'en sera pas question ici.

donc un enjeu fondamental. La collaboration s'est fixé comme objectif d'atteindre une précision de 1% sur l'échelle en énergie absolue des jets. Une telle précision repose sur une bonne compréhension de la réponse des calorimètres d'ATLAS. Dans cette étude, on se propose de caractériser la réponse des calorimètres de la partie centrale d'ATLAS en faisceau-test. On se concentrera ici sur l'analyse de la réponse aux pions, ces particules entrant en grande partie dans la composition des jets. Les mesures obtenues en faisceau-test vont permettre dans un premier temps de vérifier que les performances des calorimètres sont conformes aux objectifs fixés par la collaboration, et sont compatibles avec les résultats des tests en faisceau précédents. Si l'on est confiant dans les résultats obtenus en 2004, ceux-ci pourront dans un second temps être utilisés comme référence pour la modélisation des calorimètres d'ATLAS. A terme, l'objectif est d'obtenir le meilleur accord possible entre les réponses réelle et simulée de la calorimétrie aux pions seuls. La simulation pourra ensuite être extrapolée au cas des jets.

Cette étude débute par une courte présentation du programme de physique de l'expérience ATLAS, insistant sur les arguments théoriques et expérimentaux qui ont motivé la conception d'une telle expérience. Le détecteur ATLAS est ensuite rapidement décrit. Dans un deuxième chapitre, une description détaillée de la calorimétrie centrale d'ATLAS est présentée. Cette description est construite de façon à donner un aperçu allant du mécanisme de production du signal dans les calorimètres, à la reconstruction de l'énergie déposée, en passant par l'électronique de traitement. Le troisième chapitre se concentre sur l'électronique de traitement du calorimètre hadronique TileCal, dont l'installation et la certification au CERN a été prise en charge par l'équipe ATLAS de Clermont-Ferrand. Le chapitre 4 donne une description de la ligne de faisceau du *SPS* et de son instrumentation au cours du test en faisceau de 2004. Les chapitres 6 et 7 sont consacrés à l'étude de la réponse des calorimètres aux pions de haute énergie (de 20 à 350 GeV). Les coupures de sélection des pions étant communes pour ces deux chapitres, celles-ci sont présentées dans le chapitre 5. Dans le chapitre 8, la réponse des calorimètres aux faisceaux de pions de basse énergie (énergies inférieures ou égales à 9 GeV) est étudiée.

Chapitre 1

Programme de physique de l'expérience ATLAS auprès du LHC

1.1 Contexte théorique

1.1.1 Le modèle standard

Le modèle standard (MS) est une théorie quantique des champs décrivant l'interaction des particules élémentaires mises en évidence jusqu'à présent. Dans le cadre de ce modèle, les constituants élémentaires se regroupent en deux familles aux propriétés fondamentalement différentes. Les fermions, de *spin* 1/2 sont susceptibles de former des états liés (hadrons, mésons), tandis que les bosons, de *spin* entier sont la manifestation des champs d'interaction entre les différents types de particules. Parmi les 4 interactions connues (forte, faible, électromagnétiques, gravitationnelle), seules les trois premières sont décrites en terme de théories de jauge par le MS.

Le MS comporte 12 fermions élémentaires se distinguant par leur sensibilité aux 4 types d'interaction connus. Les quarks ayant une masse, une charge électrique, une saveur et une charge de couleur sont sensibles à tous les types d'interaction. Les leptons sont quant à eux neutres de couleur, et sont donc insensibles à l'interaction forte. Trois générations de quarks et de leptons, différant seulement par leurs masses, ont été observées jusqu'à présent. L'origine de la hiérarchie des masses entre les différentes générations n'est pas expliquée par le MS. Les tableaux 1.1 et 1.2 rappellent les principales caractéristiques des fermions et des bosons du MS [2], [1]. Dans le cadre d'une théorie de jauge telle que le MS, les interactions sont véhiculées par des bosons de *spin* 1. Ces bosons sont la manifestation de l'invariance du lagrangien du MS par transformations locales du groupe de symétrie de la théorie ($SU(3) \times SU(2) \times U(1)$). $SU(3)$ est le groupe de symétrie décrivant l'interaction forte entre les quarks, seuls fermions portant une charge de couleur. Cette interaction est transmise par 8 bosons vecteurs (gluons), eux-mêmes colorés. Le groupe $SU(2) \times U(1)$ décrit les interactions faible et électromagnétique dans le même cadre théorique (interaction électrofaible). L'interaction électrofaible, à laquelle tous les fermions élémentaires sont sensibles, est véhiculée par le photon, et les 3 bosons intermédiaires W^\pm et Z^0 . La faible portée de l'interaction faible indique que les bosons W^\pm et Z^0 sont massifs. Afin de rendre compte de la masse de ces bosons tout en conservant l'invariance de jauge

	charge électrique	isospin faible	masse
ν_e	0	+1/2	< 2 eV
e	-1	-1/2	$0,510998918 \pm 0,000000044$ MeV
u	+2/3	+1/2	1,5-3,0 MeV
d	-1/3	-1/2	3-7 MeV
ν_μ	0	+1/2	< 2 eV
μ	-1	-1/2	$105,6583692 \pm 0,00000094$ MeV
c	+2/3	+1/2	1,0-1,8 GeV
s	-1/3	-1/2	95 ± 25 MeV
ν_τ	0	+1/2	< 2 eV
τ	-1	-1/2	$1776,99^{+0,29}_{-0,26}$ MeV
t	+2/3	+1/2	$171,4 \pm 1,2$ (stat) $\pm 1,8$ (syst) GeV
b	-1/3	-1/2	4,1-5,0 GeV

TAB. 1.1: Les trois générations de fermions (leptons et quarks) du modèle standard.

	charge électrique	masse
W^+	+1	$80,403 \pm 0,029$ GeV
W^-	-1	$80,403 \pm 0,029$ GeV
Z^0	0	$91,1876 \pm 0,0021$ GeV
γ	0	0
g	0	0

TAB. 1.2: Les bosons vecteurs du modèle standard.

de la théorie sous $SU(2) \times U(1)$, on postule l'existence d'un champ scalaire, appelé champ de Higgs. Si l'on fait l'hypothèse que ce champ possède une valeur d'attente non nulle dans le vide, alors la symétrie $SU(2) \times U(1)$ est spontanément brisée. Ce mécanisme de brisure permet de définir une masse pour les bosons W^\pm et Z^0 , tout en laissant le photon sans masse. Un pseudo-boson de Goldstone, appelé boson de Higgs H doit également apparaître au cours de la brisure du groupe de symétrie électrofaible. Ce boson n'a jamais été mis en évidence, de sorte que sa masse, paramètre libre du MS, est inconnue. On pense aujourd'hui que le champ de Higgs est responsable également de la masse des fermions. Cette masse serait acquise par couplage de Yukawa au champ de Higgs. Comme conséquence de cette hypothèse, toutes les masses doivent être proportionnelles à la valeur d'attente du champ de Higgs dans le vide.

Le MS possède 19 paramètres libres (parmi lesquels les masses de tous les fermions), liés entre eux par des relations théoriques. Ces 19 paramètres ont été mesurés, principalement au LEP et au Tevatron. La validité du MS est quantifiée, pour chaque paramètre libre en estimant le rapport $Pull = (P_{mesure} - P_{prediction}) / \Delta P_{mesure}$, où $P_{prediction}$ est la valeur du paramètre P calculée à partir des autres paramètres du modèle. Pour l'ensemble des 19 paramètres, la valeur des $Pulls$ présente une distribution statistiquement normale, et n'excède pas $2,5\sigma$ [3]. Le MS est donc particu-

lièrement bien vérifié à l'échelle d'énergie sondée jusqu'à présent. Il n'est cependant que partiellement testé, dans la mesure où le boson de Higgs n'a pas été encore mis en évidence, ni exclu.

1.1.2 Potentiel de découverte de nouvelle physique à l'échelle du TeV

Le LHC se distingue par l'énergie mise en jeu dans le centre de masse (14 TeV) se situant environ un ordre de grandeur au dessus de l'énergie maximale du Tevatron. La luminosité importante prévue au LHC devrait permettre la mise en évidence de processus rares. L'intérêt du projet LHC peut se justifier par des arguments théoriques indiquant que l'échelle du TeV est adéquate pour la recherche de nouvelle physique [5]. Quelques détails sont donnés ici, concernant les deux axes majeurs du programme de physique de l'expérience ATLAS que constituent la recherche du boson de Higgs et la recherche de nouvelles particules supersymétriques.

1.1.2.1 Limites théoriques et expérimentales sur la masse du boson de Higgs

Le MS ne prédit pas la masse m_H du boson de Higgs H , mais relie seulement cette dernière à la valeur d'attente v du champ de Higgs dans le vide et à la constante de couplage λ du H avec ce champ :

$$m_H^2 = 2\lambda v^2$$

On s'attend à voir évoluer le couplage λ en fonction de l'échelle d'énergie, ce qui permet de donner des limites théoriques sur m_H .

Tout d'abord, une limite supérieure peut être donnée, en imposant que λ reste fini jusqu'à une échelle d'énergie Λ . On montre en effet que λ effectif augmente avec l'énergie, et diverge pour une valeur particulière appelée pôle de Landau [6]. λ reste fini tant que m_H satisfait la relation :

$$m_H^2 < \frac{4\pi^2 v^2}{3 \ln \Lambda/v}$$

Dans le cas extrême où $\Lambda \approx 10^{16}$ GeV (échelle de grande unification), $m_H < 160$ GeV. Pour $\Lambda \approx 1$ TeV, on obtient $m_H < 0,5 - 0,8$ GeV.

Dans le cas du MS à un seul doublet de Higgs, une limite inférieure peut également être proposée, en requérant la stabilité du vide électrofaible. Ceci revient à demander que la constante de couplage λ reste positive quelle que soit l'échelle d'énergie considérée. Cette limite dépend de la masse m_t du quark top, de la masse m_Z du Z^0 . Pour que λ reste positif jusqu'à une échelle d'énergie $\Lambda = 10^{15} - 10^{19}$ GeV, la masse du Higgs doit satisfaire [3] :

$$m_H > 135 + 2,1(m_t - 174,3) - 4,5 \frac{\alpha_S(m_Z)}{0,006}$$

Pour $m_t \approx 175$ GeV, on obtient $m_H > 130$. Cette limite n'est valide que dans le cas où il existe un seul doublet de Higgs. Dans le cas contraire, la limite s'applique à une masse moyenne, et non à la masse du Higgs le plus léger.

Les limites supérieure et inférieure sur m_H sont représentées sur la figure 1.1, en fonction de l'échelle d'énergie considérée. Si le modèle standard est valide jusqu'à $\Lambda \approx M_{GUT}$, une petite région est permise pour le Higgs : $130 < m_H < 200$ GeV.

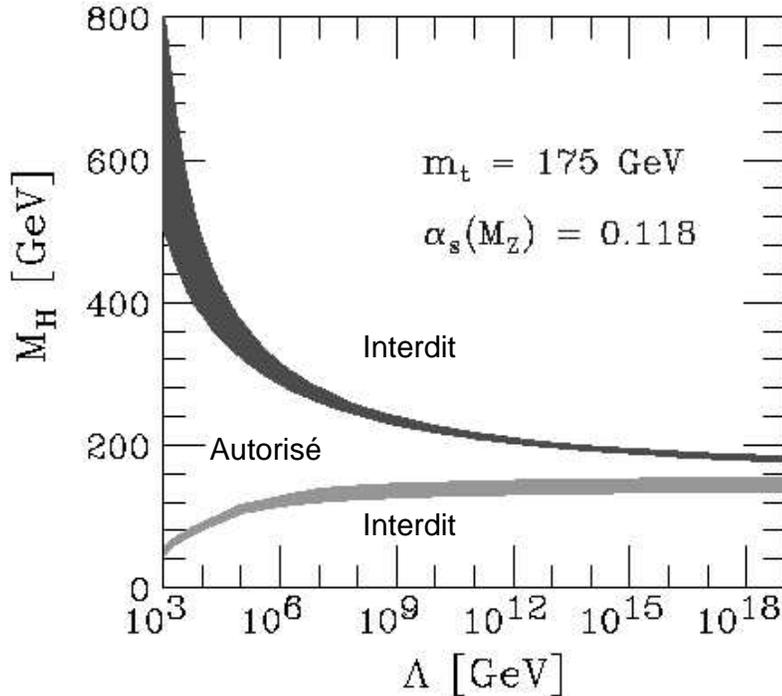


FIG. 1.1: Limites théoriques supérieure et inférieure sur la masse du Higgs, déduites en imposant respectivement l'absence de pôle de Landau et la stabilité du vide [4].

La recherche directe du boson de Higgs au LEP2 exclue un Higgs standard ayant une masse $m_H > 114$ GeV. Parallèlement, une limite peut être déduite des mesures de précision sur les masses du W , du Z^0 . Les corrections radiatives sur m_W et m_Z font en effet intervenir le logarithme de m_H . Les mesures électrofaibles effectuées au LEP et au Tevatron sont suffisamment précises pour contraindre $\log_{10}(m_H/1 \text{ GeV}) = 1,93^{+0,16}_{-17}$ (ou $m_H = 85^{+39}_{-28}$ GeV) [7] (68% de niveau de confiance).

1.1.2.2 Supersymétrie

Le MS est vérifié aujourd'hui avec une grande précision. Pour l'instant, aucune mesure ne semble montrer de déviation significative aux prédictions de ce modèle. Néanmoins, il apparaît très improbable que le MS reste valide jusqu'aux échelles d'énergie où les interactions fondamentales s'unifient. En outre, d'autres problèmes conceptuels restent ouverts, comme la prolifération des paramètres libres, ou l'étrange répartition des masses des fermions (5 ordres de grandeurs entre les masses des quarks u et t). Le fait que le mécanisme de Higgs doive être inséré *a priori* dans le largage du MS est peu satisfaisant également.

Un problème beaucoup plus grave est posé par l'existence supposée du champ scalaire de Higgs. Contrairement aux fermions ou aux bosons de jauge, une particule de spin 0 voit sa masse diverger quadratiquement en fonction de l'échelle d'énergie Λ .

Ainsi la contribution du quark *top* à la correction radiative sur m_H s'exprime-t-elle :

$$\delta m_H^2|_{top} = \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi^2} m_{top}^2 \Lambda^2$$

Dès lors, la question qui se pose est de savoir comment conserver une échelle de masse de l'ordre de 10^2 GeV pour le boson de Higgs, quand l'échelle d'unification des interactions se situe plus de 10 ordres de grandeurs au delà. Un élément de réponse est apporté si l'on introduit une symétrie entre les fermions et les bosons élémentaires. Cette nouvelle symétrie (supersymétrie ou *SUSY*) fait apparaître de nouveaux termes dans la correction radiative à la masse du Higgs. Ces termes sont liés à l'introduction de nouvelles particules appelées *squark*, super-partenaires des quarks. La supersymétrie apporte une solution à la divergence de la masse du Higgs, au prix de l'introduction de nouvelles particules superpartenaires des fermions et bosons du MS. A ce jour, aucune de ces particules n'a été observée. Cependant, pour que le mécanisme de suppression des divergences quadratiques permette de restreindre l'échelle de masse du Higgs à la valeur désirée, la masse des *squarks* ne doit pas excéder quelques TeV [8].

1.2 L'expérience ATLAS

1.2.1 Le LHC (*Large Hadron Collider*)

Comme illustré par les deux exemples mentionnés dans la section 1.1.2, des manifestations de nouvelle physique sont attendues à l'échelle du TeV. Le LHC a été conçu pour permettre d'explorer cette échelle d'énergie, avec une luminosité importante. Le tableau 1.3 donne les principales caractéristiques de l'accélérateur.

Circonférence	27 km
Energie dans le centre de masse	14 TeV
Fréquence de croisement des paquets	40 MHz
Nombre de protons par paquet	$1,1 \times 10^{11}$
Nombre de paquets par faisceau	2835
Espacement entre les paquets	7,48 m
Basse luminosité	$2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Haute luminosité	$1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Nombre d'interactions par croisement (haute luminosité)	≈ 20

TAB. 1.3: Les principales caractéristiques du LHC dans le mode proton-proton.

1.2.2 Programme de physique de l'expérience ATLAS

Le principal sujet d'étude envisagé par l'expérience ATLAS est l'origine de la brisure spontanée de la symétrie à l'échelle électrofaible. On pense aujourd'hui que cette brisure est à l'origine des masses des particules élémentaires. L'expérience

ATLAS considère la question de l'origine de la masse, en explorant le programme de physique suivant :

- recherche du(des) boson(s) de Higgs dans toute la gamme de masse permise (de 80 GeV à 1 TeV).
- recherche de signatures indiquant l'existence de particules supersymétriques.
- recherche de signatures alternatives de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Ces modèles alternatifs mettent en jeu de nouveaux bosons de jauge massifs, ou font apparaître de nouvelles résonances dans le domaine du TeV.
- recherche d'une quatrième génération de fermions (les résultats du LEP indiquent seulement qu'il existe 3 familles de fermions telles que $m_\nu < 45$ GeV). On envisage des signatures indiquant une nature composite des quarks.
- mesures de précision des propriétés des quarks lourds b et t . L'important taux de productions des quarks lourds au LHC devrait permettre de réduire de façon significative les incertitudes sur les propriétés de ces quarks.
- mise en évidence de signatures de physique exotique (extra-dimensions, micro trous noirs...).

1.2.3 Description du détecteur ATLAS

Les performances et la conception du détecteur ATLAS ont été guidées par les exigences que réclament l'investigation de nouveaux phénomènes à l'échelle du TeV. La figure 1.2 représente schématiquement le détecteur ATLAS.

ATLAS est un détecteur ayant une acceptation angulaire proche de 4π sr. Chaque sous-détecteur est construit en 2 parties. L'une appelée tonneau (*barrel*) couvre la partie centrale tandis que la deuxième appelée bouchon (*end cap*) couvre les parties vers l'avant et vers l'arrière. Depuis le point de collision (au centre du détecteur), vers l'extérieur du détecteur, on rencontre tout d'abord un système de trajectographie interne. Le détecteur interne est entouré par un solénoïde produisant le champ magnétique nécessaire à la mesure de l'impulsion des traces chargées. Ce solénoïde supraconducteur est situé à l'intérieur d'un cryostat, qui abrite également la partie centrale du calorimètre électromagnétique. Le calorimètre hadronique entoure l'ensemble. Après la calorimétrie, la majorité des particules produites dans la collision ont été arrêtées. Les seules particules chargées attendues à ce niveau du détecteur sont des muons. La couche la plus externe du détecteur ATLAS consiste en un système de spectrométrie à muons. 8 aimants toroïdaux supraconducteurs situés après le calorimètre hadronique créent le champ magnétique permettant la mesure de l'impulsion des muons.

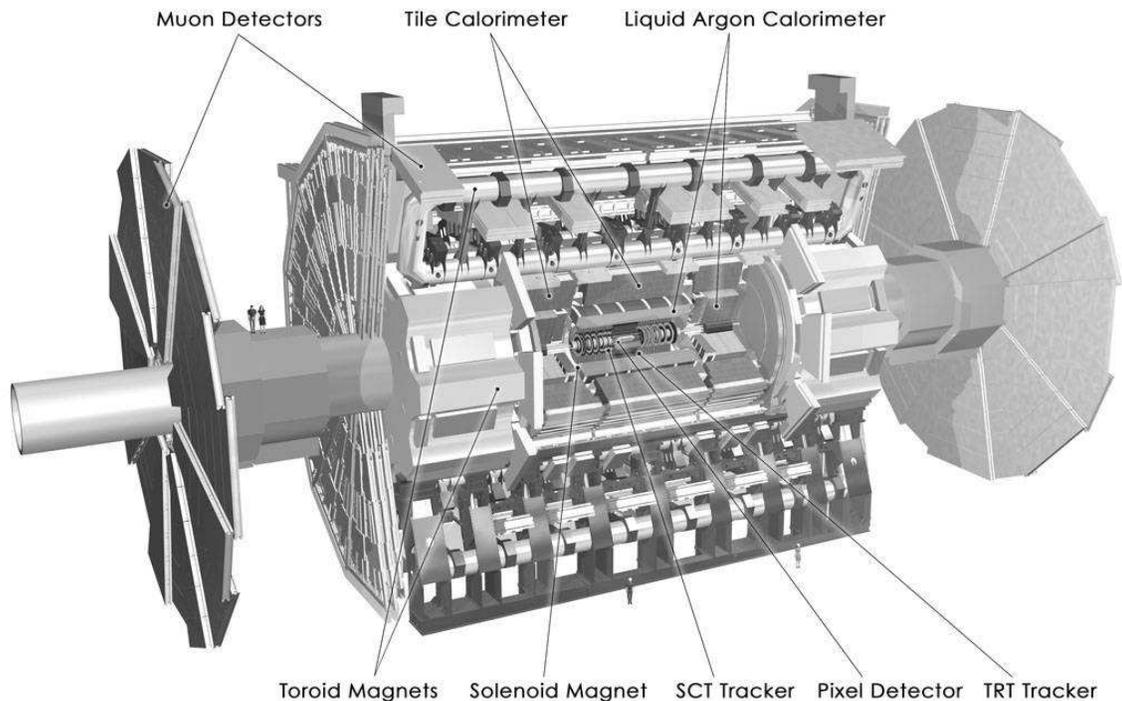


FIG. 1.2: Le détecteur ATLAS.

1.2.3.1 Le détecteur interne

Les performances visées par le système de trajectographie sont détaillées dans [11]. On peut citer parmi les performances requises :

- une couverture en $|\eta|$ allant jusqu'à 2,5
- une résolution en impulsion transverse $\Delta p_T/p_T$ meilleure que 30% à $p_T=500$ GeV, dans la région $|\eta|<2$
- une résolution angulaire meilleure que 2 mrad
- une efficacité d'étiquetage des jets b supérieure à 30%

La figure 1.3 représente les différents sous-détecteurs formant le trajectographe interne de l'expérience ATLAS. L'ensemble est compris dans un cylindre de 115 cm de rayon et 690 cm de long. De l'intérieur vers l'extérieur, le détecteur interne se compose d'un trajectographe à semi-conducteur (*Semi-Conductor Tracker*) et d'un trajectographe à rayonnement de transition (*Transition Radiation Tracker*). Le *SCT* est lui-même formé par un détecteur à pixel de silicium (dans la région la plus proche du point d'interaction), entouré par un trajectographe à micro-pistes de semi-conducteurs (*Silicon-strip detector*, appelé souvent *SCT* par abus de langage).

Le détecteur à pixels

Ce détecteur se compose dans la partie centrale ($\eta < 1,7$), de trois cylindres concentriques de rayons 4, 10 et 13 cm. Pour $\eta > 1,7$, cinq disques sont ajoutés de part et d'autre de la partie centrale. Les différentes parties sont équipées de pixels (silicium) de $50 \times 300 \mu\text{m}$ permettant une localisation spatiale des particules. Au total, le détecteur à pixels compte 140 millions de voies de lectures.

Le détecteur à micro-pistes

Ce détecteur utilise, comme le détecteur à pixel, la technologie des semi-conducteurs. La partie sensible se compose cette fois de micro pistes ($80 \mu\text{m}$ de largeur) de silicium. Par rapport aux pixels, il faut deux couches croisées de micro-pistes pour localiser le passage d'une particule. Dans la partie centrale ($\eta < 1,4$), le détecteur à micro-pistes comporte 4 cylindres concentriques (30,0 cm, 37,3 cm, 44,7 cm et 52,0 cm). 9 roues permettent de compléter l'acceptance pour $1,4 < |\eta| < 2,5$.

Le *TRT*

Le *TRT* permet à la fois une mesure de la position des traces et l'identification des électrons. Ce sous-détecteur se compose d'un ensemble de tubes (4 mm de diamètre) disposés parallèlement à l'axe du faisceau dans la partie centrale ($|\eta| < 0,7$), et radialement dans les bouchons ($0,7 < |\eta| < 2,5$). Chaque tube renferme un fil porté à une haute tension. La mesure du temps de dérive dans chaque fil permet de reconstruire le point de passage d'une particule avec une résolution de $170 \mu\text{m}$.

L'espace libre entre les tubes est rempli par une mousse de polypropylène de basse densité dans la partie centrale, et par des feuilles du même polymère dans les bouchons. Une particule relativiste traversant ce milieu produit un rayonnement de transition constitué de photons X, émis le long de sa direction [9]. Dans un tube du *TRT*, le rayonnement de transition produit un signal au dessus d'un seuil caractéristique (seuil haut). Pour un électron, la quantité de rayonnement de transition

produit est plus importante que dans le cas d'un pion. Ainsi le nombre de tubes ayant enregistré un signal au dessus du seuil haut est-il plus important dans le cas d'un électron (>5 typiquement) que dans le cas d'un pion (ou d'une autre particule chargée de masse très supérieure à celle de l'électron).

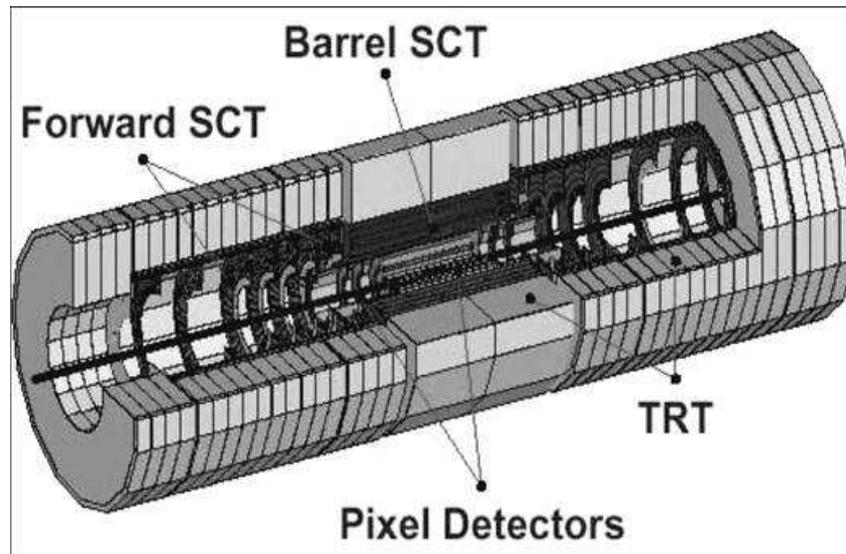


FIG. 1.3: Trajectographe interne de l'expérience ATLAS.

1.2.3.2 La calorimétrie

La référence [10] fournit une étude détaillée des performances requises pour la calorimétrie. Un bref résumé en est donné ici. Tout d'abord, une large dynamique en énergie, allant de quelques GeV (identification des leptons issus de la désintégration semi-leptonique du quark b), à plus de 5 TeV (désintégration de nouveaux bosons de jauge massifs) est requise. Une excellente herméticité des calorimètres est également requise pour la reconstruction de l'énergie manquante attendue dans de nombreux processus supersymétriques*. La plus grande acceptance possible en η (allant typiquement jusqu'à $\eta=5,0$) est nécessaire pour mettre en évidence des processus rares (tels que $H \rightarrow \gamma\gamma$). La résolution du calorimètre électromagnétique doit permettre une mesure à 1% près de la masse du Higgs dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$. Une résolution en énergie de $10\%/\sqrt{E}$ est nécessaire, avec un terme constant inférieur à 1%. La conception de la calorimétrie hadronique est optimisée pour permettre une reconstruction de l'échelle en énergie des jets à 1% près. La résolution nominale en énergie de la calorimétrie hadronique doit atteindre $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ dans la région centrale ($|\eta| < 3$).

La figure 1.4 montre une vue d'ensemble de la calorimétrie du détecteur ATLAS. Elle se compose de trois cylindres accolés (tonneau au centre, entouré par deux bouchons). Dans la partie centrale se trouve un calorimètre électromagnétique à argon liquide (LAr)** entouré par un calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (TileCal). Les deux parties latérales de la calorimétrie (bouchons) permettent de prolonger l'acceptance jusqu'à $|\eta| = 4,9$ afin d'obtenir la meilleure herméticité possible. Du centre vers la périphérie des bouchons, on trouve tout d'abord un calorimètre vers l'avant (*Forward LAr Calorimeters*), entouré par un calorimètre bouchon (*EM Accordion Calorimeter* et *Hadronic LAr End Cap Calorimeters*). Tous ces différents calorimètres utilisent de l'argon liquide comme matériau actif en raison de l'important taux de radiation attendu dans cette région. La partie la plus externe des bouchons est constituée par la partie étendue du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (*Hadronic Tile Calorimeter*). Le tableau 1.4 donne la couverture en η des différentes parties de la calorimétrie.

Calorimètre	Couverture en η	
	partie centrale	bouchons
Calorimètre électromagnétique à argon liquide (LAr)	$ \eta < 1,475$	$1,375 < \eta < 3,2$
Calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (TileCal)	$ \eta < 1,0$	$0,8 < \eta < 1,7$
Calorimètre hadronique à argon liquide		$1,5 < \eta < 3,2$
Calorimètre vers l'avant		$3,1 < \eta < 4,9$

TAB. 1.4: Couverture en η des différentes parties de la calorimétrie du détecteur ATLAS.

*Dans les modèles supersymétriques avec conservation de la R-parité, la particule supersymétrique la plus légère est stable et interagit très peu avec la matière. Cette particule n'est pas détectée et contribue à l'énergie manquante.

**Ce calorimètre est appelé *EM Accordion Calorimeter* sur la figure 1.4.

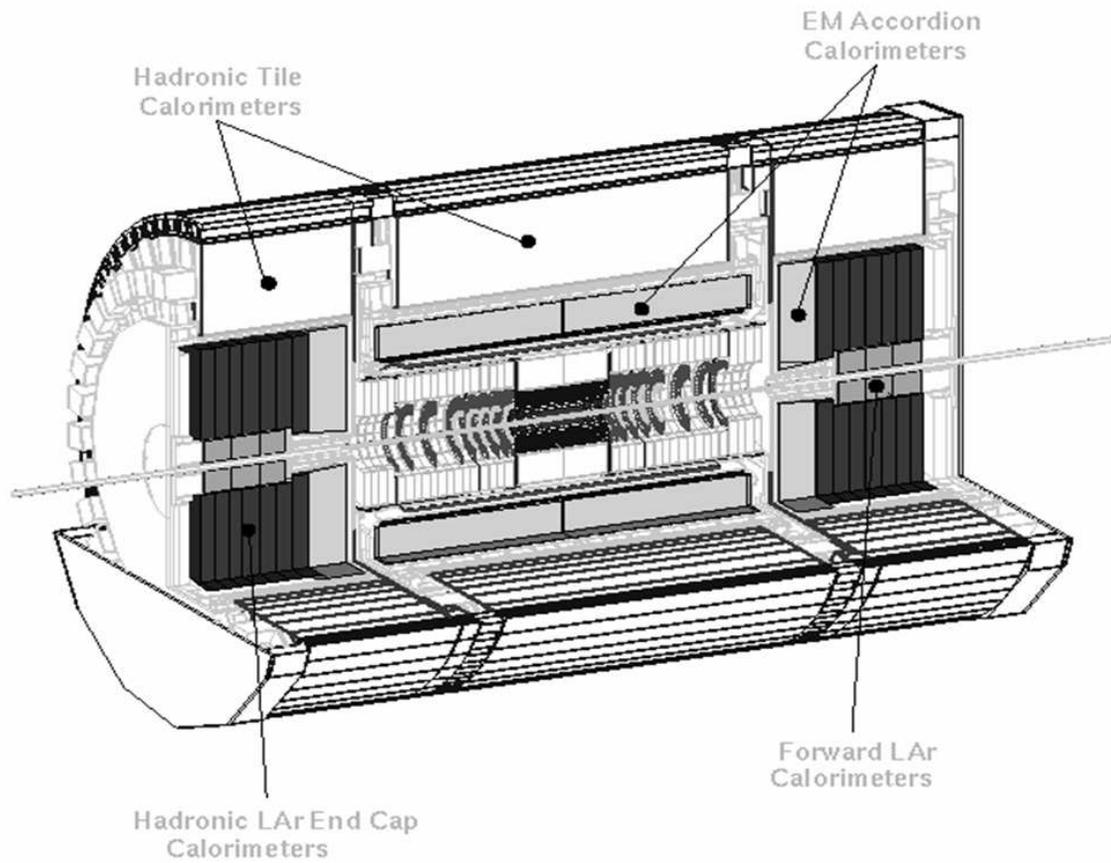


FIG. 1.4: Vue d'ensemble de la calorimétrie de l'expérience ATLAS.

1.2.3.3 Le spectromètre à muons

Les muons de haute énergie doivent être reconstruits avec une grande précision (10% à $p_T=1$ TeV) par un ensemble de spectromètres pouvant fonctionner seuls, ou combinés avec la trajectographie interne. Le système de détection des muons est utilisé pour le déclenchement de niveau 1 de l'acquisition. Son acceptance doit donc être la plus grande possible, avec un temps de réponse suffisamment court pour opérer à haute luminosité.

La figure 1.5 montre une vue en coupe des différentes parties du spectromètre à muons de l'expérience ATLAS. Celui-ci est formé de 3 chambres cylindriques concentriques, fermées de chaque côté par une série de 4 disques. Quatre technologies différentes sont mises en œuvre pour la réalisation de ce sous-détecteur.

CSC (Cathod Strip Chambers)

Les *CSC* sont des chambres multi-fils fonctionnant en mode proportionnel. La résolution spatiale de ces chambres est meilleure que $50 \mu\text{m}$. Les *CSC* sont situées après les calorimètres vers l'avant ($2, 0 < |\eta| < 2, 7$), dans une région où le bruit de fond attendu (particules parvenant à traverser les calorimètres) est important. Une granularité fine est requise pour assurer une réjection efficace du bruit de fond.

MDT (Monitored Drift Chambers)

Ces chambres sont constituées de 2 plans de 3 à 4 rangées de tubes de 30 mm de diamètre remplis d'un mélange Ar-CO₂. Chaque tube est parcouru en son centre par un fil conducteur, porté à une haute tension. Les *MDT* ont une résolution spatiale de l'ordre de $60 \mu\text{m}$. Le temps de dérive à l'intérieur d'un tube est de 600 ns.

RPC (Resistive Plate Chambers)

Les *RPC* sont formées par une paire de plaques parallèles isolantes (bakélite) entre lesquelles se trouve un gaz (Ar-Butane-SF₆). La surface externe des plaques de bakélite est recouverte de graphite, de façon à pouvoir appliquer un champ électrique (4,5 kV par mm) entre elles. Les électrodes sont constituées par des pistes de graphite (isolées de la haute tension de polarisation de la chambre). Il faut deux plans de *RPC* pour reconstruire une coordonnée sans ambiguïté. Les *RPC* ont une résolution temporelle de l'ordre de 1 ns et un temps de montée du signal inférieure à 3 ns. Ceci justifie leur emploi dans le système de déclenchement de premier niveau de l'expérience.

TGC (Thin Gap Chamber)

Les *TGC* sont des chambres à fils dans lesquelles la couche de gaz mesure 3,2 mm d'épaisseur. Ces chambres fonctionnent en mode non-proportionnel. Comme les *RPC*, ce sont des détecteurs très rapides (temps de montée du signal de l'ordre de 10 ns) qui fournissent un signal au premier niveau du système de déclenchement.

1.2.3.4 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement de l'expérience ATLAS est organisé selon trois niveaux de sélection (voir figure 1.6). Le premier niveau utilise l'information du spec-

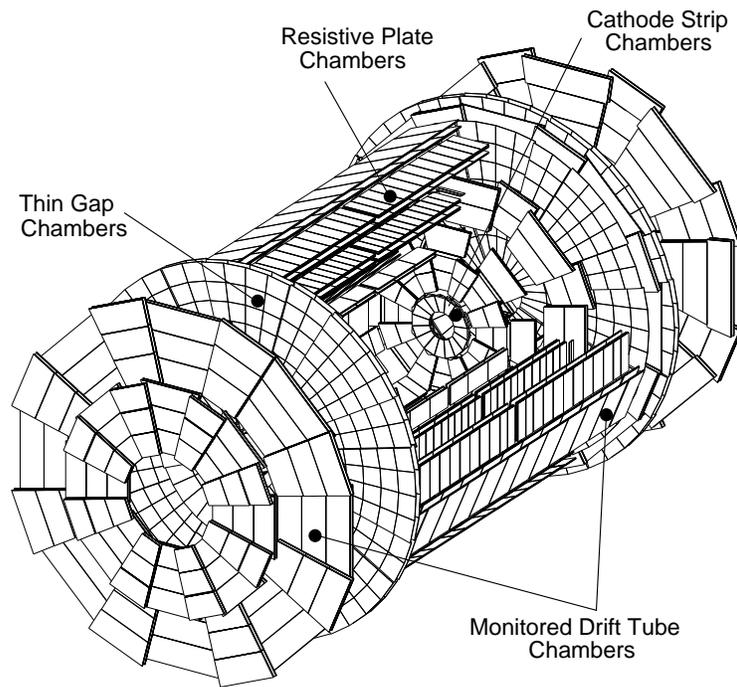


FIG. 1.5: *Le spectromètre à muons de l'expérience ATLAS.*

tromètre à muons (*RPC* et *TGC*) ainsi que le signal enregistré dans chaque tour projective du calorimètre hadronique *TileCal*. L'information du détecteur interne n'est pas prise en compte au niveau 1, étant donné le nombre important de voies de lectures des trajectographes. Des coupures de sélection sommaires permettent d'identifier les régions d'intérêt (*Region of Interest RoI*) dans lesquelles un signal significatif est enregistré. En attendant la décision du niveau 1 de déclenchement, l'information complète de tous les sous-détecteurs est stockée dans des mémoires temporaires (mémoires tampon) situées au niveau de l'électronique frontale des détecteurs. Le système de déclenchement de niveau 1 permet de réduire le taux d'événements de 40 MHz (1 croisement de paquets toutes les 25 ns) à 10-100 kHz.

Lorsqu'un événement est accepté par le niveau 1, les régions d'intérêt sont transmises à l'unité de décision de niveau 2. L'information complète contenue dans les mémoires temporaires de chaque sous-détecteur est alors envoyée aux *RODs* (ReadOut Drivers). L'unité de décision accède, par l'intermédiaire des *ROBs* (Read Out Buffers), aux données enregistrées par chaque sous-détecteur dans ces régions. La granularité complète des sous-détecteurs est accessible à ce niveau de la sélection, afin d'obtenir une information précise concernant l'impulsion des traces chargées ou de l'énergie déposée dans les calorimètres. Sur la base de ces informations, un événement est accepté ou rejeté. Le temps de décision au niveau 2 varie entre 1 et 10 ms. A la sortie de ce niveau de sélection, le taux d'événements acceptés est de l'ordre de 100 Hz à 1 kHz.

Les événements acceptés par le système de déclenchement de niveau 2 sont transmis au filtre d'événements (*Event Filter*). A ce niveau, les événements sont entièrement reconstruits, en utilisant la totalité de l'information des sous-détecteurs (avec la granularité maximale). La sélection des événements potentiellement intéressants est affinée au moyen d'algorithmes complexes (le traitement d'un événement prend en moyenne 1 s). A la sortie du niveau 3, le taux d'événements est de l'ordre de 100 Hz. La quantité d'information à stocker représente 10 à 100 MB par seconde.

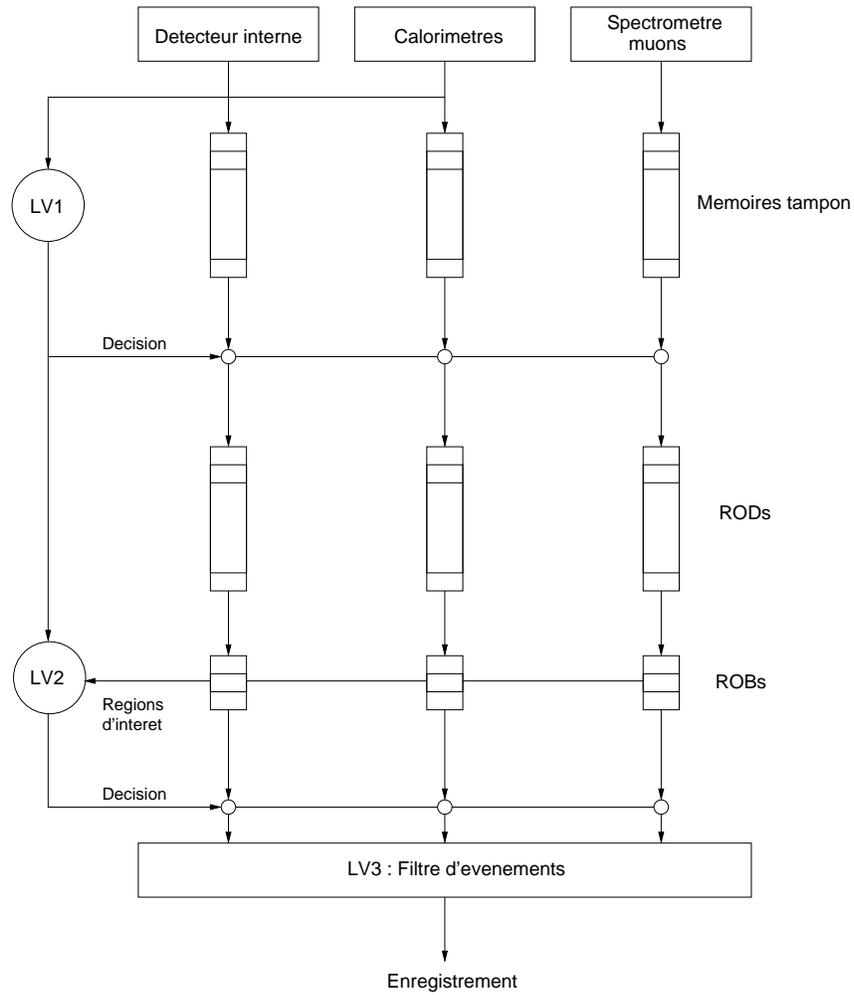


FIG. 1.6: Schéma simplifié du système de déclenchement de l'expérience ATLAS.

Chapitre 2

La calorimétrie centrale dans ATLAS

Ce chapitre donne une description de la calorimétrie dans la partie centrale du détecteur ATLAS ($|\eta| < 1,475$). Dans cette région, les calorimètres LAr (calorimètre à argon liquide), et TileCal (calorimètre à tuiles scintillantes) assurent respectivement la calorimétrie électromagnétique et hadronique. Ces deux sous-détecteurs sont au centre de l'étude qui va suivre, ce qui justifie leur description détaillée.

Ce chapitre débute par quelques rappels sur les principes de la calorimétrie électromagnétique et hadronique. Il se poursuit par la description des mécanismes de production du signal, de l'électronique d'acquisition et des procédures de calibration de la réponse des calorimètres dans la partie centrale du détecteur ATLAS.

2.1 Généralités sur la calorimétrie

On appelle calorimètre un dispositif absorbant la totalité de l'énergie des particules qui y pénètrent. L'interaction d'une particule incidente avec la matière constituant le calorimètre conduit à la production d'une cascade de particules secondaires d'énergies décroissantes. Une faible fraction de l'énergie de ces particules est convertie en un signal mesurable (scintillation, ionisation). Le signal produit est relié à l'énergie totale déposée dans le calorimètre, et donc à l'énergie de la particule incidente. L'utilisation des calorimètres est très répandue en physique des particules. En voici quelques raisons :

- ils sont sensibles aux particules neutres comme aux particules chargées,
- l'épaisseur de matière nécessaire pour absorber la totalité de l'énergie E_0 d'une particule augmente seulement comme $\ln(E_0)$,
- leur résolution augmente avec l'énergie des particules incidentes,
- leur réponse en temps est rapide, ce qui présente un intérêt pour le système de déclenchement,
- lorsqu'ils sont segmentés, la position des particules incidentes peut être mesurée.

Les 2 types de calorimètres utilisés en physique des particules sont les calorimètres homogènes, et les calorimètres à échantillonnage. Dans un calorimètre homogène, l'ensemble de la matière constitutive contribue à la production du signal mesurable. Ces calorimètres sont généralement constitués de cristaux transparents de

haute densité (comme le tungstate de plomb PbWO_4 dans CMS) assurant à la fois la dégradation de l'énergie des particules et la production d'un signal par scintillation. Dans l'expérience ATLAS, tous les calorimètres utilisés seront des calorimètres à échantillonnage. Ce type de dispositif se compose d'une succession de couches de matériau dense (Pb, Fe...) et de couches actives (scintillateurs, chambres d'ionisation). Les particules secondaires produites dans les gerbes, dissipent leur énergie au cours de la traversée des couches denses (passives). Une fraction de l'énergie est échantillonnée à chaque passage dans les couches actives.

Dans les expériences de physique des particules, la calorimétrie est divisée généralement en une section électromagnétique et une section hadronique. Le calorimètre électromagnétique absorbe complètement les électrons et les photons, tandis que les hadrons, plus pénétrants sont arrêtés par le calorimètre hadronique placé derrière. On se propose ici d'examiner les processus physiques régissant le développement des gerbes produites par les électrons, les photons et les hadrons dans un calorimètre. On se limitera aux calorimètres à échantillonnage.

2.1.1 Les gerbes électromagnétiques

Lorsqu'un électron de haute énergie (typiquement >1 GeV) entre dans la matière dense d'un calorimètre, il perd une partie de son énergie par rayonnement de freinage dans le champ électrique des noyaux (*bremssstrahlung*). Au dessus de 1 GeV, le photon produit a une forte probabilité de se matérialiser en une paire e^+e^- (dans le champ des noyaux). Les électrons et les positrons produits vont à leur tour dissiper leur énergie par rayonnement de freinage en produisant de nouveaux photons. Les processus de rayonnement et de production de paires se succèdent ainsi, en produisant un nombre croissant de particules secondaires, dont les énergies sont de plus en plus faibles. A mesure que l'énergie des particules secondaires diminue, les pertes d'énergies par ionisation pour les électrons et par diffusion Compton pour les photons deviennent dominantes (voir figure 2.1). On appelle énergie critique E_c l'énergie pour laquelle les pertes par rayonnement de freinage et par ionisation sont égales. Du point de vue des photons, cette énergie correspond approximativement au moment où la diffusion Compton devient significative devant la création de paires. L'extension spatiale d'une gerbe électromagnétique se poursuit donc jusqu'au moment où les particules atteignent l'énergie critique. E_c est relativement bien décrite (mieux que 10% pour $Z > 13$) par la relation [12] :

$$E_c = \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad (2.1)$$

Comme l'indique la figure 2.1 (à gauche), la quantité $-\frac{1}{E} \cdot \frac{dE}{dX}$ est pratiquement indépendante de l'énergie pour le rayonnement de freinage. On peut alors écrire :

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

X_0 est appelé longueur de radiation (mesurée généralement en g.cm^{-2}), et correspond à la longueur nécessaire pour qu'un électron perde une fraction $1/e$ de son énergie par rayonnement. X_0 dépend des caractéristiques (numéro Z et masse atomiques

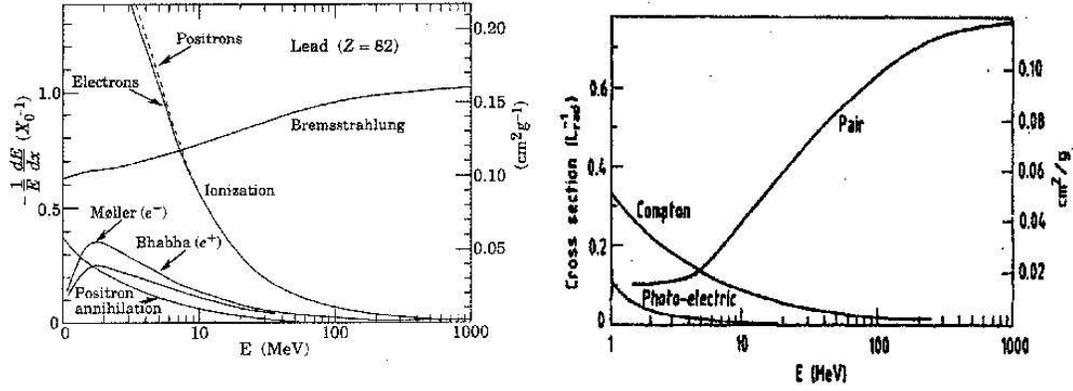


FIG. 2.1: A gauche : perte d'énergie en fonction de l'énergie incidente pour les électrons. A droite : section efficace de différents processus pour les photons.

A) du matériau absorbeur constituant le calorimètre. La relation empirique suivante peut être proposée [13] :

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ g.cm}^{-2} \times A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.3)$$

L'extension spatiale d'une gerbe électromagnétique dans les directions longitudinale et transversale est liée aux grandeurs caractéristiques que représentent la longueur de radiation X_0 et l'énergie critique E_c . En négligeant les pertes d'énergie par diffusion Compton, la diffusion multiple, et en considérant que la section efficace du processus d'ionisation est indépendante de l'énergie (approximation de Rossi), il est possible de quantifier le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique. La profondeur t_{max} (avec $t_{max} = x/X_0$) à laquelle le nombre de particules secondaires atteint son maximum peut s'écrire :

$$t_{max} = \ln \frac{E_{incidente}}{E_c} - 1 \text{ (electrons)} \quad (2.4)$$

$$t_{max} = \ln \frac{E_{incidente}}{E_c} - 0,5 \text{ (photons)} \quad (2.5)$$

On considère que 98% de l'énergie de la gerbe est contenue dans $2,5 \times t_{max}$ pour des énergies incidentes comprises entre 10 et 1000 GeV. Le développement transversal d'une gerbe électromagnétique est conditionné par le phénomène de diffusion multiple. L'angle moyen de diffusion augmentant à mesure que l'énergie diminue ($\theta \propto 1/E$ [13]), la gerbe s'élargit de plus en plus en se développant. 95% de l'énergie est contenue dans un cylindre de rayon $2\rho_M$, où ρ_M (rayon de Molière) peut s'écrire :

$$\rho_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \quad (2.6)$$

2.1.1.1 Réponse calorimétrique à une gerbe électromagnétique

Dans un calorimètre, le signal mesurable est produit lors de l'ionisation des atomes du milieu actif par les particules chargées (e^+, e^-) de la gerbe électromagnétique. Dans l'approximation de Rossi, on peut estimer que le nombre total de particules secondaires dans la gerbe est de l'ordre de E/E_c , où E est l'énergie de la particule incidente. Chacune de ces particules parcourt en moyenne X_0 avant d'interagir par rayonnement (pour les électrons) ou de créer de paire e^+e^- pour les γ . Mis bout-à-bout, les parcours de toutes les particules secondaires sont équivalents à une longueur $T = X_0 \times E/E_c$. Si l'on considère que l'énergie transférée au milieu actif du calorimètre par ionisation est indépendante de l'énergie (voir figure 2.2), alors la réponse calorimétrique est directement proportionnelle à T^* . Pour un calorimètre à échantillonnage dont les couches actives ont une épaisseur D et les couches d'absorbeurs une épaisseur d , la longueur de trace contribuant au signal est $T_{signal} = X_0 \times (E/E_c) \cdot (d/D)$. La mesure de l'énergie dans un calorimètre repose sur le fait que le signal mesuré est proportionnel à E .

La grandeur T_{signal} est une estimation moyenne. Le nombre de particules secondaires dans une gerbe est sujet à des fluctuations statistiques qui contribuent à l'élargissement de la réponse calorimétrique. Dans un calorimètre à échantillonnage, le nombre moyen de traces N dans la partie active peut s'écrire :

$$N = \frac{T_{signal}}{d} = \frac{X_0}{D} \cdot \frac{E}{E_c} \quad (2.7)$$

En admettant que N est distribué suivant une loi de Poisson (tendant vers une distribution de Gauss), alors l'écart-type de N vaut \sqrt{N} et la résolution sur la mesure d'énergie dans le calorimètre est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{E}} \times \sqrt{\frac{E_c \cdot D}{X_0}} \quad (2.8)$$

L'expression 2.8 donne une estimation simplifiée de la résolution intrinsèque d'un calorimètre électromagnétique à échantillonnage**. Elle permet d'appréhender une propriété fondamentale de la calorimétrie, à savoir que la résolution s'améliore lorsque l'énergie incidente augmente. A cette résolution intrinsèque s'ajoute l'élargissement du signal due au bruit de fond électronique. Cet élargissement étant indépendant de l'énergie, il peut s'écrire $\sigma_{bruit} = b$. Pour un calorimètre électromagnétique, l'évolution de la résolution en énergie a finalement la forme suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \quad (2.9)$$

*En fait, le signal n'est produit dans la partie active du calorimètre qu'au dessus d'un seuil ϵ en énergie. La longueur effective du parcours des particules T_{eff} doit être réduit d'un facteur F dépendant de E_c et ϵ : $T \geq T_{eff} = F(E_c/\epsilon) \cdot X_0 \cdot E/E_c$ [12]

**Une description plus rigoureuse peut être trouvée dans [14].

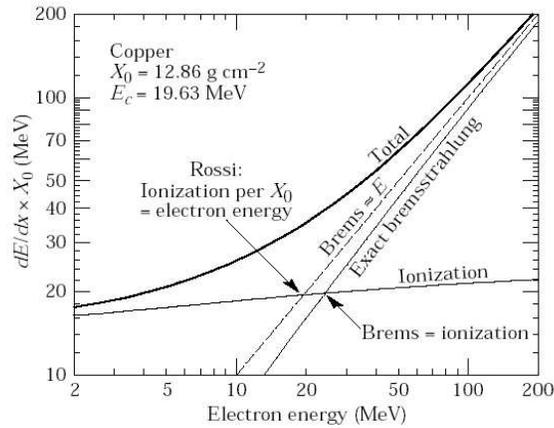


FIG. 2.2: Perte d'énergie en fonction de l'énergie des électrons (dans le cuivre).

2.1.2 Les gerbes hadroniques

Lorsqu'un hadron pénètre dans un bloc de matière dense (typiquement un métal) constituant un calorimètre, une gerbe de particules secondaires est produite. L'énergie incidente est entièrement absorbée, et une petite fraction est convertie en signal dans la partie active du calorimètre (on se limite aux calorimètres à échantillonnage). Par rapport à une gerbe électromagnétique, une gerbe hadronique se distingue par la grande diversité des processus mis en jeu. La nature hadronique de la particule incidente implique que les réactions avec la matière constituant le calorimètre peuvent se faire par interaction faible et forte. On conçoit déjà qu'une partie de l'énergie de la gerbe (emporée par les μ et les ν par exemple) ne contribue pas au signal. En outre, une partie de la gerbe peut se développer suivant des processus purement électromagnétiques (photons produits dans la désintégration des π^0 et des η). Les composantes purement électromagnétique et hadronique de la gerbe donnent généralement des réponses différentes, ce qui conduit à une dégradation de la linéarité et de la résolution dans un calorimètre hadronique. On se propose ici de préciser toutes ces idées, en commençant par décrire le mécanisme de développement d'une gerbe hadronique, puis en analysant la réponse calorimétrique à chacune des différentes composantes de cette gerbe.

2.1.2.1 Développement des gerbes hadroniques

Partie purement électromagnétique

Lorsque l'énergie est suffisamment importante, des particules neutres telles que des π^0 ou des η peuvent être produites. Ces particules se désintègrent très rapidement pour produire plusieurs photons. Ces photons peuvent se matérialiser en paires e^+e^- , qui à leur tour peuvent rayonner des photons suivant les processus indiqués sur la figure 2.1, produisant ainsi une gerbe électromagnétique. La gerbe produite par un hadron contient donc une composante purement électromagnétique et une composante hadronique, se partageant l'énergie totale de la particule incidente. Expérimentalement, on observe que la fraction moyenne f_{π^0} d'énergie emportée par la fraction électromagnétique augmente avec l'énergie incidente E . R.Wigmans a proposé la

paramétrisation suivante pour f_{π^0} :

$$f_{\pi^0} = 0,11 \times \ln(E/1 \text{ GeV})$$

Les fluctuations autour de la valeur f_{π^0} peuvent être considérables d'une gerbe à l'autre. En effet, la fraction f_{π^0} est déterminée par les premières interactions du hadron incident avec la matière. Si un π^0 est produit à la première interaction, la fraction électromagnétique est importante. Dans le cas contraire, elle peut être très faible. On verra dans la suite l'importance du terme f_{π^0} dans l'estimation de la résolution d'un calorimètre hadronique.

Partie hadronique

La discussion s'appuie sur une étude détaillée [15] *. Le processus principal conduisant à la multiplication des particules secondaires est la spallation. Au cours de ce processus, un hadron interagit avec les nucléons d'un atome de la matière constituant le calorimètre. Les nucléons percutés quittent leur position d'équilibre et se déplacent à l'intérieur du noyau, entrant en collision avec d'autres nucléons. Durant cette phase (cascade), des nucléons sont expulsés du noyau. Si l'énergie est suffisante, des pions (ou d'autres hadrons) peuvent être produits. La figure 2.3b indique la multiplicité des protons et des neutrons (*cascade neutrons*) pendant la première phase. Le noyau, laissé dans un état intermédiaire se désexcite dans une deuxième phase appelée évaporation, au cours de laquelle des nucléons (principalement des neutrons) ainsi que des γ sont émis. Pendant la première phase, les protons et les neutrons sont émis dans un rapport équivalent au rapport de ces nucléons dans le noyau ($Z/(Z - A)$). Il en est de même pour la fraction d'énergie portée par chaque type de nucléon. La fraction d'énergie emportée par les protons est par exemple de l'ordre de Z/A , ce qui dans le fer, vaut 57%.

Le développement d'une gerbe hadronique peut être compris qualitativement à partir des figures 2.3 et 2.4. Un hadron incident de haute énergie produit par spallation une cascade de particules secondaires. Parmi ces particules, on trouve des neutrons (en majorité), des protons et d'autres hadrons (pions) avec une multiplicité beaucoup plus faible. Au cours de la spallation, une fraction de l'énergie incidente est également transmise au noyau sous forme d'énergie de recul et d'énergie de liaison (voir figure 2.3a). Les particules secondaires créées sont à leur tour susceptibles de libérer de nouveaux nucléons par spallation, tant que leur énergie est suffisante. Pour les protons, le processus se poursuit jusqu'au moment où la perte par ionisation devient majoritaire. On estime que 90% des protons de moins de 150 MeV perdent toute leur énergie par ionisation (voir figure 2.4). Les neutrons pour leur part ne perdent pas d'énergie par ionisation, et sont produits en nombre environ 2 fois plus important que les protons lors des processus de spallation, tant que l'énergie disponible est supérieure à 20 MeV (la production de protons devenant quant à elle négligeable en dessous de 100 MeV). En dessous de 20 MeV, les neutrons transfèrent leur énergie aux noyaux par diffusion ($n, 2n'$) ou par excitation ($n, \gamma n'$). Les neutrons de très basse énergie finissent par être capturés par les noyaux, après un temps de dérive de l'ordre de 1 μs .

*Les figures extraites de [15] concernent un calorimètre constitué d'uranium. La discussion qualitative qui suit reste valable pour un calorimètre constitué de fer ou de cuivre.

Pour la partie purement hadronique, on peut estimer la répartition de l'énergie suivant les différents processus décrits plus haut. Les fractions d'énergie emportées respectivement par les hadrons chargés (π^\pm , $p...$), par les neutrons et par les γ nucléaires sont données dans la table 2.1 (pour un absorbeur constitué de fer) [15].

	fraction d'énergie
protons de spallation	57%
neutrons ($E < 20$ MeV)	8%
γ nucléaires	3%
Invisible (recoil, énergie de liaison)	32%

TAB. 2.1: Répartition de l'énergie dans les processus purement hadroniques.

Comme pour le cas d'une gerbe électromagnétique, on définit une grandeur caractéristique, appelée longueur d'interaction λ_I , définie comme le libre parcours moyen entre deux interactions nucléaires. Cette longueur est reliée à la masse atomique de la cible :

$$\lambda_I \approx 35 \text{ g.cm}^{-2} \times A^{-1/3}$$

Le maximum de la gerbe (pour ce qui concerne la partie purement hadronique) se situe environ à :

$$t_{max} = x/\lambda_I \approx 0,2 \ln(E/1 \text{ GeV}) + 0,7$$

Selon la direction transversale, on estime que 95% de l'énergie est contenue dans un rayon d'environ $1 \lambda_I$. Pour les matériaux ayant un Z élevé, la longueur d'interaction est beaucoup plus importante que la longueur d'interaction X_0 :

$$\lambda_I/X_0 \approx 0,12 \times Z^{4/3}$$

Par conséquent, la partie électromagnétique d'une gerbe hadronique est plus compacte (longitudinalement et radialement) que la composante purement hadronique.

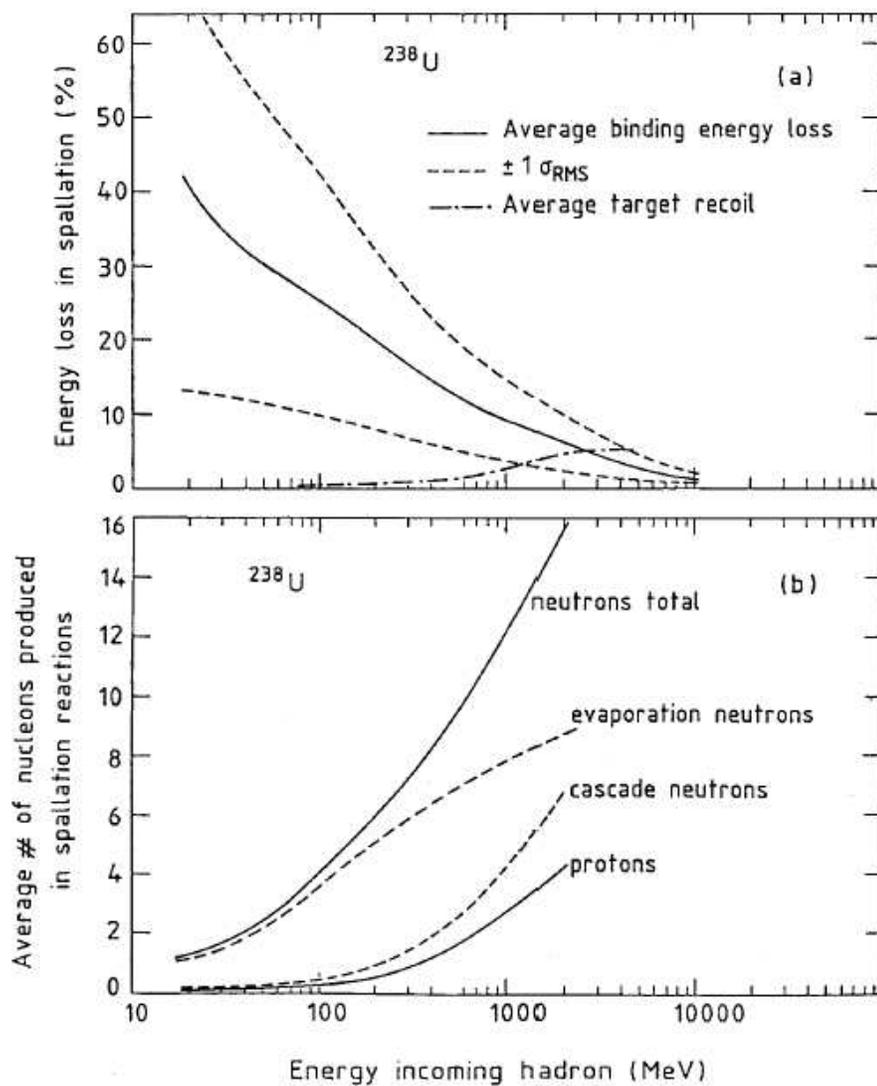


FIG. 2.3: En haut : fraction d'énergie perdue (invisible) au cours du processus de spallation. En bas : multiplicité des particules produites par spallation.

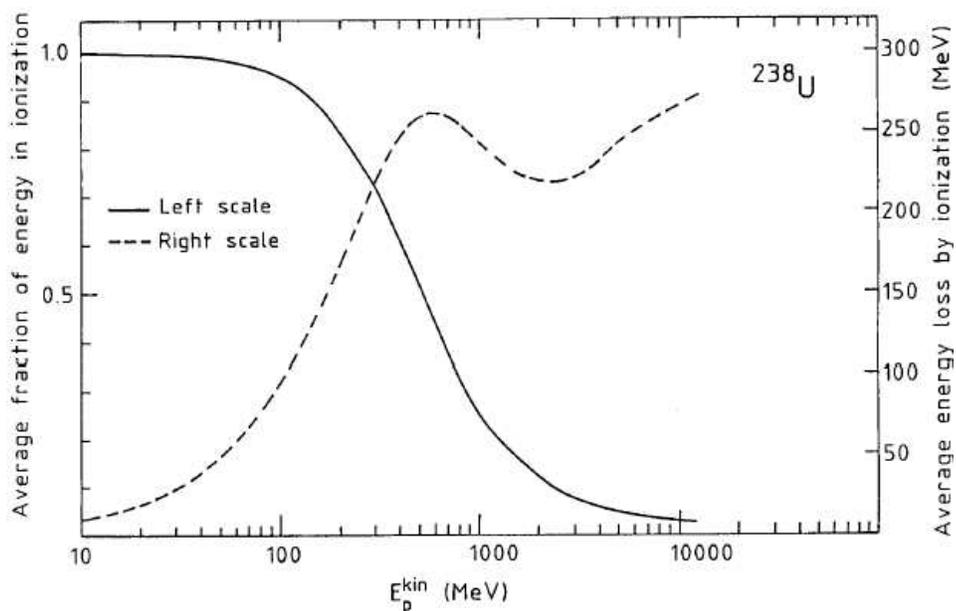


FIG. 2.4: En trait plein : fraction de l'énergie d'un proton déposée par ionisation, avant que celui-ci n'interagisse de façon nucléaire avec un noyau. En trait pointillé : énergie moyenne perdue par un proton par ionisation entre deux interactions nucléaires. L'abscisse représente l'énergie initiale du proton en MeV. Les résultats présentés ont été obtenus pour un calorimètre dont l'absorbeur est constitué d'uranium.

2.1.2.2 Réponse calorimétrique à une gerbe hadronique

Un calorimètre hadronique ne va donner de signal que pour les particules susceptibles d'interagir par ionisation (hadrons chargés, γ). Les neutrons de basse énergie (<20 MeV) peuvent cependant contribuer au signal, dans le cas où le matériau actif contient des protons isolés (scintillateurs organiques). Un signal d'ionisation est alors produit par le recul des protons, dans la diffusion n-p. Une importante fraction d'énergie dissipée sous la forme d'énergie de recul ou de liaison, ne contribue pas au signal. Il en résulte qu'à énergie incidente égale, une gerbe purement électromagnétique produit en général une réponse e plus élevée que la réponse h à une gerbe purement hadronique. Cette caractéristique s'exprime par le rapport e/h , qui constitue une propriété intrinsèque d'un calorimètre. e/h dépend des caractéristiques géométriques du calorimètre (épaisseur des couches passives et actives) ainsi que du choix des matériaux. Un calorimètre est dit compensé lorsque $e/h = 1$.

Le fait que e/h soit différent de 1 a des conséquences importantes sur la linéarité et la résolution d'un calorimètre.

Linéarité

On considère un électron et un pion chargé, de même énergie E pénétrant dans un calorimètre non compensé ($e/h < 1$). On note e et h les réponses que l'on obtiendrait pour une gerbe purement électromagnétique et une gerbe purement hadronique. Soit R_e et R_π les réponses obtenues respectivement pour l'électron et le pion. Les réponses R_e et R_π peuvent s'écrire :

$$R_e = e \times E$$

$$R_\pi = [e.f_{\pi^0} + h.(1 - f_{\pi^0})] \times E$$

où f_{π^0} est la fraction moyenne d'énergie dissipée sous forme électromagnétique dans une gerbe hadronique. Le rapport R_e/R_π peut donc s'exprimer :

$$\frac{R_e}{R_\pi} = \frac{e/h}{1 + (e/h - 1).f_{\pi^0}}$$

Si $e/h < 1$, la réponse d'un calorimètre à un faisceau de pions n'est pas linéaire. La non-linéarité est d'autant plus importante que l'énergie incidente est faible. Pour un pion de 20 GeV, la réponse est environ 17% plus faible que pour un électron de même énergie, si $e/h=1,34$ comme c'est le cas pour TileCal.

Résolution

La fluctuation importante sur le terme f_{π^0} entraîne un élargissement de la réponse calorimétrique à un hadron. Le fait que cette fluctuation soit non-gaussienne détruit la dépendance en $1/\sqrt{E}$ de la résolution en énergie. R.Wigmans montre dans [15] que la dégradation de la résolution peut être paramétrée par un terme b tel que :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$$

Le terme b évolue de façon pratiquement linéaire avec e/h : $b \propto |e/h - 1|$. Si l'on tient compte également de la dégradation de la réponse par le bruit de fond électronique

(indépendant de l'énergie), on obtient finalement :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}$$

La non-compensation réduit les performances d'un calorimètre hadronique. On peut la corriger principalement suivant deux approches. La première consiste à ajuster la valeur e/h à 1, en jouant sur la composition et la géométrie du calorimètre (utilisation d'uranium comme matériau absorbeur par exemple). Dans le deuxième cas, on tente d'appliquer une correction différente selon que la gerbe est dominée par la composante électromagnétique ou hadronique. Cette méthode, appliquée événement par événement, s'appuie sur la capacité à distinguer la nature du dépôt d'énergie. Cette distinction est possible dans la mesure où la densité d'énergie est plus importante dans le cas d'un dépôt électromagnétique que pour un dépôt hadronique. Les références [16] (expérience CDHS) et plus récemment [17] (test en faisceau des calorimètres EMEC/HEC d'ATLAS) sont des exemples illustrant cette méthode de correction de la non-compensation.

Les pertes d'énergie latérales et longitudinales dues au fait qu'une gerbe peut être partiellement contenue, vont dégrader elles aussi la résolution d'un calorimètre. La fluctuation événement par événement sur le point de départ d'une gerbe est plus importante dans la direction longitudinale que dans la direction transversale. Par conséquent, les pertes longitudinales sont celles qui dégradent le plus la résolution. Une relation empirique [12] permet d'estimer cette dégradation. Si la fraction f d'énergie non-contenue dans le calorimètre est inférieure à 30%, la résolution peut s'exprimer :

$$\frac{\sigma}{E} = \left[\frac{\sigma}{E} \right]_{f=0} \times (1 + 4f)$$

2.2 Le calorimètre électromagnétique à Argon liquide

Dans la partie centrale $|\eta| < 1,45$, le calorimètre électromagnétique (LAr) se présente sous la forme d'un cylindre de 47 cm d'épaisseur, ayant un rayon interne de 1,5 m. Le LAr est un calorimètre à échantillonnage, constitué d'une alternance de couches de plomb de 1,5 mm ($\eta < 0,8$) et 1,1 mm ($\eta > 0,8$) d'épaisseur, et de couches d'argon liquide de 2 mm d'épaisseur. La nécessité d'une granularité très fine selon η impose, du fait du grand nombre de voies de lectures, que la connexion des électrodes se fasse radialement. Les électrodes ont une structure en accordéon afin de garantir un échantillonnage convenable des gerbes, tout en permettant une connexion dans la direction radiale. La figure 2.5 représente un module du LAr.

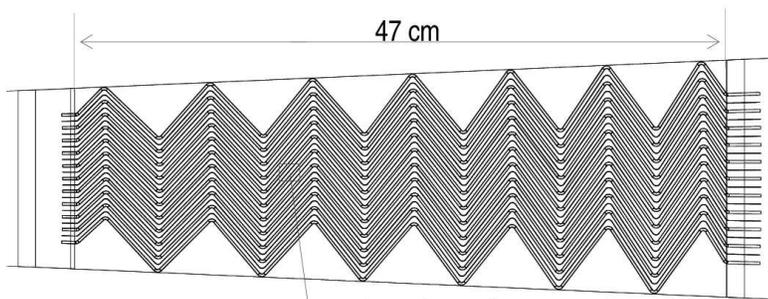


FIG. 2.5: Quelques électrodes du calorimètre électromagnétique LAr.

Le LAr est segmenté longitudinalement en trois couches (*Front*, *Middle* et *Back*) ayant des longueurs de radiations respectives de $4,3X_0$, $16X_0$ et $2X_0$ à $\eta=0$. Un pré-échantillonneur constitué d'une fine couche active d'argon liquide est placé avant les 3 compartiments. Le tableau 4.1 donne les granularités de chaque couche du LAr. La

Couche	Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$
<i>Preshower</i>	$0,025 \times 0,1$
<i>Front</i>	$0,003 \times 0,1$
<i>Middle</i>	$0,025 \times 0,025$
<i>Back</i>	$0,05 \times 0,025$

TAB. 2.2: Granularité du calorimètre électromagnétique LAr.

figure 2.6 montre la segmentation du LAr. Sur cette figure, une moitié du calorimètre est représentée, l'ensemble étant symétrique par rapport à la direction $\eta=0$.

2.2.1 Principe de production du signal

Lorsqu'une particule chargée traverse une couche d'argon liquide, des paires électrons-ions sont créées le long de son parcours. Le nombre de paires créées est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. On appelle potentiel d'ionisation W_0 d'un milieu, l'énergie nécessaire pour produire une paire e^-/ion . Pour l'argon

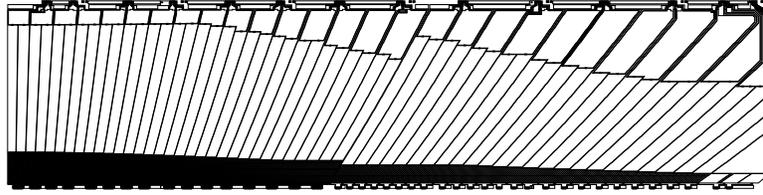


FIG. 2.6: Coupe dans le plan Rz de la partie active du LAr (z est l'axe du faisceau et R est la direction radiale).

liquide, $W_0 = 23,6 \text{ eV}$. Une particule déposant une énergie E dans la partie active du calorimètre produit donc $n = \frac{E}{W_0}$ paires e^-/ion , soit une charge $|Q_0| = 2.e\frac{E}{W_0}$ où e est la charge élémentaire. Les paires produites sont séparées par un champ électrique \mathcal{E} qui règne entre les électrodes de la chambre d'ionisation. La dérive des charges entre les électrodes induit une variation de charge au niveau de celles-ci. Selon le théorème de Shockley-Ramo [18], une charge e dérivant sur une longueur dx entre deux électrodes induit une variation de charge dq sur celles-ci :

$$dq = \frac{e}{L} dx$$

où L est la distance entre les électrodes. La dérive d'une charge entre deux électrodes induit donc un courant $I = \frac{e}{L} v_d$, où v_d est la vitesse de dérive, supposée constante. Ce courant I reste constant pendant toute la durée t_d de dérive de la charge e jusqu'à l'électrode. Dans le cas où n charges sont produites, le courant effectivement induit est la somme des courants induits par la dérive de chacune des charges produites le long du parcours de la particule incidente. Les électrons dérivent environ 1000 fois plus rapidement que les ions, de sorte que le courant induit par ces derniers peut être négligé. A mesure que les électrons dérivent et atteignent l'électrode de plus haut potentiel, la charge totale diminue :

$$Q(t) = Q_0 \cdot \left(1 - \frac{v_d \cdot t}{L}\right) = e \frac{E}{W_0} \cdot \left(1 - \frac{v_d \cdot t}{L}\right)$$

La forme du courant $I(t)$ induit lors du passage d'une particule déposant une énergie E dans l'argon liquide est finalement :

$$I(t) = Q(t) \cdot \frac{v_d}{L} = \frac{e \cdot E \cdot v_d}{W_0 \cdot L} \cdot \left(1 - \frac{v_d \cdot t}{L}\right)$$

Le signal d'ionisation produit par le passage d'une particule déposant une énergie E dans l'argon liquide présente une allure triangulaire (voir figure 2.7). La durée du signal est environ 400 ns, ce qui correspond au temps de dérive maximum d'un électron entre les électrodes*. La mesure de l'amplitude maximale I_{max} (à $t=0$) suffit pour connaître l'énergie E déposée :

$$\frac{I_{max}}{E} = \frac{e \cdot v_d}{W_0 L} = \frac{e}{W_0} \cdot v_d \cdot \frac{\mathcal{E}}{V} \quad (2.10)$$

* $v_d=4508 \text{ m/s}$ pour une différence de potentiel de 2 kV entre les électrodes. L'épaisseur d'argon liquide entre les électrodes est environ 2 mm. Le temps de dérive maximum vaut donc environ 400 ns.

où V représente la différence de potentiel appliquée entre les électrodes. E correspond ici à l'énergie déposée dans la partie active du calorimètre. On doit également prendre en compte la fraction d'énergie invisible, déposée dans le matériau absorbeur. On appelle fraction d'échantillonnage f_{sample} le rapport entre l'énergie visible et l'énergie totale déposée dans le calorimètre. f_{sample} peut être obtenue par une simulation de la réponse du calorimètre. Le rapport de conversion entre le courant et l'énergie totale déposée par une particule s'exprime donc :

$$F_{\mu A \rightarrow MeV} = \frac{1}{I_{max}/E \times f_{sample}} \quad (2.11)$$

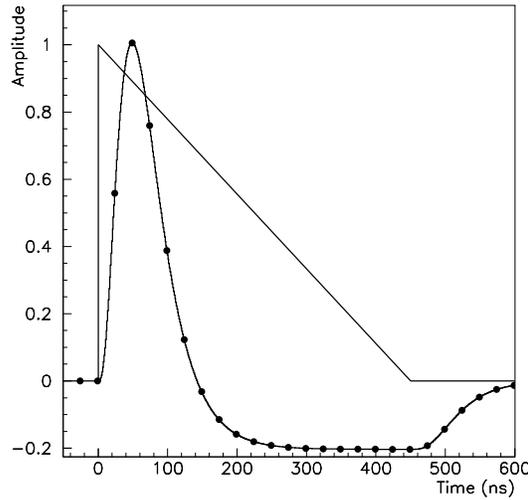


FIG. 2.7: Signal d'ionisation dans l'argon liquide (triangulaire), et signal après mise en forme (pic avec palier négatif).

2.2.2 Reconstruction du signal calorimétrique

2.2.2.1 Electronique de traitement

Le signal d'ionisation est traité au niveau de l'électronique frontale (Front End Board) schématisée sur la figure 2.8. Trois circuits de mise en forme (shaper) avec des gains différents (bas, moyen et haut) réalisent le traitement du signal d'ionisation. Après cette mise en forme, le signal se présente sous la forme d'un pic étroit (100 ns), suivi d'un long plateau négatif (400 ns) (voir figure 2.7). L'amplitude maximale du pic est toujours proportionnelle à l'énergie déposée. La présence du plateau négatif simplifie la réjection de l'empilement [19]. Le signal mis en forme est ensuite échantillonné à une fréquence de 40,08 MHz (5 échantillons), puis numérisé par un *ADC* après la décision du premier niveau de déclenchement. L'amplitude numérisée de chaque échantillon est finalement envoyée aux *RODs* (*ReadOut Drivers*) via une liaison par fibre optique.

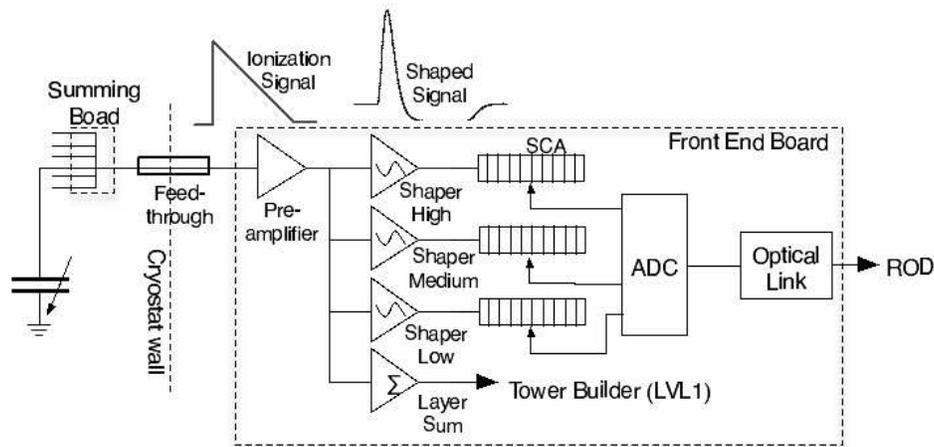


FIG. 2.8: Schéma de l'électronique de traitement du signal (Front End Board) du calorimètre électromagnétique LAr.

2.2.3 Algorithmes de filtrage

L'énergie déposée dans une cellule est strictement proportionnelle à l'amplitude maximale du pic d'ionisation. La mesure de l'énergie nécessite donc de reconstruire le signal d'ionisation à partir des amplitudes (numérisées) des différents échantillons. Lors du faisceau test de 2004, deux méthodes de reconstruction ont été utilisées.

Ajustement parabolique (*parabola fit*)

Le pic d'ionisation (mis en forme) est approximé par un polynôme de degré 2. Seuls les 3 échantillons de plus grandes amplitudes sont considérés. Le maximum du pic ADC_{pic}^{para} est déduit à partir de cet ajustement.

Filtrage optimal (*Optimal Filtering*)

Le signal S est paramétré par une combinaison linéaire des 5 échantillons S_i :

$$S = \sum_{i=1}^5 a_i (S_i - P) \quad (2.12)$$

$$S \cdot \tau = \sum_{i=1}^5 b_i (S_i - P) \quad (2.13)$$

Dans les relations 2.12 et 2.13, P représente la valeur du piédestal et τ est la phase du signal (retard entre le déclenchement de l'acquisition et le moment où le pic d'ionisation mis en forme atteint son maximum). a_i et b_i sont des poids, déterminés à partir de la forme normalisée du pic d'ionisation, de sa dérivée par rapport au temps, et du bruit de l'électronique [21]. Une fois calculés, ces poids sont stockés dans une base de données afin de pouvoir être utilisés au moment de la reconstruction.

2.2.4 Calibration du signal à l'échelle électromagnétique

Après la procédure de filtrage (*optimal filtering* ou *parabola fit*), on dispose d'une mesure ADC_{pic} du pic d'ionisation en coups ADC. Une procédure de calibration est nécessaire pour convertir ADC_{pic} en énergie. Cette conversion utilise un dispositif de calibration[20] (calibration board) représenté schématiquement sur la figure 2.9. Ce système permet d'injecter à l'entrée de la chaîne d'acquisition, une impulsion de courant d'amplitude connue, et dont la forme est similaire (mais pas identique) à celle que produit le passage d'une particule dans une cellule. L'amplitude du pic de courant injecté I_{inj} est ajustée par l'intermédiaire d'un convertisseur numérique-analogique DAC possédant une dynamique de 16 bits. L'impulsion de calibration est distribuée au niveau des cellules du calorimètre au travers d'une matrice de résistances R_{inj} . Connaissant la valeur DAC , le courant I_{inj} injecté s'exprime :

$$I_{inj} = DAC \times \frac{5 V}{(2^{16} - 1) \cdot R_{inj}} \quad (2.14)$$

Les courants produits par le système de calibration et par le passage d'une particule ont des allures différentes (décroissance linéaire pour le signal physique et décroissance exponentielle pour le signal de calibration). Cette différence persiste après mise en forme, et doit être prise en compte dans la procédure d'étalonnage de la réponse du calorimètre.

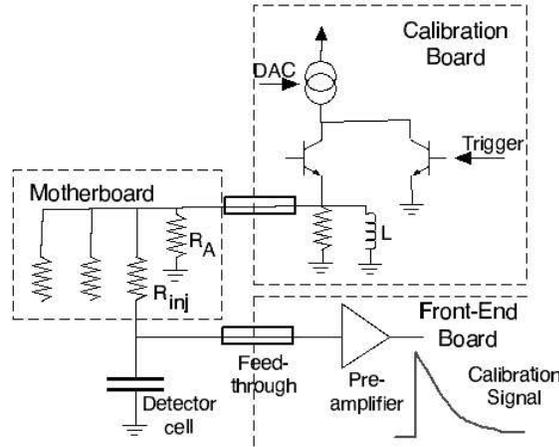


FIG. 2.9: Schéma du dispositif de calibration (calibration board).

L'énergie E déposée dans une cellule est déterminée en appliquant à la valeur mesurée ADC_{pic} , une série de facteurs de conversion :

$$E = ADC_{pic} \times \frac{M_{phys}}{M_{cali}} \times F_{ADC \rightarrow DAC} \times F_{DAC \rightarrow \mu A} \times F_{\mu A \rightarrow MeV} \quad (2.15)$$

Dans cette relation, M_{phys}/M_{cali} est le rapport de l'amplitude du signal de calibration à celui prédit pour la physique. Ce terme est obtenu par la simulation. $F_{ADC \rightarrow DAC}$ est le rapport entre la valeur du courant injecté (exprimé unité de DAC) et la réponse reconstruite (*parabola fit*, ou *optimal filtering*), donnée en coups ADC .

$F_{DAC \rightarrow \mu A}$ convertit le signal de calibration DAQ en μA , selon l'équation 2.14. Enfin, le terme $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ assure la conversion du courant induit, en unité d'énergie. Cette conversion, qui tient également compte de la fraction d'échantillonnage, est donnée par l'équation 2.11.

L'énergie obtenue après application des facteurs 2.15, est calibrée à l'échelle électromagnétique.

2.3 Le calorimètre hadronique TileCal

Le calorimètre hadronique TileCal se compose de trois parties cylindriques, appelées tonneaux. La partie centrale couvre une région en η allant de -1 à 1. Deux tonneaux dits étendus complètent la couverture en η jusqu'à $\approx 1,7$. Les tonneaux se composent de 64 secteurs, nommés modules. La figure 2.10 représente en coupe, un quart du calorimètre. On peut voir, sur cette figure, la moitié d'un module de la partie centrale, puis un module du tonneau étendu. L'ensemble est symétrique par rapport à la direction $\eta=0$, et par rapport à la ligne de faisceau. Au total, TileCal se compose de 64 modules dans la partie centrale, et de $2 \times 64 = 128$ modules dans les tonneaux étendus.

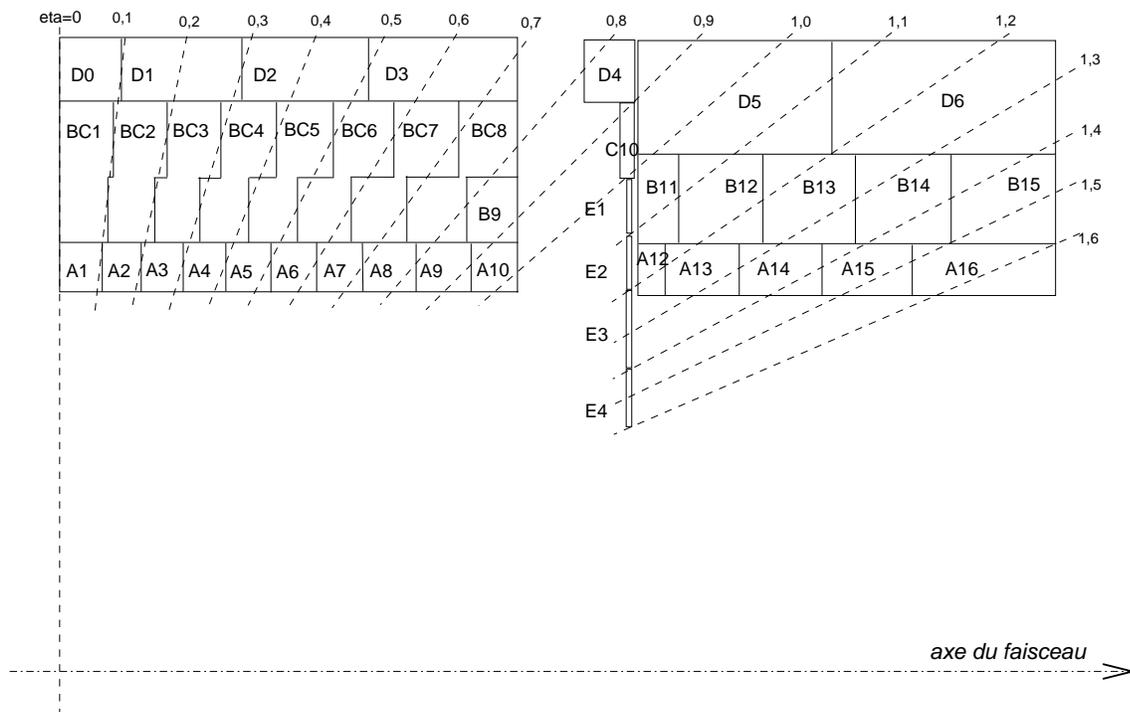


FIG. 2.10: Vue en coupe d'un quart du calorimètre TileCal.

TileCal est segmenté en 3 couches A , BC et D dans la direction radiale. Chaque couche est divisée en cellules (voir figure 2.10) de dimensions 0,1 en unité de η pour les couches A et BC , et 0,2 pour la couche D .

Comme cela a déjà été mentionné, TileCal est un calorimètre à échantillonnage constitué d'une succession de couches d'absorbeurs (fer) et de couches actives (tuiles scintillantes). Radialement, un module comporte 11 rangées de tuiles scintillantes trapézoïdales [23], séparées par des couches de fer (*spacer plates* et *master plates*). Le schéma de la figure 2.11 montre, pour la moitié d'un module central, la disposition des 11 rangées de tuiles ainsi qu'une vue détaillée d'une période d'absorbeurs et de tuiles. L'originalité dans la conception de TileCal, tient au fait que les périodes sont disposées perpendiculairement à l'axe du faisceau (voir figure 2.11), de sorte que la lumière des tuiles est collectée par des fibres optiques disposées radialement dans le module. Une telle disposition permet la lecture d'un nombre important de voies

(ce qui serait beaucoup plus difficile si les périodes étaient orientées parallèlement à l'axe du faisceau). L'orientation des tuiles permet en outre de placer l'électronique de traitement au sommet des modules, dans une région peu irradiée. En contrepartie, la fraction d'échantillonnage dépend fortement de la pseudo-rapacité [22] (surtout pour $\eta < 0,1$).

Pour chaque tuile, la lumière est collectée par deux fibres, situées de part et d'autre du module. Une cellule est définie en regroupant les fibres issues de différentes tuiles en 2 torons (un pour chaque côté du module).

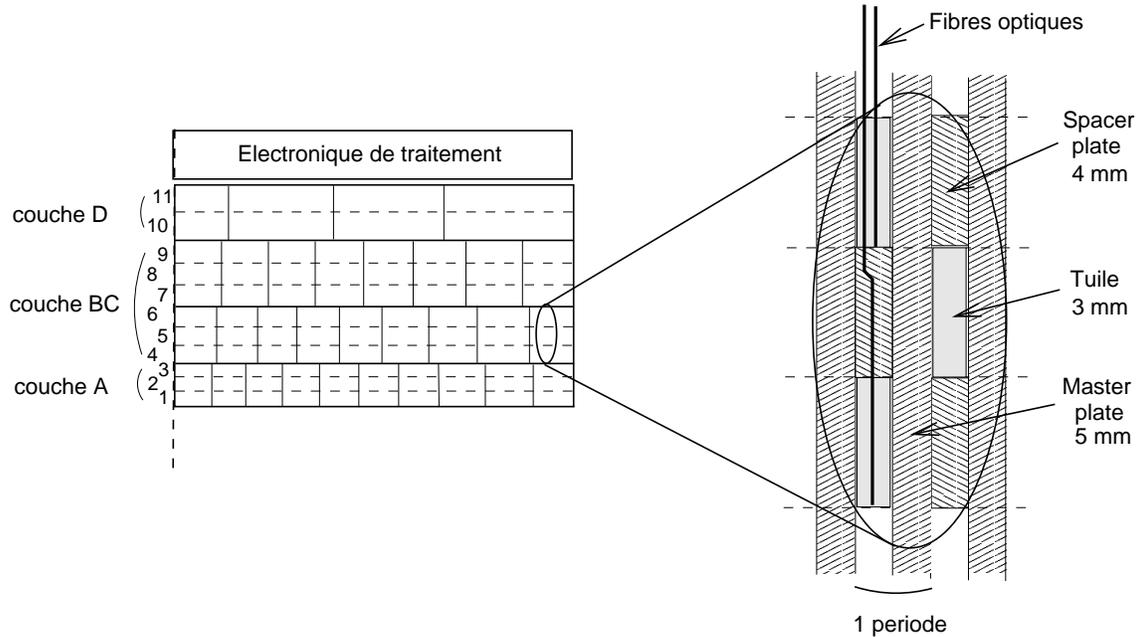


FIG. 2.11: Schéma montrant la disposition des tuiles scintillantes dans un module du TileCal.

2.3.1 Principe de production du signal

Les tuiles scintillantes sont composées de polystyrène dopé au *PTP* (1,5%) et au *POPOP* (0,04%). Le passage d'une particule provoque l'excitation des molécules du milieu. Une faible fraction ($\approx 3\%$) des molécules se désexcitent en produisant des photons dans le domaine des UV (230 nm). Ces photons sont absorbés par les composés dopants, et ré-émis dans le domaine visible (lumière bleue). La quantité de lumière produite est liée à l'énergie de la particule incidente par la loi de Birks :

$$\frac{dL}{dE} = L_0 \frac{dE/dx}{1 + k_B dE/dx}$$

où L est la luminance, L_0 la luminance obtenue pour une faible densité d'ionisation et k_B une constante dépendant du scintillateur utilisé.

Comme indiqué plus haut, la lumière de scintillation produite par une tuile est récupérée par fibres optiques. Les fibres utilisées ont la propriété d'absorber la lumière de scintillation des tuiles, et de la ré-émettre à une fréquence de 480 nm (vert),

pour laquelle la sensibilité des photomultiplicateurs est meilleure. Le temps de réponse de la partie optique constituée par les tuiles scintillantes et les fibres est de l'ordre de 10 ns. La lumière issue des fibres, regroupées en un toron, est envoyée sur un photomultiplicateur (PM)*. Un bloc de plexiglas (*light mixer*) placé avant la face d'entrée du PM permet d'uniformiser la réponse de ce dernier. Pour chaque PM, le nombre de photo-électrons produits est environ de 30 par GeV [24].

2.3.2 Reconstruction du signal

2.3.2.1 Electronique de traitement

Chaque module de TileCal contient sa propre électronique de traitement, indépendante des autres modules. L'ensemble de l'électronique d'un module est placée sur deux supports allongés appelés tiroirs. Chaque tiroir comporte 24 emplacements pour les PM (selon le type de tiroir, certains emplacements restent vides). Deux tiroirs sont connectés ensemble pour former un super-tiroir. La figure 2.12 montre une vue éclatée et partielle d'un tiroir (on ne voit que 10 emplacements pour les photomultiplicateurs, au lieu de 24). Les tiroirs sont insérés dans l'emplacement situé au sommet des modules. Chaque PM se trouve alors en face d'un toron de fibre.

Chaque photomultiplicateur (avec son *light mixer*) est placé à l'intérieur d'un cylindre en fer (bloc PM), doublé d'un blindage en μ -métal, afin de garantir une protection contre le champ magnétique produit par les toroïdes. La carte de distribution des hautes tensions aux différents étages du photomultiplicateur, ainsi qu'une carte de contrôle et de traitement appelée «3 en 1» dont il sera question plus loin, sont également incluses à l'intérieur du bloc PM.

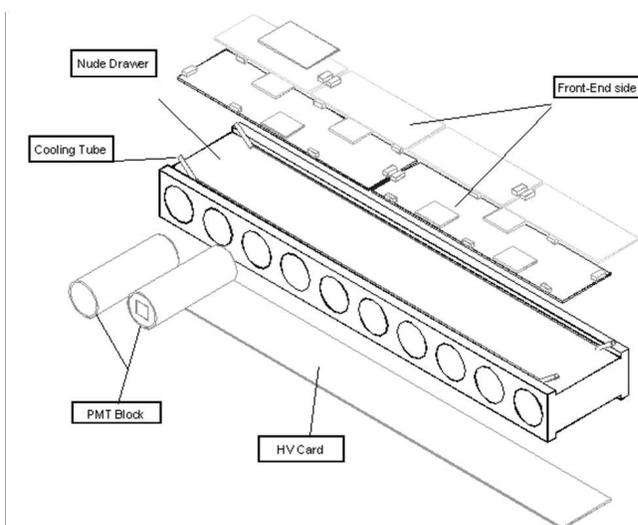


FIG. 2.12: Vue éclatée d'un tiroir du calorimètre hadronique TileCal.

Les fonctions assurées par l'électronique placée au niveau du TileCal peuvent être résumées de la façon suivante :

*Modèle R5900 produit par la société Hamamatsu.

- distribution de la haute tension aux photomultiplicateurs. Pour atteindre les performances désirées, le gain des PM ne doit pas varier de plus de 1%. On souhaite également pouvoir ajuster le gain de chacun des PM, de manière à permettre l'uniformisation de la réponse des différentes cellules du TileCal.
- reconstruction rapide du signal pour le premier niveau de déclenchement et l'identification des régions d'intérêt dans le calorimètre.
- numérisation du signal dans le cas où l'événement est accepté par le niveau 1 de déclenchement.
- calibration et suivi de la linéarité et de la stabilité de la chaîne de mesure, allant des tuiles au signal numérisé.

La figure 2.13 représente schématiquement les principaux éléments de l'électronique du TileCal.

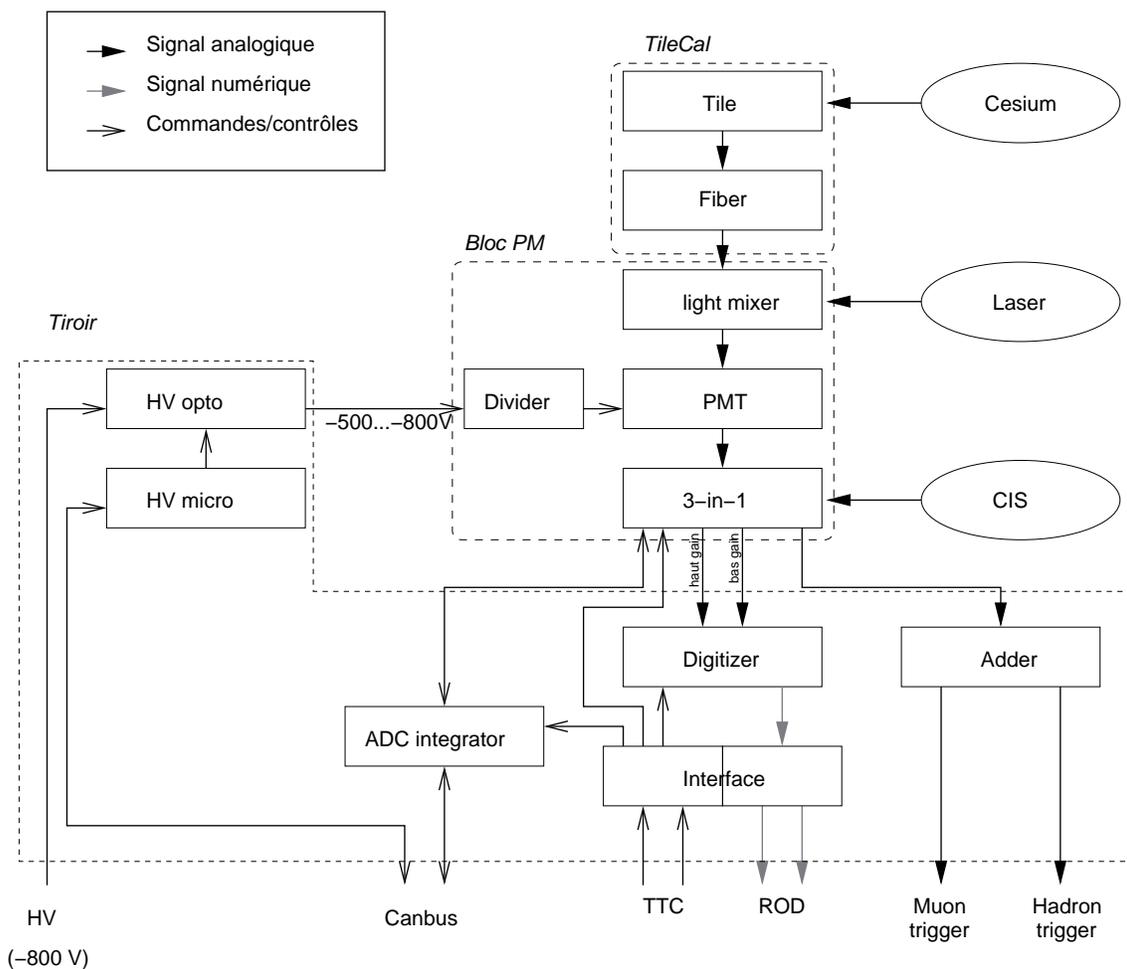


FIG. 2.13: Schéma de l'électronique du calorimètre TileCal.

La carte *HVmicro* (1 par super-tiroir)

Par l'intermédiaire du bus de communication *CANbus*, cette carte permet de contrôler la distribution des hautes tensions fournies aux PM. La carte *HVmicro* possède une mémoire programmable de type EEPROM, contenant les valeurs nominales des hautes tensions à appliquer.

La carte *HVopto* (2 par super-tiroir)

Cette carte reçoit la consigne de haute tension venant de la carte *HVmicro*. La haute tension d'entrée (-800 V) est alors régulée (à 0,2 V près), ajustée à la valeur de la consigne (pour chaque PM), puis distribuée à chacun des PM. Chacune des cartes *HVopto* d'un super tiroir permettent d'alimenter au maximum 24 PM.

La carte *Divider* (1 par PM)

Chaque PM est connecté sur une carte *Divider*. Cette carte est un pont diviseur de tension, qui à partir de la haute tension régulée venant de la carte *HVopto*, fournit les tensions à chaque étage du PM.

La carte *3-in-1* (1 par PM)

Cette carte assure les trois fonctions suivantes (d'où son nom) :

- mise en forme du signal du PM
- injection de charges (*Charge Injection System*)
- intégration du signal du PM

Les deux derniers points concernent le système de calibration du calorimètre, et seront discutés dans la section 2.3.3. L'électronique de mise en forme transforme le signal de sortie du PM en un signal dont la hauteur et l'intégrale (à laquelle est soustraite la valeur du piédestal) sont directement proportionnelles à l'énergie déposée dans la cellule. A la sortie du circuit de mise en forme (dans la carte *3-in-1*), le signal est amplifié selon deux gains différents (haut gain, bas gain). Entre les sorties bas gain et haut gain, le facteur d'amplification vaut 64. La figure 2.14 montre la forme (normalisée) du signal analogique issu de la carte *3-in-1*, pour un événement de type physique. La largeur à mi-hauteur est environ de 50 ns, quelle que soit la hauteur du pic.

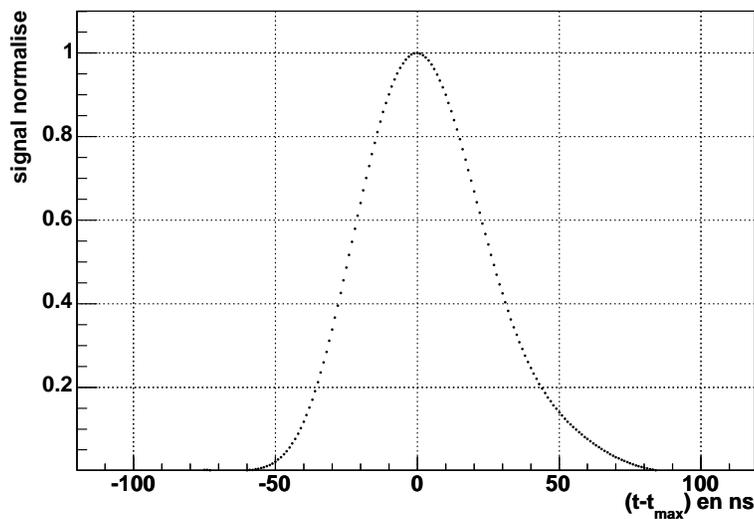


FIG. 2.14: Forme du signal (normalisé) à la sortie de la carte *3-in-1*. t_{max} correspond au temps pour lequel le signal passe par son maximum.

La carte *Digitizer* (6 à 8 par super-tiroir)

C'est au niveau de cette carte qu'est réalisée la numérisation du signal analogique venant des sorties haut gain et bas gain de la carte *3-in-1*. Chaque carte *Digitizer* possède 6 voies auxquelles sont connectées les sorties des cartes *3-in-1*. Un circuit *TTCrx* (*Timing Trigger Control Receiver*) servant à décoder l'information *TTC* (*Timing Trigger Control*) apportée par l'intermédiaire de la carte *Interface* est également inclut à la carte *Digitizer*. La numérisation des signaux (haut et bas gains) est assurée par deux circuits *ADC* ayant une dynamique de 10 *bits*. Le choix du gain assurant la meilleure dynamique est effectué automatiquement. L'échantillonnage du signal est fait toutes les 25 ns, le nombre total d'échantillons étant programmable. Le signal numérisé est enregistré dans une mémoire tampon (pendant 2,5 μ s) en attendant la décision du système de déclenchement de niveau 1 (transmise par le *TTCrx*), puis envoyé à la carte *Interface* si l'événement est accepté. La figure 2.15 montre un exemple de signal numérisé, obtenu à la sortie de la carte *Digitizer*.

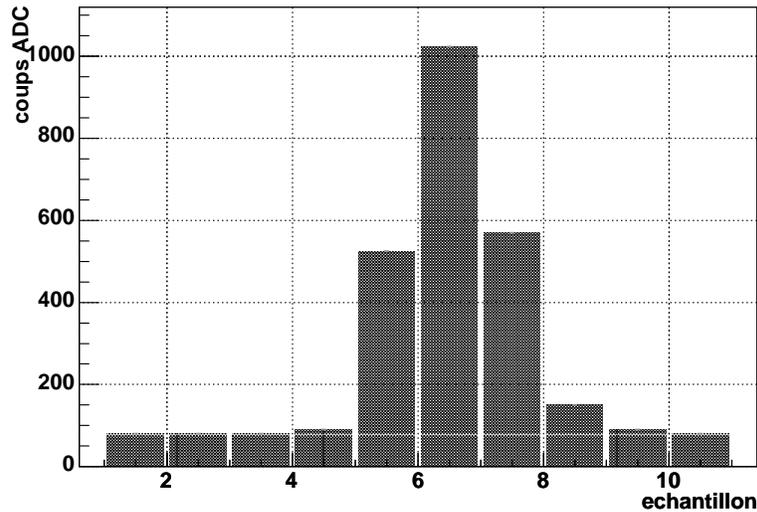


FIG. 2.15: Forme du signal à la sortie (haut gain) de la carte *Digitizer*.

La carte *Interface* (1 par super-tiroir)

Il s'agit d'une interface opto-électronique. Cette carte reçoit l'information *TTC* par 2 fibres optiques*, la convertit en signal électrique pour la distribuer aux différents circuits *TTCrx*. La carte *Interface* reçoit également les signaux numérisés issus des cartes *Digitizer*. Ces signaux sont convertis en impulsions lumineuses, et envoyés en série aux *RODs* (*ReadOut Drivers*) par l'intermédiaire de 2 fibres optiques (redundantes).

La carte *Adder* (7 à 9 par super-tiroir)

Au niveau de chaque carte *Adder* d'un super-tiroir, sont connectées jusqu'à 6 voies de lectures (sorties analogiques des cartes *3-in-1*) qui correspondent aux cellules situées dans une tour projective en η . La carte *Adder* réalise la somme analogique des signaux issus des PM d'une même tour. Le tableau 2.3 indique le nom des cellules qui composent les tours projectives, pour les modules centraux et étendus de *TileCal***.

Chaque carte *Adder* possède 2 sorties. La première, appelée *Hadron trigger*, renvoie le signal mesuré dans chaque tour. La seconde sortie (*Muon trigger*) donne le signal mesuré dans chacune des cellules de la dernière couche du *TileCal*. Ces informations sont envoyées au système de déclenchement de niveau 1.

n° de la tour	Cellules du tonneau central	Cellules du tonneau étendu
1	A1, BC1, D0	E1, E2, E3, E4
2	A2, BC2, D1	C10, D4, D5
3	A3, BC3, D1	B11, D5
4	A4, BC4, D2	A13, B13, D6
5	A5, BC5, D2	A12, B12, D6
6	A6, BC6, D3	A14, B14
7	A7, BC7, D3	A15, A16, B15
8	A9, A10, B9	

TAB. 2.3: Définition des tours projectives dans *TileCal*.

La carte *ADC integrator* est utilisée pour la calibration de la réponse, et sera décrite ultérieurement.

2.3.2.2 Algorithmes de filtrage

A la sortie des cartes *Digitizer* on dispose, pour chaque voie de lecture, des valeurs numérisées S_i des n échantillons relevés chaque 25 ns à partir du déclenchement de l'acquisition. Des algorithmes dits de filtrage sont utilisés afin d'extraire du signal échantillonné, la phase[†], ainsi qu'une grandeur proportionnelle à l'énergie déposée dans la cellule (amplitude maximale, ou surface du pic après mise en forme par

*L'information est doublée afin de ne pas perdre le contrôle d'un super-tiroir si l'une des fibres est rompue.

**Chaque tour représente une région $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0,1 \times 0,1$.

[†]Temps séparant le déclenchement de l'acquisition et le maximum du signal à la sortie du circuit de mise en forme de la carte *3-in-1*.

la carte *3-in-1*). Plusieurs méthodes de reconstruction sont envisageables. Voici 3 d'entre elles, par ordre de complexité croissante :

Flat filter [25]

Le signal reconstruit R correspond à la somme de 5 échantillons S_i consécutifs donnant la plus grande valeur. La valeur du piédestal, prise égale au signal du premier échantillon S_1 , est soustraite aux autres échantillons :

$$R = \max \sum_{i=l}^{l+5} (S_i - S_1)$$

La méthode *Flat filter* est rapide et simple, mais ne permet pas de reconstruire précisément la phase du signal dans une voie.

Fit filter [26]

Cette méthode réalise un ajustement des valeurs échantillonnées par une fonction de référence correspondant à la forme attendue du signal en sortie des cartes *3-in-1* :

$$f(t) = R_{max} \times g(t - \tau) + b$$

$g(t)$ représente la forme normalisée du signal en sortie de la carte *3-in-1* (voir figure 2.14). τ correspond à la phase du signal, b est la valeur du piédestal et R_{max} représente l'amplitude maximale. La méthode *Fit filter* a été utilisée au cours de l'analyse des données du test en faisceau de 2004.

Optimal filter [27]

C'est une méthode de pondération permettant de reconstruire les paramètres du signal (amplitude et phase), tout en minimisant l'effet du bruit de fond de l'électronique. Le signal R et la phase τ sont exprimés comme une combinaison linéaire des valeurs enregistrées dans chacun des n échantillons S_i :

$$R = \sum_{i=1}^n a_i S_i$$

$$R \times \tau = \sum_{i=1}^n b_i S_i$$

a_i et b_i sont des facteurs de pondération dépendant de la forme du signal (figure 2.14) et du bruit de l'électronique. Ces facteurs doivent être déterminés voie par voie, et stockés dans une base de donnée. Une fois ces poids déterminés, la méthode *Optimal filter* est plus rapide que la méthode *Fit filter*, et donne des résultats similaires.

2.3.3 Systèmes de calibration de la réponse calorimétrique

2.3.3.1 Le système d'injection de charges (*CIS*)

Parmi les 3 fonctions déjà mentionnées de la carte *3-in-1*, l'injection de charge est dédiée à la calibration de la chaîne électronique. Par l'intermédiaire du bus de

communication *CANbus* ou du signal *TTC*, il est possible de commander l'injection d'une charge connue avec une grande précision, directement à l'entrée du circuit de mise en forme. Le signal résultant est reconstruit de la même façon qu'un signal venant du PM (numérisation par les *digitizers*, conversion en signal optique). Le système d'injection de charge permet à la fois de calibrer la réponse de la chaîne électronique, et de suivre l'évolution de cette réponse au cours de la prise des données.

La charge Q est injectée en déchargeant une capacité C_{inj} . Si V_i est la tension sous laquelle la capacité C_{inj} est chargée, alors Q s'exprime :

$$Q_{inj} = V_i \times (C_{inj} + C_0)$$

où $C_0=0,13$ pF est la capacité du circuit d'injection. Deux valeurs de C_{inj} sont disponibles : 5 ou 100 pF. La tension V_i est commandée par un convertisseur numérique-analogique (*DAC*) ayant une dynamique de 10 bits. La tension maximale accessible vaut $V_{max}=8,192$ V. La capacité injectée Q_{inj} en fonction de la valeur d'entrée N_{DAC} du *DAC* peut donc s'écrire :

$$Q_{inj} = \frac{N_{DAC}}{1023} \times V_{max} \cdot (C_{inj} + C_0)$$

Durant la procédure d'étalonnage, la réponse R de l'électronique est reconstruite (suivant l'un des algorithmes de filtrage décrits précédemment) pour différentes valeurs de la charge injectée. La caractéristique $R = f(C_{inj})$ ainsi obtenue permet de connaître le facteur de conversion $k_{ADC \rightarrow pC}$ entre la réponse R , exprimée en coups *ADC* et la charge injectée. Il est important de remarquer que la mesure de R en coups *ADC* n'a pas la même signification suivant l'algorithme de filtrage employé. Par contre, après l'application du facteur de conversion $k_{ADC \rightarrow pC}$ approprié, la réponse de l'électronique est exprimée dans une échelle qui ne dépend plus du type de reconstruction effectuée.

Le dispositif d'injection de charges permet également de corriger la non-linéarité de la réponse de la chaîne pour les signaux trop élevés provoquant une saturation de l'électronique de traitement. Cette correction permet d'accroître la gamme d'énergie observable, en gardant une non-linéarité de la réponse inférieure à 1%.

Enfin, il est prévu, durant le fonctionnement d'ATLAS, d'injecter à intervalles réguliers (entre les trains de particules) une charge constante. Ceci permettra de suivre l'évolution de la réponse de TileCal en fonction du temps, et d'appliquer une correction en cas de dérive. Au cours du faisceau-test de 2004, le suivi de la réponse selon cette méthode a pu être testé. On montre que le facteur $k_{ADC \rightarrow pC}$ est resté stable au niveau du pour-mille [28].

2.3.3.2 Le Laser

[29] Une fibre optique permet d'envoyer un faisceau laser sur la face d'entrée de chaque photomultiplicateur (au travers du *light mixer*). Le signal issu du PM est reconstruit de la même façon que le signal physique (numérisation au niveau des *digitizers*). Le système laser permet de réaliser des tests de stabilité et de linéarité de la réponse des différents canaux du TileCal. Par rapport au dispositif d'injection de charge, le système laser permet de contrôler la stabilité du gain des PM.

2.3.3.3 Le césium

[30] Les tuiles scintillantes du calorimètre TileCal sont percées de 2 trous de 9 mm de diamètre, par lesquelles peut circuler une source de césium ^{137}Cs rayonnant des photons γ de 662 keV (voir figure 2.16). La source est contenue à l'intérieur d'une capsule qui se déplace, propulsée au moyen d'un système hydraulique, au travers de toutes les tuiles du calorimètre. Au niveau des cartes *3-in-1*, les signaux des PM sont intégrés pendant le passage de la source Cs au travers des cellules. Ce signal intégré est ensuite numérisé par la carte *ADC integrator* et envoyé par l'intermédiaire du bus de communication *CANbus*.

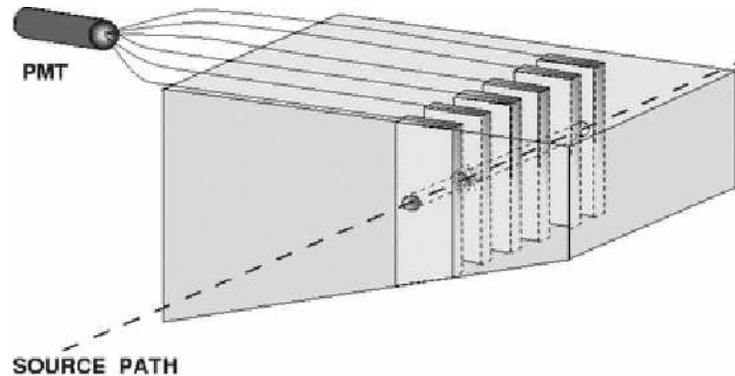


FIG. 2.16: Schéma du parcours de la source radioactive dans les tuiles scintillantes du TileCal.

Le système de calibration par une source de Cs permet de tester l'ensemble de la chaîne de mesure, allant des tuiles jusqu'à l'électronique de traitement. Les objectifs de ce système sont les suivants :

- contrôle de la qualité du couplage entre les tuiles et les fibres,
- uniformisation de la réponse des cellules,
- suivi de la stabilité à long terme de la réponse.

2.3.4 Calibration des cellules à l'échelle électromagnétique dans TileCal

Après reconstruction du signal par un algorithme de filtrage (*fit filter* ou *flat filter*), on dispose d'une réponse en énergie qui s'exprime en unités *ADC*. Le système d'injection de charge permet de convertir cette réponse en pC. Une procédure doit ensuite être appliquée pour convertir cette charge en une énergie. Cette conversion est faite à partir des données prises en faisceau test.

Environ 12% des modules de TileCal ont été exposés à un faisceau d'électrons (10, 20, 50, 100, 180 GeV) sous différentes incidences (20°, 90°, ou projectif en η). Dans chacun des cas, la réponse calorimétrique R_e^{pC} , exprimée en pC, a été mesurée. Le facteur de conversion $k_{pC \rightarrow GeV}$ est obtenu à partir du rapport entre R_e^{pC} et l'énergie incidente des électrons. Le tableau 2.4 indique les valeurs de $k_{pC \rightarrow GeV}$ pour les différentes incidences envisagées [26]. L'énergie est reconstruite ici par la méthode *fit filter*. La réponse aux électrons est supérieure pour une incidence de 90° (faisceau

Incidence	$\langle k_{pC \rightarrow GeV} \rangle$ en pC/GeV
20°	$1,046 \pm 0,002$
projectif en η	$1,046 \pm 0,004$
90°	$1,082 \pm 0,004$

TAB. 2.4: Facteur de conversion des pC en GeV, pour les différentes incidences du faisceau d'électrons.

perpendiculaire aux tuiles). Cet effet est connu, et tient au fait que le rapport e/mip (réponse aux électrons en nombre de particules au minimum d'ionisation) décroît quand la fraction d'échantillonnage diminue. En pratique, la réponse aux électrons à 90° n'est pas utilisée pour la définition de l'échelle d'énergie.

La réponse en énergie R^{GeV} , calibrée à l'échelle électromagnétique dans TileCal, est calculée par la relation :

$$R^{GeV} = \frac{R^{pC}}{\langle k_{pC \rightarrow GeV} \rangle}$$

L'échelle électromagnétique ainsi définie présente l'avantage d'être reproductible par la simulation. Il est donc possible de comparer les données réelles et la simulation, dans la même échelle de mesure. Dans toute la suite, les énergies exprimées en GeV dans TileCal sont implicitement calibrées à l'échelle électromagnétique.

Chapitre 3

Bilan des tests de l'électronique des modules de TileCal

Le calorimètre hadronique TileCal compte au total 192 modules (2×64 modules pour les tonneaux étendus et 64 pour la partie centrale). Comme cela a été décrit dans la section 2.3, l'électronique frontale, fixée sur une structure appelée super-tiroir, est insérée dans chaque module du TileCal. Sachant que les modules de la partie centrale contiennent chacun 2 super-tiroirs, le nombre total de super-tiroirs insérés dans le calorimètre est de 256. Tous ces super-tiroirs ont été certifiés au moment de leur assemblage à Clermont-Ferrand, puis au moment de leur insertion au CERN, dans les modules du TileCal*. Au CERN, les tests sont effectués au moyen d'un banc test mobile appelé MobiDICK (pour *Mobile Drawer Integrity CheckKing system* [31]). Tous les résultats des tests ont été enregistrés, et peuvent être consultés et ré-analysés à tout moment. Dans ce chapitre, on se propose de synthétiser les résultats des tests effectués sur l'ensemble des super-tiroirs du calorimètre TileCal. Cette synthèse a pour but d'estimer la dispersion des caractéristiques des 256 super-tiroirs testés.

Ce chapitre commence par une description sommaire du banc-test MobiDICK. Les différents tests réalisés sont ensuite explicités, puis la synthèse des résultats des 256 super-tiroirs présentée.

3.1 Le banc-test MobiDICK

Le système MobiDICK est un banc-test portable ($50 \times 33 \times 41$ cm³, 20 kg) permettant de tester l'ensemble des fonctions de l'électronique frontale du TileCal, pour 1 super-tiroir à la fois. Le banc-test se connecte par un faisceau de câbles et de fibres optiques, aux différents connecteurs du super-tiroir (*patch panel*). L'alimentation basse tension des cartes électroniques du super-tiroir est assurée par une alimentation mobile extérieure à MobiDICK.

*Au CERN, les super-tiroirs ont été testés avant l'insertion, et après l'insertion complète dans les modules de TileCal.

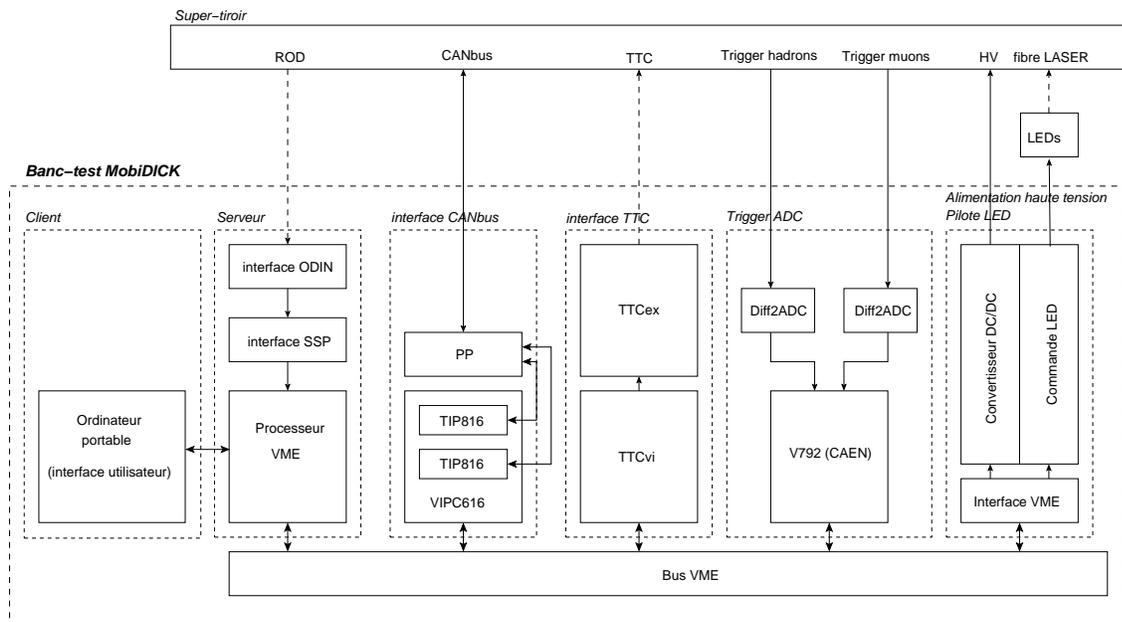


FIG. 3.1: Schéma de fonctionnement du banc-test portable MobiDICK. Les traits pointillés figurent les liaisons par fibres optiques.

3.1.1 Partie *software* de MobiDICK

Le *software* de MobiDICK se divise en deux parties, dont l'une s'exécute sur un processeur VME et l'autre sur un ordinateur portable intégré au banc-test. Les deux parties communiquent suivant le protocole *IP* et utilisent une architecture client/serveur. Le serveur exécute les différents tests de électronique à la demande du client, et retourne à ce dernier les résultats des tests. Le client permet à l'utilisateur de lancer les requêtes au serveur par l'intermédiaire d'une interface graphique (utilisant les classes du logiciel ROOT). Cette interface permet à l'opérateur de suivre le déroulement des tests, et d'identifier les éventuelles pannes de l'électronique. Les informations nécessaires pour la communication entre MobiDICK et les cartes électroniques d'un super-tiroir (numéro de série des cartes...) sont accessibles par le serveur, dans une base de données (locale ou distante).

3.1.2 Partie *hardware* de MobiDICK

La figure 3.1 représente schématiquement les liaisons entre les différents éléments assurant le fonctionnement du banc-test. La communication entre les différentes cartes du banc-test se fait via le bus informatique VME (*Versa Module Eurocard*). MobiDICK se compose des éléments suivants :

- le serveur
- l'interface *CANbus*
- l'interface *TTC*
- le *Trigger ADC*
- l'alimentation haute tension et le pilote pour *LED*

3.1.2.1 le serveur

Le serveur est hébergé par un processeur VME *RIO2* [32]. Cette carte contrôle le bus VME et l'ensemble des cartes connectées sur ce dernier. Une carte *SSP* (*Simple S-LINK to PMC interface* [33]) et une carte *ODIN* (*Optical Dual G-LINK S-LINK Interface* [34]) sont connectées au processeur VME. La carte *ODIN* reçoit en entrée le signal optique (fibre *ROD*) issu de la carte interface (cf section 2.3.2.1) du super-tiroir. Cette fibre transmet, comme on l'a vu, le signal numérisé de chaque photomultiplicateur. La carte *ODIN* réalise alors la conversion du signal optique en un signal électrique. Les données sont ensuite stockées temporairement au niveau de la carte *SSP*, en attendant leur traitement par le programme d'analyse du serveur.

3.1.2.2 l'interface *CANbus*

L'interface *CANbus* est constituée d'une carte VIPC616 [?] sur laquelle sont connectées 2 cartes d'interfaçage *CANbus* TIP816 [35] indépendantes. Ces deux cartes sont connectées sur une carte *PP**, qui assure la connection avec l'interface *CANbus* du super-tiroir.

3.1.2.3 l'interface *TTC*

Cette interface comporte une carte *TTCvi* [36] qui génère les commandes (configuration ou déclenchement), à partir des requêtes envoyées par le serveur. L'information est ensuite transmise à une carte *TTCex* [?] qui réalise la conversion en un signal optique. Ce signal est envoyé au super-tiroir par fibre optique.

3.1.2.4 le *Trigger ADC*

A la sortie des cartes *Adder* (cf section 2.3.2.1) du super-tiroir, on dispose d'un signal analogique représentant la somme des signaux reçus dans les PM correspondant aux différentes tours projectives en η . Les cartes *Adder* ont une sortie *Trigger Hadrons* et une sortie *Trigger Muons*. Le signal provenant de ces deux sorties est un signal différentiel qui doit être dans un premier temps traité au niveau des cartes *Diff2ADC* (cartes réalisées par le LPC de Clermont-Ferrand). Après traitement, les signaux sont numérisés par la carte V792 [37] (ADC, 32 voies, 12 bits).

3.1.2.5 l'alimentation haute tension et le pilote pour *LED*

Un module (réalisé au LPC de Clermont-Ferrand) assure la distribution de la haute tension au super-tiroir, et le contrôle des *LEDs* permettant l'injection de lumière dans les fibres LASER d'un module. L'alimentation haute tension est réalisée à partir d'un convertisseur DC/DC qui transforme la tension d'alimentation des cartes VME (+12 V) en une tension de -830 V. Cette tension est pilotée par l'intermédiaire d'une interface VME, suivant les requêtes du serveur. Le module de pilotage des *LEDs* fournit la tension nécessaire pour alimenter deux *LEDs* (bleues) en mode continu ou pulsé (impulsions de 20 ns). Les *LEDs* sont situées dans des boîtiers à

*carte dédiée, réalisée au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand

l'extérieur de MobiDICK, et sont reliées aux 2 fibres LASER d'un super-tiroir par fibres optiques.

3.2 Bilan des test réalisés

Pour chaque super-tiroir, MobiDICK réalise onze tests permettant de vérifier le fonctionnement des différentes cartes. Dans l'ordre d'exécution, ces tests sont : *CommMB*, *Adder*, *DigShape*, *DigNoise*, *Integ*, *CommHV*, *DigNoiseHV*, *Opto*, *NominalHV*, *IntegHV*, *DigShapeLED*.

Ces onze tests sont décrits dans la suite de ce chapitre. Pour certains tests, la synthèse des résultats obtenus sur l'ensemble des super-tiroirs est présentée. La mesure de la dispersion globale des caractéristiques des cartes électroniques de TileCal pourra servir ultérieurement à affiner les critères de validité de ces cartes, appliqués au cours des tests de l'électronique.

3.2.1 Test *Adder*

Ce test a pour objectif de contrôler le fonctionnement des cartes *Adder*, réalisant une somme analogique des signaux venant de plusieurs PM. La réponse des PM est simulée grâce au système d'injection de charge des cartes *3-in-1*.

3.2.1.1 Description du test

Deux signaux sont issus des cartes *Adder* :

- signal de déclenchement pour les hadrons *trigger hadrons* : somme des cellules d'une tour projective en η ,
- signal de déclenchement pour les muons *trigger muons* : signal (amplifié) des cellules de la dernière couche du TileCal.

Sur chacune des cartes *Adder* d'un super-tiroir sont connectées au maximum 6 cartes *3-in-1* (ce qui équivaut à 6 PM). Par l'intermédiaire du bus de communication *CANbus*, le système MobiDICK commande l'injection d'une charge connue (7 pC) successivement dans chacune des cartes *3-in-1* (45 pour un module central, 32 pour un module étendu). A chaque injection, on vérifie que la réponse de la carte *Adder* est incrémentée d'une valeur constante (si la voie où la charge est injectée est effectivement connectée sur cette carte *Adder*). Le test *Adder* se déroule de la façon suivante :

1. on commence par commander la désactivation de l'injection de charge pour toutes les cartes *3-in-1*. Les signaux des cartes *Adder* (après numérisation par le *Trigger-ADC* de MobiDICK) sont alors enregistrés. En l'absence de charge injectée, cette mesure donne la valeur du piédestal de l'ensemble cartes *adder* + *Trigger-ADC* de MobiDICK.
2. une charge est injectée, sur la première carte *3-in-1* du super-tiroir.
3. la différence entre le signal (numérisé) des cartes *Adder* et la valeur du piédestal est enregistrée. Les nouvelles valeurs des réponses des différentes cartes *Adder* sont ensuite prises comme nouveaux piédestaux.

4. les procédures 2 et 3 sont répétées pour toutes les cartes *3-in-1* (à chaque nouvelle injection de charge sur une voie i , la charge injectée est maintenue sur les voies 1 à $i-1$).

Le test *Adder* fournit comme résultat la valeur (numérisée) de l'augmentation relative de réponse des cartes *Adder* lorsqu'une charge fixe est injectée sur une voie donnée. Pour un super-tiroir possédant n voies (PM), on dispose donc à la fin du test de n mesures de cette augmentation relative.

Ce test est réalisé à la fois pour les sorties *trigger hadrons* et *trigger muons* des cartes *Adder*.

3.2.1.2 Résultat du test global

La figure 3.2 montre la distribution des résultats du test *Adder* pour toutes les voies de l'ensemble des super-tiroirs testés. Les résultats ont été séparés suivant le type de signal (*trigger hadrons* ou *trigger muons*), et suivant le type de module (tonneau central ou tonneau étendu). Les distributions ont été ajustées par des gaussiennes, dont les paramètres (valeur moyenne μ et écart-type σ) sont reportés dans le tableau 3.1.

En principe, aucune différence n'est attendue entre les résultats obtenus sur les super-tiroirs des modules centraux et étendus. On constate cependant une différence significative entre les écart-types des distributions associées aux deux types de modules. Afin d'étudier les origines possibles de cette différence, la réponse moyenne* (sur l'ensemble des super-tiroirs) des cartes *Adder* a été représentée en fonction du numéro de canal (voir figure 3.3). Sur cette figure, les traits verticaux figurent le groupement des voies par carte *Adder*. On indique également le numéro de canal du *Trigger-ADC* (dans MobiDICK) auquel est connecté chaque voie.

La réponse moyenne des cartes *Adder* ne devrait montrer aucune dépendance en fonction du numéro de canal dans le super-tiroir. En effet, seules des fluctuations statistiques dues au bruit de l'électronique (à la fois dans MobiDICK et dans le super-tiroir) devraient contribuer à la dispersion des mesures entre 2 canaux. C'est ce que l'on observe pour les voies connectées aux *Adders* 1, 2, 3, 4 et 9 dans les tiroirs du tonneau central. A l'opposé, une forte dépendance est observée entre la réponse moyenne et le numéro de canal dans le cas des *Adders* 5, 6, 7 et 8. Au niveau du tonneau étendu, la même dépendance anormale est observée pour les *Adders* 6 et 8. Cet effet systématique peut être induit par l'électronique interne de MobiDICK. Chaque *Adder* est en effet connecté à un canal différent de l'ensemble (amplificateur différentiel + ADC) de MobiDICK. Tout effet de saturation ou de non-linéarité sur un canal de MobiDICK est susceptible d'entraîner le genre d'effet systématique observé. Sur la figure 3.3, on voit que les mêmes canaux du *Trigger-ADC* de MobiDICK sont utilisées pour tester les super-tiroirs des modules centraux et étendus. En comparant les deux profils de la figure 3.3 on constate que la dépendance entre la réponse des *Adders* et le numéro de *PM* se retrouve systématiquement pour les canaux 5 et 6 du *Trigger-ADC*. Ceci semble indiquer que l'effet systématique observé vient de l'électronique de traitement de MobiDICK.

*Pour chaque voie, cette moyenne est calculée à partir d'un ajustement gaussien de la distribution de la réponse des cartes *Adder*.

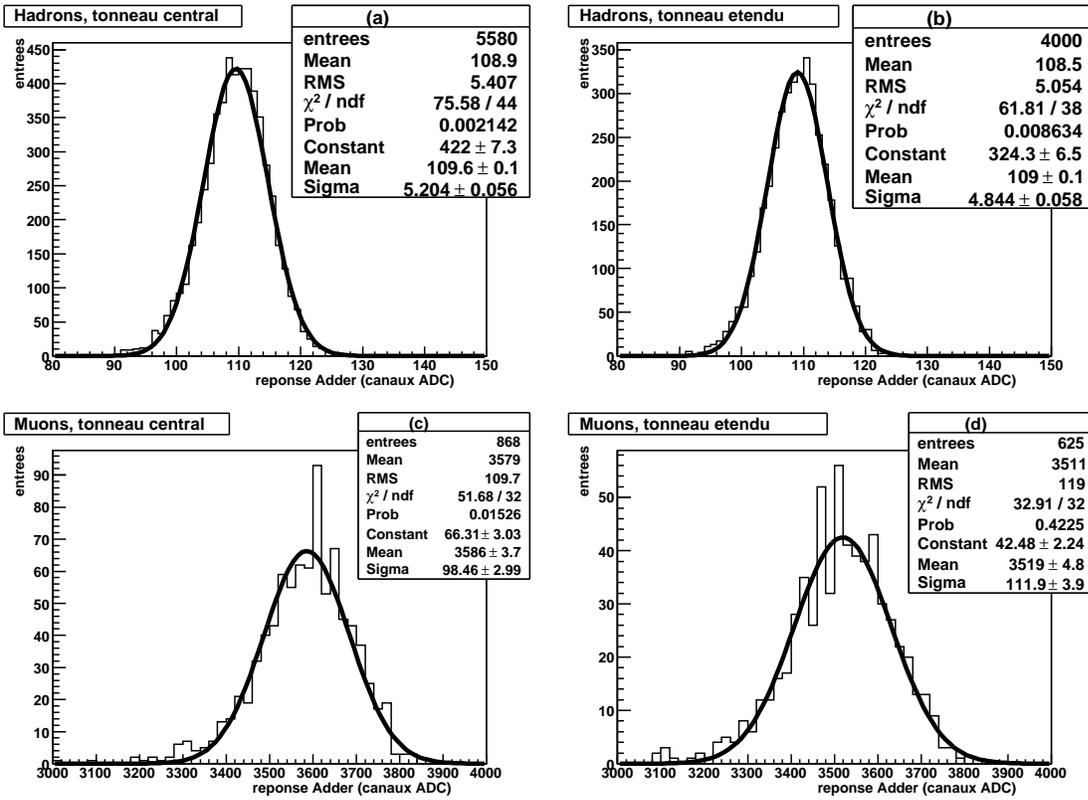


FIG. 3.2: Distribution du résultat du test Adder pour toutes les voies de l'ensemble des super-tiroirs testés.

- (a) : trigger hadrons, tonneau central,
 (b) : trigger hadrons, tonneau étendu,
 (c) : trigger muons, tonneau central,
 (d) : trigger muons, tonneau étendu.

La dépendance de la réponse moyenne des *Adders* en fonction du numéro de *PM* contribue à la dispersion globale des résultats de la figure 3.2. Cette dispersion est non-gaussienne, et dépend de la façon dont sont connectées les sorties des cartes *Adder* à l'électronique de traitement de MobiDICK. L'objectif étant ici d'étudier la dispersion de la réponse des *Adders*, on souhaite s'abstraire de cette dispersion supplémentaire. De manière simple, il suffit de normaliser la réponse R_i obtenue pour chaque carte *3-in-1* i :

$$R_i^{normalis} = \frac{R_i}{\langle R_i \rangle} \quad (3.1)$$

$\langle R_i \rangle$ est la réponse moyenne (tirée d'un ajustement gaussien) des cartes *Adder* pour l'ensemble des super-tiroirs testés, quand une charge est injectée au niveau de la carte *3-in-1* i . La figure 3.4 montre l'effet de cette normalisation.

Après application de la normalisation décrite ci-avant, on répète la mesure de l'évolution de la réponse moyenne des *Adders* en fonction de la position de la carte *3-in-1* où a été injectée la charge : voir figure 3.5. Cette fois, toute dépendance a

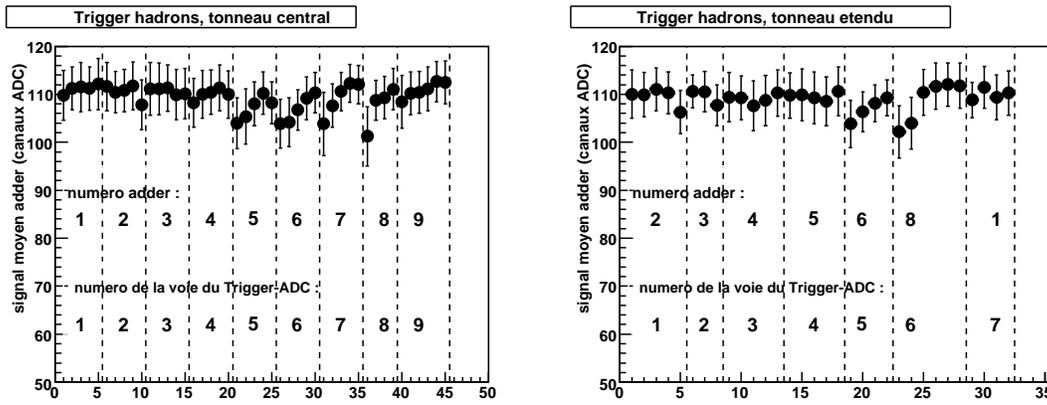


FIG. 3.3: Réponse moyenne des cartes Adder pour l'ensemble des super-tiroirs testés, en fonction de la position de la carte 3-in-1 où la charge a été injectée.
 (a) : trigger hadrons, tonneau central,
 (b) : trigger hadrons, tonneau étendu.

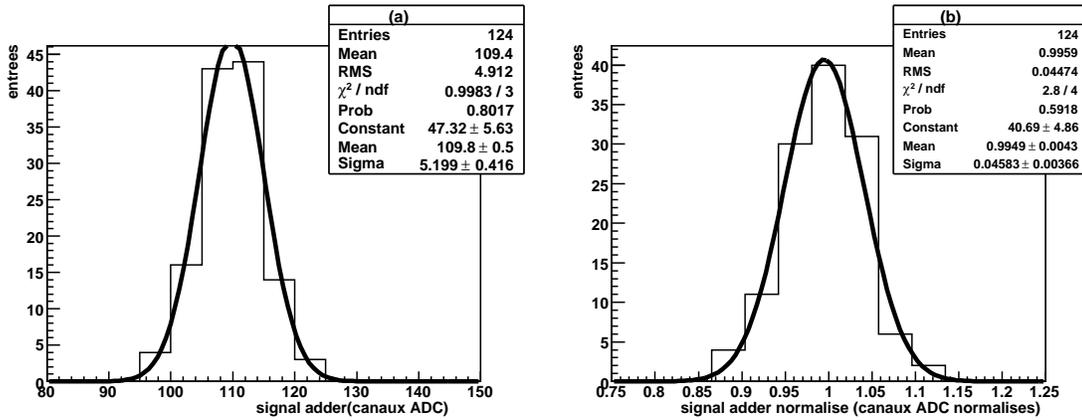


FIG. 3.4: Distribution de la réponse d'une carte Adder (pour une seule voie) pour l'ensemble des super-tiroirs, dans le cas où une charge est injectée au niveau de la carte 3-in-1 numéro i .
 (a) : sans normalisation
 (b) : après normalisation

disparu.

Les distributions globales de la réponse normalisée des cartes *Adder* (pour l'ensemble des voies de tous les super-tiroirs) est représentée sur la figure 3.7. A nouveau, les 4 distributions de la figure 3.6 ont été approximées par des gaussiennes. Le tableau 3.1 indique la valeur de la dispersion relative des résultats (rapport entre l'écart-type σ et la valeur moyenne μ , tous deux obtenus à partir de l'ajustement gaussien), avant et après normalisation de la réponse des *Adders*. Comme attendu, la dispersion des résultats est plus faible après normalisation, dans la mesure où les effets systématiques liés à l'électronique du banc-test *MobiDICK* ont été supprimés.

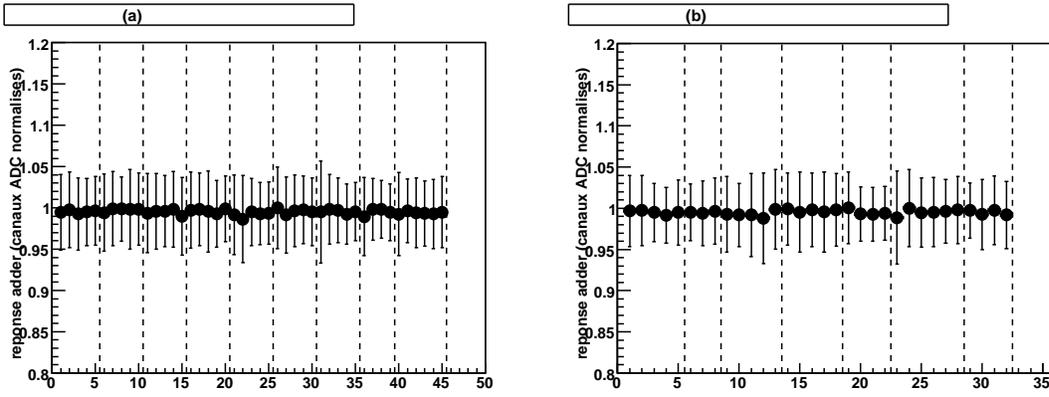


FIG. 3.5: Réponse moyenne des cartes Adder pour l'ensemble des super-tiroirs testés, en fonction de la position de la carte 3-in-1 où la charge a été injectée.
 (a) : trigger hadrons, tonneau central,
 (b) : trigger hadrons, tonneau étendu.

De plus, on constate que la différence de comportement entre les modules centraux et étendus observée avant normalisation disparaît après normalisation. A partir de maintenant, les résultats du test *Adder* obtenus pour les super-tiroirs des modules centraux et étendus seront groupés ensemble.

	(σ/μ) Sans normalisation	(σ/μ) après normalisation
tonneau central, <i>trigger hadrons</i>	$(4.77 \pm 0.05)\%$	$(4.17 \pm 0.04)\%$
tonneau étendu, <i>trigger hadrons</i>	$(4.53 \pm 0.05)\%$	$(4.06 \pm 0.05)\%$
tonneau central, <i>trigger muons</i>	$(2.74 \pm 0.08)\%$	$(2.56 \pm 0.07)\%$
tonneau étendu, <i>trigger muons</i>	$(3.18 \pm 0.08)\%$	$(2.46 \pm 0.08)\%$

TAB. 3.1: Dispersion relative de la réponse des cartes Adder.

Une dernière contribution de l'électronique du banc-test MobiDICK doit être prise en compte. Il s'agit du bruit électronique de la carte réalisant la numérisation de la réponse des *Adders* (*Trigger-ADC*). Ce bruit est estimé en réalisant le test *Adder* à vide (c'est-à-dire quand aucun super-tiroir n'est connecté à MobiDICK). La figure 3.8 montre la distribution des résultats du test *Adder*, réalisé à vide. Afin de pouvoir comparer ce bruit à la dispersion relative de la réponse normalisée (cf tableau 3.1), il est nécessaire de normaliser le bruit voie par voie, de la même façon que la réponse (cf équation 3.1) :

$$Bruit_i^{normalis} = \frac{Bruit_i}{\langle R_i \rangle} \quad (3.2)$$

La distribution normalisée du bruit électronique de MobiDICK est représentée sur la figure 3.9. Le bruit électronique introduit par MobiDICK peut être découplé du bruit total obtenu sur la réponse des *Adders* si l'on considère que les deux effets

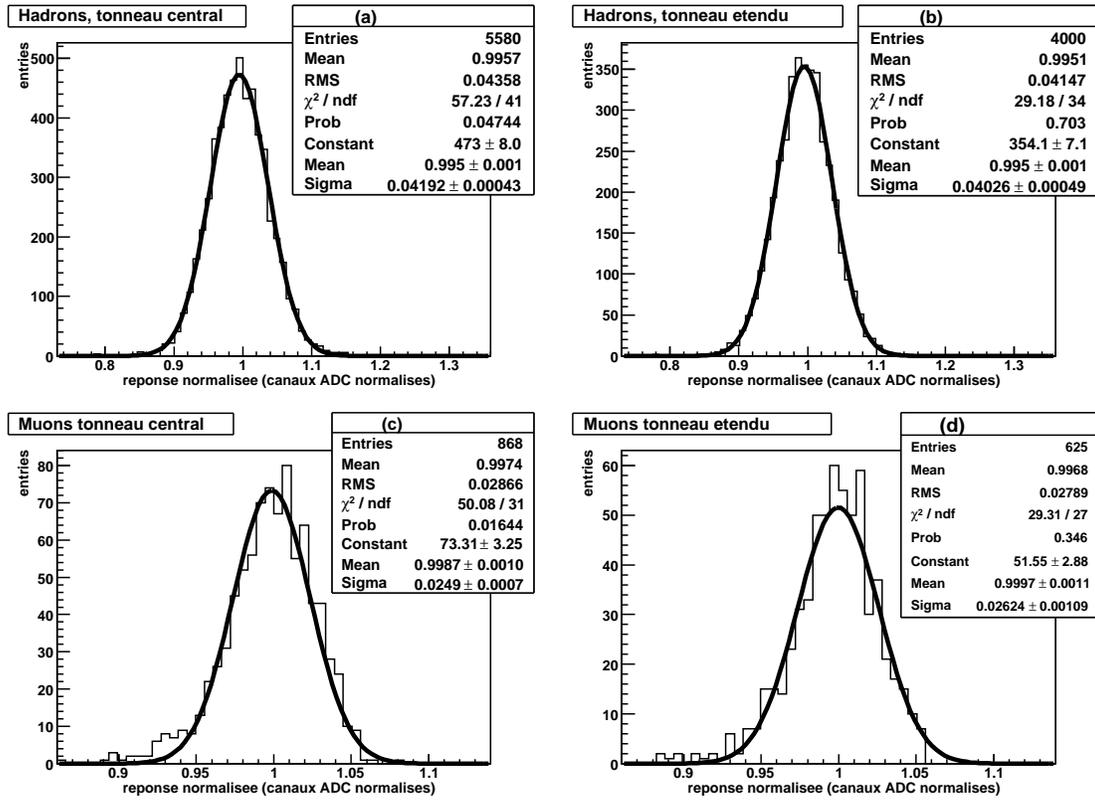


FIG. 3.6: Distribution normalisée du résultat du test Adder pour toutes les voies de l'ensemble des super-tiroirs testés.

- (a) : trigger hadrons, tonneau central,
- (b) : trigger hadrons, tonneau étendu,
- (c) : trigger muons, tonneau central,
- (d) : trigger muons, tonneau étendu.

sont indépendants. Le tableau 7.12 donne la dispersion relative (σ/μ) de la réponse des cartes *Adder* sur l'ensemble des super-tiroirs testés, ainsi que l'estimation de la contribution due à l'électronique du banc-test lui-même. Dans la dernière colonne, le bruit électronique du banc-test a été soustrait (quadratiquement). Le résultat obtenu représente donc la dispersion relative, pour l'ensemble des super-tiroirs testés, de la réponse des cartes *Adder*.

	(σ/μ) total	(σ/μ) MobiDICK	(σ/μ) cartes <i>Adder</i> seulement
Trigger hadrons	$(4,10 \pm 0,03)\%$	$(1,18 \pm 0,04)\%$	$(3,93 \pm 0,05)\%$
Trigger muons	$(2,50 \pm 0,05)\%$	$(0,018 \pm 0,001)\%$	$(2,50 \pm 0,05)\%$

TAB. 3.2: Dispersion relative du signal des cartes *Adder*.

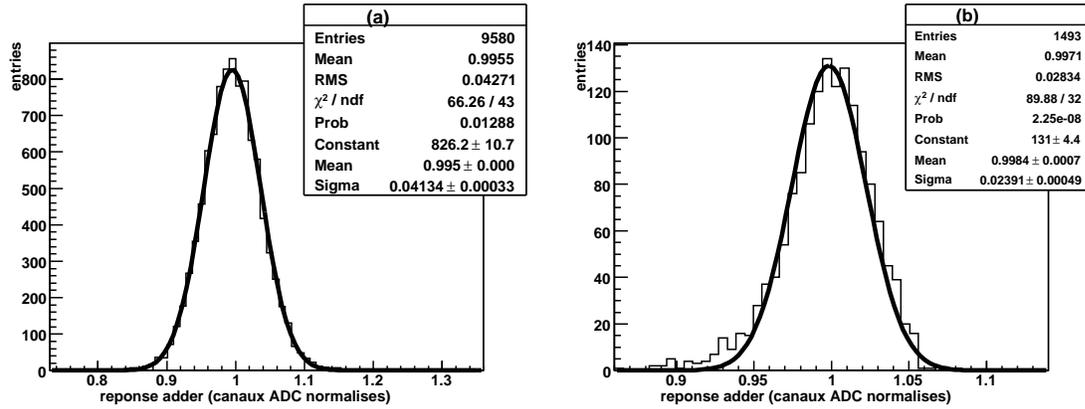


FIG. 3.7: *Distribution normalisée du résultat du test Adder pour toutes les voies de l'ensemble des super-tiroirs testés.*

(a) : *trigger hadrons,*
 (b) : *trigger muons.*

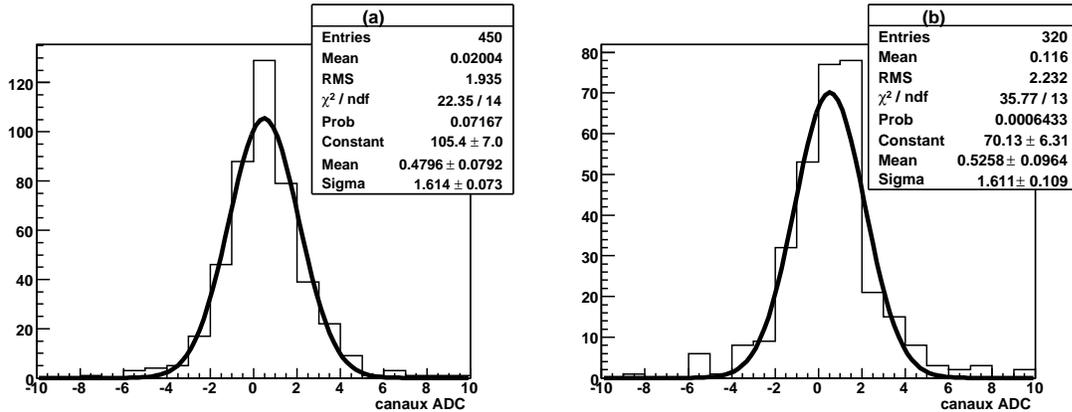


FIG. 3.8: *Distribution des résultats du test Adder, réalisé à vide (i.e sans qu'aucun super-tiroir ne soit connecté au banc-test).*

(a) : *tonneau central, trigger hadrons,*
 (b) : *tonneau étendu, trigger hadrons.*

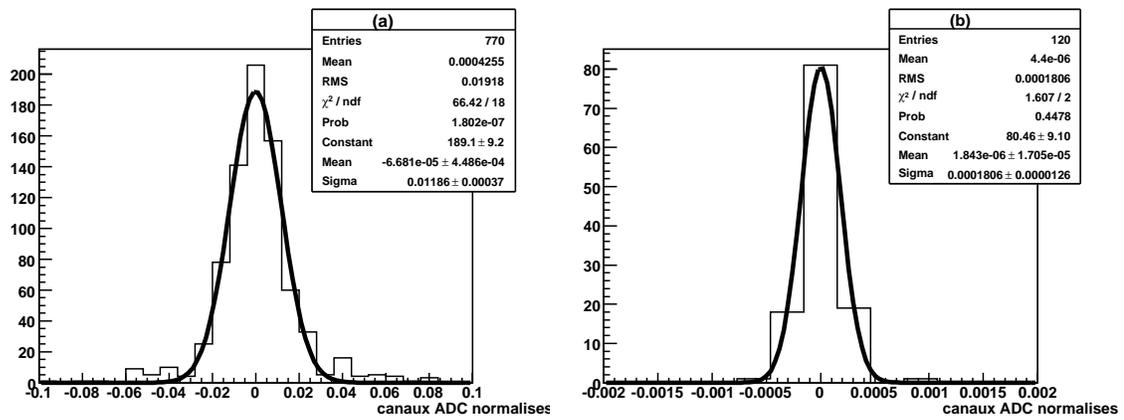


FIG. 3.9: Distribution normalisée (cf équation 3.2) de la réponse à vide des cartes Adder.

- (a) : trigger hadrons,
- (b) : trigger muons.

3.2.2 Test *DigShape*

Ce test a pour but de contrôler la forme du signal numérisé à la sortie des cartes *Digitizer* (cf section 2.3.2.1), lorsqu'une charge est injectée en entrée.

3.2.2.1 Description du test

Au moment du test, les cartes *digitizer* sont configurées (choix du nombre d'échantillons), et le mode «injection de charge» est activé pour chacune des cartes *3-in-1*. Au niveau du banc-test, la réponse des cartes *digitizer* est reconstruite, et le pic numérisé est ajusté par une fonction $f(t)$ (voir figure 3.10) définie par :

$$f(t) = h \times g(t - \tau) + p \quad (3.3)$$

où $g(t)$ représente la forme normalisée de la réponse des *Digitizers* à une injection de charge, τ est la phase du signal, h est la hauteur du pic (en nombre de canaux ADC) et p est la valeur du piédestal*.

Le test des cartes *digitizer* est effectué en deux étapes :

1. une charge est injectée au niveau de toutes les cartes *3-in-1* en même temps. Ceci permet de détecter rapidement les cartes *digitizer* défectueuses. On réalise ce test avec une charge faible et une charge forte afin de vérifier le bon fonctionnement respectivement en gain haut et en gain bas (on rappelle que le gain optimal est automatiquement sélectionné au niveau des *Digitizers*).
2. dans un second temps, une charge importante (800 pC) est injectée voie par voie, et la réponse des cartes *digitizer* est enregistrée. Pour chaque voie, on dispose d'une réponse en gain haut et en gain bas.

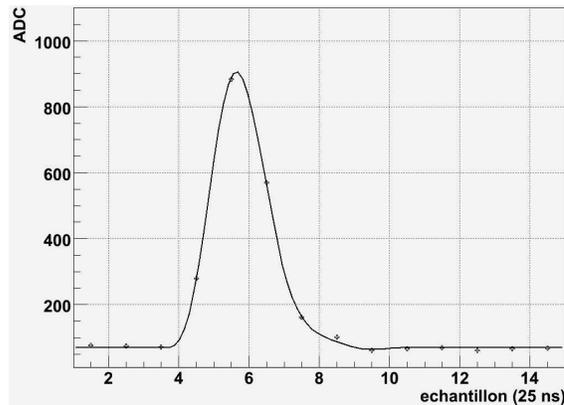


FIG. 3.10: Pic d'injection de charge numérisé, obtenu à la sortie des cartes *digitizer*. Les points représentent l'échantillonnage de la réponse toutes les 25 ns. La courbe est un ajustement des points par une fonction de référence correspondant à la forme attendue de la réponse du circuit de mise en forme des cartes *3-in-1*.

* Dans la version de MobiDICK ayant servi à la certification de l'électronique, la fonction permettant de reconstruire les paramètres du pic de réponse des *Digitizers* était une fonction de Gauss (3 paramètres)

3.2.2.2 Résultat du test global

Pour chaque super-tiroir testé, la réponse des *Digitizers*, pour les gains haut et bas, est ajustée par la fonction 3.3 dont on déduit les paramètres h (hauteur) et p (piédestal). La figure 3.11 montre les distributions obtenues pour p et h . La distribution de ces paramètres est bien décrite par une fonction de Gauss, dont on extrait la valeur moyenne μ et l'écart-type σ . Le tableau 3.3 rassemble les résultats globaux du test des cartes *digitizer*.

	bas gain			haut gain		
	μ (ADC)	σ (ADC)	σ/μ (%)	μ (ADC)	σ (ADC)	σ/μ (%)
piédestal	$76,24 \pm 0,09$	$8,54 \pm 0,06$	$11,20 \pm 0,08$	$74,42 \pm 0,09$	$8,57 \pm 0,06$	$11,51 \pm 0,08$
hauteur	$831,1 \pm 0,2$	$14,4 \pm 0,1$	$1,73 \pm 0,01$	$1092,0 \pm 0,2$	$22,3 \pm 0,2$	$2,04 \pm 0,02$

TAB. 3.3: *Dispersion des paramètres de la réponse des cartes digitizer (hauteur du pic et valeur du piédestal), pour toutes voies de lecture de l'ensemble des super-tiroirs testés.*

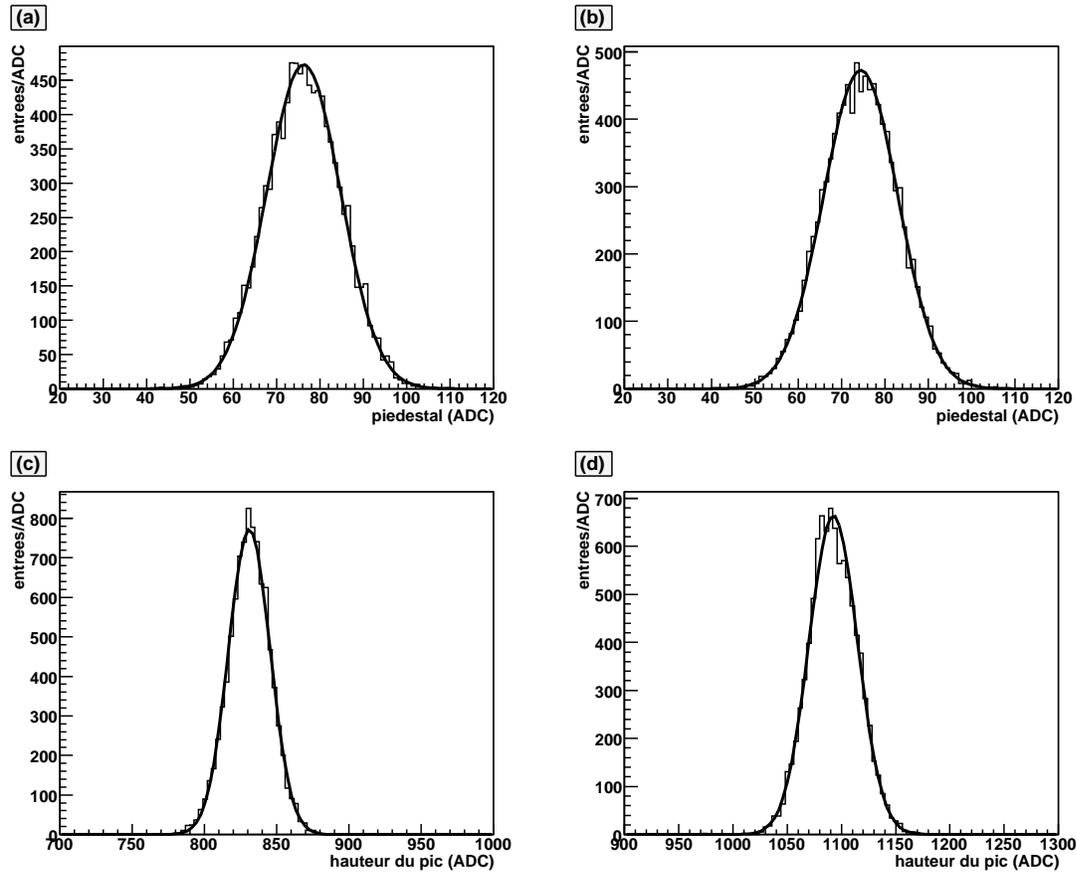


FIG. 3.11: Distributions des caractéristiques du signal de sortie des Digitizers pour l'ensemble des super-tiroirs testés. Les paramètres représentés ici sont la valeur du piédesal et la hauteur du pic (cf équation 3.3).

- (a) : distribution du piédesal, bas gain
- (b) : distribution du piédesal, haut gain
- (c) : distribution de la hauteur du pic, bas gain
- (d) : distribution de la hauteur du pic, haut gain

3.2.3 Tests *DigNoise* et *DigNoiseHV*

Ces tests ont pour but de contrôler le niveau du bruit électronique à la sortie des cartes *digitizer*. Pour le test *DigNoise*, seule l'électronique de lecture est alimentée. Afin de vérifier le couplage entre l'électronique de lecture et l'électronique de contrôle de la haute tension, le test est répété lorsque les deux parties de l'électronique sont alimentées (test *DigNoiseHV*). Les deux parties de l'électronique ont été conçues de façon à être peu influencées l'une par l'autre. Cependant, il existe un léger couplage entre ces deux parties, notamment au niveau des cartes *divider* (cf section 2.3.2.1).

3.2.3.1 Description du test

Pour chaque voie du super-tiroir, la réponse des cartes *digitizer* est enregistrée, sans qu'aucune charge ne soit injectée. L'acquisition est réalisée pour 1000 événements, et le bruit moyen est calculé voie par voie, pour les modes haut et bas gain.

3.2.3.2 Résultat du test global

La figure 3.12 montre un exemple de distribution du bruit, pour tous les super-tiroirs composant le tonneau étendu, et pour une voie donnée. La moyenne de cette distribution donne le bruit moyen pour l'ensemble des super-tiroirs testés.

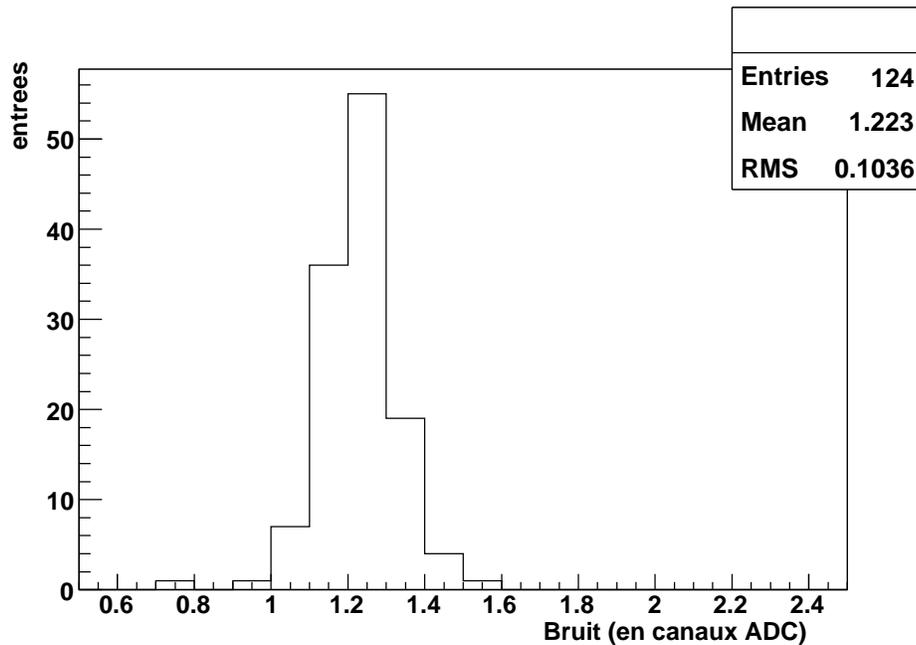


FIG. 3.12: Exemple de distribution du bruit des cartes *digitizer* pour une voie donnée, de l'ensemble des super-tiroirs du tonneau central.

Sur la figure 3.13, on peut voir le profil du bruit moyen, représenté en fonction du numéro de canal (*PM*).

Bas gain

En mode bas gain, le bruit moyen par canal est de l'ordre de 0,6 canaux ADC. On constate une augmentation du niveau du bruit à partir du canal 45, dans les modules du tonneau central. Ce bruit n'est pas modifié de façon significative lorsque l'électronique de commande de la haute tension est alimentée.

Haut gain

Le bruit moyen est environ deux fois plus élevé en mode haut gain qu'en mode bas gain (il y a un facteur 64 d'amplification entre les deux gains). Lorsque seule l'électronique de lecture est alimentée (en blanc sur la figure 3.13), le bruit moyen dépend peu de la position du canal dans les super-tiroirs.

Si l'électronique de commande de la haute tension est également alimentée (sans toutefois que la haute tension soit effectivement appliquée), on observe cette fois une augmentation globale du niveau du bruit. Cette augmentation a pu être réduite par l'ajout de circuits de filtrage (*noise killer*) avant les cartes *divider*.

On constate également que le bruit est plus important aux extrémités des super-tiroirs, particulièrement du côté de la connection de ces derniers avec l'extérieur (*patch pannel*), à partir du canal 42. Pour le moment, rien n'explique une telle augmentation. On peut montrer cependant, que le bruit maximum, en haut gain (environ 2 canaux ADC pour la dernière voie des modules centraux) equivaut seulement à une dispersion en énergie de l'ordre de 30 MeV pour les cellules se trouvant en bout de module [38], ce qui ne détériore pas significativement les performance de TileCal.

On peut tenter d'estimer l'augmentation du niveau de bruit introduite par le couplage entre l'électronique de régulation de la haute tension et l'électronique de lecture. Si l'on considère (ce qui n'est pas rigoureusement vrai), que les bruits $\sigma_{lecture}$ et σ_{HV} introduits respectivement sur la réponse des cartes *digitizer* par l'électronique de lecture et de commande des hautes tensions sont décorrélés, on peut découpler les deux effets :

$$\sigma_{HV} = \sqrt{\sigma_{lecture+HV}^2 - \sigma_{lecture}^2}$$

Dans cette expression, $\sigma_{lecture+HV}$ représente le bruit obtenu lorsque les deux parties de l'électronique sont alimentées. La figure 3.14 montre l'évolution de σ_{HV} en fonction du numéro de canal pour les modules centraux et étendus, et pour les modes haut et bas gain. En mode bas gain, σ_{HV} a été calculé comme la différence directe entre $\sigma_{lecture+HV}$ et $\sigma_{lecture}$. On confirme que l'alimentation de l'électronique du côté haute tension n'a pas d'effet sur le bruit moyen de la réponse des cartes *digitizer* en mode bas gain. En mode haut gain, le niveau du bruit augmente globalement lorsque l'électronique de commande de la haute tension est alimentée, et cette augmentation s'accroît près du *patch panel*.

Il faut mentionner enfin, que la certification des modules a été réalisée en utilisant une alimentation basse tension ne correspondant pas au modèle prévu par la collaboration ATLAS*. Ceci pourra entraîner des différences de comportement par

*L'alimentation utilisée pour la certification est une alimentation linéaire, alors que celles pré-

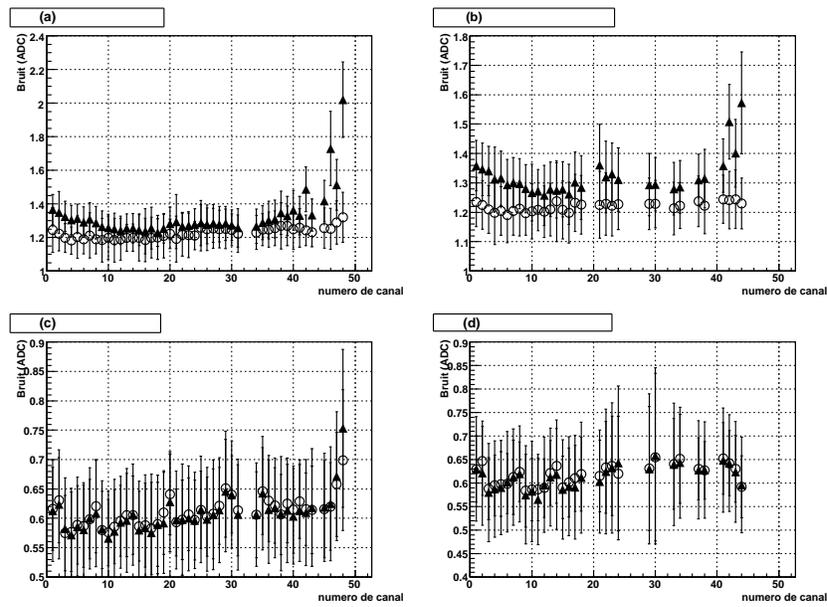


FIG. 3.13: Distribution du bruit à la sortie des cartes digitizer (moyenné sur l'ensemble des super-tiroirs), représenté en fonction du numéro de canal (PM). En blanc : la tension d'alimentation des cartes haute tension n'est pas appliquée; en noir : l'électronique du côté haute tension est alimenté.

(a) : tonneau central, haut gain ; (b) : tonneau étendu, haut gain
 (c) : tonneau central, bas gain ; (d) : tonneau étendu, bas gain

rapport aux résultats présentés ici.

vues pour ATLAS seront des alimentations à découpage.

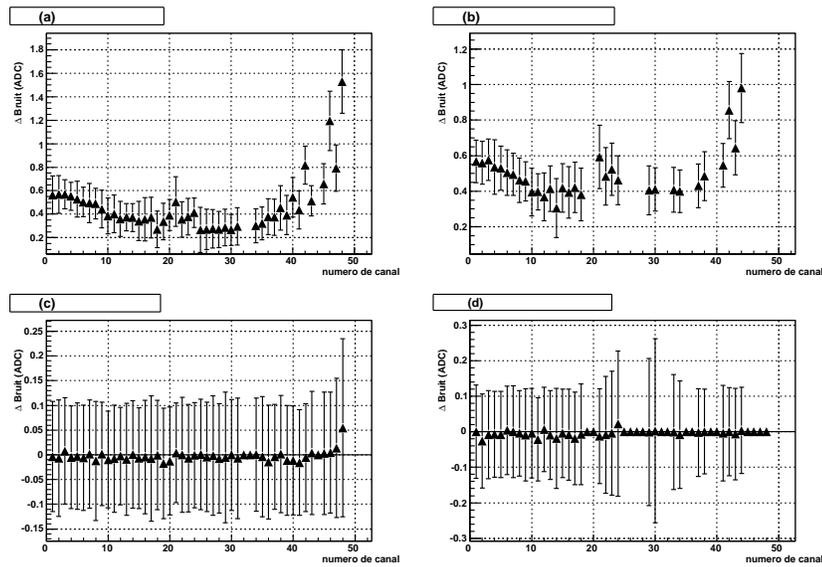


FIG. 3.14: Différence entre le bruit moyen (sur l'ensemble des super-tiroirs) à la sortie des cartes digitizer, avant et après alimentation de l'électronique de distribution/régulation de la haute tension.

(a) : tonneau central, haut gain; (b) : tonneau étendu, haut gain
(c) : tonneau central, bas gain; (d) : tonneau étendu, bas gain

3.2.4 Test *Integ*

Ce test a pour but de vérifier le fonctionnement des cartes *ADC-integrator* (cf section 2.3.3.3) et du circuit d'intégration de charge présent dans chaque carte *3-in-1*. Ces cartes sont utilisées pour l'intégration du signal des *PM* en fonction du temps, lors des procédures de calibration par la source de Césium.

3.2.4.1 Description du test

Chaque carte *3-in-1* possède un circuit d'intégration de charge ayant 6 gains différents. Pour chaque carte *3-in-1* et pour chacun de ces gains, une charge croissante est injectée à l'entrée du circuit d'intégration. La réponse des cartes *3-in-1* est numérisée par la carte *ADC-integrator*, et enregistrée par le banc-test. La valeur de la charge injectée est contrôlée par un convertisseur numérique-analogique (*DAC*). Le test *Integ* consiste à vérifier la linéarité entre la valeur d'entrée du *DAC* et la valeur numérisée de la réponse R_{ADC} des cartes *3-in-1* (voir figure 3.15), en effectuant un ajustement linéaire par la relation :

$$R_{ADC} = pente \times DAC + pedestal \tag{3.4}$$

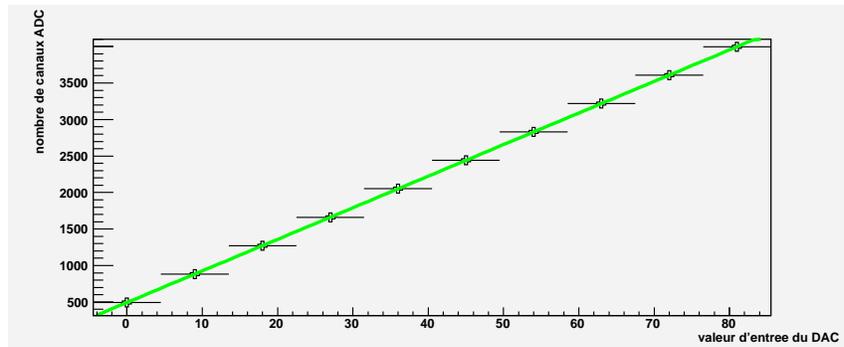


FIG. 3.15: Exemple de réponse (numérisée) du circuit intégrateur de charge, en fonction de la valeur d'entrée du *DAC* définissant la charge injectée).

3.2.4.2 Résultat du test global

La figure 3.16 montre, pour les 6 gains de la carte *3-in-1*, la distribution du piédestal pour l'ensemble des voies et l'ensemble des super-tiroirs. Sur la figure 3.17 on peut voir la distribution de la pente (définie par la relation 3.4) pour les 6 gains. Les valeurs moyennes μ et les écart-types σ des distributions obtenues sont reportées dans le tableau 3.4. La valeur moyenne du piédestal dépend peu du gain, tandis que son écart-type augmente avec le gain. Comme attendu, la pente augmente elle aussi avec le gain. La distribution de la pente n'est pas gaussienne. On observe en effet une queue vers les basses valeurs de pente. Cet effet pourrait être lié à une légère fluctuation des caractéristiques du circuit intégrateur des cartes *3-in-1*.

gain	Piédestal		Pente	
	μ (ADC)	σ (ADC)	μ (ADC)	σ (ADC)
1	$513,4 \pm 0,2$	$19,1 \pm 0,2$	$4,6240 \pm 0,0004$	$0,0358 \pm 0,0003$
2	$503,7 \pm 0,2$	$23,3 \pm 0,2$	$42,770 \pm 0,004$	$0,347 \pm 0,003$
3	$502,6 \pm 0,2$	$24,1 \pm 0,2$	$47,380 \pm 0,004$	$0,375 \pm 0,003$
4	$492,0 \pm 0,3$	$33,4 \pm 0,2$	$90,000 \pm 0,008$	$0,742 \pm 0,005$
5	$482,6 \pm 0,4$	$42,2 \pm 0,3$	$124,80 \pm 0,01$	$1,050 \pm 0,008$
6	$471,5 \pm 0,6$	$53,8 \pm 0,4$	$167,40 \pm 0,01$	$1,42 \pm 0,01$

TAB. 3.4: Résultats du test Integ, pour l'ensemble des super-tiroirs testés.

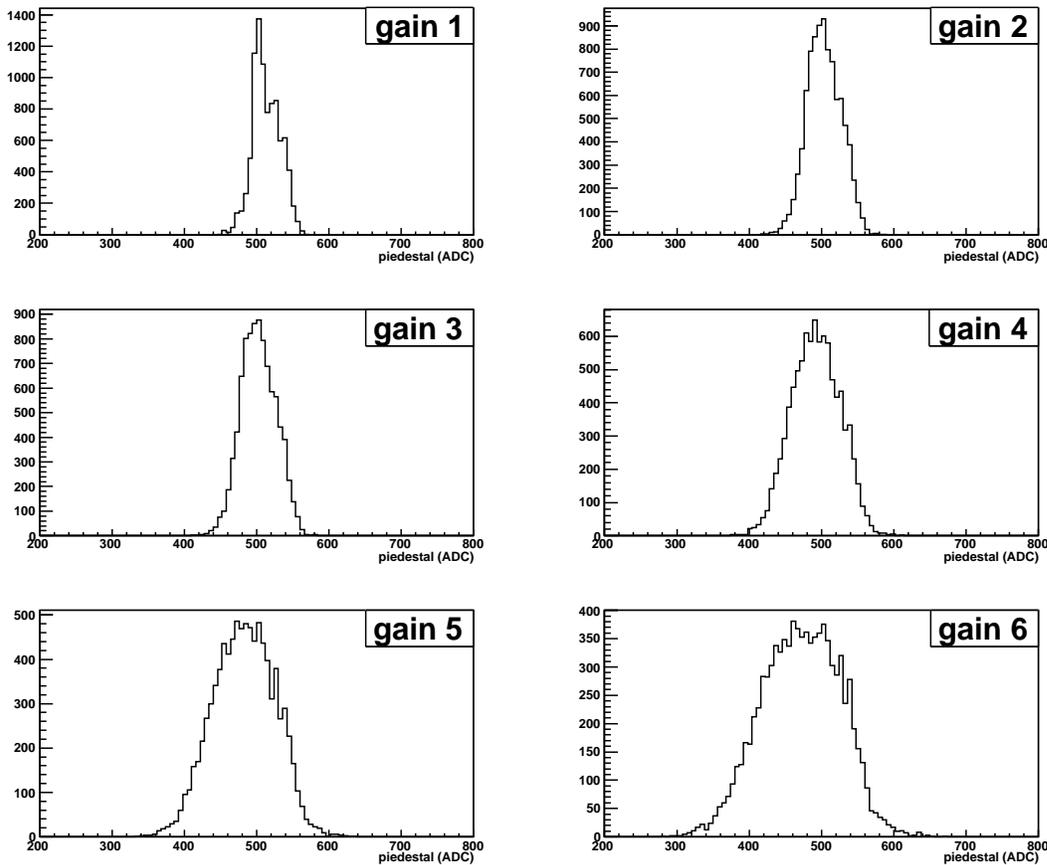


FIG. 3.16: Distribution de la valeur du piédestal (résultat de l'ajustement par la formule 3.4) pour les 6 différents gains de la carte 3-in-1.

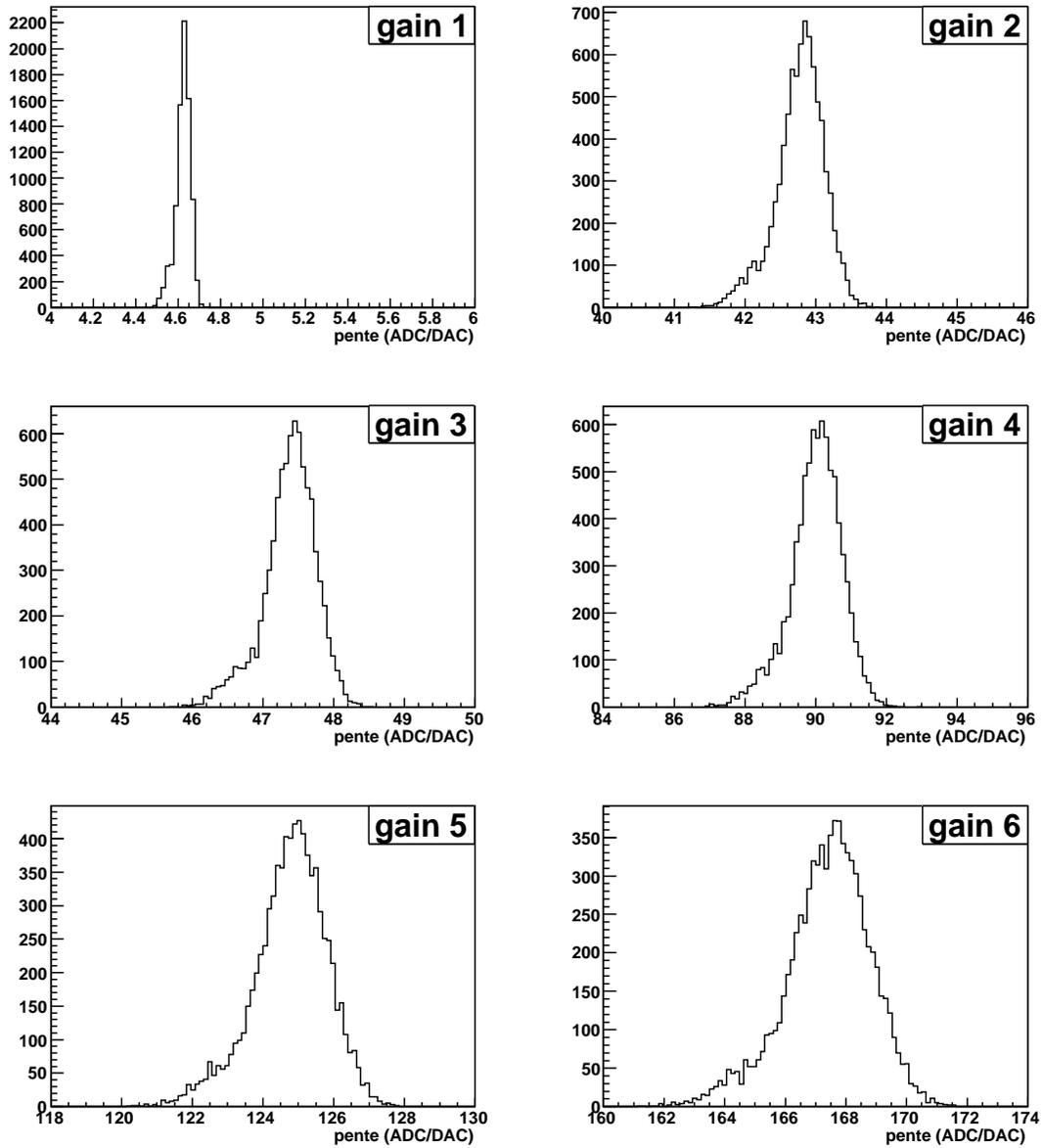


FIG. 3.17: Distribution de la valeur de la pente (cf relation 3.4) pour les 6 gains de la carte 3-in-1.

3.2.5 Tests *Opto* et *NominalHV*

Ce test a pour objectif de contrôler les fonctionnalités du système de distribution des hautes tensions.

3.2.5.1 Description du test

Cas du test *Opto* (test de la régulation des hautes tensions) :

1. la haute tension est réglée à 700 V (consigne). Pour chaque canal (i.e. chaque *PM*), la tension effectivement appliquée est mesurée, et comparée à la valeur de la consigne.
2. l'opération est répétée avec une consigne de 600 V.

Cas du test *NominalHV* :

1. la haute tension nominale de chaque canal est lue à partir de la mémoire *EEPROM* de la carte *HVmicro*.
2. pour chaque canal, on mesure la différence entre la tension nominale et la tension effectivement appliquée.

3.2.5.2 Résultat du test global

La figure 3.18 montre pour le test *Opto* et pour l'ensemble des modules testés, la distribution de la valeur de la haute tension mesurée. Cette distribution est approximée par une gaussienne (dans l'intervalle $HV_{consigne} \pm 1$).

La figure 3.19 représente la distribution de la différence, pour tous les modules testés, entre la haute tension nominale $HV_{consigne}$ et la haute tension mesurée HV_{mesure} dans le cas du test *NominalHV*. Comme précédemment, cette distribution est approximée par une gaussienne. Les résultats sont reportés dans le tableau 3.5. On constate un excellent accord entre les hautes tensions nominales et les hautes tensions effectivement mesurées.

On peut voir par contre sur les figures 3.18 et 3.19, une queue de distribution non gaussienne vers les basses tensions signifiant que les tensions mesurées sont systématiquement un peu plus faibles que la tension de consigne. De par la conception du système de contrôle de la haute tension, la régulation des tensions nécessite jusqu'à 1 heure pour être complètement stable. Or, en raison de l'absence de refroidissement des tiroirs pendant la réalisation des tests *Opto* et *NominalHV*, ceux-ci ne durent que quelques minutes afin de ne pas endommager l'électronique. Cette durée est largement trop courte pour permettre une régulation optimale des hautes tensions, ce qui peut expliquer l'effet systématique observé.

$HV_{consigne}$ (V)	ΔHV (V)	σ (V)
700	$0,007 \pm 0,003$	$0,340 \pm 0,003$
600	$-0,042 \pm 0,003$	$0,301 \pm 0,003$
valeur nominale (HV_{micro})	$-0,058 \pm 0,003$	$0,323 \pm 0,003$

TAB. 3.5: Différence $\Delta HV = HV_{mesure} - HV_{nominale}$, et écart-type σ des distributions des hautes tensions mesurées au cours des test Opto et NominalHV.

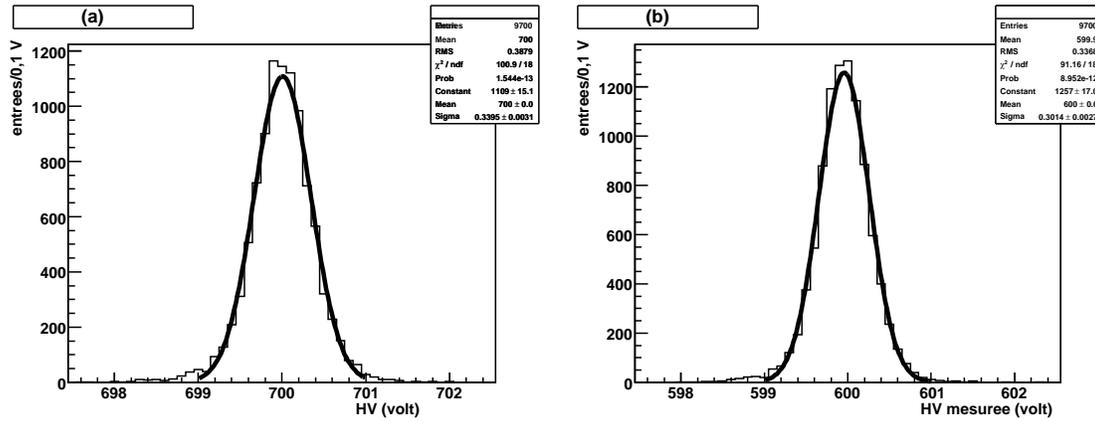


FIG. 3.18: Distribution, pour l'ensemble des super-tiroirs testés, de la haute tension mesurée. (a) : la consigne vaut 700 V; (b) : la consigne vaut 600 V

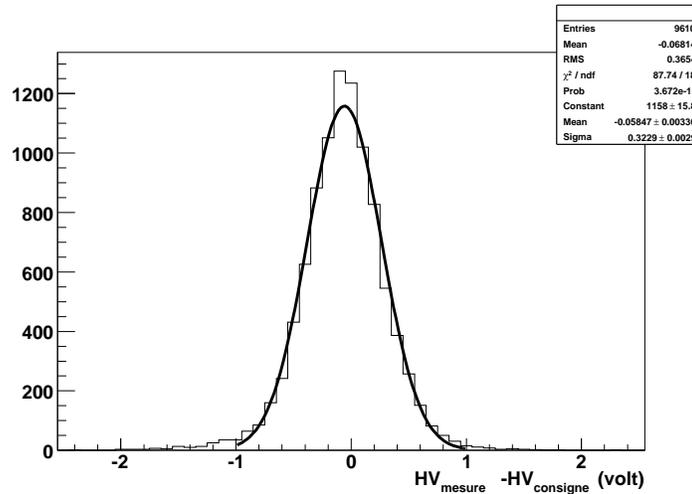


FIG. 3.19: Distribution, pour l'ensemble des super-tiroirs testés, de la différence entre la tension nominale (enregistrée sur la carte HVmicro) et la tension mesurée.

3.2.6 Conclusions

Le banc-test MobiDICK a été utilisé au CERN pour réaliser la certification de l'électronique frontale du calorimètre TileCal. MobiDICK permet de vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble des cartes électroniques, au moyen de onze tests : *CommMB*, *Adder*, *DigShape*, *DigNoise*, *Integ*, *CommHV*, *DigNoiseHV*, *Opto*, *NominalHV*, *IntegHV*, *DigShapeLED*. Au cours de ces tests, on vérifie que la réponse d'un super-tiroir satisfait aux critères de fonctionnement établis expérimentalement.

Pour certains des tests réalisés, les résultats obtenus sur l'ensemble des super-tiroirs certifiés au CERN peuvent être regroupés afin d'estimer la dispersion des caractéristiques de l'électronique du TileCal. Cette dispersion, estimée dans ce chapitre pour les tests *Adder*, *DigShape*, *DigNoise*, *Integ*, *DigNoiseHV*, *Opto*, *NominalHV*, pourra permettre d'affiner les critères appliqués par MobiDICK au cours des procédures de certification et de réparation à venir.

Chapitre 4

Faisceau-test combiné de 2004

Le faisceau-test de 2004 réunit pour la première fois l'ensemble des sous-détecteurs présents dans ATLAS. Le système d'acquisition et la plupart des systèmes électroniques sont utilisés dans leur version finale. Les motivations suivantes, ayant conduit à la mise en place du programme, peuvent être citées :

- reconstruction des muons, des électrons et des pions (position, énergie) en combinant les informations du détecteur interne, de la calorimétrie et du spectromètre à muons,
- test des programmes de reconstruction des données,
- test des programmes de simulation et ajustement des modèles Monte Carlo aux données réelles,
- étude standard des performances des sous-détecteurs (linéarité, résolution...).

Ce chapitre débute par la description la ligne de faisceau *H8* du *SPS*, sur laquelle ont été installés les différentes portions des sous-détecteurs d'ATLAS. On insiste sur la façon dont est produit le faisceau de pions utilisé, de façon à identifier les sources potentielles de contamination. Le chapitre se poursuit par une description des différents sous-détecteurs disposés sur la ligne de faisceau. Après avoir décrit la méthode de reconstruction de l'énergie des particules dans les calorimètres électromagnétique et hadronique, on termine par une description des coupures de sélection d'un échantillon de pions.

4.1 Le faisceau de la ligne *H8*

4.1.1 Faisceau primaire du *SPS*

Le faisceau utilisé au cours du test de 2004 est produit à partir du faisceau de protons de 400 GeV/c issu du *SPS* (*Super Proton Synchrotron*). Ce faisceau primaire est divisé en 3 branches, dirigées sur les cibles *T2*, *T4* et *T6*. Parmi les trois faisceaux secondaires produits au niveau de la cible *T4*, l'un est orienté sur la ligne *H8* sur laquelle sont installés les différentes portions du détecteur ATLAS.

La cible *T4* permet d'obtenir, à partir du faisceau incident de protons, un faisceau composé de pions, d'électrons et de muons d'énergie inférieure ou égale à 400 GeV. Par ailleurs, environ 40 % des protons incidents parviennent à traverser la cible. *T4* se compose d'une épaisseur de 300 mm de béryllium. Pour une cible, l'épaisseur

optimale est de l'ordre de la longueur d'interaction λ_{int} du matériau [39] pour les hadrons, et de la longueur de radiation pour les électrons. Le béryllium a l'avantage de présenter un rapport X_0/λ_{int} proche de 1 ($\lambda_{int} \gg X_0$ pour la plupart des matériaux).

4.1.2 Faisceau secondaire de haute énergie

Après la cible $T4$, on dispose d'un faisceau secondaire formé principalement de π^\pm , de e^\pm , et de protons. L'énergie de ces particules est au plus égale à 400 GeV. La sélection en impulsion des particules est réalisée par la combinaison de dipôles (angle de déflexion variable avec l'énergie) et de collimateurs limitant l'ouverture angulaire du faisceau. La figure 4.1 présente l'instrumentation de la ligne $H8$ dans le cas d'un faisceau secondaire. Les pions sont isolés en intercalant un absorbeur (1 à 2 X_0 de plomb) dans le faisceau secondaire. Une telle épaisseur de plomb n'a pas d'effet sur les pions, mais suffit à réduire la contamination en électrons. Durant le test en faisceau de 2004, un faisceau secondaire de pions négatifs a été utilisé, pour des énergies allant de 150 à 350 GeV.

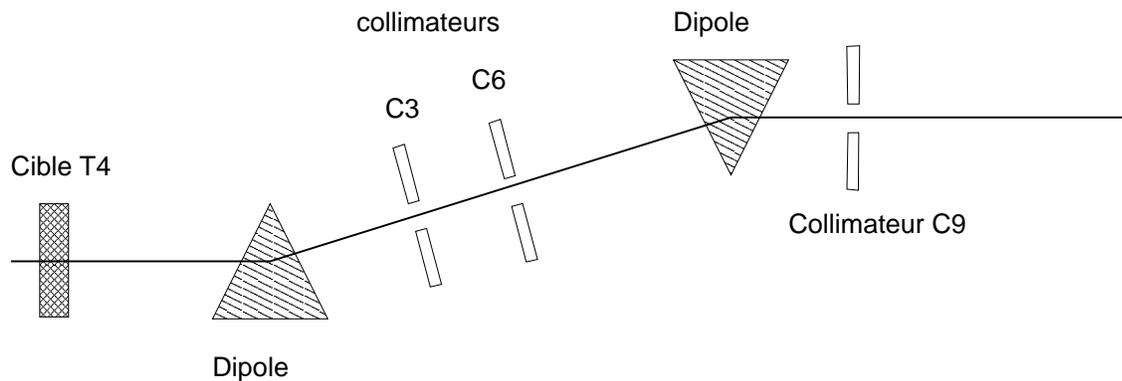


FIG. 4.1: Production d'un faisceau secondaire de haute énergie (10-350 GeV).

4.1.3 Faisceau tertiaire de haute énergie

Un faisceau tertiaire de pions positif a également été utilisé en 2004, pour des énergies comprises entre 20 et 180 GeV. Un tel faisceau est produit par le bombardement d'une cible secondaire de polyéthylène de 1 m d'épaisseur* (voir figure 4.2). Les électrons sont filtrés par un absorbeur constitué de plomb.

4.1.4 Faisceau tertiaire de basse énergie

La ligne $H8$, telle qu'elle est décrite par les figures 4.1 et 4.2, n'est pas adaptée pour la production d'un faisceau de pions de très basse énergie (<10 GeV). Très peu de pions de basse énergie peuvent en effet parcourir avant de se désintégrer, les 500 m qui séparent la cible $T4$ des sous-détecteurs d'ATLAS. La solution pour

* $\equiv 1\lambda_{int}$

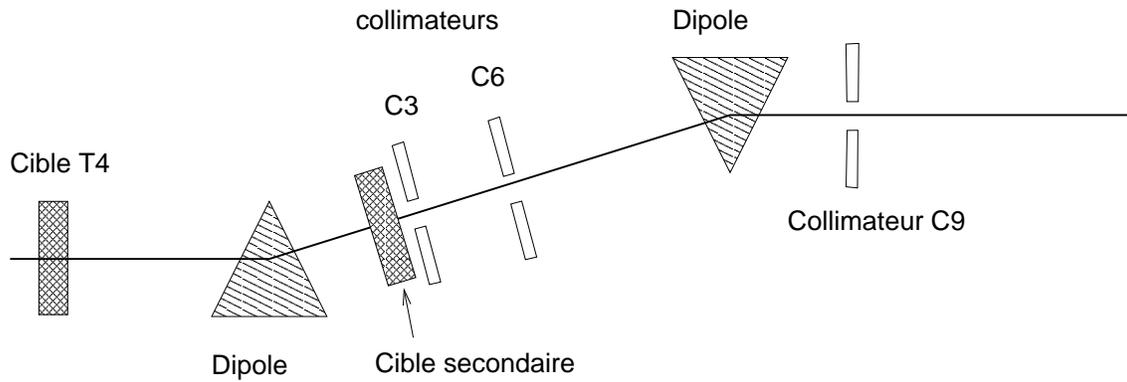


FIG. 4.2: Production d'un faisceau tertiaire de haute énergie (10-180 GeV).

obtenir un faisceau de basse énergie consiste à placer une nouvelle cible, à moins de 50 m des sous-détecteurs [40]. On estime qu'après 56 m, 68% des pions de 1 GeV se sont désintégrés. La cible secondaire est bombardée par un faisceau de 80 GeV. Un dispositif de focalisation et de sélection en impulsion est placé après cette cible (voir figure 4.3). Les particules de haute énergie (≤ 80 GeV) issues de la cible secondaire sont arrêtées par un absorbeur. Après celui-ci, seuls les muons sont susceptibles de poursuivre leur parcours.

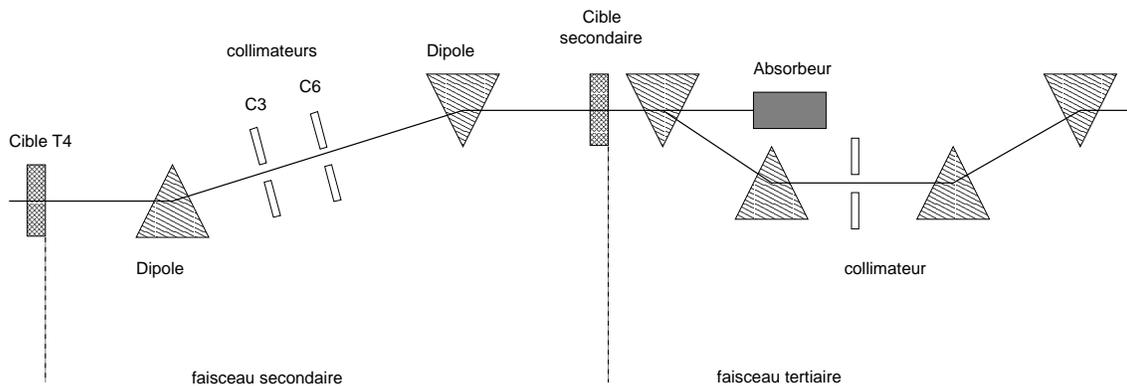


FIG. 4.3: Production d'un faisceau tertiaire de basse énergie (1-9 GeV).

4.2 Le détecteur ATLAS au faisceau-test de 2004

La figure 4.4 montre les différents sous-détecteurs d'ATLAS placés en 2004 sur la ligne *H8*. L'ensemble se divise en trois parties :

- Détecteur interne
- Calorimétrie
- Spectromètre à muons

Aux détecteurs d'ATLAS s'ajoute un ensemble d'instruments auxiliaires assurant le déclenchement de l'acquisition ainsi que la définition géométrique du faisceau. Les dimensions ainsi que les positions exactes de chaque élément peuvent être trouvées dans les références [41] et [42].

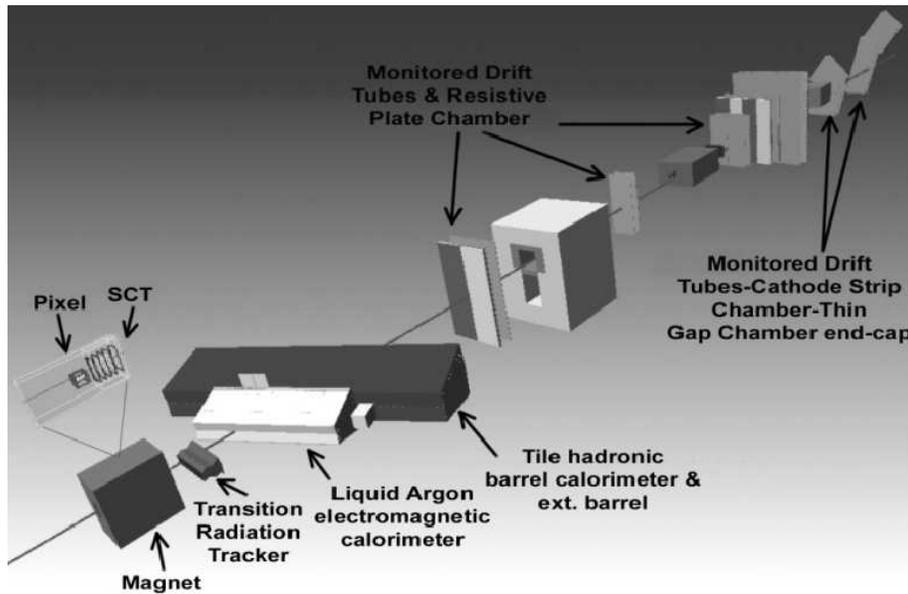


FIG. 4.4: Vue des différents sous-détecteurs d'ATLAS présents durant le test en faisceau de 2004.

4.2.1 Instrumentation de la ligne $H8$ (détecteurs auxiliaires)

La ligne de faisceau est équipée d'une série de scintillateurs, de chambres à fils et d'un compteur Cerenkov. Ces détecteurs sont utilisés pour le déclenchement, pour l'identification des particules et pour la mesure de la position du faisceau. Les différents instruments présents sur la ligne $H8$ sont représentés sur la figure 4.5.

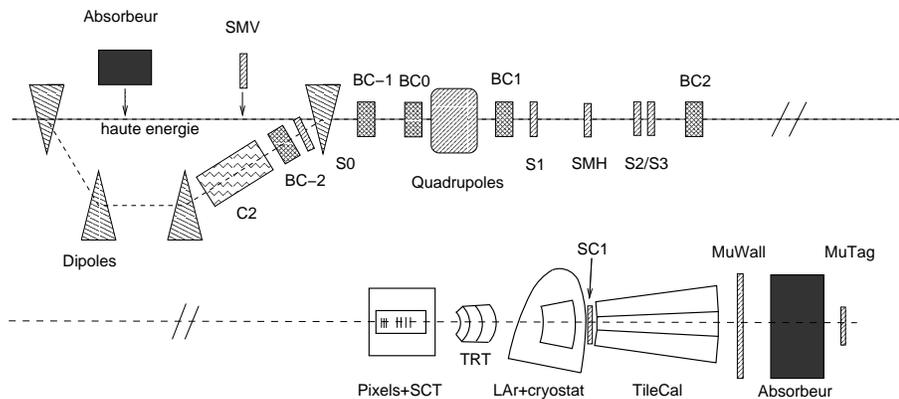


FIG. 4.5: Instrumentation de la ligne $H8$.

Chambres à fils

5 chambres à fils, notées $BC-2$ à $BC2$ sont disposées sur la ligne du faisceau. Ces chambres ont une surface active d'environ $11 \times 11 \text{ cm}^2$ et une résolution spatiale de l'ordre de $200 \mu\text{m}$. Leur principe de fonctionnement est détaillé dans [41].

Scintillateurs

Le long de la ligne de faisceau, on compte 9 scintillateurs. Leurs caractéristiques sont données ci-après :

- *SMV (Muon Veto)* : identification des muons venant de la ligne haute énergie. Ce scintillateur est en principe utilisé pour un faisceau tertiaire de basse énergie (cf chapitre 4.1.4).
- *S0* : contrôle de la qualité du faisceau. Les dimensions de ce scintillateur sont $10 \times 10 \times 0,6 \text{ cm}^3$ (hauteur, largeur et épaisseur respectivement).
- *S1, S2 et S3* : contrôle de la qualité du faisceau et déclenchement de l'acquisition, si les 3 scintillateurs sont en coïncidence. Les dimensions de *S1* sont $10 \times 10 \times 0,6 \text{ cm}^3$. *S2* et *S3* présentent une surface de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ pour 1 cm d'épaisseur.
- *SMH (Muon Halo)* : ce scintillateur de grande taille ($30 \times 32 \times 1,5 \text{ cm}^3$) est percé d'un trou de 3,4 cm de diamètre au niveau du passage du faisceau. *SMH* peut en principe permettre de limiter l'extension latérale du faisceau en identifiant les cas où un important halo de muons est présent. En pratique, ce scintillateur n'est pas utilisé en raison d'un alignement insuffisant pendant la prise des données.
- *SC1 (Cryostat)* : placé entre la paroi externe du cryostat du calorimètre électromagnétique et la face d'entrée du TileCal, ce scintillateur ($44 \times 60 \times 1,5 \text{ cm}^3$) permet d'étudier le développement des gerbes hadroniques.
- *MuTag* : ce scintillateur ($40 \times 40 \times 2 \text{ cm}^3$) est placé après un absorbeur, de sorte que seuls les muons sont susceptibles de l'atteindre. *MuTag* est utilisé dans l'analyse des données pour sélectionner ou rejeter les muons.
- *MuWall* : il s'agit d'un mur de 12 scintillateurs répartis en 2 couches, et situé 1,5 m après TileCal. La surface couverte est environ $120 \times 80 \text{ cm}^2$. *MuWall* est mobile, de façon à être toujours centré selon la direction du faisceau.

Compteur Cerenkov

En traversant l'épaisseur de gaz L contenue à l'intérieur du compteur, une particule excite les molécules du gaz tout au long de son parcours. Ces molécules se dés excitent successivement en émettant des photons dans toutes les directions. Si la vitesse de la particule incidente est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu gazeux, les ondes émises lors de la dés excitation des molécules du gaz interfèrent de façon constructive selon certaines directions. Un cône de lumière, d'ouverture angulaire θ_C est finalement détecté au passage de la particule. L'angle θ_C dépend de l'indice n du gaz traversé (et donc de sa pression), et de la vitesse de la particule incidente :

$$\cos\theta_C = 1/n\beta$$

En dirigeant la lumière produite par effet Cerenkov sur un photomultiplicateur, il est possible d'estimer le nombre N de photons produits lorsque la particule traverse l'épaisseur L de gaz :

$$N \propto L \sin^2\theta_C$$

A impulsion p égale, le rapport $\beta = \sqrt{1 - m^2c^2/p^2}$ dépend de la masse de la particule. Il est ainsi possible, si la différence de masse est suffisamment grande, de distinguer deux types de particules, à partir du signal produit par le photomultiplicateur.

Le compteur Cerenkov $C2$, placé sur la ligne de basse est configuré pour pouvoir séparer les électrons des pions chargés.

4.2.2 Le détecteur interne

Durant le faisceau-test combiné de 2004, les trois types de sous-détecteurs formant le détecteur interne d'ATLAS ont été testés. Ces 3 sous-détecteurs sont, dans l'ordre de positionnement sur la ligne de faisceau les *Pixels*, le *SCT* (*SemiConductor Tracker*) et le *TRT* (*Transition Radiation Tracker*).

Le détecteur à pixels se compose de 6 modules, répartis en 3 couches suivant l'axe du faisceau. Chaque couche comporte 2 modules, ayant un recouvrement de l'ordre de 0,2 mm. Comme dans ATLAS, les modules sont inclinés d'environ 20° par rapport à la verticale. Chaque module couvre une surface $60,8 \times 16,4$ mm² dans le plan $z \times y$.

Le *SCT*, situé après le détecteur à pixels, consiste en 4 plans, composés chacun de 2 modules. La surface couverte par chaque module est cette fois de 120×60 mm² dans le plan $z \times y$, avec 4 mm de recouvrement entre les couches supérieure et inférieure. La figure 4.6 représente les 3 couches du détecteur à pixels et les 4 couches du *SCT*, dans la ligne de faisceau (l'échelle horizontale n'est pas respectée). L'ensemble est placé à l'intérieur d'un solénoïde, pouvant fournir un champ magnétique axial de 2 T. Cet aimant est utilisé pour l'étude de la courbure des trajectoires. Dans toutes les données utilisées ici, aucun champ magnétique n'est appliqué.

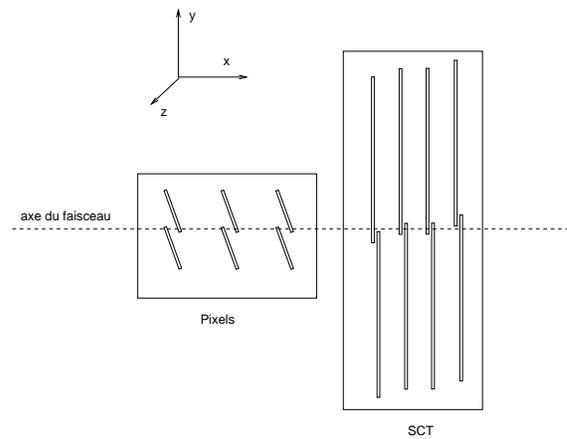


FIG. 4.6: Modules du détecteur à pixels et du SCT, dans la ligne de faisceau en 2004.

A l'extérieur du solénoïde se trouve le *TRT*, composé de 2 modules du tonneau central. Ces 2 modules, fixés dans leur structure métallique, sont représentés en gris sur la figure 4.7.

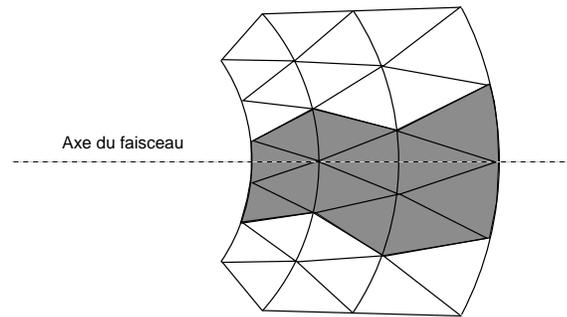


FIG. 4.7: Modules du TRT au faisceau-test 2004.

4.2.3 La calorimétrie

La calorimétrie exposée en faisceau-test se compose d'un module du tonneau central du calorimètre électromagnétique à argon liquide, suivi d'un empilement de 3 modules du tonneau central de TileCal (voir figure 4.8). L'ensemble est placé sur une table rotative, ce qui permet de varier l'incidence du faisceau sur les calorimètres. Les différentes orientations accessibles (mesurées en unité de pseudo-rapidité η) sont représentées sur la figure 4.9. La table est orientée de telle sorte que le faisceau est toujours projectif en η dans les calorimètres (comme c'est le cas dans ATLAS).

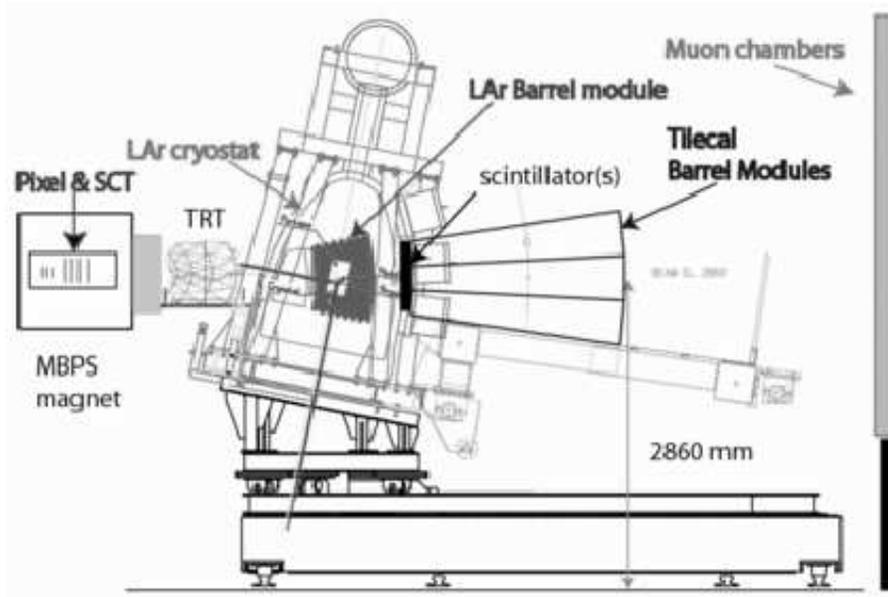


FIG. 4.8: Vue de côté des calorimètres LAr et TileCal sur leur table mobile.

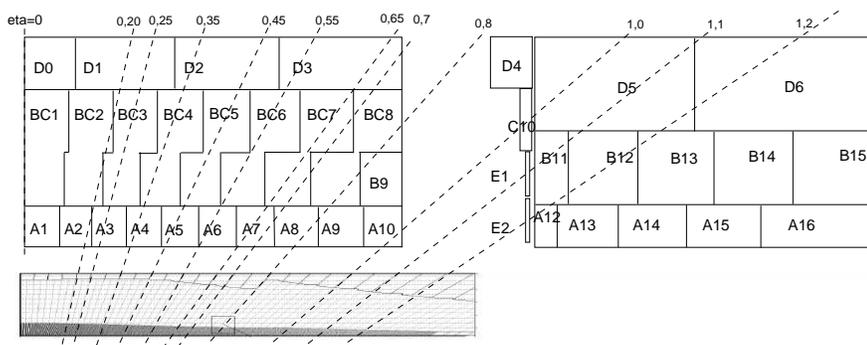


FIG. 4.9: Schéma montrant les cellules des calorimètres (LAr est en bas et TileCal est au dessus).

4.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique LAr

Le LAr est placé à l'intérieur d'un cryostat, représenté sur la figure 4.10. Le cryostat possède une enveloppe interne (*cold vessel*) entourée par une seconde enveloppe (*warm vessel*), toutes deux d'une épaisseur de 30 mm, et composées d'aluminium. Le tableau 4.1 donne les couvertures angulaires et les granularités de la portion du LAr exposée en faisceau-test.

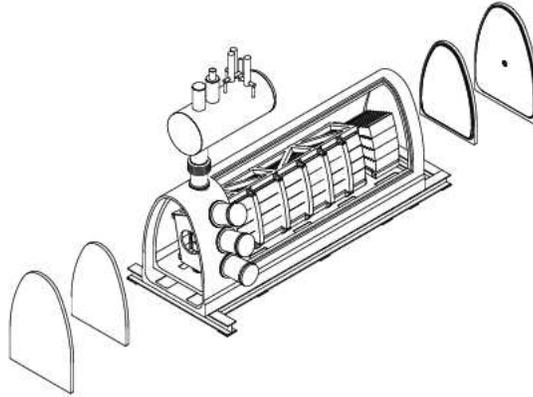


FIG. 4.10: Vue éclatée du calorimètre électromagnétique dans son cryostat.

Couche	Granularité		Couverture	
	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	Nombre de cellules	en η	en ϕ
Pré-échantillonneur	0,025×0,1	56×4	0→1,4	-0,2→0,2
<i>Front</i>	0,003×0,1	440×4	0→1,4	-0,2→0,2
<i>Middle</i>	0,025×0,025	56×16	0→1,4	-0,2→0,2
<i>Back</i>	0,05×0,025	28×16	0→1,4	-0,2→0,2

TAB. 4.1: Granularité et couverture du calorimètre électromagnétique, au test en faisceau de 2004.

Dans le calorimètre électromagnétique, l'énergie des particules incidentes est reconstruite par la méthode *OFC* (cf 2.2.3). Pour chaque événement, cette méthode donne l'énergie (calibrée à l'échelle électromagnétique) recueillie par cellule. L'énergie totale déposée est obtenue en sommant les énergies individuelles de toutes les cellules. Afin de limiter l'influence du bruit de fond de l'électronique, la somme est limitée à une petite région en η et ϕ autour de la direction du faisceau. La figure 4.11 montre l'évolution de la réponse aux pions (somme des énergies dans les calorimètres électromagnétique et hadronique) en fonction de la taille $\Delta\eta$ de la fenêtre de reconstruction dans le LAr. Les coupures permettant de sélectionner les pions sont détaillés plus loin, dans la section 4.4. On constate qu'une fenêtre incluant les cellules comprises dans un volume $\eta_{nominal} \pm 0,2$ est suffisante pour contenir le dépôt d'énergie des pions. Selon ϕ , toutes les cellules sont prises en compte étant donné que l'ensemble des modules ne couvre au maximum que $\Delta\phi = \pm 0,2$ rad. L'influence du bruit de l'électronique peut être encore réduite en demandant que dans chaque

cellule, le signal soit supérieur (en valeur absolue) à 2 fois l'écart-type σ_{BDF} du bruit électronique : $|E_{cellule}| > 2 \times \sigma_{BDF}$. Grâce à cette coupure, on limite la somme de l'énergie aux cellules ayant enregistré un signal clairement séparé du bruit. σ_{BDF} est estimé à partir des données, en évaluant la dispersion du signal dans une cellule n'étant pas touchée par le faisceau. Pour les différentes couches du LAr, σ_{BDF} est reporté dans la table 4.2.

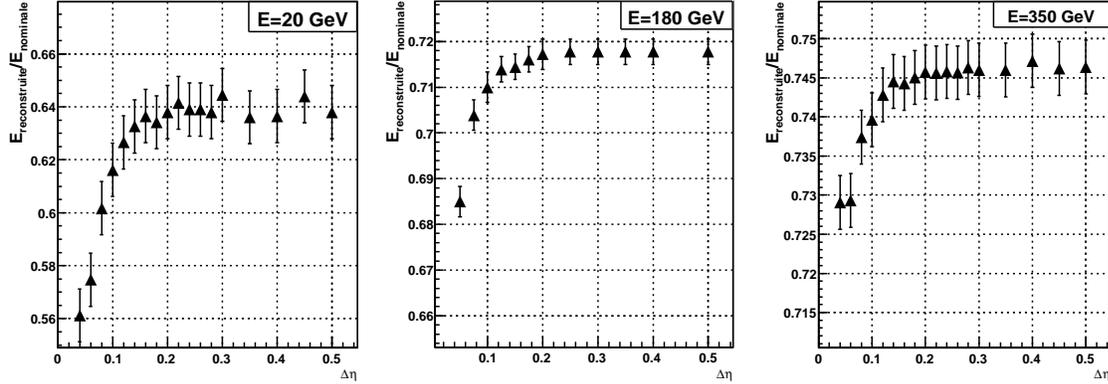


FIG. 4.11: Dépendance de l'énergie totale (LAr+TileCal) reconstruite pour les pions, en fonction de la taille $\Delta\eta$ (selon η) de la fenêtre de reconstruction dans le LAr : $|\eta_{nominal} - \eta_{cellule}| < \Delta\eta$.

Couche	σ_{BDF}
Preshower	40 MeV
Front	12 MeV
Middle	30 MeV
Back	23 MeV

TAB. 4.2: Bruit de fond moyen de l'électronique par cellule dans les 4 couches du LAr.

4.2.3.2 Le calorimètre hadronique TileCal

TileCal est placé le plus près possible du cryostat du LAr, de façon à reproduire la géométrie finale du détecteur ATLAS. La distance entre les parties actives des deux calorimètres est environ de 30 cm, contre 25 cm prévus dans ATLAS. L'ensemble constitué par les trois modules de TileCal couvre un angle en ϕ allant de -0,2 à 0,2 rad ($\phi=0$ étant la direction du faisceau). Selon η , l'acceptance varie entre -1 et 1 dans le cas où seul le tonneau central est utilisé. Trois modules du tonneau étendu peuvent être ajoutés, augmentant l'acceptance jusqu'à $\eta \simeq 1,7$ (voir figure 4.9). La distance entre les parties centrale et étendue du TileCal est supérieure à la distance prévue dans ATLAS (97 cm au lieu de 72 cm). TileCal est segmenté longitudinalement en

trois couches. Dans les deux premières, les cellules ont une granularité de 0,1 en η . La dernière couche possède quant à elle une granularité de 0,2 en η (voir figure 4.9).

Au niveau des cellules de TileCal, le signal est reconstruit suivant la méthode dite *fit filter* (cf chapitre 2.3.2.2), puis calibré à l'échelle électromagnétique (voir chapitre 2.3.4). On exprime l'énergie totale déposée comme la somme des signaux de toutes les cellules des modules de TileCal. Afin de limiter l'influence du bruit de l'électronique (environ 30 MeV par cellule), seules les cellules appartenant au demi-module situé dans l'axe du faisceau incident sont prises en compte. On ne considère de plus dans la somme, que les cellules ayant enregistré un signal supérieur (en valeur absolue) à l'écart-type du bruit de l'électronique.

4.2.4 Le spectromètre à muons

Les différentes parties du spectromètre à muons ont été testés en 2004. Les sous-détecteurs suivant étaient présents dans la ligne de faisceau en 2004 :

- *MDT* (*Monitored Drift Chambers*),
- *RPC* (*Resistive Plate Chambers*),
- *CSC* (*Cathode Strip Chambers*),
- *TGC* (*Thin Gap Chambers*).

La disposition des différents éléments dans la ligne de faisceau *H8* est décrite dans [43].

4.2.5 déclenchement de l'acquisition

Le système de déclenchement principal est basé sur l'observation d'une coïncidence entre les signaux des scintillateurs *S1*, *S2* et *S3*. L'acquisition est déclenchée lorsqu'une particule produit un signal dans ces 3 scintillateurs, et que tous les sous-détecteurs sont en état de mesurer un nouveau signal (le développement du signal dans les détecteurs demande en effet un certain temps, pendant lequel aucune nouvelle mesure n'est possible). Une fenêtre en temps est alors ouverte, et les signaux provenant de tous les sous-détecteurs sont enregistrés. Entre l'arrivée de 2 trains de particules (10 s), l'acquisition est déclenchée afin de recueillir le signal à vide (piédestal) de certains sous-détecteurs (LAr et TileCal). Dans TileCal, l'acquisition de données de calibration (injection de charge) est effectuée également entre les trains de particules.

4.3 Données prises en 2004

L'ensemble des données prises en faisceau-test durant 2004 se répartit en 8 périodes. Ces périodes se distinguent par la configuration des détecteurs dans la ligne du faisceau, ainsi que par la nature du faisceau lui-même. Les caractéristiques de chaque période sont reportées dans la table 4.3. Les sous-détecteurs indiqués dans la table 4.3 pour chaque période ne sont pas forcément opérationnels (sauf les calorimètres). Ils sont toutefois présents dans la ligne de faisceau et peuvent contribuer à la quantité de matériel mort. Les périodes 4, et 7 présentant peu d'intérêt pour la calorimétrie hadronique, celles-ci ne sont pas mentionnées.

période	type de faisceau	charge	η	Energie (GeV)	sous-détecteurs
1, 2, 3	secondaire 250 GeV	-	-0,7 -0,8 -1,0 -1,1 -1,2	50, 80, 100, 150 180, 200, 250	LAr, TileCal
6a	secondaire 350 GeV	-	-0,20 -0,25 -0,35 -0,20 -0,25 -0,35 -0,45 -0,55 -0,65	10, 50, 100, 150, 180, 200 250, 320, 350	LAr, TileCal
6b	tertiaire 180 GeV	+	-0,20 -0,25 -0,35 -0,45 -0,55 -0,65	20, 50, 100,150, 180	ID, LAr,TileCal, MDT, RPC
6b	secondaire 350 GeV	-	-0,20 -0,25 -0,35 -0,45 -0,55 -0,65	320, 350	ID, LAr,TileCal, MDT, RPC
8	tertiaire 80 GeV	-	-0,20 -0,25 -0,35 -0,45 -0,55 -0,65	1, 2, 3, 4, 5 6, 7, 8, 9	ID, LAr,TileCal, MDT, RPC

TAB. 4.3: Les données prises en 2004.

4.4 Coupures de sélection

4.4.1 Sélection des pions de haute énergie

Le faisceau délivré par le SPS est composé d'un mélange de pions, d'électrons et de muons. La proportion de chaque type de particule dans le faisceau est liée à l'énergie et au signe de la charge du faisceau primaire. La première étape de l'analyse consiste à séparer les différents types de particules afin d'isoler un échantillon de pions projectif en η et aussi mono-énergétique que possible. Les coupures décrites ici sont valables seulement pour les échantillons de pions de haute énergie. A basse énergie, la situation est plus complexe, et les coupures spécifiques seront détaillées dans le chapitre 7

Réjection des muons

Les muons sont rejetés à l'aide du scintillateur *MuTag* placé à l'arrière du calorimètre hadronique, après un absorbeur. Seuls les muons de haute énergie sont susceptibles de produire un signal dans ce scintillateur. A titre d'exemple, la figure 4.12 montre la réponse du scintillateur *MuTag* pour un faisceau de pions de 180 GeV (période 6a). La contamination des muons est réduite en demandant moins de 500 coups *adc* dans *MuTag*. L'efficacité de réjection peut être augmentée en demandant un signal supérieur à 5 GeV dans les calorimètres. De cette façon, les muons qui échappent au scintillateur *MuTag* en raison des diffusions multiples sont également supprimés.

Interactions avant les calorimètres

On utilise les différents scintillateurs de la ligne de faisceau afin de rejeter les particules susceptibles d'avoir initié une gerbe avant d'atteindre les détecteurs. La figure 4.13 montre la distribution dans 4 scintillateurs, pour les muons (sélectionnés grâce au scintillateur *MuTag*) et les autres particules (électrons et pions). Le signal des muons sert ici de référence pour définir le signal d'une particule passant seule dans un scintillateur. Les événements pour lesquels une importante queue de distribution est visible dans les scintillateurs sont rejetés. Les seuils des coupures sont

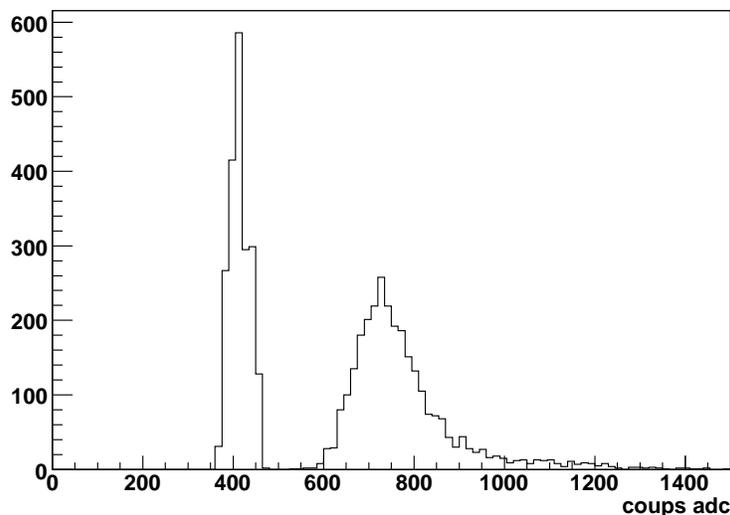


FIG. 4.12: Signal dans le scintillateur MuTag.

représentés par des lignes pointillées sur la figure 4.13.

Réjection des électrons

Des électrons sont présents en proportion variable dans les faisceaux de pions utilisés. Comme pour les muons, la contamination en électrons dépend du type de faisceau et de son énergie nominale*. La présence d'électrons dans le faisceau ne pose pas de problèmes pour l'étude de la réponse aux pions dans le calorimètre hadronique puisqu'ils sont entièrement contenus dans le calorimètre électromagnétique. En première approche, les électrons peuvent être séparés des pions en se basant sur le profil longitudinal des gerbes produites dans le calorimètre électromagnétique. La figure 4.14 montre la distribution d'énergie déposée dans la couche *front* du LAr en fonction de l'énergie dans la couche *middle* (cf tableau 4.1). Pour les électrons, qui perdent une importante fraction de leur énergie en pénétrant dans le calorimètre électromagnétique, on observe une forte anti-corrélation entre les dépôts d'énergie dans les deux couches successives *front* et *middle*. Les électrons peuvent être rejetés en appliquant une coupure sur l'énergie totale déposée dans ces deux couches du LAr. Dans tout ce qui suit, les électrons seront rejetés (si nécessaire) en demandant que la somme des énergies dans les couches *front* et *middle* du LAr soit inférieure à E_{seuil} , où E_{seuil} , dépendant de l'énergie incidente, est donnée dans la table 4.4. On vérifie que cette coupure rejette moins de 1% des pions (sélectionnés en demandant plus de 5 pC dans TileCal). La contamination résiduelle en électrons peut être estimée en appliquant la coupure décrite ci-avant à un faisceau pur d'électron. Cette estimation reste à faire.

Limitation de la dispersion angulaire

L'extension spatiale du faisceau est contrôlée par 4 chambres à fils. A partir du point d'impact mesuré dans ces chambres, il est possible d'extrapoler le point d'im-

*La contamination est maximale pour le faisceau à 180 GeV

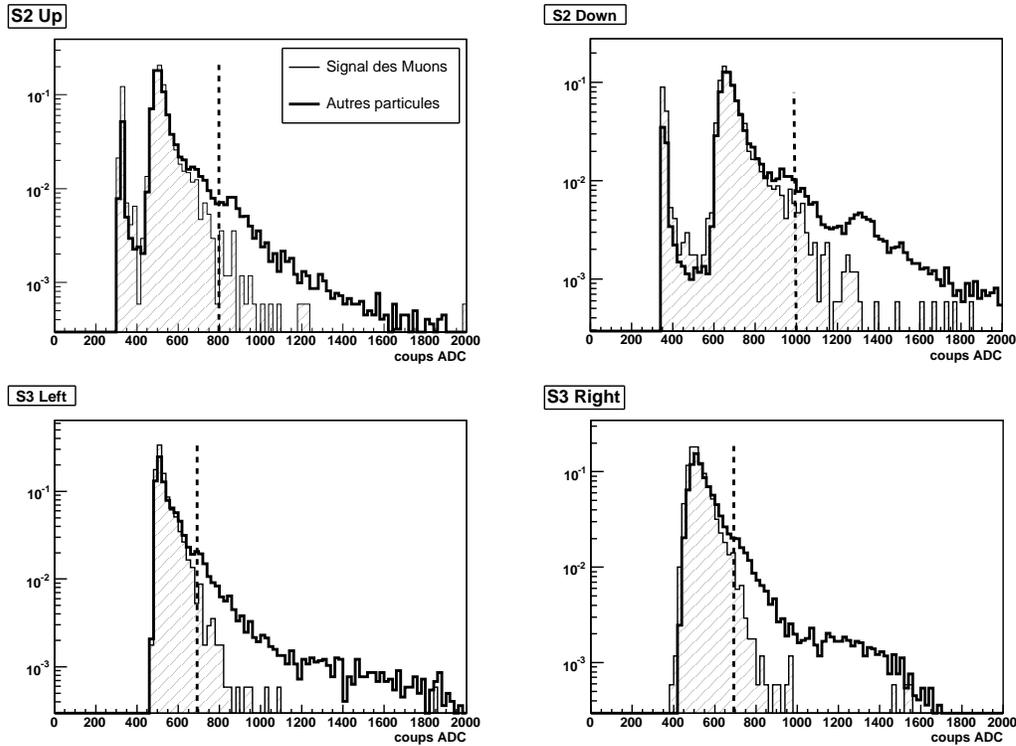


FIG. 4.13: Distribution du signal dans les scintillateurs $S2$ et $S3$, lus par 4 photomultiplicateurs (Up, Down, Left, Right).

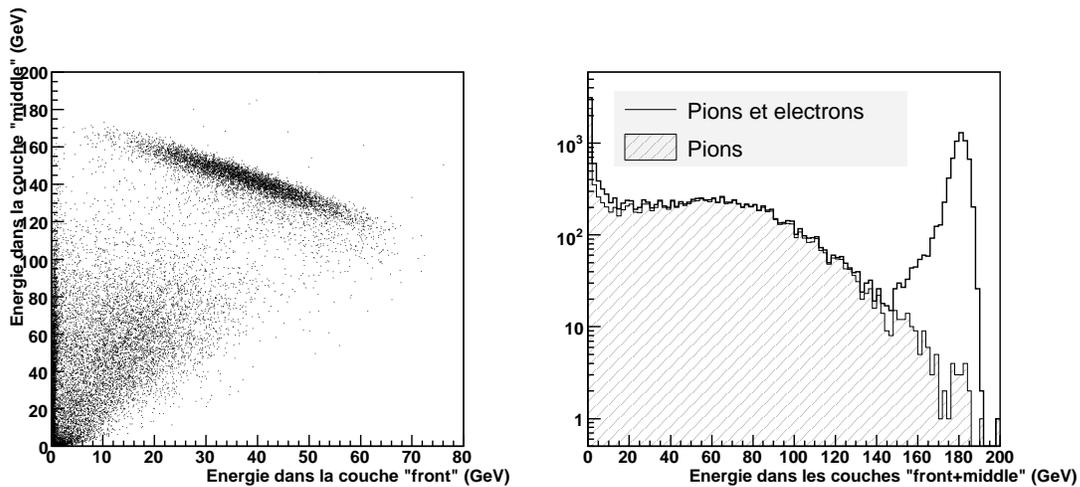


FIG. 4.14: A gauche : distribution de l'énergie dans la couche front du LAr, en fonction de l'énergie dans la couche middle. A droite : énergie totale dans les couches front et middle pour un mélange e/π et pour un échantillon de π pur (sélectionné en demandant plus de 5 GeV dans TileCal). L'énergie du faisceau incident est de 180 GeV.

Energie du faisceau	E_{seuil}
20 GeV	15 GeV
50 GeV	35 GeV
100 GeV	70 GeV
150 GeV	110 GeV
180 GeV	140 GeV
200 GeV	180 GeV
250 GeV	230 GeV
320 GeV	300 GeV
350 GeV	320 GeV

TAB. 4.4: Coupure de réjection des électrons : $E_{front}^{LAr} + E_{middle}^{LAr} < E_{seuil}$.

pact sur la face d'entrée du calorimètre hadronique. Suivant les notations de la figure 4.15, l'angle a_x (dans le plan x0z) entre la direction nominale du faisceau (0°) et la trajectoire d'une particule s'exprime en fonction des coordonnées mesurées dans 2 chambres à fils* :

$$\tan(a_x) = \frac{BC1_x - BC0_x}{BC0_z - BC0_z}$$

De la même façon, l'angle a_y (dans le plan y0z, non représenté sur la figure 4.15) s'écrit :

$$\tan(a_y) = \frac{BC1_y - BC0_y}{BC0_z - BC0_z}$$

A partir des angles a_x et a_y , on peut exprimer le point d'impact mesuré dans le référentiel de la ligne de faisceau :

$$X_{imp} = BC0_x + BC0_z \times \tan(a_x)$$

$$Y_{imp} = BC0_y + BC0_z \times \tan(a_y)$$

Pour l'étude de la réponse de TileCal, il est plus utile de connaître le point d'impact dans le référentiel du calorimètre lui-même (l'origine étant prise au centre du calorimètre). Connaissant l'angle b d'orientation de la table portant les calorimètres (cet angle est directement relié à la valeur de η), les relations suivantes permettent d'exprimer les coordonnées X'_{imp} et Y'_{imp} du point d'impact, dans le repère attaché au TileCal :

$$X'_{imp} = \frac{X_{imp} + R_{int}[(\cos b - 1) \cdot \tan a_x - \sin b]}{(1 + \tan b \tan a_x) \cos b}$$

$$Y'_{imp} = Y_{imp} + \frac{R_{int}(\cos b - 1) - X_{imp} \sin b}{(1 + \tan b \tan a_x) \cos b}$$

$R_{int}=2280$ mm est le rayon interne du TileCal.

Une coupure peut à présent être appliquée sur X'_{imp} et Y'_{imp} afin de limiter la taille du point d'impact extrapôlé sur la face d'entrée de TileCal. La figure 4.16 montre un

*Pour le calcul du point d'impact, on a choisi les chambres $BC0$ et $BC1$

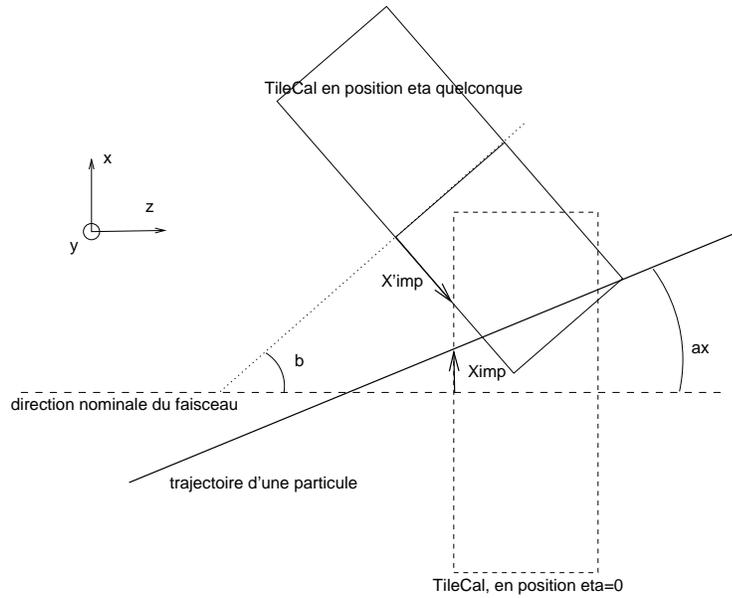


FIG. 4.15: Détail du calcul du point d'impact sur la face avant de TileCal.

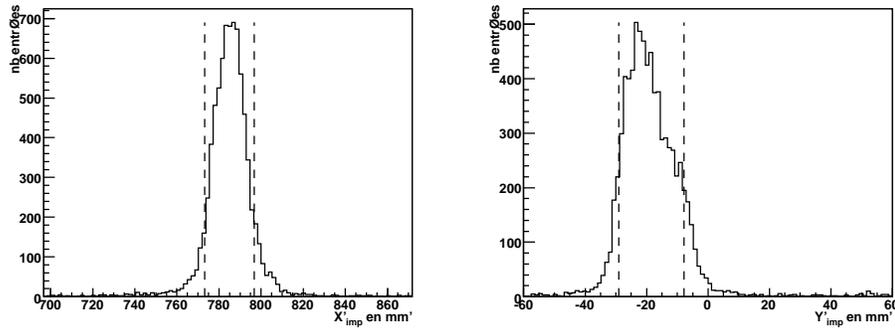


FIG. 4.16: Distribution du point d'impact sur la face d'entrée du TileCal ($\eta = 0, 35$), extrapolé à partir de l'information des chambres à fils BC0 et BC1.

exemple de distributions des variables X'_{imp} et Y'_{imp} . Le critère de sélection appliqué est le suivant (représenté par les lignes pointillées sur la figure 4.16) :

$$\langle X'_{imp} \rangle - RMS(X'_{imp}) < X'_{imp} < \langle X'_{imp} \rangle + RMS(X'_{imp})$$

$$\langle Y'_{imp} \rangle - RMS(Y'_{imp}) < Y'_{imp} < \langle Y'_{imp} \rangle + RMS(Y'_{imp})$$

Cette coupure limite l'extension transversale du faisceau à une surface d'environ $40 \times 40 \text{ mm}^2$.

Résumé des coupures de sélection des pions

Les différentes coupures de sélection des pions de haute énergie sont reportées dans le tableau 4.5. La figure 4.17 montre la distribution en énergie totale (LAr+TileCal) avant et après (en gris) application des coupures de sélection données dans le tableau 4.5. Les pics à 0 et 180 GeV correspondent respectivement au signal produit par les muons et les électrons qui contaminent le faisceau de pions. Entre 20 et 100 GeV,

une importante queue de distribution est produite par les particules interagissant avant d'atteindre les calorimètres. Cette queue à basse énergie est largement réduite par les coupures de sélection.

Coupure	Objectif
Signal inférieur à un seuil donné dans les scintillateurs de la ligne <i>H8</i>	Réjection des événements pour lesquels l'interaction a eu lieu en amont des détecteurs
$\mu Tag < 500$ adc	Réjection des muons
$E_{Totale} > 5$ GeV	Augmentation de l'efficacité de réjection des μ et des interactions en amont des détecteurs
$E_{couche\ 1}^{LAr} + E_{couche\ 2}^{LAr} < E_{seuil}$	Réjection des électrons (E_{seuil} est défini dans le tableau 4.4)
$\langle X'_{imp} \rangle - RMS(X'_{imp}) < X'_{imp} < \langle X'_{imp} \rangle + RMS(X'_{imp})$ $\langle Y'_{imp} \rangle - RMS(Y'_{imp}) < Y'_{imp} < \langle Y'_{imp} \rangle + RMS(Y'_{imp})$	Limitation de l'extension spatiale du faisceau

TAB. 4.5: Coupures de sélection des pions de haute énergie ($E \geq 20$ GeV).

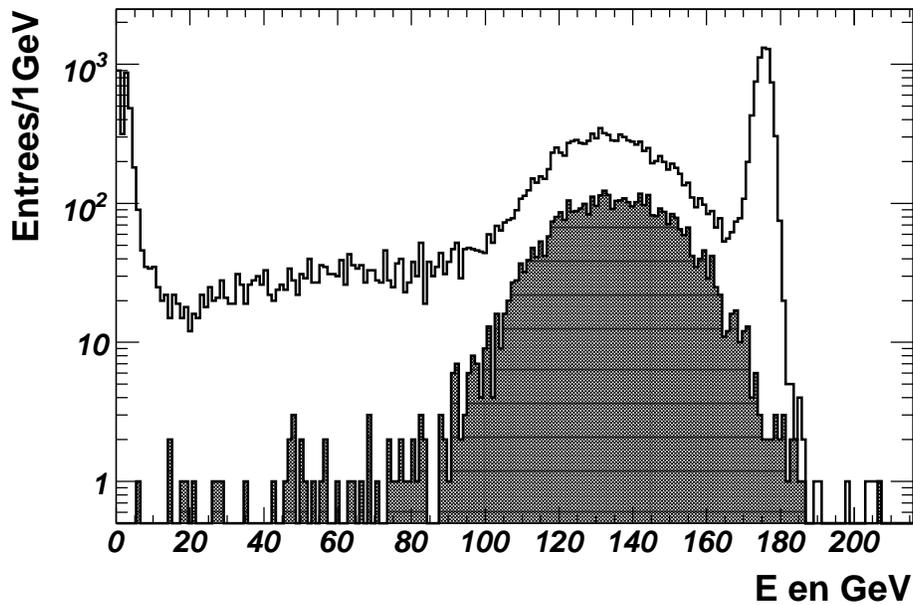


FIG. 4.17: Distribution en énergie pour un faisceau de 180 GeV avant et après (courbe grisée) les coupures de sélection des pions.

Chapitre 5

Pions atteignant TileCal au minimum d'ionisation

De nombreux tests en faisceau de portions du calorimètre TileCal seul ont été réalisés entre 1996 et 2003. On se propose ici de vérifier la compatibilité entre les résultats pris en 2004, et ceux des années précédentes. Dans la configuration de 2004, la présence du LAr devant TileCal introduit une difficulté pour l'analyse de la réponse aux pions, étant donné que la majorité des pions commencent à interagir dans le calorimètre électromagnétique. La comparaison entre les réponses de TileCal en 2002/2003 et en 2004 repose donc sur la sélection des pions atteignant TileCal au minimum d'ionisation, c'est-à-dire n'ayant pas interagi de façon nucléaire dans le LAr, ni dans la paroi externe de son cryostat.

Dans un premier temps, les coupures permettant la sélection de tels pions sont établies. Ces coupures se basent sur l'analyse de :

- la réponse dans chaque segment longitudinal du LAr,
- la réponse du scintillateur *SC1*, placé entre la paroi externe du cryostat du calorimètre électromagnétique et la face d'entrée du TileCal, pour $\eta \leq 0,8$,
- la réponse des scintillateurs latéraux (*Gap counters*), pour les données à $\eta \geq 1,0$.

La réponse et la résolution de TileCal, pour les pions n'initiant pas de gerbe avant d'atteindre ce dernier, sont ensuite présentées. L'accent est mis sur l'estimation de la précision des mesures effectuées, étant entendu que celles-ci pourront plus tard servir de référence lors du contrôle de l'accord entre la simulation et les données réelles. La cohérence des résultats de 2004 est vérifiée par comparaison avec les résultats obtenus au cours des tests en faisceaux antérieurs.

Dans ce chapitre, les pions ont été sélectionnés au moyen des coupures décrites précédemment. Ces coupures sont résumées dans le tableau 4.5.

5.1 Pions au minimum d'ionisation dans le calorimètre électromagnétique

Les muons traversent les calorimètres en interagissant principalement par ionisation, et déposent une énergie minimale E_{mip} . La réponse du calorimètre électroma-

gnétique aux muons peut être utilisée pour définir le seuil en deça duquel on pourra considérer qu'un pion est passé au minimum d'ionisation. Sur la figure 5.1 on peut voir la réponse typique du pré-échantillonneur et des 3 compartiments du LAr à un faisceau de pions (en pointillé) et de muons (en trait plein). Le pic centré autour de 0 correspond à des particules traversant au minimum d'ionisation. Le signal des muons est paramétré par une fonction de Gauss*. Un pion sera considéré comme étant au minimum d'ionisation s'il dépose dans chaque couche du LAr, une énergie $E^{couche\ i}$ telle que :

$$E^{couche\ i} < E_{\mu}^{couche\ i} + 2\sigma_{\mu}^{couche\ i} \quad (5.1)$$

où $E_{\mu}^{couche\ i}$ et $\sigma_{\mu}^{couche\ i}$ sont respectivement l'énergie moyenne et l'écart-type de la distribution en énergie des muons dans la couche i du calorimètre électromagnétique. Sur la figure 5.1, le seuil en énergie $E_{\mu}^{couche\ i}$ est représenté par une ligne verticale. L'étude de la réponse aux pions interagissant dans TileCal en 2004 est fondée sur la

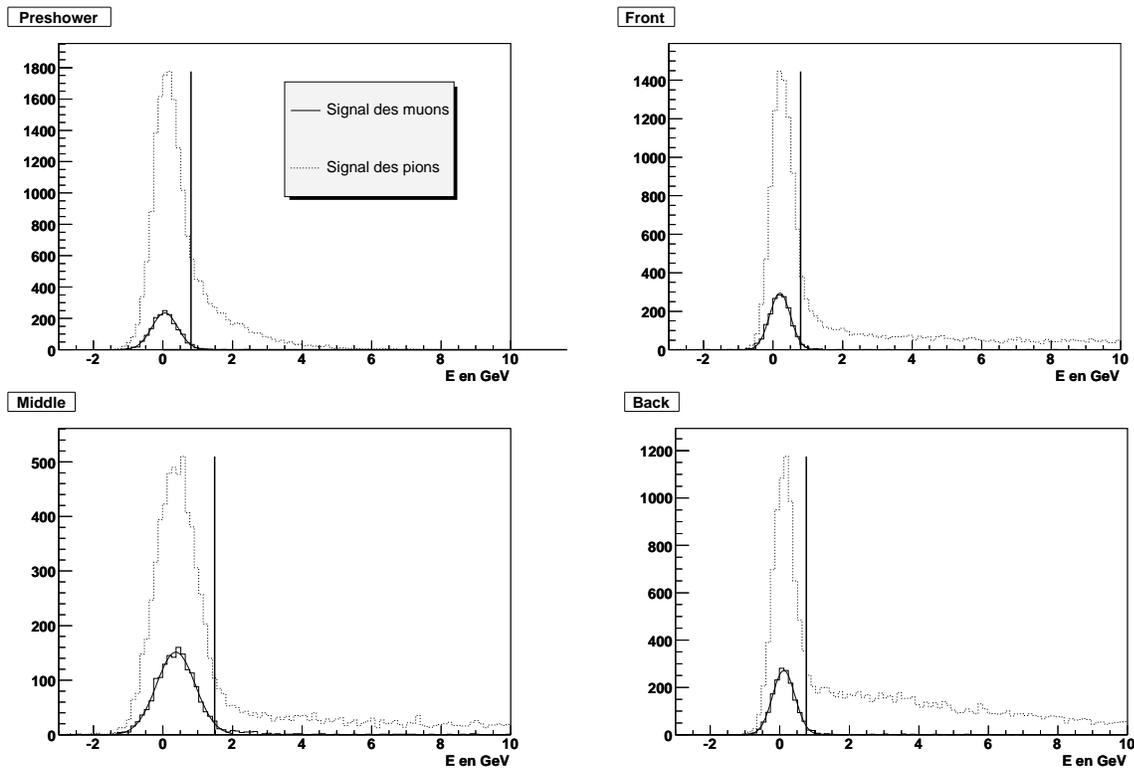


FIG. 5.1: *Energie déposée par les pions et les muons dans les 4 compartiments du calorimètre électromagnétique.*

qualité de la sélection des pions ayant traversé le LAr au minimum d'ionisation. Ceci

*La paramétrisation la plus correcte est une convolution entre une fonction de Landau et une gaussienne. Etant donnée la très faible réponse du calorimètre électromagnétique aux muons et le nombre important de cellules sommées ici (environ 1000 cellules au total), le signal des muons est dominé par le bruit de fond gaussien et la paramétrisation par une fonction de Gauss seule est suffisante.

justifie d'approfondir d'avantage l'analyse de la coupure de sélection qui vient d'être décrite. Sans avoir recours à la simulation, un test de validité peut être proposé.

La probabilité p_{mip} pour qu'un pion parcourt une distance l au minimum d'ionisation dans un matériau est liée à la longueur d'interaction λ_I dans ce matériau, via la relation :

$$p_{mip} = e^{-l/\lambda_I} \quad (5.2)$$

On va chercher à vérifier la relation 5.2 pour des pions traversant le LAr à différentes valeurs de η . La probabilité p_{mip} peut être estimée expérimentalement, connaissant la fraction de pions au minimum d'ionisation obtenus après le LAr :

$$p_{mip} = \frac{N_{mip}^\pi}{N_{Total}^\pi} \quad (5.3)$$

Dans cette relation, N_{mip}^π est le nombre de pions qui traversent les 4 couches du LAr au minimum d'ionisation, et N_{Total}^π est le nombre total de pions incidents.

Soit n_{mip}^π , le nombre de pions satisfaisant la coupure 5.1 (i.e. déposant moins de E_{couche}^μ dans chaque couche i du LAr). Une correction est nécessaire pour obtenir N_{mip}^π à partir de n_{mip}^π , dans la mesure où la coupure 5.1 rejette une certaine fraction de pions qui passent au minimum d'ionisation. A partir du nombre de muons n_{mip}^μ qui passent la coupure 5.1 (100% des muons devraient passer la coupure dans le cas idéal), N_{mip}^π peut être estimé selon l'expression :

$$N_{mip}^\pi = n_{mip}^\pi \times \frac{n_{mip}^\mu}{N_{Total}^\mu}$$

où N_{Total}^μ est le nombre total de muons dans le faisceau*. La probabilité pour un pion de traverser le LAr au minimum d'ionisation s'exprime donc :

$$p_{mip} = \frac{N_{mip}^\pi}{N_{Total}^\pi} \times \frac{N_{Total}^\mu}{N_{mip}^\mu} \quad (5.4)$$

Selon la relation 5.2, p_{mip} dépend de l'épaisseur l traversée dans le LAr. Cette épaisseur est elle-même liée à l'angle d'incidence des pions (et donc à la pseudo-rapidité η) :

$l = l_0/\cos\theta$, où l_0 est l'épaisseur du calorimètre électromagnétique à $\eta = 0$. La figure 5.2 montre l'évolution de p_{mip} en fonction de $\cos\theta = l_0/l$ pour différentes énergies**. Comme attendu, on observe que p_{mip} diminue en fonction de l'épaisseur traversée. La relation 5.2 peut être normalisée de façon à s'abstraire de l'influence de la longueur d'interaction λ_I :

$$\frac{\ln p_{mip}}{\ln p_{mip}^0} = l/l_0 = 1/\cos\theta \quad (5.5)$$

où p_{mip}^0 et l_0 sont respectivement la fraction de pions au minimum d'ionisation et l'épaisseur traversée pour une valeur fixée de η ($\eta = 0, 35$ a été choisi). La figure 5.3

*On rappelle que le faisceau utilisé contient une importante fraction de muons, dont on peut tirer avantage.

**Les données viennent de la période 6b (cf table 4.3).

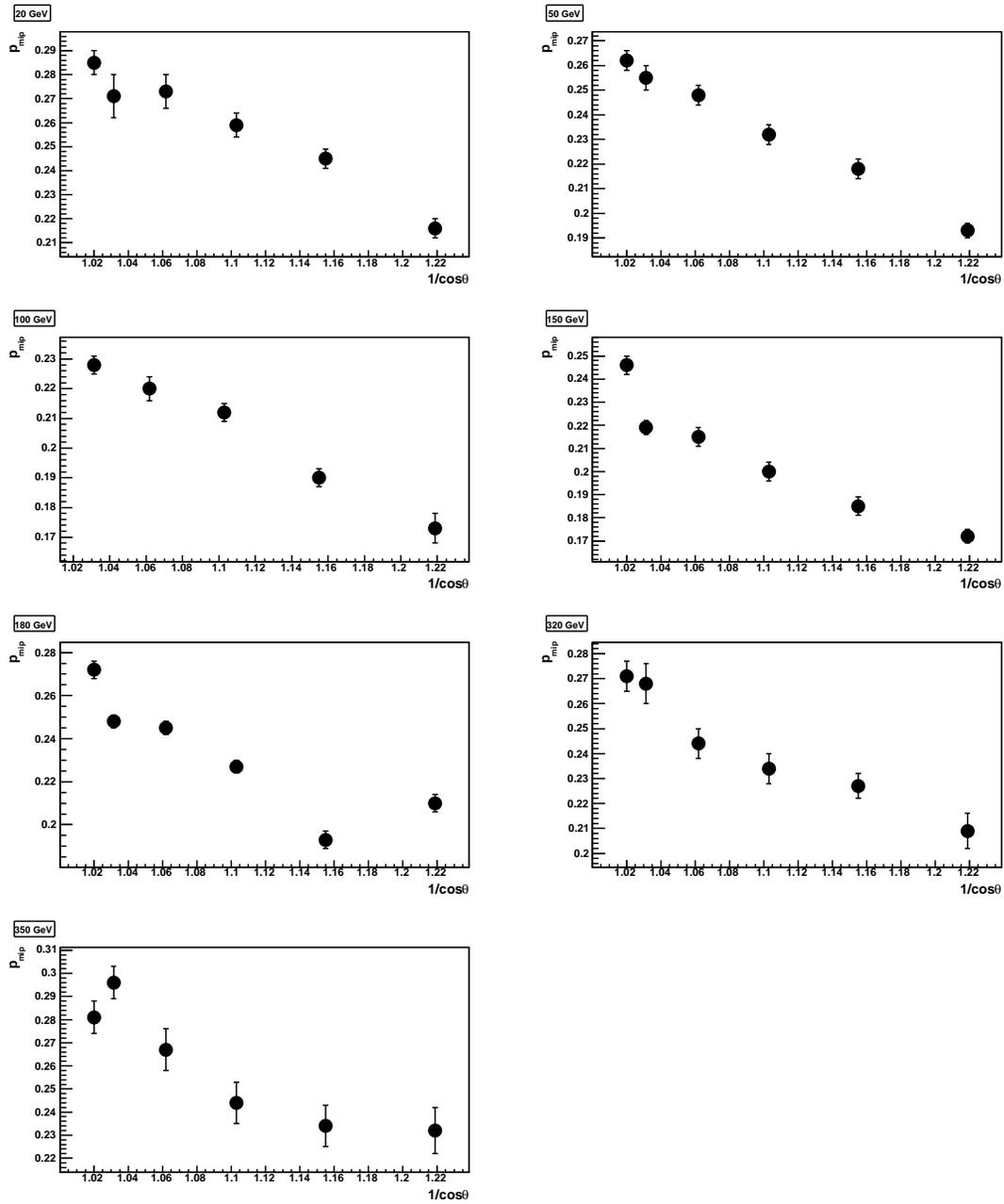


FIG. 5.2: Fraction p_{mip} de pions qui traversent le calorimètre électromagnétique au minimum d'ionisation, en fonction de l'épaisseur traversée normalisée ($l/l_0 = 1/\cos\theta$) pour les données de la période 6b (cf table 4.3).

montre l'évolution du rapport $\ln p_{mip}/\ln p_{mip}^0$ en fonction de l/l_0 . La droite en pointillés représente la relation théorique 5.5. Cette relation est bien vérifiée expérimentalement. Ce test indique que la coupure 5.1 permettant de sélectionner les pions qui traversent le calorimètre électromagnétique au minimum d'ionisation est cohérente.

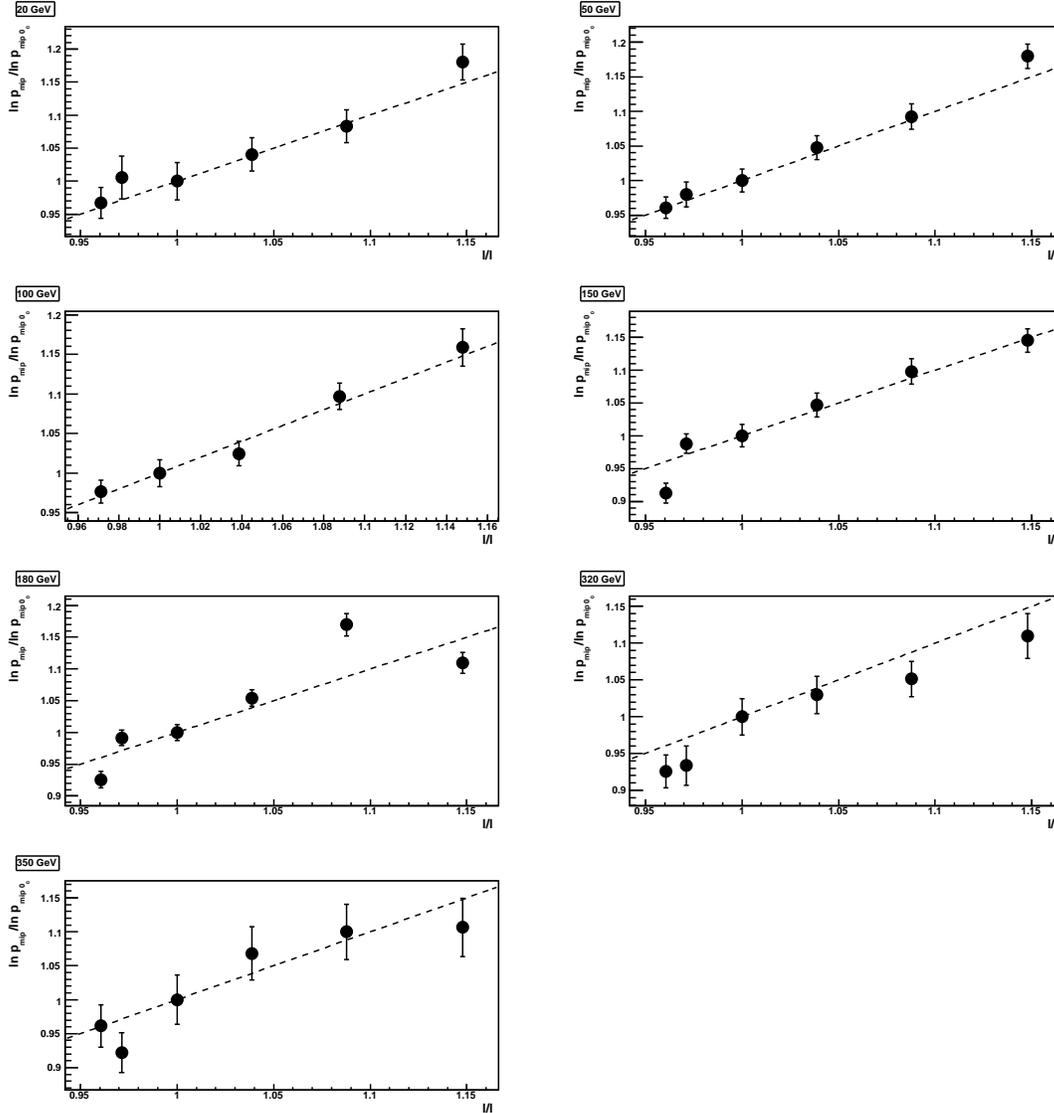


FIG. 5.3: $\ln p_{mip}/\ln p_{mip}^0$ en fonction de l/l_0 pour les données de la période 6b. La droite représente la relation $\ln p_{mip}/\ln p_{mip}^0 = l/l_0$.

5.2 Pions au minimum d'ionisation dans le scintillateur SC1

SC1 est un scintillateur placé entre la paroi externe du cryostat du calorimètre électromagnétique et la face d'entrée du calorimètre hadronique. Ce scintillateur

n'a pas d'équivalent dans la configuration finale d'ATLAS. Il est utilisé en faisceau-test afin de rejeter les pions qui, ayant traversé le LAr au minimum d'ionisation, commencent à interagir dans la paroi externe du cryostat*. A titre d'exemple, la figure 5.4 montre la corrélation entre l'énergie reconstruite dans TileCal pour des pions de 20 GeV au minimum d'ionisation dans le calorimètre électromagnétique, et la réponse de *SC1*. Les pions donnant un signal important dans *SC1* sont ceux qui ont commencé à interagir dans la paroi externe du cryostat. De tels pions atteignent TileCal avec une énergie plus faible que l'énergie nominale du faisceau, ce qui introduit une erreur systématique sur la réponse de ce dernier.

Au cours de la prise de données, la position du scintillateur *SC1* n'a pas été systématiquement contrôlée, de sorte que ce dernier n'est pas toujours présent dans la ligne du faisceau. Une étude sommaire est donc nécessaire afin d'établir :

- si *SC1* est présent dans la ligne du faisceau,
- si la réponse de *SC1* est cohérente.

Pour les jeux de données où *SC1* est correctement positionné dans le faisceau, on peut définir une réponse limite de *SC1* en deçà de laquelle les particules seront considérées comme étant au minimum d'ionisation. La figure 5.5 donne la réponse

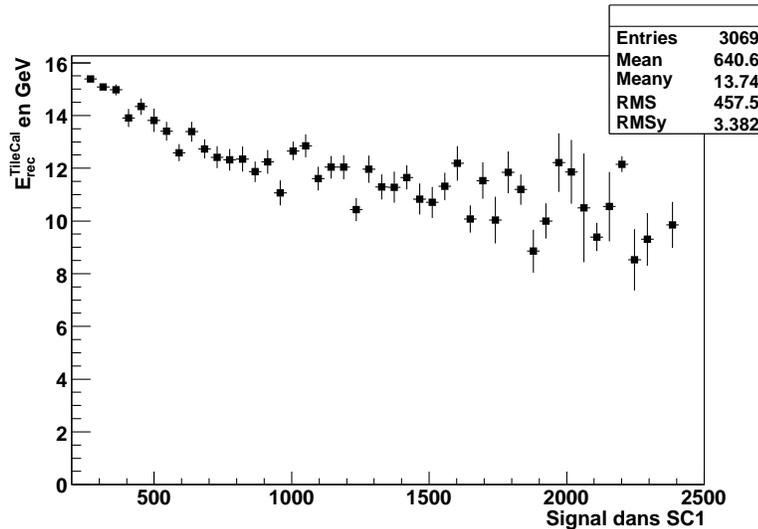


FIG. 5.4: Corrélation entre la réponse du scintillateur *SC1* et l'énergie reconstruite dans *TileCal* pour des pions de 20 GeV au minimum d'ionisation dans le calorimètre électromagnétique.

du scintillateur *SC1* à des muons de 150 GeV arrivant à $\eta = -0,25$. La distribution en pointillés correspond au piédestal** (distribution normalisée au signal). Le gain d'amplification du photomultiplicateur de *SC1* a été choisi pour garantir une dynamique importante. En contrepartie, le signal produit par les muons chevauche le piédestal, ce qui peut nuire à l'identification des particules au minimum d'ionisation. L'étude qui suit vise à établir si *SC1* peut tout de même être utilisé. Sur la figure 5.5, le signal des muons est ajusté par une fonction de Landau convoluée

*Le cryostat présente une longueur d'interaction de l'ordre de 4,3 cm.

**i.e. réponse lorsqu'aucune particule ne traverse le scintillateur

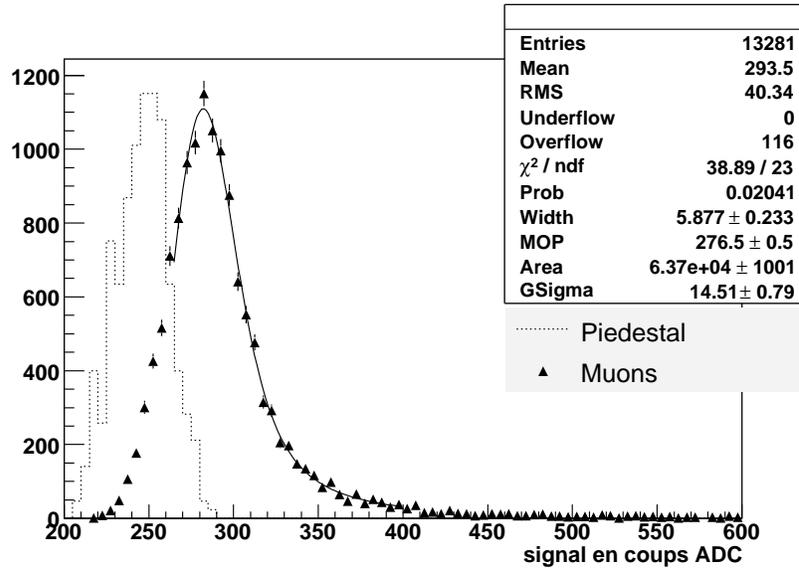


FIG. 5.5: Signal produit par des μ de 150 GeV dans le scintillateur du cryostat SC1

par une gaussienne. De cette paramétrisation, on déduit la réponse correspondant à l'énergie E_{mip} la plus probable déposée dans le scintillateur. E_{mip} correspond au maximum de la fonction de Landau. Le signal S_{mip} produit par SC1 est lié à E_{mip} par une relation du type $S_{mip} = A_{HV} \times E_{mip} + S_0$, où S_0 est la valeur du piédestal dans SC1 et A_{HV} est un facteur de conversion entre l'énergie déposée dans le scintillateur et le signal électrique enregistré. Ce facteur dépend du gain du photomultiplicateur, et donc de la haute tension appliquée à celui-ci. Dans le cas d'un absorbeur mince (SC1 a une épaisseur l de 1,5 cm), l'énergie la plus probable déposée par des particules au minimum d'ionisation est proportionnelle, en première approximation, à l'épaisseur traversée : $E_{mip} = k \times l$. On s'attend donc à ce que la réponse de SC1 à des muons arrivant sous différentes incidences (i.e. différentes valeurs de η) soit du type :

$$S_{mip} = A_{HV} \times k \times l + S_0 \quad (5.6)$$

Sur la figure 5.6, la réponse de SC1 est représentée en fonction du chemin parcouru pour des muons de 150 et 180 GeV. Cette réponse est en accord avec la relation 5.6 ce qui indique la cohérence de la réponse de SC1 à des particules au minimum d'ionisation.

Il reste à définir un seuil à partir duquel on considèrera qu'une particule a interagi dans le cryostat. Les figures 5.7, 5.8 et 5.9 montrent l'évolution de la réponse et de la résolution pour des pions, en fonction de la valeur de la coupure sur SC1, exprimée en nombre de particules au minimum d'ionisation. Sur la figure 5.7 (20 GeV, $\eta = 0, 2$), on constate comme attendu que la réponse diminue lorsque l'on relâche la coupure sur SC1. Parallèlement, la résolution se détériore. A haute énergie (350 GeV) l'effet de la coupure sur SC1 est plus complexe. On voit par exemple, sur la figure 5.8 (350 GeV, $\eta = 0, 2$), qu'une coupure forte sur SC1 ($0 < SC1 < 1, 5 mip$) entraîne une diminution de la réponse et une dégradation rapide de la résolution. L'hypothèse suivante peut être proposée pour expliquer ce phénomène : les gerbes qui commencent dans la première couche du calorimètre hadronique produisent une fraction signifi-

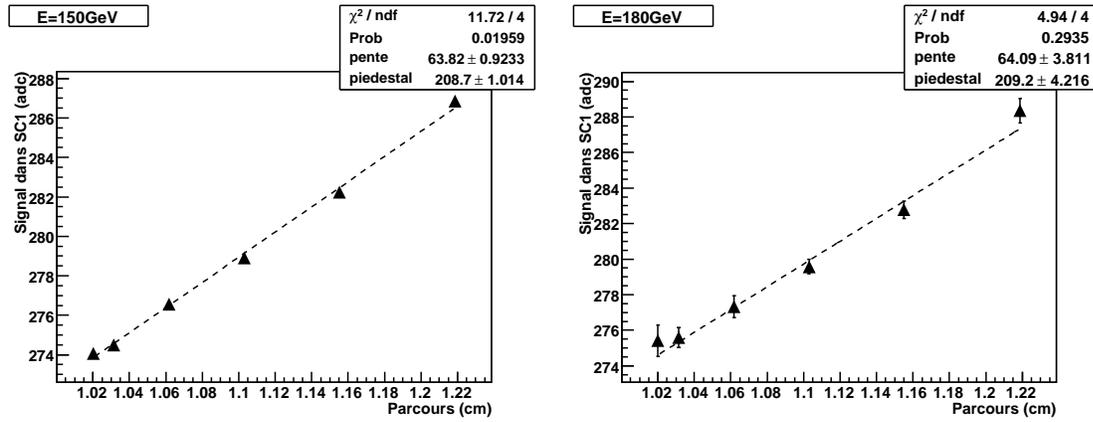


FIG. 5.6: Réponse du scintillateur SC1 (en canaux ADC) en fonction de l'épaisseur parcourue par les muons dans ce scintillateur. L'épaisseur traversée dépend de l'angle d'incidence du faisceau. A $\eta=0$, l'épaisseur effective de SC1 vaut 1 cm.

cative de particules rétrodiffusées. Ces particules peuvent atteindre le scintillateur SC1 et y produire un signal. En appliquant une coupure forte sur SC1, on rejette donc les gerbes ayant produit un nombre important de particules rétrodiffusées. Ces gerbes, ayant débuté dans la première couche du calorimètre hadronique sont également les mieux contenues. Une coupure forte sur SC1 revient donc à rejeter les gerbes les mieux contenues, ce qui explique la diminution de la réponse observée sur la figure 5.8. On vérifie sur la figure 5.9 (350 GeV, $\eta=0,65$) que cet effet est plus faible lorsque les gerbes sont mieux contenues*. La coupure sur SC1 doit donc être suffisamment forte pour rejeter les pions produisant une gerbe dans la paroi externe du cryostat, sans rejeter cependant les gerbes initiées dans la première couche du calorimètre hadronique, et pour lesquelles les particules secondaires rétrodiffusées produisent un signal dans SC1. Une coupure telle que :

$$SC1 \leq 2 \text{ mip} \quad (5.7)$$

constitue un bon compromis entre les deux effets antagonistes décrits précédemment.

On dispose à présent d'un ensemble de coupures qui permettent de sélectionner un échantillon de pions parvenant au niveau de TileCal au minimum d'ionisation. On peut vérifier que les pions sélectionnés en appliquant les coupures 5.1 et 5.7 ont la même distribution en énergie dans le LAr que des muons auxquels les même coupures sont appliquées (voir figures 5.10 et 5.11).

5.3 Etude des scintillateurs du *gap*

Dans la configuration du test en faisceau de 2004, des scintillateurs (dits scintillateurs du *gap*) ont été placés entre les modules des tonneaux central et étendu. Ces

* L'épaisseur traversée dans le calorimètre hadronique est en effet plus importante à $\eta = 0,65$ qu'à $\eta = 0,20$

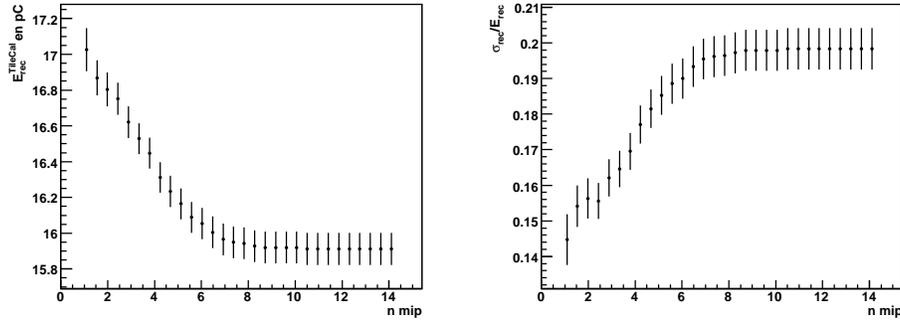


FIG. 5.7: *A gauche : Influence de la coupure sur SC1 (exprimée en nombre de mip), sur l'énergie dans le calorimètre hadronique pour des pions de 20 GeV à $\eta = -0, 20$. A droite : Influence de la coupure sur la résolution en énergie.*

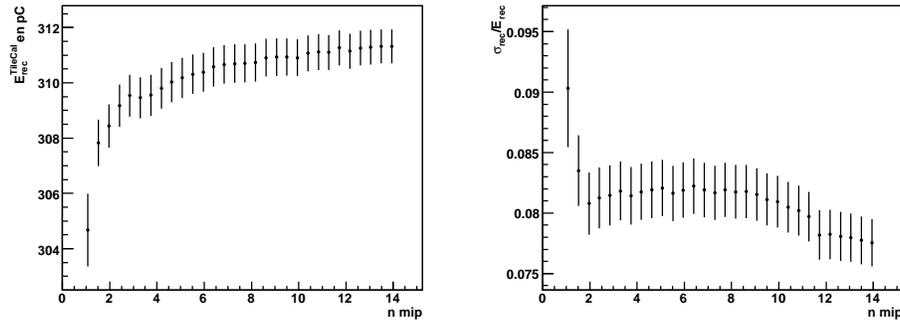


FIG. 5.8: *A gauche : Influence de la coupure sur SC1 (exprimée en nombre de mip), sur l'énergie dans le calorimètre hadronique pour des pions de 350 GeV à $\eta = -0, 20$. A droite : Influence de la coupure sur la résolution en énergie.*

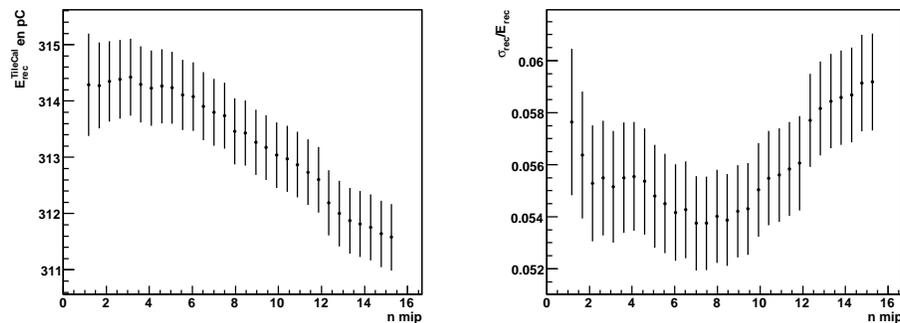


FIG. 5.9: *A gauche : Influence de la coupure sur SC1 (exprimée en nombre de mip), sur l'énergie dans le calorimètre hadronique pour des pions de 350 GeV à $\eta = -0, 65$. A droite : Influence de la coupure sur la résolution en énergie.*

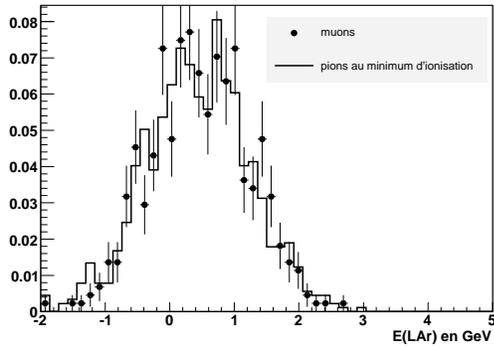


FIG. 5.10: Signal des muons et pions au minimum d'ionisation dans le LAr ($E=20 \text{ GeV}$, $\eta = -0, 20$).

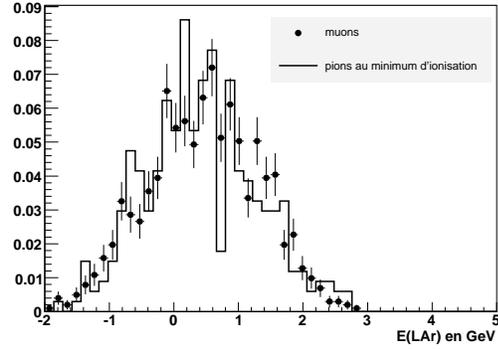


FIG. 5.11: Signal des muons et pions au minimum d'ionisation dans le LAr ($E=180 \text{ GeV}$, $\eta = -0, 65$).

scintillateurs seront présents dans ATLAS. Ils auront pour objet de recueillir une fraction de l'énergie des gerbes se développant entre $\eta = 0,8$ et $\eta = 1,6$. Sous ces incidences, l'épaisseur des calorimètres est insuffisante pour contenir entièrement les gerbes, et la quantité de matériau mort est importante. L'échantillonnage de l'énergie par les scintillateurs du *gap* pourra permettre d'estimer, à l'aide d'un paramétrage simple ou d'une simulation, la fraction d'énergie qui échappe aux calorimètres.

La figure 5.12 représente la disposition des modules du TileCal au faisceau test. Les cellules du *gap* sont notées $D4$, $C10$, $E1$, $E2$, et sont positionnées sur la face latérale du tonneau étendu respectivement à $\eta = 0,9$ 1,0 1,1 et 1,2*. Les cellules $E1$ et $E2$ sont de simples scintillateurs (dans ATLAS, deux cellules supplémentaires $E3$ et $E4$ complètent l'acceptance entre $\eta=1,2$ et 1,6). Les cellules $D4$ et $C10$ par contre, sont constituées d'un empilement de tuiles scintillantes et d'absorbeurs, ce qui accroît la longueur d'interaction dans la région peu instrumentée située à $\eta \simeq 0,9$ et limite l'irradiation des chambres à muons [10].

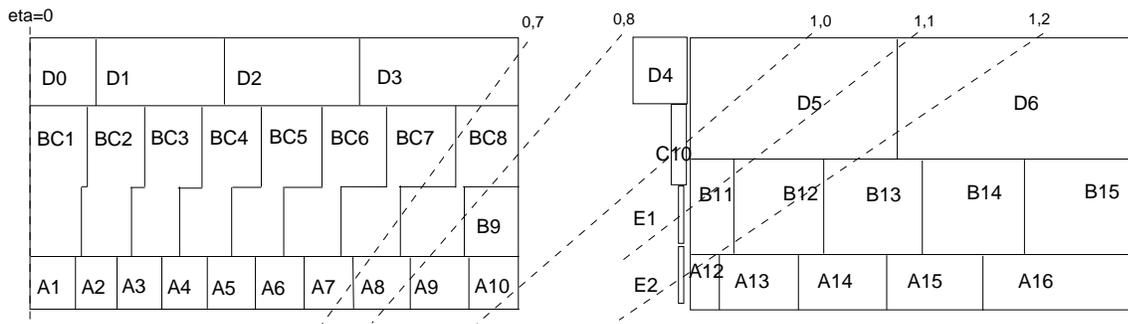


FIG. 5.12: Cellules du TileCal (tonneau et tonneau étendu) dans la configuration du test en faisceau de 2004.

* La position en η des cellules diffère entre ATLAS et le test en faisceau de 2004. La distance entre la partie centrale et le tonneau étendu du TileCal était de $\approx 97 \text{ cm}$ en 2004 au lieu des $\approx 72 \text{ cm}$ prévus dans ATLAS.

5.3.1 Muons dans les scintillateurs du *gap*

Afin de vérifier le bon fonctionnement et l'alignement des scintillateurs du *gap* au faisceau-test, leur réponse à des muons arrivant sous différentes incidences est étudiée. Les figures 5.13, 5.14, 5.15 et 5.18 montrent les réponses des 4 scintillateurs pour un faisceau de muons de 180 GeV arrivant respectivement à $\eta = 0,8$ 1,0 1,1 et 1,2. Comme attendu, aucun signal n'est enregistré par les scintillateurs pour $\eta = 0,8$ (figure 5.13). Cette première mesure donne une idée de la fluctuation introduite sur réponse par le bruit électronique et le courant d'obscurité. Entre $\eta = 1,0$ et $\eta = 1,2$, les cellules du *gap* sont touchées chacune à leur tour par le faisceau, et donnent une réponse distribuée selon une fonction de Landau (convoluée par une fonction de Gauss). A $\eta = 1,1$ (voir figure 5.15), on constate un important pic de bruit dans la réponse de la cellule *E1*, touchée par le faisceau. Ce pic est produit par les muons arrivant dans la zone où le scintillateur est percé d'un trou allongé, permettant le passage du canal de circulation de la source de césium (voir figure 5.16). La corrélation entre le profil selon l'axe y (axe vertical) mesuré dans les chambres *BC0* et *BC1*, et l'énergie dans la cellule *E1* montre clairement la présence de cet usinage (voir figure 5.17). Le pic de bruit de fond est fortement réduit si l'on rejette les muons passant dans cette région.

Le tableau 5.1 indique la largeur moyenne du signal correspondant au bruit de fond électronique dans les cellules *D4*, *C10*, *E1* et *E2*. Cette largeur est exprimée comme l'écart-type d'une fonction gaussienne ajustée aux distributions de la réponse des cellules du *gap* lorsque le faisceau de muons arrive sous un incidence $\eta=0,7^*$. On

Cellule	σ_{bruit} en pC
<i>D4</i>	$0,0429 \pm 0,0001$
<i>C10</i>	$0,0425 \pm 0,0001$
<i>E1</i>	$0,0229 \pm 0,0001$
<i>E2</i>	$0,0234 \pm 0,0001$

TAB. 5.1: Largeur moyenne correspondant au bruit de fond électronique dans les cellules du *gap*.

constate que la dispersion du signal est supérieure dans le cas des cellules *D4* et *C10* par rapport aux cellules *E1* et *E2*. Cette différence vient du fait que les cellules *E1* et *E2* ne sont lues que par un seul photomultiplicateur, alors que les signaux de deux photomultiplicateurs sont sommés dans le cas des cellules *D4* et *C10*.

Le tableau 5.2 donne la valeur la plus probable (maximum de la fonction de Landau) de l'énergie déposée par les muons dans les cellules du *gap*, en fonction de l'énergie incidente et de η . On constate une légère augmentation de la réponse avec l'énergie incidente. Le rapport $\text{signal}/\sigma_{bruit}$ indique que le signal est clairement séparé du pic correspondant au piédestal dans les cellules du *gap*.

*Les cellules du *gap* ne sont donc pas touchées.

Energie incidente	Cellule	η	énergie en pC	signal/ σ_{bruit}
100 GeV	<i>C10</i>	1,0	$0,147 \pm 0,004$	$3,4 \pm 0,1$
	<i>E1</i>	1,1	$0,177 \pm 0,005$	$7,7 \pm 0,2$
	<i>E2</i>	1,2	$0,214 \pm 0,006$	$9,1 \pm 0,2$
180 GeV	<i>C10</i>	1,0	$0,153 \pm 0,001$	$3,60 \pm 0,04$
	<i>E1</i>	1,1	$0,173 \pm 0,001$	$7,55 \pm 0,04$
	<i>E2</i>	1,2	$0,222 \pm 0,001$	$9,40 \pm 0,08$

TAB. 5.2: Valeur la plus probable (exprimée en pC) de l'énergie déposée par les muons dans les cellules du gap.

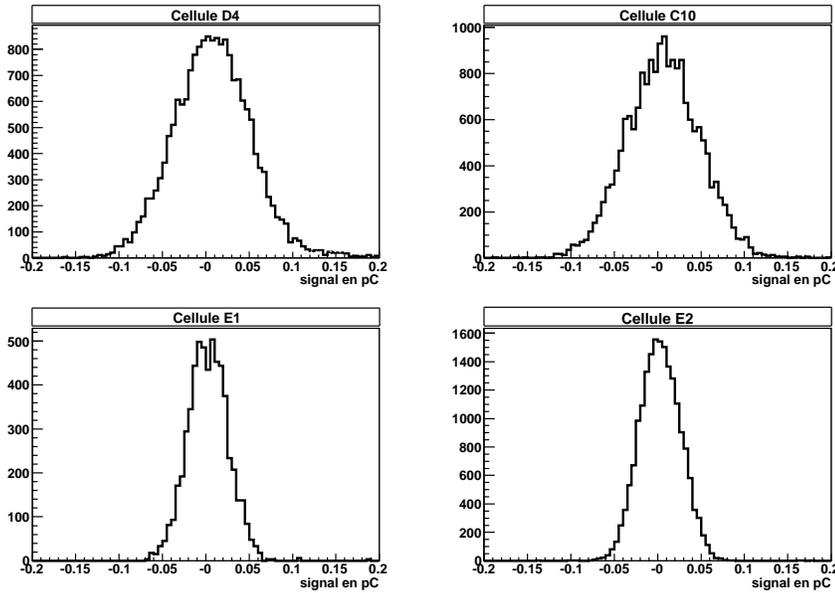


FIG. 5.13: Réponse des scintillateurs du gap à des muons. $\eta=0,8$ et $E_{faisceau}=180$ GeV.

5.3.2 Pions dans les scintillateurs du gap

Comme mentionné plus haut, les scintillateurs du gap seront utilisés dans ATAS pour estimer la quantité d'énergie qui échappe à la reconstruction dans les régions peu instrumentées des calorimètres. Une étude préliminaire a été réalisée à partir des données du faisceau-test : la figure 5.19 montre la réponse des 4 cellules du gap à un faisceau de pions de 200 GeV arrivant à $\eta=1,1$ (cellule *E1*). Comme attendu, les distributions du signal dans les cellules du gap sont beaucoup plus larges pour les pions que pour les muons. On peut vérifier la corrélation entre l'énergie déposée dans le gap et l'énergie déposée de part et d'autre de celui-ci. Sur la base des résultats de la simulation, on évalue l'énergie perdue dans le gap à partir de la moyenne géométrique des énergies déposées dans la dernière couche du calorimètre électromagnétique et la première couche du calorimètre hadronique : $\sqrt{Em_3.Had_1}$ *

*Had1 représente l'énergie dans les cellules de TileCal situées au contact avec les cellules du gap : cellules *A12*, *B11* et *D5*.

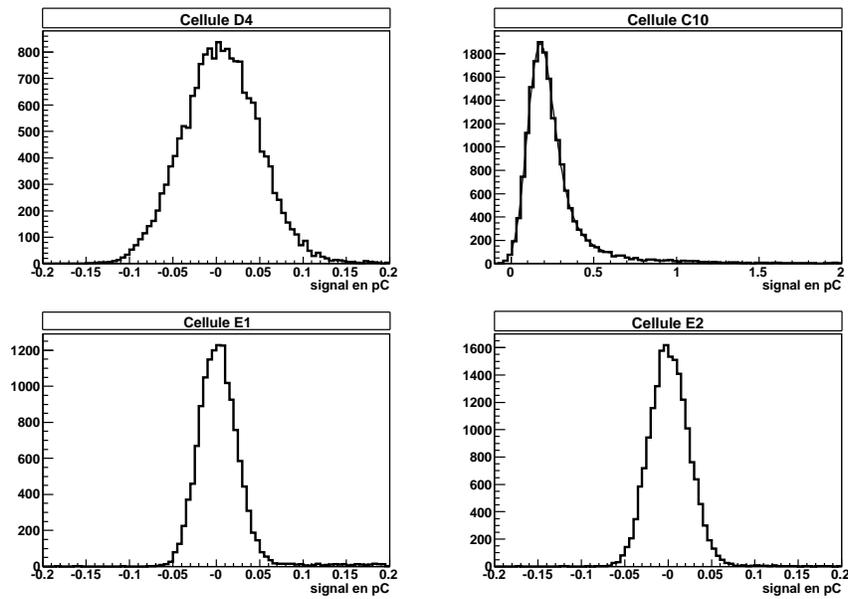


FIG. 5.14: Réponse des scintillateurs du gap à des muons. $\eta=1,0$ et $E_{\text{faisceau}}=180 \text{ GeV}$.

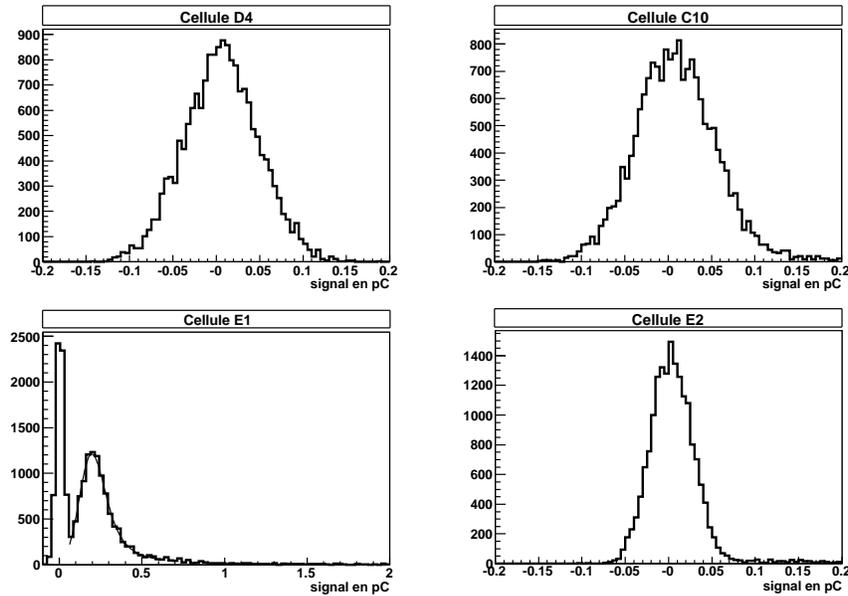


FIG. 5.15: Réponse des scintillateurs du gap à des muons. $\eta=1,1$ et $E_{\text{faisceau}}=180 \text{ GeV}$.

La figure 5.20 représente l'énergie moyenne déposée dans le *gap* (exprimée en pC) en fonction de $\sqrt{Em_3.Had_1}$. On observe une forte corrélation entre les deux mesures, s'expliquant par le fait qu'un dépôt important d'énergie de part et d'autre des scintillateurs du *gap* implique qu'une forte énergie est déposée également dans ceux-ci. Des études plus approfondies pourront être faites lorsque l'on traitera de la réponse aux pions des calorimètres électromagnétique et hadronique ensemble.

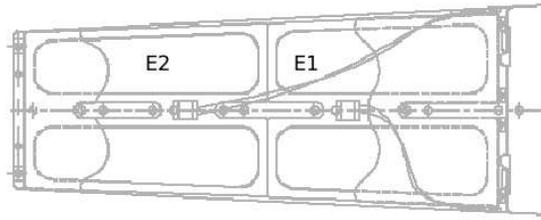


FIG. 5.16: Vue latérale des scintillateurs E1 et E2, faisant apparaître le long de l'axe de symétrie de l'ensemble, les usinages permettant le passage des canaux de la source de césium.

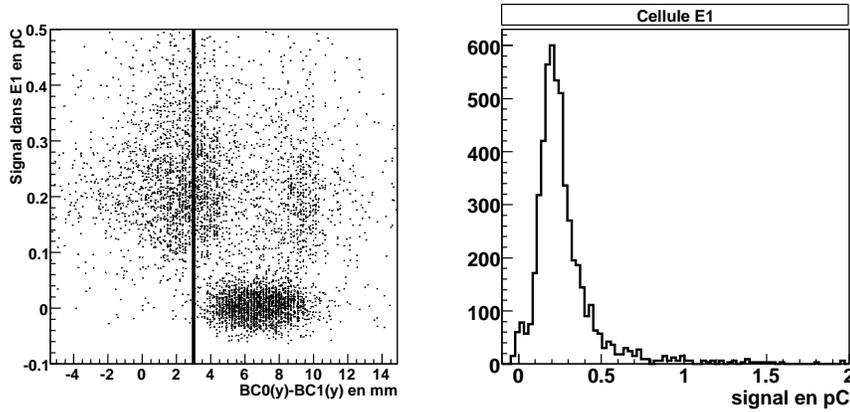


FIG. 5.17: A gauche : corrélation entre le point d'impact selon y dans E1 et la réponse aux muons. A droite : réponse aux muons dans E1 lorsque $BC0(y)-BC1(y) < 3$ mm.

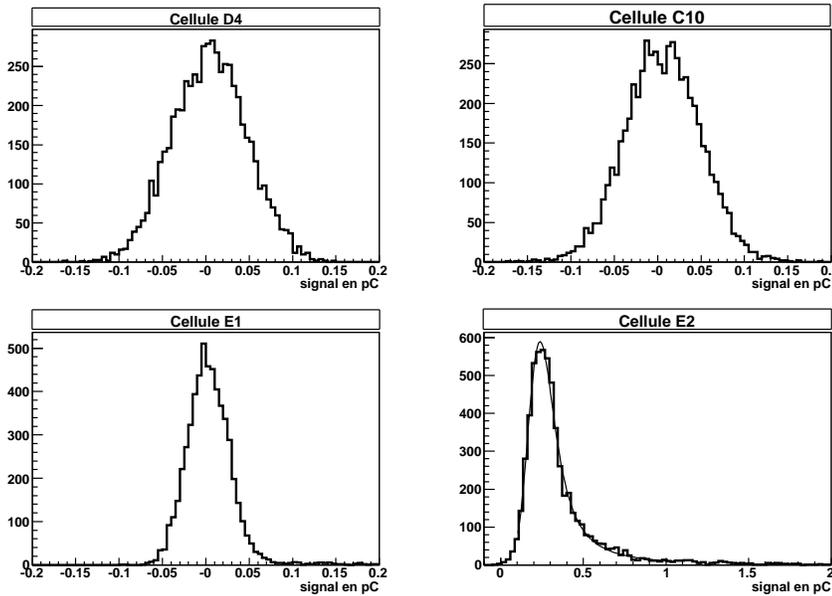


FIG. 5.18: Réponse des scintillateurs du gap à des muons. $\eta=1,2$ et $E_{\text{faisceau}}=180$ GeV.

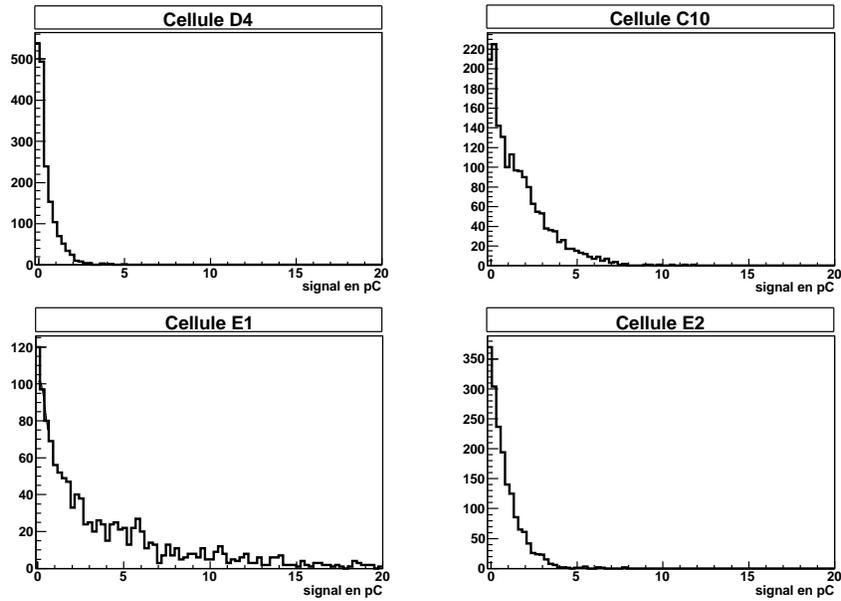


FIG. 5.19: Signal dans les 4 cellules des scintillateurs du gap pour des pions de 200 GeV à $\eta=1,1$.

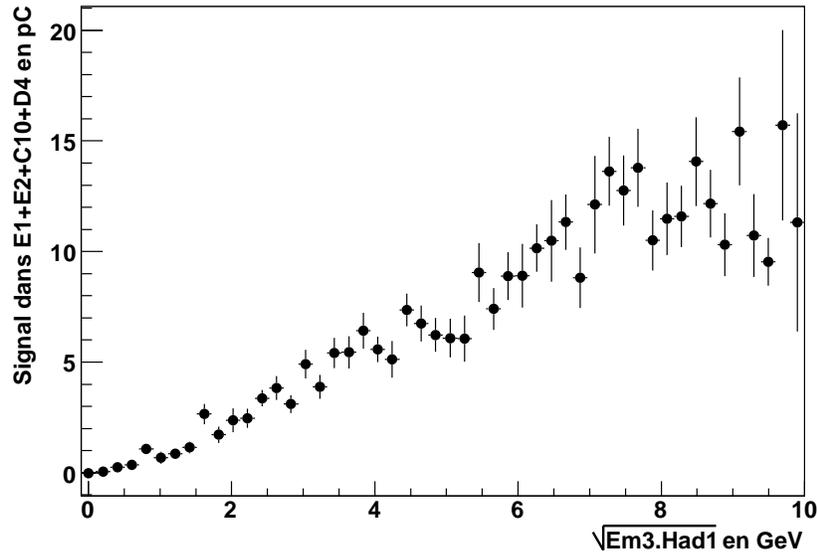


FIG. 5.20: Corrélation entre l'énergie dans le gap et l'énergie moyenne dans $\sqrt{E_{m_3} \times Had_1}$ (voir text), pour des pions de 200 GeV à $\eta=1,1$.

Pour l'analyse des performances de TileCal seul, les scintillateurs du *gap* présentent également un intérêt. On doit en effet être capable d'isoler un échantillon de pions ne commençant à produire des gerbes que dans TileCal. Comme on l'a vu au chapitre 5.1, il est possible de sélectionner les pions qui n'interagissent pas dans le calorimètre électromagnétique. Parmi ces pions, une certaine fraction va initier des gerbes en traversant la paroi externe du cryostat. Pour rejeter ces pions, on peut uti-

liser les scintillateurs du *gap*, de la même façon que le scintillateur du cryostat *SC1* l'a été dans le chapitre 5.2. Les pions interagissant dans le cryostat sont rejetés en demandant qu'aucun signal ne soit enregistré dans les cellules du *gap* ne se trouvant pas dans la direction nominale du faisceau. D'après les résultats de la figure 5.13, la réponse des cellules du *gap* est inférieure à 0,1 pC lorsqu'aucun signal n'est attendu. A $\eta = 1,1$ par exemple, les pions sont sélectionnés en demandant moins de 0,1 pC dans *D4*, *C10* et *E2*. Aucune coupure n'est appliquée sur le signal mesuré dans *E1* (se trouvant dans la direction nominale du faisceau), le nombre de pions passant les coupures précédentes étant déjà très faible. Sur la figure 5.21, on peut voir l'effet des coupures venant d'être décrites sur la distribution en énergie des pions dans TileCal ($E=200$ GeV et $\eta = 1,1$). La distribution hachurée correspond aux pions passant au minimum d'ionisation dans le LAr. Cette distribution présente une queue à basse énergie correspondant aux pions initiant des gerbes avant d'atteindre TileCal. Lorsque l'on ne demande aucun signal dans les cellules du *gap* ne se trouvant pas dans l'axe du faisceau (distribution non hachurée de la figure 5.21), l'énergie moyenne enregistrée dans TileCal augmente, et la distribution devient symétrique.

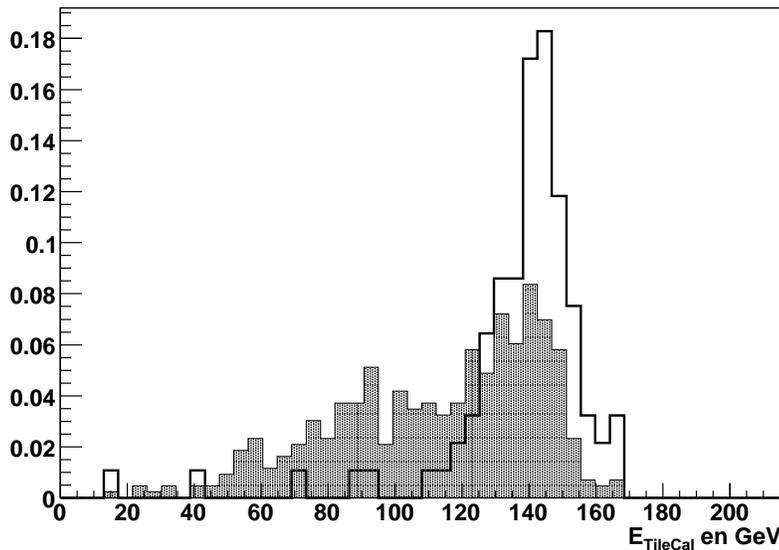


FIG. 5.21: Distribution en énergie dans TileCal pour des pions de 200 GeV à $\eta = 1,1$. Distribution hachurée : pas de coupure sur les scintillateurs du *gap*. distribution en blanc : après coupure sur les scintillateurs du *gap*. Les deux distributions ont été normalisées à 1.

5.4 Réponse aux pions atteignant TileCal au minimum d'ionisation

Les coupures définies dans ce qui précède permettent de sélectionner un échantillon de pions atteignant TileCal sans avoir initié de gerbe en amont. Ces coupures se résument comme suit :

- obtention d'un échantillon pur de pions (voir tableau 4.5)
- sélection des pions au minimum d'ionisation dans le LAr : cf 5.1
- sélection des pions au minimum d'ionisation dans le scintillateur du cryostat *SC1* pour $\eta \leq 0,8$: cf 5.2
- sélection des pions au minimum d'ionisation dans les scintillateurs du *gap* pour $\eta \geq 1,0$: cf 5.3.1

Après coupures, la réponse de TileCal aux pions en 2004 peut être comparée avec celles obtenues au cours des précédents tests en faisceaux (réalisés sans le calorimètre électromagnétique, ni les trajectographes). Avant d'effectuer cette comparaison, différents effets instrumentaux pouvant influencer la réponse du calorimètre hadronique en 2004 sont envisagés. Quatre effets ont été identifiés :

- stabilité de la réponse,
- incertitude sur l'énergie du faisceau incident,
- biais introduit par la sélection des pions au minimum d'ionisation,
- contamination en protons du faisceau de pions délivré durant la période 6b (faisceau positif).

5.4.1 Prise en compte des effets systématiques

5.4.1.1 Stabilité de la réponse

Plusieurs échantillons de pions sont disponibles pour une valeur donnée d'énergie et de pseudo-rapacité. La prise de données s'étalant sur plusieurs mois, il est important de contrôler la stabilité de la réponse de TileCal. A titre d'exemple, la figure 5.22 montre la réponse moyenne, ainsi que l'écart-type (tous deux déduits d'un ajustement gaussien de la distribution en énergie) pour différents échantillons de pions* de 180 GeV (période 6a) avec une incidence $\eta = 0,35$.

Un test statistique peut être proposé afin de quantifier la stabilité des mesures [44]. Supposons que l'on dispose de N échantillons de pions ayant la même énergie et la même incidence. Pour chaque lot i de pions, la réponse du TileCal est supposée gaussienne, de valeur centrale $\mu_i \pm \Delta\mu_i$ et d'écart-type $\sigma_i \pm \Delta\sigma_i$. Pour les N échantillons, une valeur moyenne globale $\hat{\mu}$ peut être calculée :

$$\hat{\mu} = \frac{\sum_{i=1}^N \mu_i / (\Delta\mu_i)^2}{\sum_{i=1}^N 1 / (\Delta\mu_i)^2}; \quad \Delta\hat{\mu} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N 1 / (\Delta\mu_i)^2}} \quad (5.8)$$

La variable χ^2 définie par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\mu_i - \hat{\mu})^2}{(\Delta\mu_i)^2} \quad (5.9)$$

constitue un test statistique de l'hypothèse de compatibilité des réponses moyennes μ_i . Les équations 7.3 et 7.4 s'appliquent de la même façon pour le calcul de l'écart-type global $\hat{\sigma}$. La probabilité P associée à la variable χ^2 ($N - 1$ degrés de liberté) s'interprète comme étant la probabilité qu'une fluctuation statistique soit à l'origine de la valeur de χ^2 observée. Une grande valeur de P indique donc que les résultats obtenus pour plusieurs lots de pions de même énergie et arrivant sous la même

*Sur la figure 5.22, les échantillons sont identifiés par leur numéro de *runs*

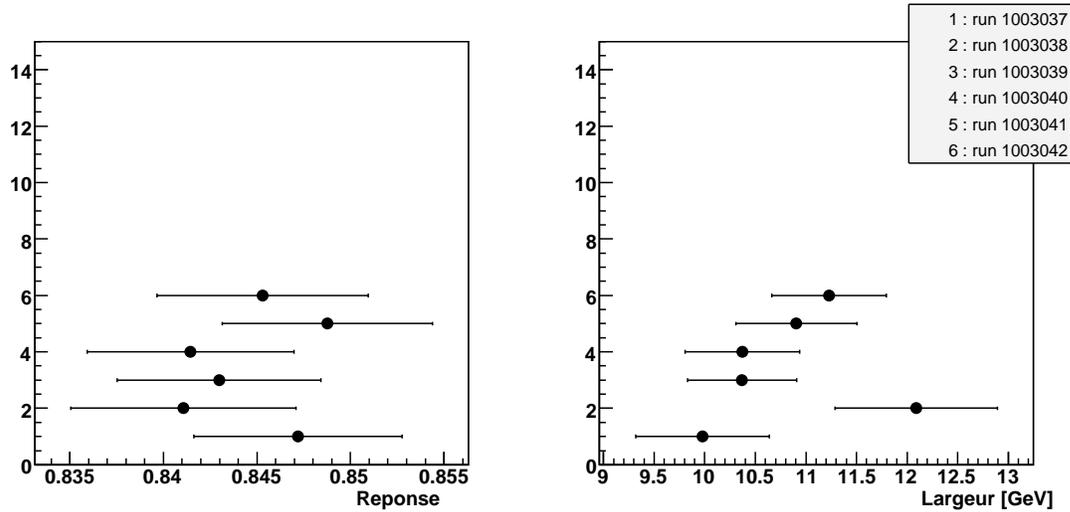


FIG. 5.22: A gauche : réponse moyenne ($E_{reconstruite}/E_{faisceau}$) de TileCal pour 6 échantillons de pions de 180 GeV ($\eta = -0.35$). A droite : largeur (écart-type) des distributions, en GeV.

incidence sont compatibles. On peut dans ce cas prendre pour réponse moyenne, la moyenne pondérée des réponses individuelles obtenues pour chacun des lots de pions (équation 7.3).

Le tableau ?? présente la moyenne de l'énergie reconstruite, ainsi que son écart-type σ pour des faisceaux de pions (négatifs) d'énergie et d'incidences variables. Lorsque plusieurs lots de pions sont disponibles pour une même énergie et une même incidence, une réponse et un écart-type moyens sont calculés suivant l'équation 7.3 et la probabilité d'accord P est indiquée. Le tableau 5.5 contient les mêmes informations, cette fois pour un faisceau positif*. Dans les tables ?? et 5.5, on peut constater que l'hypothèse de compatibilité des résultats (aussi bien pour la réponse que pour son écart-type) est vérifiée à mieux que 1%, la probabilité d'accord étant uniformément distribuée entre 0 et 100%.

L'énergie moyenne et la largeur, reconstruites pour les échantillons de pions d'incidence $\eta \geq 1,10$ sont données dans le tableau 5.4.

*Les faisceaux positifs et négatifs sont traités séparément. Une contamination en proton est en effet attendue dans le faisceau positif, alors que le faisceau négatif ne contient que des pions (cf section 5.4.1.4).

Energie ^{polarité}	η	μ en GeV μ en GeV	Probabilité d'accord (%)	σ en GeV	Probabilité d'accord (%)
20 ⁻ GeV	0,70	15,5 ± 0,1	30	2,15 ± 0,1	7
50 ⁻ GeV	0,80	39,5 ± 0,1	64	4,52 ± 0,13	55
100 ⁻ GeV	0,70	83,9 ± 0,5	15	6,95 ± 0,6	72
100 ⁻ GeV	0,80	79,4 ± 0,6	-	9,03 ± 0,8	-
150 ⁻ GeV	0,25	125,52 ± 0,22	13	9,19 ± 0,22	91
150 ⁻ GeV	0,35	126,87 ± 0,27	43	9,16 ± 0,27	21
150 ⁻ GeV	0,45	126,18 ± 0,25	28	9,46 ± 0,24	86
150 ⁻ GeV	0,55	126,99 ± 0,25	87	8,45 ± 0,23	2
150 ⁻ GeV	0,70	126,0 ± 0,5	64	9,0 ± 0,5	45
150 ⁻ GeV	0,80	120,9 ± 0,4	0	11,7 ± 0,4	0
180 ⁻ GeV	0,25	151,77 ± 0,23	4	10,01 ± 0,23	1
180 ⁻ GeV	0,35	152,58 ± 0,26	57	10,73 ± 0,25	32
180 ⁻ GeV	0,45	152,21 ± 0,23	1	9,99 ± 0,22	53
180 ⁻ GeV	0,55	153,39 ± 0,23	19	9,75 ± 0,21	60
180 ⁻ GeV	0,65	155,82 ± 0,27	1	9,81 ± 0,26	25
180 ⁻ GeV	0,70	152,0 ± 0,40	-	8,79 ± 0,23	-
180 ⁻ GeV	0,80	144,0 ± 0,30	1	13,37 ± 0,23	1
200 ⁻ GeV	0,25	168,19 ± 0,29	8	11,81 ± 0,29	48
200 ⁻ GeV	0,45	169,34 ± 0,25	82	11,23 ± 0,24	66
200 ⁻ GeV	0,55	170,73 ± 0,28	50	10,84 ± 0,27	32
200 ⁻ GeV	0,65	172,84 ± 0,28	23	10,39 ± 0,29	62
200 ⁻ GeV	0,70	167,8 ± 0,4	0	10,7 ± 0,4	91
200 ⁻ GeV	0,80	161,0 ± 0,3	3	14,3 ± 0,3	0
250 ⁻ GeV	0,25	211,66 ± 0,35	16	14,35 ± 0,36	37
250 ⁻ GeV	0,55	214,43 ± 0,28	87	13,34 ± 0,27	94
250 ⁻ GeV	0,65	217,26 ± 0,22	67	13,02 ± 0,22	7
250 ⁻ GeV	0,70	203,3 ± 1,5	10	11,7 ± 1,6	8
250 ⁻ GeV	0,80	201,4 ± 0,6	19	20,9 ± 0,6	0
320 ⁻ GeV	0,20	270,61 ± 1,00	-	21,28 ± 0,92	-
320 ⁻ GeV	0,25	269,17 ± 0,59	76	18,65 ± 0,63	40
320 ⁻ GeV	0,35	268,64 ± 0,72	-	17,26 ± 0,68	-
320 ⁻ GeV	0,45	266,02 ± 0,70	8	18,55 ± 0,71	29
320 ⁻ GeV	0,55	272,27 ± 0,61	54	16,52 ± 0,60	81
320 ⁻ GeV	0,65	275,36 ± 0,99	-	17,43 ± 1,06	-
350 ⁻ GeV	0,20	295,79 ± 0,84	76	24,01 ± 0,82	8
350 ⁻ GeV	0,25	294,75 ± 0,60	8	19,43 ± 0,57	46
350 ⁻ GeV	0,35	293,86 ± 1,02	-	18,36 ± 0,98	-
350 ⁻ GeV	0,45	295,80 ± 1,15	-	19,72 ± 1,19	-
350 ⁻ GeV	0,55	298,26 ± 0,88	-	17,32 ± 0,88	-
350 ⁻ GeV	0,65	302,77 ± 0,98	-	18,25 ± 1,00	-

TAB. 5.3: Energie μ et écart-type σ moyens (calculés par la formule 7.4) pour la partie étendue du TileCal. Les particules considérées ici sont les π^- qui n'ont pas interagi avant d'atteindre TileCal.

Energie ^{polarité}	η	μ en GeV	σ en GeV
50 ⁻ GeV	1,10	39,8 \pm 0,2	3,47 \pm 0,25
50 ⁻ GeV	1,20	42,0 \pm 0,3	3,8 \pm 0,3
100 ⁻ GeV	1,10	79,5 \pm 0,2	5,9 \pm 0,2
100 ⁻ GeV	1,20	84,2 \pm 0,4	7,1 \pm 0,3
150 ⁻ GeV	1,10	121,1 \pm 0,4	6,9 \pm 0,3
150 ⁻ GeV	1,20	127,4 \pm 0,6	8,2 \pm 0,6
180 ⁻ GeV	1,10	143,6 \pm 0,5	9,4 \pm 0,5
180 ⁻ GeV	1,20	152,7 \pm 0,8	11,0 \pm 0,7
200 ⁻ GeV	1,10	159,8 \pm 1	11,3 \pm 0,8
200 ⁻ GeV	1,20	170,5 \pm 1,5	12,0 \pm 1,3
250 ⁻ GeV	1,10	194 \pm 2	12 \pm 2
250 ⁻ GeV	1,20	214,9 \pm 0,8	13,4 \pm 0,8

TAB. 5.4: Energie μ et écart-type σ moyens (calculés par la formule 7.4) obtenus pour différentes impulsions et incidences. Les particules considérées ici sont les π^- qui n'ont pas interagi avant d'atteindre TileCal.

Energie ^{signe}	η	μ en GeV	Probabilité d'accord (%)	σ en GeV	Probabilité d'accord (%)
20 ⁺ GeV	0,20	16,10 ± 0,07	91	2,45 ± 0,06	55
20 ⁺ GeV	0,25	15,81 ± 0,11	-	2,16 ± 0,10	-
20 ⁺ GeV	0,35	15,89 ± 0,09	-	2,32 ± 0,09	-
20 ⁺ GeV	0,45	16,19 ± 0,06	15	2,19 ± 0,06	1
20 ⁺ GeV	0,55	16,01 ± 0,06	78	2,11 ± 0,06	7
20 ⁺ GeV	0,65	15,96 ± 0,06	50	2,14 ± 0,06	36
50 ⁺ GeV	0,20	42,16 ± 0,12	25	4,34 ± 0,12	13
50 ⁺ GeV	0,25	41,01 ± 0,13	-	3,98 ± 0,13	-
50 ⁺ GeV	0,35	41,45 ± 0,08	17	3,86 ± 0,08	11
50 ⁺ GeV	0,45	41,53 ± 0,09	54	3,83 ± 0,09	49
50 ⁺ GeV	0,55	41,82 ± 0,13	-	3,59 ± 0,14	-
50 ⁺ GeV	0,65	41,94 ± 0,10	4	3,78 ± 0,10	14
100 ⁺ GeV	0,25	82,82 ± 0,17	86	6,40 ± 0,17	62
100 ⁺ GeV	0,35	83,26 ± 0,16	82	6,00 ± 0,16	52
100 ⁺ GeV	0,45	82,92 ± 0,14	80	5,97 ± 0,13	49
100 ⁺ GeV	0,55	83,68 ± 0,16	12	5,65 ± 0,16	83
100 ⁺ GeV	0,65	84,11 ± 0,26	-	5,14 ± 0,24	-
150 ⁺ GeV	0,20	126,37 ± 0,37	66	9,44 ± 0,38	14
150 ⁺ GeV	0,25	124,83 ± 0,19	53	8,57 ± 0,19	92
150 ⁺ GeV	0,35	125,51 ± 0,30	58	8,39 ± 0,27	5
150 ⁺ GeV	0,45	125,24 ± 0,32	68	7,63 ± 0,30	63
150 ⁺ GeV	0,55	125,34 ± 0,41	75	8,14 ± 0,42	87
150 ⁺ GeV	0,65	128,02 ± 0,27	80	7,14 ± 0,24	69
180 ⁺ GeV	0,20	153,10 ± 0,30	-	11,16 ± 0,27	50
180 ⁺ GeV	0,25	151,07 ± 0,22	4	9,70 ± 0,21	46
180 ⁺ GeV	0,35	151,67 ± 0,23	91	10,38 ± 0,23	60
180 ⁺ GeV	0,45	150,98 ± 0,21	95	9,23 ± 0,20	67
180 ⁺ GeV	0,55	151,46 ± 0,34	4	9,07 ± 0,32	47
180 ⁺ GeV	0,65	155,62 ± 0,33	76	8,94 ± 0,31	72

TAB. 5.5: Energie μ et écart-type σ moyens (calculés par la formule 7.4) obtenus pour des faisceaux de pions d'impulsion et d'incidence variables. Les particules considérées ici sont les π^+ qui n'ont pas interagi avant d'atteindre TileCal.

5.4.1.2 Energie du faisceau

L'impulsion moyenne du faisceau incident ainsi que l'incertitude sur sa valeur peuvent être déterminées à partir de la mesure des courants des aimants de courbures de la ligne H8 (voir chapitre 4.1). Le tableau 5.6 donne les impulsions incidentes mesurées pour les différentes valeurs nominales de l'énergie du faisceau. L'erreur relative sur l'impulsion incidente du faisceau est de l'ordre de 1,5 à 0,5% entre 20 et 350 GeV [59].

Energie nominale (GeV)	Impulsion moyenne mesurée (GeV/c)
20	20,2 ± 0,3
50	50,3 ± 0,3
100	100,5 ± 0,6
150 faisceau négatif (période 6a)	150,5 ± 0,8
150 faisceau positif (période 6b)	150,8 ± 0,8
180 faisceau négatif (période 6a)	180,6 ± 0,9
180 faisceau positif (période 6b)	180,9 ± 0,9
200	200,8 ± 1
250	251 ± 1
320	321 ± 2
350	354 ± 2

TAB. 5.6: Impulsion incidente mesurée

5.4.1.3 Energie perdue dans le LAr et dans le cryostat

Les pions parvenant au niveau du TileCal sans avoir initié de gerbe préalablement ont une énergie incidente légèrement inférieure à l'énergie nominale du faisceau. La perte d'énergie correspond au passage des pions au minimum d'ionisation dans toutes les couches du LAr et dans le cryostat. L'énergie perdue avant TileCal est estimée en considérant qu'un pion au minimum d'ionisation se comporte comme un muon. Sachant que l'énergie déposée par un muon dans la couche centrale du LAr à $\eta = 0$, 35 (17 longueurs d'interaction X_0) vaut environ 291 MeV [46], on peut aisément en déduire l'énergie perdue dans l'ensemble des 3 couches pour les différentes valeurs de η disponibles. Il reste à considérer l'énergie perdue dans le cryostat. Elle est estimée à environ 70 MeV à $\eta = 0$ [46]. L'estimation de l'énergie perdue par les pions au minimum d'ionisation dans le LAr et le cryostat est donnée dans tableau 5.7 pour les différentes valeurs de η . On suppose que la perte d'énergie des pions avant d'atteindre TileCal est indépendante de leur énergie incidente. L'énergie des pions atteignant TileCal au minimum d'ionisation peut alors s'exprimer :

$$E_{incidente} = E_{faisceau} - E_{perdue} \quad (5.10)$$

La prise en compte de la perte d'énergie n'a d'influence qu'à 20 GeV, où l'effet est de l'ordre de 2 à 3%. L'incertitude sur la valeur de E_{perdue} n'a pas été considérée.

η	E_{perdue}
0,20	480 MeV
0,25	490 MeV
0,35	505 MeV
0,45	520 MeV
0,55	545 MeV
0,65	565 MeV
0,70	590 MeV
0,80	630 MeV
1,10	650 MeV
1,20	710 MeV

TAB. 5.7: *Energie perdue dans le LAr et le cryostat par les pions atteignant TileCal au minimum d'ionisation (détermination théorique).*

5.4.1.4 Contamination en protons

Les échantillons de pions utilisés pour l'étude de la réponse du TileCal (dans la région $0,2 \leq \eta \leq 0,65$) viennent des périodes 6a et 6b (cf chapitre 4.3). Le faisceau de la période 6a est toujours négatif, alors que celui de la période 6b, à l'exception des points à 320 et 350 GeV, est positif. Pour un faisceau positif, les protons et les pions (positifs) produits lors du bombardement d'une cible par le faisceau primaire du SPS, parviennent ensemble au niveau des calorimètres. A l'opposé, les pions négatifs et les protons sont séparés en amont des détecteurs dans le cas d'un faisceau incident négatif. On attend donc une contamination en protons dans les données de la période 6b (sauf à 320 et 350 GeV). Aucun dispositif ne permet de séparer les pions des protons dans le test en faisceau de 2004.

On s'attend à des différences de comportement entre les protons et les pions dans les calorimètres. Tout d'abord, les protons ont une longueur d'interaction plus courte que les pions dans la matière[48]. La probabilité de traverser le calorimètre électromagnétique sans interagir de façon nucléaire est donc plus élevée pour les pions que pour les protons. La figure 5.24 montre la fraction de particules traversant le calorimètre électromagnétique au minimum d'ionisation (cf chapitre 5.1), en fonction de l'énergie incidente. Les points en noir correspondent à un faisceau incident négatif et les points blancs à un faisceau positif. On constate, pour le faisceau positif, que la fraction p_{mip} de particules au minimum d'ionisation dans le LAr diminue légèrement lorsque l'énergie incidente augmente. Ceci peut s'expliquer par le fait que la fraction de proton dans le faisceau augmente avec l'énergie (phénomène observé sur la ligne H8 du SPS lors des tests en faisceau de 1998 [49], et 2002-2003[50]). A 50 GeV par exemple, on attend 2 fois plus de pions que de protons dans le faisceau, tandis que le rapport est inversé à 180 GeV. Le faisceau négatif est, quant à lui, supposé avoir une contamination en proton négligeable. A partir de 150 GeV, p_{mip} pour le faisceau négatif est supérieur à p_{mip} pour le faisceau positif. Cette observation est en accord avec l'hypothèse d'une contamination en proton dans le faisceau positif

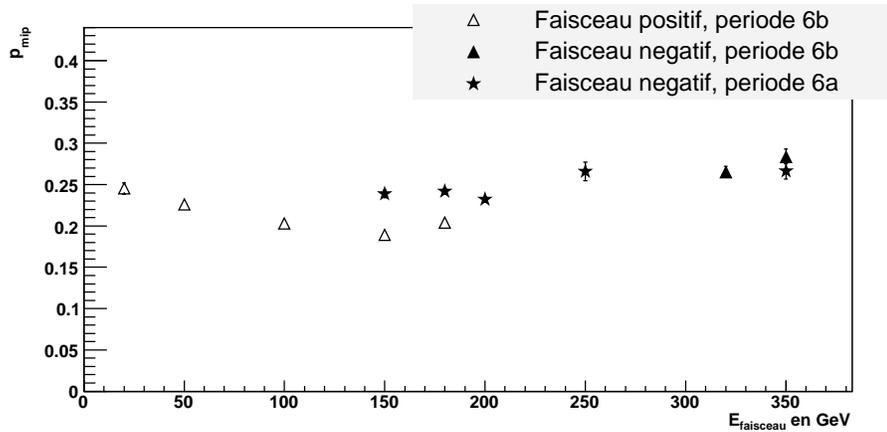


FIG. 5.23: Fraction de particules traversant le calorimètre électromagnétique au minimum d'ionisation en fonction de l'énergie incidente du faisceau.

de la période 6b*.

Outre la différence de longueur d'interaction entre les protons et les pions, on sait également que l'énergie mesurée pour des pions dans un calorimètre non-compensé est toujours supérieure à l'énergie mesurée pour des protons. Ce phénomène vient du fait que la fraction électromagnétique (apportée par les π^0) est supérieure dans le cas d'une gerbe produite par un pion [49]. La fraction de π^0 fluctue de façon importante, ce qui contribue à augmenter la largeur de la distribution en énergie. Si la fraction de π^0 est plus faible dans le cas des protons, les fluctuations sur cette fraction vont moins affecter la largeur de la distribution en énergie que dans le cas des pions. Il en résulte une largeur σ plus importante pour la réponse en énergie des pions.

L'impossibilité de séparer les pions des protons dans la configuration du test en faisceau de 2004 est problématique pour les énergies incidentes inférieures à 150 GeV, dans la mesure où l'on ne dispose dans ce cas que de données prises avec un faisceau positif. Une correction de la réponse calorimétrique tenant compte de la contamination en protons peut cependant être proposée dans le cas de TileCal seul. Une telle correction s'appuie sur l'hypothèse que la composition du faisceau de la ligne H8 n'a pas changé entre 2002/2003 et 2004. La différence de réponse entre les pions et les protons a été mesurée pour TileCal au cours du test en faisceau de 1998 [49]. Par ailleurs, la composition en protons et en pions du faisceau de la ligne H8, variant avec l'énergie, a été mesurée en 2003 [50] (tableau 5.8). Il est important de noter que la composition du faisceau donnée dans cette table correspond à celle que l'on attend à l'entrée du calorimètre électromagnétique. La longueur d'interaction étant différente pour les protons et les pions, la composition du faisceau va changer après la traversée du LAr. De façon plus précise, les pions vont traverser plus facilement le LAr au minimum d'ionisation que les protons. A l'entrée du TileCal, on s'attend donc à ce que la fraction de pions dans le faisceau soit supérieure aux valeurs du tableau 5.9. La variation de composition du faisceau peut être estimée à

*En connaissant les longueurs d'interaction des pions et des protons dans le LAr, on pourrait en principe remonter à la fraction de protons dans le faisceau. La méthode est décrite dans [48].

partir des données de 2004 en connaissant, pour un faisceau positif et un faisceau négatif, les nombres de particules au minimum d'ionisation avant et après le LAr. La relation 5.11 permet de calculer la fraction de pions dans le faisceau positif (pour les particules qui atteignent TileCal au minimum d'ionisation) à l'entrée du TileCal :

$$\alpha_{TileCal}^{\pi} = \alpha_{LAr}^{\pi} \times \frac{N_{TileCal}^{\pi}}{N_{LAr}^{\pi}} \times \frac{N_{LAr}^{\pi+p}}{N_{TileCal}^{\pi+p}} \quad (5.11)$$

Dans 5.11, N_{LAr}^{π} et $N_{TileCal}^{\pi}$ sont respectivement les nombres de particules au minimum d'ionisation à l'entrée du LAr et à l'entrée du TileCal, pour le faisceau ne contenant que des pions (faisceau négatif). $N_{LAr}^{\pi+p}$ et $N_{TileCal}^{\pi+p}$ ont la même signification, cette fois pour le faisceau contenant un mélange pions/protons (faisceau positif). Cette estimation ne peut être faite qu'à 150 et 180 GeV (points pour lesquels on dispose de données provenant des périodes 6a et 6b). On suppose que le facteur $(N_{TileCal}^{\pi})/(N_{LAr}^{\pi}) \times (N_{LAr}^{\pi+p})/(N_{TileCal}^{\pi+p})$ est indépendant de l'énergie incidente. Le tableau 5.9 donne les fractions estimées de pions au minimum d'ionisation à l'entrée du TileCal pour le faisceau positif. Comme attendu, on constate que les fractions de pions augmentent par rapport aux valeurs du tableau 5.8.

Il est maintenant possible, d'estimer les différences de réponse et de largeurs attendues entre un faisceau pur de pions et un mélange pions/protons dans les proportions indiquées dans le tableau 5.9. Connaissant les réponses attendues pour les pions et les protons, ainsi que leur fraction respective dans le faisceau, une simulation simple permet de déduire la réponse et la largeur pour un mélange pion/proton. On simule deux distributions gaussiennes dont les largeurs et les valeurs moyennes correspondent aux mesures obtenues en 1998. Ces deux distributions sont ensuite superposées avec des poids relatifs correspondant aux fractions de pions et de protons attendues. Un ajustement gaussien de la distribution résultante permet alors d'extraire la réponse et la largeur attendues pour un mélange $\pi + p$. Le tableau 5.10 donne l'estimation des rapports des réponses $R_{\pi}/R_{\pi+p}^*$ et des largeurs $\sigma_{\pi}/\sigma_{\pi+p}$.

Energie du faisceau (GeV)	fraction de pions α_{π}
50	$0,68 \pm 0,1$
100	$0,36 \pm 0,1$
180	$0,26 \pm 0,1$

TAB. 5.8: *Composition en pions dans faisceau de la ligne H8 en 2002/2003*

La méthode qui vient d'être décrite peut être contrôlée pour un faisceau de 150 et 180 GeV, puisque l'on dispose, en 2004, à la fois d'un faisceau négatif (pions seulement) et d'un faisceau positif (mélange). Le rapport $R_{\pi}/R_{\pi+p}$ peut donc être directement mesuré, et comparé avec la valeur du tableau 5.10. La figure 5.24 montre le rapport $R_{\pi}/R_{\pi+p}$ mesuré à 150 et 180 GeV**. Comme attendu, ce rapport est supérieur à 1. La bande grisée représente le rapport $R_{\pi}/R_{\pi+p}$ extrapolé à partir des données des tests en faisceau 1998, 2002, 2003 (tableau 5.10). A 150 et 180 GeV, la

*On définit la réponse R comme le rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie incidente.

**A 150 GeV, on suppose que la correction à appliquer est la même qu'à 180 GeV

Energie du faisceau (GeV)	fraction de pions α_π
50	$1,00 \pm 0,15$
100	$0,53 \pm 0,15$
180	$0,38 \pm 0,15$

TAB. 5.9: Composition estimée en pions à l'entrée du TileCal

Energie du faisceau	$R_\pi/R_{\pi+p}$	$\sigma_\pi/\sigma_{\pi+p}$	$(\sigma/R)_\pi/(\sigma/R)_{\pi+p}$
50 GeV	$1,000 \pm 0,005$	$1,000 \pm 0,005$	$1,000 \pm 0,007$
100 GeV	$1,014 \pm 0,007$	$1,054 \pm 0,03$	$1,04 \pm 0,03$
150 GeV	$1,011 \pm 0,004$	$1,091 \pm 0,04$	$1,08 \pm 0,05$
180 GeV	$1,011 \pm 0,004$	$1,091 \pm 0,04$	$1,08 \pm 0,05$

TAB. 5.10: Facteurs correctifs donnant le rapport entre les réponses, largeurs et résolutions pour un faisceau de pions pur (faisceau < 0) et un mélange pion/proton (faisceau > 0).

correction extrapolée à partir de la contamination en protons mesurée au cours des tests en faisceau précédents est compatible avec la correction vraie mesurée en 2004.

Les corrections données dans le tableau 5.10 sont appliquées aux données 2004. En pratique, seules les données à 20, 50 et 100 GeV nécessitent une correction puisque ce sont les seuls points pour lesquels on ne dispose que d'un faisceau positif. On constate que la correction attendue pour un faisceau positif de 50 GeV est négligeable. On la considère également négligeable à 20 GeV, puisque la fraction de protons diminue avec l'énergie du faisceau. La figure 5.25 montre le rapport entre l'énergie reconstruite dans TileCal et l'énergie incidente du faisceau*. Les résultats sont présentés pour les faisceaux positifs (triangles blancs) et négatifs (triangles noirs). On peut voir clairement sur la figure de gauche (pas de correction pour la contamination en protons) que la réponse est systématiquement plus basse pour le faisceau négatif. Après application de la correction donnée dans le tableau 5.10, les réponses pour les faisceaux négatifs et positifs sont compatibles à 150 et 180 GeV.

*L'énergie incidente est donnée par la relation 5.10.

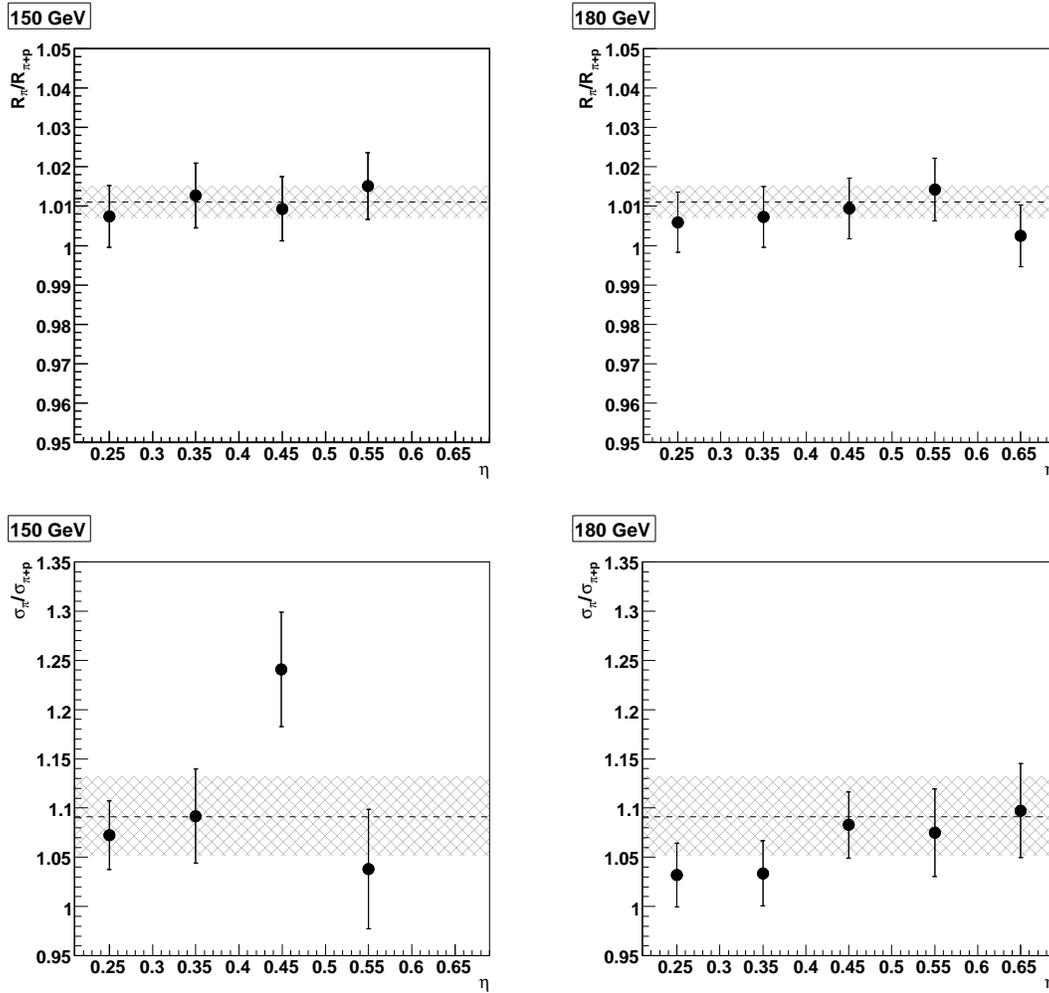


FIG. 5.24: En haut : rapport des réponses entre un faisceau de π et un mélange $\pi+p$. Points : mesure 2004 ; ligne : extrapolation à partir des données 1998, 2002, 2003, avec son erreur (bande hachurée).
En bas : rapport des largeurs σ entre un faisceau de π et un mélange $\pi+p$. Points : mesure 2004 ; ligne : extrapolation à partir des données 1998, 2002, 2003.

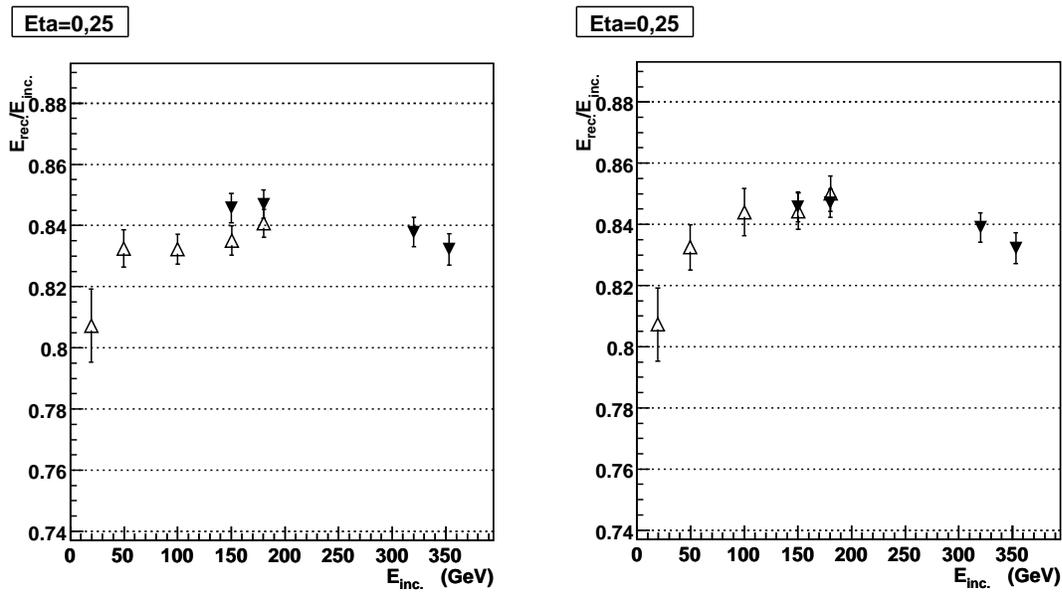


FIG. 5.25: Evolution de la réponse $E_{reconstruite}/E_{incidente}$ en fonction de l'énergie à $\eta = 0,35$. Triangles blancs : faisceau positif, triangles noirs : faisceau négatif. A gauche : sans correction pour la contamination en protons ; A droite : après correction.

5.4.1.5 Coupure sur *SC1*

Comme mentionné dans le chapitre 5.2, l'énergie reconstruite pour les pions atteignant TileCal au minimum d'ionisation est dépendante de la coupure sur le scintillateur *SC1*. La coupure finalement appliquée pour sélectionner les pions n'ayant pas interagi dans la paroi externe du cryostat est : $SC1 < 2 mip$, où 1 *mip* est la réponse de *SC1* à une particule au minimum d'ionisation. Cette coupure arbitraire est susceptible d'introduire une erreur systématique sur les résultats. L'effet systématique est estimé en faisant varier le seuil de la coupure sur *SC1* entre 1,5 *mip* et 2,5 *mip*, et en relevant la différence de réponse obtenue au niveau du TileCal :

$$\frac{\Delta E_{rec}}{E_{rec}} = \frac{0,5 \times |E_{rec}(SC1 < 2,5 mip) - E_{rec}(SC1 < 1,5 mip)|}{E_{rec}(SC1 < 2 mip)}$$

L'effet de la coupure sur *SC1* est de l'ordre de 0,6% à 20 GeV, et est inférieur à 0,2% pour les énergies supérieures.

5.4.1.6 Récapitulation des erreurs systématiques sur la réponse de TileCal

Trois sources d'erreurs systématiques ont été identifiées dans l'analyse de la réponse de TileCal aux pions n'interagissant pas dans le LAr. Il s'agit de l'erreur sur l'énergie incidente du faisceau, de l'effet de la coupure sur *SC1*, et de l'erreur sur la correction de la contamination en protons dans le cas où le faisceau incident est positif. Le tableau 5.11 donne la contribution relative de chacun de ces effets, ainsi que l'incertitude statistique sur la réponse (exprimée comme le rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie incidente, calculée par la relation 5.10). Les résultats sont présentés pour la position $\eta=0,25$. Pour les autres positions, les résultats sont du même ordre de grandeur. Pour l'instant, seule l'incertitude statistique a été considérée dans le cas où $eta > 0,65$. L'erreur totale sur la mesure de la réponse est la somme quadratique des effets individuels. Elle est inférieure à 1%, sauf à 20 GeV où elle atteint environ 1,8%.

Le tableau 5.12 donne l'incertitude, toujours pour $\eta=0,25$, sur la largeur σ de la distribution de l'énergie mesurée dans TileCal. σ est mesuré avec une précision de 2 à 5%. L'incertitude statistique domine, dans le cas des échantillons de pions négatifs (pions purs). En ce qui concerne le faisceau positif, l'incertitude sur la correction de l'effet de la contamination en protons a une importante contribution.

Energie nominale (GeV)	Erreur sur l'impulsion du faisceau	Correction de la contamination en protons	Coupure sur <i>SC1</i>	Incertitude systématique totale	Incertitude statistique	Erreur totale
20 ⁺	1,5 %	-	0,6 %	1,6 %	0,7 %	1,8 %
50 ⁺	0,6 %	0,5 %	0,1 %	0,8 %	0,3 %	0,8 %
100 ⁺	0,6 %	0,7 %	0,06 %	0,9 %	0,2 %	0,9 %
150 ⁺	0,5 %	0,4 %	0,07 %	0,2 %	0,1 %	0,6 %
180 ⁺	0,5 %	0,4 %	0,06 %	0,6 %	0,15 %	0,7 %
150 ⁻	0,5 %	-	0,1 %	0,5 %	0,2 %	0,5 %
180 ⁻	0,5 %	-	0,1 %	0,5 %	0,15 %	0,5 %
200 ⁻	0,5 %	-	0,04 %	0,5 %	0,2 %	0,5 %
250 ⁻	0,4 %	-	0,05 %	0,4 %	0,15 %	0,4 %
320 ⁻	0,6 %	-	0,1 %	0,6 %	0,2 %	0,6 %
350 ⁻	0,5 %	-	0,2 %	0,5 %	0,2 %	0,6 %

TAB. 5.11: Récapitulation des erreurs systématique, statistique et totale sur la réponse (rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie incidente) de TileCal aux pions n'interagissant pas dans le LAr ($\eta = 0, 25$). La polarité du faisceau est figurée par le signe placé en indice sur la valeur de l'énergie nominale.

Energie nominale (GeV)	Correction de la contamination en protons	Coupure sur <i>SC1</i>	Incertitude systématique totale	Incertitude statistique	Erreur totale
20 ⁺	-	1,1 %	1,1 %	4,6 %	4,7 %
50 ⁺	0,5 %	0,3 %	0,6 %	3,2 %	3,2 %
100 ⁺	3 %	0,8 %	3,1 %	2,6 %	4,0 %
150 ⁺	4 %	1,5 %	4,3 %	2,2 %	4,8 %
180 ⁺	4 %	0,9 %	4,1 %	2,1 %	4,6 %
150 ⁻	-	1,4 %	1,4 %	2,4 %	2,8 %
180 ⁻	-	0,9 %	0,9 %	2,3 %	2,5 %
200 ⁻	-	0,5 %	0,5 %	2,4 %	2,4 %
250 ⁻	-	0,7 %	0,7 %	2,5 %	2,6 %
320 ⁻	-	2,4 %	2,4 %	3,4 %	4,1 %
350 ⁻	-	1,5 %	1,5 %	2,9 %	3,3 %

TAB. 5.12: Récapitulation des erreurs systématique, statistique et totale sur la largeur σ de la distribution de l'énergie reconstruite dans TileCal pour des pions n'interagissant pas dans le LAr ($\eta = 0, 25$).

5.4.2 Réponse et résolution en 2004

5.4.2.1 Réponse en 2004

A présent que les effets systématiques ont été discutés, on est en mesure de présenter les résultats obtenus en 2004 concernant les pions interagissant dans TileCal seulement. La figure 5.26 montre pour chaque valeur de η , l'évolution de la réponse ($E_{reconstruite}/E_{incidente}$) en fonction de l'énergie incidente du faisceau. Les corrections décrites précédemment, et tenant compte de la perte d'énergie avant d'atteindre TileCal et de la contamination en proton dans le faisceau positif, ont été appliquées. Comme attendu pour un calorimètre non-compensé, la réponse augmente avec l'énergie incidente. On note cependant que la réponse semble systématiquement trop faible pour des faisceaux incidents de 320 et 350 GeV. Ce phénomène, dû à un biais introduit par la coupure sur le scintillateur *SC1*, sera discuté dans le chapitre 5.4.2.2. Les résultats obtenus pour le tonneau étendu sont représentés sur la figure 5.27. La figure 5.28 montre l'évolution du rapport $E_{reconstruite}/E_{incidente}$ en fonction de la pseudo-rapacité η pour des pions de 100 GeV. On constate un léger accroissement (1%) de la réponse entre $\eta=0,25$ et $\eta=0,65$ qui peut s'expliquer par l'augmentation de la longueur d'interaction de TileCal avec η .

Entre $\eta=0,7$ et $\eta=1,1$, les pions passent au niveau de la zone peu instrumentée située entre le tonneau central et le tonneau étendu de TileCal (voir figure 5.12), ce qui explique la baisse de réponse observée. La mesure du signal déposé dans les scintillateurs du *gap* permet de corriger cette baisse de réponse. A $\eta=1,2$, l'épaisseur de matériau actif est maximal, et la réponse redevient comparable à la valeur obtenue à $\eta=0,65$.

5.4.2.2 Comparaison entre 2002-2003 et 2004

La réponse aux pions dans TileCal seul a été étudiée au cours des tests en faisceau de 2002 et 2003. Durant ces tests, une portion du TileCal constituée d'un empilement (selon ϕ) de 2 tonneaux centraux et de 2 tonneaux étendus* (figure 5.29), a été irradiée par un faisceau de pions de haute énergie (20, 100, 180 et 350 GeV). La configuration de 2002-2003 étant très proche de celle de 2004 (avec cependant des modules différents), il est intéressant de comparer les résultats obtenus en 2004, après sélection des pions ne commençant à interagir que dans TileCal, avec les résultats de 2002-2003.

Les résultats obtenus en 2004 sont comparés avec ceux obtenus au cours des tests en faisceau de 2002 et 2003 [53]. La figure 5.30 montre l'évolution de la réponse aux pions en fonction de l'énergie incidente pour différentes périodes de prise de données en 2002, 2003 et 2004**. Les réponses en 2002-2003 et 2004 présentent des différences de l'ordre de 2%. En 2002 et 2003, les côtés $\eta > 0$ et $\eta < 0$ des modules ont pu être exposés au faisceau. Du fait de la symétrie du calorimètre selon le plan $\eta = 0$, aucune différence de réponse n'est attendue suivant que l'incidence du faisceau est positive ou négative. Une différence systématique, dont l'origine n'est pas encore

*Les données prises en Août 2003 et pour lesquelles 3 modules centraux étaient utilisés, n'ont pas été considérées ici.

**Pour chaque période, les modules exposés sont différents.

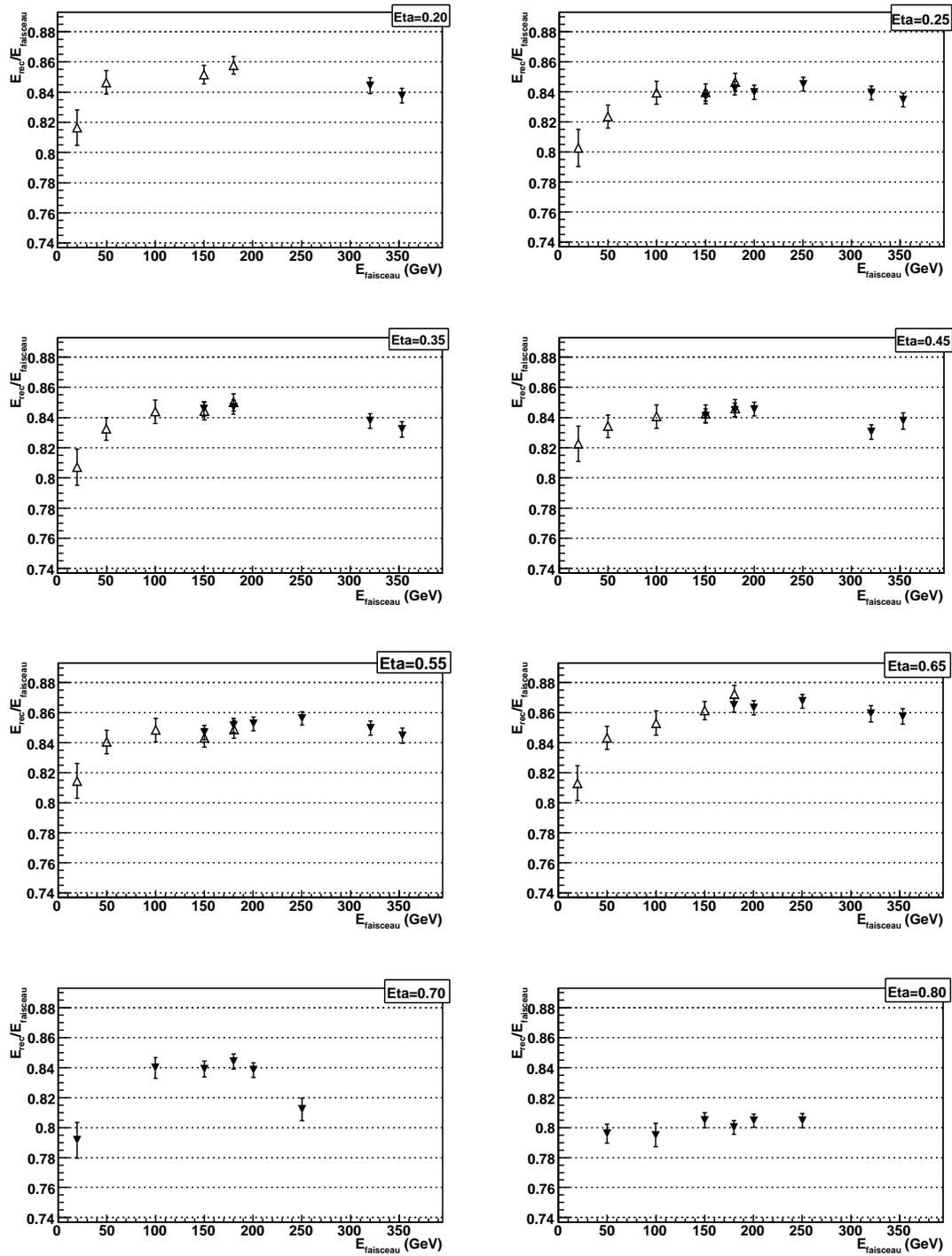


FIG. 5.26: Rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie incidente (cf 5.10) pour les pions interagissant dans TileCal seulement. En blanc : faisceau positif (contaminé par des protons); en noir : faisceau négatif. Les corrections données dans le tableau 5.10 ont été appliquées au faisceau positif (20, 50, 100, 150 et 180 GeV).

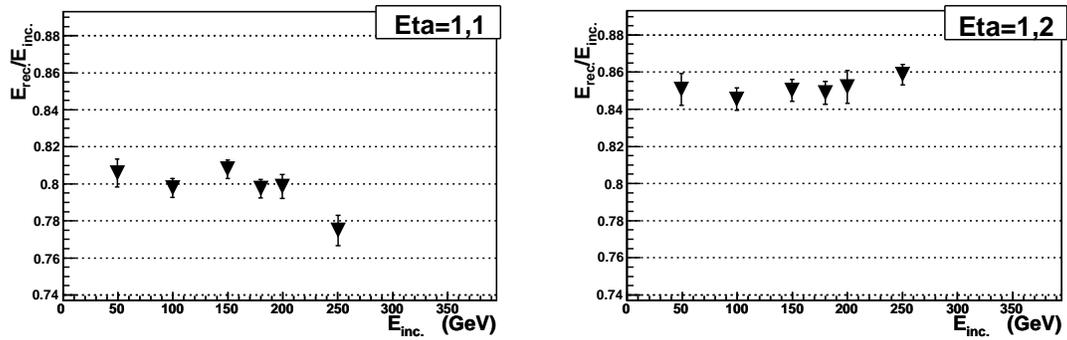


FIG. 5.27: Rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie incidente pour les pions interagissant dans TileCal seulement.

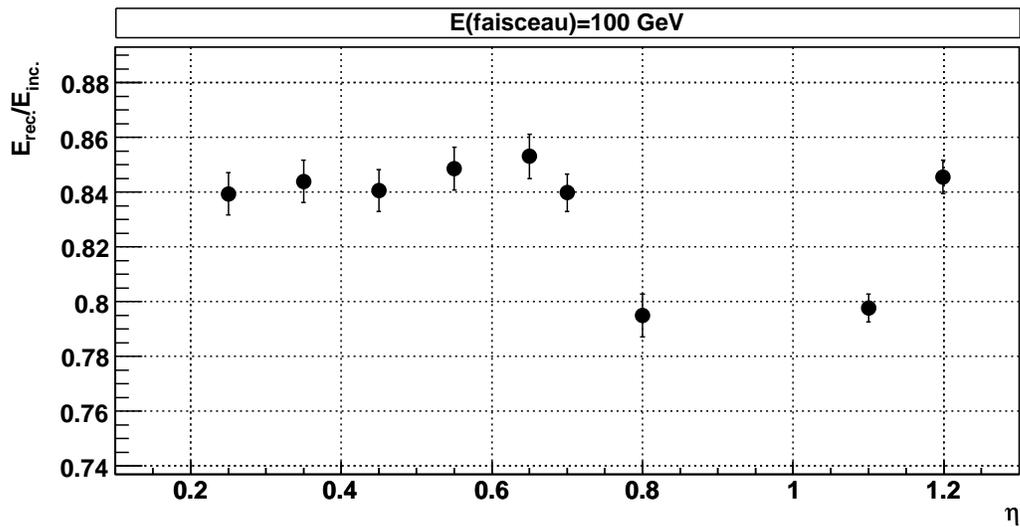


FIG. 5.28: Evolution de la réponse à 100 GeV en fonction de η .

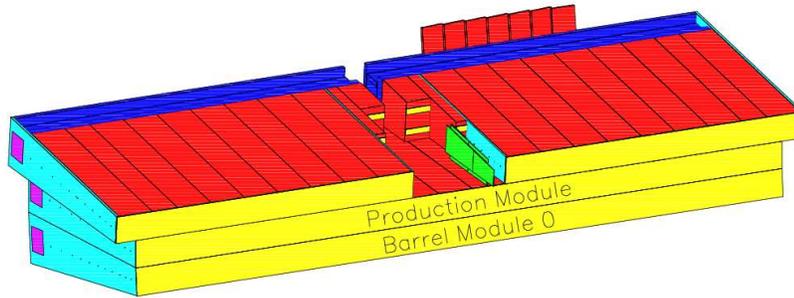


FIG. 5.29: Disposition des modules du TileCal au cours des tests en faisceau de 2002 et 2003.

comprise est pourtant constatée pour les données prises 2003.

Un effet systématique mérite d'être étudié plus en détail ; à 320 et 350 GeV, on observe en 2004 une baisse de la réponse par rapport aux données de Juillet 2003 ($\eta < 0$). Cet effet, déjà mentionné dans la section 5.4.2.1, semble indiquer qu'un biais est introduit en 2004 par les coupures de sélection des pions. Comme indiqué dans le chapitre 5.2, la coupure réalisée sur le scintillateur *SC1* visant à rejeter les pions ayant interagi dans le cryostat, est susceptible d'introduire un biais de la réponse aux pions. Ce biais se caractérise par une baisse de la réponse en énergie de TileCal pour un faisceau incident de 350 GeV (voir la figure 5.8).

Le tableau 5.13 donne la différence relative d'énergie mesurée entre 2003 et 2004, à 180 et 350 GeV. On constate un accord meilleur que 2% entre les énergies reconstruites en 2003 et 2004 à 180 GeV, tandis qu'à 350 GeV, l'énergie reconstruite en 2003 est environ 2,5% plus élevée qu'en 2004. On s'abstrait de l'effet de la coupure sur *SC1* en 2004 en imposant que les gerbes commencent seulement dans la deuxième couche de TileCal ($E_{coucheA} < 1,5$ pC). La dernière colonne du tableau 5.13 donne la différence d'énergie reconstruite en 2003 et 2004, après application de la coupure $E_{coucheA} < 1,5$ pC. Dans ce cas, la différence de réponse à 350 GeV est fortement réduite (excepté à $\eta = 0,35$). Lorsque l'on s'abstrait de l'influence de la coupure sur *SC1*, les énergies reconstruites en 2003 et 2004 redeviennent compatibles pour un faisceau de pions de 350 GeV. Cette observation corrobore l'hypothèse que cette différence provient de la sélection des pions n'interagissant pas avant TileCal, et non d'un problème de calibration.

$E_{nominale}$	η	$(E_{2003} - E_{2004})/E_{2004}$ (%)	
		Pas de coupure	$E_{couche A < 1,5 \text{ pC}}$
180 GeV	-0,25	$0,7 \pm 0,3$	$-0,5 \pm 1,0$
	-0,35	$-0,2 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,8$
	-0,45	$0,7 \pm 0,3$	$1,3 \pm 1,3$
	-0,55	$1,3 \pm 0,4$	$-0,7 \pm 1,4$
	-0,65	$-2,0 \pm 0,3$	$-0,6 \pm 1,5$
350 GeV	-0,25	$2,4 \pm 0,2$	$-1,2 \pm 0,9$
	-0,35	$2,3 \pm 0,2$	$1,1 \pm 1,5$
	-0,45	$2,4 \pm 0,2$	$2,6 \pm 1,4$
	-0,55	$2,5 \pm 0,3$	$0,7 \pm 1,1$
	-0,65	$0,2 \pm 0,2$	$0,7 \pm 1,3$

TAB. 5.13: Différences de réponse entre 2003 ($\eta < 0$) et 2004 à 180 et 350 GeV.

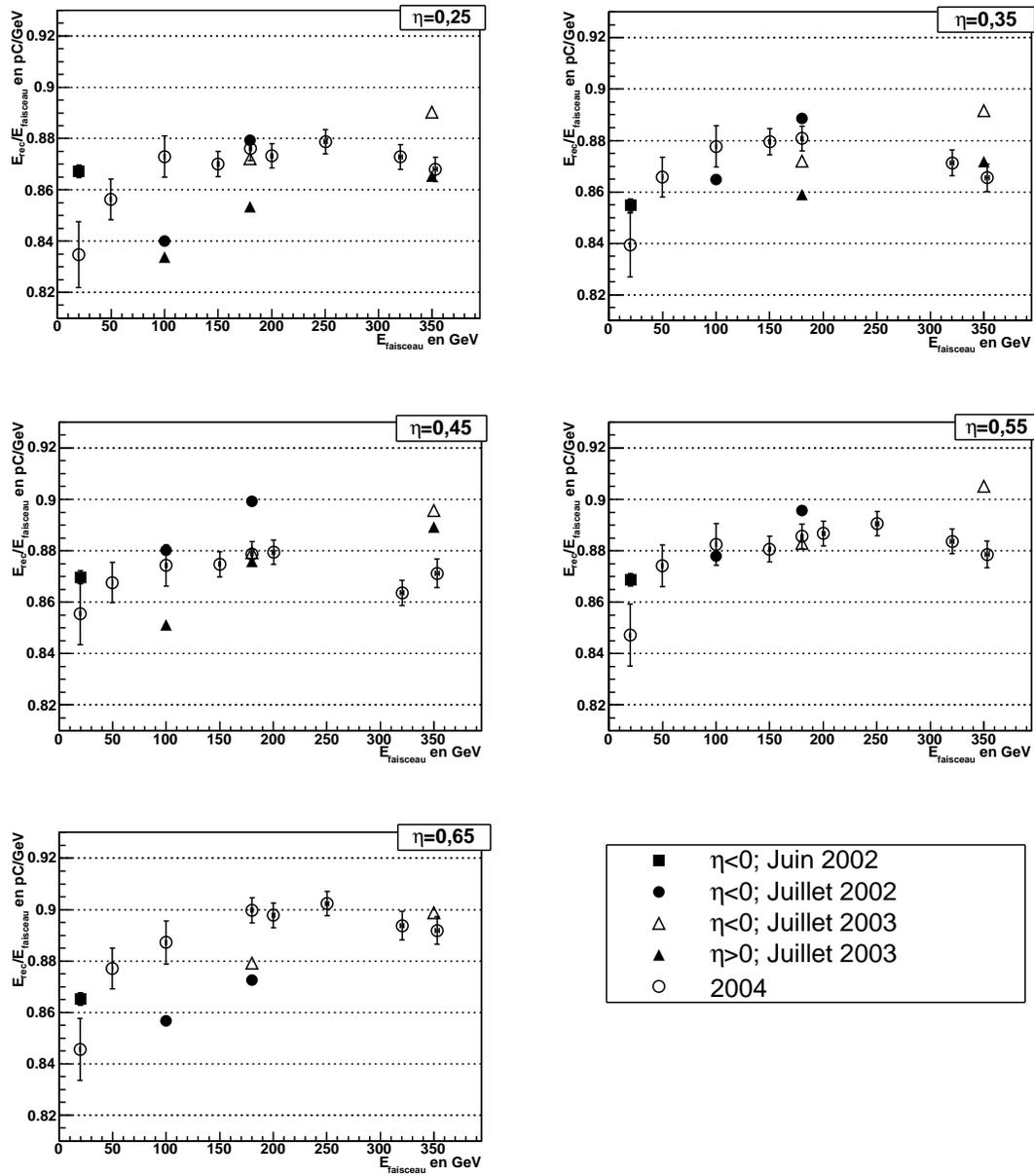


FIG. 5.30: Réponse en fonction de l'énergie incidente pour les tests en faisceau de 2002, 2003 et 2004.

5.4.2.3 Résolution en 2004

La résolution d'un calorimètre s'exprime par le rapport entre l'écart-type σ sur la mesure de l'énergie et l'énergie moyenne mesurée E^* . De façon simple, on peut paramétrer l'évolution de la résolution par une expression du type :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E_{\text{faisceau}}}} \oplus b \quad (5.12)$$

Dans la relation 5.12, a est une paramétrisation du terme d'échantillonnage. La non-compensation du calorimètre va quant à elle contribuer au terme constant b (voir chapitre 2.1.2.2). Le symbole \oplus représente une sommation quadratique des 2 termes de droite, supposés indépendants, de l'équation 5.12. Les figures 5.31 et 5.32 montrent l'évolution de la résolution du TileCal en fonction de $1/\sqrt{E_{\text{faisceau}}}$ respectivement pour la partie centrale ($\eta \leq 0,8$) et le tonneau étendu ($\eta \geq 1,1$). La courbe en pointillé représente l'ajustement par la fonction 5.12. Les paramètres a et b sont reportés dans les tableaux 5.14 et 5.15. Ces résultats peuvent être comparés avec ceux obtenus durant les tests en faisceau de 1998 [52] (module central de TileCal) et 1997 [51] (tonneau étendu de TileCal) **. Dans la partie centrale du TileCal, les résolutions mesurées en 2004 sont en accord avec celles obtenues en 1998. Pour le tonneau étendu, les résultats de 2004 sont en bon accord avec les résultats de 1997 du module ANL (produit au *Argonne National Laboratory*). L'accord avec les résultats obtenus pour le module BCN (produit à Barcelone) est moins bon. On constate également une dégradation importante dans la région de transition entre les parties centrale et étendue de TileCal. Cette dégradation est due à la faible longueur d'interaction dans cette zone.

Il est important de noter que les résolutions présentés ici sont obtenues sans aucune correction pour les effets de non-compensation et de perte longitudinale d'énergie. En ce sens, ce sont les performances minimales du calorimètre hadronique. La résolution peut être fortement améliorée par des méthodes de pondération des dépôts énergétiques dans TileCal [51].

* E et σ viennent des tables ?? et 5.5.

** Afin de se placer dans des conditions similaires, les résolutions de 1997 et 1998 ont été paramétrées en utilisant la fonction 5.12. Le paramétrage utilisé dans [51] et [52] comporte 3 paramètres.

η	2004		1998	
	$a (GeV^{-1/2})$	$b (\%)$	$a (GeV^{-1/2})$	$b (\%)$
0,20	$0,56 \pm 0,02$	$7,2 \pm 0,2$	-	-
0,25	$0,53 \pm 0,02$	$5,8 \pm 0,1$	$0,548 \pm 0,005$	$5,40 \pm 0,07$
0,35	$0,54 \pm 0,02$	$5,6 \pm 0,2$	$0,525 \pm 0,007$	$6,88 \pm 0,06$
0,45	$0,53 \pm 0,02$	$5,6 \pm 0,1$	$0,524 \pm 0,005$	$5,38 \pm 0,07$
0,55	$0,52 \pm 0,02$	$5,2 \pm 0,1$	$0,471 \pm 0,006$	$5,03 \pm 0,05$
0,65	$0,53 \pm 0,02$	$4,9 \pm 0,1$	-	-
0,70	$0,59 \pm 0,03$	$4,6 \pm 0,3$	-	-
0,80	$0,51 \pm 0,05$	$8,6 \pm 0,2$	-	-

TAB. 5.14: Paramètres a et b de la relation 5.12 obtenus en 1998 et 2004.

η	2004		1997 : BCN		1997 : ANL	
	$a (GeV^{-1/2})$	$b (\%)$	$a (GeV^{-1/2})$	$b (\%)$	$a (GeV^{-1/2})$	$b (\%)$
1,10	$0,52 \pm 0,06$	$4,8 \pm 0,5$	$0,475 \pm 0,008$	$5,36 \pm 0,08$	$0,516 \pm 0,008$	$5,06 \pm 0,08$
1,20	$0,57 \pm 0,07$	$5,4 \pm 0,6$	$0,460 \pm 0,008$	$4,95 \pm 0,08$	$0,526 \pm 0,008$	$5,92 \pm 0,08$

TAB. 5.15: Paramètres a et b de la relation 5.12 obtenus en 1997 et 2004.

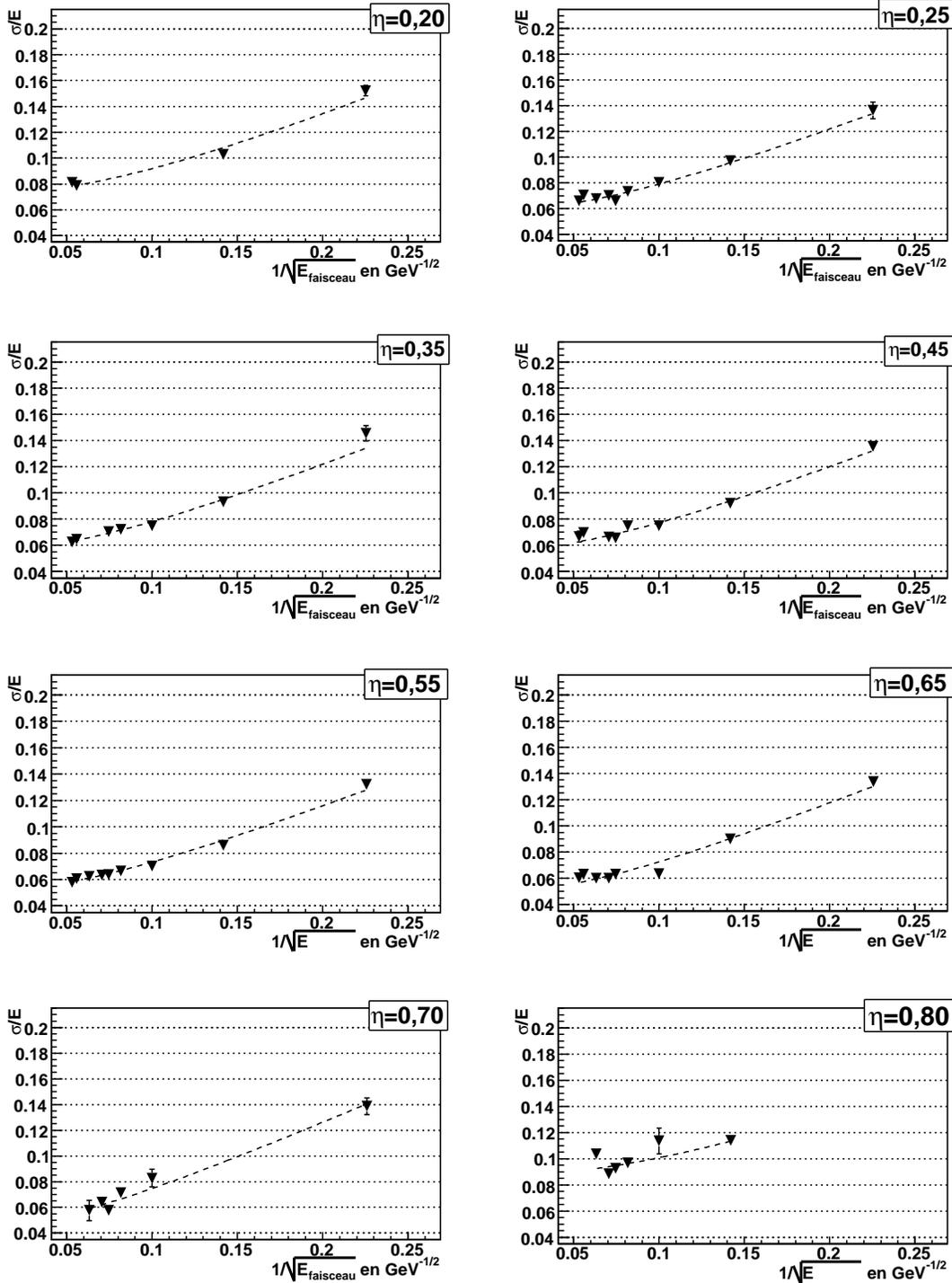


FIG. 5.31: Résolution obtenue en 2004 dans la partie centrale de TileCal, pour les pions n'interagissant pas dans le LAr.

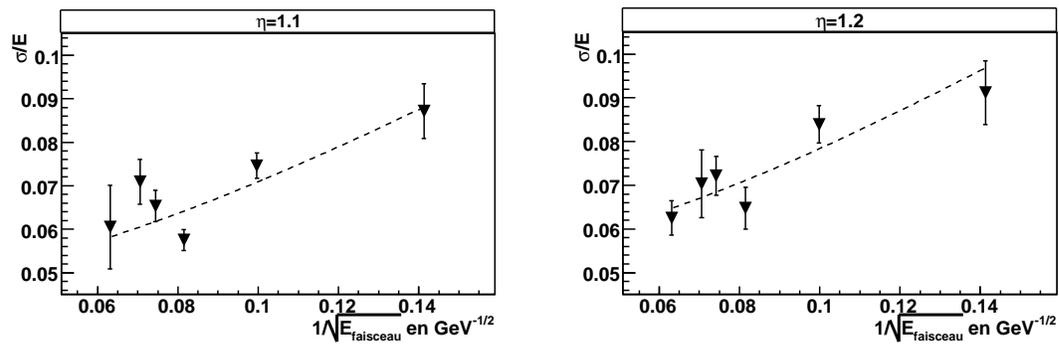


FIG. 5.32: Résolution obtenue en 2004 dans le tonneau étendu de TileCal, pour les pions n'interagissant pas dans le LAr.

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre, une analyse des pions initiant une gerbe seulement dans le calorimètre hadronique a été présentée. Après prise en compte de divers effets expérimentaux (contamination en proton, énergie perdue avant TileCal, erreur sur l'énergie nominale du faisceau), on montre qu'il est possible de mesurer la réponse (rapport $E_{mesure}/E_{incidence}$) aux pions n'interagissant pas avant d'atteindre TileCal. L'incertitude sur cette réponse est inférieure à 1% (sauf à 20 GeV). On a pu vérifier également la cohérence de l'évolution des résultats en fonction de la pseudo-rapacité η (baisse de la réponse et dégradation de la résolution dans la région intermédiaire entre les parties central et étendu du TileCal). Enfin, la compatibilité avec les résultats obtenus au cours des tests en faisceau antérieurs a été contrôlée.

Du point de vue de l'analyse des pions dans TileCal, l'étude présentée dans ce chapitre constitue une première étape qui vise à établir la qualité des données prises en 2004. Si l'on est confiant dans ces données, l'étape suivante est une comparaison systématique des résultats obtenus avec les résultats de la simulation de TileCal dans la configuration du test en faisceau. Cette comparaison devrait permettre, si nécessaire d'ajuster les paramètres de la simulation (quantité de matériel mort, profile des gerbes...). Sur la base de ces résultats, des méthodes de pondération visant à améliorer les performances du TileCal (linéarité et résolution) pourront éventuellement être proposées.

Chapitre 6

Réponse combinée aux pions de haute énergie

Pour la première fois en 2004, les calorimètres électromagnétique et hadronique (dans la région centrale) ont été testés dans une configuration proche de la version finale du détecteur ATLAS. La réponse de l'ensemble LAr+TileCal à des pions d'énergie connue, fournit une information très utile pour l'étude et la simulation des gerbes hadroniques. A terme, l'objectif est d'obtenir une simulation de la réponse des calorimètres d'ATLAS qui reproduise le mieux possible les résultats obtenus en faisceau-test. On conçoit qu'avant toute chose, la qualité des données prises en faisceau-test doive être contrôlée.

L'objet de ce chapitre est d'établir un ensemble de coupures permettant la sélection d'un échantillon de pions aussi pur que possible. Pour cet échantillon de pions, on se propose ensuite de mesurer un certain nombre de grandeurs sensibles aux phénomènes physiques mis en jeu dans la calorimétrie (énergie moyenne, résolution). Ces grandeurs sont reconstruites de façon simple, afin de limiter les sources d'erreurs systématiques, et de faciliter la comparaison avec les données simulées.

6.1 Réponse brute des calorimètres

6.1.1 Sélection des pions et reconstruction de leur énergie

Les pions sont sélectionnés en appliquant les coupures décrites dans le chapitre 4.4. Ces coupures ont pour but de :

- rejeter les muons,
- rejeter les électrons,
- rejeter les particules ayant interagi avant d'atteindre les calorimètres,
- limiter la dispersion angulaire du faisceau.

Pour l'étude de la réponse combinée aux pions, une coupure additionnelle est appliquée, imposant que l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur du LAr soit compatible avec le signal d'une particule au minimum d'ionisation. Cette coupure a pour but de sélectionner les pions n'ayant pas initié de gerbe à la traversé de la face d'entrée du cryostat.

La réponse aux pions dans la calorimétrie combinée (LAr+TileCal) est dépendante de nombreux phénomènes. Aucun des deux calorimètres n'étant compensé, la réponse aux pions n'est pas linéaire. La non-compensation est de plus différente pour les deux calorimètres*, ce qui signifie que pour une même fraction d'énergie déposée sous forme hadronique, la réponse sera différente suivant que ce dépôt se situe dans LAr ou dans TileCal. A ce phénomène s'ajoute la perte d'énergie dans les parois du cryostat du calorimètre électromagnétique. La réponse aux pions dans la calorimétrie combinée est donc une fonction complexe de l'énergie incidente, de la pseudo-rapacité η , et du point de départ des gerbes hadroniques. La combinaison de ces effets conduit à une dégradation de la linéarité et de la résolution des mesures calorimétriques. Ce chapitre ne traite pas des méthodes de correction des effets venant d'être décrits. On se limitera ici à l'étude de la réponse brute des calorimètres. Les résultats obtenus pourront être utilisés comme référence pour l'ajustement de la simulation aux données réelles. Afin de faciliter la comparaison entre les données et la simulation, la reconstruction de l'énergie dans les calorimètres a été réalisée de la façon la plus simple possible :

- somme de l'énergie des cellules dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi=0,4 \times 0,4$ centrée autour de la direction du faisceau incident dans le LAr (cf chapitre 4.2.3.1),
- somme de l'énergie de toutes les cellules du côté $\eta < 0$ dans TileCal (cf chapitre 4.2.3.2).

Cette reconstruction a l'avantage de dépendre de très peu de paramètres, ce qui en fait une méthode adaptée pour le contrôle de la qualité et de la stabilité des données. Des algorithmes plus sophistiqués pourront ensuite être utilisés pour améliorer les performances des calorimètres.

La conversion du signal électrique mesuré par les calorimètres en une échelle d'énergie est décrite dans le chapitre 2. Après cette conversion, les deux calorimètres LAr et TileCal donnent une réponse en unité d'énergie. Les deux échelles ont cependant des significations différentes de sorte que les deux calorimètres ne sont pas inter-calibrés. En supposant que les échelles d'énergies dans le LAr et dans TileCal sont proches, on a négligé les problèmes d'inter-calibration et exprimé l'énergie totale des pions comme la somme des énergies mesurées dans le LAr et dans TileCal :

$$E_{totale} = E_{LAr} + E_{TileCal} \quad (6.1)$$

La figure 6.1 montre la distribution d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique, puis la somme des énergies pour des pions de 180 GeV à $\eta = 0,35$. A titre comparatif, la distribution en énergie pour les pions qui traversent le LAr sans produire de gerbe est aussi présentée (figure 6.1, en bas à gauche). Cette distribution, ainsi que celle des pions dans LAr+TileCal, sont approximées par une fonction de Gauss (limitée dans la région $\pm 2\sigma$ autour du maximum). L'hypothèse que la distribution de l'énergie totale est gaussienne est raisonnablement vérifiée ce qui indique que les échelles électromagnétiques sont proches dans le LAr et dans TileCal. On remarque que l'énergie reconstruite est très différente selon que les pions interagissent dans TileCal seulement, ou dans les deux calorimètres. L'égalisation de la réponse pour ces deux types de pions constitue une piste pour l'intercalibration des calorimètres [54].

* $e/h=1,6$ dans le LAr, et $e/h=1,34$ dans TileCal.

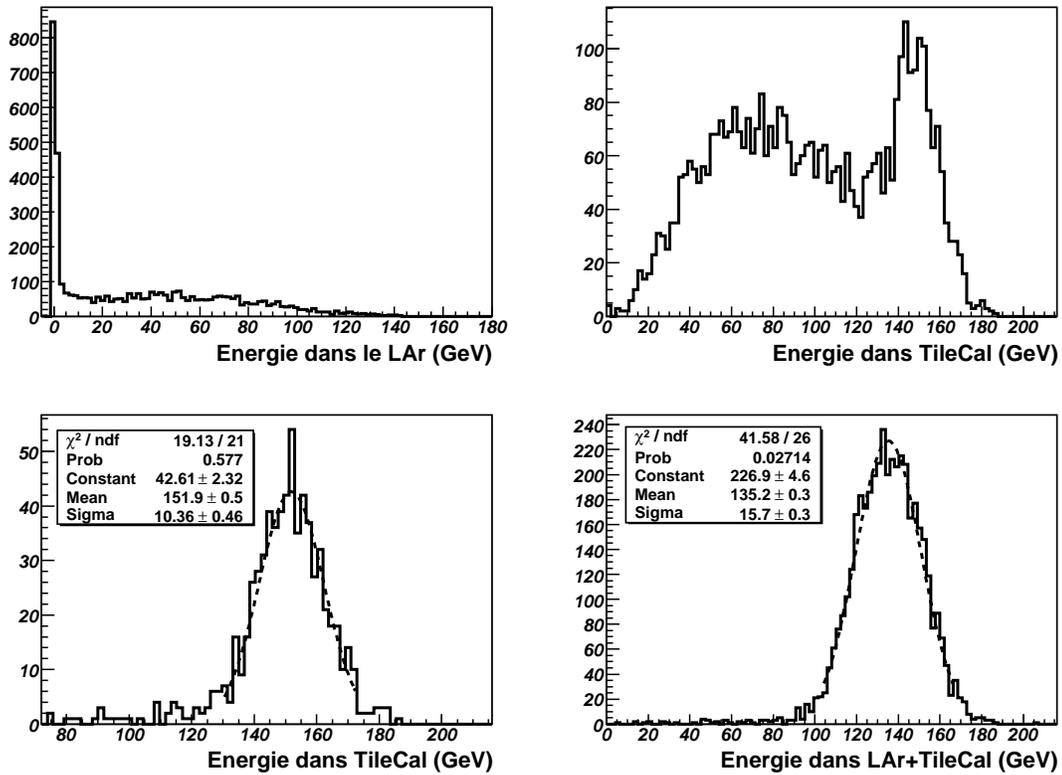


FIG. 6.1: Distribution en énergie pour des pions de 180 GeV à $\eta = 0, 35$. En haut à gauche : LAr; en haut à droite : TileCal; en bas à gauche : TileCal pour les pions passant au minimum d'ionisation dans le LAr; en bas à droite : LAr+TileCal pour tous les pions.

6.1.2 Réponse et résolution obtenues en 2004

6.1.2.1 Stabilité des données

La mesure de la réponse des calorimètres aux pions est répétée pour toutes les données des périodes 6a et 6b (cf chapitre 4.3). Lorsque plusieurs échantillons de pions sont disponibles à une même énergie et un même η , une réponse moyenne est calculée (voir équations 7.3 et 7.4). La stabilité est quantifiée par la probabilité d'accord entre les mesures faites sur les différents lots de pions (voir 5.4.1.1). Les tables 6.1 et 6.2 donnent les énergies et les écart-types (σ) moyens obtenus pour les différentes valeurs de l'énergie nominale du faisceau et de η . La probabilité d'accord est calculée (uniquement dans le cas de plusieurs échantillons ayant été pris à la même énergie et au même η) pour la réponse en énergie et pour l'écart-type. Les données ont été séparées selon la polarité du faisceau incident (figurée par le signe de l'énergie dans les tableaux 6.1 et 6.2). Comme précédemment, on attend une différence de réponse des calorimètres entre un faisceau négatif (contenant seulement des pions) et un faisceau positif (mélange de pions et de protons). On constate une compatibilité acceptable entre les différents échantillons de pions. La probabilité d'accord est uniformément distribuée entre 0 et 1 pour l'ensemble des échantillons des tableaux 6.1 et 6.2.

6.1.2.2 Réponse

On définit la réponse aux pions des calorimètres comme le rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie du faisceau incident. Le tableau 6.3 rappelle la mesure de l'impulsion du faisceau incident, ainsi que l'incertitude estimée sur cette mesure. Cette incertitude contribue à l'erreur commise sur la valeur de la réponse aux pions (l'effet est environ de 0,5%).

La figure 6.2 montre l'évolution de la réponse aux pions en fonction de l'énergie incidente pour les différentes valeurs de η disponibles. Les résultats sont présentés pour un faisceau incident positif (triangles blancs) et négatif (triangles noirs). Comme attendu, la réponse est systématiquement plus importante (de 2% environ) pour le faisceau négatif. Cet effet s'explique par la présence de protons dans le faisceau positif. Le fait que les protons donnent une réponse plus faible que les pions dans un calorimètre non-compensé a déjà été discuté dans le chapitre 5.4.1.4. Dans le cas des pions interagissant dans TileCal seulement, une procédure de correction de l'effet des protons a pu être proposée. Cette correction s'est appuyée sur la mesure de la réponse de TileCal individuellement aux pions et aux protons (test en faisceau de 1998). Dans le cas de la combinaison LAr+TileCal, on ne dispose pas d'une telle mesure et aucune correction, basée sur des données antérieures ne peut être réalisée. Par conséquent, seuls les résultats obtenus avec un faisceau négatif peuvent être considérés pour des études concernant l'échelle absolue d'énergie des pions.

La réponse des calorimètres à un faisceau de pions montre une forte non-linéarité en fonction de l'énergie incidente. Ce comportement est typique pour des calorimètres non-compensés donnant une réponse plus importante pour la fraction électromagnétique, que pour la fraction purement hadronique des gerbes ($e/h > 1$). La fraction électromagnétique augmentant avec l'énergie incidente, la réponse globale

Energie ^{polarité}	η	μ (GeV)	Probabilité (%)	σ (GeV)	Probabilité (%)
20 ⁺ GeV	0,20	12,79 ± 0,04	99	3,18 ± 0,04	95
20 ⁺ GeV	0,25	12,93 ± 0,07	-	3,11 ± 0,06	-
20 ⁺ GeV	0,35	12,92 ± 0,05	-	3,06 ± 0,05	-
20 ⁺ GeV	0,45	12,75 ± 0,04	96	3,03 ± 0,03	100
20 ⁺ GeV	0,55	12,71 ± 0,03	32	2,96 ± 0,03	0
20 ⁺ GeV	0,65	12,54 ± 0,03	86	3,01 ± 0,03	99
50 ⁺ GeV	0,20	34,26 ± 0,08	23	6,84 ± 0,08	95
50 ⁺ GeV	0,25	35,45 ± 0,09	-	6,09 ± 0,09	-
50 ⁺ GeV	0,35	35,03 ± 0,05	80	6,00 ± 0,05	76
50 ⁺ GeV	0,45	35,02 ± 0,06	23	6,07 ± 0,06	74
50 ⁺ GeV	0,55	34,90 ± 0,09	-	6,19 ± 0,09	-
50 ⁺ GeV	0,65	34,36 ± 0,07	74	6,26 ± 0,06	78
100 ⁺ GeV	0,25	73,48 ± 0,11	98	9,88 ± 0,10	87
100 ⁺ GeV	0,35	72,82 ± 0,10	84	9,93 ± 0,10	67
100 ⁺ GeV	0,45	72,69 ± 0,09	33	9,88 ± 0,08	75
100 ⁺ GeV	0,55	72,18 ± 0,11	99	10,10 ± 0,10	97
100 ⁺ GeV	0,65	71,70 ± 0,19	-	10,58 ± 0,17	-
150 ⁺ GeV	0,20	110,44 ± 0,26	86	14,43 ± 0,24	87
150 ⁺ GeV	0,25	111,69 ± 0,12	65	13,30 ± 0,12	19
150 ⁺ GeV	0,35	110,95 ± 0,18	81	13,35 ± 0,18	93
150 ⁺ GeV	0,45	110,99 ± 0,23	70	12,94 ± 0,22	08
150 ⁺ GeV	0,55	109,95 ± 0,22	72	13,16 ± 0,21	86
150 ⁺ GeV	0,65	110,33 ± 0,18	62	14,51 ± 0,17	12
180 ⁺ GeV	0,20	134,79 ± 0,31	-	18,41 ± 0,31	-
180 ⁺ GeV	0,25	135,74 ± 0,14	68	15,84 ± 0,13	26
180 ⁺ GeV	0,35	135,23 ± 0,14	89	16,13 ± 0,14	24
180 ⁺ GeV	0,45	135,07 ± 0,15	35	15,95 ± 0,14	80
180 ⁺ GeV	0,55	134,29 ± 0,20	98	16,23 ± 0,20	100
180 ⁺ GeV	0,65	134,45 ± 0,23	91	17,38 ± 0,22	95

TAB. 6.1: Valeur moyenne μ et écart type σ de la distribution en énergie totale (LAr+TileCal), obtenus pour l'ensemble des échantillons de pions de la période 6b (faisceau positif).

augmente elle aussi. En plus d'une dépendance en fonction de l'énergie du faisceau, la réponse varie suivant l'angle d'incidence. La figure 6.3 représente la variation de la réponse en fonction de η pour des pions de 150, 200 et 350 GeV.

6.1.2.3 Résolution

On exprime la résolution comme le rapport σ/E où E représente la valeur moyenne de la distribution en énergie dans les calorimètres et σ est son l'écart-type. La figure 6.4 donne l'évolution de la résolution en énergie en fonction de $1/\sqrt{E_{\text{faisceau}}}$ pour les différentes valeurs de η disponibles. Pour chaque position, la résolution est

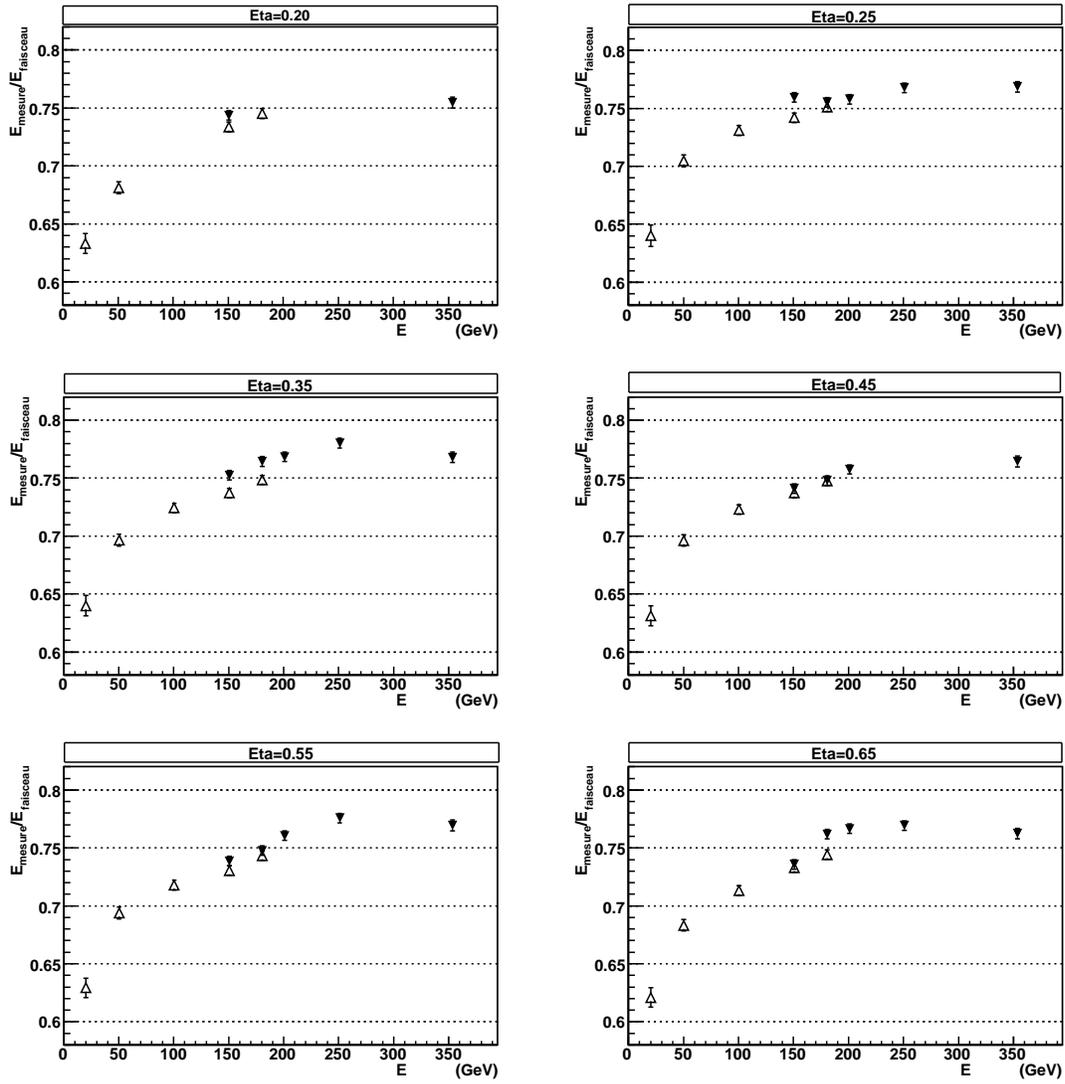


FIG. 6.2: Evolution de la réponse en fonction de l'énergie incidente du faisceau. En blanc : faisceau positif (p et π^+); en noir : faisceau négatif (π^-).

Energie ^{polarité}	η	μ (GeV)	Probabilité (%)	σ (GeV)	Probabilité (%)
150 ⁻ GeV	0,25	114,32 \pm 0,16	70	13,90 \pm 0,15	35
150 ⁻ GeV	0,35	113,27 \pm 0,20	13	14,17 \pm 0,20	55
150 ⁻ GeV	0,45	111,54 \pm 0,16	71	14,35 \pm 0,15	21
150 ⁻ GeV	0,55	111,17 \pm 0,16	08	15,03 \pm 0,16	88
150 ⁻ GeV	0,65	110,75 \pm 0,20	40	15,02 \pm 0,19	55
180 ⁻ GeV	0,25	136,45 \pm 0,19	42	16,26 \pm 0,17	30
180 ⁻ GeV	0,35	138,09 \pm 0,19	86	16,60 \pm 0,19	0
180 ⁻ GeV	0,45	135,12 \pm 0,17	72	16,73 \pm 0,16	42
180 ⁻ GeV	0,55	135,09 \pm 0,18	44	17,09 \pm 0,17	30
180 ⁻ GeV	0,65	137,65 \pm 0,21	70	17,63 \pm 0,19	81
200 ⁻ GeV	0,25	152,18 \pm 0,23	3	18,16 \pm 0,22	58
200 ⁻ GeV	0,35	154,28 \pm 0,19	31	18,08 \pm 0,18	90
200 ⁻ GeV	0,45	152,09 \pm 0,19	91	18,71 \pm 0,19	45
200 ⁻ GeV	0,55	152,71 \pm 0,21	0	18,85 \pm 0,20	77
200 ⁻ GeV	0,65	153,90 \pm 0,23	10	19,65 \pm 0,21	55
250 ⁻ GeV	0,25	192,70 \pm 0,25	0	21,31 \pm 0,24	23
250 ⁻ GeV	0,35	195,82 \pm 0,31	1	21,69 \pm 0,29	63
250 ⁻ GeV	0,55	194,70 \pm 0,20	0	22,02 \pm 0,18	51
250 ⁻ GeV	0,65	193,06 \pm 0,15	3	23,01 \pm 0,14	69
350 ⁻ GeV	0,20	266,92 \pm 1,00	-	31,82 \pm 0,91	-
350 ⁻ GeV	0,25	271,78 \pm 0,88	-	28,54 \pm 0,86	-
350 ⁻ GeV	0,35	271,58 \pm 0,86	7	28,48 \pm 0,72	50
350 ⁻ GeV	0,45	270,25 \pm 0,92	-	30,30 \pm 0,90	-
350 ⁻ GeV	0,55	272,03 \pm 0,95	-	29,95 \pm 0,88	-
350 ⁻ GeV	0,65	269,60 \pm 0,73	82	31,45 \pm 0,71	85

TAB. 6.2: Valeur moyenne μ et écart type σ de la distribution en énergie totale ($LAr+TileCal$), obtenus pour l'ensemble des échantillons de pions de la période 6a (faisceau négatif).

paramétrée par une fonction $\sigma/E = (a/\sqrt{E}) + b \oplus c/E$. Les paramètres a (terme d'échantillonnage), b (terme de non-compensation) et c (bruit électronique) sont reportés dans le tableau 6.4. Pour l'instant, aucune correction n'a été appliquée pour tenir compte de la différence de comportement entre le faisceau positif ($\pi^+ + p$) et le faisceau négatif (π^-). Ceci peut expliquer les importantes fluctuations sur les paramètres de la fonction de résolution (c en particulier).

Il est important de rappeler que les résolutions obtenues sont loin des valeurs espérées dans ATLAS, dans la mesure où aucune correction n'a été appliquée pour tenir compte des nombreux effets dégradant la résolution (inter-calibration, non-compensation, pertes d'énergie...). La stratégie n'est pas ici d'optimiser les performances des calorimètres, mais de reconstruire des grandeurs pouvant aisément être comparées avec la simulation. En ce sens, la résolution représente le moment d'ordre 2 de la réponse en énergie, et constitue un paramètre important devant être reproduit par la simulation.

Energie nominale ^{polarité}	Impulsion moyenne mesurée (GeV/c)
20 ⁺ GeV	20,2 ± 0,3
50 ⁺ GeV	50,3 ± 0,3
100 ⁺ GeV	100,5 ± 0,6
150 ⁻ GeV	150,5 ± 0,8
150 ⁺ GeV	150,8 ± 0,8
180 ⁻ GeV	180,6 ± 0,9
180 ⁺ GeV	180,9 ± 0,9
200 ⁻ GeV	200,8 ± 1
250 ⁻ GeV	251 ± 1
320 ⁻ GeV	321 ± 2
350 ⁻ GeV	354 ± 2

TAB. 6.3: Impulsion du faisceau mesurée, pour les différentes valeurs de l'impulsion nominale. La polarité du faisceau est également indiquée.

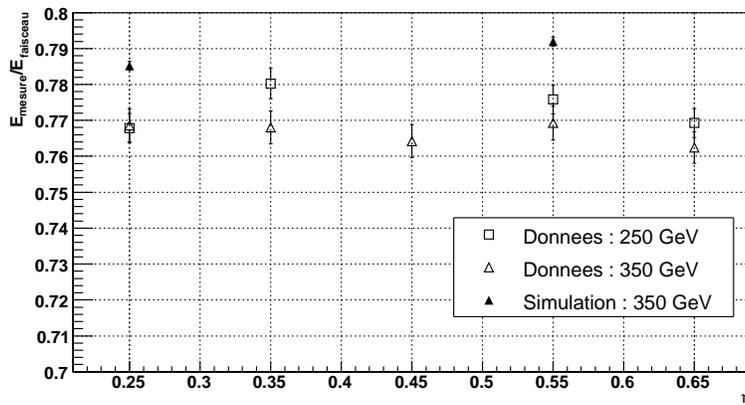


FIG. 6.3: Evolution de la réponse combinée aux pions ($E_{\text{reconstruite}}/E_{\text{incidente}}$) en fonction de η .

η	a (% $\text{GeV}^{-1/2}$)	b (%)	c (GeV)
0,20	77 ± 2	8,3 ± 0,2	0 ± 9
0,25	64 ± 5	7,0 ± 0,3	2,3 ± 0,4
0,35	72 ± 4	6,2 ± 0,2	1,5 ± 0,5
0,45	59 ± 4	7,9 ± 0,3	2,3 ± 0,3
0,55	74 ± 2	6,9 ± 0,2	0 ± 9
0,65	76 ± 2	7,2 ± 0,2	0 ± 9

TAB. 6.4: Paramètres de la fonction de résolution $\sigma/E = (a/\sqrt{E}) + b) \oplus c/E$ pour les échantillons de pions.

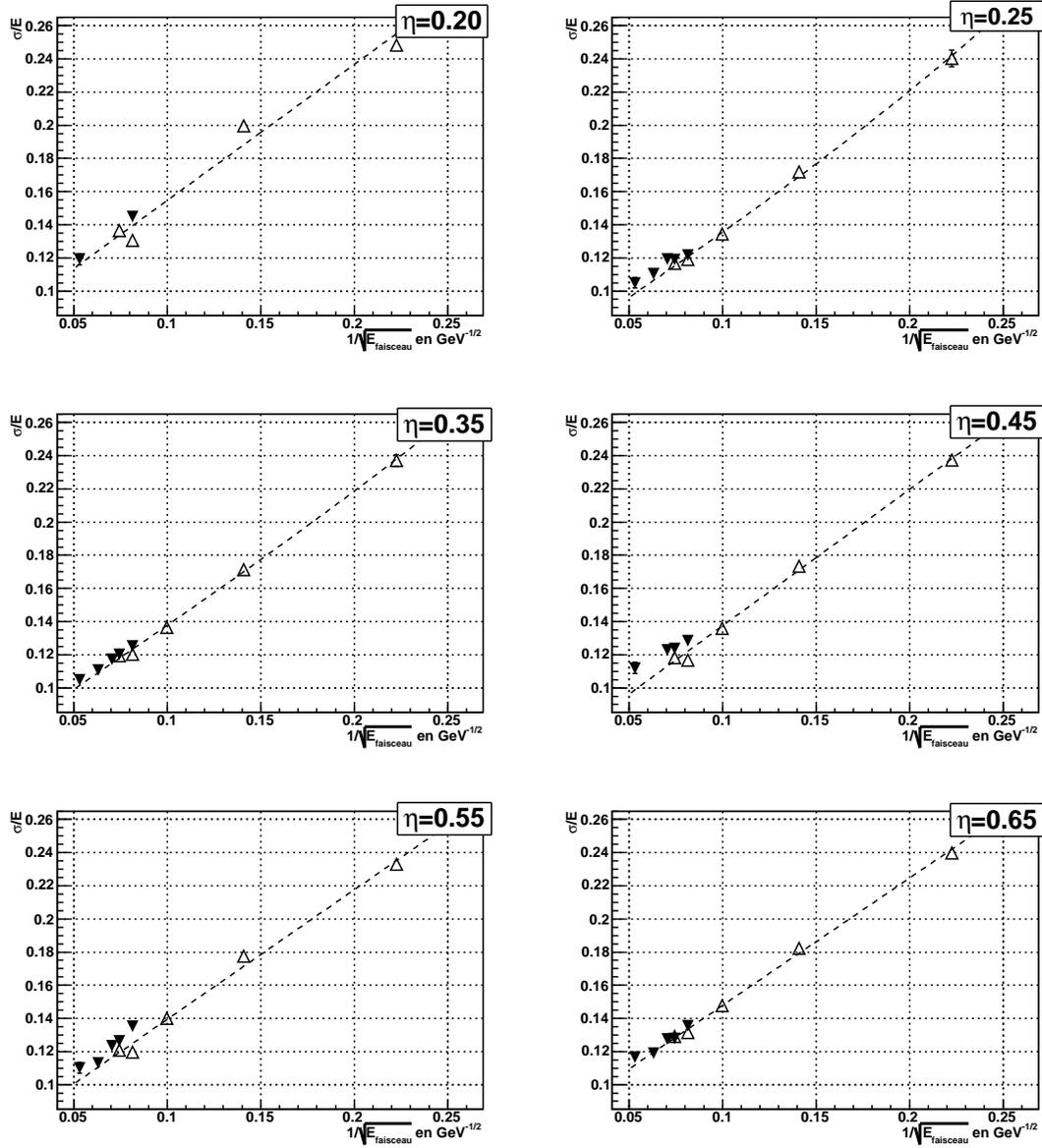


FIG. 6.4: Résolution en énergie représentée en fonction de $1/\sqrt{E_{\text{faisceau}}}$ pour les différentes valeurs de η . En blanc : faisceau positif (p et π^+); en noir : faisceau négatif (π^-).

6.1.3 Comparaison préliminaire entre les données et la simulation

Des données ont été simulées [56] avec la géométrie du test en faisceau de 2004. Afin d'effectuer une comparaison avec les données réelles, l'énergie des pions simulés est reconstruite suivant la même procédure que les pions réels : cf 6.1.1. Les mêmes coupures sont également appliquées dans les deux cas. Les figures 6.5 et 6.6 montrent les distributions dans le LAr, dans TileCal puis dans LAr+TileCal, pour des pions réels et des pions simulés de 20 et 100 GeV à $\eta=0,25$. On constate que les gerbes sont plus étendues dans la simulation. L'effet est surtout visible dans le LAr. On peut voir sur la figure 6.7, que la réponse (rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie incidente) est environ 2% plus haute dans la simulation que dans les données réelles. Cet effet peut s'expliquer en partie par la présence de protons dans le faisceau réel positif. Il persiste cependant pour le faisceau négatif constitué seulement de pions. La figure 6.8 donne l'évolution de la résolution en fonction de l'énergie incidente pour les données réelles et la simulation. Là encore un désaccord apparaît à basse énergie ($E < 100$ GeV). Une étude plus approfondie serait nécessaire pour estimer dans quelle mesure la présence de protons contribue à ce désaccord*.

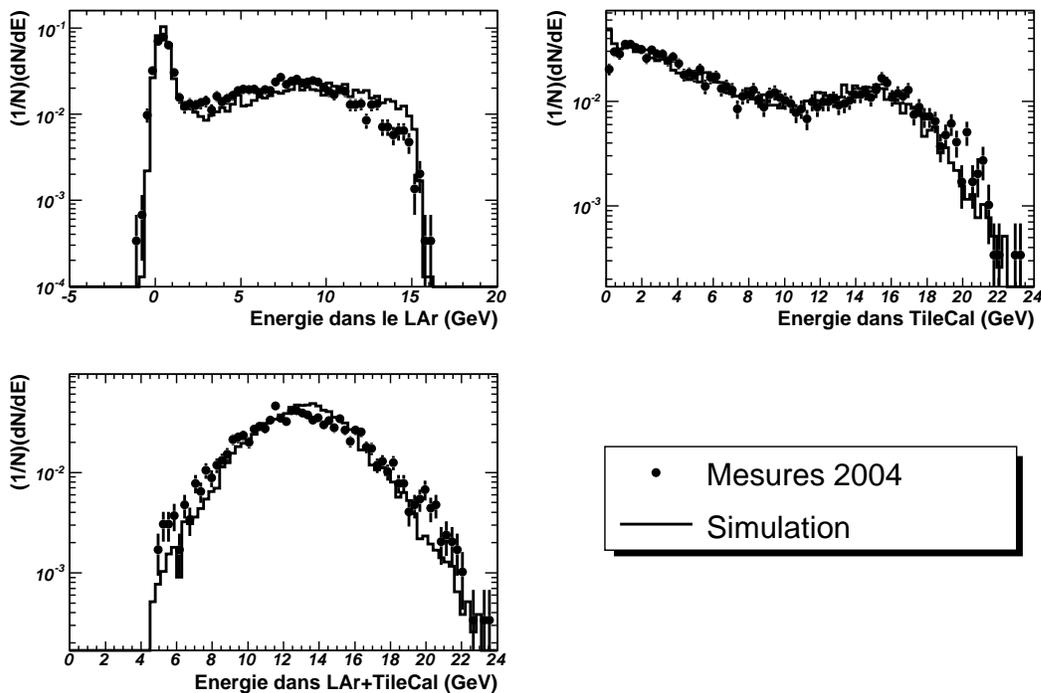


FIG. 6.5: Comparaison entre les données 2004 et la simulation pour des pions de 20 GeV à $\eta = 0,25$.

*En principe, la résolution dans un calorimètre est meilleure pour les protons que pour les pions. Dans le cas de la réponse combinée de 2 calorimètres présentant des non-compensations différentes, l'effet est plus difficile à prévoir.

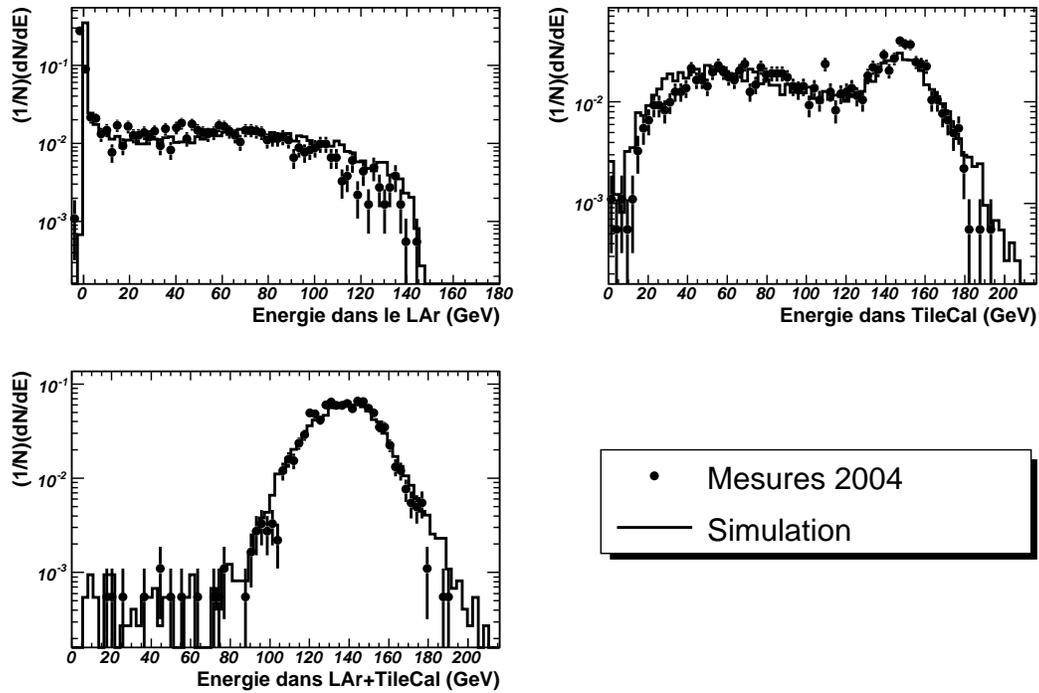


FIG. 6.6: Comparaison entre les données 2004 et la simulation pour des pions de 180 GeV à $\eta = 0, 25$.

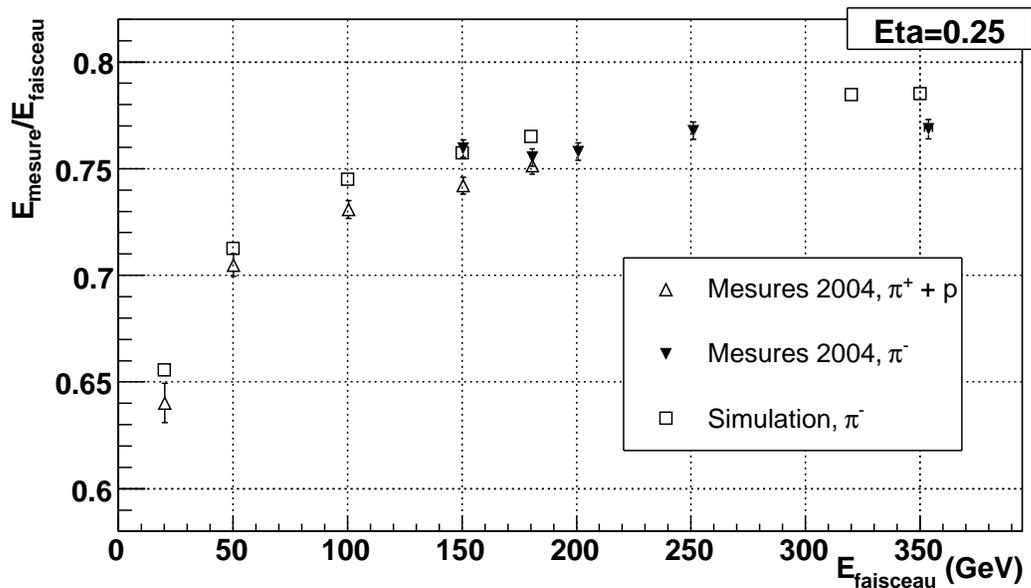
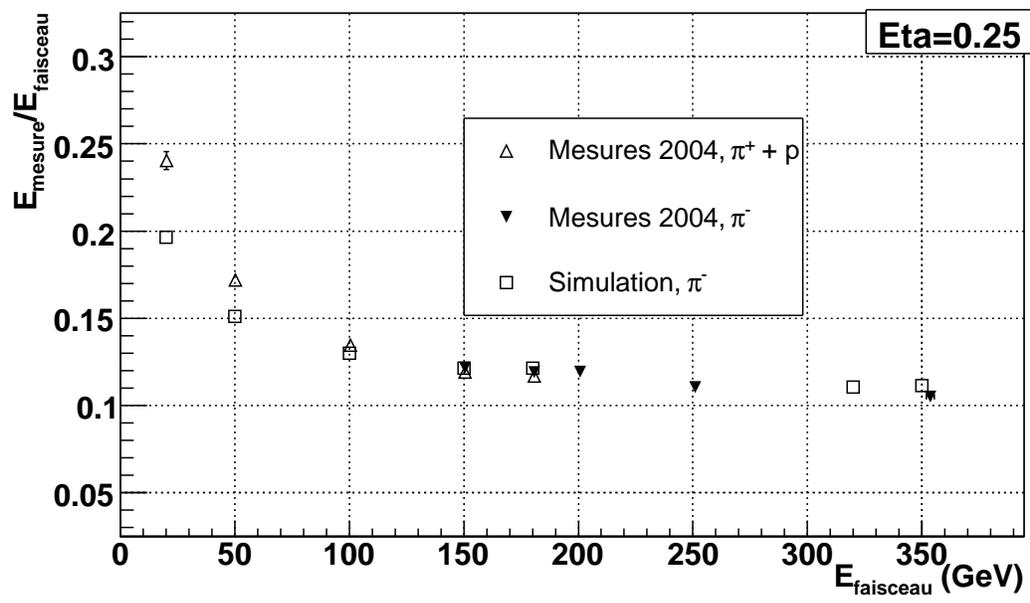


FIG. 6.7: Réponse combinée aux pions à $\eta = 0, 25$.

FIG. 6.8: Résolution combinée à $\eta = 0, 25$.

6.2 La méthode *benchmark*

Cette méthode a été développée pour améliorer les performances (principalement la résolution) de la calorimétrie combinée. Elle est basée sur l'application d'un nombre réduit de facteurs correctifs, déterminés à partir des données, par minimisation de la résolution en énergie.

Bien que la méthode *benchmark* ne sera pas utilisée dans ATLAS, elle mérite d'être présentée ici, pour une raison historique. Avec la méthode H1, elle a en effet été utilisée pour l'analyse des pions au cours du test en faisceau de 1996. Ce test en faisceau réunissait pour la première fois des modules prototypes du LAr et du TileCal. En ce sens, il est intéressant d'appliquer la méthode *benchmark* aux données de 2004, afin de comparer les performances obtenus avec celles de 1996 [55]. En outre, les performances "brutes" des calorimètres, telles qu'elles ont été présentées dans le chapitre 6.1, n'ont pas été publiées en 1996, de sorte que la méthode *benchmark* constitue le seul point de comparaison entre 1996 et 2004.

6.2.1 Application de la méthode aux données 2004

6.2.1.1 Principe

Les facteurs principaux affectant la résolution en énergie des calorimètres LAr et TileCal combinés dans le cas des pions sont la non-compensation, la perte d'énergie dans le cryostat et le défaut d'intercalibration. La méthode *benchmark* propose d'appliquer un facteur correctif pour chacun de ces effets. Les valeurs des 3 facteurs correctifs sont choisies de telle sorte que la résolution σ/E_{tot} soit la plus petite possible.

Intercalibration

La valeur retenue pour le facteur a est celle qui minimise l'expression :

$$\frac{\sigma}{E_{LAr} + a \cdot E_{TileCal}}$$

Perte d'énergie dans le cryostat

De façon standard, l'énergie perdue par les pions au cours de la traversé du cryostat est paramétrée en fonction du dépôt d'énergie de part et d'autre de celui-ci :

$$E_{cryo} = f(\sqrt{E_{LAr3} \cdot E_{TileCal0}})$$

La figure 6.9, montrant la corrélation entre $\sqrt{E_{LAr3} \cdot E_{TileCal0}}$ et le signal mesuré dans le scintillateur SC1 (placé entre les deux calorimètres) suggère, en première approximation, une dépendance linéaire entre la perte d'énergie dans le cryostat et la moyenne géométrique de l'énergie déposée de part et d'autre de ce dernier. Un seul paramètre c est donc utilisé pour tenir compte de la perte d'énergie. Ce paramètre est estimé en minimisant :

$$\frac{\sigma}{E_{LAr} + a \cdot E_{TileCal} + c \cdot \sqrt{E_{LAr3} \cdot a \cdot E_{TileCal0}}}$$

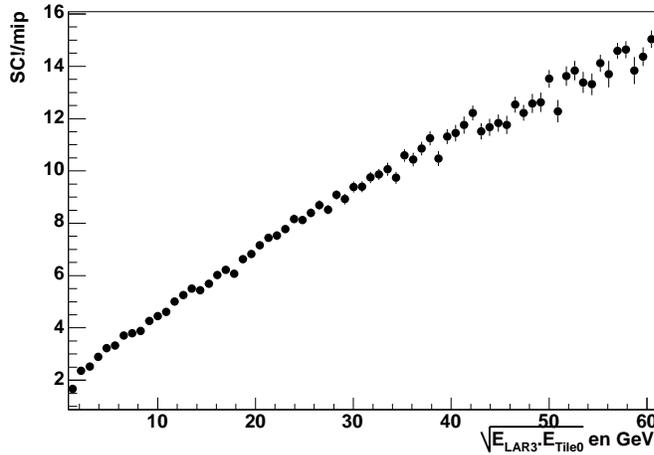


FIG. 6.9: Correlation entre la moyenne géométrique de l'énergie déposée dans les calorimètres de part et d'autre du cryostat, et le signal (exprimé en nombre de particules au minimum d'ionisation) dans le scintillateur SC1.

Non compensation

La non-compensation des calorimètres se traduit par une dépendance de l'énergie totale, en fonction de l'énergie déposée dans le LAr (ou dans TileCal). Sur la figure 6.10, les points représentés en blanc correspondent à la situation après l'application des facteurs correctif a et c . On constate une forte augmentation de l'énergie totale avec l'énergie déposée dans le LAr. Ceci peut s'interpréter en terme de non-compensation. En effet, les gerbes déposant une énergie importante dans le LAr sont celles qui ont une forte composante électromagnétique, composante pour laquelle la réponse calorimétrique est la plus grande ($e/h > 1$). Les pertes d'énergie longitudinales et latérales peuvent aussi contribuer à la baisse de l'énergie totale pour les pions déposant peu d'énergie dans le LAr. Selon la figure 6.10 (points blancs), un terme quadratique en E_{LAr} peut être envisagé pour corriger les effets mentionnés plus haut :

$$\frac{\sigma}{E_{LAr} + a \cdot E_{TileCal} + c \cdot \sqrt{E_{LAr3}} \cdot a \cdot E_{TileCal0} + b \cdot E_{LAr}^2}$$

La figure 6.10 montre qu'après application des trois corrections venant d'être décrites, l'énergie totale mesurée est indépendante de l'énergie déposée dans les calorimètres. On peut constater une nette amélioration de la résolution en énergie après correction (voir figure 6.11).

On suppose, comme cela a été fait dans [55], que les facteurs correctifs a , b et c sont peu dépendants de l'énergie incidente. Seule une dépendance en η est considérée.

6.2.1.2 Résolutions obtenues pour les pions en 2004

La figure 6.12 montre les résolutions obtenues après application de la méthode *benchmark*. La résolution en énergie est ajustée à l'aide de la fonction à 3 paramètres :

$$\sigma/E = (a/\sqrt{E}) + b \oplus c/E$$

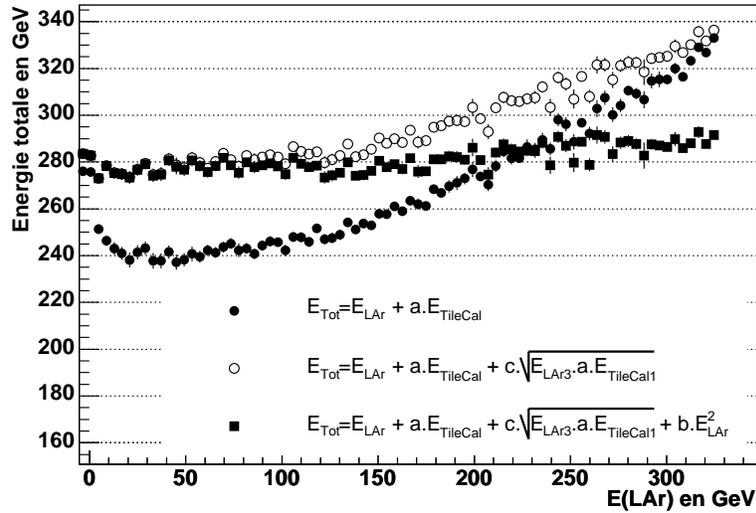


FIG. 6.10: Evolution de l'énergie totale en fonction de l'énergie déposée dans le LAr aux différentes étapes de la méthode benchmark.

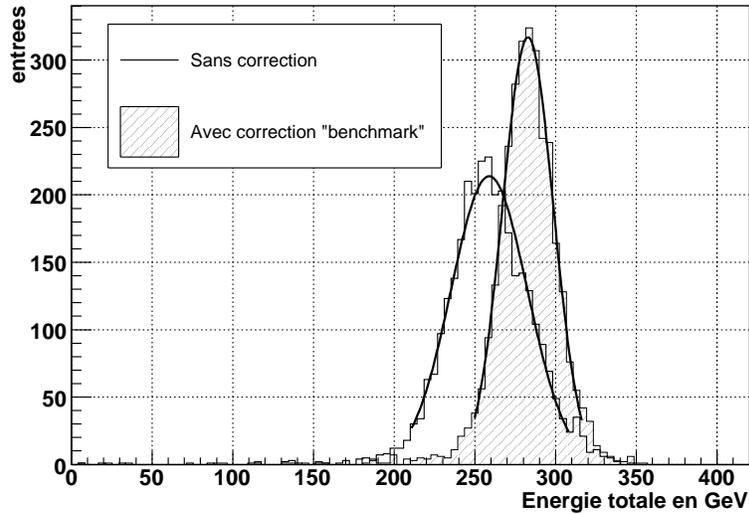


FIG. 6.11: Distribution en énergie mesurée dans les calorimètres avant et après correction par la méthode benchmark, pour des pions de 350 GeV ($\eta = 0,35$).

Sans correction : $\sigma/E = (9,1 \pm 0,2) \%$

Avec correction : $\sigma/E = (5,5 \pm 0,1) \%$

En première approche, l'ajustement est réalisé sur l'ensemble des données (faisceaux positif et négatif). Le tableau 6.5 donne les valeurs des paramètres a , b et c obtenus aux différentes positions η des calorimètres. Par rapport aux résolutions brutes de la figure 6.4, on note une amélioration importante se manifestant par une baisse du terme b . Ce terme est lié à la non-compensation et à la perte d'énergie dans le cryostat. On s'attend donc à ce qu'il soit plus faible après correction par la méthode

benchmark.

A titre comparatif, la méthode *benchmark* utilisée au cours du test en faisceau de 1996 a donné une résolution en énergie telle que $\sigma/E = (59, 5\%/\sqrt{E}) + 1, 8) \oplus 2, 1/E$ à $\eta \approx 0,2$ [55]. La comparaison entre les résultats de 1996 et 2004 sera discutée dans la section suivante.

η	a (% $\text{GeV}^{-1/2}$)	b (%)	c (GeV)
0,20	78 ± 3	$2,9 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,4$
0,25	65 ± 2	$2,7 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,2$
0,35	64 ± 2	$2,5 \pm 0,1$	$2,7 \pm 0,1$
0,45	63 ± 2	$3,0 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,1$
0,55	73 ± 2	$2,3 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,2$
0,65	78 ± 2	$2,3 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,3$

TAB. 6.5: Paramètres de la fonction de résolution $\sigma/E = (a/\sqrt{E}) + b) \oplus c/E$ pour les échantillons de pions.

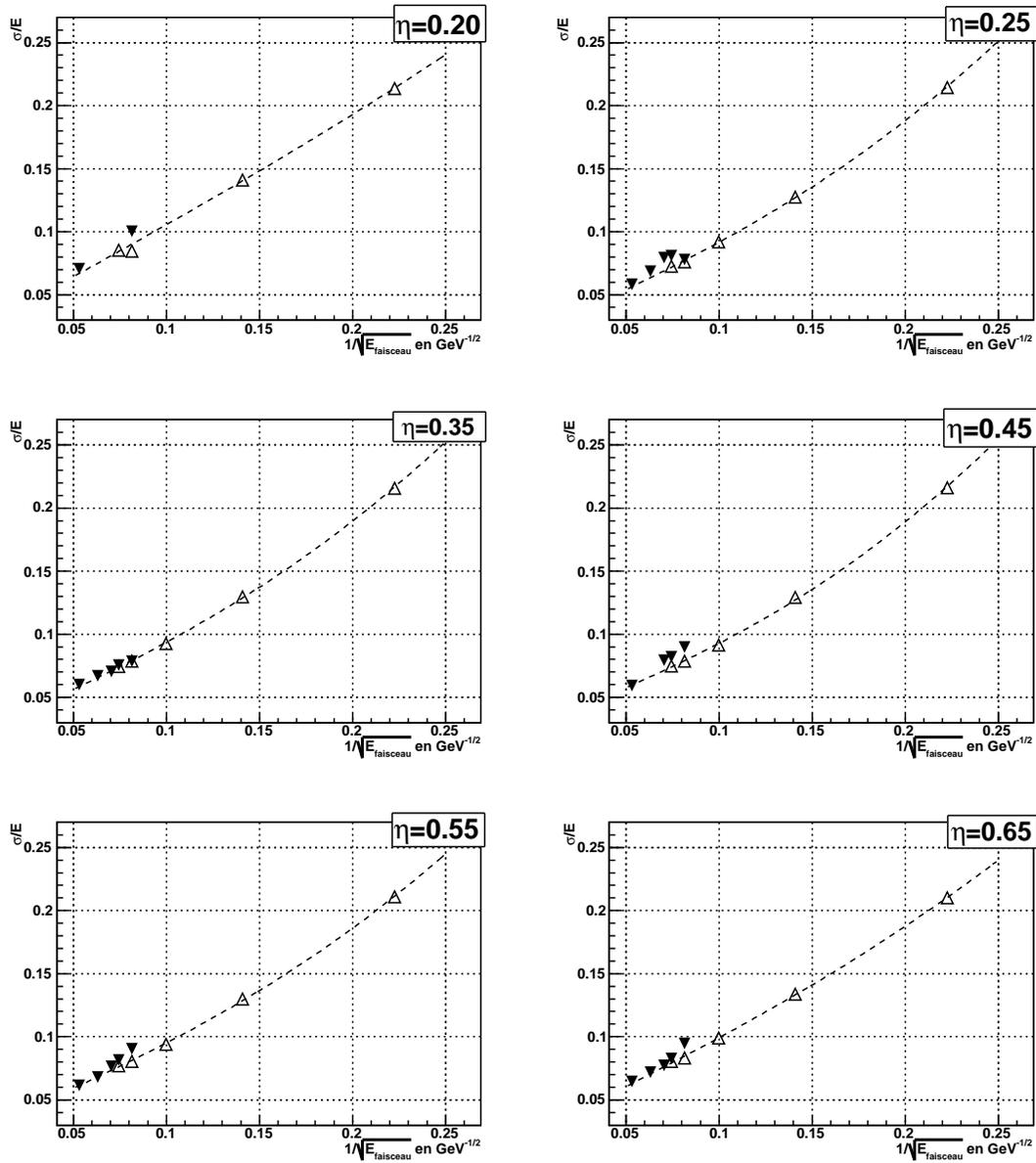


FIG. 6.12: Résolution en énergie obtenue en 2004 après application de la méthode benchmark.

En blanc : faisceau positif (π^+ , p)

En noir : faisceau négatif (π^-).

L'ajustement (traits pointillés) est réalisé avec la fonction $\sigma/E = (a/\sqrt{E}) + b \oplus c/E$

6.2.2 Comparaison avec des résultats de 1996 et de 2004

6.2.2.1 Les configurations de 1996 et 2004

Avant de comparer les résultats de 1996 et 2004, quelques remarques peuvent être faites concernant les différences relevées entre les configurations des 2 années (voir le tableau 6.6). Les principales différences sont la longueur totale des modules de TileCal, et la couverture selon ϕ . En 1996, les prototypes utilisés pour TileCal étaient en effet plus long d'environ 2 longueurs d'interaction λ par rapport aux modules de production utilisés en 2004. L'acceptance angulaire étaient également supérieure en 1996.

	1996	2004	ATLAS
LAr	épaisseur à $\eta = 0$: $9 + 9 + 7 = 25X_0$ ($\equiv 1, 22\lambda$)	épaisseur à $\eta = 0$: $6 + 16 + 2 = 24X_0$ ($\equiv 1, 2\lambda$)	épaisseur à $\eta = 0$: $24X_0$
Cryostat	$2X_0$	$\approx 1X_0$	$\approx 1X_0$
Distance LAr/TileCal	≈ 50 cm	≈ 30 cm	≈ 30 cm
TileCal	Couverture en ϕ : 0,49 rad (5 modules) épaisseur à $\eta = 0$: $1, 5 + 2 + 2, 5 + 3 = 9\lambda$	Couverture en ϕ : 0,294 rad (3 modules) épaisseur à $\eta = 0$: $1, 4 + 4, 0 + 1, 8 = 7, 2\lambda$	Couverture en ϕ : 2π rad (64 modules) épaisseur à $\eta = 0$: $1, 4 + 4, 0 + 1, 8 = 7, 2\lambda$
Épaisseur active	$\approx 10, 1\lambda$ à $\eta = 0$	$\approx 9, 2\lambda$ à $\eta = 0$	$\approx 9, 2\lambda$ à $\eta = 0$

TAB. 6.6: Caractéristiques des configurations de 1996 et 2004.

6.2.2.2 Simulations

La figure 6.13 montre la résolution obtenue après application de la méthode benchmark pour les données réelles de 1996 et 2004, ainsi que pour la simulation en 2004. En 1996, les données ont été prises sous une incidence de 11° , ce qui correspond environ à $\eta=0,2$. Les données de 1996 sont comparées avec celles de 2004, pour une $\eta=0,25$ ($\eta=0,2$ en 2004 souffre d'un manque de données à haute énergie).

La résolution est systématiquement meilleure en 1996 qu'en 2004. L'effet est environ de 10% à haute énergie, et s'accroît à basse énergie. Le fait que le désaccord persiste (et s'amplifie) à basse énergie semble indiquer que son origine n'est pas liée à la différence de longueur des modules de TileCal entre 1996 et 2004.

La simulation (dans la configuration de 2004) pour 3 et 5 modules de TileCal présente des résultats très voisins entre eux. La résolution semble légèrement meilleure dans le cas de 5 modules, du fait que les gerbes sont mieux contenues radialement. En tous cas, la différence observée entre les données simulées avec 3 et 5 modules semble très inférieure au désaccord observé dans les données réelles entre 1996 et 2004.

En ce qui concerne la comparaison entre les données réelles et simulées en 2004, on observe un accord raisonnable à haute énergie. L'accord se détériore rapidement en dessous de 100 GeV. Il faut cependant considérer que les données en dessous de

100 GeV contiennent une fraction significative de protons (le faisceau incident est positif). La simulation, en revanche, a été réalisée pour des pions seulement. De nouvelles simulations seraient nécessaires pour comprendre dans quelle mesure la présence de protons dans le faisceau peut expliquer le désaccord entre la simulation et les données en 2004.

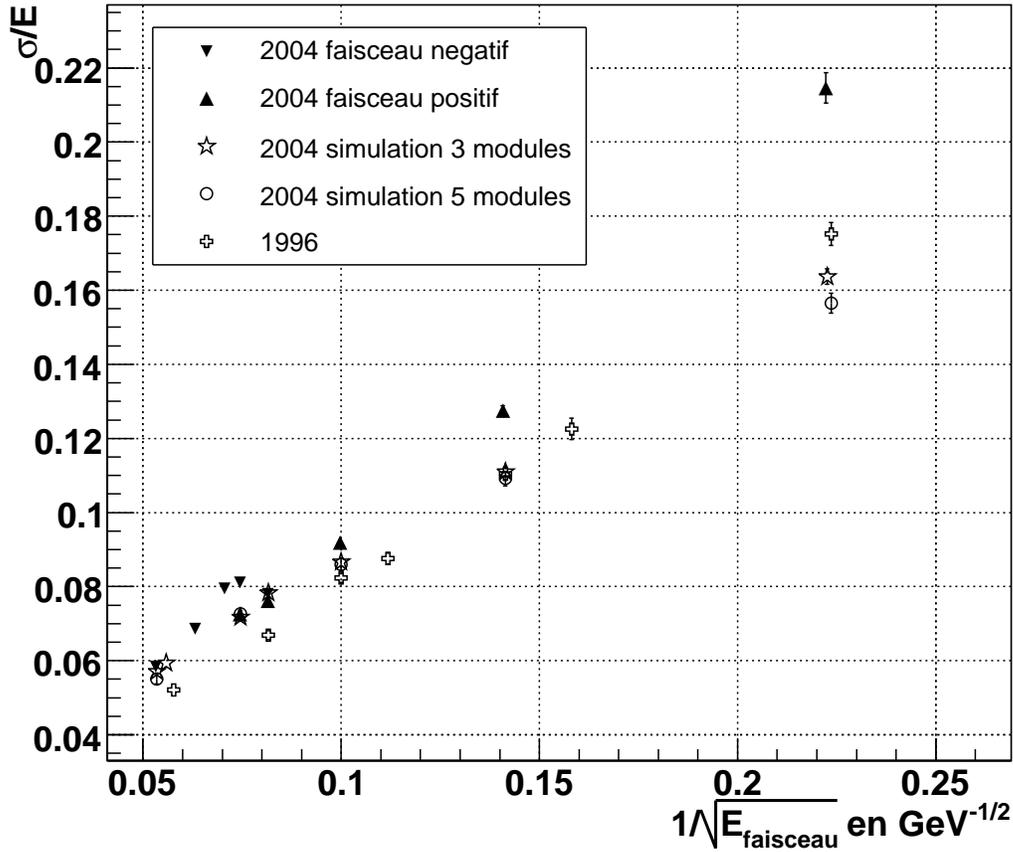


FIG. 6.13: Résolutions obtenues après application de la méthode benchmark, pour les données de 1996 et 2004 ($\eta=0,25$).

6.2.3 Conclusions

La reconstruction de l'énergie combinée a été réalisée en sommant les réponses calibrées à l'échelle électromagnétique des calorimètres LAr et TileCal. Une telle reconstruction présente l'avantage d'être directement comparable avec la simulation.

Au cours de ce chapitre, la stabilité des données prises en faisceau test a été contrôlée. L'erreur obtenue sur la réponse est environ de 0,5% et est dominée par l'incertitude sur l'énergie incidente du faisceau. La résolution a quant à elle été mesurée avec une erreur de 1%. Si l'on est confiant dans ces mesures, elles peuvent être utilisées comme référence pour l'ajustement de la simulation. Les données prises avec un faisceau positif (de 20 à 100 GeV) doivent être considérées avec prudence, dans la mesure où elles comportent une contamination en protons mal connue.

Un premier pas est présenté ici dans la comparaison entre les données et la simulation. En l'état, la simulation est déjà en bon accord avec les données. Un désaccord de l'ordre de 1 à 2% est noté sur l'énergie moyenne reconstruite. Ce désaccord peut être lié à la différence observée de profil longitudinal des gerbes, qui semble systématiquement plus étendu dans la simulation que dans les données réelles. La comparaison systématique entre les données et la simulation constitue la prochaine étape de ce travail.

Sur la base de la simulation, des méthodes permettant d'améliorer les performances (résolution et linéarité) de la calorimétrie sont en cours de validation. Même s'il est important de vérifier les performances maximales de la calorimétrie combinée dans le cas des pions, l'effort doit cependant être porté maintenant sur le comportement des calorimètres dans le cas des jets.

La méthode *benchmark* permet d'améliorer la résolution pour les pions. Cette méthode a été envisagée ici dans le but de comparer les performances de 2004 avec celles obtenues durant le test en faisceau combiné de 1996. La comparaison des résultats de 1996 et 2004 montre que la résolution en énergie des calorimètres est systématiquement meilleure en 1996. Les hypothèses avancées pour expliquer ce désaccord (meilleure herméticité latérale et longitudinale en 1996) ne semblent pas suffisantes. La présence de protons dans le faisceau de pions en 2004 (en dessous de 100 GeV) explique peut être le désaccord observé à basse énergie. Des simulations supplémentaires seraient nécessaires pour confirmer ou infirmer cette hypothèse.

Chapitre 7

Réponse combinée aux pions de basse énergie

Les particules de basse énergie (inférieure à 10 GeV) ont une importante contribution dans la composition des jets. A titre d'exemple, la figure 7.1 montre une simulation de la fraction de l'énergie d'un jet, emportée par les particules chargées de moins de 10 GeV. L'énergie du jet est reconstruite dans un cône de rayon $\Delta R=0,7$. Dans un jet de 150 GeV, $\approx 25\%$ de l'énergie se distribue entre les particules chargées de moins de 10 GeV. La reconstruction de l'énergie des jets demande donc une compréhension précise de la réponse des calorimètres aux particules de basse énergie, ce qui a justifié l'aménagement de la ligne de faisceau *H8* pour permettre la prise de données à basse énergie au cours du test en faisceau de 2004.

On se propose dans ce chapitre, d'étudier la réponse des calorimètres à des pions d'énergies comprises entre 3 et 9 GeV. A ces énergies, le faisceau de pions issu de la ligne *H8* est fortement contaminé par des électrons et des muons. Les critères de sélection à appliquer pour obtenir un échantillon de pions aussi pur que possible sont discutés ici.

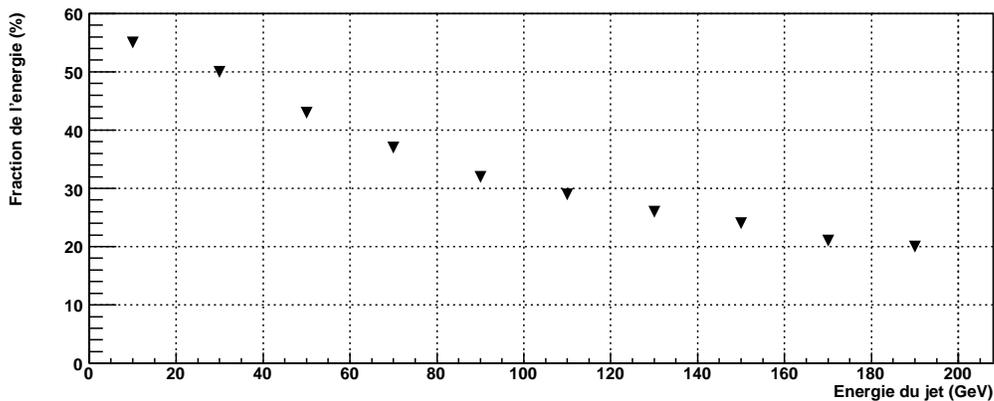


FIG. 7.1: Fraction de l'énergie d'un jet, emportée par les particules chargées de moins de 10 GeV.

7.1 Sélection des pions de basse énergie

L'instrumentation de la ligne de faisceau pendant la période de prise de données à basse énergie (période 8) est représentée sur la figure 7.2. Le faisceau de basse énergie est produit en bombardant une cible secondaire (consituée de cuivre) par un faisceau de pions de 80 GeV. Après la cible, les particules secondaires produites possèdent des énergies allant jusqu'à 80 GeV. La sélection en impulsion est réalisée au niveau des dipôles de la ligne à basse énergie (BE). Le faisceau de basse énergie ainsi obtenu est redirigé sur la ligne principale, après avoir traversé le compteur Cerenkov $C2$, puis la chambre à fils $BC-2$ et le scintillateur $S0$. Un absorbeur est placé sur le trajet de la ligne à haute énergie (HE) afin d'arrêter les particules secondaires non déviées par les dipôles de sélection en énergie.

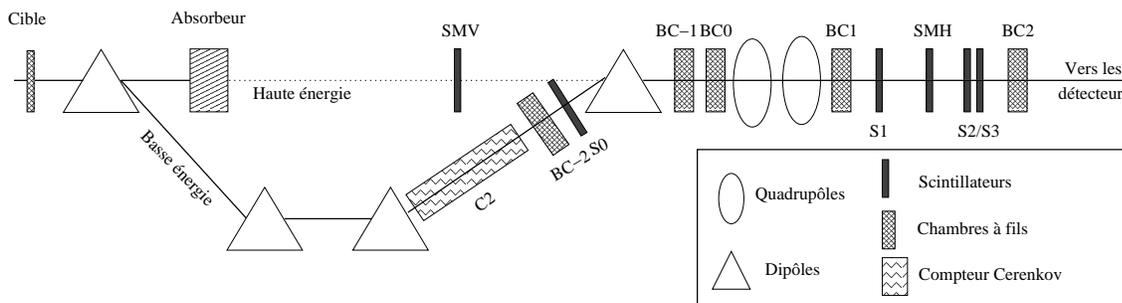


FIG. 7.2: Equipement de ligne de faisceau pendant la période 8 (très basses énergies).

Le faisceau de la période 8 se compose d'un mélange de pions et d'électrons, venant de la ligne à basse énergie. Après l'absorbeur, seuls des muons ($E \leq 80$ GeV) sont susceptibles de poursuivre leur trajectoire sur la ligne principale. Le scintillateur SMV aurait du permettre d'identifier ces muons. Ce scintillateur, ainsi que $S0$, n'étaient malheureusement pas fonctionnels durant la période 8. On attend donc une contamination du faisceau de basse énergie par des muons dont l'énergie peut atteindre 80 GeV. On attend en plus de ces particules, une fraction croissante de muons issus de la désintégration des pions, à mesure que l'énergie incidente diminue. L'analyse de la réponse calorimétrique aux pions nécessite l'application d'un jeu de coupures visant à isoler un échantillon de pions aussi pur de que possible. Les sous-détecteurs suivants sont utilisés pour la sélection des pions de basse énergie :

- TRT (*Transition Radiation Tracker*) pour le comptage des traces et la séparation entre les électrons et les pions/muons,
- compteur Cerenkov $C2$: séparation entre les électrons et les pions/muons,
- chambre à fils $BC-2$: réduction de l'extension spatiale du faisceau, réjection des muons de la ligne HE,
- TileCal : séparation des pions et des muons.

7.1.1 Nombre de traces

La figure 7.3 (à gauche) montre la distribution du nombre de traces reconstruites dans le TRT pour un faisceau incident de 9 GeV. L'influence du nombre de traces sur

l'énergie totale est représenté à droite sur la figure 7.3. Le pic à 8 GeV est produit par les électrons, tandis que les pions contribuent au signal entre 2 et 6 GeV (la non-compensation des calorimètres entraîne une réponse plus basse pour les pions que pour les électrons, à énergie incidente égale). La sélection des événements à une seule trace permet de réduire considérablement le nombre de cas où une faible énergie est reconstruite dans les calorimètres (interaction en amont). On constate également une suppression des événements pour lesquels l'énergie est environ doublée par rapport au pic des électrons ($E \simeq 16 \text{ GeV}$). Ce type d'événement correspond au cas où 2 électrons parviennent simultanément aux calorimètres.

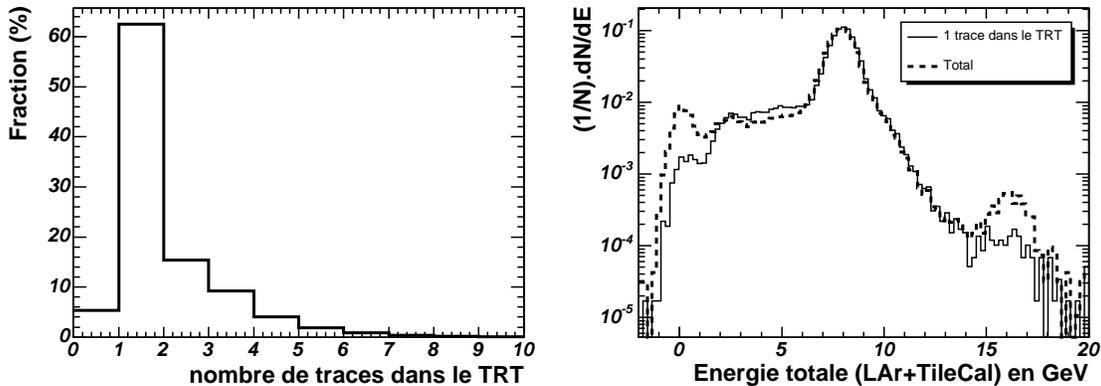


FIG. 7.3: A gauche : distribution du nombre de traces reconstruites dans le *TRT*. A droite : influence sur l'énergie totale reconstruite.

7.1.2 Signal du compteur Cerenkov *C2* et du *TRT*

L'identification des électrons peut se faire à la fois par le *TRT* et le compteur Cerenkov *C2*. Dans *C2*, les électrons produisent un signal supérieur à $\simeq 650$ coups adc, tandis que les pions et les muons (ayant des masses proches) donnent un signal autour de 550 canaux adc correspondant au piédestal du détecteur *C2* (voir figure 7.4, à gauche). Il est donc impossible de séparer les pions et les muons en utilisant ce compteur Cerenkov.

La réjection des électrons peut être affinée, en utilisant le signal du *TRT*, qui en plus de la reconstruction des traces, permet une identification des particules. Cette identification repose sur le fait que les électrons produisent d'avantage de rayonnement de transition que les pions. La figure 7.4 de droite, montre la distribution du signal dans le *TRT*. Le nombre de coups au dessus d'un seuil caractéristique enregistrés le long d'une trace, est porté en abscisse. On estime que les pions (et les muons) produisent en moyenne moins de 3 coups par trace, et les électrons plus de 5 coups.

La figure 7.5 (gauche) montre la corrélation entre les signaux dans le *TRT* et dans *C2*. On identifie deux régions correspondant aux pions/muons et aux électrons. Les coupures suivantes (représentées sur la figure 7.5) permettent d'isoler les électrons et les pions/muons potentiels :

- pions/muons : $C2 < 600$ canaux adc et $n_{coups} < 3$,
- électrons : $C2 > 700$ canaux adc et $n_{coups} > 5$.

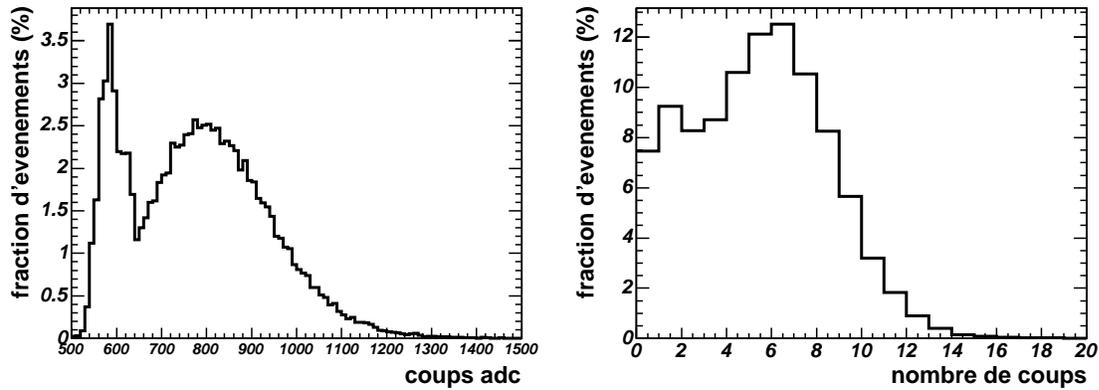


FIG. 7.4: *A gauche : signal enregistré par le compteur Cerenkov C2 ; à droite : distribution du nombre de coups au dessus du seuil caractéristique dans les TRT (cf section 1.2.3.1).*

Sur la figure 7.5 (droite) est représentée la distribution en énergie totale dans les calorimètres avant et après application des deux coupures susmentionnées. Les électrons sélectionnés produisent un pic étroit centré sur environ 8 GeV (l'énergie incidente étant ici de 9 GeV), tandis que les pions, en proportion plus réduite, forment un pic beaucoup plus large centré sur $\simeq 5$ GeV. La contribution des muons, attendue autours de 2 GeV n'est pas clairement visible ici.

En générale, la fraction de pions dans les données prises à très basse énergie, est très inférieure à la fraction d'électrons (surtout en dessous de 5 GeV). Une contamination non négligeable en électrons peu subsister, même après coupures, dans l'échantillon de pions. Une méthode sera proposée dans le chapitre 7.15 pour tenter d'estimer cette contamination.

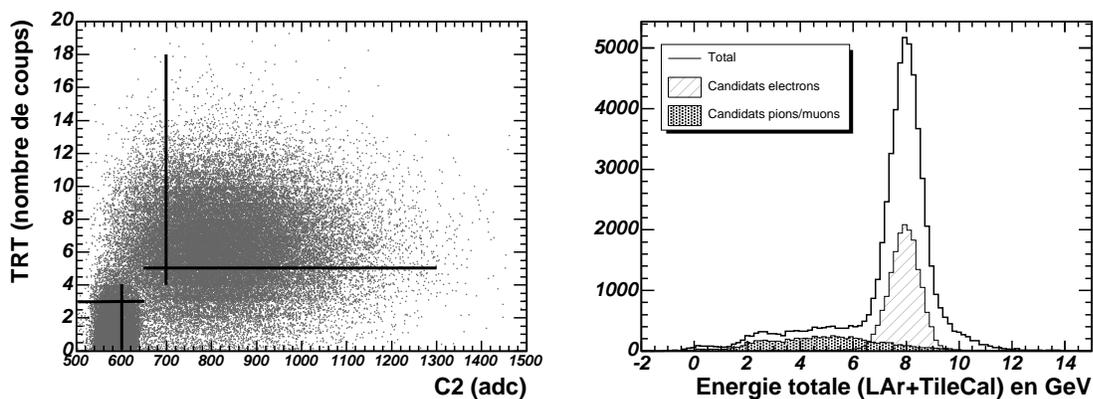


FIG. 7.5: *A gauche : corrélation entre les signaux de C2 et du TRT ; à droite : énergie totale pour les événement identifiés comme pions/muons et comme électrons. L'énergie incidente est 9 GeV.*

7.1.3 Énergie déposée dans le dernier compartiment longitudinal du TileCal

La réjection des muons s'appuie sur la mesure de l'énergie déposée dans la dernière couche de TileCal (couche D). Étant donnée la faible énergie des pions, on s'attend à ce que ceux-ci perdent leur énergie avant d'atteindre cette couche. Pour les muons de contamination ($E \leq 80$ GeV) au contraire, la probabilité d'être arrêtés avant d'arriver à la couche D du TileCal est beaucoup plus faible, même aux très basses énergies (jusqu'à 2,5 GeV, typiquement). À titre d'exemple, la figure 7.7 montre la distribution en énergie dans la couche D pour les muons de contamination présents dans le faisceau de 7 GeV, superposée avec la distribution d'énergie pour un mélange π/μ . Sur la figure, les muons de contamination ont été sélectionnés sans ambiguïté dans l'échantillon d'électron, en demandant plus de 2 GeV dans TileCal* (voir figure 7.6). Selon la figure 7.7, les muons peuvent être rejetés en imposant que l'énergie soit supérieure à 150 MeV dans la couche D. Cette coupure présente les avantages d'être très efficace, et simple à reproduire par la simulation dans la mesure où elle ne met en jeu que le calorimètre hadronique. Son principal inconvénient est qu'elle rejette les pions susceptibles d'atteindre la dernière couche de TileCal. En ce sens, un biais peut être introduit sur la réponse des calorimètres aux pions de basse énergie. Ce biais est cependant reproductible par la simulation et ne pose donc pas de problème pour la comparaison avec les données.

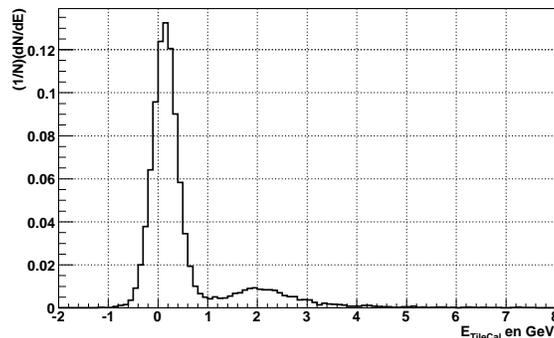


FIG. 7.6: Distribution en énergie dans TileCal pour un échantillon d'électrons. Le signal entre 1 et 3 GeV correspond aux muons contaminant le faisceau d'électrons. Les électrons, n'atteignant pas TileCal, contribuent au pic de bruit entre -1 et 1 GeV (toutes les cellules du TileCal sont sommées).

Les coupures venant d'être décrites, sur $C2$, le TRT et l'énergie déposée dans le dernier compartiment du TileCal permettent déjà de séparer l'ensemble des particules selon 3 types potentiels, comme indiqué dans le tableau 7.1.

Quelques coupures additionnelles vont maintenant être décrites. Elles ont pour but d'améliorer la réjection des muons venant de la ligne à haute énergie.

*Les particules identifiées comme électrons dans $C2$ et le TRT , et déposant plus de 2 GeV dans TileCal sont forcément des muons de contamination.

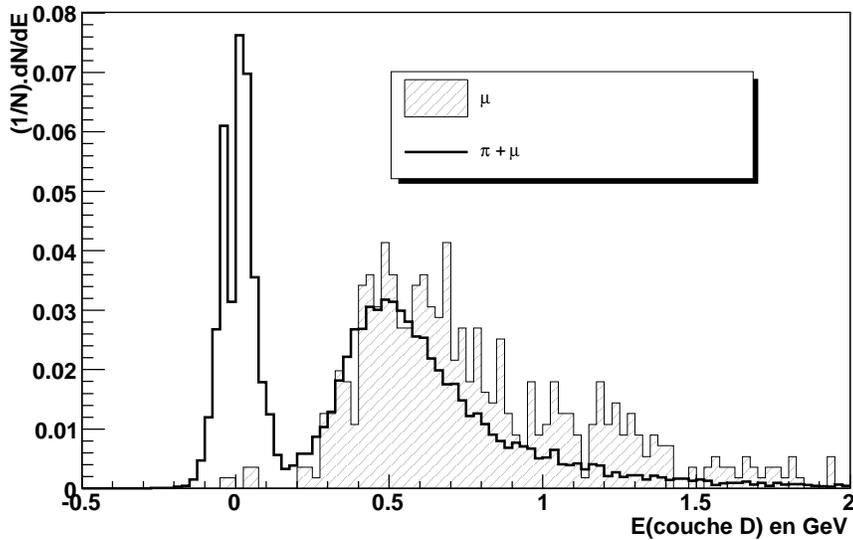


FIG. 7.7: Distribution en énergie dans la couche D de TileCal pour des muons seuls (distribution hachurée) et pour un mélange $\pi + \mu$. L'énergie nominale du faisceau est ici de 7 GeV.

électrons :	$C2 > 800$ canaux adc et	$n_{coups} > 8$
pions :	$C2 < 600$ canaux adc et	$n_{coups} < 3$ et $E_{CoucheD} < 150$ MeV
muons :	$C2 < 600$ canaux adc et	$n_{coups} < 3$ et $E_{CoucheD} > 150$ MeV

TAB. 7.1: Séparation des électrons, pions et muons potentiels.

7.1.4 Phase du signal dans les cellules du TileCal

Les muons de contamination provenant de la ligne à haute énergie, ces derniers n'ont *a priori* aucune raison d'être synchronisés avec les pions de basse énergie. Lorsqu'un pion de basse énergie déclenche le système d'acquisition (commandé par les scintillateurs $S1$ et $S2/S3$), il peut arriver qu'un muon venant de la ligne à haute énergie passe au même moment (*i.e.* pendant l'ouverture de la fenêtre d'acquisition). La différence de temps entre le déclenchement de l'acquisition et la phase dans TileCal*, est constante pour la particule ayant déclenché l'acquisition. Par contre, cette différence est quelconque pour un muon de contamination, passant fortuitement pendant l'ouverture de la fenêtre d'acquisition. La figure 7.8 montre la distribution de la différence de temps entre le déclenchement de l'acquisition (horloge) et la phase du signal dans toutes les cellules du TileCal touchées ($E_{cellule} > 0,075$ pC). Cette distribution a été réalisée pour un faisceau de basse énergie (9 GeV) et un faisceau de pions de haute énergie, pour lequel aucune particule hors temps n'est attendue (courbe grisée). La comparaison de ces deux distributions indique la présence de particules hors temps dans le faisceau de 9 GeV. Par la suite, un événement sera dit hors temps si au moins une cellule du TileCal a enregistré un signal ($> 0,075$ pC)

* Dans une cellule du TileCal, la phase correspond à l'instant où le signal est maximum.

pour lequel la différence de temps ($t_{TileCal} - t_{horloge}$) se situe hors de la fenêtre $[-80 \text{ ns}; -45 \text{ ns}]$.

Afin d'améliorer la réjection des muons de contamination, on étudie à présent la possibilité d'utiliser l'information sur la phase du signal dans TileCal.

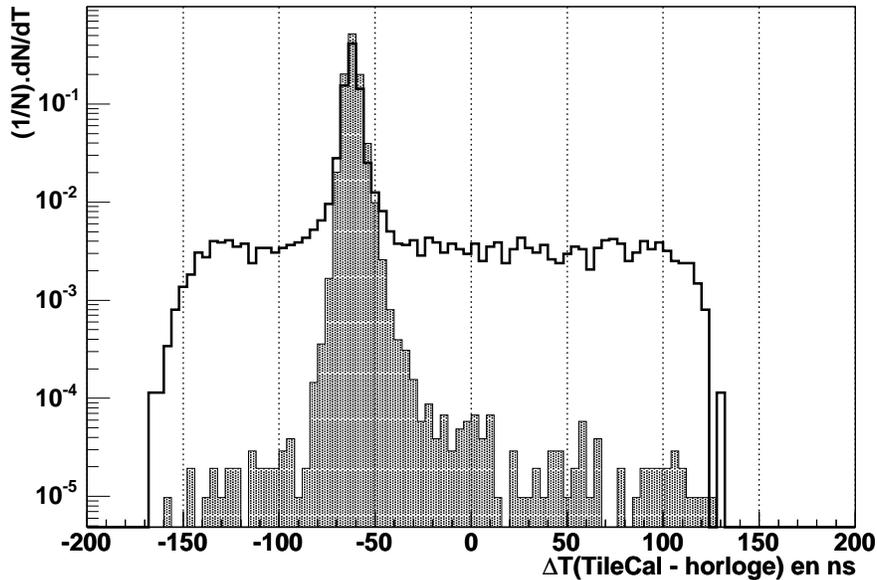


FIG. 7.8: Différence de temps entre l'arrivée du signal dans TileCal et le déclenchement de l'acquisition. En gris : faisceau de pions de haute énergie (aucune particule hors temps n'est attendue); en blanc : faisceau de 9 GeV (muons hors temps attendus). L'origine est arbitraire sur l'axe des abscisses. Pour les pions en temps, on attend une dispersion temporelle plus faible à haute énergie.

La table 7.2 donne la fraction de particules identifiées comme étant en temps dans les échantillons d'électrons, de pions et de muons isolés selon les critères 7.1. On constate dans la table 7.2 que les électrons sont presque toujours en temps, comme attendu*. En revanche, environ 15 à 28% des pions sont identifiés comme hors temps, cette fraction augmentant avec l'énergie. Lorsque l'énergie des pions diminue, ceux-ci sont de moins en moins nombreux à atteindre TileCal. Un événement n'atteignant pas TileCal étant par définition considéré comme en temps, on peut s'attendre à voir la fraction de particules en temps augmenter lorsque l'énergie incidente diminue.

Entre 39 et 56% des muons de haute énergie sont identifiés comme étant en temps. Cette fraction augmente avec l'énergie incidente du faisceau. Il est possible, étant donnée la fraction croissante de muons dans le faisceau lorsque l'énergie diminue, qu'une partie de ceux-ci déclenchent eux-même le système d'acquisition. Dans ce cas, ces muons sont en temps. Des muons peuvent également arriver fortuitement dans la fenêtre $[-80 \text{ ns}; -45 \text{ ns}]$ (voir figure 7.8) et là encore, être identifiés comme particules en temps.

*Par définition, seuls des événements produisant un signal dans TileCal peuvent être hors temps.

$E_{Faisceau}$	Electrons	Pions	Muons
3 GeV	$0,993 \pm 0,003$	$0,851 \pm 0,013$	$0,559 \pm 0,003$
5 GeV	$0,982 \pm 0,003$	$0,795 \pm 0,009$	$0,486 \pm 0,004$
7 GeV	$0,990 \pm 0,002$	$0,755 \pm 0,006$	$0,456 \pm 0,005$
9 GeV	$0,986 \pm 0,002$	$0,723 \pm 0,006$	$0,374 \pm 0,008$

TAB. 7.2: $N(en\ temps)/N(Total)$ pour les électrons, les pions et les muons ($\eta=0,35$).

7.1.5 Signal dans la chambre à fils *BC-2*

La chambre *BC-2* se trouve sur la ligne à basse énergie. Aucun signal n'est donc attendu dans cette chambre dans le cas des muons en temps. La figure 7.9 montre la distribution spatiale du signal dans *BC-2*. Le pic proche de 0 mm correspond au cas où la chambre n'a enregistré aucun signal, soit en raison de son inefficacité, soit parce qu'aucune particule ne l'a traversée. La table 7.3 présente les fractions de particules donnant un signal dans *BC-2*, dans le cas des électrons, des pions, des muons en temps et des muons hors temps. La fraction d'électrons pour lesquels un signal est vu dans *BC-2* donne une estimation de l'efficacité de celle-ci. Environ 15% des électrons qui passent dans *BC-2* ne sont pas détectés par cette dernière. De façon inattendue, l'efficacité semble beaucoup plus faible pour les pions (environ 65% au lieu de 85%). Dans la mesure où rien n'explique une telle différence d'efficacité, on peut penser qu'un certain nombre de pions ne traverse pas cette chambre, en raison de la dispersion angulaire du faisceau. La situation est différente avec les électrons pour lesquels on impose d'avoir un signal dans le compteur Cerenkov *C2* situé avant *BC-2*. Cette coupure sur *C2* réduit en effet la dispersion angulaire pour les électrons, mais pas pour les pions puisque ceux-ci donnent un signal correspondant au piédestal dans *C2*. Le fait de demander un signal dans *BC-2* est donc la seule garantie qu'un pion est effectivement passé par la ligne à basse énergie. Les résultats de la table 7.3 concernant les muons en temps et hors temps montrent une dépendance plus complexe qu'attendue en fonction de l'énergie incidente. L'interprétation qualitative suivante peut être proposée pour expliquer les résultats.

7.1.5.1 Muons en temps

Les muons en temps sont ceux qui ont déclenché le système d'acquisition (en traversant les scintillateurs *S1*, *S2* et *S3*). Ils viennent de la ligne à haute énergie et ne traverse pas *BC-2*. Pour ce type d'événement, on s'attend donc à n'observer aucun signal dans cette chambre. Les résultats de la table 7.3 montrent au contraire que la fraction de muon identifiés comme en temps est importante ($>10\%$) au dessus de 5 GeV. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à haute énergie, des pions peuvent atteindre la couche D de TileCal et y déposer plus de 150 MeV. De tels pions sont alors identifiés comme muons en temps, et produisent un signal dans *BC-2*. On peut s'en convaincre en vérifiant que lorsque l'on accroît le seuil de sélection des muons ($E_{CoucheD} > 300\ MeV$ par exemple), la fraction de muons identifiés en temps et pour lesquels un signal est vu dans *BC-2* diminue d'environ 10% (pour $E_{faisceau} > 5\ GeV$). Cependant, il reste toujours, à 9 GeV, environ 34% de muons en temps avec *BC-*

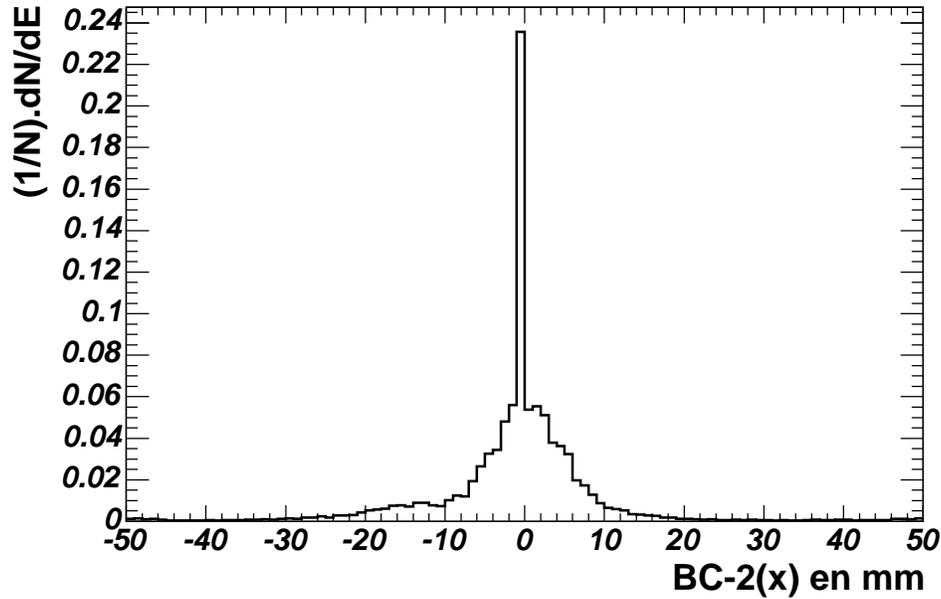


FIG. 7.9: Distribution selon l'axe horizontal dans la chambre BC-2.

$2 \neq 0$, cette fraction diminuant avec l'énergie. On interprète ces 34% d'événements (à 9 GeV), comme les cas où un pion et un muon passent ensemble dans la fenêtre $-80 \text{ ns} < t_{\text{TileCal}} - t_{\text{horloge}} < -45 \text{ ns}$ (voir figure 7.8). Dans de tels cas, un signal est produit dans BC-2 par le pion, tandis que la somme des énergies du pion et du muon atteint plus de 150 MeV dans la couche D du TileCal. Cette situation est d'autant plus probable que le flux de pion est important (puisqu'un signal est requis dans BC-2), et donc que l'énergie est élevée.

E_{Faisceau}	Electrons	Pions	Muons en temps	Muons hors temps
3 GeV	$0,854 \pm 0,012$	$0,607 \pm 0,019$	$0,014 \pm 0,001$	$0,017 \pm 0,001$
5 GeV	$0,843 \pm 0,008$	$0,657 \pm 0,012$	$0,058 \pm 0,002$	$0,078 \pm 0,003$
7 GeV	$0,860 \pm 0,007$	$0,682 \pm 0,008$	$0,142 \pm 0,005$	$0,214 \pm 0,006$
9 GeV	$0,838 \pm 0,007$	$0,698 \pm 0,007$	$0,438 \pm 0,014$	$0,565 \pm 0,011$

 TAB. 7.3: $N(\text{signal dans BC-2})/N(\text{Total})$ pour les électrons, les pions, les muons en temps et hors temps ($\eta=0,35$).

7.1.5.2 Muons hors temps

Les muons hors temps sont supposés être toujours accompagnés d'un pion ou d'un électron, déclenchant le système d'acquisition. Dans ce cas, on s'attend à ce que 100% des muons hors temps s'accompagnent d'un signal dans BC-2. Les résultats de la dernière colonne de la table 7.3 indiquent que ce raisonnement est incorrect. Il faut en effet considérer le cas où l'acquisition n'est pas déclenchée par un pion, mais par un muon. Un événement possédant deux muons, est en effet identifié comme hors

temps, sans toutefois s'accompagner d'un signal dans $BC-2$. Ce type d'événement réduit donc la fraction attendue de muons hors temps avec $BC-2 \neq 0$. Comme la fraction relative des muons par rapport aux pions augmente considérablement lorsque l'énergie incidente diminue, l'effet s'accroît à basse énergie. A 3 GeV, il semble que les événements hors temps soient presque exclusivement composés de 2 muons.

7.1.6 Dispersion spatiale du faisceau dans $BC-2$

La figure 7.10 représente la distribution en position dans le plan horizontal, pour la chambre $BC-2$. Toutes les coupures précédemment décrites pour la sélection des pions ont été appliquées. Une dernière coupure est envisagée sur le signal dans $BC-2$ afin de limiter la dispersion du faisceau selon l'axe horizontal (selon l'axe vertical, le faisceau est moins divergent et aucune coupure n'est nécessaire). L'extension spatiale du faisceau est limitée à la région $[-40 \text{ mm}; 20 \text{ mm}]$ dans $BC-2$.

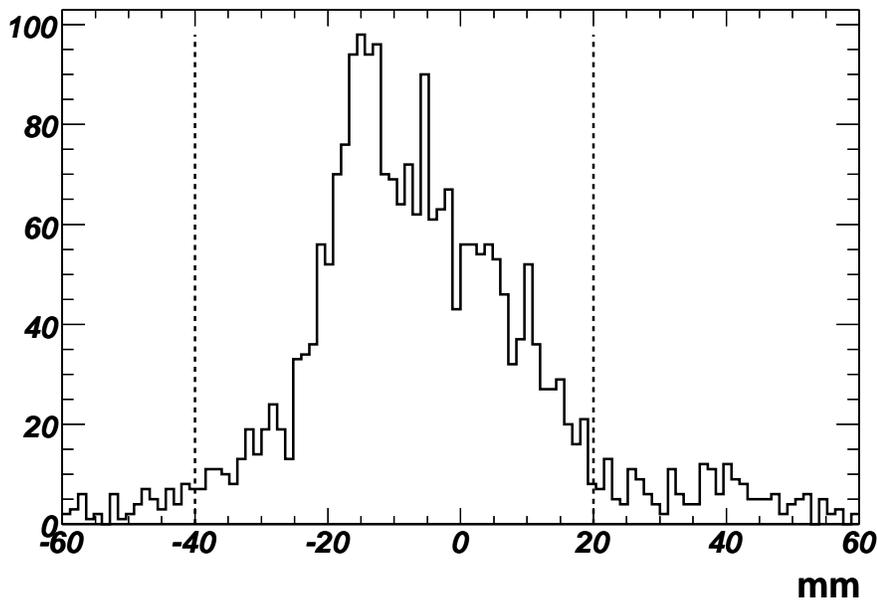


FIG. 7.10: *Distribution spatiale dans la chambre $BC-2$, dans le plan horizontal.*

7.1.7 Récapitulation des coupures de sélection

Le tableau 7.4 rappelle les coupures appliquées pour la sélection des pions, et indique à chaque étape, le nombre de particules restantes. Ce tableau montre que la fraction de pions dans le faisceau diminue en même temps que l'énergie incidente.

Les figures 7.11, 7.12, 7.13 et 7.14 montrent la distribution en énergie totale (LAr+TileCal) ainsi que l'énergie déposée dans TileCal, pour des pions d'énergies nominales respectivement égales à 3, 5, 7 et 9 GeV.

Coupure	$E_{Faisceau}$			
	9 GeV	7 GeV	5 GeV	3 GeV
Pas de coupure	94 450	94 160	94 770	93 960
1 trace dans le <i>TRT</i>	59 030	60 070	64 530	71 070
$C2 < 600$ adc et $n_{coups} < 3$	7 530	10 610	15 400	26 930
$E_{CoucheD} < 150$ MeV	4 940	3 500	1 370	556
particule en temps dans TileCal	3 560	2 630	1 080	471
$BC-2 \neq 0$	2 470	1 765	710	276
$-40 < BC-2_x < 20$ mm	2 192	1 543	610	247

TAB. 7.4: Liste des coupures de sélection des pions, et efficacité de ces coupures ($\eta=0,35$).

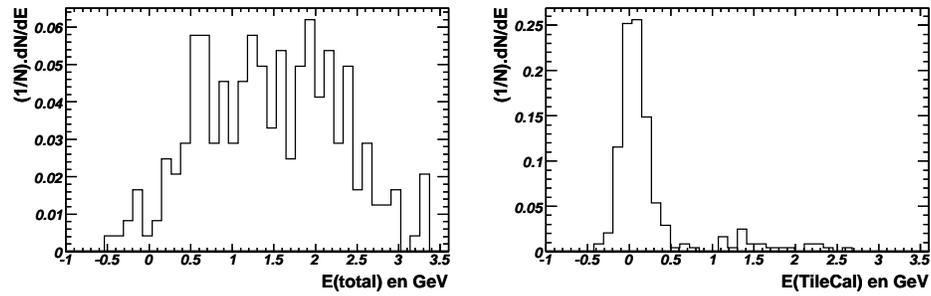


FIG. 7.11: $E_{nominale} = 3$ GeV, $\eta = 0,35$. A gauche : distribution en énergie totale ; à droite : énergie dans TileCal.

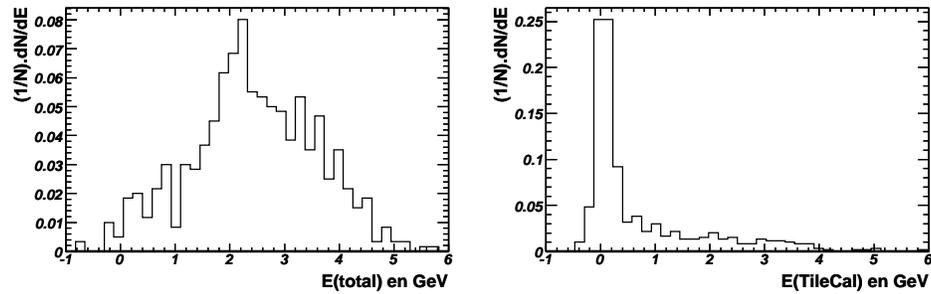


FIG. 7.12: $E_{nominale} = 5$ GeV, $\eta = 0,35$. A gauche : distribution en énergie totale ; à droite : énergie dans TileCal.

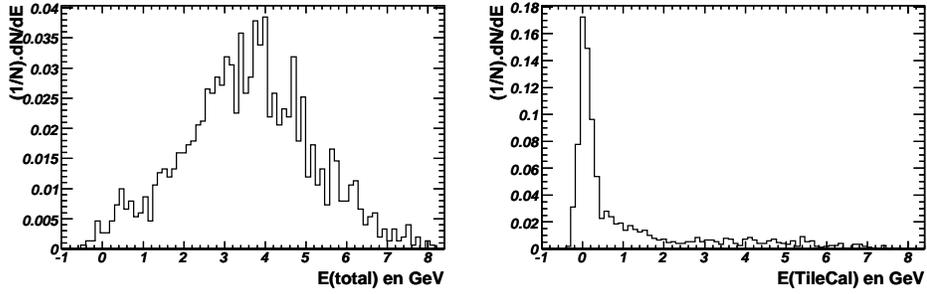


FIG. 7.13: $E_{\text{nominale}}=7 \text{ GeV}$, $\eta=0,35$. A gauche : distribution en énergie totale ; à droite : énergie dans TileCal.

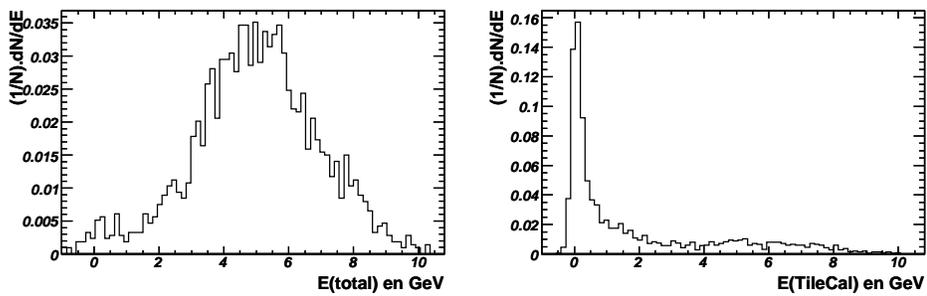


FIG. 7.14: $E_{\text{nominale}}=9 \text{ GeV}$, $\eta=0,35$. A gauche : distribution en énergie totale ; à droite : énergie dans TileCal.

7.2 Détermination de la pureté de l'échantillon de pions sélectionné

7.2.1 Electrons de contamination

Après sélection des pions au moyen des coupures sur le signal dans le *TRT* et dans *C2*, une certaine fraction d'électrons de contamination est attendue. On se propose d'estimer cette fraction en utilisant seulement l'information du *TRT* et de *C2*. La méthode consiste à sélectionner un échantillon de pions et d'électrons au moyen du *TRT* seul ($n_{coups} < 3$ pour les pions, et $n_{coups} > 8$ pour les électrons). La figure 7.15 montre le signal dans le compteur *C2* pour les échantillons de π et d'électrons ainsi sélectionnés. Pour une meilleure lisibilité, les distributions du signal dans *C2* ont été normalisés dans la région $C2 > 800$ canaux adc. L'échantillon de pions (appelé «candidats π » sur la figure 7.15) contient une importante contamination en électrons. Par contre, la coupure $n_{coups} > 8$ dans le *TRT* assure une sélection très pure des électrons («candidats e » sur la figure 7.15).

On considère à présent comme pions, les particules identifiées comme telles dans le *TRT*, et qui satisfont en plus à la condition $C2 < C2_\pi$ dans le compteur *C2*. Etant donnée la fluctuation de la réponse de *C2* aux électrons, on constate qu'une certaine fraction du signal produit par les électrons identifiés par le *TRT* est en dessous du seuil $C2_\pi$ («e contamination» sur la figure 7.15). On définit maintenant un seuil $C2_e$ dans *C2*, au dessus duquel on ne trouve que des électrons. Les valeurs choisies pour les deux seuils sont $C2_\pi = 600$ adc et $C2_e = 800$ adc (ces seuils sont représentés par des lignes pointillées sur la figure 7.15). Comme indiqué dans le tableau 7.1, les pions doivent être sélectionnés en demandant à la fois $n_{coups} < 3$ dans le *TRT* et $C2 < 600$ canaux adc. Après ces coupures, la fraction γ_e d'électrons qui contamine l'échantillon de pions peut s'exprimer :

$$\gamma_e = \frac{N(e \text{ avec } C2 < C2_\pi)}{N(e \text{ avec } C2 > C2_e)} \times \frac{N(\pi \text{ avec } C2 > C2_e)}{N(\pi \text{ avec } C2 < C2_\pi)}$$

La fraction d'électron attendue ne dépend que de l'énergie incidente et des seuils utilisés dans le *TRT* et *C2*. Pour une énergie donnée, on exprime $\langle \gamma_e \rangle$ comme la valeur moyenne des γ_e mesurés pour les différentes valeurs de η . La contamination estimée selon cette méthode est reportée dans le tableau 7.5. L'erreur indiquée dans le tableau tient compte de l'incertitude statistique (négligeable) sur $\langle \gamma_e \rangle$, ainsi que de l'erreur systématique résultant du choix des seuils d'identification des électrons dans *C2* et le *TRT**

7.2.2 Muons de désintégration

En plus des muons issus de la ligne à haute énergie, une certaine fraction de muons vient de la désintégration des pions de basse énergie, principalement suivant le processus $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}$. Les muons de désintégration produits avant la sélection en impulsion passent par la ligne à basse énergie et ont une énergie égale à

*L'erreur systématique sur $\langle \gamma_e \rangle$ est déterminée en faisant varier $C2_e$ entre 700 et 900 canaux adc, et le nombre de coups au dessus du seuil caractéristique entre 6 et 9 dans le *TRT*.

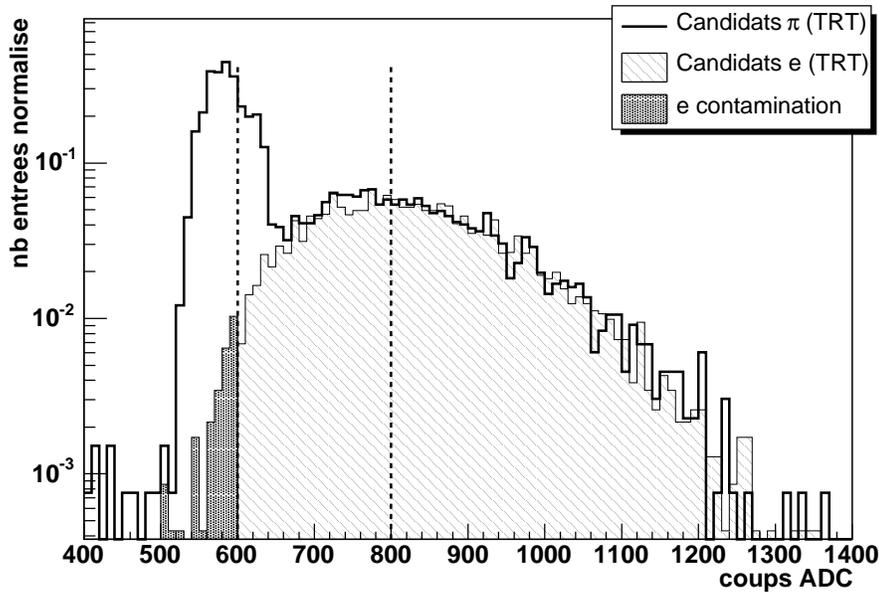


FIG. 7.15: Signal dans le compteur Cerenkov C2 pour les pions et les électrons supposés, sélectionnés par le TRT.

E_{Faisceau}	$\langle \gamma_e \rangle$ en %
3 GeV	20 ± 9
5 GeV	$6,8 \pm 1$
7 GeV	$2,2 \pm 0,4$
9 GeV	$1,8 \pm 0,2$

TAB. 7.5: Fraction estimée d'électrons après la sélection des pions (coupures 7.4).

l'énergie nominale du faisceau. Des muons peuvent également être produits après la sélection en impulsion. Leur énergie varie alors entre $\approx 0,6 \times E_{\text{faisceau}}$ et E_{faisceau} . Le spectre en énergie est plat pour ce type de muons. La distribution en énergie des muons atteignant les calorimètres est déterminé par l'acceptance du système de déclenchement (scintillateurs de $5 \times 5 \text{ cm}^2$).

La fraction de muons de désintégration présents dans le faisceau de basse énergie a été déterminée indépendamment selon deux méthodes. Dans le premier cas, les données collectées au cours du test en faisceau de 2003 ont été utilisées [57]. Dans le second, le transport des particules le long de la ligne de faisceau a été simulé. La figure 7.16 montre les résultats obtenus suivant les deux méthodes. Une différence importante est observée pour une énergie incidente de 3 GeV.

La question est maintenant de savoir quelle est la proportion de muons de désintégration susceptible de déposer moins de 0,15 GeV dans la dernière couche de TileCal. En effet, seuls ces muons se retrouveront dans l'échantillon de pions après application des coupures de sélection. Connaissant le nombre N_μ de muons de désintégration attendu, le nombre de tels muons déposant moins de 0,15 GeV dans la

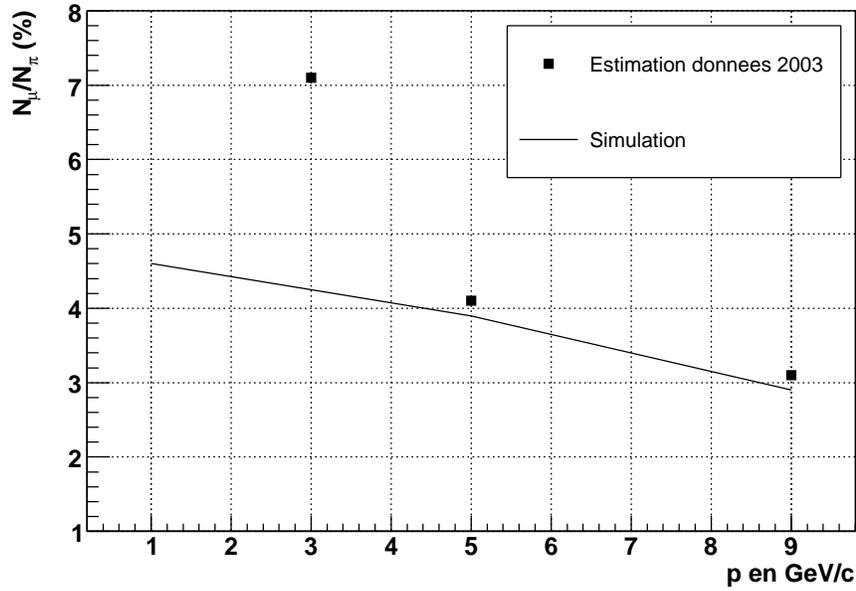


FIG. 7.16: Rapport entre le nombre de muons de désintégration et le nombre de pions dans le faisceau de la ligne à basse énergie, en fonction de l'impulsion incidente.

couche D de TileCal peut s'exprimer :

$$n_c(\eta) = N_\mu \int_{E_{min}}^{E_{max}} P(E) f(E, \eta) dE \simeq N_\mu \sum_i P(E_i) f(E_i, \eta) \quad (7.1)$$

où $P(E)$ est la probabilité pour qu'un muon de désintégration soit dans l'acceptance du système de déclenchement, et $f(E, \eta)$ est la probabilité pour qu'un muon d'énergie E dépose moins de 0,15 GeV dans la dernière couche de TileCal.

Le faisceau de 3 GeV présente la contamination en muons la plus importante. Cette contamination constitue donc la limite supérieure attendue, quelle que soit l'énergie. Une méthode peut être proposée pour évaluer la fraction de muons de désintégration. Elle consiste à appliquer la relation 7.1, après avoir déterminé $P(E_i)$ et $f(E, \eta)$. La probabilité $P(E_i)$ est évaluée à partir des résultats de la figure 7.17, obtenus par simulation. Sur la figure 7.17, on peut voir pour une énergie incidente de 3 GeV, la distribution du nombre de muons de désintégration se trouvant dans l'acceptance du système de déclenchement, en fonction de leur énergie. La probabilité $f(E, \eta)$ est obtenue à partir de la simulation d'un faisceau pur de muons de basse énergie. A titre d'exemple, la figure 7.18 montre la probabilité pour qu'un muon dépose moins de 0,15 GeV dans la couche D de TileCal, en fonction de l'énergie de ce muon (sur la figure, $\eta=0,35$).

A partir des résultats des figures 7.17 et 7.18, la contamination en muons de désintégration a pu être déterminée pour un faisceau de pions de 3 GeV [58]. La figure 7.19 représente la contamination en muons de désintégration (i.e. la fraction de muons déposant moins de 0,15 GeV dans la dernière couche de TileCal) dans le faisceau de pions de 3 GeV. Cette contamination augmente avec η . En effet, plus la valeur de η est grande, plus l'épaisseur traversée par les muons est plus importante,

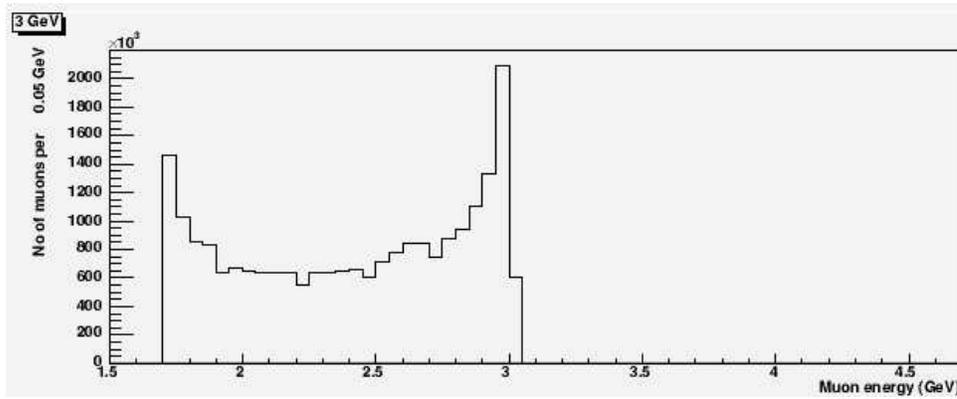


FIG. 7.17: Distribution du nombre de muons de désintégration dans l'acceptance du système de déclenchement en fonction de leur énergie. L'énergie incidente du faisceau de pion est de 3 GeV.

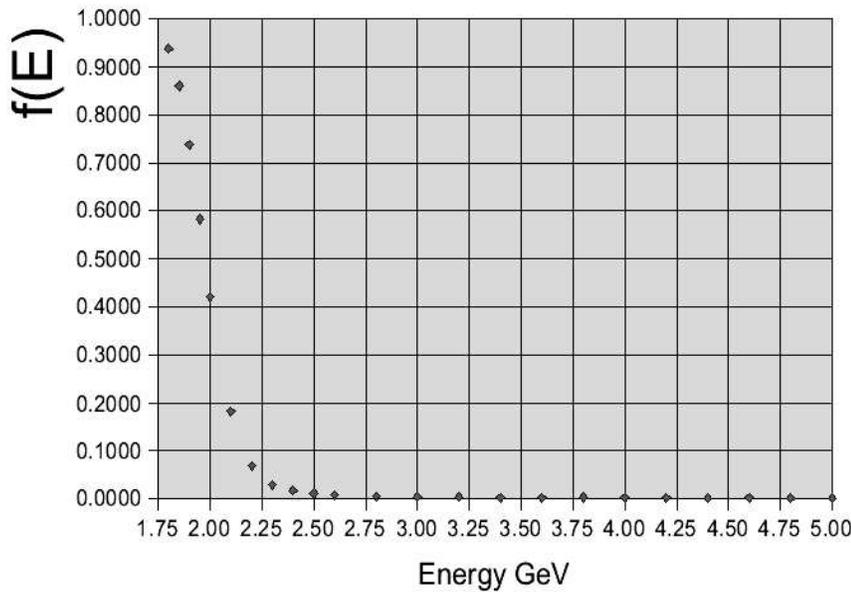


FIG. 7.18: Probabilité $f(E)$ pour qu'un muon d'énergie E dépose moins de 0,15 GeV dans la dernière couche de TileCal ($\eta=0,35$).

ce qui entraîne une diminution de la fraction de muons atteignant la dernière couche du TileCal et donc une augmentation de la contamination.

Dans le cas le plus pessimiste (3 GeV et N_μ/N_π déterminé à partir des données 2003 : voir figure 7.16), la contamination maximale (pour $\eta=0,65$) atteint environ 4%. L'effet des muons de désintégration sur la réponse des calorimètres aux pions de basse énergie est donc considéré comme négligeable.

7.2.3 Muons de contamination

Après avoir sélectionné les pions au moyen des coupures indiquées dans le tableau 7.4, la fraction γ_μ de muons qui demeure dans l'échantillon de pions peut être

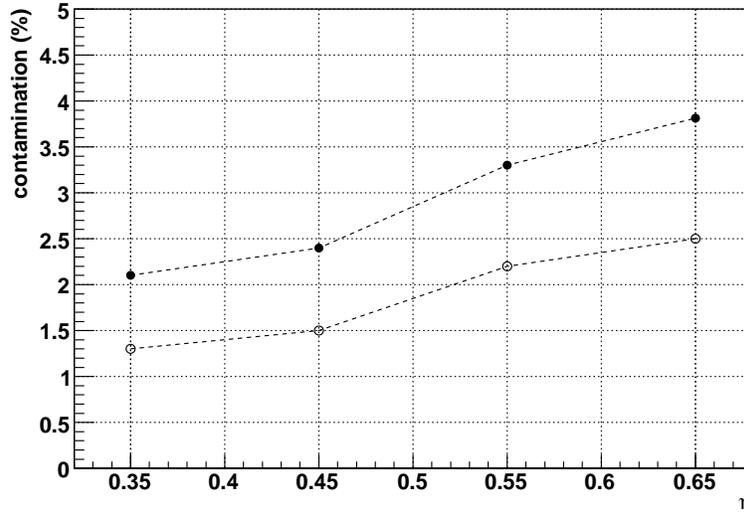


FIG. 7.19: Contamination estimée en muons de désintégration, pour un faisceau de pions de 3 GeV. En noir : nombre de muons de désintégration estimé à partir des données 2003 (cf figure 7.16) ; en blanc : nombre de muons de désintégration estimé à partir de la simulation de la ligne de faisceau.

calculée. Pour cette détermination, on applique toutes les coupures du tableau 7.4, sauf la coupure sur la dernière couche du TileCal. On obtient ainsi un lot de particules, composé de N_π pions et de N_μ muons. Soient N^- et N^+ les nombres de telles particules, qui satisfont respectivement les conditions $E_{couche D} < 0,15 \text{ GeV}$ et $E_{couche D} > 0,15 \text{ GeV}$. N^- et N^+ peuvent être mesurés. Si l'on note respectivement ϵ_π et ϵ_μ les efficacités de réjection de la coupure $E_{couche D} < 0,15 \text{ GeV}$ pour les pions et les muons*, il est possible d'exprimer les nombres N_π et N_μ :

$$\begin{aligned} N^+ &= \epsilon_\mu N_\mu + \epsilon_\pi N_\pi \\ N^- &= (1 - \epsilon_\mu) N_\mu + (1 - \epsilon_\pi) N_\pi \end{aligned}$$

La résolution de ce système d'équations, permet d'obtenir une estimation des nombres de pions et de muons présents dans le faisceau :

$$\begin{aligned} N_\mu &= \frac{1}{\epsilon_\mu - \epsilon_\pi} [N^+(1 - \epsilon_\pi) - N^- \epsilon_\pi] \\ N_\pi &= \frac{1}{\epsilon_\mu - \epsilon_\pi} [N^- \epsilon_\mu - N^+(1 - \epsilon_\mu)] \end{aligned}$$

Sans appliquer la coupure $E_{couche D} < 0,15 \text{ GeV}$ pour sélectionner les pions, la fraction de muons Γ_μ dans le faisceau vaut :

$$\Gamma_\mu = \frac{N_\mu}{N_\mu + N_\pi}$$

*Si la séparation π/μ était parfaite, on aurait $\epsilon_\pi=0$ et $\epsilon_\mu=1$.

Après application de la coupure $E_{couche\ D} < 0,15\ GeV$, les nombres n_π et n_μ de pions et de muons restant valent :

$$\begin{aligned} n_\mu &= N_\mu(1 - \epsilon_\mu) \\ n_\pi &= N_\pi(1 - \epsilon_\pi) \end{aligned}$$

La contamination en muons, après application de toutes les coupures de sélection des pions s'exprime donc :

$$\gamma_\mu = \frac{n_\mu}{n_\mu + n_\pi}$$

Pour obtenir les valeurs de Γ_μ et γ_μ , il reste seulement à estimer les efficacités de réjection ϵ_π et ϵ_μ .

On définit l'efficacité ϵ_μ de la coupure sur la dernière couche de TileCal comme le rapport entre le nombre de muons de contamination rejetés par la coupure et le nombre total de muons de contamination. Pour déterminer la valeur de ϵ_μ , on doit disposer d'un échantillon pur de muons. Un tel échantillon peut être isolé à partir d'un échantillon d'électrons où comme on l'a vu, une fraction importante de muons hors temps sont enregistrés. Pour isoler ces muons, il suffit donc de sélectionner un échantillon d'électrons (grâce aux coupures sur le *TRT* et *C2*), et de demander plus de 2 GeV dans TileCal. Les muons ainsi sélectionnés sont utilisés pour déterminer ϵ_μ . L'efficacité ϵ_μ est donnée dans le tableau 7.6. Après la coupure sur la couche D, entre 97 et 99% des muons de contamination sont supprimés.

$E_{Faisceau}$	η	ϵ_μ (%)
3 GeV	0,25	0,995 ± 0,005
3 GeV	0,35	0,978 ± 0,009
3 GeV	0,55	0,984 ± 0,007
3 GeV	0,65	0,982 ± 0,008
5 GeV	0,25	0,979 ± 0,004
5 GeV	0,35	0,984 ± 0,003
5 GeV	0,45	0,991 ± 0,002
5 GeV	0,55	0,991 ± 0,002
5 GeV	0,65	0,994 ± 0,002
7 GeV	0,35	0,987 ± 0,003
7 GeV	0,45	0,984 ± 0,004
7 GeV	0,55	0,991 ± 0,002
7 GeV	0,65	0,988 ± 0,002
9 GeV	0,20	0,968 ± 0,008
9 GeV	0,25	0,979 ± 0,006
9 GeV	0,35	0,986 ± 0,003
9 GeV	0,55	0,986 ± 0,002
9 GeV	0,65	0,990 ± 0,002

TAB. 7.6: Efficacité de réjection ϵ_μ de la coupure sur la couche D de TileCal.

La coupure sur l'énergie déposée dans la couche D permet de rejeter les muons de contamination de manière très efficace, mais présente le danger de rejeter les pions

atteignant la dernière couche de TileCal et déposant plus de 150 MeV dans celle-ci. Sur la base de la simulation, il est néanmoins possible de déterminer la fraction de pions ϵ_π atteignant la couche D de TileCal. Une estimation préliminaire est proposée ici. On dispose d'échantillons de pions simulés pour des énergies de 3, 5 et 9 GeV. Sur la figure 7.20, on peut voir la distribution en énergie dans la couche D pour un mélange π/μ (données réelles), et la distribution simulée pour un faisceau pur de pions ($E_{Faisceau}=9$ GeV). On distingue clairement dans la simulation, la présence de particules déposant plus de 0,15 GeV. Ces particules peuvent être des pions interagissant peu dans les calorimètres (*punch through*), ou plus vraisemblablement des muons d'énergie $E \leq 9$ GeV provenant de la désintégration des pions. En s'appuyant sur les données simulées disponibles actuellement (3, 5 et 9 GeV), il est possible d'estimer l'ordre de grandeur de la fraction ϵ_π de pions rejetés lorsque l'on impose $E_{couche D} < 0,15$ GeV (voir tableau 7.7). L'estimation de ϵ_π n'est qu'approximative, étant donné que les muons de désintégration n'ont pas été considérés.

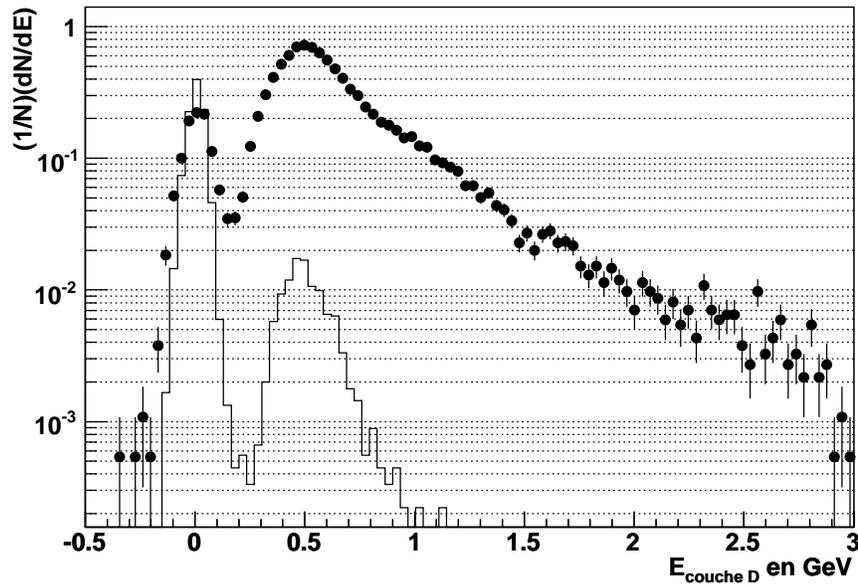


FIG. 7.20: *Energie dans la couche D du TileCal pour un faisceau de 5 GeV ($\eta=0,45$). Points : données réelles (mélange $\pi + \mu$); ligne continue : simulation pour des pions seuls.*

$E_{Faisceau}$	ϵ_π (%)
3 GeV	7,32
5 GeV	9,88
9 GeV	7,62

TAB. 7.7: *Efficacité de réjection ϵ_π de la coupure sur la couche D de TileCal.*

Connaissant ϵ_μ et ϵ_π , il est maintenant possible de calculer les fractions de muons, Γ_μ et γ_μ . N_π , N_μ , n_π , n_μ , ainsi que les contaminations en muons estimées Γ_μ et γ_μ

pour les différents lots de données disponibles, sont reportés dans le tableau 7.8. Pour cet exercice, ϵ_π (fraction de pions satisfaisant à la condition $E_{couche D} > 0,15 \text{ GeV}$) a été choisi égal à 0,09 quelque soit l'énergie. On vérifie que ce choix a peu d'influence sur les résultats finaux. On constate qu'après la coupure $E_{couche D} < 0,15 \text{ GeV}$ la fraction γ_μ de muons de contamination qui demeure dans l'échantillon de pions est inférieure à 1% (excepté pour 2 lots de données à 3 GeV où la contamination est légèrement supérieure). Par la suite, la contamination en muons sera donc considérée comme négligeable.

Energie	η	N^-	N^+	N_π	N_μ	Γ_μ (%)	n_π	n_μ	γ_μ (%)
3 GeV	0,25	231	204	253±17	182±14	42±3	230±15	1,0±0,9	0,4±0,4
3 GeV	0,35	247	160	268±17	139±13	34±3	244±16	3±1	1,2±0,5
3 GeV	0,55	251	164	273±17	142±13	34±3	249±16	2±1	0,9±0,4
3 GeV	0,65	256	183	278±18	161±14	37±3	253±16	3±1	1,1±0,5
5 GeV	0,25	640	286	698±28	228±18	25±2	635±25	5±1	0,7±0,2
5 GeV	0,35	610	320	666±27	264±18	28±2	606±25	4,0±0,9	0,7±0,1
5 GeV	0,45	607	307	665±27	249±18	27±2	605±25	2,0±0,6	0,3±0,1
5 GeV	0,55	655	246	718±28	183±16	20±2	653±26	2,0±0,4	0,26±0,06
5 GeV	0,65	619	297	679±27	237±18	26±2	617±25	2,0±0,5	0,25±0,08
7 GeV	0,35	1543	386	1692±43	237±20	12±1	1540±39	3,0±0,7	0,20±0,04
7 GeV	0,45	862	196	945±32	113±15	11±1	860±29	2,0±0,5	0,21±0,06
7 GeV	0,55	1540	341	1690±43	191±19	10±1	1538±39	2,0±0,4	0,11±0,03
7 GeV	0,65	1693	318	1858±45	153±19	8±1	1691±41	2,0±0,4	0,11±0,03
8 GeV	0,20	1812	355	1988±47	179±20	8±1	1809±43	3±1	0,18±0,06
8 GeV	0,25	1802	349	1975±47	176±20	8±1	1797±43	5±1	0,25±0,05
8 GeV	0,35	1746	384	1916±46	214±20	10±1	1744±42	2,0±0,5	0,14±0,03
8 GeV	0,45	1843	341	2023±47	161±19	7±1	1841±43	2,0±0,4	0,10±0,02
8 GeV	0,55	1790	330	1965±47	155±19	7±1	1788±42	2,0±0,4	0,11±0,02
8 GeV	0,65	486	78	534±24	30±9	5±2	486±22	0,0±0,1	0,06±0,03
9 GeV	0,20	2224	417	2437±52	204±22	8±1	2218±48	6±2	0,29±0,08
9 GeV	0,25	1462	290	1603±42	149±18	9±1	1459±38	3±1	0,21±0,06
9 GeV	0,35	2192	383	2406±52	169±20	7±1	2190±47	2,0±0,5	0,10±0,02
9 GeV	0,55	1870	312	2053±48	129±18	6±1	1868±43	2,0±0,4	0,10±0,02
9 GeV	0,65	1974	330	2168±49	136±19	6±1	1973±44	1,0±0,3	0,07±0,02

TAB. 7.8: Contamination estimée en muon, avant (Γ_π) et après (γ_π) la coupure imposant $E_{couche D} < 0,15 \text{ GeV}$.

7.3 Réponse et résolution pour les pions de basse énergie

7.3.1 Reconstruction de l'énergie des pions

De façon simple, l'énergie totale est définie ici comme la somme des dépôts d'énergie dans le LAr et dans TileCal, les deux calorimètres étant calibrés à l'échelle électromagnétique. Après application des coupures de sélection, la distribution en énergie totale résulte de la superposition des distributions des pions, des électrons et des muons. D'après les résultats de la section 7.2.3, la fraction de muons de contamination est négligeable. Le tableau 7.5 indique par contre qu'une contamination significative en électrons est attendue dans le faisceau de pions, en particulier pour des énergies incidentes de 5 et 3 GeV. Une procédure peut être proposée pour corriger l'effet de cette contamination sur la réponse en énergie des calorimètres.

Pour les électrons, on connaît à la fois la forme de la réponse dans les calorimètres, et la contamination estimée γ_e . La distribution en énergie totale peut donc être paramétrée par la somme de deux distributions gaussiennes, l'une correspondant aux électrons et l'autre aux pions. Les paramètres libre de cette approximation sont la valeur moyenne E_π et l'écart-type σ_π de la gaussienne associée aux pions (ainsi qu'une constante de normalisation) :

$$f(E) = const \times \left[\frac{1 - \gamma_e}{\sigma_\pi} e^{-\frac{(E-E_\pi)^2}{2\sigma_\pi^2}} + \frac{\gamma_e}{\sigma_e} e^{-\frac{(E-E_e)^2}{2\sigma_e^2}} \right] \quad (7.2)$$

Dans cette expression, E_e et σ_e sont estimés à partir d'un ajustement gaussien (limité autour de la valeur centrale $\pm 2\sigma$) de la réponse des calorimètres à un échantillon pur d'électrons, sélectionné au moyen du compteur Cerenkov *C2* et du *TRT*. Les figures 7.21, 7.22, 7.23 et 7.24 montrent la réponse obtenue pour les électrons et les pions, pour des énergies incidentes respectives de 3, 5, 7 et 9 GeV ($\eta=0,55$). La distribution en énergie des électrons est ajustée par une fonction de Gauss (limitée autour de la valeur centrale $\pm 2\sigma$), tandis que celle des pions est ajustée en utilisant l'expression 7.2.

Les résultats pour l'ensemble des données disponibles sont reportés dans le tableau 7.9. Seules les incertitudes statistiques ont été reportées.

7.3.2 Prise en compte des effets systématiques

7.3.2.1 Erreur sur l'énergie du faisceau

L'énergie incidente des pions est déterminée par la valeur du champ magnétique dans les dipôles de la ligne du faisceau. L'erreur sur la valeur moyenne de l'énergie dépend de l'erreur commise sur la mesure du courant électrique dans les aimants, et sur l'alignement des dipôles et des collimateurs. Cette erreur est reportée dans le tableau 7.10 [59].

La largeur d'ouverture du collimateur servant à la sélection en impulsion entraîne une dispersion de l'ordre de 4% sur la valeur de l'impulsion des particules. Cette dispersion a peu d'influence sur la réponse des calorimètres, la résolution de ces derniers pour des pions de basse énergie étant largement supérieure à 4%.

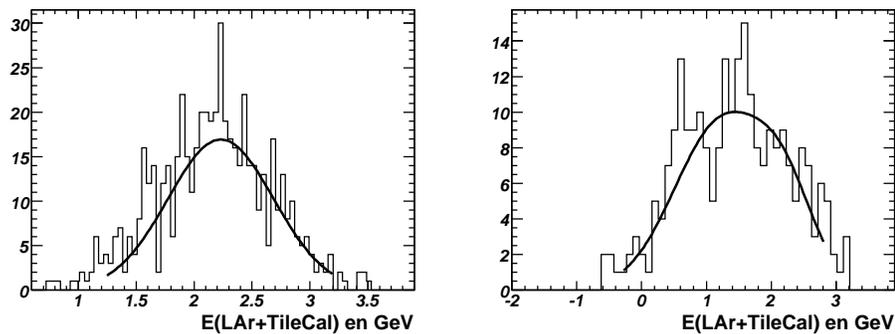


FIG. 7.21: Distribution en énergie totale pour les électrons (à gauche) et les pions (à droite), pour une énergie incidente de 3 GeV et $\eta=0,55$. Un ajustement gaussien est appliqué à la distribution en énergie des électrons. La réponse aux pions est ajustée par la fonction 7.2.

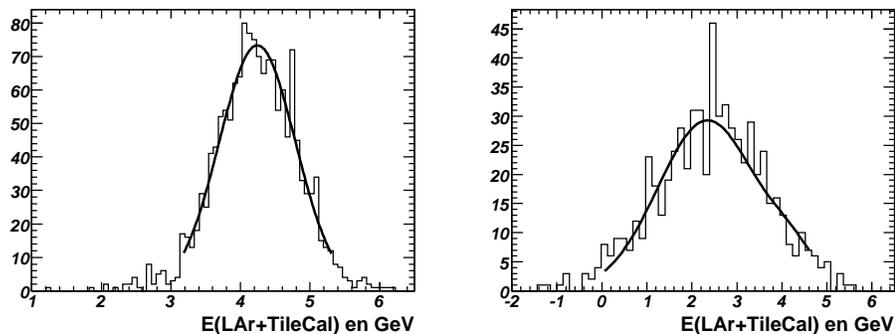


FIG. 7.22: Distribution en énergie totale pour les électrons (à gauche) et les pions (à droite), pour une énergie incidente de 5 GeV et $\eta=0,55$. Un ajustement gaussien est appliqué à la distribution en énergie des électrons. La réponse aux pions est ajustée par la fonction 7.2.

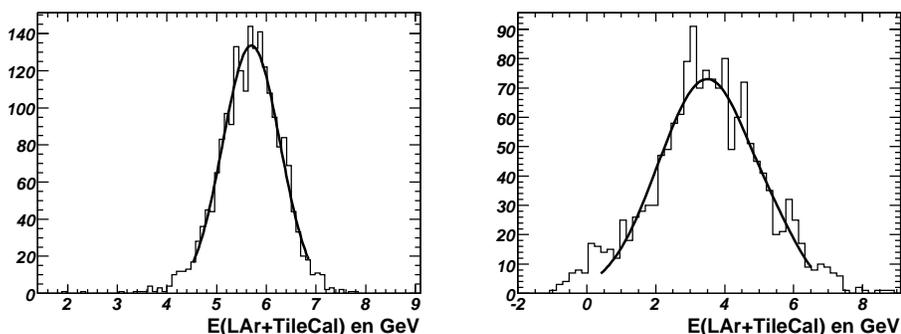


FIG. 7.23: Distribution en énergie totale pour les électrons (à gauche) et les pions (à droite), pour une énergie incidente de 7 GeV et $\eta=0,55$. Un ajustement gaussien est appliqué à la distribution en énergie des électrons. La réponse aux pions est ajustée par la fonction 7.2.

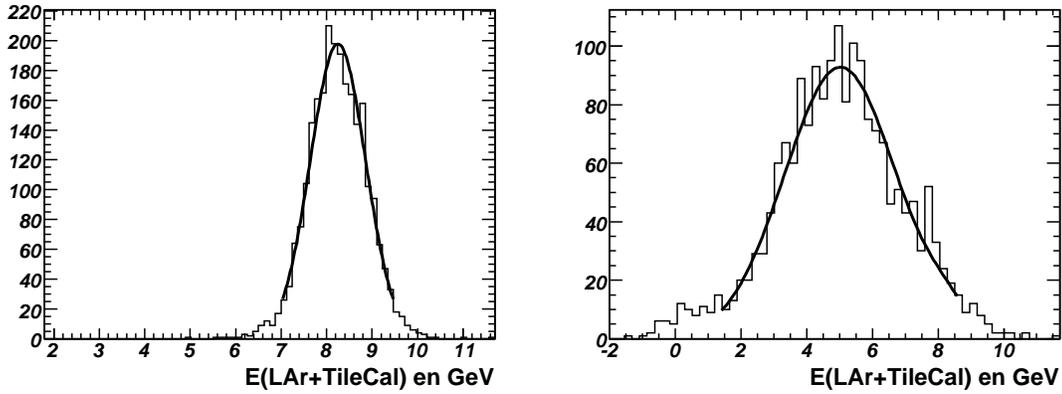


FIG. 7.24: Distribution en énergie totale pour les électrons (à gauche) et les pions (à droite), pour une énergie incidente de 9 GeV et $\eta=0,55$. Un ajustement gaussien est appliqué à la distribution en énergie des électrons. La réponse aux pions est ajustée par la fonction 7.2.

7.3.2.2 Incertitude sur la contamination en électron

La fraction γ_e d'électrons dans le faisceau de pion, isolé au moyen des coupures de sélection 7.4, est estimée avec une certaine incertitude $\Delta\gamma_e$ (voir tableau 7.5). Cette incertitude se reporte sur la mesure de l'énergie dans les calorimètres. Soit $E_{rec}(E_{faisceau}, \eta, \gamma_e)$ l'énergie reconstruite dans les calorimètres pour un faisceau de pions d'énergie et d'incidence données. L'effet de l'incertitude sur la contamination en électrons peut être estimé par une expression du type :

$$\Delta E_{rec}^{\gamma_e}(E_{faisceau}, \eta) = \frac{|E_{rec}(E_{faisceau}, \eta, \gamma_e - \Delta\gamma_e) - E_{rec}(E_{faisceau}, \eta, \gamma_e + \Delta\gamma_e)|}{2}$$

De même, l'erreur systématique $\Delta\sigma_{rec}^{\gamma_e}(E_{faisceau}, \eta)$ sur l'écart-type de la réponse en énergie des calorimètres s'écrit :

$$\Delta\sigma_{rec}^{\gamma_e}(E_{faisceau}, \eta) = \frac{|\sigma_{rec}(E_{faisceau}, \eta, \gamma_e - \Delta\gamma_e) - \sigma_{rec}(E_{faisceau}, \eta, \gamma_e + \Delta\gamma_e)|}{2}$$

7.3.2.3 Influence du point d'impact dans la chambre BC-2

La figure 7.25 montre le profil du faisceau dans la chambre BC-2, selon l'axe horizontal. On constate que le faisceau est plus étendu pour les pions que pour les électrons (ce phénomène est également observé dans toutes les chambres à fils de la ligne de faisceau). La cause de cette différence de comportement entre les pions et les électrons n'a pas encore été déterminée. Selon la position du faisceau dans BC-2, cette différence est susceptible d'induire une variation de la réponse en énergie des calorimètres. On se propose ici de vérifier la compatibilité de la réponse des calorimètres, suivant le point d'impact (selon l'axe horizontal) dans la chambre BC-2.

Soient $E_{rec}^1 \pm \Delta E_{rec}^1$ et $E_{rec}^2 \pm \Delta E_{rec}^2$ les énergies reconstruites dans les calorimètres respectivement en sélectionnant les pions dans les régions $-40 < BC-2 < -10$ mm et

Energie	η	E_π (GeV)	σ_{pi} (GeV)	$P(\chi^2)$ en %
3 GeV	0,20	$1,42 \pm 0,06$	$0,61 \pm 0,07$	20
3 GeV	0,25	$1,24 \pm 0,09$	$0,79 \pm 0,07$	78
3 GeV	0,35	$1,20 \pm 0,08$	$0,69 \pm 0,07$	9
3 GeV	0,55	$1,17 \pm 0,08$	$0,75 \pm 0,07$	83
3 GeV	0,65	$1,11 \pm 0,07$	$0,70 \pm 0,06$	48
5 GeV	0,20	$2,15 \pm 0,08$	$1,16 \pm 0,08$	73
5 GeV	0,25	$2,24 \pm 0,06$	$1,12 \pm 0,05$	57
5 GeV	0,35	$2,34 \pm 0,06$	$1,11 \pm 0,07$	12
5 GeV	0,45	$2,17 \pm 0,06$	$1,08 \pm 0,06$	53
5 GeV	0,55	$2,36 \pm 0,06$	$1,06 \pm 0,05$	7
5 GeV	0,65	$2,16 \pm 0,06$	$1,17 \pm 0,06$	88
7 GeV	0,35	$3,39 \pm 0,05$	$1,54 \pm 0,05$	67
7 GeV	0,45	$3,59 \pm 0,06$	$1,38 \pm 0,06$	32
7 GeV	0,55	$3,49 \pm 0,04$	$1,41 \pm 0,05$	7
7 GeV	0,65	$3,44 \pm 0,04$	$1,45 \pm 0,05$	2
8 GeV	0,20	$4,21 \pm 0,04$	$1,51 \pm 0,04$	21
8 GeV	0,25	$4,24 \pm 0,04$	$1,47 \pm 0,04$	7
8 GeV	0,35	$4,10 \pm 0,05$	$1,54 \pm 0,05$	34
8 GeV	0,45	$4,30 \pm 0,04$	$1,49 \pm 0,04$	14
8 GeV	0,55	$4,51 \pm 0,05$	$1,62 \pm 0,05$	25
8 GeV	0,65	$4,12 \pm 0,09$	$1,47 \pm 0,08$	16
9 GeV	0,20	$4,83 \pm 0,04$	$1,73 \pm 0,04$	94
9 GeV	0,25	$4,95 \pm 0,06$	$1,86 \pm 0,06$	57
9 GeV	0,35	$4,97 \pm 0,05$	$1,74 \pm 0,04$	17
9 GeV	0,55	$5,02 \pm 0,05$	$1,69 \pm 0,04$	27
9 GeV	0,65	$4,76 \pm 0,05$	$1,73 \pm 0,04$	43

TAB. 7.9: Paramètres de la distribution en énergie des pions dans les calorimètres (voir equation 7.2). Seule l'incertitude statistique est indiquée ici.

$p_{nominale}$	p_{mesure} en GeV
3 GeV	$2,99 \pm 0,01$
5 GeV	$4,97 \pm 0,01$
7 GeV	$6,98 \pm 0,01$
8 GeV	$7,99 \pm 0,01$
9 GeV	$8,99 \pm 0,01$

TAB. 7.10: Impulsion p_{mesure} du faisceau de très basse énergie.

$-10 < BC-2 < +20$ mm. La réponse moyenne \hat{E}_{rec} des calorimètres aux pions passant dans les deux régions de $BC-2$ mentionnées ci-avant, est définie par :

$$\hat{E}_{rec} = \frac{\sum_{i=1}^2 E_{rec}^i / (\Delta E_{rec}^i)^2}{\sum_{i=1}^2 1 / (\Delta E_{rec}^i)^2}; \quad (7.3)$$

La compatibilité entre les valeurs E_{rec}^1 et E_{rec}^2 est quantifiée à partir de la variable χ^2 définie par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^2 \frac{(E_{rec}^i - \hat{E}_{rec})^2}{(\Delta E_{rec}^i)^2} \quad (7.4)$$

On définit $P(\chi^2)$, la probabilité associée à la valeur de χ^2 au moyen de la loi Student. $P(\chi^2)$ représente la probabilité pour qu'une fluctuation statistique soit à l'origine de la différence observée entre E_{rec}^1 et E_{rec}^2 . On montre que cette probabilité est comprise entre 3 et 93%. De la même manière, les relations 7.3 et 7.4 sont appliquées aux écart-types σ_{rec}^1 et σ_{rec}^2 de la distribution en énergie dans les calorimètres, selon que les pions passent dans la région $-40 < BC-2 < -10$ mm ou $-10 < BC-2 < +20$ mm. Dans le cas de l'écart-type de la réponse aux pions, on obtient une probabilité $P(\chi^2)$ variant entre 14 et 98%. Ce test de compatibilité indique donc que la différence de réponse observée en fonction du point d'impact dans la chambre $BC-2$, a une forte probabilité d'être dû seulement à un effet statistique.

Dans tout ce qui suit, les pions seront sélectionnés en demandant $-40 < BC-2 < +20$ mm, et on considèrera que le point d'impact dans $BC-2$ n'a pas d'effet systématique sur les résultats.

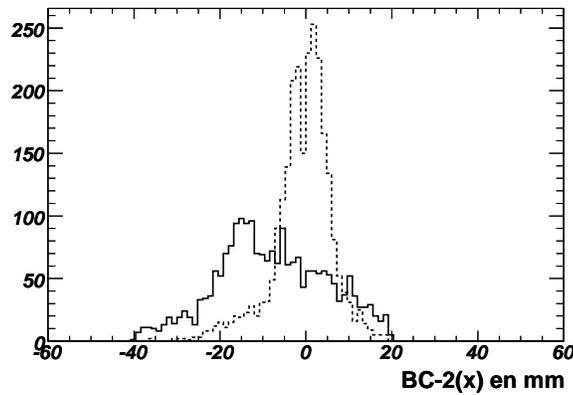


FIG. 7.25: Distribution du point d'impact horizontal dans la chambre $BC-2$ pour les électrons et les pions ($E=9$ GeV, $\eta=0,35$).

7.3.2.4 Récapitulation des erreurs considérées

Le tableau 7.11 donne la contributions des différentes sources d'incertitude sur l'énergie moyenne E_{rec} des pions mesurée dans les calorimètres. $\frac{\Delta E_{rec}}{E_{rec}}$ représente l'incertitude statistique sur l'énergie reconstruite. $\frac{\Delta E_{ref}}{E_{ref}}$ est l'erreur systématique relative sur l'énergie du faisceau. $\frac{\Delta E_{rec}^{le}}{E_{rec}}$ est l'erreur systématique relative due à la mauvaise connaissance de la contamination en électrons. Les erreurs relatives sur l'écart-type σ_{rec} sont notées suivant la même convention. On a négligé l'élargissement de la réponse dû à l'ouverture des collimateurs servant à définir l'impulsion du faisceau. On montre que cet effet est faible devant la largeur de la réponse des calorimètres aux faibles énergies considérées.

Energie	η	$\frac{\Delta E_{rec}}{E_{rec}}$	$\frac{\Delta E_{ref}}{E_{ref}}$	$\frac{\Delta E_{rec}^{le}}{E_{rec}}$	$\frac{\Delta \sigma_{rec}}{\sigma_{rec}}$	$\frac{\Delta \sigma_{rec}^{le}}{\sigma_{rec}}$
3 GeV	0,20	4,5 %	0,3 %	5,1 %	13,0 %	11,7 %
3 GeV	0,25	6,9 %	0,3 %	9,4 %	10,0 %	10,4 %
3 GeV	0,35	6,2 %	0,3 %	3,3 %	9,1 %	2,4 %
3 GeV	0,55	6,5 %	0,3 %	10,2 %	10,6 %	14,6 %
3 GeV	0,65	6,3 %	0,3 %	8,7 %	10,2 %	9,4 %
5 GeV	0,20	3,6 %	0,2 %	0,7 %	6,7 %	1,3 %
5 GeV	0,25	2,7 %	0,2 %	0,7 %	4,9 %	1,4 %
5 GeV	0,35	2,6 %	0,2 %	0,8 %	6,1 %	1,8 %
5 GeV	0,45	2,7 %	0,2 %	0,7 %	5,6 %	1,2 %
5 GeV	0,55	2,4 %	0,2 %	0,6 %	5,1 %	1,6 %
5 GeV	0,65	2,9 %	0,2 %	0,7 %	5,3 %	0,8 %
7 GeV	0,35	1,4 %	0,1 %	0,3 %	3,3 %	0,8 %
7 GeV	0,45	1,6 %	0,1 %	0,3 %	4,2 %	1,7 %
7 GeV	0,55	1,2 %	0,1 %	0,3 %	3,2 %	0,9 %
7 GeV	0,65	1,2 %	0,1 %	0,2 %	3,1 %	0,3 %
8 GeV	0,20	1,0 %	0,1 %	0,2 %	2,9 %	0,6 %
8 GeV	0,25	1,0 %	0,1 %	0,3 %	2,8 %	1,1 %
8 GeV	0,35	1,1 %	0,1 %	0,2 %	3,0 %	0,9 %
8 GeV	0,45	1,0 %	0,1 %	0,1 %	2,8 %	0,4 %
8 GeV	0,55	1,0 %	0,1 %	0,1 %	2,9 %	1,3 %
8 GeV	0,65	2,1 %	0,1 %	0,2 %	5,7 %	0,4 %
9 GeV	0,20	0,9 %	0,1 %	0,1 %	2,4 %	0,3 %
9 GeV	0,25	1,2 %	0,1 %	0,1 %	3,3 %	0,4 %
9 GeV	0,35	0,9 %	0,1 %	0,1 %	2,6 %	0,4 %
9 GeV	0,55	0,9 %	0,1 %	0,1 %	2,7 %	0,3 %
9 GeV	0,65	1,0 %	0,1 %	0,1 %	2,7 %	0,2 %

TAB. 7.11: Contributions relatives des différentes sources d'erreurs sur l'énergie du faisceau, l'énergie reconstruite et l'écart-type de la réponse des calorimètres.

7.3.3 Résultats finaux

Le tableau 7.12 rassemble les valeurs de l'énergie reconstruite, de l'écart-type, du rapport E_{rec}/E_{ref} (où E_{ref} est l'énergie vraie du faisceau, en identifiant l'énergie et l'impulsion pour les pions incidents), ainsi que la résolution en énergie σ_{rec}/E_{rec} . Les erreurs reportées dans le tableau correspondent à la somme (quadratique) de toutes les contributions indiquées dans le tableau 7.11. L'erreur sur la réponse E_{rec}/E_{ref} aux pions varie de 1 à 12% entre 9 et 3 GeV. De 7 à 9 GeV, l'incertitude statistique domine. En dessous de 5 GeV, les erreurs systématiques deviennent significatives. Dans le cas de la largeur σ_{rec} de la réponse en énergie, l'incertitude statistique domine toujours l'erreur systématique.

L'évolution de la réponse E_{rec}/E_{ref} en fonction de η est représentée sur la figure 7.26, pour les différentes énergies incidentes disponibles. Au dessus de 3 GeV, la réponse est peu dépendante de η , mise à part une diminution qui semble systématique à $\eta=0,65$. A 3 GeV, la réponse décroît avec η .

La figure 7.27 montre l'évolution de la résolution en énergie en fonction du rapport $1/\sqrt{E_{faisceau}}$. Pour chaque position en η , la résolution est ajustée par la fonction :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$$

Les paramètres obtenus aux différentes positions en η sont indiqués dans le tableau 7.13. Le peu de points disponibles ne permet pas une paramétrisation à 2 paramètres de la résolution. Seul le terme d'échantillonnage (a) a été conservé, le terme b étant considéré comme nul.

$E_{nominale}$	η	E_{rec} (GeV)	σ_{rec} (GeV)	E_{rec}/E_{ref}	σ_{rec}/E_{rec}
3 GeV	0,20	1,42 ± 0,10	0,61 ± 0,10	0,48 ± 0,03	0,43 ± 0,07
3 GeV	0,25	1,24 ± 0,15	0,79 ± 0,11	0,42 ± 0,05	0,64 ± 0,11
3 GeV	0,35	1,20 ± 0,09	0,69 ± 0,07	0,40 ± 0,03	0,57 ± 0,07
3 GeV	0,55	1,17 ± 0,14	0,75 ± 0,12	0,39 ± 0,05	0,64 ± 0,14
3 GeV	0,65	1,11 ± 0,12	0,70 ± 0,09	0,37 ± 0,04	0,63 ± 0,10
5 GeV	0,20	2,15 ± 0,08	1,16 ± 0,08	0,43 ± 0,02	0,54 ± 0,04
5 GeV	0,25	2,24 ± 0,06	1,12 ± 0,06	0,45 ± 0,01	0,50 ± 0,03
5 GeV	0,35	2,34 ± 0,06	1,11 ± 0,07	0,47 ± 0,01	0,47 ± 0,03
5 GeV	0,45	2,17 ± 0,06	1,08 ± 0,06	0,44 ± 0,01	0,50 ± 0,03
5 GeV	0,55	2,36 ± 0,06	1,06 ± 0,06	0,48 ± 0,01	0,45 ± 0,03
5 GeV	0,65	2,16 ± 0,06	1,17 ± 0,06	0,43 ± 0,01	0,54 ± 0,03
7 GeV	0,35	3,39 ± 0,05	1,54 ± 0,05	0,486 ± 0,007	0,45 ± 0,02
7 GeV	0,45	3,59 ± 0,06	1,38 ± 0,06	0,514 ± 0,008	0,38 ± 0,02
7 GeV	0,55	3,49 ± 0,04	1,41 ± 0,05	0,500 ± 0,006	0,40 ± 0,01
7 GeV	0,65	3,44 ± 0,04	1,45 ± 0,05	0,493 ± 0,006	0,42 ± 0,01
8 GeV	0,20	4,21 ± 0,04	1,51 ± 0,04	0,527 ± 0,006	0,36 ± 0,01
8 GeV	0,25	4,24 ± 0,05	1,47 ± 0,04	0,531 ± 0,006	0,35 ± 0,01
8 GeV	0,35	4,10 ± 0,05	1,54 ± 0,05	0,513 ± 0,006	0,38 ± 0,01
8 GeV	0,45	4,30 ± 0,04	1,49 ± 0,04	0,538 ± 0,005	0,35 ± 0,01
8 GeV	0,55	4,51 ± 0,05	1,62 ± 0,05	0,564 ± 0,006	0,36 ± 0,01
8 GeV	0,65	4,12 ± 0,09	1,47 ± 0,08	0,516 ± 0,01	0,36 ± 0,02
9 GeV	0,20	4,83 ± 0,04	1,73 ± 0,04	0,537 ± 0,005	0,36 ± 0,01
9 GeV	0,25	4,95 ± 0,06	1,86 ± 0,06	0,551 ± 0,007	0,38 ± 0,01
9 GeV	0,35	4,97 ± 0,05	1,74 ± 0,05	0,553 ± 0,005	0,35 ± 0,01
9 GeV	0,55	5,02 ± 0,05	1,69 ± 0,05	0,568 ± 0,005	0,34 ± 0,01
9 GeV	0,65	4,76 ± 0,05	1,73 ± 0,05	0,529 ± 0,005	0,36 ± 0,01

TAB. 7.12: *Energie reconstruite, écart-type, rapport entre l'énergie reconstruite E_{rec} et l'énergie vraie E_{ref} du faisceau, et résolution (σ_{rec}/E_{rec}), pour l'ensemble des échantillons de pions disponibles.*

η	a (% GeV ^{-1/2})
0,20	1,05 ± 0,02
0,25	1,07 ± 0,02
0,35	1,08 ± 0,02
0,45	1,08 ± 0,02
0,55	1,03 ± 0,02
0,65	1,09 ± 0,02

TAB. 7.13: *Paramètres de la fonction de résolution $\sigma/E = a/\sqrt{E} \oplus b$ pour les pions de basse énergie ($E \leq 9$ GeV). Le paramètre b a été fixé à 0 ici.*

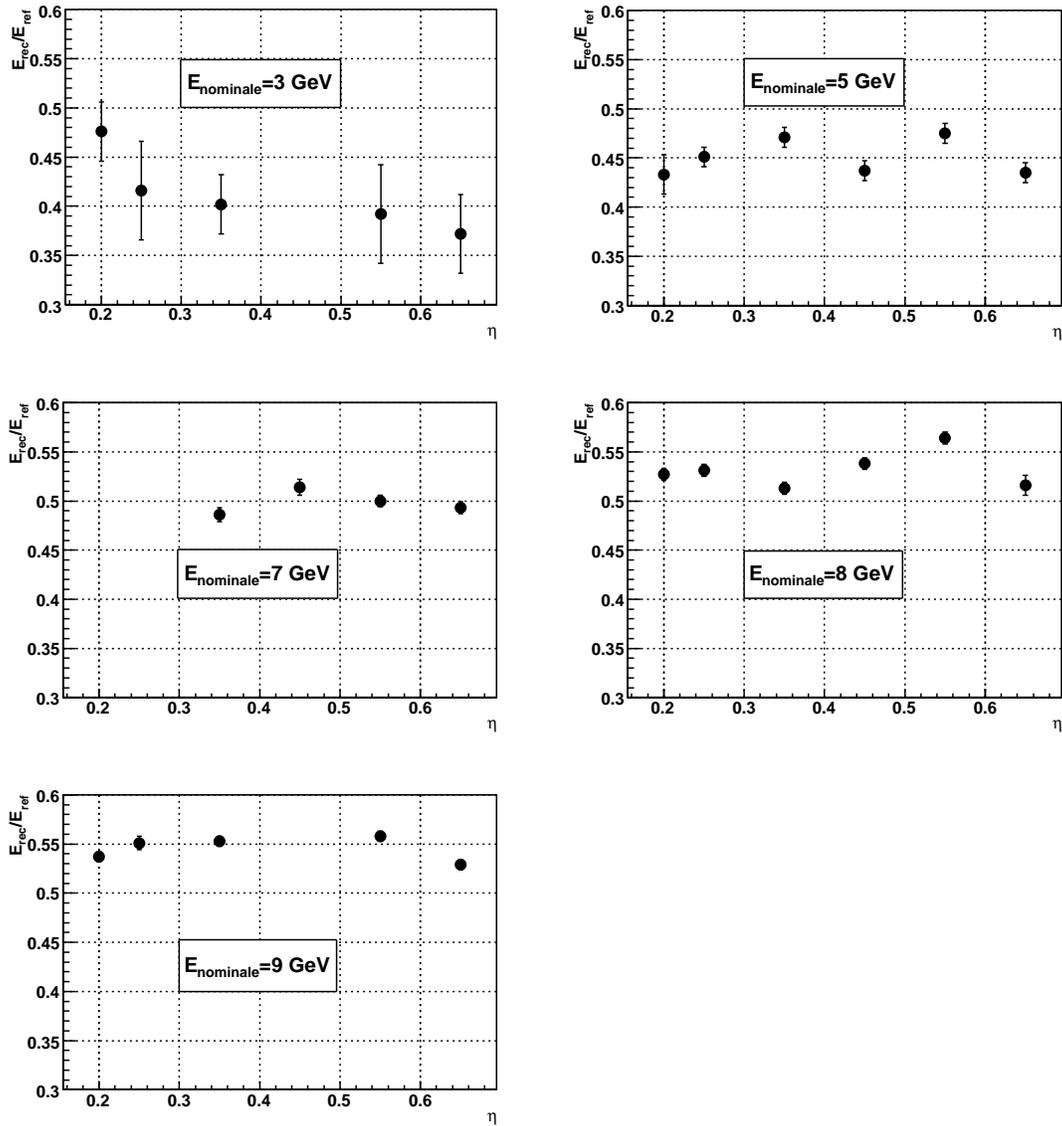


FIG. 7.26: Evolution de la réponse en énergie des calorimètres en fonction de η , pour des pions des différentes énergies incidentes.

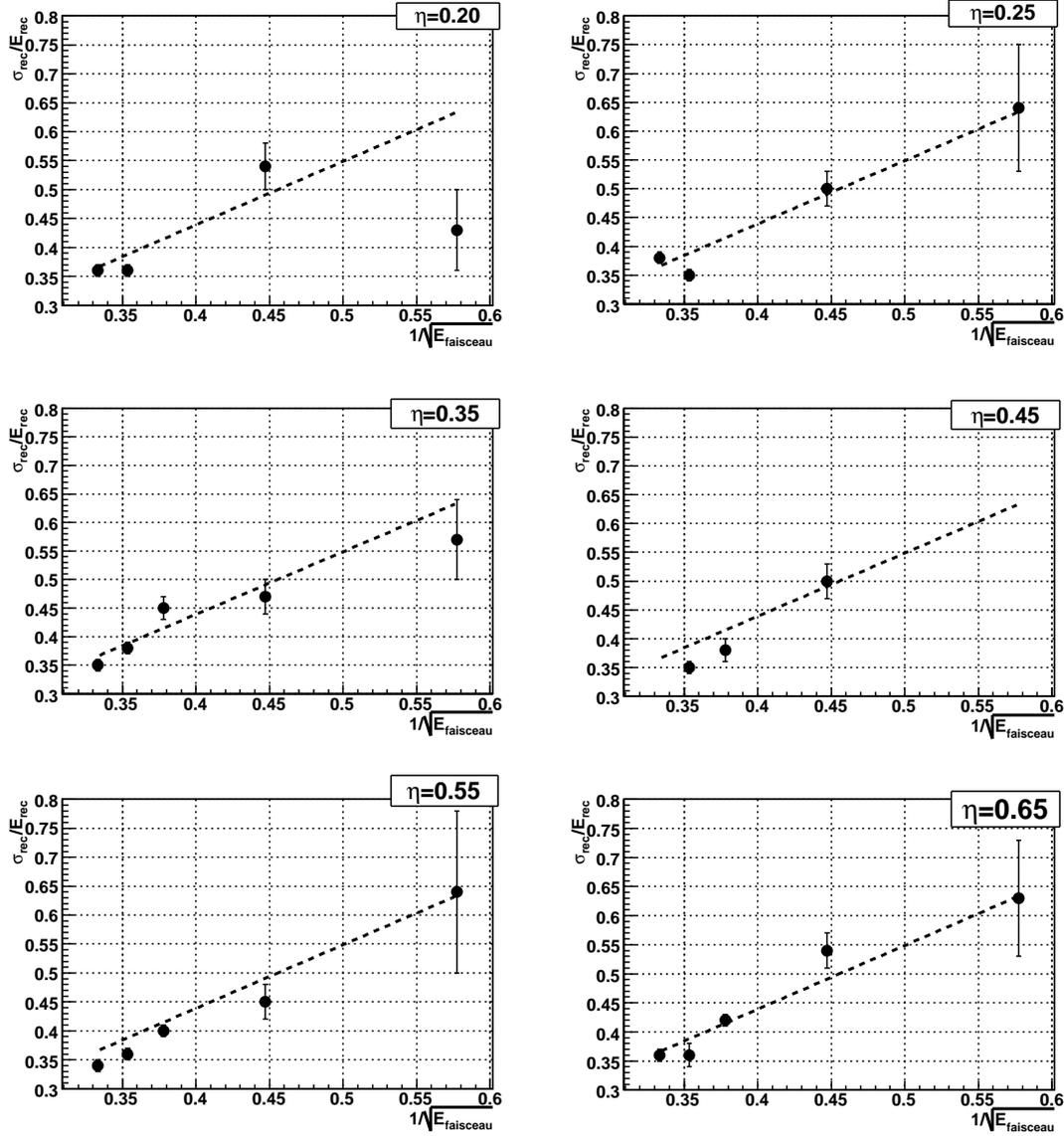


FIG. 7.27: Evolution de la résolution en énergie des calorimètres en fonction de $1/\sqrt{E_{\text{faisceau}}}$, pour des pions de basse énergie. La résolution est paramétrée par une fonction $\sigma/E = a/\sqrt{E} \oplus b$.

7.4 Conclusions

Le faisceau de pions de basse énergie issu de la ligne *H8* en 2004 est constitué d'un mélange de pions et d'électrons possédant l'énergie nominale du faisceau, de muons provenant de la ligne à haute énergie, et de muons de désintégration. Les différentes composantes du faisceau peuvent être isolées au moyen des sous-détecteurs présents sur la ligne de faisceau.

Les électrons sont rejetés en combinant les informations du compteur Cerenkov *C2* et du trajectographe *TRT*. La fraction d'électron qui demeure après réjection varie entre 1,8% (à 9 GeV) et 20% (à 3 GeV). Une méthode basée sur la connaissance de la forme de la réponse calorimétrique pour un faisceau pur d'électrons peut être proposée, dans le but de corriger l'effet de cette contamination.

Les muons provenant de la ligne à haute énergie sont supprimés à l'aide d'une coupure sur la phase du signal dans *TileCal*, sur la présence ou non d'un signal dans la chambre *BC-2*, et sur l'énergie déposée dans la dernière couche de *TileCal*. On montre en effet qu'au dessus de 2,5 GeV, les muons atteignent cette partie du *TileCal* et y déposent plus de 0,15 GeV. Après application des coupures susmentionnées, la contamination en muons devient tout-à-fait négligeable (<1% dans la majorité des cas).

Enfin, on estime que la fraction de muons de désintégration que l'on retrouve dans l'échantillon de pions est inférieure à 4%, quelle que soit l'énergie incidente du faisceau et la valeur de η . Étant donnée sa faiblesse, cette contamination a été négligée pour l'instant.

Après sélection d'un échantillon de pions, la réponse en énergie des calorimètres (E_{rec}/E_{ref}) a pu être établie. L'incertitude (statistique et systématique) sur la réponse des calorimètres varie entre 1,8% (9 GeV) et 10% (3 GeV). Au dessus de 7 GeV, l'incertitude statistique domine. Pour les énergies inférieures, l'erreur systématique liée à la mauvaise connaissance de la contamination en électrons devient significative. La résolution en énergie des calorimètres, exprimée comme le rapport entre l'écart-type de la distribution en énergie et sa valeur moyenne, a également été estimée. L'erreur totale sur la résolution varie entre 3% (9 GeV) et 25% (à 3 GeV, dans le pire des cas). Des analyses supplémentaires pourraient être conduites, dans le but de comprendre la dépendance entre l'énergie reconstruite et la position du faisceau dans le plan horizontal (mesuré dans *BC-2*). Il est en effet surprenant que les électrons et les pions présentent des dispersions spatiales différentes, comme on a pu l'observer dans les données analysées ici.

Si l'on est confiant dans les mesures de la réponse des calorimètres aux pions de basse énergie, la prochaine étape consiste à comparer ces mesures avec la simulation. Cette comparaison doit pouvoir se faire de façon simple, dans la mesure où les coupures de sélection appliquées sur les données sont aisément reproductibles par la simulation. On pense notamment à la coupure réclamant plus de 0,15 GeV dans la dernière couche de *TileCal*, et servant à la réjection des muons. Certes, cette coupure est susceptible d'introduire un biais sur la réponse en énergie des calorimètres (les pions déposant plus de 0,15 GeV dans la couche D du *TileCal* sont perdus), mais la situation peut être facilement reproduite par la simulation.

Conclusion

L'étude de la réponse des calorimètres aux pions au cours du test en faisceau de 2004 a été présentée, pour trois configurations distinctes :

- pions de haute énergie initiant des gerbes hadroniques seulement dans le calorimètre hadronique,
- pions de haute énergie interagissant dans les calorimètres électromagnétique et hadronique,
- pions de très basse énergie, interagissant dans les calorimètres électromagnétique et hadronique.

Au dessus de 20 GeV, environ 20 à 30% des pions parviennent au niveau du calorimètre hadronique TileCal sans avoir interagi de façon nucléaire dans le calorimètre électromagnétique placé avant lui. L'étude de tels pions présente un intérêt dans la mesure où elle permet d'établir les performances du calorimètre hadronique seul, comme si rien ne se trouvait entre lui et le faisceau incident de pions. Ces performances peuvent être alors directement comparées aux résultats obtenus au cours des tests en faisceau précédents. Après avoir considéré les différents effets expérimentaux susceptibles de dégrader la mesure de la réponse calorimétrique (contamination en proton, énergie perdue avant TileCal, erreur sur l'énergie nominale du faisceau), on montre qu'il est possible de mesurer la réponse aux pions n'interagissant pas avant d'atteindre TileCal, avec une incertitude inférieure à 1% (sauf à 20 GeV, où l'incertitude est légèrement supérieure). On a pu vérifier également la cohérence des résultats en fonction de la pseudo-rapacité η (baisse de la réponse et dégradation de la résolution dans la région intermédiaire entre les parties central et étendu du TileCal). La compatibilité avec les résultats obtenus au cours des tests en faisceau antérieurs a également été contrôlée. La résolution de TileCal seul, sans aucune correction, est de l'ordre de $50\%/\sqrt{E}$, avec un terme constant variant entre 5 et 8%. Ces résultats sont en accord ceux des précédents tests en faisceau. Il est important de noter que les performances (linéarité et résolution) déterminées ici sont les performances minimales du calorimètre TileCal. Des procédures de correction tenant compte par exemple de la non-compensation, permettraient d'améliorer la résolution pour les pions.

Après avoir étudié les pions n'interagissant que dans le calorimètre hadronique TileCal, l'étude s'est poursuivie par l'analyse de la réponse combinée des calorimètres TileCal et LAr aux pions de haute énergie. Une fois encore, on insiste ici sur le fait que l'objectif n'est pas d'optimiser les performances des calorimètres, mais seulement de reconstruire de façon simple la réponse des calorimètres. A cette fin, l'énergie a

été reconstruite en sommant les réponses des calorimètres LAr et TileCal, tout deux calibrés à l'échelle électromagnétique. Une telle reconstruction présente l'avantage d'être directement comparable avec la simulation. L'incertitude obtenue sur la réponse est environ de 0,5% et est dominée par l'incertitude sur l'énergie incidente du faisceau. La résolution a quant à elle été mesurée avec une incertitude de 1%. Une comparaison préliminaire entre les données prises en 2004 et la simulation a été présenté ici. Sans aucun ajustement, la simulation est déjà en bon accord avec les données réelles. Le désaccord entre les données et la simulation est de l'ordre de 1 à 2% dans le cas de l'énergie reconstruite. La compréhension des différences entre les données réelles et simulés constitue la suite logique de ce travail.

Une méthode visant à optimiser les performances des calorimètres a été présentée. Cette méthode, dite *benchmark*, a été envisagée ici principalement dans le but de comparer les résultats de 2004 avec ceux du premier faisceau-test combiné de 1996 (réalisé avec des calorimètres prototypes). La comparaison des résultats de 1996 et 2004 montre que la résolution en énergie des calorimètres est systématiquement meilleure en 1996. Aucune hypothèse expliquant ce désaccord n'a pu être confirmée ou infirmée pour le moment.

Après avoir étudié le comportement de la calorimétrie en faisceau de pion de haute énergie, on s'est intéressé aux pions de très basse énergie (inférieure ou égale à 9 GeV). L'étude de tels pions se justifie par le fait qu'une fraction importante d'un jet est portée par des pions de très faible énergie.

L'isolation d'un échantillon de pions aussi pur que possible a nécessité l'application de nombreuses coupures de sélection. Ces coupures ont eu pour objet de rejeter les importantes sources de contamination du faisceau de basse énergie fourni par le *SPS*. Trois sources de contamination ont été prises en compte. Il s'agit des électrons de basse énergie, des muons provenant de la ligne de faisceau de haute énergie et des muons produits par la désintégration des pions.

La fraction d'électron qui demeure après réjection varie entre 1,8% (à 9 GeV) et 20% (à 3 GeV). Une méthode basée sur la connaissance de la forme de la réponse calorimétrique pour un faisceau pur d'électrons peut être proposée, dans le but de corriger l'effet de cette contamination.

Les muons provenant de la ligne à haute énergie ont été rejetés par une coupure sur la phase du signal dans TileCal, sur la présence ou non d'un signal dans la chambre *BC-2*, et sur l'énergie déposée dans la dernière couche de TileCal. Après application des ces coupures, la contamination en muons est négligeable (<1% dans la majorité des cas).

On estime enfin, grâce à une simulation de la réponse des calorimètres à des muons de très basse énergie, que la fraction de muons de désintégration que l'on retrouve dans l'échantillon de pions est inférieure à 4%, quelque soit l'énergie incidente du faisceau et la valeur de η . Cette contamination est faible, et a été négligée pour l'instant.

Après sélection des pions, la réponse en énergie des calorimètres a été établie avec une incertitude (statistique et systématique) variant entre 1,8% (9 GeV) et 10% (3 GeV). Au dessus de 7 GeV, l'incertitude statistique domine. Pour les énergies inférieures, les erreurs systématiques liées à la mauvaise connaissance de la contami-

nation en électrons et à la dispersion spatiale du faisceau deviennent significatives. L'incertitude sur la résolution en énergie varie quant à elle entre 3% (9 GeV) et 20% (3 GeV).

On a pu montrer dans cette étude, que concernant les pions, les données prises durant le test en faisceau de 2004 sont exploitables pour des énergies allant de 3 à 350 GeV. La réponse et la résolution en énergie des calorimètres LAr et TileCal ont pu être mesurées avec une précision satisfaisante. Une comparaison systématique de ces résultats avec la simulation (dans la configuration du test en faisceau) peut maintenant être réalisée. Si l'accord est satisfaisant, la modélisation pourra servir à l'étude de la calibration de la réponse des calorimètres dans le cas des jets.

Bibliographie

- [1] Tevatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark*, hep-ex/0608032, (Aout 2006)
- [2] W.-M. Yao et al, *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G, Vol 33, <http://pdg.lbl.gov>, (2006)
- [3] G.Altarelli, *The Standard Electroweak Theory and Beyond*, hep-ph/0011078, (2000)
- [4] T.Hambye, K.Riesselmann, Phys. Rev. D55, 7255, (1997)
- [5] ATLAS collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, Technical Design Report, Volume II, (1999)
- [6] R.N.Cahn, *The Higgs Boson in the Minimal Non-Supersymmetric Standard Model*, lecture donnée à l'école d'été de GIF de physique des particules, (2001)
- [7] The LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, CERN, (2006)
- [8] S.F.Novaes, *Standard Model : An Introduction*, hep-ph/0001283, (2000)
- [9] Particle Data Group, *Particle detectors*, <http://pdg.lbl.gov>, (2004)
- [10] Collaboration ATLAS, *Calorimeter performance*, CERN/LHCC/96-40 (1996)
- [11] D.Froidevaux, M.A.Parker, *The performance specifications of the ATLAS inner detector*, INDET-NO-046, CERN, (1994)
- [12] C.Fabjan, *Calorimetry in high-energy physics*, experimental techniques in high-energy nuclear and particle physics (second edition), p257-324
- [13] Particle Data Group, *Passage of particles through matter*, <http://pdg.lbl.gov>, (2004)
- [14] R.Wigmans, *Sampling calorimetry*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 494 (2002) 277-287
- [15] R.Wigmans, *On the energy resolution of uranium and other hadron calorimeters*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 259 (1987) 389-429
- [16] H.Abramowicz et al, *The response and resolution of an iron-scintillator calorimeter for hadronic and electromagnetic showers between 10 GeV and 140 GeV*, Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res. 180 (1981) 429
- [17] C. Cojocaru et al., *Hadronic Calibration of the ATLAS Liquid Argon End-Cap Calorimeter in the Pseudorapidity Region $1.6 < |\eta| < 1.8$ in Beam Tests*, Nucl.Instrum.Meth. A 531 (2004), 481-514

- [18] Zhong He, *Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 463 (2001) 250-267
- [19] W.Lampl, *Optimizing the energy measurement of the ATLAS electromagnetic calorimeter*, thèse de doctorat, Université de Vienne, Autriche, 2006
- [20] M.Aleksa, M.Delmastro, M.Fanti, R.Lafaye, W.Lampl, S.Laplace, D.Prieur, F.Tarrade, I.Wingerter-Seez, *2004 ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter.*, ATL-LARG-PUB-2006-003, (June 2006)
- [21] R.Zitoun, *Use of optimal filtering in the 1999 data*, ATL-LARG-2001-003, CERN, (2001)
- [22] J.Budagov, G.Khoriauli, J.Khubua, A.Khukhunaishvili, Y.Kulchitskii, A.Solodkov, *Study of TileCal Sampling Fraction for Improvement of Monte-Carlo Data Reconstruction*, ATL-TILECAL-PUB-2006-006, CERN, (2006)
- [23] M.Bosman, S.Bravo, M.Cavalli-Sforza, E.Graugès, *Measurement of the optical properties of the EB Module0 Tiles*, ATL-TILECAL-98-157, CERN, (1998)
- [24] P.Grenier, L.P.Says, *Analysis of the 1997 Test Beam Laser Data of the TileCal extended barrel modules 0*, ATL-TILECAL-98-159, CERN, (1998)
- [25] Y.A.Kulchitsky, P.V.Tsiareshka, V.B.Vinogradov, *Electron Energy Resolution of the ATLAS TILECAL Modules with Flat Filter Method*, ATL-TILECAL-PUB-2005-004, CERN, (2005)
- [26] Y.A.Kulchitsky, P.V.Tsiareshka, V.B.Vinogradov, *Energy Calibration of the TILECAL Modules with the Fit Filter Method*, ATL-TILECAL-PUB-2005-005, CERN (2005)
- [27] E.Fullana et al., *Optimal Filtering in the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter*, ATL-TILECAL-2005-001, CERN, (2005)
- [28] R.Teuscher, *ATLAS TileCal Electronics Calibration*, ATLAS Calibration Workshop, Tatra, Slovaquie, (2004)
- [29] V.Garde, *Contrôle et étalonnage par lumière laser et parfaisceaux de muons du calorimètre hadronique a tuiles scintillantes d'ATLAS*, 160 p, Thèse de doctorat, Aubière, (2003)
- [30] E.Starchenko et al., *Cesium Monitoring System for ATLAS Tile Hadron Calorimeter*, ATL-TILECAL-2002-003, CERN, (2002)
- [31] R.Bonnefoy, D.Calvet, R.Chadelas, M.Crouau, F.Martin, *MobiDICK : a mobile test bench for the TileCal super-drawers*, ATL-TILECAL-2004-003, CERN, (2003)
- [32] RIO2 est produit de *Creative Electronics System*, <http://www.ces.ch>
- [33] SSP est produit de *INCAA Computers*, <http://www.inacaacomputers.com>
- [34] ODIN est produit du CERN, <http://hsi.web.cern.ch/HSI/s-link/devices/odin>
- [35] TIP816 est produit de *TEWS Technologies*, <http://www.tews.com>
- [36] Ph.Farthouat, P.Gällnö, RD12 Project, "TTC-VMEbus INTERFACE (TTCvi - MkII)".

- [37] V792 est un produit de *CAEN SpA*, <http://www.caen.it>
- [38] R.Teuscher, *Front-end electronics of the ATLAS Tile calorimeter*, proceedings of the CALOR 2004 conference on calorimetry, 2004
- [39] I.Efthymiopoulos, *H8 beam line - all what you want to know as user*, présenté au CERN, 23 Mars 2006
- [40] I.Efthymiopoulos, *The Very Low Energy Tertiary Beam in H8 for ATLAS*, CERN-SL Division, Geneva (2002)
- [41] B.Di Girolamo, A.Dotti, V.Giangiobbe, P.Johansson, L.Pribyl, M.Volpi, *Beam-line instrumentation in the 2004 combined ATLAS testbeam*, ATL-TECH-PUB-2005-001, CERN (2005)
- [42] B.Di Girolamo, M.Gallas, T.Koffas, *ATLAS Barrel Combined Run in 2004 Test Beam Setup and its evolution*, ATC-TT-IN-0001, CERN (2005)
- [43] The h8 muon community, *Proposed measurement program for H8 2004 muon system test*, ATL-COM-MUON 2004-006, CERN (2004)
- [44] A.G.Frodesen, O.Skjeggestad, H., *Probability and statistics in particle physics*, p411-412.
- [45] N.Kerschen, *Energy beam determination*, présentation au *CTB LAr-Tile meeting*, CERN, 21 Juin 2005
- [46] A.Camarena, et al., *Study of the EM Barrel module 0*, ATL-TILECAL-2001-017 (2001)
- [47] V.Giangiobbe, P.Johansson, K.Jon-And, C.Santoni, *Hadronic calorimeter performance in the ATLAS combined testbeam 2004*. ATL-TILECAL-PUB-2005-008, CERN, (2005)
- [48] N.Akchurin et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 408 (1998) 380-396*
- [49] S.Constantinescu, S.Dita, A.Henriques, M.Nessi, R.Stanek, *Comparative analysis of the ATLAS tile hadronique calorimeter response to pions and protons*, ATL-TILECAL-2001-005, CERN, (2001)
- [50] T.Davidek et al., *Testbeam summary paper*, rédaction en cours, http://atlas.web.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/TILE/testbeam/summary_paper/tbpaper.html
- [51] F.Camarena, S.González de la Hoz, *Analysis of the 1997 test of the TileCal extended barrel prototype*, ATL-TILECAL-99-001, CERN, (1999)
- [52] V.Castillo, S.González de la Hoz, *Analysis of the 1998 test of the TileCal extended barrel prototype*, ATL-TILECAL-99-020, CERN, (1999)
- [53] http://melkor.dnp.fmph.uniba.sk/~zenis/cgi-bin/pi_results.cgi
- [54] M.Albrow et al., *Intercalibration of the longitudinal segments of a calorimeter system*, Nucl.Instrum.Meth. A 487 (2002), 381-395
- [55] M.Cobal et al., *Analysis results of the April 1996 combined test of the LArgon and TILECAL barrel calorimeter prototypes*, ATL-TILECAL-98-168, CERN, (1998)
- [56] S.Agostinelli et al, *GEANT4 : A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 506 (2003) 250-303

- [57] E.Bergeås, S.Hellman, K.Jon-And, *Very Low Energy Muons in ATLAS TileCal*, ATL-TILECAL-PUB-2005-001, CERN, (2005)
- [58] M.Canneri, V.Cavasinni, F.Sarri, I.Vivarelli, *Decay muons contamination on VLE π* , Présentation, CERN, 26 Sept. 2006
- [59] H.Hakobyan, *Beam momenta in VLE runs*, présentation au *CTB LAr-Tile meeting*, CERN, 26 Septembre 2006