



HAL
open science

Construction du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et études de ses performances

Pierre Barrillon

► **To cite this version:**

Pierre Barrillon. Construction du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et études de ses performances. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2002. Français. NNT: . tel-00002627

HAL Id: tel-00002627

<https://theses.hal.science/tel-00002627v1>

Submitted on 25 Mar 2003

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

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



N^od'ordre : 106-2002
CPPM-T-2002-02

THESE
présentée
devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1
pour l'obtention
du DIPLOME DE DOCTORAT
(arrêté du 30 mars 1992)

présentée et soutenue publiquement le

5 septembre 2002

par

Pierre BARRILLON

**Construction du bouchon du calorimètre
électromagnétique d'ATLAS et études
de ses performances**

JURY :

M.	E.ASLANIDES	Président
M.	E.AUGE	Rapporteur
M.	C.BENCHOUK	Directeur de Thèse
M.	P.FASSNACHT	
Mme.	S.GASCON-SHOTKIN	
M.	G.SAUVAGE	Rapporteur
M.	S.TISSERANT	



N^od'ordre : 106-2002
CPPM-T-2002-02

THESE
présentée
devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1
pour l'obtention
du DIPLOME DE DOCTORAT
(arrêté du 30 mars 1992)

présentée et soutenue publiquement le

5 septembre 2002

par

Pierre BARRILLON

**Construction du bouchon du calorimètre
électromagnétique d'ATLAS et études
de ses performances**

JURY :

M.	E.ASLANIDES	Président
M.	E.AUGE	Rapporteur
M.	C.BENCHOUK	Directeur de Thèse
M.	P.FASSNACHT	
Mme.	S.GASCON-SHOTKIN	
M.	G.SAUVAGE	Rapporteur
M.	S.TISSERANT	

A Domi

Remerciements

Mes remerciements vont à Chafik Benchouk pour sa pédagogie lorsqu'il m'a fait découvrir la physique des particules en maîtrise de physique, son encadrement lors de mon stage de DEA et pour la confiance qu'il m'a témoigné durant ces trois années de thèse.

Je remercie Elie Aslanides pour m'avoir reçu au sein du Centre de Physique des Particules de Marseille et pour être toujours à l'écoute des doctorants.

Je remercie Sylvain Tisserant pour m'avoir accueilli dans le groupe ATLAS calorimétrie de Marseille et pour m'avoir confié un rôle important dans l'installation des bancs de tests utilisés dans les sites de montage du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Je suis extrêmement reconnaissant à Etienne Augé et Gilles Sauvage d'avoir accepté d'être rapporteurs, ainsi qu'à tous les membres du jury : Elie Aslanides, Chafik Benchouk, Patrick Fassnacht, Susan Gascon-Shotkin et Sylvain Tisserant.

Je tiens à adresser un grand merci à tous les membres du groupe ATLAS calorimétrie du CPPM : Chafik, Damien, Domi, Emmanuel, Fares, Frédéric, Luccio, Michel, Pascal, Pierre et Sylvain. J'ai bien sûr une pensée toute particulière pour Domi dont la disparition tragique a été très dure. Les travaux effectués sur le banc de tests, en sa compagnie et celle d'Emmanuel ont été très enrichissants. Je tiens aussi à remercier plus particulièrement, Fares, Luccio et Pascal pour la complicité que nous avons eue dans les analyses des données de tests en faisceau et je souhaite bon courage à Chafik, Fabrice et Frédéric qui prennent notre relais. Je voudrais remercier également tout le groupe de l'UAM, pour leur gentillesse et leur accueil lors de mon séjour à Madrid. Merci al señor Stephane pour ses talents de guide et son aide à distance.

Je tiens à saluer les membres de la collaboration argon liquide de l'expérience ATLAS que j'ai eu l'occasion de côtoyer durant les réunions, les prises de données, les repas au restaurant... Je remercie particulièrement Nicolas Massol pour l'ensemble de ses réponses à mes problèmes concernant le banc de tests. Je tiens également à remercier Laurent Serin pour les nombreuses fois où il m'a ramené en voiture de la zone nord du CERN, ainsi que l'ensemble des responsables de tests sous faisceau pour le plaisir que j'ai pris durant ces derniers.

Je remercie sincèrement toutes les personnes côtoyées au sein du laboratoire (chercheurs, électroniciens, mécaniciens, personnels administratif et technique) pour ce qu'ils font tous les jours pour rendre la vie facile au laboratoire. Un remerciement spécial à Joseph pour son humour toujours présent, ainsi qu'à Véro, Marlene, Christiane et Sandrine pour leur gentillesse et leur patience...

Je n'oublierai pas tous les thésards et les stagiaires et la bonne ambiance qui a régné entre nous. Un hommage à Nico pour sa gestion inégalée des barbecues mais aussi et surtout pour sa disponibilité. Les maîtres es fuego, Fretk et J-S, méritent également des louanges pour la qualité de leurs barbecues. Je remercie aussi toutes les personnes avec qui j'ai partagé le bureau 347 : Olivier, Sabrina, Gaëlle et Jessica. Leur nombre peut laisser penser que ce n'est pas de tout repos... c'est pourquoi je veux remercier tout particulièrement Jessica qui m'aura supporté deux ans.

Un grand merci à Andrej, Auguste, Bob, Djam, Fretk et Peter pour les bons moments passés à Beatenberg durant l'école de physique du CERN.

Merci à tous les membres de ma famille pour leur soutien et leur gentillesse permanents. Merci à mi hermana querida Gaëlle, à my mummy Geneviève et à mi padre Michel pour tout ce qu'ils ont fait pour moi.

Je remercie mon amie Drine qui a su me soutenir et m'encourager durant ces trois années.

Merci à tous les potos anciens ou rencontrés durant ces trois années : Yoye (zbob cop!), Solenn, Ben, Winch, Lolo, Vince, Matt, Alex, Drine, Laurent, Benjamin, Fretk, Sébito, Jean-Mi, Rednic, Luccio, Oliver, Momito, K, Matti, J-S (promis on va se mettre à courir), chef Steph, Véro, Stéfka, Eric, Manu (BF!), Sonia, Benoit, Mireille, Alexi, Gaëlle, Véra, Pipit, Katarina, Antoine, Manolo, Geneviève, Dorothée, Thierry, Fabito (merci le nerdz...), Marc, Flo, Bibi, Olive, Cat, Cécile, Cricri, Beunz, Maggy, David, Christophe, Raf, Olive, Do, Nico, Guigui, Marie, Marta, Yohan, JP, Gats, Jéré, Rico, Seb, Mathieu "voisin", Mathieu "marin", Claire...

Pensées spéciales à Iris, Brenda, Cindy, Magua, Phoebe, Maguito, Billy, Bobby, Mormy, Josh, TaAmeR, Dudinus, Grogra, Joe, TarLooZ, Frakass, le clan des Taar, les RAA, Zidane, Mr Cohen, Hassan, les poules, Rachel, les pitous, les grenouilles, les pangolins, les chats, les vaches, les schtroumfs, les gorilles, les GM, Carcassone, D2, LOD, DS, Broody, EE, AO, Bomberman, The Dude, Java, les Rita, la Mano, les accordéons, Noirdez, Chandler, les Beasties, Chang Sonplusbifluorée, Raspigaou, les Aygalades, l'Estaque, la Plaine, le Panier, les cigales, Sugiton, les moulons, le Beudeumeu, les bassines, l'Ubaye, le Verdon, Les Vans, Pierche, Secoland, Ross, les olives, les miettes de choc, le pastac', les pestacles, les glaçons (scheeeecling!), les ptits Greg, Amélie, Jeunet, Kevin Smith, Monica, les chupitos, les tapas, le bus 21, big Shaq daddy, crying Timy, dunking Koby, les bleus, les blacks, les Wallabies et tous ceux et celles, que j'ai oubliés, qui ont été présents ces trois dernières années... bravo les comédiens.

Je finirai par mes deux secos de colloc que je ne remercierai jamais assez pour ces trois années passées en leur compagnie et pour la complicité qui nous lie. Merci, bon courage et BLP les potos !

Table des matières

Introduction	5
1 Le modèle standard de la physique des particules	7
1.1 Les particules élémentaires	7
1.1.1 Les constituants de la matière	7
1.1.2 Les particules d'interaction	8
1.2 Le boson de Higgs	9
1.3 La matrice CKM	10
1.4 Les paramètres libres	11
1.5 Succès et limites du modèle standard	11
1.6 Au delà du modèle standard	11
2 ATLAS : une expérience auprès du futur collisionneur LHC	15
2.1 Le LHC	15
2.1.1 Description générale	15
2.1.2 Les expériences	17
2.1.3 La physique au LHC	19
2.1.3.1 Recherche du Boson de Higgs du modèle standard	19
2.1.3.2 Recherche de particules supersymétriques	24
2.1.3.3 La physique des quarks et leptons lourds	25
2.1.3.4 Les bosons vecteurs W^\pm et Z^0	26
2.1.3.5 La physique des hadrons B	26
2.1.3.6 Les études des modèles exotiques	27
2.2 Le détecteur ATLAS	27
2.2.1 Introduction	27
2.2.2 Les aimants	29
2.2.3 Le détecteur interne	31
2.2.3.1 Le détecteur à pixels	31
2.2.3.2 Le détecteur de traces à semi-conducteurs	33
2.2.3.3 Le trajectographe à radiation de transition	35
2.2.3.4 La quantité de matière du détecteur interne	36
2.2.4 Les calorimètres	37
2.2.4.1 Le calorimètre électromagnétique	37
2.2.4.2 Le calorimètre hadronique	40
2.2.4.3 Le calorimètre avant	43
2.2.5 Le spectromètre à muons	45

2.2.6	Le système de déclenchement	48
3	Construction des bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	51
3.1	Description	51
3.1.1	Introduction	51
3.1.2	Les absorbeurs	53
3.1.3	Les électrodes	55
3.1.4	Les espaceurs	61
3.2	Assemblage d'un module	63
3.2.1	La Structure du module	63
3.2.2	Généralités et étapes	63
3.2.2.1	La salle propre	63
3.2.2.2	Préparation des composants	64
3.2.2.3	Étapes	64
3.2.3	Les contrôles de qualité	65
3.2.3.1	La Mesure de flèche	65
3.2.3.2	Contrôle des dimensions de la structure	65
3.2.3.3	Mesure de positions	66
3.2.3.4	Tests électriques	66
3.3	Le câblage	66
3.4	Conclusion	69
4	Validation des modules de série	71
4.1	Introduction	71
4.2	Le banc de tests	72
4.2.1	Description de l'équipement	72
4.3	Les tests effectués dans les sites de montage	75
4.3.1	Le test haute tension (test HT)	75
4.3.1.1	Description	75
4.3.1.2	Résultats	78
4.3.1.3	Commentaires	79
4.3.2	Le test basse fréquence	80
4.3.2.1	Description	80
4.3.2.2	Résultats	83
4.3.3	La mesure de la capacité de l'intervalle électrode-absorbeur	87
4.3.3.1	Description	87
4.3.3.2	Résultats	88
4.4	Les tests effectués au CERN	90
4.4.1	Introduction	90
4.4.2	Tests haute tension	91
4.4.3	Cartographie des cellules (Test TPA)	93
4.4.3.1	Description	93
4.4.3.2	Résultats	94
4.4.4	Mesure des réseaux de résistances des cartes mères	100
4.4.4.1	Description	100
4.4.4.2	Résultats	101

4.5	Conclusion	103
5	Analyse des données de test faisceau	105
5.1	Description des tests en faisceau	105
5.1.1	Introduction	105
5.1.2	La ligne de faisceau	106
5.1.3	Les chambres à faisceau	106
5.1.4	Le cryostat du test en faisceau	107
5.1.5	L'électronique "chaude"	109
5.1.5.1	Introduction	109
5.1.5.2	La carte d'électronique frontale	111
5.1.5.3	La carte de calibration	112
5.1.5.4	Le châssis de lecture de sortie	115
5.1.5.5	Modifications pour les tests en faisceau	115
5.1.6	Système de déclenchement	115
5.2	Description du module 0	116
5.2.0.1	Introduction	116
5.2.1	Contrôles de qualité mécaniques et électriques	117
5.2.1.1	Contrôle du foisonnement	117
5.2.1.2	Tenue à la haute tension	119
5.2.2	Câblage	119
5.2.3	Carte d'efficacité après les tests à froid	119
5.2.4	Pré-échantillonneur	121
5.2.5	Données prises lors des tests en faisceau	121
5.3	Traitement des données	122
5.3.1	Formes de signal	122
5.3.2	Filtrage optimal	125
5.3.2.1	Théorie	125
5.3.2.2	Calcul des coefficients	127
5.3.3	Piédestals et bruit électronique	130
5.3.4	Calibration du détecteur	132
5.3.4.1	Les étapes	132
5.3.4.2	Stabilité de la calibration	133
5.3.4.3	La diaphonie	133
5.3.5	Traitement des données de physique	138
5.3.5.1	Etapes avant la reconstruction de l'énergie	138
5.3.5.2	Reconstruction de l'énergie	139
5.3.5.3	Corrections	141
5.4	Etude de l'uniformité de la roue interne	143
5.4.1	Description générale	143
5.4.2	Uniformité en η	146
5.4.2.1	Correction de l'effet de la haute tension	146
5.4.2.2	Les fuites latérales	147
5.4.2.3	Les modulations en ϕ	148
5.4.2.4	La résolution en énergie	149

5.4.3	Uniformité en ϕ	152
5.5	Etude de l'intervalle entre les deux roues	155
5.5.1	Description	155
5.5.2	Elimination des pions	156
5.5.3	Comparaison entre les données de tests en faisceau et la simulation	159
5.5.3.1	Energie en fonction de η_{bar}	159
5.5.3.2	Résolution en énergie	161
5.6	Autres études	163
5.6.1	Uniformité dans la roue externe	163
5.6.1.1	Uniformité en η	163
5.6.1.2	Uniformité en ϕ	165
5.6.2	Scans en énergie	166
5.7	Conclusions et améliorations	167
Conclusion		171
A Le Lagrangien du modèle standard		173
B Les gerbes électromagnétiques		175
B.1	Pertes d'énergie des électrons et des positrons	175
B.2	Création de paires par un photon	176
B.3	Les gerbes électromagnétiques	176
B.3.1	Développement longitudinal	177
B.3.2	Développement latéral	177
C Les fonctions du modèle électrique		179

Introduction

ATLAS (A Toroïdal LHC ApparatuS) est l'un des quatre détecteurs qui fonctionneront auprès du LHC (Large Hadron Collider) au CERN. En 2007, date de son démarrage, ce collisionneur proton-proton disposera de 14 TeV dans son centre de masse et permettra ainsi d'étudier la physique des particules à une échelle d'énergie jamais atteinte auparavant.

La recherche du boson de Higgs, particule introduite dans la théorie pour expliquer l'origine des masses, et l'affinement des mesures des paramètres du modèle standard, essentiellement effectuées au LEP (Large Electron Positron collider) et au Tevatron, sont les objectifs principaux du LHC. Il permettra également de tester les différents modèles théoriques existants, en particulier la supersymétrie. Le chapitre 1 introduit les principales notions du modèle standard de la physique des particules. Le chapitre 2 est, quant à lui, consacré à la description du LHC et du détecteur ATLAS, ainsi qu'à la présentation des études qu'ils permettront de mener.

L'expérience ATLAS est le fruit d'une collaboration importante à laquelle le Centre de Physique des Particules de Marseille a pris une part active dans trois secteurs distincts : le détecteur à pixels, le calorimètre électromagnétique et la sélection des événements.

Le groupe s'occupant de la calorimétrie a en charge, en collaboration avec l'Université Autonome de Madrid et le laboratoire de Novosibirsk, la construction des deux bouchons du calorimètre électromagnétique (chapitre 3). Ce sous-détecteur, dont le rôle principal est de mesurer l'énergie des électrons, des positrons et des photons, est un calorimètre à échantillonnage utilisant des absorbeurs en plomb comme milieu passif et de l'argon liquide comme milieu actif. Des électrodes de lecture sont placées entre chaque paire d'absorbeurs. Elles fournissent la haute tension nécessaire à la dérive des électrons d'ionisation créés par le passage d'une gerbe électromagnétique dans l'argon liquide. Le courant électrique induit par la dérive des électrons d'ionisation est mesuré grâce aux électrodes. Le traitement électronique et informatique qu'il subit ensuite permet de calculer l'énergie de la particule initiale.

Chaque élément subit des contrôles de qualité de sa construction jusqu'au moment où il est empilé. En complément de ces contrôles, un ensemble de tests électriques a été élaboré pour valider le montage des 16 modules qui formeront les bouchons du calorimètre. Certains tests sont effectués dans les sites de montage, les autres sont réalisés au CERN. Une fois validés, quelques-uns de ces modules sont testés sous faisceau pour vérifier leurs performances.

La mise en place de l'ensemble des tests électriques (matériels et programmes), la vérification de leur bon fonctionnement et leur utilisation sur les trois premiers modules de série construits à Marseille (chapitre 4) ont constitué une partie de mon travail. En

parallèle, j'ai participé activement à l'analyse des données prises lors du test sous faisceau d'un module de pré-série ("module 0"). Le chapitre 5 présente une description détaillée des tests sous faisceau, ainsi que les résultats obtenus à partir d'études menées sur la partie interne du module testé.

Chapitre 1

Le modèle standard de la physique des particules

Parmi tous les modèles théoriques de la physique des particules, le modèle standard est celui qui décrit le mieux la quasi-totalité des phénomènes observables. Il est basé sur la théorie des champs invariante de jauge.

1.1 Les particules élémentaires

1.1.1 Les constituants de la matière

Les particules qui constituent la matière sont des fermions (spin demi-entier) ; elles sont divisées en 2 catégories : les leptons et les quarks. Elles se classent en 3 familles¹ composées chacune de deux quarks et deux leptons. La première famille comporte l'électron, le neutrino électronique et les quarks u et d qui composent² le proton (uud) et le neutron (udd). Le tableau 1.1 donne les principales caractéristiques de chaque particule : masse, charge, année de découverte expérimentale et famille. Dans ce tableau :

- les masses sont exprimées en électron-volt.
- la masse des neutrinos n'a pas été mesurée, il n'existe que des limites supérieures expérimentales [1].

A chacune de ces particules est associée une anti-particule possédant la même masse et le même spin mais des charges opposées (charge électrique par exemple).

Les leptons sont caractérisés par trois nombres leptoniques : électronique (L_e), muonique (L_μ) et tauique (L_τ) correspondant aux trois leptons. Ils ont trois valeurs possibles : 0, 1 ou -1 , suivant le lepton considéré. L'électron et le μ^+ sont respectivement caractérisés par les triplets ($L_e=1, L_\mu=0, L_\tau=0$) et ($L_e=0, L_\mu=-1, L_\tau=0$).

La théorie des quarks a été introduite en 1964 par Gell-Mann et Zweig (quarks u, d et s) [2]. Elle permettait d'expliquer la découverte de nombreuses particules nouvelles qui allait à l'encontre de la théorie selon laquelle le proton, le neutron et l'électron étaient les constituants élémentaires de la matière. Ces quarks sont caractérisés par leur nombre

1. On parle aussi de générations (1 à 3).

2. Dans le cadre du modèle des quarks.

baryonique (B). Il est égal à $\frac{1}{3}$ pour les quarks et à $-\frac{1}{3}$ pour les antiquarks. Comme la charge électrique, les nombres leptoniques et baryoniques se conservent lors d'une réaction entre particules.

	Particules	Charge	Masse	découverte	famille
Leptons	e^-	-1	511 keV	1897	1
	ν_e	0	< 3 eV	1956	1
	μ^-	-1	105.6 MeV	1937	2
	ν_μ	0	< 0.19 MeV	1962	2
	τ^-	-1	1.78 GeV	1974	3
	ν_τ	0	< 18.2 MeV	2000	3
Quarks	u	$\frac{2}{3}$	1 – 5 MeV		1
	d	$-\frac{1}{3}$	3 – 9 MeV		1
	s	$-\frac{1}{3}$	75 – 170 MeV		2
	c	$\frac{2}{3}$	1.15 – 1.35 GeV	1974	2
	b	$-\frac{1}{3}$	4.0 – 4.4 MeV	1977	3
	t	$\frac{2}{3}$	174.5 GeV	1994	3

TAB. 1.1 – Les particules élémentaires et leurs principales caractéristiques, l'électron est utilisé comme référence pour les charges ($e = 1.6 \times 10^{-19}C$) [1].

Les quarks ne peuvent exister à l'état libre (confinement), par conséquent ils se combinent par 3 (quarks ou antiquarks) pour former des baryons ($B = \pm 1$, $N_l = 0$) ou par 2 (un quark et un anti-quark) pour former des mésons ($B = 0$, $N_l = 0$); globalement appelés hadrons [3]. Par contre, à l'intérieur des hadrons, les quarks sont faiblement liés (liberté asymptotique) [3]. Ces deux propriétés expliquent la formation de jets hadroniques (hadronisation) lors de la production d'un quark autre que le top. En effet le quark top (t) est le seul à se désintégrer avant de s'hadroniser, certaines de ses caractéristiques (polarisation) sont donc accessibles par le biais des particules issues de sa désintégration [4].

Tous les fermions sont aussi caractérisés par leur chiralité: les particules de matière possèdent des composantes gauche et droite (L et R). Les particules "gauches" ont un isospin faible (I) égal à $\frac{1}{2}$ (doublets d'isospin faible), les "droites" un isospin faible égal à 0 (singlets d'isospin faible). Les neutrinos ayant une masse considérée comme nulle (ou négligeable devant leur énergie), ils n'existent que dans l'état d'hélicité gauche.

1.1.2 Les particules d'interaction

Lors d'interactions entre particules, d'autres particules sont échangées. Ce sont les bosons vectoriels (spin égal à 1). Trois des quatre interactions fondamentales³ sont décrites par le modèle standard et associées à une ou plusieurs de ces particules :

- l'interaction électromagnétique: elle agit sur les particules chargées. Elle est transmise par les photons (γ).
- l'interaction faible: elle agit sur toutes les particules de matière (quarks et leptons) et est transmise par les bosons W^\pm et Z^0 . Leur existence a été mise en évidence au

3. L'interaction gravitationnelle est laissée de côté.

CERN en 1983 [5], dix ans après la découverte des courants chargés et neutre qui leur sont associés [6]. L'interaction faible est responsable de la radioactivité β .

- l'interaction forte: elle agit sur les quarks et les hadrons par l'intermédiaire des gluons (g). Il existe huit gluons différents qui peuvent se coupler entre eux. Cette interaction assure la cohésion des noyaux atomiques. En effet les protons de charge électrique positive devraient se repousser mais la force forte les maintient ensemble à l'intérieur des noyaux.

Le tableau 1.2 donne les principales propriétés des particules d'interaction.

Forces	Bosons	Charge	Masse	portée
Electromagnétique	photon γ	0	0	infinie
Faible	W^\pm	± 1	80.2 GeV	$\sim 10^{-3}$ fm
	Z^0	0	91.2 GeV	
Forte	g	0	0	~ 1 fm

TAB. 1.2 – Les bosons vecteurs et leurs principales caractéristiques [1].

A chacune de ces interactions est associé un groupe de symétrie: respectivement $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ pour les interactions électromagnétique, faible et forte. Y désigne l'hypercharge, définie par la relation $Q = I_3 + Y/2$, où Q est la charge électrique et I_3 est la troisième composante de l'isospin faible. L désigne les particules gauches qui sont les seules à être affectées par l'isospin faible et C le nombre quantique de couleur.

En 1967 Weinberg et Salam [7] unifient les interactions électromagnétique et faible pour aboutir au modèle électrofaible ($SU(2)_L \times U(1)_Y$). Il décrit les quatre champs de jauge associés aux quatre bosons vectoriels de l'interaction électrofaible (A_μ , Z_μ^0 et W_μ^\pm reliés à γ , W^\pm et Z^0):

$$\begin{aligned}
 - \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu^0 \end{pmatrix} &= R(\theta_W) \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \\
 - W_\mu^\pm &= \frac{W_\mu^1 \pm iW_\mu^2}{\sqrt{2}}
 \end{aligned}$$

où $R(\theta_W)$ est la matrice de rotation d'angle θ_W (angle de Weinberg), \vec{W}_μ sont les trois champs associés à $SU(2)_L$ et B_μ est le champ associé à $U(1)_Y$. L'angle de Weinberg est relié aux constantes de couplage g et g' de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ par la relation suivante: $tg(\theta_W) = g'/g$.

L'interaction forte, quant à elle, est décrite par la chromodynamique quantique (QCD) qui introduit le nombre quantique de couleur [8]. Chaque quark peut se trouver dans trois états de couleur différents: bleu, rouge ou vert. Ce nouveau nombre quantique permet d'expliquer l'existence du baryon Δ^{++} , de spin 3/2 et d'isospin 3/2, formé de trois quarks u . Par exemple, on a $\Delta^{++} = u_R u_B u_V$ (dans le modèle des quarks) ce qui n'est plus contraire au principe de Pauli.

1.2 Le boson de Higgs

La méthode pour donner une masse aux particules, consiste à briser la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ par l'introduction d'un doublet de Higgs (doublet de champs complexes)

[9, 10]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

auquel est associé le potentiel de Higgs: $V = \mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4$ où $\lambda > 0$. Pour $\mu^2 < 0$, ce potentiel présente une infinité de minima ayant un module $|\Phi| = \pm\sqrt{-\mu^2/2\lambda}$ et une phase quelconque. Pour briser la symétrie, on choisit :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

où H est le champ de Higgs, associé à un nouveau boson appelé boson de Higgs, et $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ est l'échelle de la brisure de symétrie (ou la valeur moyenne dans le vide du doublet de Higgs).

En développant le Lagrangien du modèle standard $L = L_{jauge} + L_{Yukawa} + L_{Higgs}$ (cf annexe A) on obtient les termes de masses des bosons et des fermions. On en déduit les formules suivantes :

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2},$$

$$M_W = \frac{1}{2}vg,$$

$$M_H = v\sqrt{2\lambda} \text{ et}$$

$$M_f = y_f v/\sqrt{2}$$

où y_f est le couplage de Yukawa associé au fermion f .

1.3 La matrice CKM

Il existe une matrice V qui permet de relier les états propres de masses des quarks aux états propres de l'interaction faible. Cette matrice a été proposée par Kobayashi et Maskawa en 1973 [11], elle correspondait à une généralisation à 6 quarks du cas à 3 quarks donné par Cabibbo [12]. Cette matrice V n'agit que sur les états propres de masse des quarks de charge $\frac{1}{3}$ [13]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Chacun des éléments $V_{\alpha\beta}$ représentent la racine carrée de la probabilité pour un quark α de se désintégrer en donnant un quark β ; par exemple $V_{tb} = 0.9993$ [1]. Cette matrice, appelée matrice CKM⁴, peut-être entièrement paramétrisée grâce à quatre paramètres réels; on choisit fréquemment trois angles de rotation et une phase ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$ et δ par exemple [1]). Cette phase rend compte de la violation de la symétrie CP (conjugaison de charge et parité).

4. CKM pour Cabibbo, Kobayashi et Maskawa

1.4 Les paramètres libres

Plusieurs paramètres du modèle standard ne sont pas déterminés par la théorie. On peut définir plusieurs ensembles équivalents de paramètres libres. Une liste possible est :

- la masse du boson de Higgs $M_H = v\sqrt{2\lambda}$ qui n'a, pour l'instant, pas été mesurée. Les expériences du LEP ont permis de monter la limite inférieure à 114.4 GeV et de descendre la limite supérieure⁵ à 193 GeV [15],
- la masse du boson Z^0 , mesurée au LEP : $m_{Z^0} = 91.1882 \pm 0.0022 \text{ GeV}$ [1],
- les masses des six quarks et des trois leptons massifs,
- la constante de Fermi $G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2}$,
- les constantes de couplage électromagnétique g' et forte g_s ,
- les quatre paramètres de la matrice V^{CKM} .

Les expériences actuelles permettent la mesure précise de la plupart de ces paramètres [1, 13].

1.5 Succès et limites du modèle standard

En quelques dizaines d'années toutes les particules du modèle ont été observées expérimentalement (cf tableau 1.1), hormis le boson de Higgs. Ces observations n'ont montré aucune incohérence à l'échelle d'énergie des expériences actuelles. Les prédictions du modèle standard ont été vérifiées petit à petit au fil des années. Parmi les plus importants succès, nous pouvons noter l'observation des bosons vecteurs W^\pm et Z^0 en 1983 au CERN [16, 17] et du quark top en 1994 à Fermilab [18, 19]. On peut ajouter l'observation récente du neutrino ν_τ , dernier fermion non observé, par l'expérience DONUT [20].

Malgré ces incontestables succès, le modèle standard ne semble être qu'une approximation d'un modèle plus fondamental [21, 24]. Il est vrai que le modèle standard laisse quelques zones d'ombre :

- le nombre de paramètres libres est important,
- les masses des particules ont plusieurs ordres de grandeur de différence : de $m_{\nu_e} < 3 \text{ eV}$ à $m_t = 174.5 \text{ MeV}$,
- le nombre de générations (familles) de fermions est arbitraire,
- les interactions électrofaible, forte et gravitationnelle ne sont pas unifiées. Les constantes de couplage qui leur sont associées ne convergent pas en fonction de l'échelle d'énergie (figure 1.1a).

A ces interrogations vient s'ajouter l'éternelle question : les particules que nous connaissons sont-elles formées de sous-constituants ?

1.6 Au delà du modèle standard

C'est pour toutes les raisons énoncées dans la section précédente que diverses extensions ont été proposées. On peut les diviser en deux groupes [21] :

- l'un où on utilise les mêmes champs fondamentaux mais avec des interactions supplémen-

5. Cette limite supérieure est obtenue à partir d'un ajustement des paramètres électrofaibles [14].

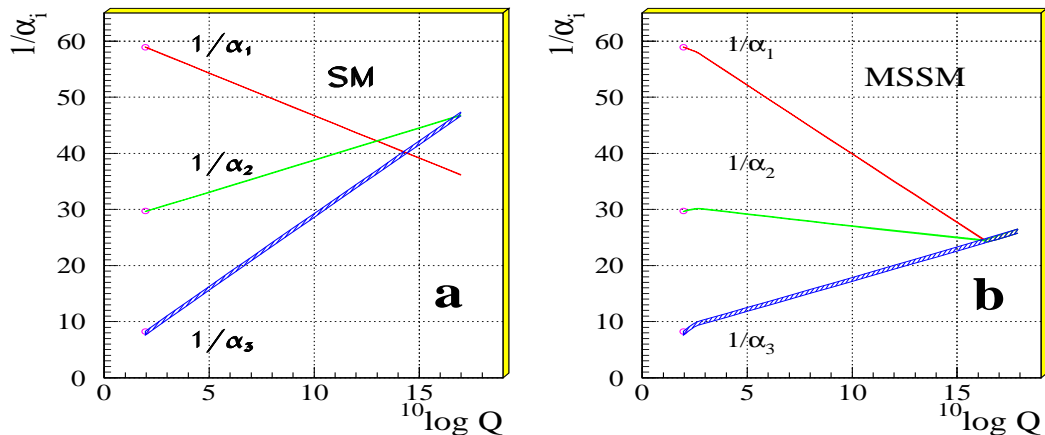


FIG. 1.1 – Evolution de l'inverse des constantes de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte en fonction de l'énergie, pour le modèle standard (a) et le modèle supersymétrique minimal (b) [21].

taires. Dans ce groupe, on retrouve la supersymétrie, les théories de grande unification (GUT), etc.

- l'autre où on utilise des champs fondamentaux supplémentaires, ainsi que des interactions supplémentaires. Ce qui correspond aux modèles composites [22], modèle de technicouleur [23], etc.

Les théories de grande unification unifient les forces électrofaible et forte à une échelle d'énergie d'environ 10^{15} GeV en introduisant, par des mécanismes semblables à celui de Higgs (brisure spontanée de symétrie), de nouveaux bosons de jauge très massifs. La plus simple de ces extensions est associée à une symétrie $SU(5)$ qui contient le groupe $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ [24].

La supersymétrie (SUSY) est une nouvelle symétrie : elle permet de transformer les particules de spin S en particules de spin $S \pm \frac{1}{2}$ (les autres nombres quantiques restant identiques), appelées super-particules ou sparticules [24] (cf tableau 1.3). Ainsi, à chaque fermion usuel correspond un nouveau boson super-symétrique et inversement. Ces couples de particules sont représentés par des supermultiplets $\{B_i, F_i\}$. Un nouveau nombre quantique est utilisé pour distinguer les particules des sparticules :

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.3)$$

R est en effet égal à $+1$ pour les particules et -1 pour les sparticules.

Cette théorie permet d'unifier les quatre interactions fondamentales. De plus l'existence de la sparticule la plus légère (LSP : lightest supersymmetric particle) pourrait résoudre une partie du problème de la masse cachée de l'univers (matière noire). Un bon candidat pour la matière noire froide est une particule massive et interagissant faiblement (WIMP), ce qui théoriquement est le cas du neutralino (χ_i^0) [25].

Particule	Symbole	Sparticule	Symbole
lepton	l	slepton	\tilde{l}
quark	q	squark	\tilde{q}
gluon	g	gluino	\tilde{g}
photon	γ	neutralinos	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$
boson neutre	Z^0		
Higgs neutres	h^0		
	H^0		
	A^0		
bosons chargés	W^\pm	charginos	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$
Higgs chargés	H^\pm		

TABLE 1.3 – *Particules et Sparticules associées*

Le modèle supersymétrique minimal (MSSM) [26] est l'introduction la plus simple de la supersymétrie dans le modèle standard. La brisure spontanée de la symétrie requiert, dans ce cas, 2 doublets de champs scalaires complexes de Higgs (Φ_1 et Φ_2). Ce qui entraîne l'existence de cinq bosons de Higgs :

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

Deux paramètres suffisent à exprimer leurs masses. Habituellement on utilise la masse d'un des bosons de Higgs (m_{A^0} en général) et le paramètre $\tan\beta = v_2/v_1$, v_1 et v_2 représentant les valeurs moyennes dans le vide associées à Φ_1 et Φ_2 . Ces deux échelles de brisure de symétrie expliquent le fait que l'on n'ait pas encore observé de super-particules, celles-ci pouvant avoir une masse différente, donc plus élevée, que les particules auxquelles elles sont associées.

La recherche du ou des bosons de Higgs et de nouvelles particules est le principal objectif du LHC. Nous allons voir dans le chapitre suivant comment l'expérience ATLAS, qui fonctionnera auprès du futur collisionneur proton-proton, pourra répondre à cette quête.

Chapitre 2

ATLAS : une expérience auprès du futur collisionneur LHC

2.1 Le LHC

2.1.1 Description générale

Le grand collisionneur de hadrons LHC (Large Hadron Collider), dont le projet a été approuvé en décembre 1994, sera construit au CERN [27, 28]. Ce collisionneur de protons¹ deviendra en 2007, date de sa mise en service, le plus puissant accélérateur du monde, puisque son énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) atteindra 14 TeV. Il permettra de sonder la matière avec des énergies que n'auront pas pu atteindre le LEP (phase LEP2 : $\sqrt{s} \simeq 200$ GeV) ou le Tevatron (RUN2 démarré en avril 2001 : $\sqrt{s} \simeq 2$ TeV).

Pour atteindre une telle énergie, le LHC utilisera le même système d'accélération dont disposait le LEP : les protons, produits à partir d'hydrogène, passeront successivement par le Linac (50 MeV), le Booster (1.4 GeV), le PS (synchrotron à protons : 25 GeV) et le SPS (Supersynchrotron à protons : 450 GeV). Ils circuleront ensuite dans les 27 km de circonférence du LHC. La figure 2.1 schématise le système d'accélération qui portera les protons à une énergie de 7 TeV.

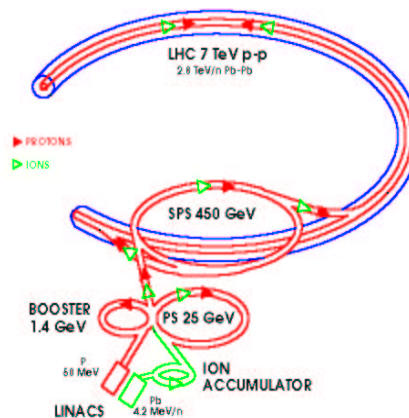


FIG. 2.1 – *Système d'accélération du LHC*

Pour parvenir à une telle énergie, la technologie des aimants supra-conducteurs sera exploitée. En utilisant la formule : $p(\text{TeV}) = 0.3 \times B \times R$, où $R \simeq 4.3$ km est le rayon

1. La collision d'électrons via un accélérateur circulaire n'est pas raisonnable à cette énergie car le rayonnement synchrotron est trop important. De plus la collision de protons et d'antiprotons a été abandonnée car 300000 protons sont nécessaires à l'obtention d'un antiproton.

de tunnel du LHC, on en déduit que les supra-conducteurs devront fournir un champ magnétique de $B = 5.4$ Tesla. Mais c'est en fait un champ de 8.4 Tesla qui devra être produit car il n'y a pas de dipôles supra-conducteurs tout le long du tunnel.

La figure 2.2 représente une vue en coupe d'un dipôle magnétique du LHC. Les deux faisceaux étant de même nature, une configuration dite de "deux en un" a été adoptée. Deux bobines supraconductrices (NbTi) baignant dans de l'hélium liquide (1.9 K [28]) entourent deux tubes à vide dans la même culasse. La distance entre ces tubes est de 194 mm.

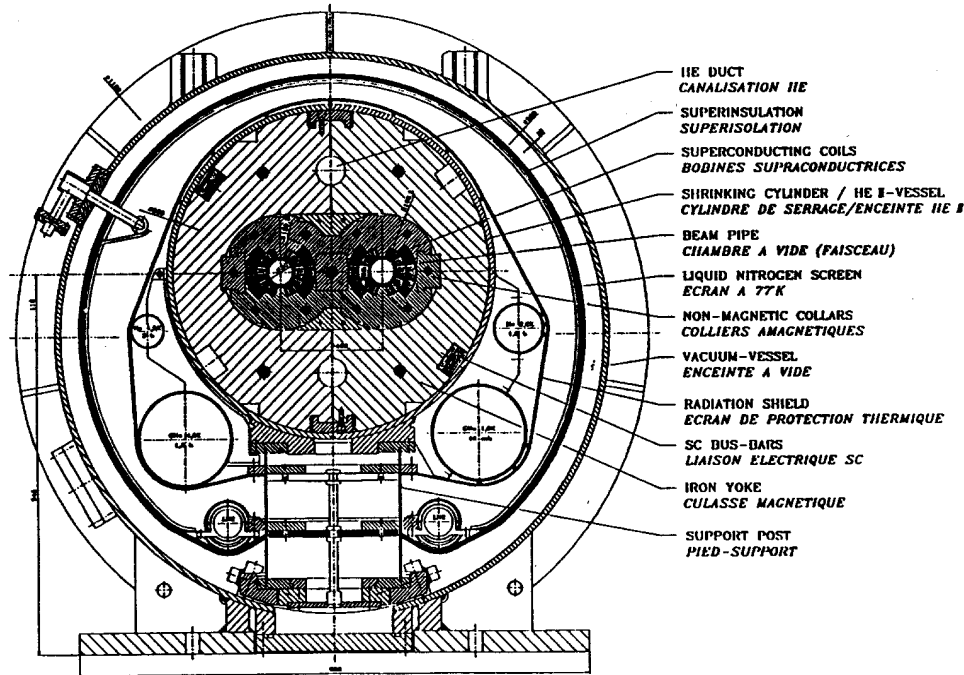


FIG. 2.2 – Dipôle magnétique du LHC

Durant les trois premières années le LHC fonctionnera en régime "basse luminosité" ($10^{33}cm^{-2}s^{-1}$). Lui succèdera une période de "haute luminosité" égale à $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ ($= 10^7mb.s^{-1}$). Cette luminosité élevée entraîne un nombre important d'interactions à chaque croisement :

$$N = \sigma_{pp,14TeV}^{ine} \times L \times \Delta T$$

où :

- $\sigma_{pp,14TeV}^{ine}$ est la section efficace des interactions inélastiques proton-proton et vaut 80 mb.
- L est la luminosité
- ΔT est le temps moyen séparant deux paquets de protons. Sa valeur n'est pas exactement 25 ns car il existe des temps morts durant le cycle de remplissage de l'anneau. En fait ΔT est le rapport entre la durée d'une rotation d'un paquet dans

l’anneau (88924 ns) et le nombre de paquets par faisceau (2835, cf tableau 2.1), et vaut 31 ns.

Le nombre d’interactions à chaque croisement est donc égal à 25 à haute luminosité et à 2.5 à basse luminosité. Une grande majorité de ces événements sont dus à des interactions périphériques entre deux protons. Les particules créées sont caractérisées par une impulsion transverse très petite ($\langle P_T \rangle = 500$ MeV). Ces événements ne sont pas intéressants, ils sont appelés événements à biais minimum (“minimum bias events”) car ils ne présentent pas de caractéristiques susceptibles de déclencher les expériences. Cet empilement spatial important contraint les détecteurs qui seront installés au LHC à avoir un système de déclenchement (sélection des événements intéressants) très efficace et un temps de réponse très rapide (cf section 2.2.6). En effet, par seconde, ce sont environ un milliard de collisions p-p qui auront lieu et parmi elles seulement quelques dizaines seront intéressantes.

Ce nombre important de collisions entraîne une autre contrainte sur les détecteurs, ceux-ci devront être résistants aux radiations dues au flux de particules : 10^{17} neutrons par cm^2 et 10^7 Gy² en dix ans de fonctionnement.

On peut considérer le faisceau de protons comme étant un faisceau de partons (quarks et gluons) [29]. De temps en temps des collisions entre partons de chaque proton ont lieu, ces interactions se font à courtes distances et sont caractérisées par des particules finales ayant une grande impulsion transverse, à l’inverse des événements du “Pile-up”. Ce sont les événements physiques intéressants. Il est important de noter que dans le domaine des partons l’énergie dans le centre de masse effective est plus petite que celle de l’accélérateur et est donnée par la formule :

$$\sqrt{\hat{S}} = \sqrt{x_a x_b S}$$

où x_a et x_b sont les fractions de l’impulsion des protons portées par les deux partons. Si $x_a \simeq x_b \simeq x$ alors $\sqrt{\hat{S}} \simeq x\sqrt{S}$. Pour créer une particule ayant une masse de 5 TeV, les partons devront donc avoir environ 35% de l’impulsion des protons. Un boson de Higgs de 500 GeV sera produit avec $X_a = x_b = 3.5\%$.

Les principales caractéristiques du LHC sont résumées dans le tableau 2.1.

2.1.2 Les expériences

Quatre détecteurs seront mis en place auprès du LHC. La figure 2.3 représente la configuration du LHC. Quatre points d’interaction seront disposés sur l’anneau. En chacun d’eux sera placé un détecteur. Les expériences généralistes ATLAS [30] (cf section 2.2) et CMS (Compact Muon Solenoid) [31] couvriront un large éventail d’études physiques ; les principales seront détaillées dans la section 2.1.3. L’expérience LHCb [32] sera dédiée à l’étude de la physique des hadrons composés de quarks b et à la violation de la symétrie CP. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [33] étudiera les interactions entre ions lourds. En effet, il est prévu que le LHC accélère aussi des ions Pb, pour atteindre une énergie dans le centre de masse de 1150 TeV.

2. 1 Gy = 1 Joule/Kg : unité d’énergie absorbée (dose).

Energie d'injection	450 GeV
Energie de chaque faisceau	7 TeV
Energie perdue par tour	6.7 keV
Circonférence de l'anneau	26.7 km
Champ magnétique d'un dipôle	8.4 Tesla
Luminosité nominale	$10^{34} cm^{-2}.s^{-1}$
Durée de vie de la luminosité	10 h
Nombre de paquets par faisceau	2835
Durée de vie du faisceau	22 h
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Espacement des paquets	7.48 m
Intervalle de temps entre deux croisements	25 ns
Angle de croisement de faisceau	$200 \mu rad$
Incertitude transverse sur le point d'impact	$\sigma_{xy} = 16 \mu m$
Incertitude longitudinale sur le point d'impact	$\sigma_z = 5.6 cm$
Nombre de jours de collision par an	~ 100

TAB. 2.1 – Les principales caractéristiques du LHC

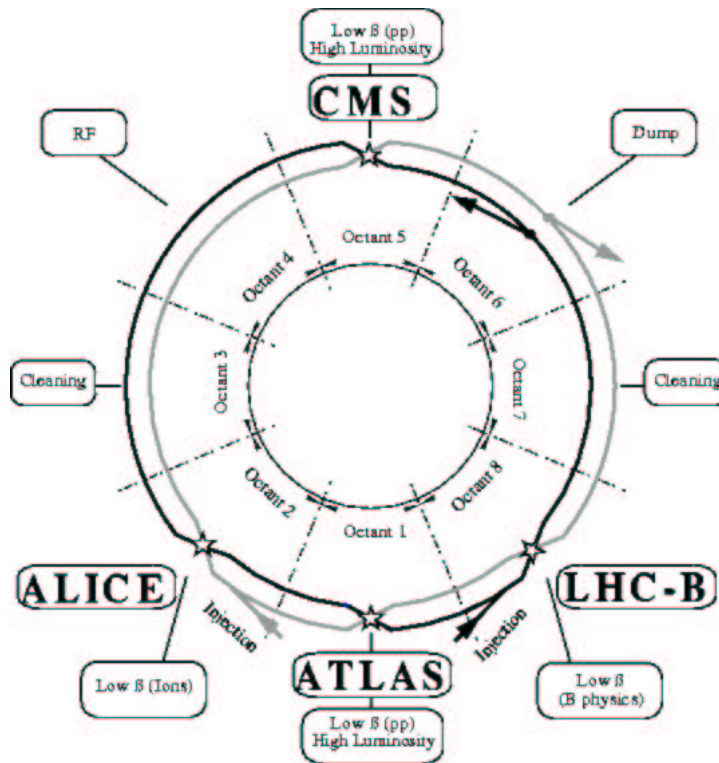


FIG. 2.3 – Les expériences du LHC

2.1.3 La physique au LHC

Dans cette section, nous allons décrire les objectifs du LHC, en prenant comme référence les performances attendues de l'expérience ATLAS. Les principaux objectifs du programme de physique sont :

- la recherche du boson de Higgs du modèle standard, la mesure de sa masse et de ses couplages (dans le cas d'une découverte).
- la recherche de nouvelles particules (de la supersymétrie ou d'autres modèles) jusqu'à des masses d'environ 5 TeV.
- l'affinement des mesures de masses (boson W , quark top, etc) et de couplages ($WW\gamma$, WWZ , etc).
- l'étude de la physique des hadrons B et de la violation de la symétrie CP.

Processus	Evénements/an
$W \rightarrow e\nu$	10^8
$Z \rightarrow ee$	10^7
$t\bar{t}$	10^7
$b\bar{b}$	10^{12}
H_{MS} avec $m_{H_{MS}} = 0.8$ TeV	10^4
jets QCD avec $P_T > 200$ GeV	10^9

TAB. 2.2 – Nombre d'événements attendus pour un an à basse luminosité pour quelques canaux de la physique du modèle standard.

Toutes ces études seront favorisées par une grande statistique. On peut voir dans le tableau 2.2, le nombre d'événements attendus pour un an à basse luminosité pour quelques canaux de la physique du modèle standard. Ainsi plusieurs millions d'événements pourront être enregistrés dans la plupart des cas. Les chiffres donnés par ce tableau sont liés à la figure 2.4 qui représente les sections efficaces de quelques processus, pour des collisions hadroniques, en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

Le point faible du LHC vient du bruit de fond QCD qui sera fortement présent à basse comme à haute luminosité (cf tableau 2.2: 10^9 événements jets de $P_T > 200$ GeV). Ce bruit de fond est moins problématique pour les expériences du Tevatron car la section efficace de ce processus augmente beaucoup plus rapidement, avec l'énergie dans le centre de masse (cf figure 2.4), que les autres processus.

2.1.3.1 Recherche du Boson de Higgs du modèle standard

L'évolution des sections efficaces des principaux canaux de production du boson de Higgs du modèle standard (figure 2.5a), en fonction de la masse du boson de Higgs, est représentée sur la figure 2.5b. Par ordre d'importance on trouve :

- * la fusion gluon-gluon via un boucle de quarks top
- * la fusion de bosons vecteurs WW ou ZZ
- * la production associée à une paire $t\bar{t}$
- * la production associée à un boson vecteur W ou Z aussi appelée Higgs-strahlung.

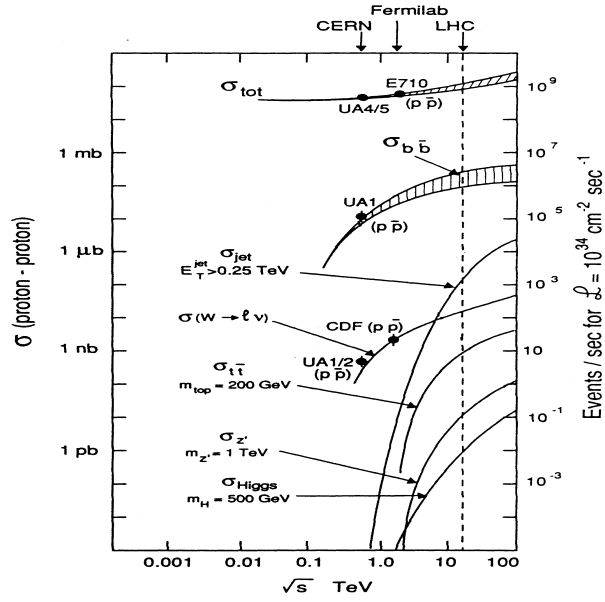


FIG. 2.4 – Evolution de la section efficace de quelques canaux en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

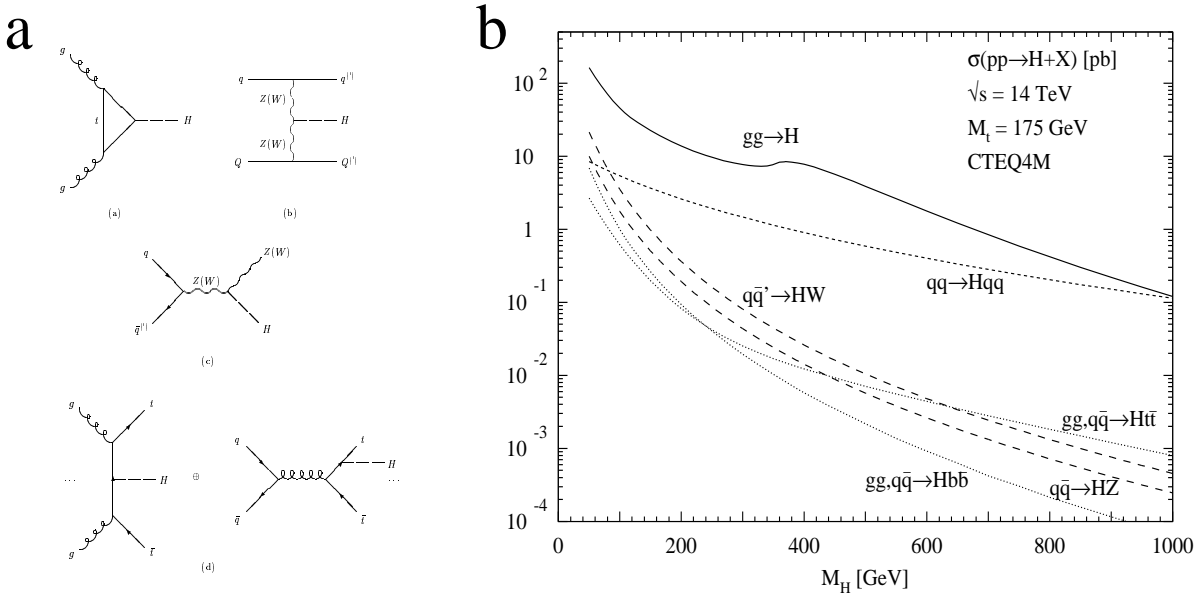


FIG. 2.5 – Diagrammes de Feynman (a) des principaux canaux de production du boson de Higgs du modèle standard et évolution de leur section efficace (b) en fonction de la masse du boson de Higgs.

Quelle que soit la masse du boson de Higgs, dont la limite supérieure théorique est égale à < 1 TeV, on attend plus de 1000 (10000) événements en un an à basse (haute) luminosité. Si les derniers résultats du LEP [15], concernant l'existence d'un boson de Higgs ayant une masse d'environ 115 GeV, sont vérifiés, un million d'événements seront produits en un an à haute luminosité.

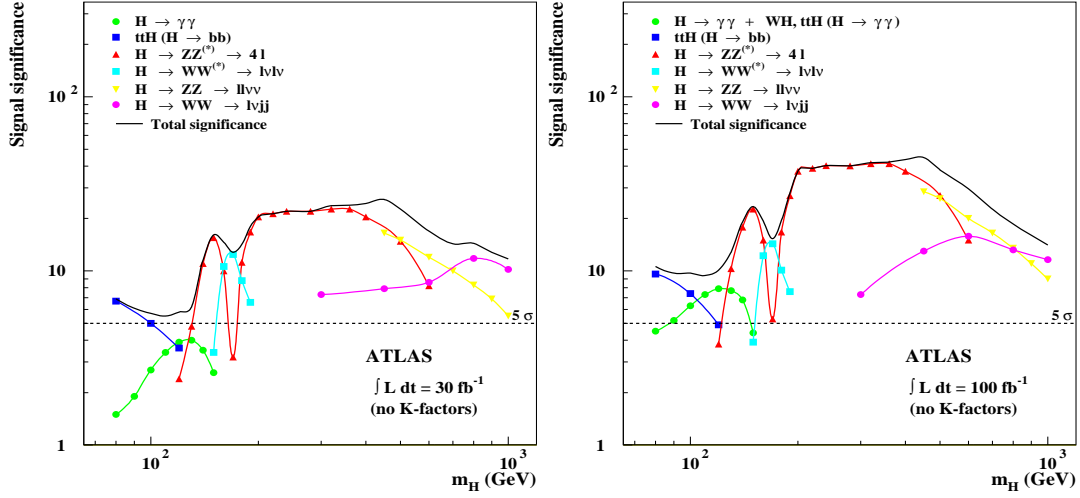


FIG. 2.6 – Potentiel de découverte du boson de Higgs du modèle standard dans ses principaux canaux de désintégration, pour trois ans à basse luminosité (gauche) et un an à haute luminosité (droite) [34].

Le potentiel de découverte du boson de Higgs pour trois ans à basse luminosité et un an à haute luminosité pour ses principaux modes de désintégration est donné en fonction de la masse du boson de Higgs par la figure 2.6 [34]. On peut diviser ces canaux de recherche en trois groupes dépendants de la masse du boson de Higgs :

1. Dans la région de petite masse ($m_H < 130$ GeV), on distingue deux canaux importants: $H \rightarrow b\bar{b}$ [35] et $H \rightarrow \gamma\gamma$ [36]. Le taux d'embranchement du premier est proche de 90% dans cette région mais il est très difficile à distinguer du bruit de fond QCD dans le mode direct ($gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$). C'est pourquoi le boson de Higgs sera recherché, dans ce canal, en production associée avec un boson vecteur (W, Z) ou une paire $t\bar{t}$. Si l'on se restreint à ces modes, la section efficace passe de 20 pb à moins de 1 pb, mais on peut extraire plus facilement les événements intéressants du bruit de fond. Pour l'étude de ce canal, un bon étiquetage des quarks b , ainsi qu'une bonne reconstruction des paires de jets b , sont nécessaires.

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ a une très faible section efficace (~ 50 fb), de plus le bruit de fond qui lui est associé est important, spécialement le bruit de fond irréductible ($gg \rightarrow \gamma\gamma, q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$). Pour extraire le signal de ce bruit de fond un calorimètre électromagnétique avec des résolutions en énergie et angulaire excellentes est nécessaire pour distinguer un excès dans la distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ (figure 2.7). Le bruit de fond réductible est formé d'événements du type γj^3 ou jj que l'on peut facilement éliminer sauf lorsqu'un π^0 très énergétique est présent dans le jet.

3. j représente un jet

Dans ce cas, les deux photons, créés à partir de la désintégration⁴ du π^0 , sont très proches l'un de l'autre. Il est possible d'éliminer la plupart de ces événements grâce à un calorimètre électromagnétique ayant une fine granularité.

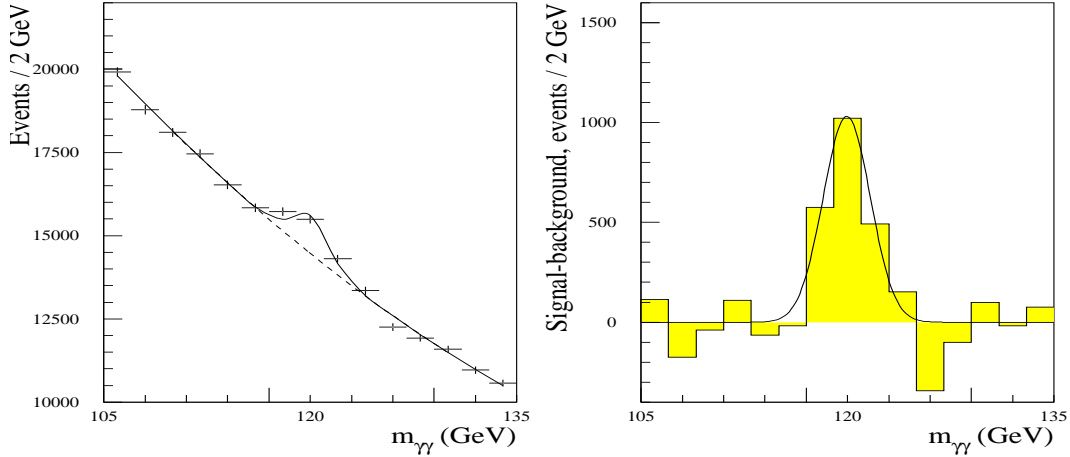


FIG. 2.7 – *Signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ attendu pour $m_H = 120$ GeV et pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . À gauche le signal est représenté avec le bruit de fond, à droite ce dernier a été soustrait. Expérience ATLAS.*

2. Dans l'intervalle $130 \text{ GeV} < m_H < 2m_Z$, les canaux les plus prometteurs sont $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ [37] et $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ [38] où les leptons (l) sont des électrons ou des muons. Ces deux canaux se complètent (cf figure 2.6) parfaitement, puisque le premier couvre une grande partie de la région de masse mais connaît une baisse d'efficacité vers $m_H \simeq 170 \text{ GeV}$, là où le second canal est particulièrement intéressant. Dans les deux cas une signification statistique de plus de 5σ pourra être obtenue. Le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ est celui qui possède la signature la plus propre, la masse du boson de Higgs pourra être reconstruite précisément, comme le montre la figure 2.8.
3. Dans la région de grande masse ($m_H > 2m_Z$), on trouve le canal le plus fiable : $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ [39]. En effet le bruit de fond associé est plus petit que le signal : $\frac{S}{B} > 5$ pour $m_H \leq 500$. Jusqu'à une masse de 600 GeV, le boson de Higgs sera découvert avec une signification statistique supérieure à 5σ à basse (en 3 ans) comme à haute luminosité (1 an). Au dessus de 600 GeV, le Higgs est toujours observable via ce canal mais le nombre d'événements se fait rare, on lui préfère donc les canaux : $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ [40] et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ [41] complétés par le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ [42]. Ces trois canaux nécessitent une excellente mesure de l'énergie transverse manquante⁵, pour les neutrinos (ν), et une reconstruction efficace des désintégrations de boson vecteurs en paire de jets ($W/Z \rightarrow jj$). On peut voir sur la figure 2.6 qu'une signification statistique de plus de 5σ sera obtenue pour ces processus.

L'expérience ATLAS sera donc capable de découvrir le boson de Higgs du modèle standard avec une grande sensibilité quelle que soit sa masse. En effet les 5σ de signification

4. Le π^0 se désintègre en deux photons avec un taux de 98.8% [1].

5. E_T^{miss}

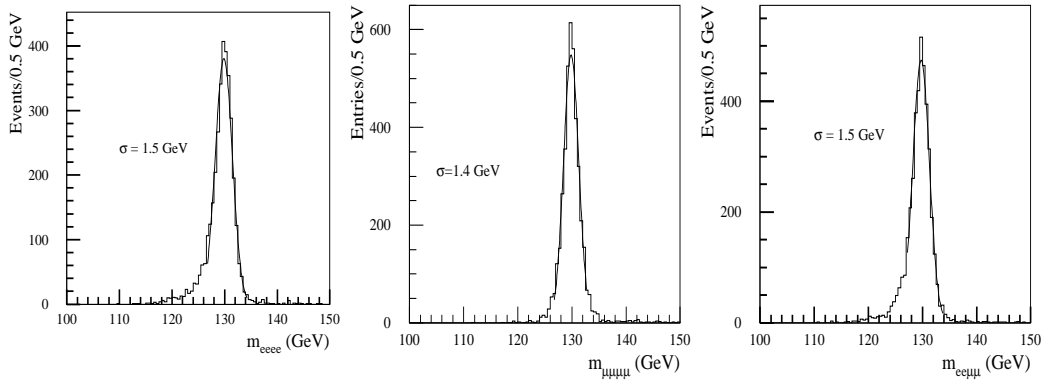


FIG. 2.8 – *Distribution de la masse invariante des quatre leptons pour les trois configurations possibles (eeee, $\mu\mu\mu\mu$ et $e\mu\mu\mu$) dans le cas d'un boson de Higgs ayant une masse de 130 GeV. Expérience ATLAS.*

tion statistique seront atteints dans l'intervalle 100 GeV - 1 TeV (figure 2.6). De plus la masse du boson de Higgs pourra être connue avec une précision de 0.1% pour des masses allant jusqu'à 400 GeV (figure 2.9a). La figure 2.9b montre que la largeur du boson de Higgs Γ_H sera également mesurée précisément : 6% sur l'intervalle [300,400] GeV. D'autres paramètres, tels que le taux de production, les couplages et rapports d'embranchement les plus importants pourront être mesurés avec des précisions respectives de 10 et 25%. Tous ces résultats ont été obtenus à partir d'une simulation correspondant à une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} [43].

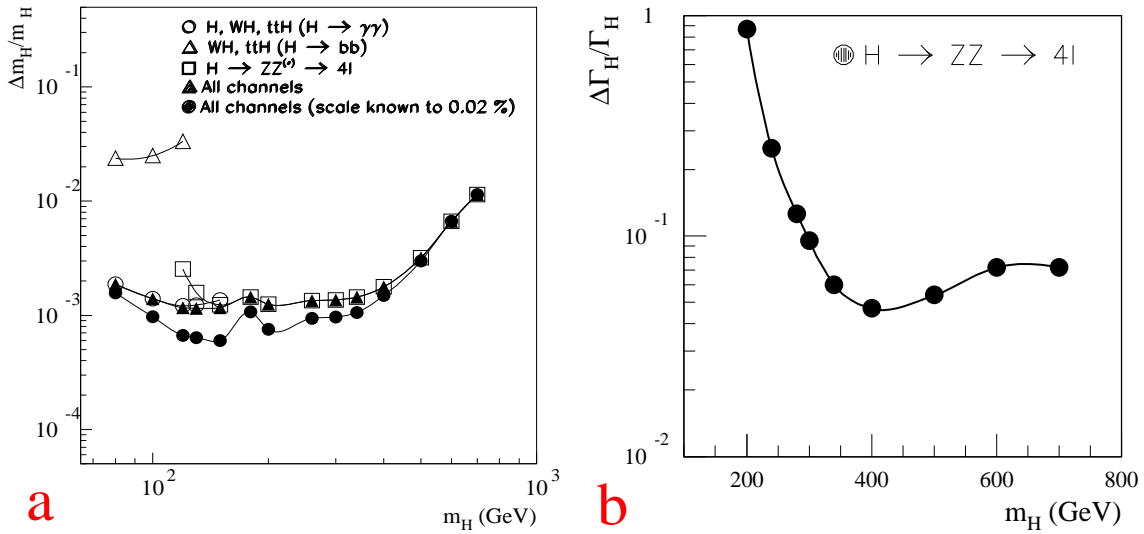


FIG. 2.9 – *a : Précision relative sur la masse mesurée du boson de Higgs du modèle standard en fonction de m_H , pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . b : Précision relative sur la largeur du boson de Higgs du modèle standard en fonction de m_H , pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . Expérience ATLAS.*

2.1.3.2 Recherche de particules supersymétriques

Les expériences actuelles n'ont pas pu mettre en évidence des particules supersymétriques (cf section 1.6) ce qui implique que ces dernières n'existent pas ou qu'elles ont une masse trop grande. Les expériences du LEP et du Tevatron ont respectivement permis de placer des limites d'environ 100 GeV sur les masses des charginos et des sleptons et d'environ 250 GeV sur celles des squarks et des gluinos [29].

Des études ont été effectuées sur le potentiel de découverte dans les différents modèles supersymétriques (MSSM, SUGRA, GSMB, modèles de R-parité violée) [44] pour l'expérience ATLAS. La recherche des squarks et des gluinos sera favorisée car leurs sections efficaces de production sont de l'ordre de celle du bruit de fond du modèle standard, mais la recherche de sleptons, charginos, neutralinos, etc sera également possible. Les signatures sont nombreuses et impliquent la présence de jets, de leptons, de photons, de bosons vecteurs et d'énergie manquante. La séparation des processus de SUSY du bruit de fond du modèle standard ne sera donc pas difficile; par contre il sera moins aisé de séparer les différents processus de SUSY. La conclusion de ces études est que si la supersymétrie existe à une échelle de masse de 1 TeV alors le LHC pourra mettre en évidence des sparticules en recherchant, en premier lieu, une déviation du modèle standard.

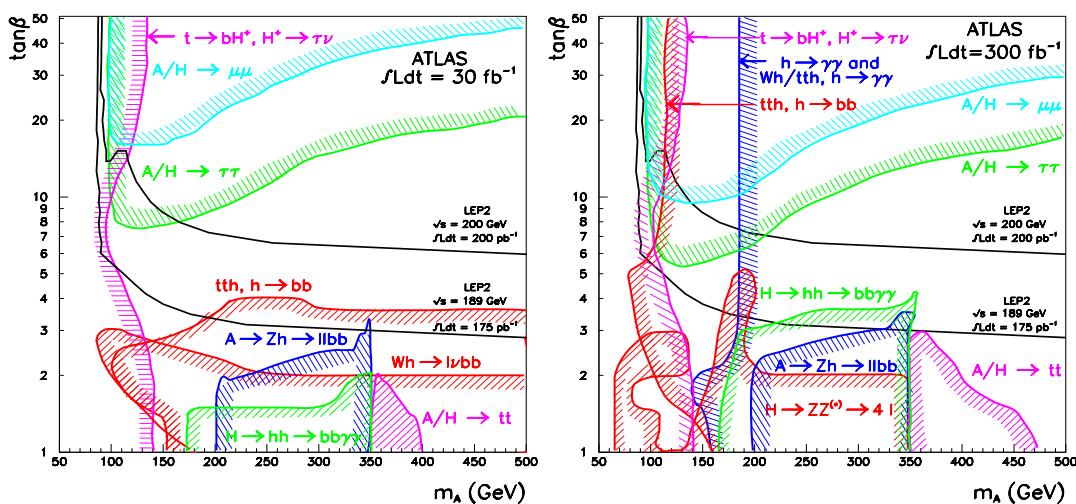


FIG. 2.10 – Potentiel de découverte des bosons de Higgs du modèle supersymétrique minimal dans ses principaux canaux de désintégration, pour trois ans à basse luminosité (gauche) et trois ans à haute luminosité (droite). Les courbes correspondent à une signification statistique de 5σ . Les limites obtenues au LEP sont également représentées.

Une étude approfondie du potentiel de découverte des bosons de Higgs du modèle supersymétrique minimal a aussi été effectuée dans le cas de sparticules de grande masse [45]. La figure 2.10 montre la sensibilité de l'expérience ATLAS à la découverte des bosons de Higgs du MSSM pour des luminosités de 30 fb^{-1} et 300 fb^{-1} . Cette sensibilité est représentée en fonction des paramètres m_A et $\tan\beta$ qui suffisent pour exprimer les masses des cinq bosons du MSSM (h^0, H^0, A^0 et H^\pm). L'ensemble de l'espace des paramètres est couvert. Nous pouvons observer que plus d'un boson de Higgs sera accessible sur une grande partie du plan $(m_A, \tan\beta)$. Il est important de noter que dans le cas considéré

(particules SUSY lourdes) les particules issues de leurs désintégrations sont des particules du modèle standard. Dans le cas contraire les modes de désintégration standards (exemples : $h^0, H^0, A^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $H^0 \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$, $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu\dots$) sont remplacés par des modes supersymétriques ($H/A \rightarrow \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_i^0$ par exemple).

2.1.3.3 La physique des quarks et leptons lourds

La physique du quark top

La physique du quark top est aussi un axe important du programme de recherche du LHC. Son étude sera favorisée par une statistique importante. Effectivement en un an à basse luminosité ($10 fb^{-1}$), ce sont huit millions de paires $t\bar{t}$ qui seront produites. Des études précises pourront ainsi être menées ; principalement sur la mesure de la masse du quark top. Une amélioration de la précision sur la masse du quark top, par rapport aux résultats obtenus au Tevatron est attendue : 2 GeV [47] contre 5.1 GeV et 3-4 GeV respectivement pour les “RUNS” I [1] et II [46].

La mesure de l'élément V_{tb} de la matrice CKM (cf section 1.2) [48], les études des modes de désintégration rares ($t \rightarrow H^+b$, $t \rightarrow Zq\dots$ [49]) et l'étude des corrélations de spin des paires $t\bar{t}$ [50, 51] seront aussi réalisées.

En parallèle la mesure des sections efficaces de production d'un seul quark top sera effectuée [52].

Toutes ces recherches seront simplifiées durant les trois années de fonctionnement à basse luminosité car les bruits d'empilement et QCD seront moindres.

Quatrième génération de quarks et fermions

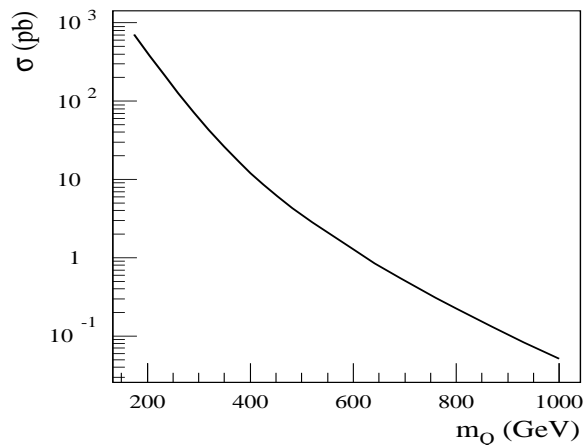


FIG. 2.11 – Section efficace de production d'une paire de quarks lourds en fonction de la masse du quark. Expérience ATLAS.

Expérimentalement, il a été démontré (LEP et SLC) qu'il n'existe que trois familles de neutrinos légers, néanmoins rien n'exclut l'existence de neutrinos lourds ou plus généralement d'une quatrième génération de quarks et leptons. Des limites expérimentales ont été obtenues : $m_l > 80$ GeV et $m_Q > 128$ GeV [1]. Le LHC possède un grand pouvoir

d'observation de ce type de nouvelles particules dont l'existence est prédite par de nombreux modèles [53]. La figure 2.11 représente la section efficace de production d'une paire de quarks lourds pour une masse comprise entre 175 GeV et 1 TeV. Ainsi près de 1000 événements pourraient être produits en un an à basse luminosité pour un quark de masse 900 GeV. Les principaux canaux de détection de leptons lourds seront les productions de paires chargées LL et de neutrinos $N\bar{N}$.

2.1.3.4 Les bosons vecteurs W^\pm et Z^0

La production de bosons de jauge électrofaibles, seuls ou par paires, sera abondante au LHC (tableau 2.2). Des études précises pourront donc être faites, en particulier la mesure de la masse du W [54] avec une précision de moins de 20 MeV (ATLAS+CMS: 15 MeV) en utilisant les événements des modes de désintégrations leptoniques: $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$. Cette valeur peut être comparée aux 60 et 39 MeV obtenus respectivement au Tevatron (CDF+D0 [55]) et au LEP.

La détermination des couplages triples entre des bosons de jauge sera aussi possible [56].

Nous pouvons ajouter que les événements $Z \rightarrow ll$ seront très utiles pour la calibration des sous-détecteurs: mesure de l'impulsion des muons dans le détecteur interne et le spectromètre à muons, et mesure de l'énergie des électrons dans le calorimètre électromagnétique (contrainte: $m_l = m_Z$) [29].

2.1.3.5 La physique des hadrons B

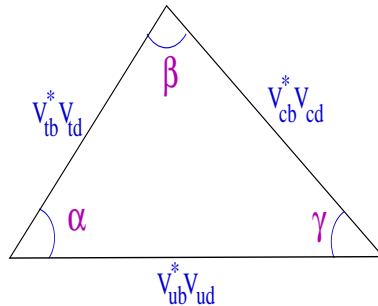


FIG. 2.12 – Triangle d'unitarité de la matrice CKM.

Le taux de production de mésons B sera énorme au LHC puisque environ une collision sur 100 produira une paire $b\bar{b}$. Le LHC possède en LHCb une expérience dédiée à la physique du B mais ATLAS étudiera aussi certains aspects de cette physique: la violation de CP [57], les désintégrations rares de mésons B [58], etc.

La violation de CP est associée à l'existence d'une phase dans la matrice CKM. Cette matrice unitaire est caractérisée par la relation:

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$$

représentée par le triangle d'unitarité de la figure 2.12. Les angles, α , β et γ de ce triangle pourront être mesurés respectivement grâce aux canaux: $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et

$B_S^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Une précision de 2° sur α et de 0.012 sur $\sin\beta$ pourra être atteinte, alors que l'angle γ sera plus difficile à déterminer.

Les recherches de désintégrations rares du type $B_{s,d}^0 \rightarrow \mu\mu(X)$ pourraient mettre en évidence une déviation du modèle standard, telle que l'augmentation significative des taux d'embranchement par rapport aux prédictions du modèle standard ($10^{-5} - 10^{-10}$).

2.1.3.6 Les études des modèles exotiques

Nous avons détaillé dans les sections précédentes, les principaux axes de recherche du LHC, qui sont le modèle standard et la supersymétrie. Parallèlement seront étudiés d'autres modèles dits "exotiques": le modèle technicouleur qui prévoit l'existence de nouvelles particules appelées technifermions qui possèdent une charge technicouleur [23], les modèles composites qui prévoient l'existence d'états excités de quarks et de leptons [22], etc.

Des recherches de nouveaux bosons de jauge (Z' , W' ...), associés à de nouveaux groupes de jauge, seront aussi effectuées dans les canaux: $W' \rightarrow ZW$ et $Z' \rightarrow WW$ [59].

2.2 Le détecteur ATLAS

2.2.1 Introduction

Comme tous les détecteurs installés auprès d'un collisionneur, le détecteur ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) est formé de couches successives de sous-détecteurs cylindriques, son axe de symétrie étant la ligne de faisceau. Les particules créées lors des collisions traversent successivement :

- le détecteur interne (section 2.2.3) : son rôle est de reconstruire les traces des particules chargées et de mesurer leur impulsion grâce à un champ magnétique qui courbe leur trajectoire. Il permet aussi de déterminer la position des vertex de désintégration.
- Le système calorimétrique (section 2.2.4) : il comprend le calorimètre électromagnétique qui permet la mesure de l'énergie des électrons, des positrons et des photons et leur identification, et le calorimètre hadronique qui permet de mesurer l'énergie des hadrons.
- Le spectromètre à muons (section 2.2.5) : il permet d'identifier les muons et de mesurer leur impulsion. Il est associé à un aimant toroïdal supraconducteur qui fournit le champ magnétique permettant de courber leur trajectoire. Les muons sont les seules particules connues avec les neutrinos à interagir très peu avec la matière, ils ne sont donc pas "contenus" par les calorimètres.

La figure 2.13 donne une vue schématique du détecteur ATLAS et de ses sous-détecteurs. Il aura une longueur de 44 mètres, un diamètre de 22 mètres et un poids du 7000 tonnes.

Dans les sections suivantes, nous allons nous intéresser à chaque sous détecteur et nous serons amenés à utiliser les grandeurs usuelles suivantes (figure 2.14) :

- le repère cartésien $Oxyz$ où la direction Oz est parallèle à l'axe des faisceaux,
- l'angle azimutal ϕ qui est l'angle de la direction de la particule dans le plan xOy ,

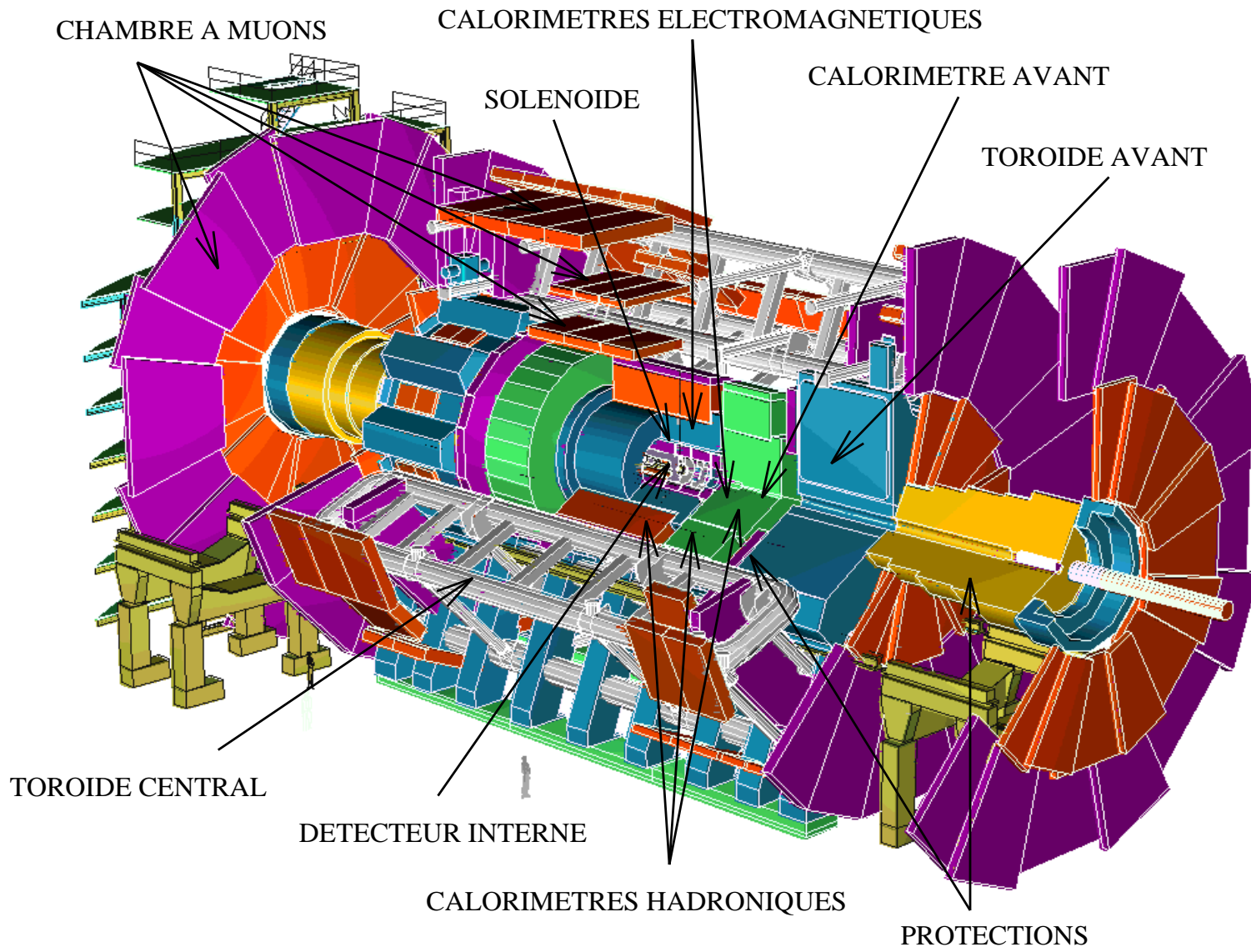


FIG. 2.13 – Vue en coupe du détecteur ATLAS.

- la pseudo-rapacité η donnée par la formule $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ où θ est l'angle entre l'axe Oz et la direction de la particule,
- la quantité de mouvement transverse $P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$,
- la longueur de radiation $X_0(g/cm^2)$ qui est définie comme la distance au bout de laquelle un électron perd 63% de son énergie initiale. Cette grandeur est définie plus en détail dans l'annexe B qui décrit la formation des gerbes électromagnétiques.

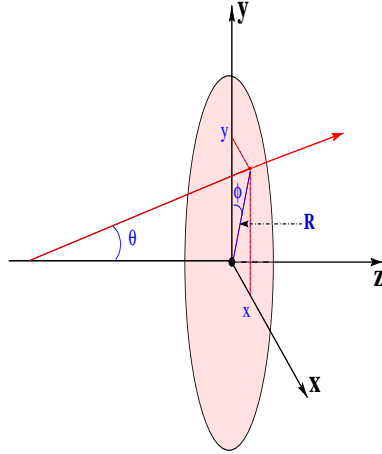


FIG. 2.14 – *Coordonnées utilisées dans ATLAS.*

2.2.2 Les aimants

Le détecteur ATLAS possède quatre aimants : un solénoïde placé devant le calorimètre électromagnétique , un toroïde central à air et deux bouchons toroïdaux [60].

Le premier est un solénoïde supraconducteur refroidi par de l'hélium à 4.2 K. Il produira un champ magnétique de 2 T qui permettra de courber les particules traversant le détecteur interne. La contrainte majeure pour cet aimant est la quantité de matière qu'il doit représenter : elle ne doit pas être trop importante pour ne pas dégrader les mesures du calorimètre électromagnétique. C'est pourquoi ses dimensions ne sont pas importantes : 2.63 mètres de rayon externe et une couverture en pseudo-rapacité de $|\eta| < 1.5$ (environ 5 mètres de long) [61], pour un poids de 5.7 tonnes. Il sera placé à l'intérieur du cryostat du calorimètre électromagnétique comme le montre la figure 2.15. La construction de cet aimant a récemment été finie au Japon (laboratoire KEK). Après une phase de tests de cryogénie, il est prévu de l'installer dans le cryostat du calorimètre électromagnétique en juin 2003 [62].

Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'aimant toroïdal est formé d'un tonneau [63] et de deux bouchons [64]. Chacun est composé de huit bobines. Celles du tonneau sont placées dans un cryostat individuel et produisent un champ magnétique dans la région $|\eta| < 1.0$. Les bobines de chaque bouchon sont regroupées dans un seul cryostat et produisent un champ magnétique pour la région $1.4 < |\eta| < 2.7$. L'intervalle $1.0 < |\eta| < 1.4$ est couvert par combinaison des champs du tonneau et des bouchons.

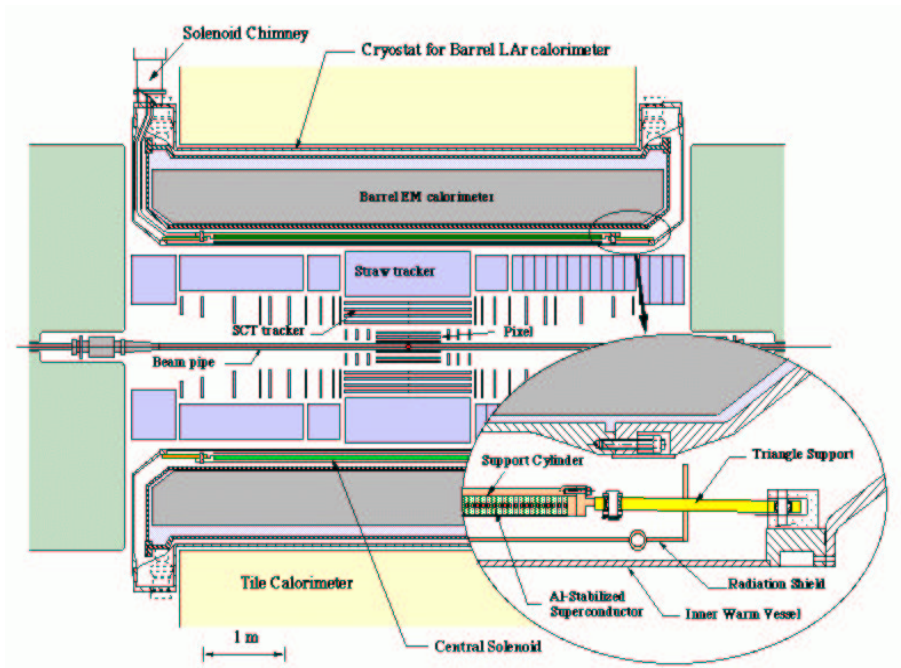


FIG. 2.15 – Positionnement du solénoïde supraconducteur dans le détecteur ATLAS.

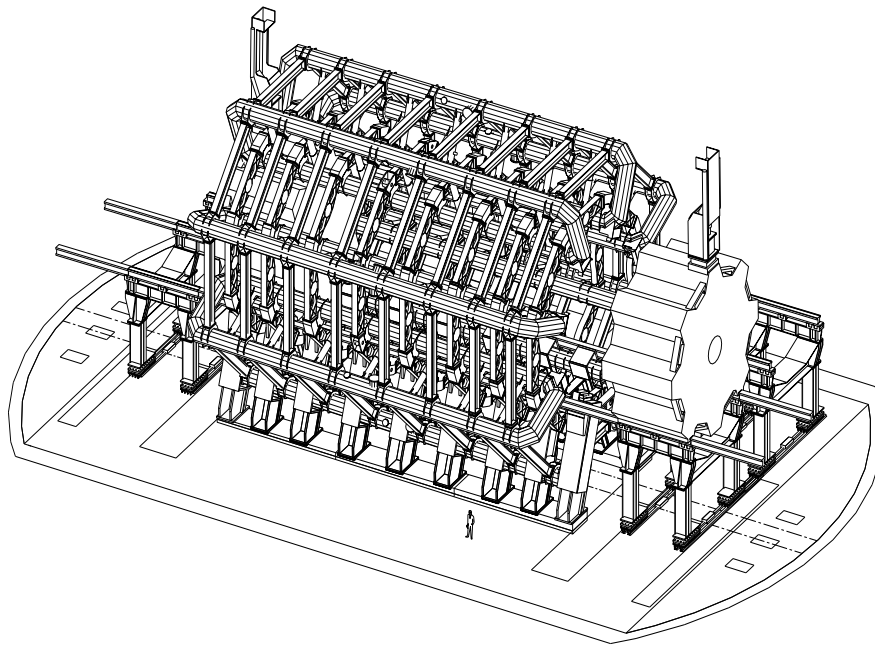


FIG. 2.16 – Vue du système d'aimants toroïdaux. Le seul bouchon représenté est en position de garage.

Leurs dimensions sont :

- pour le tonneau : une longueur d'environ 25 mètres, un rayon interne de 4.7 mètres et un rayon externe de 10 mètres.
- pour les bouchons : une longueur de 5 mètres, un rayon interne de 80 cm et un rayon externe de 5.4 mètres.

Le champs qu'ils fournissent n'étant pas uniforme, l'intégrale du champs ($\int Bdl$) est utilisée pour donner un ordre de grandeur : le tonneau fournit 2 à 6 Tm et les bouchons 4 à 8 Tm. La figure 2.16 représente une vue du système magnétique toroïdal, un seul bouchon est représenté en position de garage. La plus importante contrainte touche la mécanique. En effet les stuctures doivent être assez rigides et robustes pour pouvoir supporter le poids des aimants (tonneau : 830 tonnes, bouchon : 2×239 tonnes) et la force magnétique.

Nous pouvons noter que les bouchons doivent pouvoir être enlevés pour permettre l'accès aux parties centrales du détecteur.

2.2.3 Le détecteur interne

Le détecteur interne [65] est divisé en trois parties (figure 2.17) : le détecteur à pixels [66], le détecteur de traces à semi-conducteurs (SCT) [67] et le trajectographe à radiation de transition (TRT) [68]. Nous allons nous intéresser aux caractéristiques et au rôle de chacun.

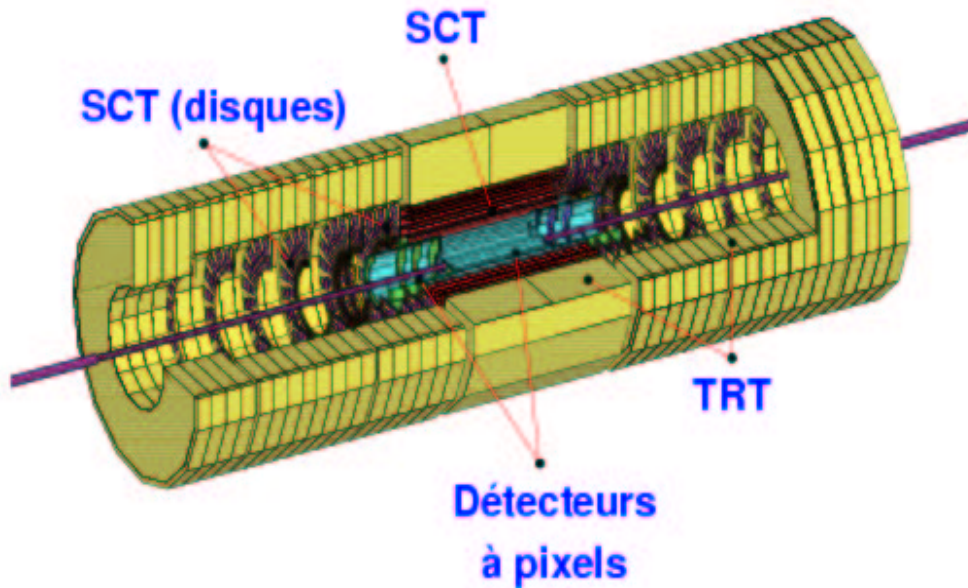


FIG. 2.17 – Le détecteur interne d'ATLAS.

2.2.3.1 Le détecteur à pixels

La figure 2.18a représente le détecteur à pixels d'ATLAS dans sa dernière configuration envisagée [69]. Il est composé de trois couches dans sa partie centrale (tonneau) et

de trois bouchons à chaque extrémité. Les trois couches du tonneau sont placées à 5.05, 8.85 et 12.25 cm, la première est appelée couche du B^6 . Les trois disques bouchons se trouvent à $z = 49.5, 58$ et 65 cm. Chaque couche ou disque est formée de plusieurs modules sur lesquels sont posées des plaques de silicium segmentées en pixels (figure 2.18b). Les semiconducteurs pixels au silicium ont deux intérêts : ils sont résistants aux radiations et ils permettent une bonne reconstruction des vertex. Le principe de détection consiste à collecter les charges créées par le passage d'une particule dans le silicium.

Les pixels des couches 2 et 3 du tonneau, ainsi que ceux des disques ont une surface de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ et une épaisseur de $250 \mu\text{m}$. La couche B possède des pixels de surface : $50 \times 300 \mu\text{m}^2$ et d'épaisseur $200 \mu\text{m}$. Cette dernière est la plus proche du faisceau et donc la plus exposée aux radiations, elle sera donc remplacée régulièrement (la première fois : après les 3 ans de basse luminosité et la première année de luminosité nominale). Ce détecteur comptera plus de 100 millions de canaux. A chaque événement, un canal sur 10000 sera touché.

Les principaux objectifs de ce détecteur sont d'étiqueter les jets b , avec une efficacité de 50% et un facteur de réjection de 100 sur les jets issus de quarks légers, et de reconstruire les vertex précisément dans les directions $R - \phi$ et z . Pour cela des résolutions, par couche de détecteur, de $12 \mu\text{m}$ dans la direction $R - \phi$ et de $60 \mu\text{m}$ dans la direction z sont souhaitées. Les résolutions sur la position du point d'impact⁷ seront donc : $\sigma_d = 11\mu\text{m} + 60\mu\text{m}/(P_T\sqrt{\sin\theta})$ (plan transverse) et $\sigma_z = 70\mu\text{m} + 100\mu\text{m}/(P_T\sqrt{\sin^3\theta})$ (direction du faisceau)⁸.

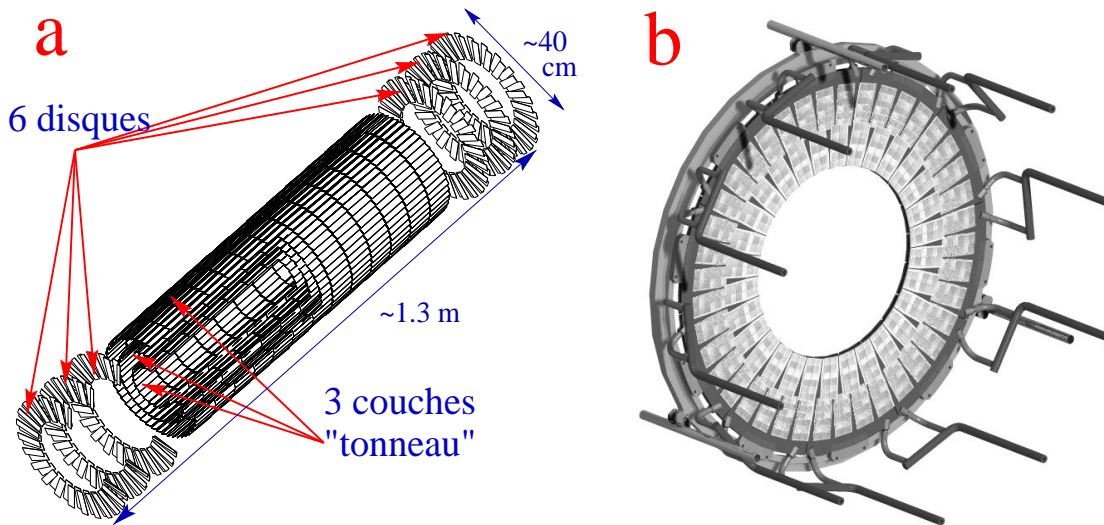


FIG. 2.18 – a : Le détecteur à pixels d'ATLAS. b : Vue d'un disque du détecteur à pixels.

6. Elle est utilisée pour l'étiquetage des quarks b .

7. Elles dépendent des résolutions par couche et du nombre de couches

8. Par exemple : $\sigma_d = 12\mu\text{m}$ et $\sigma = 72\mu\text{m}$ pour $\eta = 0$ et $P_T = 50$ GeV.

2.2.3.2 Le détecteur de traces à semi-conducteurs

Comme le détecteur à pixels, le SCT (figure 2.19) est formé de couches de tonneau (quatre) et de disques (neuf), il utilise aussi la technologie des semi-conducteurs au silicium mais sous forme de bandes et non plus de pixels.

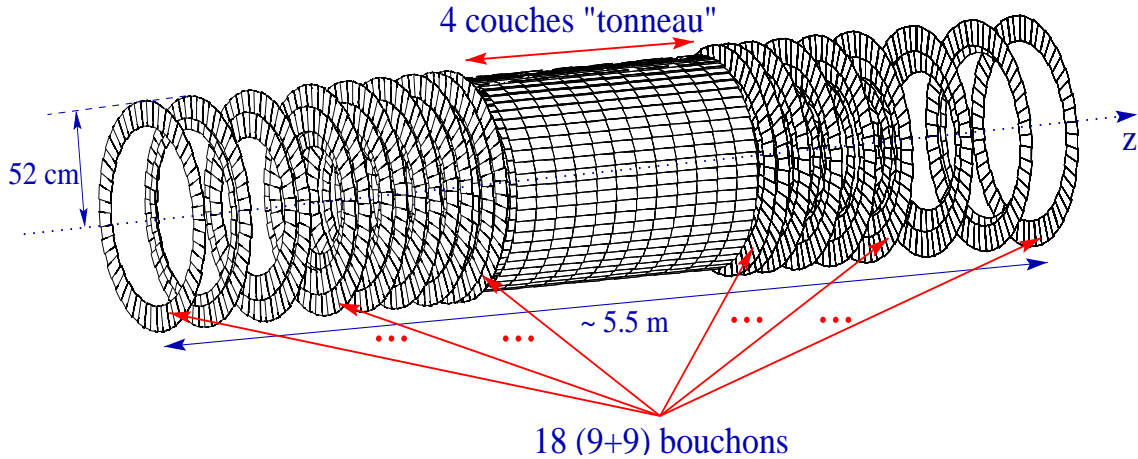


FIG. 2.19 – Le détecteur de traces à semi-conducteurs d'ATLAS.

Le tonneau est composé de quatre couches placées aux distances : $R = 30, 37.3, 44.7$ et 52 [67]. Ces couches comprennent respectivement 384, 480, 576 et 672 modules (figure 2.20). Chaque module est un assemblage de deux paires de détecteurs simple-face, plans de surface $6 \times 13 \text{ cm}^2$, collés dos-à-dos avec un angle de 40 mrad entre elles. Sur chaque plan sont disposés 768 micropistes de 126 mm de long et de $80 \mu\text{m}$ de large. Pour minimiser les zones inactives, les modules se chevauchent avec un angle de 10° . La précision sur la position des points sera de $16 \mu\text{m}$ dans la direction $R - \phi$ et de $580 \mu\text{m}$ dans la direction z .

Les deux bouchons sont formés de neuf disques qui comportent une à trois couronnes selon leur position. Le tableau 2.3 donne la position moyenne, la couverture radiale et le nombre de couronnes de chaque disque. Nous pouvons ajouter que les couronnes d'un même disque se recouvrent sur 4 mm . Elles sont formées de 40 ou 52 modules trapézoïdaux, selon leur position (interne, centrale ou externe).

Ce détecteur comptera 6.2 millions de canaux (3.2 pour le tonneau et 3.0 pour les bouchons) et couvrira une pseudo-rapacité de $|\eta| \leq 2.5$ et une surface de 61 m^2 . En ce qui concerne la couverture spatiale, on s'attend à ce qu'une trace coupe quatre plans de détections, en moyenne.

Les principaux objectifs du SCT sont :

- reconstruire les leptons isolés, d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV , avec une efficacité de 95% ,
- atteindre une précision sur l'impulsion transverse de $\delta P_T / P_T < 0.3$ à $P_T = 500 \text{ GeV}$,
- séparer les vertex multiples dans un croisement de faisceau.

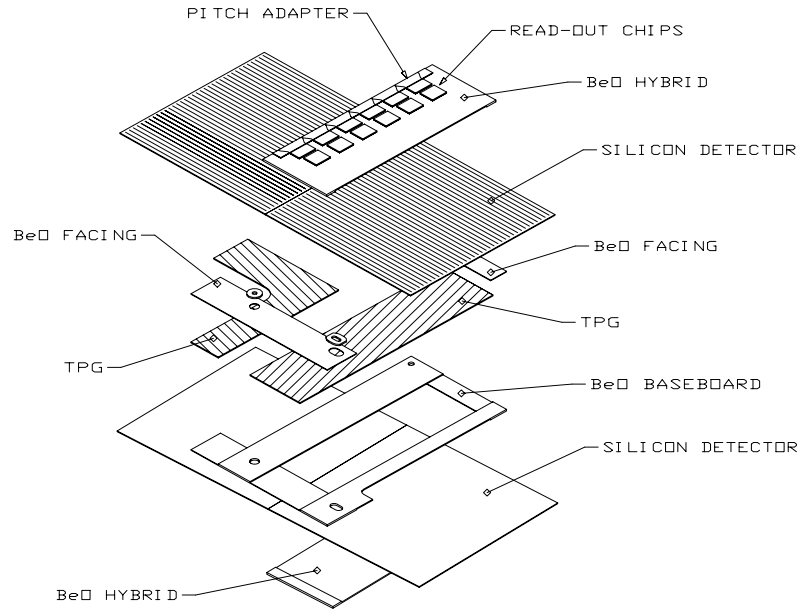


FIG. 2.20 – *Vue d'un module du tonneau du SCT.*

Disque	z (cm)	R_{min} (cm)	R_{max} (cm)	# couronnes
1	83.5	25.9	56.1	3
2	92.5	33.3	56.1	2
3	107.2	25.9	56.1	3
4	126.	25.9	56.1	3
5	146.	25.9	56.1	3
6	169.5	25.9	56.1	3
7	213.5	33.3	56.1	2
8	252.8	39.8	56.1	2
9	277.8	43.7	56.1	1

TAB. 2.3 – *Position longitudinale moyenne, couverture radiale et nombre de couronnes pour chacun des neuf disques du SCT.*

2.2.3.3 Le trajectographe à radiation de transition

Le trajectographe à radiation de transition est aussi appelé détecteur à pailles. Il tire son nom de son système de détection : un fil d'anode (plaque en or-tungstène) est placé au centre d'un tube cylindrique rempli d'un mélange gazeux (70% Xe +20% CF_4 +10% CO_2). Le passage d'une particule dans un tube ionise le gaz, les électrons d'ionisation dérivent⁹ vers le fil où le signal électrique est mesuré. Entre les tubes, on trouve de la mousse de polypropylène/polyéthylène qui entraîne la production de rayons X de radiation de transition par les électrons. Ceci permet de faciliter l'identification des électrons puisque leur passage laissera plus de points de mesure et donc un signal plus important.

Le TRT, comme les deux autres parties du détecteur interne, est divisé en une partie centrale et deux parties "bouchons" ; comme nous pouvons le voir sur la figure 2.21.

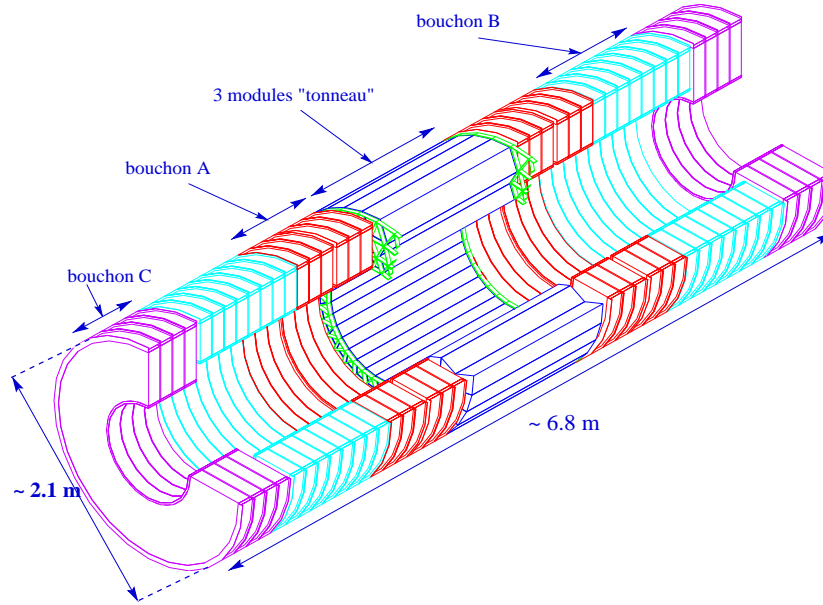


FIG. 2.21 – Le trajectographe à radiation de transition du détecteur ATLAS.

Le tonneau est formé de trois anneaux ($56 \leq R \leq 107$ cm) constitués de 32 modules (figure 2.22) chacun. Le détail de la constitution de ces modules est donné dans le tableau suivant :

Anneau	Nombre de couches	Nombre de pailles
1	19	329
2	24	520
3	30	793

Cela représente, au total, 52544 pailles regroupées en 73 couches. Les pailles font 4 mm de diamètre et 150 cm de long ; elles sont séparées en moyenne par 6.8 mm.

9. La vitesse de dérive maximum dans un champ magnétique de 2 T est de 7 cm/ μ s

Chaque bouchon est constitué de 18 disques (figure 2.23) juxtaposés en z . Ils sont de trois types différents : A, B et C. Leurs compositions et principales caractéristiques sont données par le tableau suivant :

Disque	# disques	intervalle en z (cm)	# couches/disque	# pailles/couche
A	6	83-168.4	16	768
B	8	168.7-277.4	8	768
C	4	281.8-336.3	16	576

Les 159744 pailles par bouchon sont dirigées radialement. D'une couche à l'autre elles sont distantes (dans la direction z) de : 8, 16 et 8 mm pour, respectivement, les disques A, B et C.

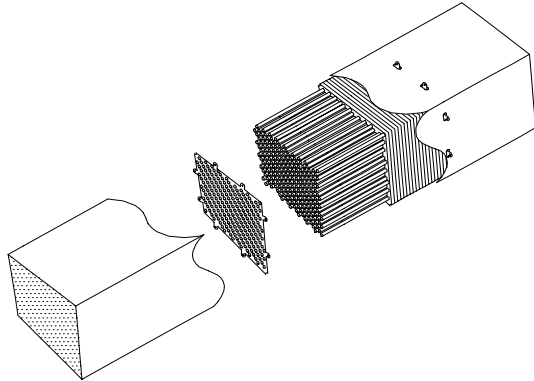


FIG. 2.22 – Vue d'un module du bouchon du TRT.

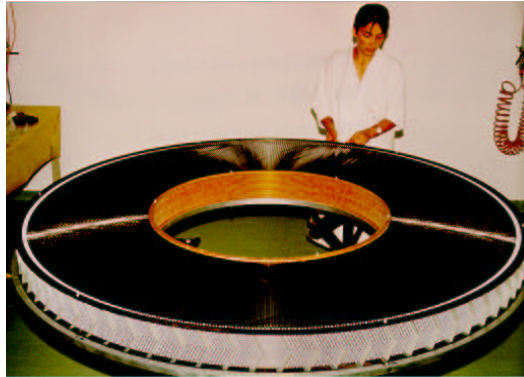


FIG. 2.23 – Vue d'un disque du TRT.

Les deux objectifs du TRT sont la reconstruction des traces des particules chargées avec une grande efficacité et la contribution à l'identification des électrons. Le premier est facilité par le grand nombre de points laissés par une particule : en moyenne 40 pour des particules d'impulsion transverse supérieure à 500 MeV et pour $|\eta| < 2.5$. Le deuxième est très important car il permet de rejeter les jets (10000 fois plus présents que les électrons) complétant ainsi le calorimètre électromagnétique. La résolution en position pour chaque tube devrait être de $170 \mu m$ (200) à basse (haute) luminosité, ce qui amène à une résolution de $50 \mu m$ pour une trace.

2.2.3.4 La quantité de matière du détecteur interne

Comme nous l'avons dit précédemment à propos du solénoïde supraconducteur, la quantité de matière que rencontrent les particules, dans le détecteur interne, doit être la plus petite possible. En effet si une gerbe électromagnétique démarre dans le détecteur interne, elle sera élargie par le champ magnétique du solénoïde. Cette contrainte impose aux trois éléments du détecteur interne de ne pas dépasser un certain nombre de longueur de radiation (cf annexe B) : $0.2 X_0$ pour le SCT et $0.5 X_0$ pour le TRT. La figure 2.24 donne l'évolution de la quantité de matière en fonction de la pseudo-rapacité pour le détecteur à pixels.

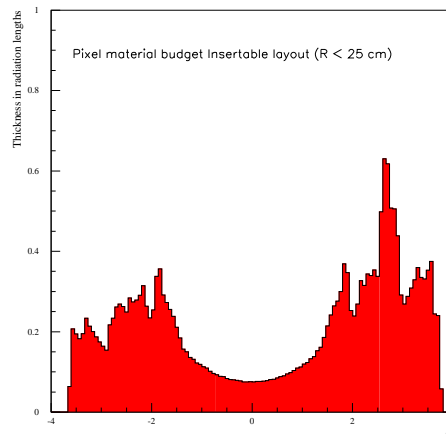


FIG. 2.24 – *Quantité de matière du détecteur à pixel (en longueur de radiation) en fonction de la pseudo-rapacité.*

2.2.4 Les calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS [65, 70, 71, 72, 73] est représenté sur la figure 2.25, il comporte :

- Un calorimètre électromagnétique divisé en une partie tonneau ($|\eta| \leq 1.475$) et deux parties bouchon ($1.375 \leq |\eta| \leq 3.2$).
- Un calorimètre hadronique, lui aussi composé d'un tonneau ($|\eta| \leq 1.7$) et de deux bouchons ($1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$).
- Un calorimètre avant couvrant l'intervalle de pseudo-rapacité : $3.2 \leq |\eta| \leq 4.9$.

2.2.4.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique qui fonctionnera dans ATLAS sera un calorimètre à échantillonnage composé d'absorbeurs en plomb, d'argon liquide et d'électrodes de lecture en kapton et cuivre. Les absorbeurs servent de matière passive dans laquelle les particules interagissent et perdent de l'énergie, leur interaction donnant naissance aux gerbes électromagnétiques décrites dans l'annexe B. L'argon liquide sert de milieu actif. Les particules qui le traversent, l'ionisent créant ainsi des paires ion-électron. Sous l'effet d'une haute tension appliquée sur les électrodes, les électrons dérivent et induisent un courant sur ces dernières. Le signal produit est proportionnel à l'énergie de la particule initiale.

Les objectifs du calorimètre électromagnétique [74] sont liés aux canaux de recherche d'ATLAS :

- Une large acceptation en pseudo-rapacité, associée à une fine segmentation est nécessaire pour observer des processus rares tels que $H \rightarrow \gamma\gamma$ ou $H \rightarrow 4e$. Le détecteur interne limite la région de mesures précises sur les électrons à $|\eta| < 2.5$. Au delà, le but principal du calorimètre sera de mesurer l'énergie transverse manquante. Une fine segmentation permettra de séparer les deux photons provenant de la désintégration d'un π^0 , qui représente le principal bruit de fond du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

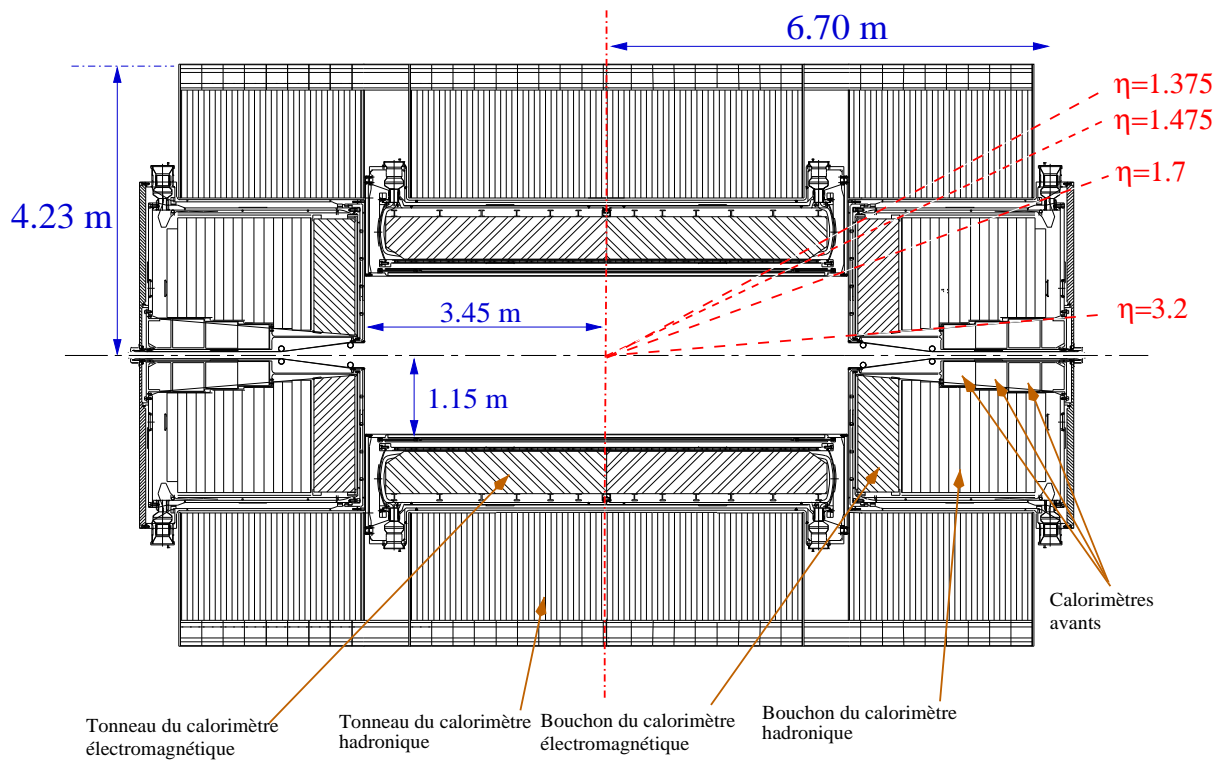


FIG. 2.25 – Vue à deux dimensions du système calorimétrique de l'expérience ATLAS.

- Une segmentation longitudinale des électrodes en deux ou trois compartiments est nécessaire pour l'identification des particules. La figure 2.26 représente une vue d'une électrode plate du tonneau du calorimètre électromagnétique, sur laquelle on distingue trois compartiments longitudinaux.
- Chaque cellule du calorimètre doit mesurer l'énergie avec une grande précision et dans une large gamme: de 50 MeV (bruit électronique) à 3 TeV. Le but est de pouvoir mesurer l'énergie d'électrons de 1 GeV à 5 TeV. La précision sur l'énergie est caractérisée par la résolution en énergie donnée par la formule :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2} \quad (2.1)$$

où :

- a est le terme d'échantillonnage, ou stochastique, lié à la manière dont l'énergie de la particule incidente est convertie en un signal ; c 'est le terme dominant dans la gamme d'énergie [20,200] GeV [75],
- b est le terme de bruit (physique, électronique, d'empilement ...) ; il domine aux basses énergies ($E < 20$ GeV) [75],
- c est le terme constant : c 'est la contribution du détecteur (imperfections de la calibration, non-uniformités mécaniques) ; il est dominant aux hautes énergies ($E > 200$ GeV) [75].

La recherche du boson de Higgs et la mesure de sa masse avec une résolution de 1% environ nécessitent un terme d'échantillonnage d'au plus $10\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ et un terme constant de 0.7%. Un faible terme constant est aussi indispensable pour les recherches de bosons vecteurs lourds.

- Une résolution de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ sur l'angle polaire θ est importante pour les mesures de direction de gerbes. Toujours dans le cas du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, la direction des photons doit être mesurée précisément pour distinguer un signal dans la distribution de la masse invariante des deux photons. La segmentation longitudinale des électrodes permet d'atteindre cet objectif.
- La séparation γ/jet est très importante pour réduire le bruit de fond jet-jet et γ -jet du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. Un facteur de réjection des jets de 5000 est nécessaire pour atteindre 80% d'efficacité d'identification des photons d'impulsion transverse de 25-100 GeV. La segmentation longitudinale et l'utilisation de l'information du calorimètre hadronique faciliteront cette séparation.
- La séparation électron/jet est indispensable pour sélectionner les événements avec un ou plusieurs électrons isolés. Une efficacité d'identification des électrons de 90% et un facteur de réjection de 10^6 sur les jets devront être obtenus à partir des informations du détecteur interne et du système calorimétrique.
- Une séparation τ/jet sera aussi nécessaire dans le cadre des recherches des bosons de Higgs lourds du MSSM. En effet, ils peuvent être observés grâce à leurs canaux de désintégration en paire de leptons τ : $A, H \rightarrow \tau\tau$ et $H^\pm \rightarrow \tau\nu$. Pour y parvenir une efficacité d'identification du τ de 30% et un facteur de réjection de 400 sur les jets sont nécessaires.

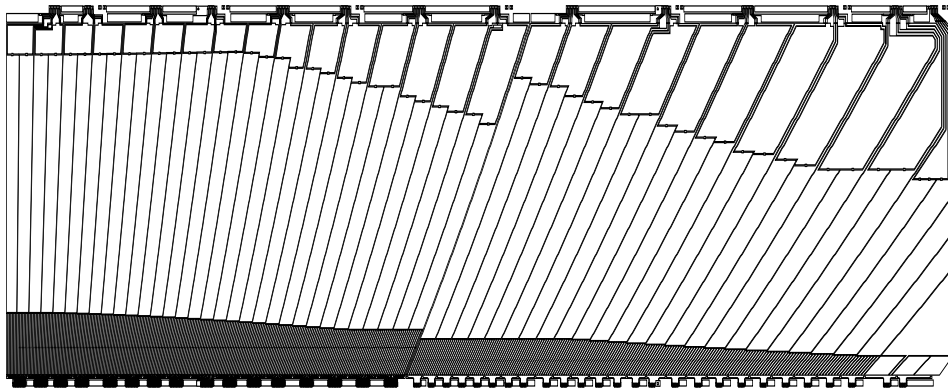


FIG. 2.26 – Vue d'une électrode plate du tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Ces objectifs ont dicté le choix des matériaux et de la géométrie du calorimètre électromagnétique. Le plomb (absorbeurs) est un composant à faible longueur de radiation (0.56 cm), les gerbes électromagnétiques seront donc bien contenues longitudinalement. L'argon liquide a fait ses preuves dans plusieurs calorimètres électromagnétiques ($D0$, $H1$, etc), il est très résistant aux radiations et permet d'obtenir une très bonne résolution

en énergie [76, 77]. Habituellement les absorbeurs et les électrodes des calorimètres sont plats, pour ATLAS une géométrie en accordéon a été choisie. Elle permet de minimiser l'espace mort entre les modules qui forment le tonneau et les bouchons. De plus elle permet une propagation rapide du signal vers les pré-amplificateurs, limitant ainsi le bruit. Les prototypes testés dans les années 90 [79, 80] ont montré que ces choix permettaient d'atteindre les objectifs fixés, notamment en ce qui concerne la résolution en énergie.

Le calorimètre électromagnétique sera composé d'un tonneau et de deux bouchons, chacun d'eux sera placé dans un cryostat (figure 2.27). Un pré-échantillonneur (figure 2.27) sera placé devant le calorimètre à l'intérieur du cryostat, il couvrira la région $|\eta| < 1.8$ et permettra de corriger l'énergie mesurée par le calorimètre pour des gerbes électromagnétiques ayant démarré dans la structure du cryostat [78].

Le fonctionnement et la construction des bouchons du calorimètre électromagnétique seront détaillés dans le chapitre suivant.

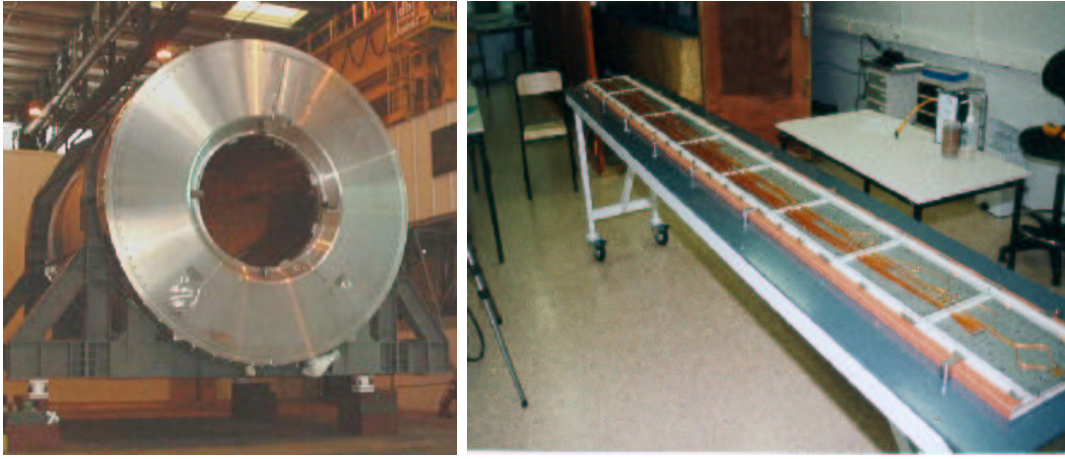


FIG. 2.27 – Photographies du cryostat du tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS (à gauche) et d'un secteur du pré-échantillonneur (à droite).

2.2.4.2 Le calorimètre hadronique

Comme nous l'avons vu précédemment, le calorimètre hadronique est composé d'un tonneau et de deux bouchons. Ce sont des calorimètres à échantillonnage mais ils diffèrent au niveau de leurs composants et de leurs techniques de détection.

La calorimètre hadronique tonneau à tuiles scintillantes

Comme le montre la figure 2.28, le tonneau du calorimètre hadronique est divisé en une partie centrale, couvrant la région $|\eta| < 1.0$, et deux extensions de couverture en pseudo-rapacité : $0.8 < |\eta| < 1.7$ [81, 82]. Chacune de ces trois sections est formée de 64 modules (figure 2.29a) couvrant chacun 5.6° en ϕ .

Chaque module est composé de 19 sous-modules (figure 2.29b) constitués successivement (suivant z) de couches d'absorbeurs en fer de 5 mm d'épaisseur, et de couches

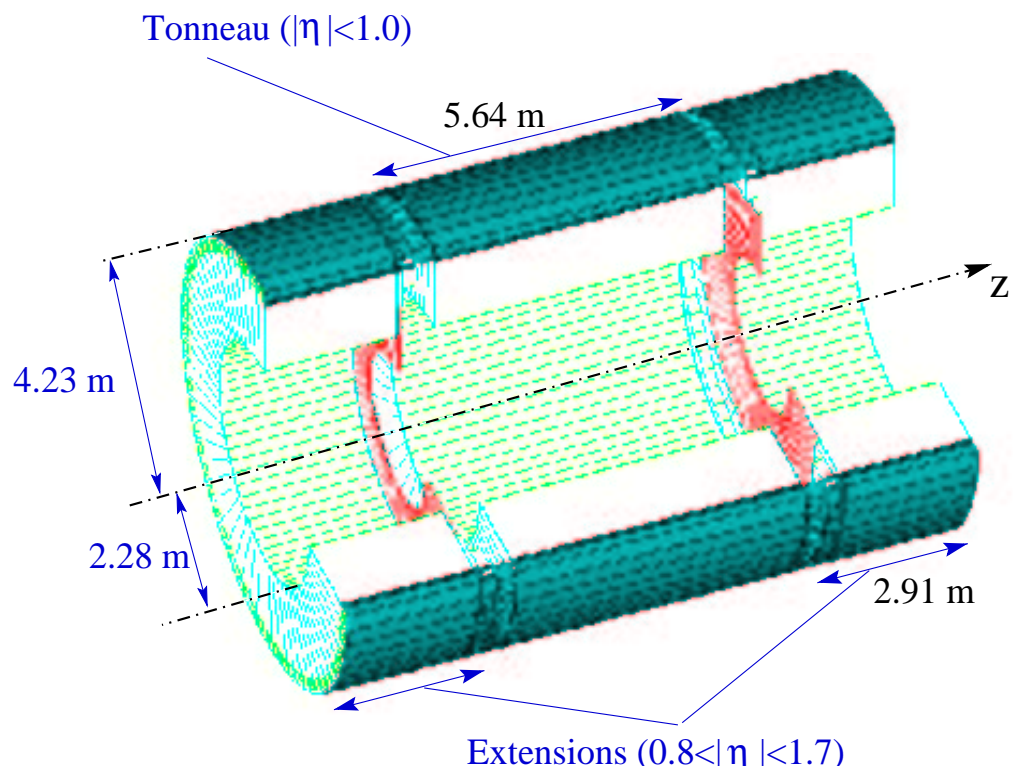


FIG. 2.28 – Le détecteur hadronique à tuiles scintillantes d'ATLAS.

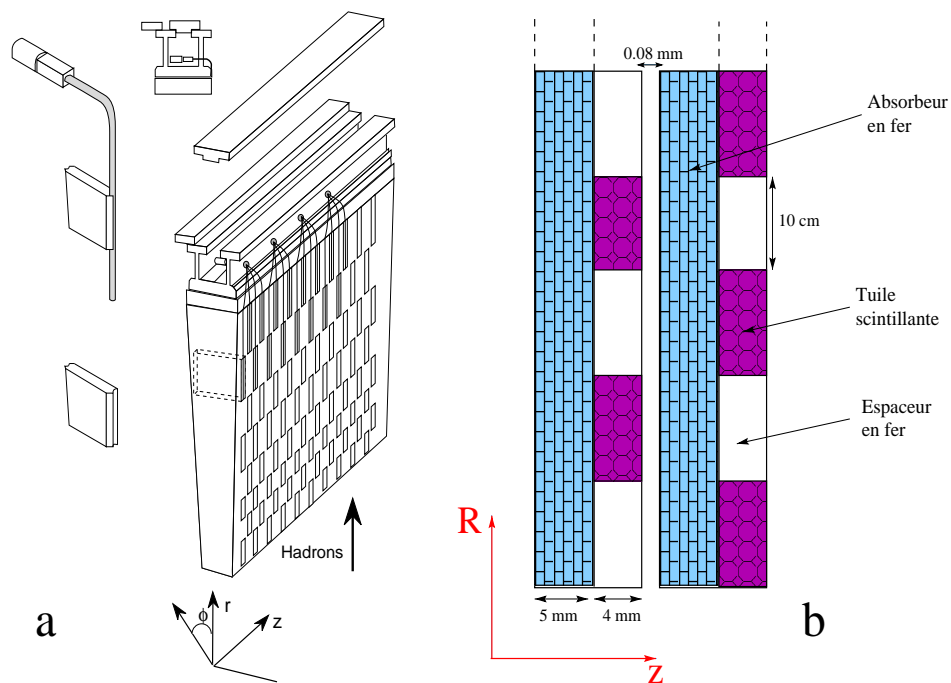


FIG. 2.29 – a: Vue d'un module du détecteur à tuiles scintillantes. b: vue schématique de deux sous-modules (le dessin n'est pas à l'échelle).

alternées (suivant R) de tuiles scintillantes et d'espaceurs en fer de 4 mm d'épaisseur [83]. Les sous-modules sont séparés de 0.8 mm et les tuiles de 10 cm dans la direction R . Ces dernières sont connectées via des fibres optiques à des photomultiplicateurs. Lors du passage de particules d'une gerbe hadronique, des photons sont créés. Leur nombre étant proportionnel à l'énergie déposée, celle-ci pourra être mesurée.

Le calorimètre représente entre 7 et 8 et entre 6 et 12 longueurs d'absorption¹⁰ respectivement pour la partie centrale et pour ses extensions. Il est segmenté en trois compartiments longitudinaux correspondant successivement à $1.4 \lambda_I$, $4.0 \lambda_I$ et $1.8 \lambda_I$ à $\eta = 0$. Le tableau suivant nous donne la segmentation transversale de chaque compartiment.

	1 ^{er} compartiment	2 ^{eme} compartiment	3 ^{eme} compartiment
$\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1

Le calorimètre hadronique bouchon

Les deux bouchons (HEC A et HEC C) du calorimètre hadronique d'ATLAS couvrent la région $1.5 < |\eta| < 3.2$; ils sont placés dans les mêmes cryostats que les bouchons du calorimètre électromagnétique [84]. Chacun d'eux est constitué de 2 roues (HEC1 et HEC2) alignées longitudinalement et d'épaisseur respective 82 et 96 cm. La figure 2.30 représente une vue en deux dimensions d'une de ces roues. Elles sont formées de 32 modules (figure 2.31) distants de 2 mm. La structure de ces modules est similaire à celle des modules du calorimètre électromagnétique puisqu'elle est composée de couches successives d'absorbés en cuivre (au lieu du plomb) et d'électrodes en kapton et cuivre, la partie active étant de l'argon liquide; le mode de détection est le même (cf section 2.2.4.1).

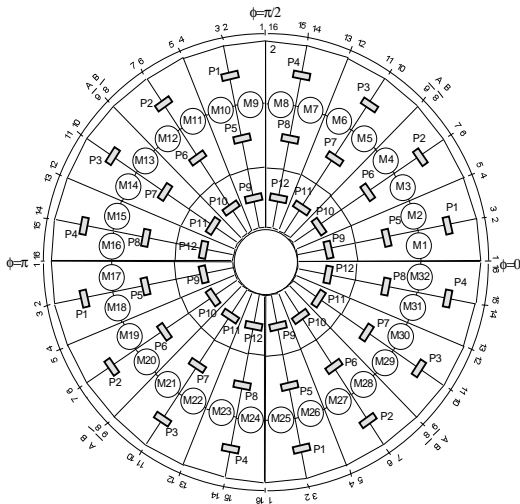


FIG. 2.30 – Vue en deux dimensions d'une roue du bouchon du calorimètre hadronique d'ATLAS.

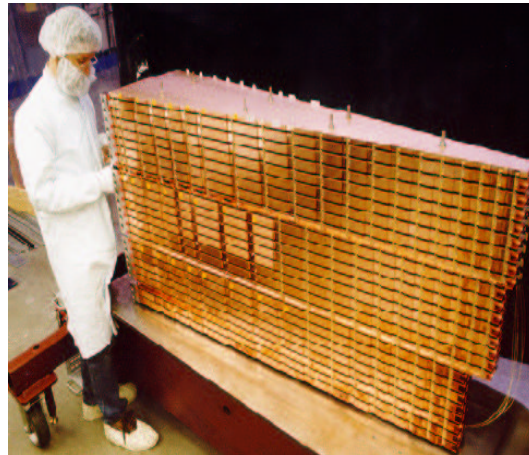


FIG. 2.31 – Vue d'un module prototype du bouchon du calorimètre hadronique d'ATLAS.

10. Aussi appelée longueur d'interaction, elle est donnée par la formule: $\lambda_I \simeq 35A^{1/3}$.

La première roue est placée à environ 4.26 m du point d'impact d'ATLAS, elle est entièrement masquée par le bouchon électromagnétique. Chacun de ses 32 modules est formé de 24 couches absorbeur-électrode. Le premier absorbeur a une épaisseur de 12.5 mm et les 24 autres de 25 mm, l'intervalle entre eux est de 8.5 mm. Les huit premières couches de détection ont une particularité: elles sont plus longues d'environ 10 cm dans la direction de l'axe du faisceau, pour conserver l'hermiticité du système calorimétrique.

La deuxième roue est placée 4 cm derrière la première, soit à environ 5.12 m du point d'impact d'ATLAS. Ces modules sont formés de 17 absorbeurs et de 16 électrodes chacun. Le premier des absorbeurs fait 25 mm d'épaisseur alors que les 16 autres font 50 mm. L'intervalle entre deux absorbeurs successifs est aussi de 8.5 mm.

La segmentation latérale dépend de la position en pseudo-rapacité: $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Objectifs et premiers résultats

Le rôle du calorimètre hadronique est la reconstruction des jets, de la masse invariante des paires de jets et de la mesure de l'impulsion transverse manquante [85]. Pour cela une résolution en énergie avec un terme d'échantillonnage de 50% et un terme constant de 3% est requise dans la région $|\eta| < 3.0$. Pour la région $|\eta| > 3.0$ une résolution en énergie $\frac{\Delta E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$ est suffisante. Le calorimètre hadronique doit pouvoir contenir les gerbes hadroniques pour atteindre cette résolution mais aussi limiter le bruit de fond dans le spectromètre à muons. Ces mesures précises serviront, par exemple, pour la mesure de la masse du quark top avec une erreur de 1%, et la détection d'un boson de Higgs de grande masse via les canaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$.

Les tests en faisceau effectués sur des prototypes (tonneau en 1997, 1998 et 1999) ou des modules de production (bouchon en 1999) ont donné les résultats suivants :

- Résolution en énergie de $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{42.7\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\% \oplus \frac{0.06}{E}$ pour la partie centrale du tonneau [86] et de $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{45.6\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \oplus \frac{0.06}{E}$ pour les extensions.
- Résolution en énergie de $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(76.2 \pm 0.9)\%}{\sqrt{E}} \oplus (6.68 \pm 0.09)\%$ pour le bouchon [87] dans le cas de pions et de $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(23.29 \pm 0.09)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.00 \pm 0.13)\%$ dans le cas d'électrons.

La différence entre les termes constants de la partie centrale du tonneau et des extensions est due à un meilleur confinement des gerbes hadroniques pour ces dernières. Les résultats du bouchon ne sont pas en accord avec les prévisions de la simulation - $64.5\%/\sqrt{E} \oplus 5.51\%$ pour les pions et $20.7\%/\sqrt{E} \oplus 0.67\%$ pour les électrons - à cause d'une calibration défectueuse.

2.2.4.3 Le calorimètre avant

Le calorimètre avant couvre la région de grande pseudo-rapacité: $3.2 < |\eta| < 4.9$ [88]. Comme le montre la figure 2.32a, il est formé de trois modules longitudinaux (FCAL 1, 2 et 3) placés dans le même cryostat que les bouchons électromagnétiques et hadroniques. Chacun de ces modules est composé d'une matrice d'absorbeurs (figure 2.32b) contenant un réseau de tubes d'électrodes parallèles (figure 2.33) à l'axe du faisceau. L'argon liquide sert de matière active entre les tubes et la matrice.

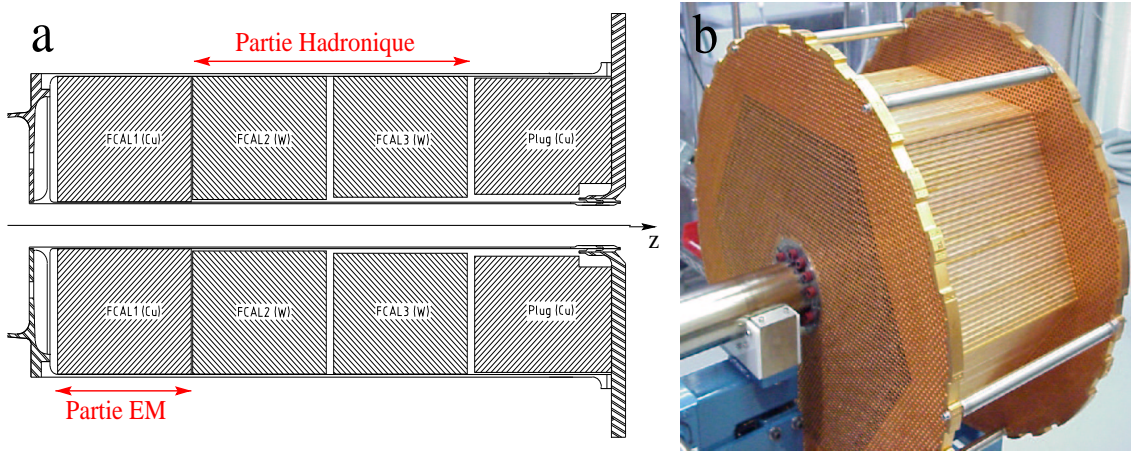


FIG. 2.32 – a : Vue en deux dimensions du calorimètre avant d’ATLAS, b : Photographie du calorimètre avant 3 (FCAL3) en phase de construction [89].

Le premier module constitue la partie électromagnétique du calorimètre. Il est placé à 4.68 m du point d’impact d’ATLAS et fait 45 cm d’épaisseur ($25 X_0$ ou $2.6 \lambda_I$). Il est composé d’une matrice en cuivre et de 12000 tubes de rayon 2.625 mm et distants de 7.5 mm. L’intervalle d’argon liquide est de 0.25 mm.

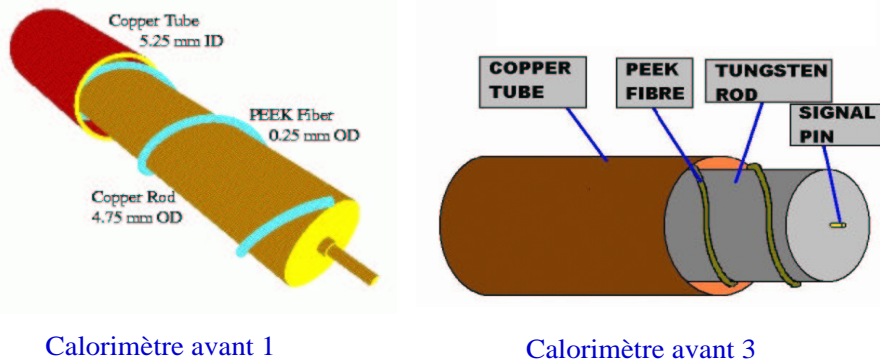


FIG. 2.33 – Vue schématique des électrodes utilisées dans les calorimètres 1 et 3 [89, 90].

Les deux autres modules constituent la partie hadronique. Ils diffèrent du premier principalement par la nature de leur matrice qui est en tungstène. Le tableau 2.4 résume les principales caractéristiques des calorimètres 2 et 3.

L’ensemble représente $9.6 \lambda_I$. Chaque module aura une segmentation latérale de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ suffisante pour atteindre les objectifs fixés :

- Mesure précise de l’énergie des jets, avec une résolution, pour des jets de $E_T > 100$ GeV, de $\sigma/E_T < 10\%$. Ce qui nécessite une résolution sur l’énergie de $\sigma/E < 7\%$ et une résolution angulaire de $\sigma/\theta < 7\%$.
- Participation aux mesures d’énergie transverse manquante.

Caractéristiques	FCAL 2	FCAL 3
z_{min} en m	5.13	5.61
épaisseur en cm	45	45
Nombre de tubes	10000	8000
distance entre tubes	8.18	9.0
intervalle d'Ar liquide en mm	0.375	0.4
Nombre de λ_I	3.5	3.4

TAB. 2.4 – Principales caractéristiques des calorimètres avant 2 et 3.

2.2.5 Le spectromètre à muons

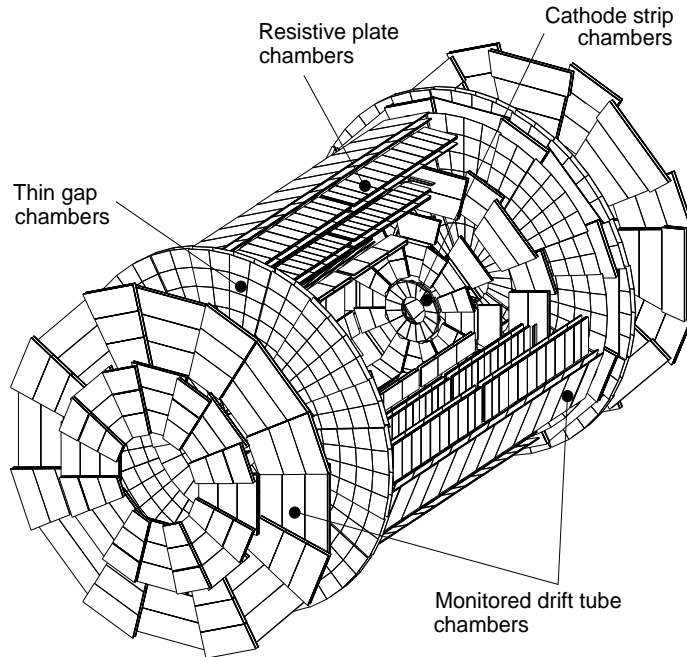


FIG. 2.34 – Vue en trois dimensions du spectromètre à muons.

Le rôle du spectromètre à muons [91, 92] est de détecter les muons, de reconstruire leur trace et surtout de mesurer précisément leur impulsion. Ces mesures devront être effectuées avec une grande couverture en pseudo-rapacité et une rapidité compatible avec le temps de croisement du LHC. L'objectif est d'atteindre une résolution de 1% sur l'impulsion des muons (5-50 GeV) dans la région $|\eta| \leq 2.7$; le principal but étant la découverte du boson de Higgs dans le canal à quatre ou deux muons [93]. Un système de déclenchement performant sera indispensable à la réalisation de ces objectifs.

Le spectromètre à muons d'ATLAS est réalisé de telle sorte qu'il s'imbrique dans l'aimant toroïdal qui fournit le champs magnétique nécessaire pour courber la trajectoire des muons. Le spectromètre est formé d'un tonneau ($|\eta| \leq 1.0$) et de deux bouchons ($1.0 \leq |\eta| \leq 2.7$). Chacun est constitué d'une partie servant à la détection et à la trajectographie

et d'une partie servant au déclenchement (figure 2.34) :

- le tonneau utilise des chambres de tubes à dérive, les MDT¹¹, pour la détection et des chambres formées d'une plaque résistive et de gaz, les RPC¹², pour le déclenchement.
- les bouchons détectent les muons grâce à des MDT dans la région $1.0 \leq |\eta| \leq 2.0$ et des chambres à pistes de cathodes, les CSC¹³, pour la région de grande pseudo-rapacité ($2.0 \leq |\eta| \leq 2.7$). Des chambres à fil, les TGC¹⁴, sont utilisées pour le déclenchement.

Le tonneau est formé de trois couches cylindriques de MDT (figure 2.35) placés à des rayons successifs 5, 7.5 et 10.5 m. Deux chambres RPC sont fixées de part et d'autre de la couche centrale et une troisième sur la dernière couche alternativement du côté interne ou du côté externe (figure 2.35). Le bouchon, pour sa part, est constitué de quatre disques de MDT (figure 2.36) et d'un disque de CSC (figure 2.34). Les TGC utilisées pour le déclenchement sont placées devant et derrière le troisième disque de MDT (à environ $z = 14$ m). Chaque particule traversera trois couches de chambres.

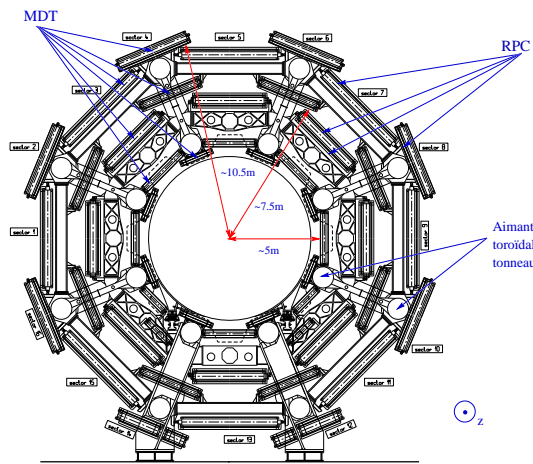


FIG. 2.35 – Positionnement des chambres MDT et RPC dans le tonneau du spectromètre à muons.

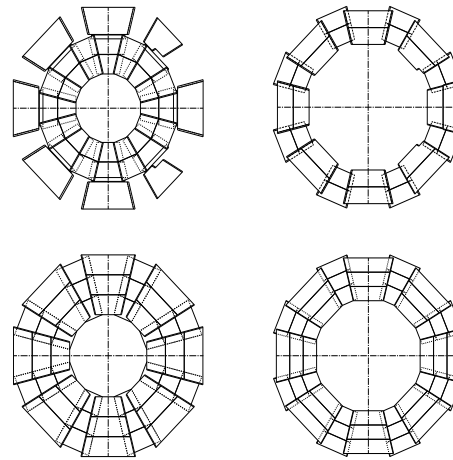


FIG. 2.36 – Schéma de la structure de quatre disques de MDT.

Les MDT [94] sont des chambres de tubes à dérive en aluminium de 30 mm de diamètre et de 0.4 mm d'épaisseur. En leur centre se trouve un fil, formé à 97% de tungstène (W) et à 3% de rhénium (Re), de $50 \mu\text{m}$ de diamètre. L'intervalle entre le fil et la paroi du tube est rempli d'un gaz non-inflammable composé de 93% d'Argon et 7% de dioxyde de carbone à une pression de 3 bars. Une résolution de $80 \mu\text{m}$ par tube est obtenue, insuffisante pour atteindre les objectifs précédemment cités ; les tubes constituant les MDT seront donc regroupés par couche : 2×4 couches de tubes pour les chambres (ou stations) internes et 2×3 couches pour les chambres centrales et externes. La figure 2.37 représente la structure d'une chambre à 2×3 couches de tubes.

11. Monitored Drift Tube
 12. Resistive Plate Chamber
 13. Cathode Strip Chamber
 14. Thin Gap Chambers

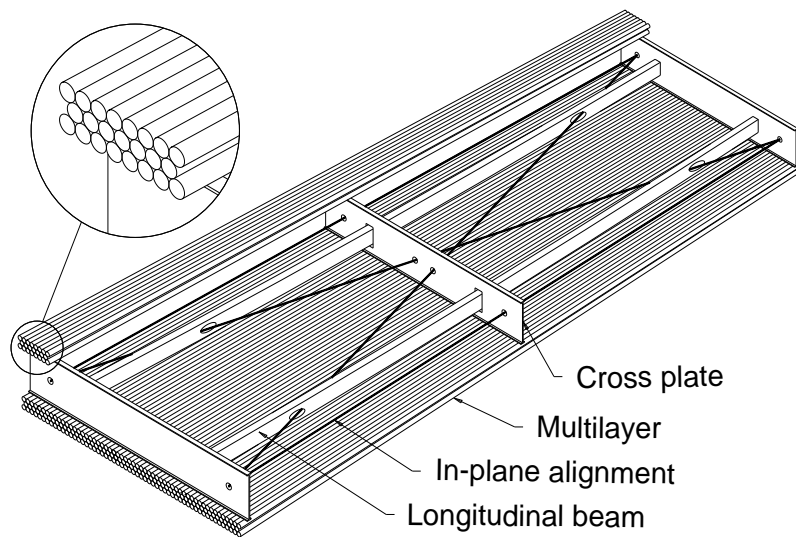


FIG. 2.37 – Schéma de la structure d'une chambre MDT formée de 2×3 couches de tubes.

Les CSC [95] sont des chambres proportionnelles à fils (anodes en $W + Re$) multiples. Les cathodes sont segmentées en pistes de 1.07 mm de largeur. Elles sont orthogonales aux anodes (diamètre de $30 \mu\text{m}$), comme le montre la figure 2.38, ce qui permet d'atteindre une résolution de $60 \mu\text{m}$ par chambre. Un mélange gazeux ($30\% \text{Ar} + 50\% \text{CO}_2 + 20\% \text{CF}_4$) non-inflammable est utilisé comme dans les MDT. Le disque de CSC est formé de 2×4 couches de CSC.

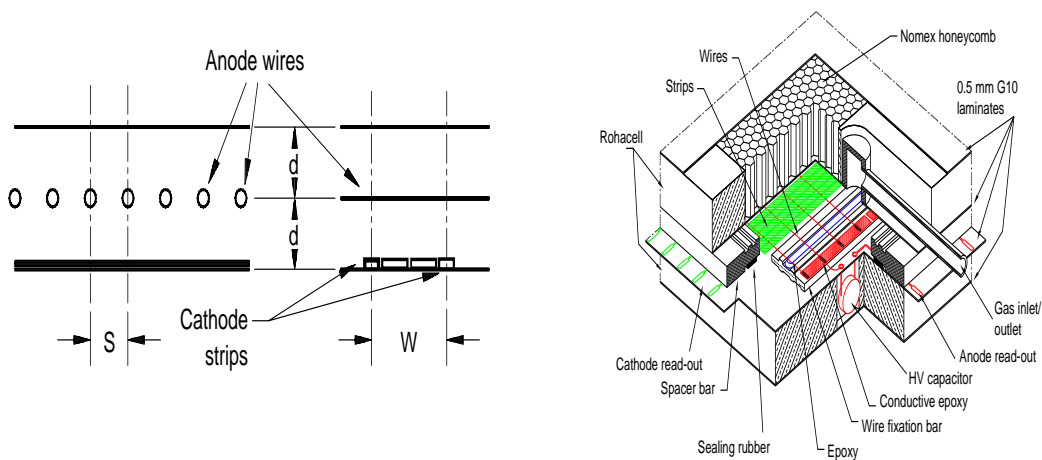


FIG. 2.38 – Schéma et vue coupée de la structure d'une CSC. $w = 2s = 2d = 5.08 \text{ mm}$.

Les RPC [96] sont des détecteurs formés de plaques résistives de bakélite séparées par des espaceurs de 2 mm d'épaisseur. Cet intervalle est rempli d'un mélange gazeux formé à 97% de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ et à 3% de SF_6 . Le signal est lu par couplage capacitif grâce à des pistes de lecture placées de part et d'autre de chaque plaque. D'un côté, on trouve les

pistes “ η ”, parallèles aux fils des MDT, et de l’autre, les pistes “ ϕ ” perpendiculaires aux pistes η . Ces pistes “ ϕ ” permettent d’obtenir la seconde coordonnée. Chaque chambre est constituée de 2×2 couches de RPC.

Les TGC [97] ont une structure similaire à celle des CSC. Elles diffèrent par la distance anode-cathode. Celle-ci est égale à la distance anode-anode (2.54 mm) pour les CSC alors qu’elle est inférieure dans le cas des TGC (1.4 et 1.8 mm). Les anodes sont des fils de $50 \mu\text{m}$ de diamètre parallèles aux fils des MDT alors que les cathodes sont des pistes de 1.6 mm de G10 perpendiculaires à ces derniers, permettant ainsi d’obtenir la seconde coordonnée. Chaque plan d’anodes se trouve entre deux plans de cathodes et baigne dans un mélange gazeux formé à 55% de CO_2 et à 45% de $n - \text{C}_5\text{H}_{12}$. Les TGC sont construites en triplets ou doublets (figure 2.39).

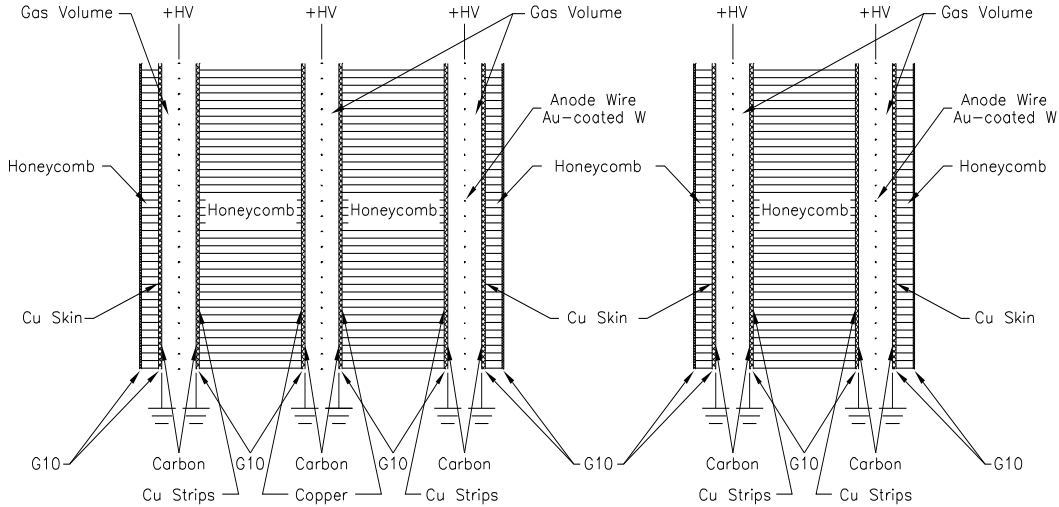


FIG. 2.39 – Schéma de la structure d’un triplet et d’un doublet de TGC.

Le tableau suivant donne le nombre de chambres, de canaux et la surface couverte par chaque type de chambre.

	MDT	CSC	RPC	TGC
Nombre de chambres	1194	32	596	192
Nombre de canaux de lecture	370000	67000	355000	440000
Surface couverte (m^2)	5500	27	3650	2900

Toutes ces chambres devront être parfaitement alignées (précision de $30 \mu\text{m}$ [98]) pour parvenir aux objectifs précédemment donnés. Un système optique permettra de surveiller l’alignement des chambres.

2.2.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement du détecteur ATLAS [99, 100, 101] a été pensé en tenant compte des objectifs physiques du LHC et des contraintes induites par le taux

de collisions très élevé (40 MHz). Son but est de sélectionner les événements intéressants et de rejeter les processus de bruit de fond. A la fin de la chaîne de sélection le taux d'enregistrement devra être de 100 Hz. L'acquisition d'un événement sera effectuée grâce à trois niveaux de déclenchement (trigger) : LVL1, LVL2 et EF (filtre d'événement). La figure 2.40 représente le diagramme du système de déclenchement, le taux de sélection, le temps imparti par événement et la mémoire nécessaire par seconde sont donnés.

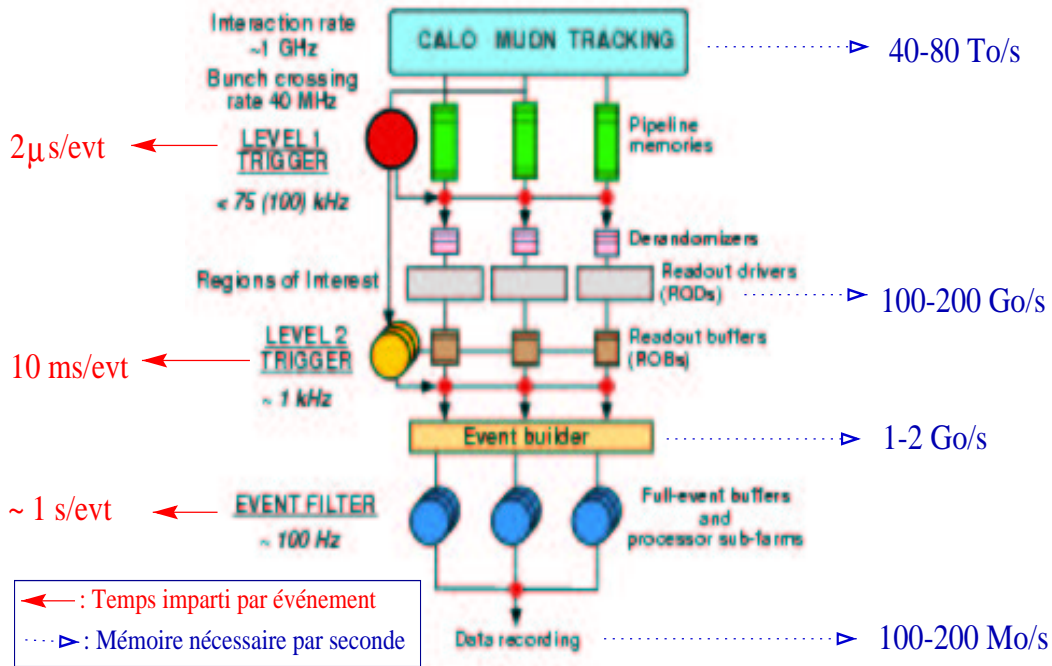


FIG. 2.40 – Diagramme du système de déclenchement de l'expérience ATLAS.

Le premier niveau de sélection, purement électronique, est localisé au niveau des détecteurs. La sélection d'un événement intéressant devra être effectuée en $2 \mu\text{s}$ en moyenne. Une partie seulement de l'information des sous-détecteurs sera utilisée, la totalité de ces informations étant stockée temporairement dans des mémoires "pipeline" dans l'attente d'une réponse positive. La sélection (figure 2.41) se fera sur l'énergie déposée dans le système calorimétrique (comparaison avec des valeurs seuils), sur l'existence d'électrons, de photons ou de jets isolés, sur la présence de muons grâce à l'information des chambres de déclenchement du spectromètre à muons (RPC et TGC) [102]. Une énergie transverse manquante importante est aussi recherchée. Les événements sélectionnés (taux de sélection : 75 kHz) seront dirigés vers les ROD¹⁵ (traitement des données) puis les ROB¹⁶ pour y être stockés avant de rentrer dans le niveau 2 de sélection. Le niveau 1 permet aussi de définir des régions intéressantes dans chaque sous-détecteur, elles sont appelées RoI¹⁷ (figure 2.41) ; elles correspondent aux coordonnées (η, ϕ) mais aussi aux informations telles que l'impulsion transverse et l'énergie transverse manquante.

15. Read Out Driver

16. Read Out Buffer

17. Region of Interest

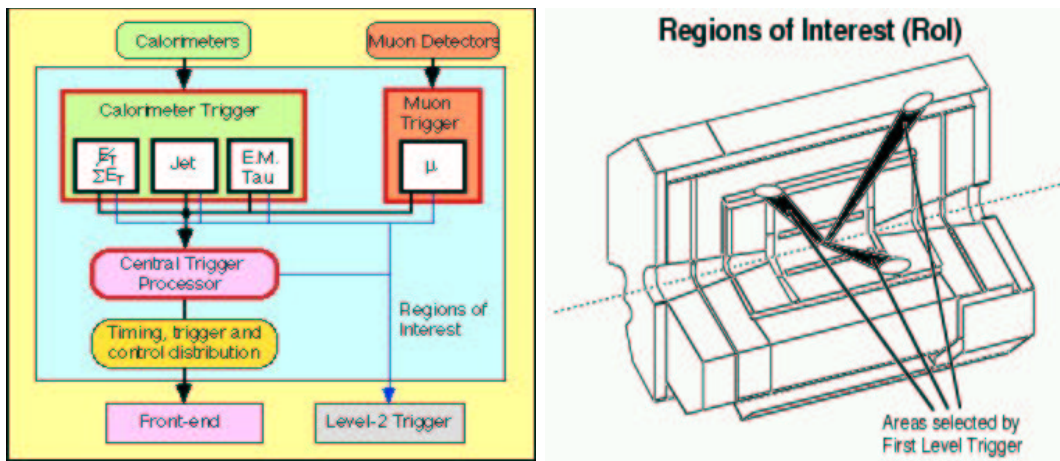


FIG. 2.41 – Diagramme du niveau 1 du système de déclenchement de l'expérience ATLAS et schématisation des RoI.

Le niveau 2 de sélection utilise les informations données par les RoI. L'existence de muons, électrons, photons, taus, hadrons et jets d'impulsion transverse élevée est vérifiée au niveau 2 par l'utilisation d'informations complémentaires, selon le candidat et sa position [103]. Pour les électrons isolés, on utilise la fine granularité du calorimètre électromagnétique ainsi que les détecteurs de traces ; principalement les TRT dont les caractéristiques facilitent l'identification des électrons (cf section 2.2.3.3). Pour les photons seul le calorimètre électromagnétique est utilisé. L'utilisation des chambres MDT et CSC permet d'identifier les muons d'impulsion transverse intéressante. L'identification des jets isolés est principalement effectuée au niveau 1, néanmoins l'étiquetage des jets b en utilisant l'information des détecteurs internes pourra peut-être être effectué à ce niveau (études en cours). Enfin pour les taus, les calorimètres et le détecteur interne sont utilisés. Au maximum 10 ms seront disponibles par événement, le taux de sélection à la sortie du niveau 2 sera alors d'environ 1 kHz.

La sélection finale est effectuée au troisième niveau, appelé filtre d'événements. A ce stade de la sélection la totalité des informations peut être utilisée pour valider ou rejeter un événement ayant passé les deux premiers niveaux. En moyenne une seconde sera nécessaire, mais le temps de traitement s'étalera entre 0.1 s pour les événements rapidement rejetés et 100 s pour ceux nécessitant une analyse plus complète [101]. L'utilisation d'algorithmes d'analyse "offline", comme la reconstruction de traces et de vertex, permet d'affiner le choix des événements. A la sortie de ce dernier niveau le taux de sélection devra être de 100-200 Hz. Ce nombre provient des estimations faites sur la statistique nécessaire aux recherches envisagées et sur les moyens techniques dont nous disposerons pour effectuer les analyses de données.

Chapitre 3

Construction des bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

3.1 Description

3.1.1 Introduction

Comme nous l'avons vu succinctement dans le chapitre précédent (section 2.2.4.1), le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS est un calorimètre à échantillonnage plomb-argon. Les composants utilisés -absorbeurs, électrodes et espaceurs- ont une géométrie en accordéon pour éviter les zones mortes (signal sorti par l'avant et l'arrière du détecteur).

Les bouchons couvrent la région $1.375 \leq |\eta| \leq 3.2$. Il est divisé en deux roues concentriques : la roue externe ou grande roue ($1.375 \leq |\eta| \leq 2.5$) et la roue interne ou petite roue ($2.5 \leq |\eta| \leq 3.2$) [104]. La figure 3.1a représente le schéma d'un bouchon. Celui-ci sera placé avec le bouchon du calorimètre hadronique et les calorimètres avant dans un cryostat à 3.64 m du point d'interaction. Ses rayons interne et externe sont respectivement de 30 cm et 2.08 m ; son épaisseur est de 51 cm environ (figure 3.1a).

Les bouchon couvrant les région $\eta > 0$ et $\eta < 0$ sont respectivement nommés ECC et ECA¹. Ils sont formés, tous les deux, de huit modules (figure 3.1b), chaque module couvrant 45° en ϕ . Un module est constitué de 96 (32) absorbeurs et 95 (31) électrodes dans la roue externe (interne). Les dernières électrodes (96ème et 32ème) sont placées durant l'assemblage (intégration) des modules, pour éviter de les exposer à des chocs légers mais préjudiciables.

Le bouchon possède deux particularités importantes :

- l'intervalle absorbeur-électrode, appelé communément gap, varie avec η . Il décroît de 2.8 mm ($\eta = 1.375$) à 0.9 mm ($\eta = 2.5$) dans la roue externe et de 2.7 mm ($\eta = 2.5$) à 1.5 mm ($\eta = 3.2$) dans la roue interne, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.2 [105].

1. EC pour End-Cap.

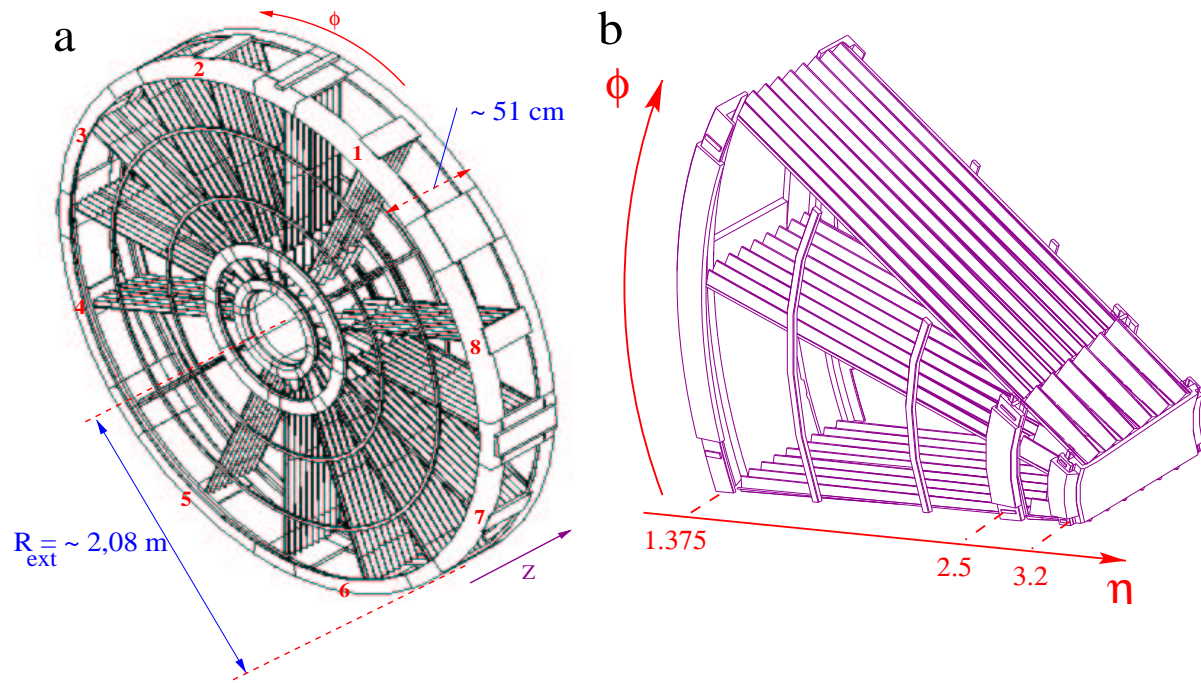


FIG. 3.1 – a: Schéma d'un bouchon du calorimètre électromagnétique composé de huit modules. b: Schéma d'un module.

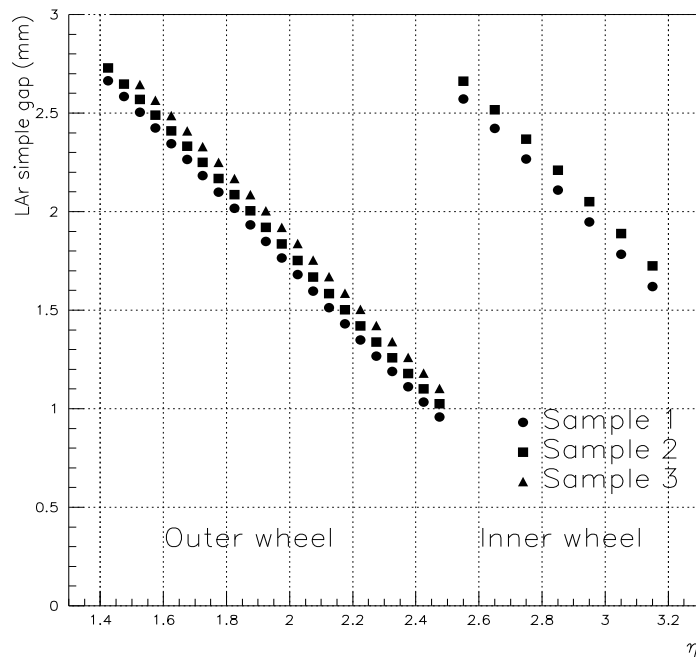


FIG. 3.2 – Variation de l'intervalle électrode-absorbeur en fonction de η .

- L'angle de pliage augmente avec η : d'environ 60° à 122° pour la roue externe (figure 3.3) et 55° à 107° pour la roue interne [105].

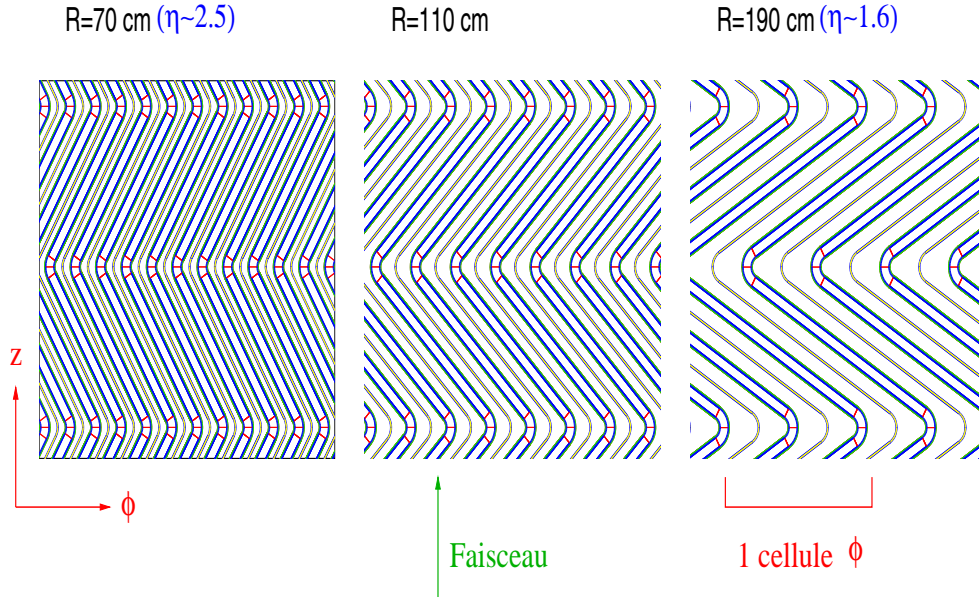


FIG. 3.3 – Dépendance en η de l'angle de pliage, dans la roue externe.

Nous verrons par la suite que ces particularités ont ou ont eu des incidences importantes sur la construction, la configuration des électrodes et la reconstruction du signal (cf chapitre 5).

Nous allons maintenant décrire plus précisément les éléments constituant les modules, en nous intéressant aux étapes de fabrication, à leurs dimensions et à leur composition.

3.1.2 Les absorbeurs

Les absorbeurs des roues externe et interne ont une composition similaire : sur une couche centrale de plomb sont collées deux couches d'acier. De la fibre de verre adhésive “prepreg” sert de colle. A la suite d'études [106, 107], la collaboration a choisi d'utiliser des absorbeurs à épaisseur constante, les résultats obtenus à partir d'une simulation précise ayant montré que les performances du calorimètre étaient équivalentes ou améliorées (meilleur terme constant par exemple) par rapport à des absorbeurs à épaisseur variable (avec η). De plus les absorbeurs à épaisseur constante sont plus facilement réalisables. L'épaisseur des absorbeurs, en mm, est :

	Totale		Plomb		Acier		Prepreg
Roue externe :	2.4	=	1.7	+	2×0.2	+	2×0.15
Roue interne :	2.9	=	2.2	+	2×0.2	+	2×0.15

Une tolérance de $30 \mu\text{m}$ est requise pour ne pas dépasser une contribution de 0.25% dans le terme constant global [104, 108]. Lors de la fabrication des absorbeurs, des mesures

de conformité sont donc effectuées sur les plaques de plomb et d'acier grâce à des ondes ultra-son [109], et par radiographie aux rayons X [110] sur les absorbeurs finis.

La figure 3.4 représente le schéma d'un absorbeur de chaque roue. Les absorbeurs de la roue externe (interne) ont une longueur d'environ 1.35 m (33 cm) et pèsent 26 kg (7.5 kg). On peut voir dans le tableau 3.1 des caractéristiques géométriques des absorbeurs, que leur longueur varie avec la profondeur (Z). Cette caractéristique permet au crack entre les deux roues d'être projectif (cf section 5.5).

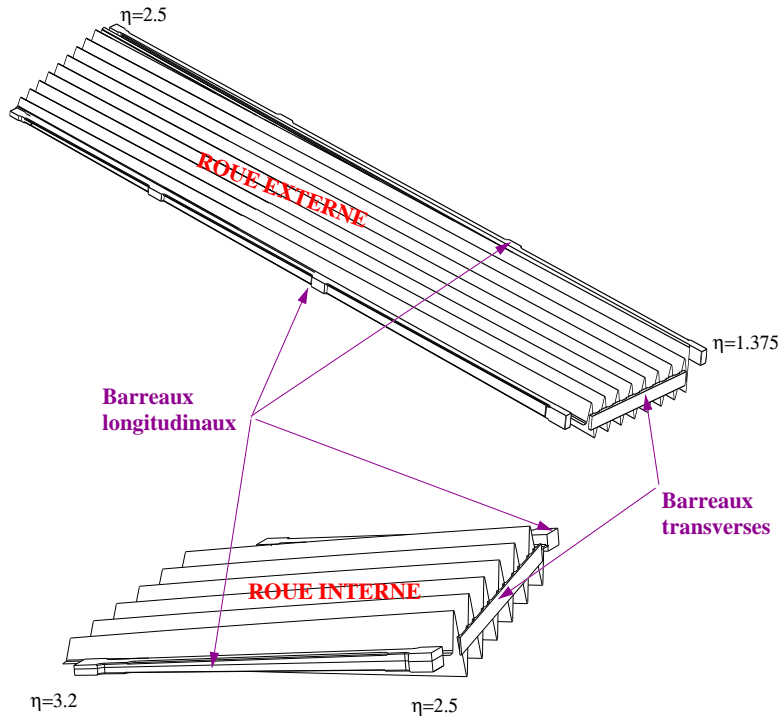


FIG. 3.4 – Vue schématique d'un absorbeur de chaque roue. Les barreaux transverses et longitudinaux sont représentés.

Sur la figure 3.4 les absorbeurs sont représentés avec des barreaux longitudinaux et un barreau transverse. Les premiers servent à fixer les absorbeurs sur la structure du module (cf section 3.2) et permettent aussi de maintenir les connecteurs des électrodes à leur place. Ils sont fixés au plomb. La partie apparente est faite en matériau composite (résine) et possède des emplacements pour les vis et goupilles de fixation. Les barreaux transverses sont collés, suivant la profondeur, à l'extrémité des absorbeurs où les angles sont les plus aigus ($\eta = 1.375$ et $\eta = 2.5$ respectivement pour la roue externe et la roue interne) suivant la profondeur. Ils servent à diminuer les déformations thermiques et mécaniques.

Ces deux types de barreaux doivent satisfaire plusieurs conditions [104] :

- ne pas polluer l'argon liquide,

Paramètres	Roue Interne	Roue externe
Nombre d'ondes	6	9
Longueur d'une onde (mm)	85	56.7
Largeur de plomb (mm)	514	514
Largeur d'un absorbeur (mm)	576	576
Longueur de plomb en face avant (mm)	308	1387
Longueur de plomb en face arrière (mm)	351	1336

TAB. 3.1 – *Caractéristiques géométriques des absorbeurs à la température de l'argon liquide.*

- être résistants aux radiations,
- ne pas être conducteurs,
- avoir un coefficient de dilatation proche de celui du plomb.

La figure 3.5 donne les différentes étapes qui sont suivies lors de la fabrication d'un absorbeur. Nous pouvons noter que les mesures effectuées avec les ondes ultra-son, sont réalisées à l'Université Autonome de Madrid (UAM), l'un des sites de montage du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS (cf section 3.2).

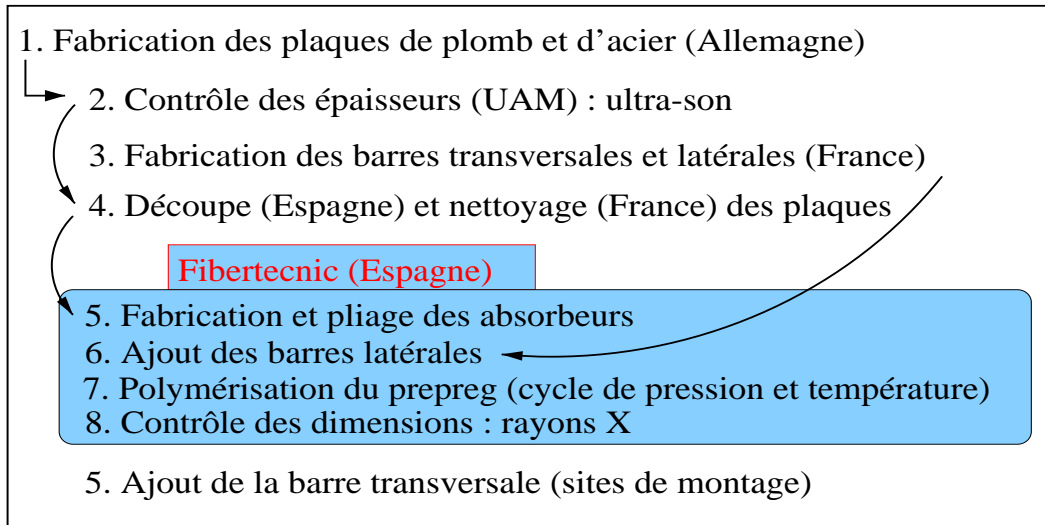


FIG. 3.5 – *Les différentes étapes de fabrication et validation d'un absorbeur.*

3.1.3 Les électrodes

Structure

Les électrodes de lecture ont les mêmes caractéristiques géométriques que les absorbeurs : longueur, largeur, angles de pliage... Elles ont une épaisseur de $275 \mu\text{m}$ pour les deux roues [104]. Chaque électrode (figure 3.6) est constituée de trois couches de cuivre (35

μm) séparées par une couche de kapton ($50 \mu\text{m}$) qui sert d'isolant. De la colle polyimide (15 ou $25 \mu\text{m}$) permet de lier toutes ces couches.

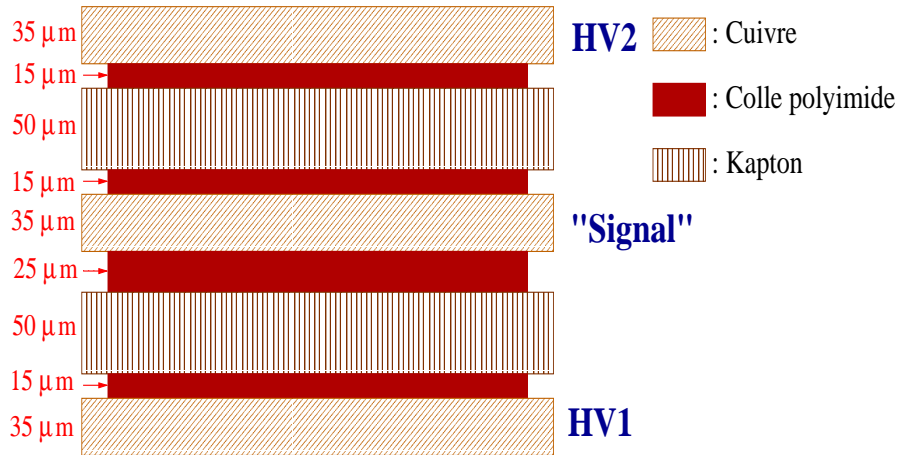


FIG. 3.6 – Schéma de la structure en couches d'une électrode.

Les deux couches externes de cuivre distribuent la haute tension, elles sont appelées HV1 et HV2. La haute tension est en général amenée par la face arrière de l'électrode via un bus. Seule la région $\eta = 1.375 - 1.5$ est alimentée par la face avant. Des résistances sérigraphiées, visibles sur la figure 3.7, permettent de transmettre la haute tension en profondeur aux pavés qui forment les cellules de haute tension. Une simulation a permis d'optimiser les valeurs de ces résistances (quelques $\text{M}\Omega$), permettant de répondre à deux exigences opposées [104, 111]:

- de grandes valeurs de résistance permettent de limiter la diaphonie (ou “crosstalk”) entre les canaux voisins, et de minimiser les dommages que pourrait entraîner un claquage accidentel sur la chaîne de lecture².
- de basses valeurs de résistance sont nécessaires pour limiter la diminution de la haute tension ($\Delta U = RI$) due aux événements de biais minimum (bruit d'empilement) qui induisent un courant permanent (I).

La mesure des résistances sérigraphiées et la vérification de leurs valeurs font partie des tests de qualité des électrodes.

A l'avant et à l'arrière de chaque électrode se trouvent des lames de contact (“flaps” : figure 3.7) qui permettent de relier les connecteurs de masse de l'électrode aux absorbeurs [111]; excepté dans la région $\eta = 2.0 - 2.1$. La mise à la masse des absorbeurs associée à l'application d'une haute tension sur les faces HV1 et HV2 des électrodes crée un champ électrique dans l'intervalle d'argon liquide. Comme nous l'avons vu précédemment, le passage d'une particule ionise l'argon liquide; sous l'effet du champ électrique, les électrons d'ionisation dérivent vers les électrodes. Cette dérive induit un courant sur la couche centrale de cuivre (couche “signal”), par couplage capacitif (la capacité de découplage est aussi appelée capacité kapton). Nous verrons dans la section 4.3.2 que ce principe est

2. Ce sont les pré-amplificateurs qui sont plus particulièrement exposés.

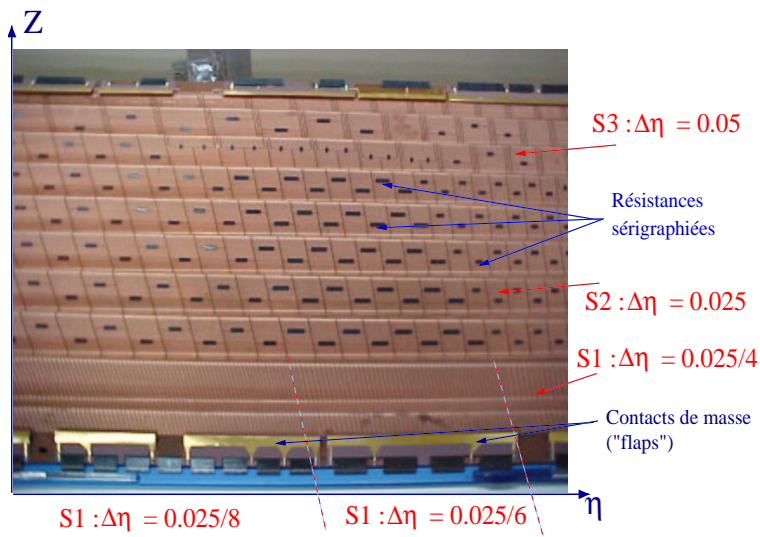


FIG. 3.7 – Photographie d'une partie d'une électrode de la roue externe, les résistances sérigraphiées ainsi que les contacts de masse sont visibles.

utilisé pour vérifier la qualité des électrodes.

Construction et validation des électrodes

La figure 3.8 donne les différentes étapes par lesquelles passe chaque électrode, depuis l'entreprise CICOREL [112], qui assure la fabrication des électrodes plates³ et les premiers tests, jusqu'aux sites de montage (Madrid et Marseille). Les électrodes étant très fragiles, des tests de qualité et de conformité sont effectués tout au long de ce circuit [113, 114].

Après le pliage, effectué par l'entreprise RIPM [115], la plupart des électrodes subissent des réparations ; au niveau des résistances par exemple. Cette étape est effectuée au laboratoire d'Orsay où sont également effectués des ajouts de contacts de masse et des tests électriques (mesure de capacités et de résistances, test de la tenue en haute tension) [116].

Secteurs haute tension

Nous avons vu dans la section 3.1.1, qu'une particularité du bouchon est la variation de l'intervalle absorbeur-électrode avec la pseudo-rapacité. Pour tenir compte de cette variation et dans le but d'avoir une réponse uniforme en η , les électrodes des roue interne et externe sont respectivement divisées en deux et sept secteurs haute tension (figure 3.9). L'option consistant à appliquer une tension variant en continu avec η a été abandonnée à cause des nombreuses complications qu'elle entraînait. Le tableau 3.2 donne les valeurs de haute tension de chaque secteur. L'intervalle absorbeur-électrode variant à l'intérieur de chaque secteur, la réponse du détecteur ne sera pas totalement uniforme en η mais cet effet pourra être corrigé (section 5.3.5.3).

³. Dimension des électrodes plates: 956 mm × 1445 mm pour la roue externe et 869 mm × 533 mm pour la roue interne

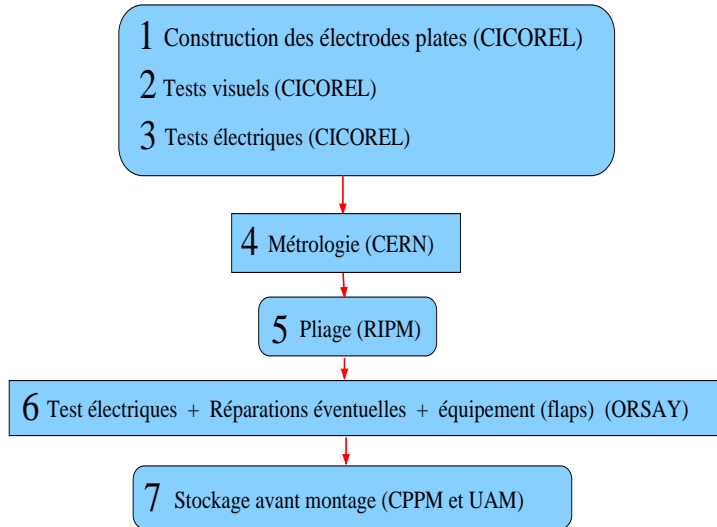


FIG. 3.8 – Diagramme des étapes de construction et de validation des électrodes.

Roue	secteur	intervalle en η	HT nominale (V)	gap moyen (mm)
Roue externe	1	1.375-1.5	2500	2.65
	2	1.5-1.6	2300	2.5
	3	1.6-1.8	2100	2.25
	4	1.8-2.0	1700	1.95
	5	2.0-2.1	1500	1.7
	6	2.1-2.3	1250	1.45
	7	2.3-2.5	1000	1.15
Roue interne	1	2.5-2.8	2300	2.45
	2	2.8-3.2	1800	1.9

TAB. 3.2 – Valeur de haute tension appliquée dans l'argon liquide et valeur moyenne de l'intervalle électrode-absorbeur de chaque secteur haute tension.

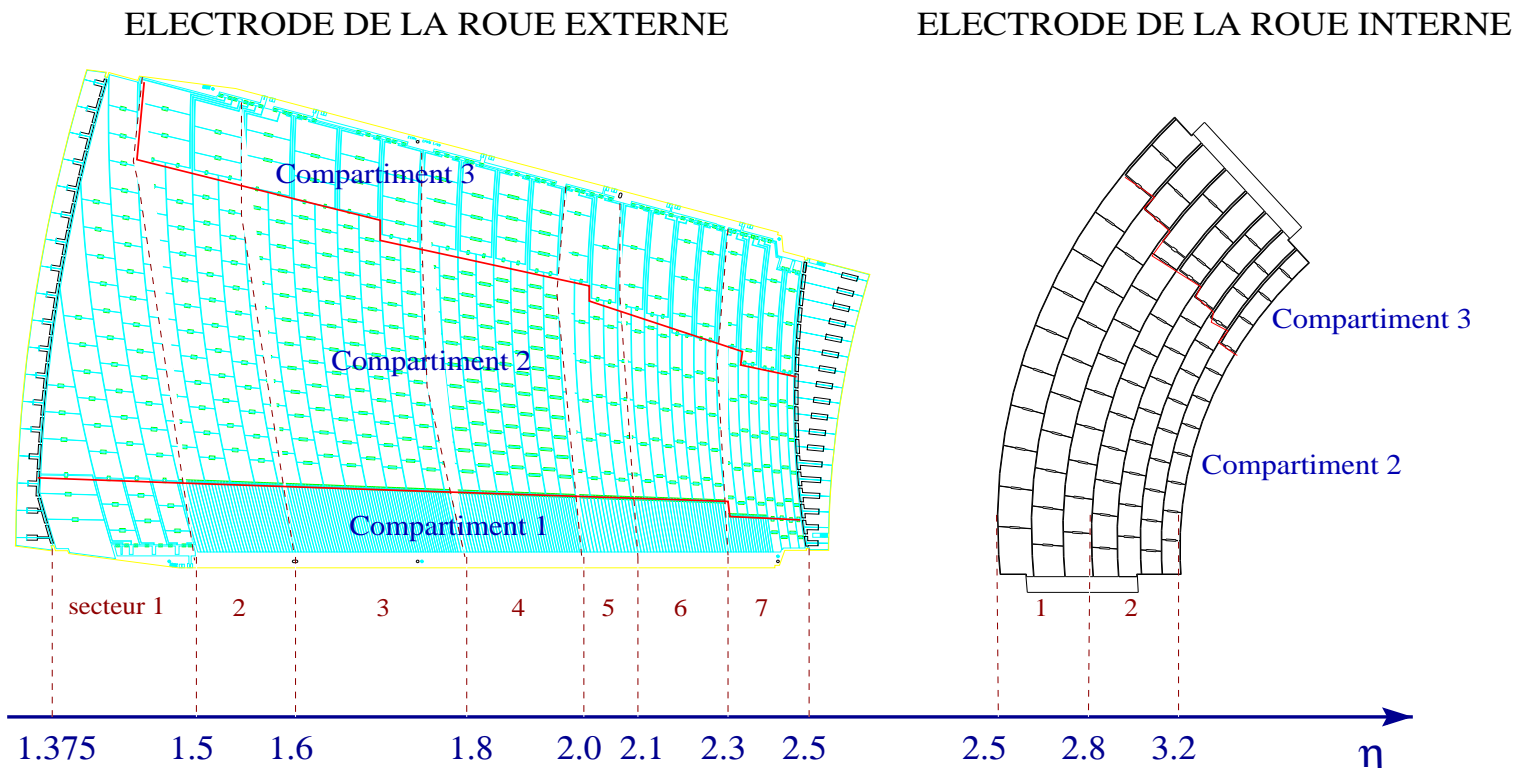


FIG. 3.9 – Vue schématique d'une électrode plate de chaque roue. Les compartiments longitudinaux et les secteurs haute tension sont représentés.

Segmentation

La segmentation longitudinale et transverse des électrodes est différente d'une roue à l'autre (figure 3.9) [104]:

- la roue interne possède deux compartiments longitudinaux (S2 et S3), ils ont une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et représentent successivement 24 et 2-8 X_0 (2 à $\eta = 2.5$ et 8 à $\eta = 3.2$). Le rôle de la roue interne étant principalement de mesurer l'impulsion transverse manquante, cette configuration est suffisante [117].
- la segmentation de la roue externe est plus complexe: elle possède deux ou trois compartiments longitudinaux dont la segmentation transverse est variable pour le premier et constante pour les deux autres :
 - le premier compartiment (S1) couvre toute la roue externe ($\eta = [1.375, 2.5]$) et correspond à 6-7 X_0 . Il est finement segmenté dans l'intervalle $\eta = [1.5, 2.4]$ (cf tableau 3.3) pour permettre la séparation des photons provenant de la désintégration d'un π^0 et le calcul précis de la position des particules en η . Dans la région $\eta = [1.375, 1.5]$, le tonneau se trouvant devant le bouchon, une granularité moins fine a été adoptée. Quant à la région $\eta = [2.4, 2.5]$, elle est située derrière la couronne intermédiaire (cf section 3.2.1), elle ne dispose donc pas de connecteurs électriques. Le signal est récupéré à $\eta \leq 2.4$, une granularité standard a par conséquent été choisie pour simplifier la structure de l'électrode de lecture [105].
 - le second compartiment (S2) couvre lui aussi entièrement la roue externe. Sa segmentation transverse est la même ($\Delta\eta = 0.025$) quelle que soit la position en η ; afin de mesurer un flux constant de particules par cellule. Ce compartiment représente 17-18 X_0 , une grande partie de l'énergie y sera donc mesurée.
 - le troisième compartiment (S3) couvre la région $\eta = [1.5, 2.5]$ et correspond à 4-12 X_0 (4 à $\eta = 1.5$ et 12 à $\eta = 2.5$). Sa segmentation transverse est constante et égale à 0.05 en η . Son rôle est de compléter le second compartiment pour la mesure de l'énergie des particules très énergétiques.

Dans la direction ϕ , les cellules sont formées par le regroupement de plusieurs électrodes: trois et quatre électrodes sont respectivement utilisées dans le compartiment S2 de la roue externe et de la roue interne.

Le tableau 3.3 référence la granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ des trois compartiments.

	[1.375,1.5]	[1.5,1.8]	[1.8,2.0]	[2.0,2.4]	[2.4,2.5]	[2.5,3.2]
S1	0.025×0.1	$0.025/8 \times 0.1$	$0.025/6 \times 0.1$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.1	–
S2	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.1×0.1
S3	–	0.05×0.025	0.05×0.025	0.05×0.025	0.05×0.025	0.1×0.1

TAB. 3.3 – *Segmentation transverse, $\Delta\eta \times \Delta\phi$, des trois compartiments (S1, S2 et S3) du calorimètre électromagnétique bouchon.*

Au total un bouchon comptera 30208 cellules -S1: 13824, S2: 11264 et S3: 5120- dans la roue externe et 896 -448 dans les deux compartiments- dans la roue interne. En

comparaison, le tonneau possèdera 102400 cellules.

3.1.4 Les espaceurs

Pour garder l'électrode centrée entre deux absorbeurs et maintenir l'intervalle électrode-absorbeur, des espaceurs, ou filets, sont utilisés. Leur conception est soumise à plusieurs contraintes [118] :

- les filets doivent assurer une transparence maximale dans la direction ϕ (épaisseur) pour perturber le moins possible la dérive des électrons d'ionisation vers les électrodes,
- ils doivent avoir une haute tenue à la compression (seuil : $3\text{kg}/\text{cm}^2$) afin d'éviter tout contact entre les absorbeurs et les électrodes et de maintenir un intervalle désiré,
- ils doivent être isolants électriquement,
- ils doivent conserver ces caractéristiques à la température de l'argon liquide (-185°C),
- ils doivent être résistants aux radiations (doses maximales : 10 Mrad).

Pour satisfaire ces critères, des bandelettes trapézoïdales de papier imprégné de résine phénolique sont regroupées de manière à constituer les espaceurs. Leur forme en nids d'abeilles (cellules hexagonales) leur permet de représenter très peu de matière ($32\text{ kg}/\text{m}^3$) tout en résistant au poids des absorbeurs. Ces bandelettes sont découpées dans des plaques d'épaisseur variable, puis placées dans des moules. Les espaceurs (figure 3.10) à géométrie en accordéon sont obtenus après cuisson (40 minutes à 110°C) des bandelettes maintenues en position grâce à des fils rigides⁴ [118].

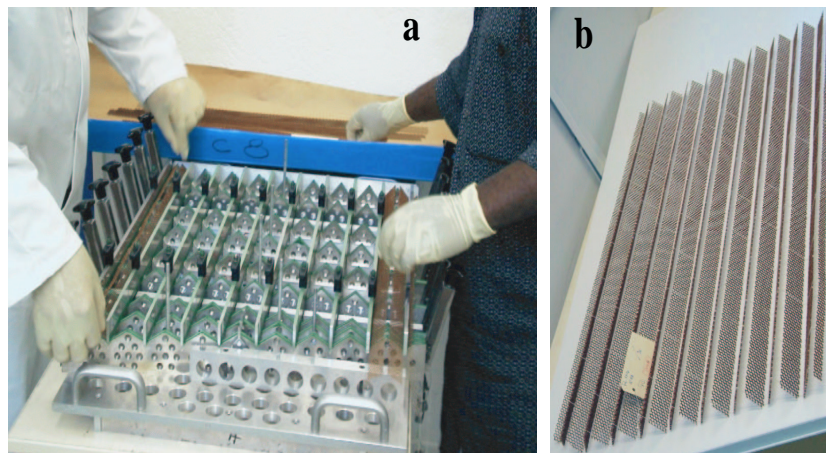


FIG. 3.10 – Photographies du positionnement des bandelettes dans un moule (a) et d'un espaceur de la roue externe (b).

Il existe cinq types d'espaceurs : deux pour la roue interne (types A et B) et trois pour la roue externe (C, D et R). La figure 3.11 indique l'emplacement de chacun de ces espaceurs dans le calorimètre. Le filet R est un peu particulier : c'est une bande continue qui a été intégrée, pour la construction des modules de série, afin d'assurer l'intervalle

4. Les modules de série qui seront placés dans le bouchon utilisent des espaceurs formés de fils rigides, les espaceurs du module 0 étaient formés de fils souples.

absorbant-électrode dans la région proche du crack entre les deux roues. Dans cette région l'intervalle est très petit (0.9 mm) et les angles de pliage sont de 120°, le risque de court-circuit est donc augmenté (cf section 5.2.3).

Les fils rigides placés perpendiculairement aux bandelettes, excepté pour la bande R, ne devant pas toucher les électrodes, chaque type d'espaceurs est formé de deux catégories (1 et 2), l'une étant placée sous les électrodes (1) et l'autre dessus (2).

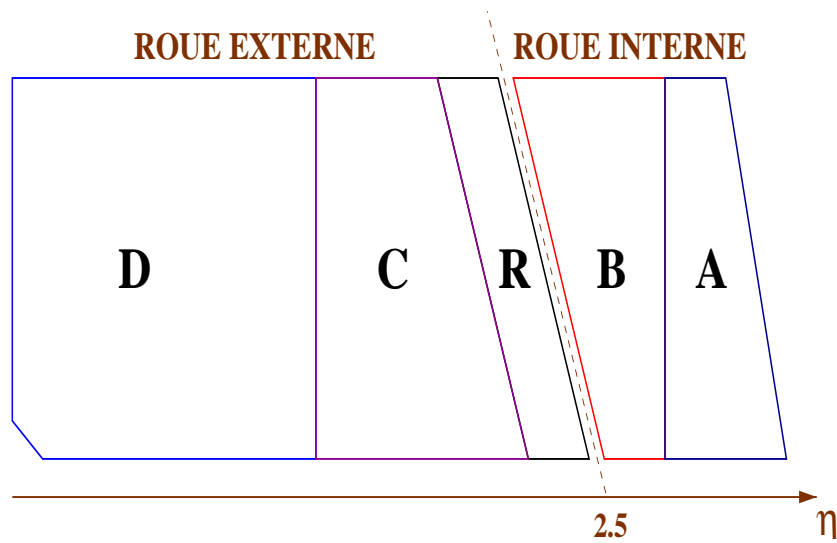


FIG. 3.11 – Schéma du positionnement des cinq types de filets.

Les filets de chaque type et chaque catégorie sont réalisés au CPPM : du contrôle des composants à leur nettoyage final. La figure 3.12 présente les principales étapes de la création des espaceurs.

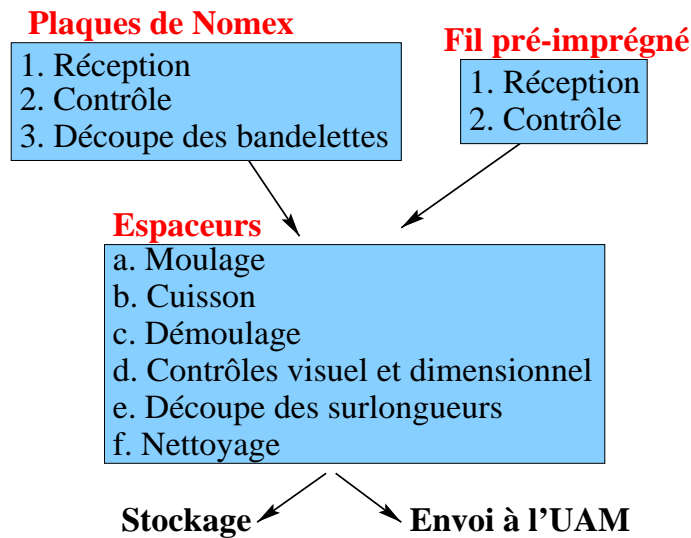


FIG. 3.12 – Principales étapes de la création des espaceurs au CPPM.

3.2 Assemblage d'un module

3.2.1 La Structure du module

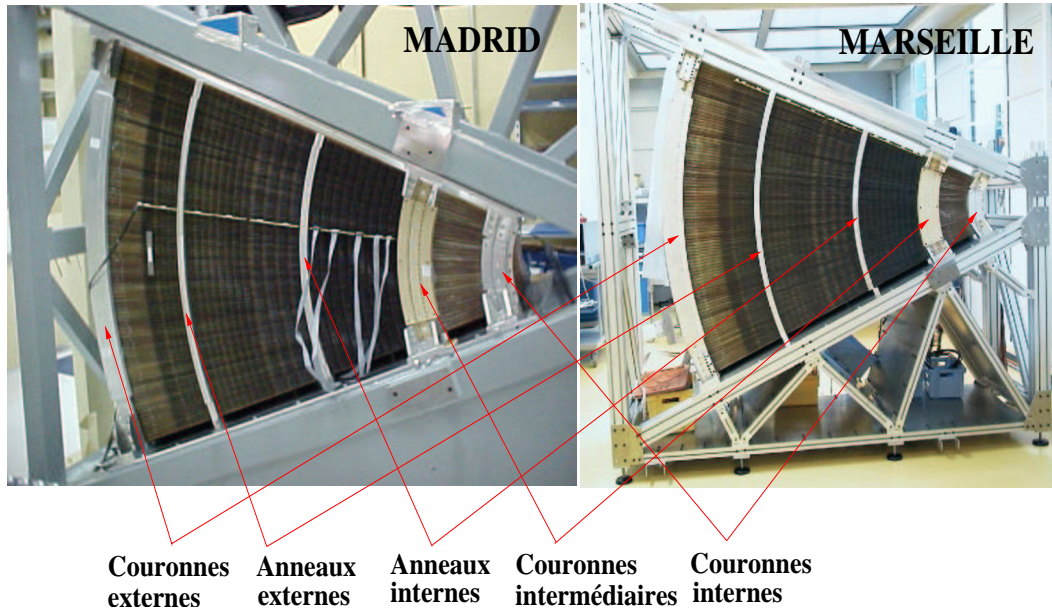


FIG. 3.13 – Photos des bâtis utilisés pour le montage des modules à Madrid (UAM) et à Marseille (CPPM).

Les modules du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS sont construits en parallèle à l'UAM et au CPPM. Le bâti, sur lequel ils sont montés, est différent d'un site à l'autre, comme le montre la figure 3.13. Par contre la structure, c'est-à-dire les anneaux et couronnes de fixation, est la même. Ces éléments permettent de fixer les absorbeurs au bâti de montage mais aussi de les maintenir dans une bonne position. Les anneaux et couronnes d'indexation assurent le positionnement relatif en ϕ d'un absorbeur à l'autre.

Pour pallier l'éventuelle défection de composants, la construction d'un module exige une centaine (~ 35) d'électrodes et d'absorbeurs de la roue externe (interne).

3.2.2 Généralités et étapes

3.2.2.1 La salle propre

Le montage d'un module s'effectue dans une salle propre surpressurisée, climatisée, dont le taux d'humidité est régulé par des déshumidificateurs. Ceci est nécessaire pour éviter toute détérioration des composants, pollution future de l'argon liquide, et tout court-circuit dû à une poussière. De plus, chaque composant rentré en salle propre est nettoyé (aspirateur et alcool) avant d'être monté.

3.2.2.2 Préparation des composants

Les absorbeurs subissent quelques modifications avant d'être nettoyés et entrés en salle propre [119]:

- le collage de la barrette transverse (cf section 3.1.2) est effectué;
- les barreaux longitudinaux sont chanfreinés à leurs extrémités pour faciliter leur insertion dans les rainures des couronnes;
- des encoches sont effectuées dans les rainures des barreaux longitudinaux, au niveau de l'anneau d'indexation externe, pour éviter des problèmes dus à des soudures d'électrodes trop épaisses. Ces encoches sont réalisées au niveau des anneaux de fixation et dans la région où des contacts de masse sont rajoutés sur les électrodes. Cette modification n'est effectuée que pour les absorbeurs de la roue externe;
- des pastilles de fibre de verre (G-10) sont collées sur les bords des grands absorbeurs, à $\eta = 2.5$. Cet ajout permet d'améliorer l'isolation électrique entre les électrodes et les absorbeurs dans la région où l'intervalle est le plus petit.

Avant l'entrée en salle propre les composants sont contrôlés visuellement, éventuellement réparés (soudures pour les électrodes par exemple) puis nettoyés.

3.2.2.3 Etapes

Une journée de montage se divise en deux séances de trois heures environ. Chaque séance (shift) se déroule comme suit [119]:

1. positionnement des espaceurs de la catégorie 1 sur le dernier absorbeur monté;
2. positionnement de l'électrode: des demi-cartes sommatrices (cf section 3.3) sont utilisées pour aligner l'électrode montée avec les précédentes;
3. positionnement des espaceurs de la catégorie 2;
4. montage d'un absorbeur à l'aide d'un palonnier pour la roue externe ou à la force des bras pour la roue interne;
5. fixation de l'absorbeur à la structure: des pions en carbone (couronne intermédiaire et couronne anti-flexion⁵) ou des vis (couronnes externe et interne, anneaux d'indexation) sont utilisés sur les faces avant et arrière du module; la figure 3.14 indique leurs emplacements;
6. test de tenue à la haute tension de l'électrode (cf section 4.3.1);
7. mesure de flèches (cf section 3.2.3.1).

En cas de test haute tension positif et de mesure de flèches correcte, deux à trois couches sont montées, en moyenne, par séance.

En fin de journée, un nouveau test haute tension ainsi qu'un test de continuité électrique sont effectués sur toutes les électrodes montées (ces tests seront décrits dans la section 4.3).

5. Couronne placée à $\eta = 1.375$ qui permet de maintenir l'absorbeur en position.

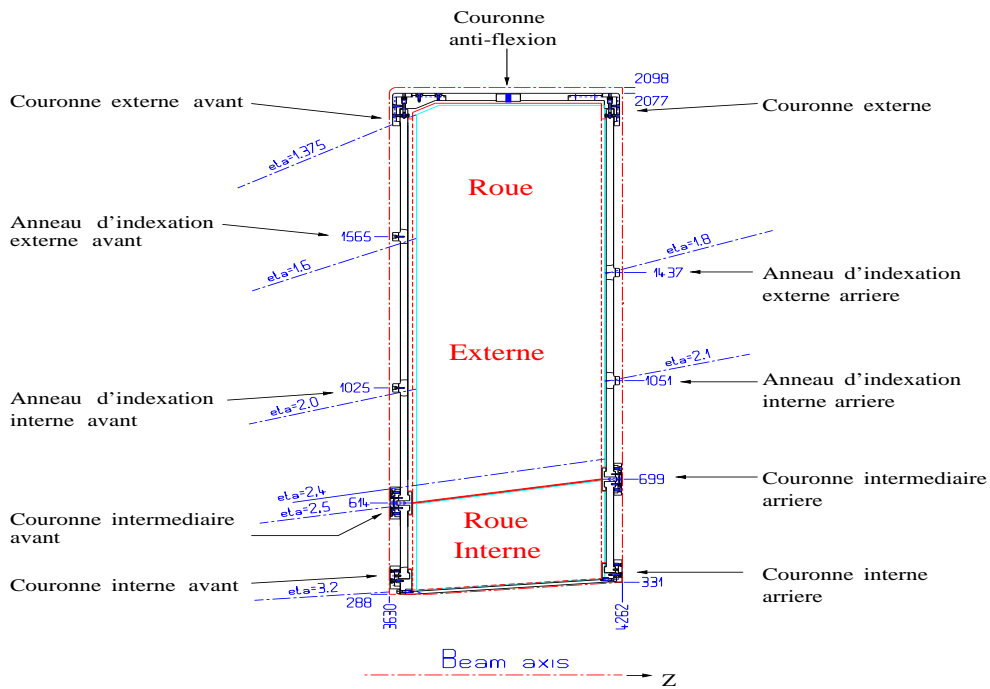


FIG. 3.14 – Vue schématique d'un module, l'emplacement de chaque couronne et anneau, permettant la fixation des absorbeurs, est indiqué.

3.2.3 Les contrôles de qualité

3.2.3.1 La Mesure de flèche

Elle est effectuée en quatre positions en η (1.5, 1.9, 2.2 et 2.4) pour la roue externe et en une pour la roue interne ($\eta = 2.7$). Le principe consiste en une mesure des hauteurs des ondes, relativement à la hauteur de la première. Pour cela on utilise une jauge dont le zéro correspond au sommet de l'onde 1 [119]. Le but est de vérifier si l'absorbeur n'est pas déformé. Un foisonnement (ondes centrales trop élevées) est en effet préjudiciable, aussi bien au niveau mécanique, puisque si le foisonnement est trop important l'empilement est quasiment impossible, qu'au niveau physique car le foisonnement est lié à une variation de l'intervalle électro-absorbeur qui induit une variation de la réponse du détecteur.

La figure 3.15 donne un exemple de l'évolution de la mesure de flèche de la cinquième onde pour les positions 3 et 4 de la roue externe du deuxième module de série monté au CPPM. Le foisonnement ne dépasse pas 1.5 mm, ce qui est une amélioration considérable par rapport au module de pré-série (module 0 : cf section 5.2.1.1).

3.2.3.2 Contrôle des dimensions de la structure

Le contrôle des dimensions de la structure est effectuée plusieurs fois durant le montage d'un module. Pour y parvenir, on utilise des barres qui nous permettent de contrôler les positions relatives des trois couronnes du module [119]. Des trous placés dans la structure servent à l'insertion de ces barres.

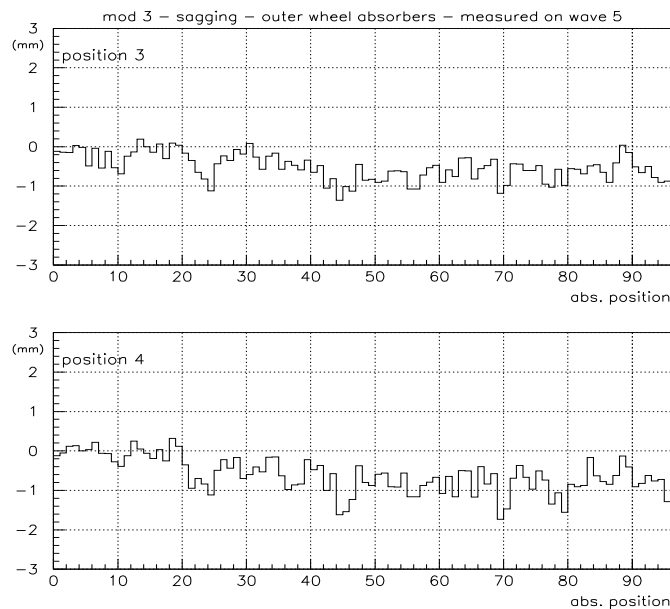


FIG. 3.15 – Evolution de la flèche relative mesurée sur la cinquième onde pour les positions 3 et 4.

3.2.3.3 Mesure de positions

L'utilisation de deux théodolites pour la mesure de la position de 17 points, situés sur les trois couronnes, permet de vérifier que le module et sa structure ne bougent pas durant le montage. Ces mesures ne sont pas effectuées pour chaque module [119].

3.2.3.4 Tests électriques

Des tests électriques sont effectués durant le montage de chaque module, puis avant et après le câblage. Leur rôle est de valider la construction des modules de série. Le chapitre 4 est consacré à la description de ces tests.

3.3 Le câblage

Une fois le module validé électriquement par un ultime test haute tension sur l'ensemble des électrodes, le câblage peut être réalisé dans le site de montage. La première étape consiste à placer les cartes constituant l'électronique "froide"⁶. Elles sont de trois types différents (figure 3.16) [120]:

- les cartes haute tension : elles permettent de distribuer la haute tension aux électrodes par groupe de 24 et de 4, respectivement dans la roue externe et la roue interne. Il existe un type de carte haute tension par secteur haute tension : HT_F, HT_B1, HT_B2, HT_B3, HT_B4, HT_B5 et HT_B6 pour la roue externe et HT_B7 et HT_B8 pour la roue interne.

6. On parle d'électronique froide parce que ces cartes baigneront dans l'argon liquide.

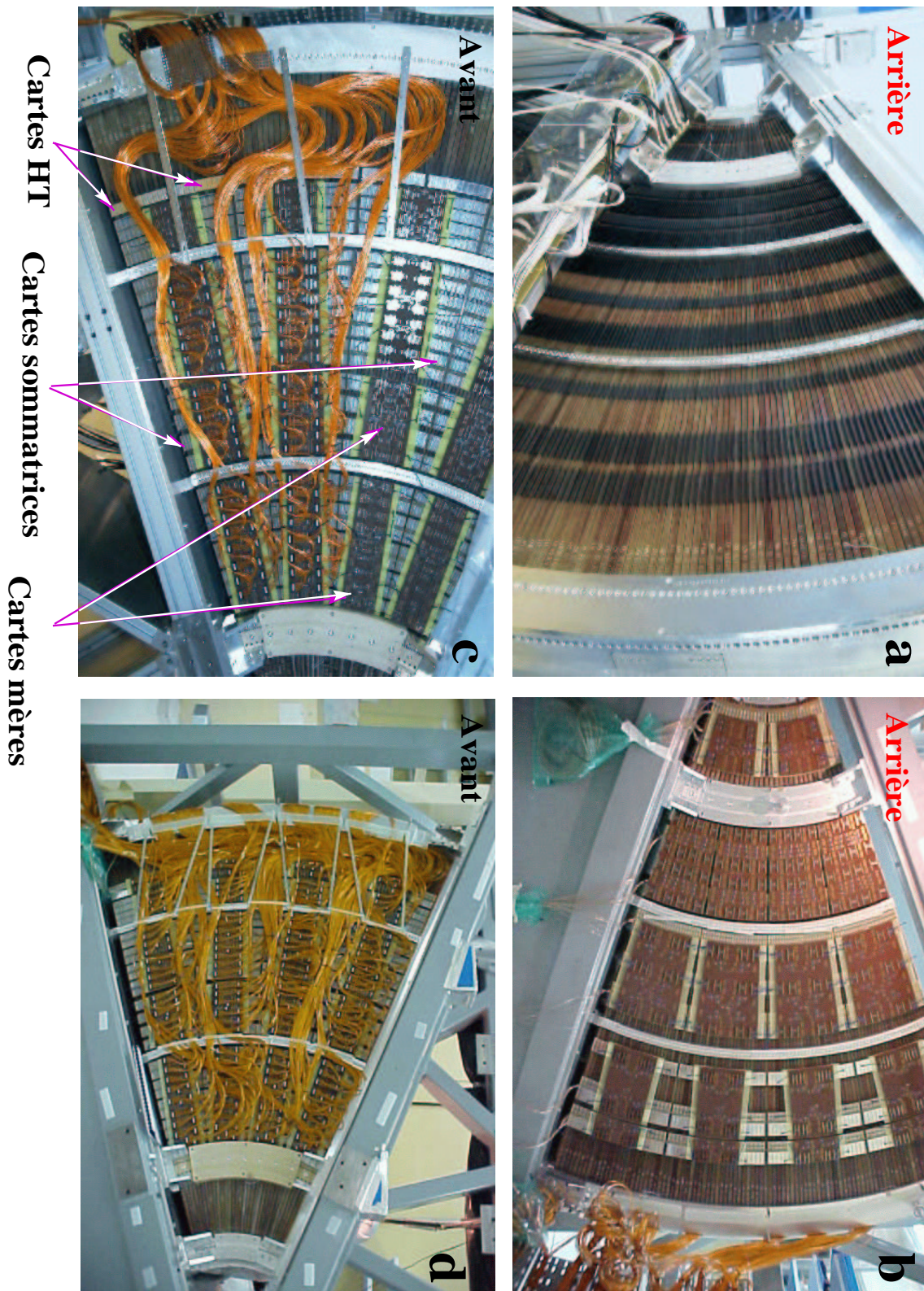


FIG. 3.16 – a et b : vues de la face arrière d'un module de série sans et avec les cartes électroniques. c et d : vues du câblage de la face avant d'un module de série.

- les cartes sommatrices : comme leur nom l'indique, ces cartes servent à sommer le signal de sortie afin de constituer les cellules dans la direction ϕ . Les cellules en ϕ du premier compartiment sont obtenues grâce à des cartes placées sur la face avant du module et sommant les électrodes par 12 (cf section 3.1.3). Pour les compartiments S2 et S3, les cartes sommatrices sont connectées sur la face arrière du module, les électrodes sont sommées par 3 (4) dans la roue externe (interne) pour former les cellules en ϕ . Une carte sommatrice est connectée à 12 électrodes dans la roue externe et à 16 dans la roue interne. Les différents types de cartes sommatrices sont répertoriés dans le tableau 3.4 en fonction des cartes mères auxquelles elles sont connectées.
- les cartes mères : elles sont connectées (figure 3.17) sur les cartes sommatrices. Elles ont plusieurs rôles : collection des signaux du calorimètre et distribution des impulsions de calibration via des réseaux de résistances [121]. Les résistances d'injection du signal de calibration dépendent du compartiment : 3 k Ω pour S1, 1 k Ω ($\eta = 1.375 - 1.5$) ou 0.5 k Ω ($\eta = 1.5 - 3.2$) pour S2 et 1 k Ω pour S3. Une carte mère est connectée à deux (une) cartes sommatrices dans la roue externe (interne). Le tableau 3.4 donne les caractéristiques des 10 différents types de cartes mères.

Carte mère	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	Compartiment	Aire (dm^2)	Cartes sommatrices
F1	1.4 - 1.5	0.2	S1/S2	1.2	F1_S, F1_S_R
F2	1.5 - 1.6	0.2	S1	1.4	F2_S1, F2_S2
F3	1.6 - 1.8	0.2	S1	3.2	F3_S1, F3_S2, F3_S3, F3_S4
F4	1.8 - 2.0	0.2	S1	2.4	F4_S1, F4_S2, F4_S3, F4_S4
F5	2.0 - 2.5	0.2	S1	3.0	F5_S1, F5_S2, F5_S3, F5_S4, F5_S5
B1	1.5 - 1.6	0.2	S2/S3	1.3	B1_S, B1_S_R
B2	1.6 - 1.8	0.2	S2/S3	3.6	B2_S1, B2_S1_R, B2_S2, B2_S2_R
B3	1.8 - 2.1	0.2	S2/S3	5.5	B3_S1, B3_S2, B3_S3
B4	2.1 - 2.5	0.2	S2/S3	4.6	B4_S1, B4_S2, B4_S3, B4_S4
IB	2.5 - 3.2	0.4	S2/S3	2.2	IB_S1, IB_S2

TAB. 3.4 – Caractéristiques des différentes cartes mères et des cartes sommatrices associées. L'aire correspond au rectangle circonscrit de la carte mère [121].

Etant donné que qu'un module monté ne contient que 95 (31) électrodes dans la roue externe (interne), on peut noter que les dernières cartes sommatrices (en ϕ) ont une rangée de broches déconnectées. L'électrode manquante de chaque module sera placée et connectée lors de l'assemblage du bouchon.

La deuxième étape consiste à connecter les différents câbles aux cartes mères (cf figure 3.16c-d). Ce travail est délicat car il y a une grande quantité de câbles. De plus les câbles doivent être placés de façon à ne pas créer une trop importante augmentation

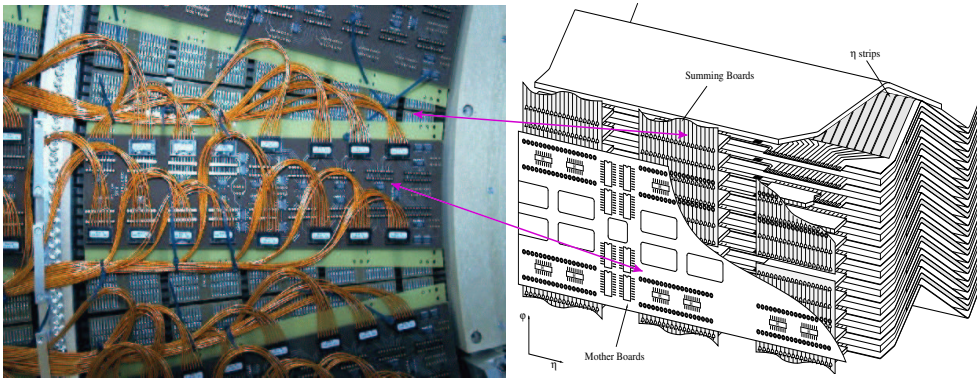


FIG. 3.17 – Photographie et schéma de l'électronique froide connectée à la face avant d'un module.

de la quantité de matière dans des régions isolées de la face avant du calorimètre, ce qui pourrait entraîner une mauvaise reconstruction de l'énergie. Un plan de câblage est donc suivi scrupuleusement pour éviter les erreurs et les enchevêtrements.

3.4 Conclusion

La construction des modules du bouchon du calorimètre électromagnétique, retardée pour des problèmes observés lors de la construction et des tests en faisceau du module de pré-série (module 0 : chapitre 5), est maintenant lancée. Cinq modules ont pour l'instant été construits, deux à Madrid (ECC1 et ECC2) et trois à Marseille (ECC0, ECC3, ECC5). Les contrôles de qualité, principalement les mesures de flèches et les tests électriques effectués durant le montage et à la fin de celui-ci, ont permis de valider la construction de tous ces modules. Le chapitre suivant présentera l'ensemble des tests électriques effectués, ainsi que les résultats obtenus pour les cinq premiers modules de série.

Durant le montage des quatre premiers modules (ECC0 à ECC3), une procédure identique a été appliquée. Le problème de foisonnement observé lors du montage du module 0 a été éliminé grâce à l'utilisation de filets moins épais et rigides. De plus, les électrodes empilées étaient équipées de nouveaux contacts de masse qui permettent l'amélioration de l'uniformité de la réponse (chapitre 5). L'expérience accumulée a permis de réduire la durée du montage d'un module. On peut voir sur la figure 3.18 que le temps de montage des modules a diminué significativement du premier (11 semaines) au deuxième (6 semaines) module construit au CPPM.

Néanmoins des problèmes de tenue en haute tension apparus au cours et à la fin du montage du module ECC5 ont entraîné son démontage. Dans la continuité de cette décision, une nouvelle procédure de tests électriques a été mise en place. Cette procédure, plus stricte, sera traitée plus précisément dans le chapitre suivant. Elle a eu pour effet de ralentir la construction du module ECC5 et ainsi de retarder l'assemblage du premier bouchon (ECC), en contrepartie de la confiance qu'elle apporte quant à la qualité des modules.

Concernant le câblage, sa complexité et son importance impliquent une grande at-

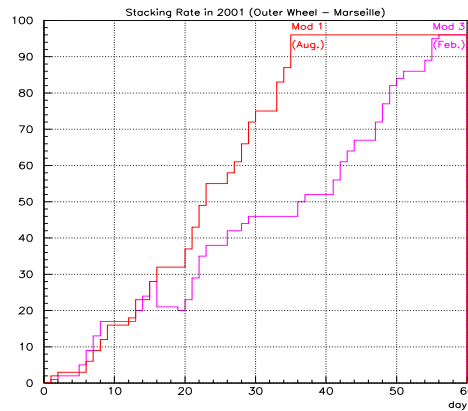


FIG. 3.18 – *Rapidité du montage des modules construits au CPPM (cas des couches de la roue externe).*

tention. Le temps nécessaire pour câbler un module complet est de deux à trois semaines. Environ une dizaine de semaines sont donc nécessaires à la construction d'un module.

Une revue de l'avancement de la production (PAR) du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS a été effectuée le 25 octobre 2001 [122]. Elle a permis de définir des critères d'acceptation des modules de série, mais aussi d'apporter des réponses aux problèmes d'organisation et de main d'oeuvre. Une revue similaire a été réalisée pour le tonneau [123].

Une fois prêt (2 jours de préparation), chaque module est acheminé au CERN (2 jours) pour y être testé électriquement dans un cryostat rempli d'argon liquide. La tenue à la haute tension est vérifiée et une cartographie du module est réalisée. Certains modules sont ensuite testés sous faisceau au CERN. Le chapitre 5 présentera, en détails, les tests réalisés sur le module 0 et les résultats que j'ai obtenus.

Chaque module validé "à froid", c'est-à-dire dans l'argon liquide, est ensuite stocké dans un hangar spécial au CERN. L'assemblage du premier bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS devrait commencer en octobre 2002. Avant cette étape, les cartes mères des cinq premiers modules devront être équipées de diodes. Ces diodes sont placées à la place des broches permettant la fixation des cartes mères, elles protègent les résistances de calibration contre d'éventuels courants trop élevés.

Chapitre 4

Validation des modules de série

4.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, de nombreuses mesures sont effectuées pour valider la construction de chaque module de série. En complément des mesures de flèches et plus généralement des contrôles de géométrie, des tests électriques sont également réalisés. Jusqu'à présent cinq modules, dont les noms sont répertoriés dans le tableau 4.1, ont été fabriqués.

	Lieu	date	nom
module 1	Marseille	fevrier 2001	ECC0
module 2	Madrid	juillet 2001	ECC1
module 3	Marseille	août 2001	ECC3
module 4	Madrid	novembre 2001	ECC2
module 5	Marseille	avril 2002	ECC5

TAB. 4.1 – *Site de montage, date de fin de construction et nom officiel des cinq premiers modules de série.*

Sur chacun d'entre eux, cinq types de tests électriques ont été réalisés à différentes périodes de leur fabrication :

- durant le montage :
 - un test haute tension (HT) qui vérifie la tenue en tension de chaque électrode montée
- et
- un test basse fréquence (TBF) qui contrôle la continuité électrique des électrodes
- une fois le montage terminé et avant de câbler le module :
 - un nouveau test haute tension sur l'ensemble des électrodes vérifie qu'aucun problème de haute tension n'est apparu durant le montage
- et
- une mesure de la capacité moyenne de chaque intervalle électrode-absorbeur (CAPAGAP), effectuée sur plusieurs régions en pseudo-rapidité, permet de vérifier la qualité du montage

- lorsque le câblage est terminé :
 - un nouveau test de tenue à la haute tension (“à chaud” et “à froid”¹) contrôle la tenue en tension du module après son transfert au CERN et son refroidissement,
 - une mesure des réponses de chaque cellule du module (TPA) permet de localiser les cellules problématiques et de réaliser une cartographie du module
- et
- une mesure des résistances de calibration des cartes mères permet de s’assurer de leur bon fonctionnement.

Dans la suite de ce chapitre, après une description du banc de tests (section 4.2.1), chaque test effectué dans les sites de montage (section 4.3) et au CERN (section 4.4) sera présenté. Les résultats obtenus pour les premiers modules de série seront exposés et analysés.

4.2 Le banc de tests

Quatre des cinq tests cités dans la section précédente sont effectués grâce à un banc de tests : les tests HT, TBF, CAPAGAP et TPA. Ces quatre tests font partie d’un programme de tests électriques élaboré dans le cadre d’une collaboration de plusieurs laboratoires français : le CEA DSM/DAPNIA (Centre d’Etudes de Saclay), le CPPM et le LAPP (Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique des Particules). Chaque site de production de modules du tonneau [124, 125] et des bouchons [126] du calorimètre électromagnétique d’ATLAS dispose d’un banc de test équipé du matériel nécessaire. Le banc de tests de Marseille (Madrid) a été mis en place en novembre 2000 (mars 2001), pour le début de la production des modules de série. Il n’était donc pas opérationnel pour le module de pré-série² appelé “module0”.

4.2.1 Description de l’équipement

La composition du banc de tests, représenté sur la figure 4.1, est la suivante :

- un PC muni d’un bus GPIB³ est utilisé pour contrôler les instruments électroniques. Pour cela les programmes de test sont rédigés en langage de programmation graphique Labview [127, 128]. J’ai pris en charge la transformation des programmes utilisés pour les tests des modules du tonneau du calorimètre électromagnétique afin de prendre en compte les spécificités du bouchon. Je me suis également occupé de leur mise en service, ainsi que de l’écriture des programmes d’analyse, pour la plupart rédigés en Labview.
- un châssis avec un bus dédié, des alimentations et une carte contrôleur, équipée d’un connecteur GPIB, fabriquée au Centre de Physique des Particules de Marseille [129].
- des cartes électroniques placées dans le châssis : une carte MUXCAPA est utilisée comme générateur de signal sinusoïdal de basse fréquence pour le test TBF et comme

1. A chaud : dans l’air, à froid : dans l’argon liquide.

2. Seul le test haute tension a été effectué avec un autre équipement.

3. General Purpose Interface Bus

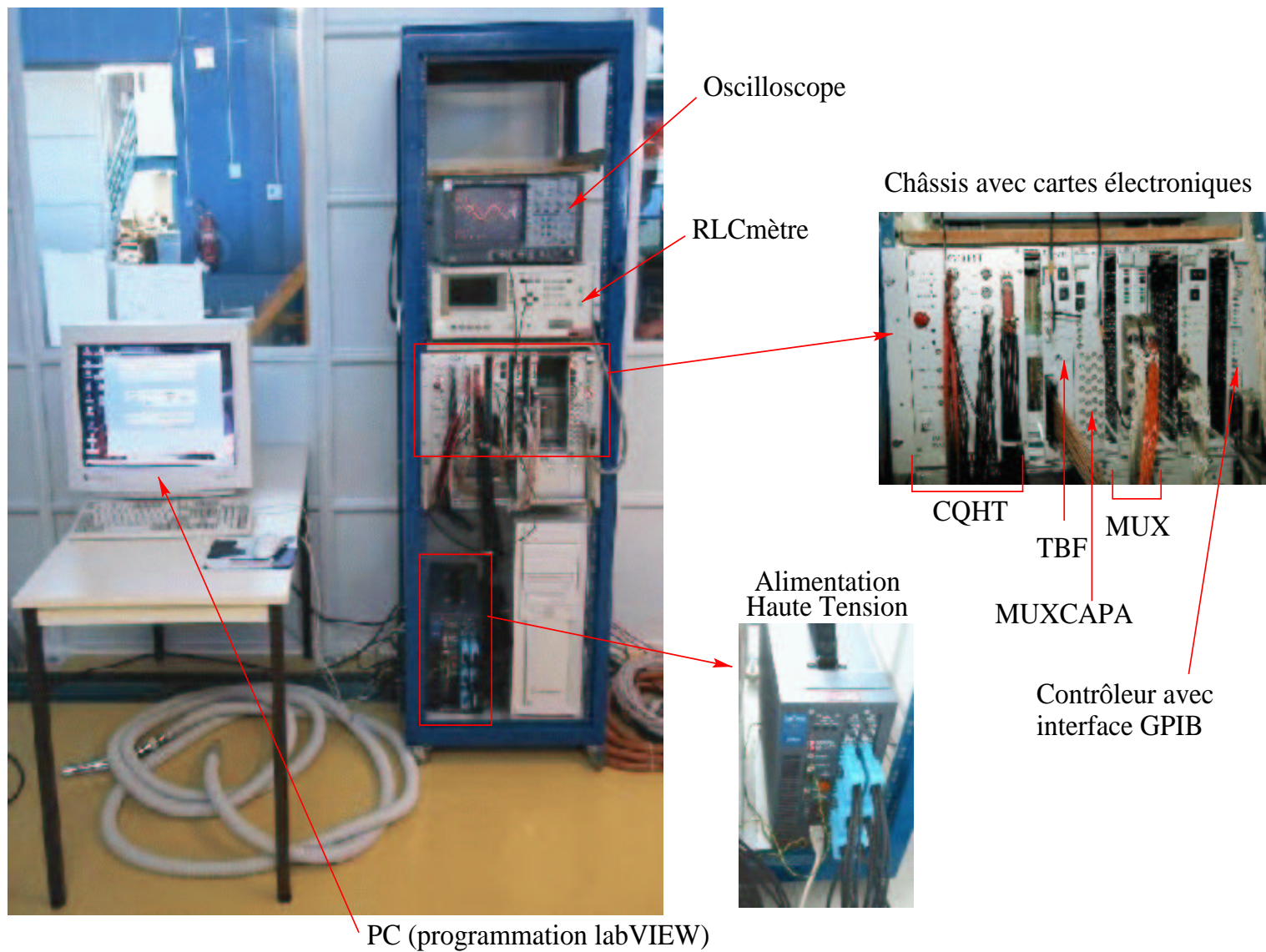


FIG. 4.1 – Le Banc de tests, dans la salle de montage, et quelques-uns de ses composants.

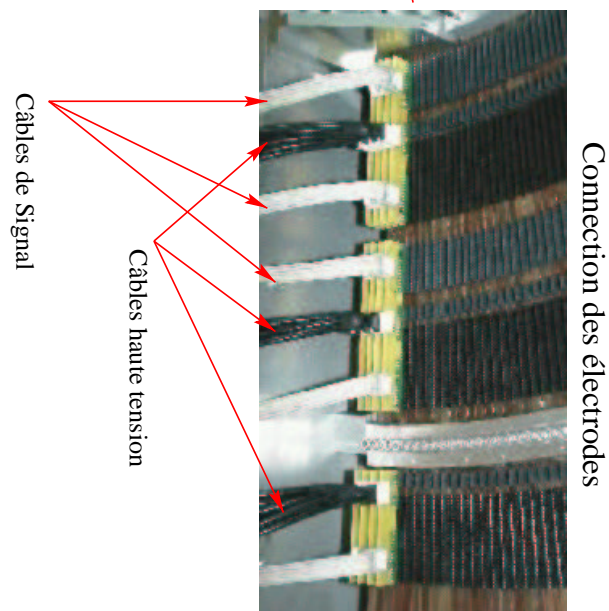
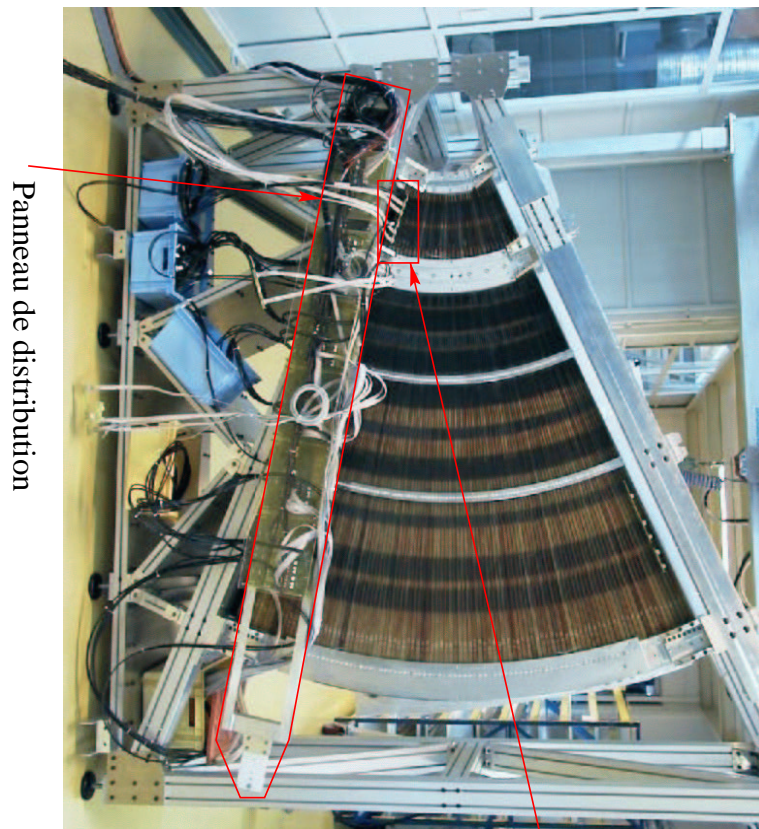


FIG. 4.2 – Module *ECC0*, équipé du panneau de distribution. Une vue des connexions des électrodes est également représentée.

multiplexeur pour le test CAPAGAP [130], une carte TBF permet de distribuer ce signal [131], des cartes de multiplexage (cartes MUX : test TBF), une carte TPA qui génère un signal carré [132] et une carte CQHT qui transmet le signal d'entrée aux électrodes pour les tests HT et TBF et, comme son nom l'indique, permet de passer d'un test à l'autre en toute sécurité [133]. Elle autorise également une décharge rapide en cas de problème de haute tension.

- une alimentation haute tension Lecroy 1469 HV [134]. Un convertisseur GPIB-RS232 permet de relier le bus RS232 de l'alimentation au bus GPIB du PC.
- un oscilloscope digital Lecroy 9370 [135] utilisé pour l'acquisition des signaux de sortie lors des tests TBF et TPA.
- un RLCmètre de précision [136].
- un panneau de distribution (patch-panel) fixé sur la structure du module (figure 4.2).
- un jeu de câbles haute tension (TBF, HT), lémo (CAPAGAP), Axon 25 et 50 Ω (TBF, TPA) et de signal (TBF, CAPAGAP, HT).
- un jeu de cartes permettant la connexion des électrodes (cf figure 4.3).

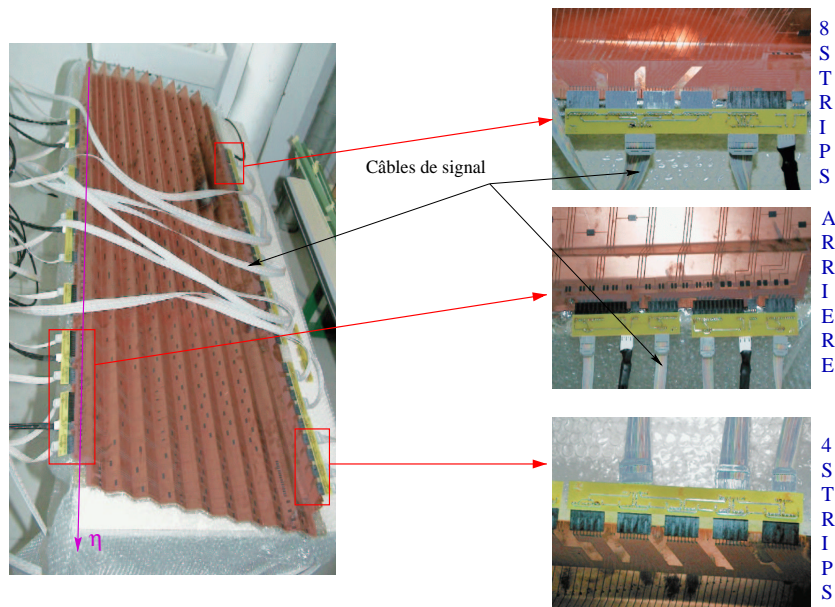


FIG. 4.3 – *Electrode test équipées de ses cartes de connexion.*

4.3 Les tests effectués dans les sites de montage

4.3.1 Le test haute tension (test HT)

4.3.1.1 Description

Pour vérifier la tenue en tension des électrodes, une haute tension est appliquée sur les faces HV1 et HV2 de chaque secteur. Pour cela le système de distribution de la

haute tension est équipée de deux cartes (slots), chacune d'elles comporte trois canaux indépendants (bulks) subdivisés chacun en huit voies, comme le montre la figure 4.4. Un bulk ne pouvant fournir qu'une unique valeur de haute tension (dans la gamme 0-3500 V), l'alimentation ne nous permet pas d'avoir plus de six valeurs différentes⁴. Les électrodes de la roue interne et de la roue externe sont donc testées séparément puisqu'elles sont respectivement divisées en deux et sept secteurs haute tension (section 3.1.3). De plus nous utilisons la même valeur de haute tension (1550 V) pour les deux premiers secteurs de la roue externe. Le tableau 4.2 donne les valeurs de haute tension appliquées et les numéros de carte, de bulk et de voie de chaque secteur.

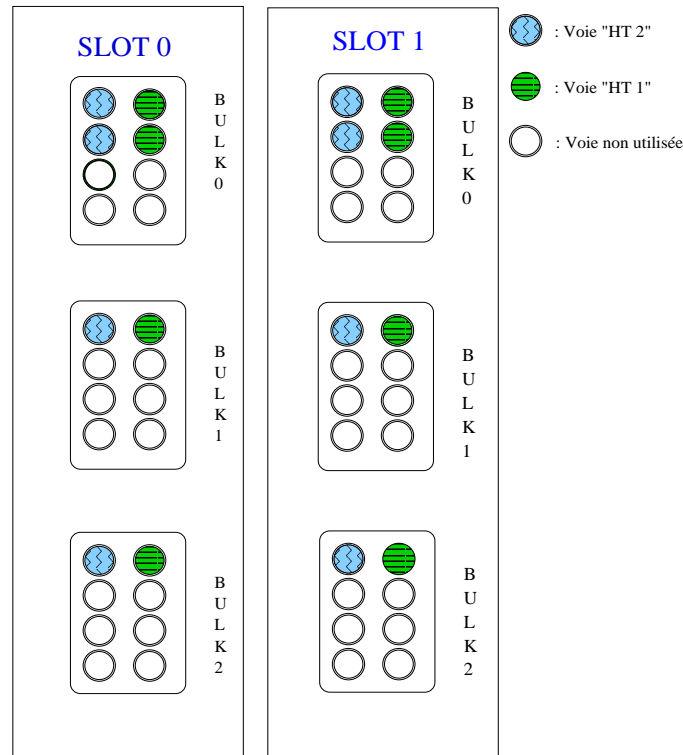


FIG. 4.4 – Schéma des deux cartes (slots) de l'alimentation haute tension.

La figure 4.4 indique également les voies utilisées pour chaque bulk des deux cartes haute tension. Chacune des ces voies est reliée à la carte CQHT (figure 4.5) qui transmet la haute tension au panneau de distribution via des câbles haute tension. Le panneau redistribue ensuite la haute tension aux électrodes par l'intermédiaire de nouveaux câbles HT, les câbles de signal sont utilisés pour amener la masse aux électrodes. Cette mise à la masse des électrodes est effectuée pour se mettre dans les mêmes conditions que lors du fonctionnement du détecteur ATLAS.

Lors de ce test, les électrodes se comportent comme des énormes capacités. La haute tension est appliquée avec une rampe de montée constante ($\frac{\Delta V}{\Delta t} = 11 \text{ V/s}$). Tout au long du test, le système de distribution de la haute tension effectue une mesure du courant de chaque secteur haute tension, avec une précision de 10 nA. Dans un premier temps

4. Seules deux cartes ont été achetées pour des raisons d'économie.

Roue	secteur	intervalle en η	Valeur de HT	Carte HT	Bulk	Voie
Roue externe	1	1.375-1.5	1550 V	0	0	0 et 1
	2	1.5-1.6	1550 V	0	0	2 et 3
	3	1.6-1.8	1300 V	0	1	8 et 9
	4	1.8-2.0	1000 V	0	2	16 et 17
	5	2.0-2.1	950 V	1	0	2 et 3
	6	2.1-2.3	750 V	1	1	8 et 9
	7	2.3-2.5	650 V	1	2	16 et 17
Roue interne	1	2.5-2.8	1400 V	1	0	0 et 1
	2	2.8-3.2	1100 V	1	1	16 et 17

TAB. 4.2 – Valeurs de la haute tension utilisées pour tester les neuf secteurs. Les numeros de carte haute tension, de bulk et de voie sont indiqués (cf figure 4.4).

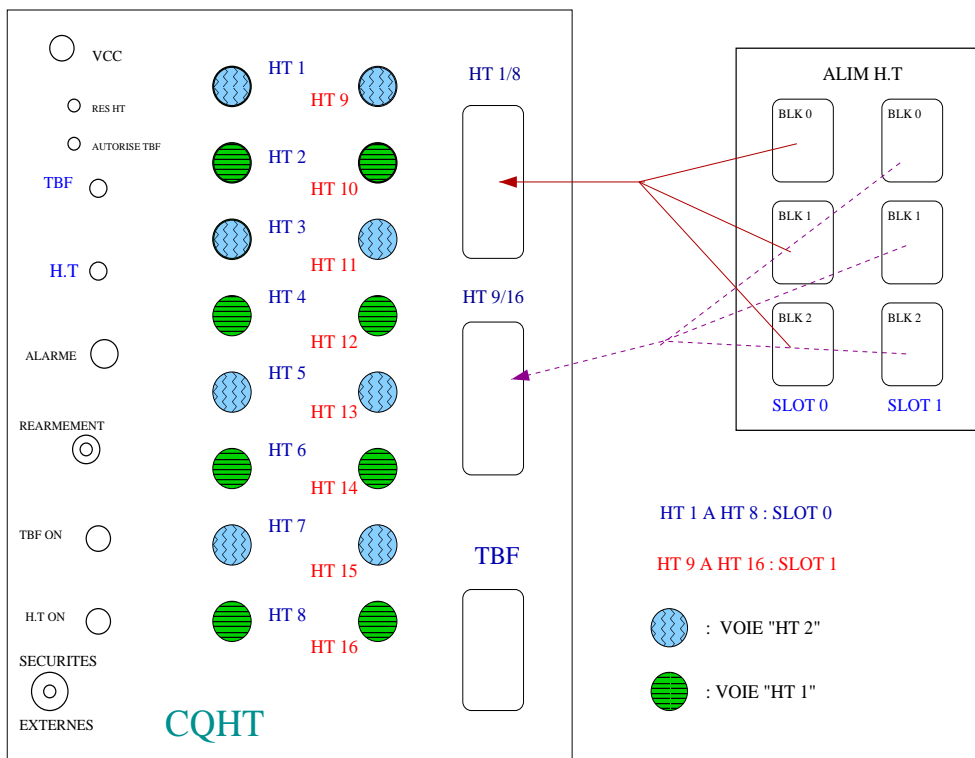


FIG. 4.5 – Schéma de la carte CQHT.

(durant la montée de la tension) le courant mesuré correspond au courant de charge de la capacité (ie de l'électrode), celui-ci est donné par la formule :

$$i_{charge} = K(d_{gap}) \times S \times \frac{\Delta V}{\Delta t} = S \times (Constante) \quad (4.1)$$

où S est la surface du secteur testé et $K(d_{gap})$ est une constante dépendant de l'intervalle électrode-absorbeur d_{gap} . On déduit de cette formule que le courant de charge mesuré doit être constant pour chaque secteur.

Lorsque la tension a atteint sa valeur nominale, le courant décroît suivant une loi en $e^{-\frac{t}{RC}}$ ayant plusieurs valeurs de constantes de temps (plusieurs capacités par secteur). A partir de cette diminution rapide (dans un premier temps: chute de quelques μA a quelques centaines de nA) nous mesurons ce que l'on appelle le courant de fuite. Celui-ci diminue lentement (dans un deuxième temps) pour atteindre la limite de mesure de la carte haute tension : ~ 10 nA.

Le but de ce test est de pouvoir détecter le moindre problème de haute tension en mesurant indépendamment le courant de fuite des deux faces de chaque secteur, pour chacune des électrodes montées. Les problèmes rencontrés correspondent à des claquages qui apparaissent durant la montée de la haute tension ou durant la diminution du courant de fuite. La plupart du temps ils sont dus à des éléments (espaceurs, électrodes ou absorbeurs) dont la propreté n'est pas parfaite, plus rarement ils proviennent d'un défaut de surface d'une électrode. Ils doivent être détectés dans les sites de montage car une fois le module transporté au CERN, il est quasiment impossible de les réparer. Dans les deux cas cités précédemment, un court-circuit se produit, ce qui entraîne la disjonction de la voie de haute tension correspondante. Des micro-claquages peuvent aussi se produire, dans ce cas là le programme de test bloque la tension jusqu'à ce que le courant diminue en dessous d'un seuil dépendant du nombre d'électrodes testées simultanément.

Les tests haute tension réalisés après la production des électrodes, après leur pliage (Orsay: cf section 3.1.3), pendant le montage et à la fin de celui-ci sont très importants car le moindre problème de haute tension est très préjudiciable pour les futures études puisque la haute tension est directement liée aux mesures d'énergie dans le calorimètre électromagnétique.

4.3.1.2 Résultats

La figure 4.6 donne un exemple de résultats obtenus pour le test de quatre électrodes de la roue externe et d'une électrode de la roue interne du module ECC3. Le courant des neuf secteurs est représenté en fonction du temps avec un intervalle de temps de 9s et 2s entre chaque point respectivement pour la roue externe (OW) et la roue interne (IW). Nous pouvons voir que dans un premier temps, comme prévu, un courant constant de charge s'établit. Celui-ci a des valeurs différentes (entre 1 et 6 μA) suivant le secteur auquel il correspond. Ensuite, lorsque la tension nominale est atteinte et que le système se stabilise, le courant chute jusqu'à environ 10 nA ce qui correspond à la sensibilité de l'appareillage.

Ce test a été effectué durant le montage sur la totalité des électrodes montées, à l'aide du système CAEN. Seules quelques électrodes parmi les 504 (380 dans la roue externe et 124 dans la roue interne) des quatre premiers modules de série ont été rejetées

et remplacées à la suite d'un test négatif. Le test HT a ensuite été réalisé sur l'ensemble des électrodes (4 par 4) de chaque module afin de valider la construction des modules ECC0 à ECC3, avant leur envoi au CERN pour leur qualification au froid et pour certains leur test sous faisceau.

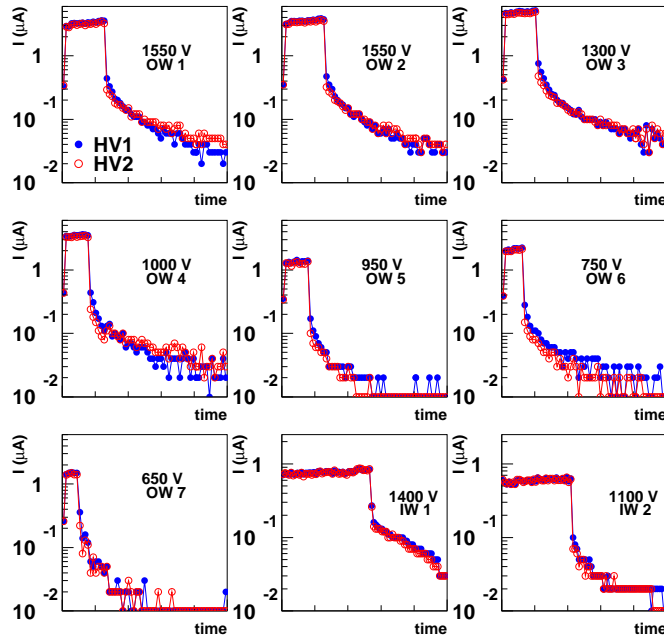


FIG. 4.6 – Courant de charge de quatre électrodes de la roue externe (7 secteurs : OW 1-OW 7, $\Delta t=9s$) et d'une électrode de la roue interne (2 secteurs : IW 1 et IW 2, $\Delta t=2s$) en fonction du temps.

4.3.1.3 Commentaires

Lors de la construction des quatre premiers modules de série, la tenue en haute tension des électrodes de lecture a été testée grâce à un module d'alimentation CAEN, moins précis que l'appareillage du banc de tests mais plus rapide. Deux raisons viennent expliquer ce choix :

- le module d'alimentation CAEN était le système utilisé antérieurement, le passage à un nouveau système était difficilement réalisable,
- malgré une meilleure précision des mesures effectuées grâce au test HT du banc, le temps nécessaire au test d'une électrode de la roue externe -une vingtaine de minutes - était trop élevé pour pouvoir l'utiliser en période d'assemblage.

Le test HT du banc de tests n'a été utilisé que pour tester une nouvelle fois toutes les électrodes de chaque module terminé⁵.

5. Le patch-panel dispose de quatre jeux de câbles HT qui nous permettent de tester les électrodes quatre par quatre.

Durant l'automne 2001, un cinquième module a été construit au CPPM. Les tests HT, toujours effectués avec le système CAEN, n'ont révélé aucun problème de tenue haute tension durant le montage. Le test HT final réalisé avec le banc de tests sur le module complet a par contre montré plusieurs problèmes (une douzaine) à la tension appliquée dans l'air (cf tableau 4.2) et surtout à celle utilisée à froid dans l'argon liquide (cf tableau 3.2). Dans un souci de cohérence avec ce qui est réalisé pour les modules du tonneau, la décision a en effet été prise de tester le module ECC5 à la tension appliquée à froid [137]. Ce choix faisait également suite à l'observation d'au moins un problème de haute tension, dans l'argon liquide, sur chacun des quatre premiers modules de série.

A la suite des tests de haute tension négatifs, la décision de démonter le module 5 (ECC5) a été prise. De plus, il a été convenu que dorénavant la procédure de qualification des modules serait effectuée grâce à un test haute tension à l'air réalisé avec le banc de tests et à la tension nominale utilisée à froid dans l'argon liquide. En complément des tests effectués pendant les séances de montage, un test sur toutes les électrodes montées dans la journée est lancé chaque soir et pendant le week-end. Des petites cartes sommatriques, spécialement conçues à cet effet, permettent de tester plusieurs électrodes simultanément (2 à 24).

Ce changement de procédure a induit un plus grand nombre d'électrodes rejetées et par conséquent une diminution de la vitesse de construction, lors du second montage du module ECC5. Néanmoins, nous pouvons être plus confiant dans la future tenue en haute tension de ce module dans l'argon liquide. Le test effectué en fin de montage sur l'ensemble des électrodes a révélé deux problèmes qui ont disparu dans l'argon liquide (section 4.4.2).

4.3.2 Le test basse fréquence

4.3.2.1 Description

Ce test est utilisé pour s'assurer du bon état des résistances sérigraphiées et des connecteurs des deux couches haute tension. Bien qu'un test similaire soit effectué après le pliage des électrodes⁶, la vérification de la continuité électrique de chaque électrode montée est nécessaire. Les électrodes peuvent avoir été endommagées lors de leur transport ou plus probablement durant leur manipulation pendant le montage. Un dommage tel que la perte d'une seule voie de lecture peut, suivant les cas, être préjudiciable pour la reconstruction de l'énergie d'une particule.

Le principe de ce test est donné par la figure 4.7. Il consiste à envoyer un signal sinusoïdal de basse fréquence sur les lignes haute tension d'une électrode et de récupérer le signal induit, par couplage capacitif, sur la couche signal (couche centrale, cf section 3.1.3).

En utilisant un couple de fréquences (F_1 et F_2), choisies pour maximiser le déphasage entre les signaux d'entrée et de sortie, on parvient à calculer la capacité de découplage, appelée aussi capacité du kapton. Pour cela on utilise la carte MUXCAPA comme générateur du signal sinusoïdal d'entrée [130]. Cette carte délivre un signal d'amplitude constante ajustable (de l'ordre de 80V) et de fréquence réglable automatiquement. Un oscilloscope

6. Mesure des résistances et capacités de chaque cellule au laboratoire d'Orsay : section 3.1.3.

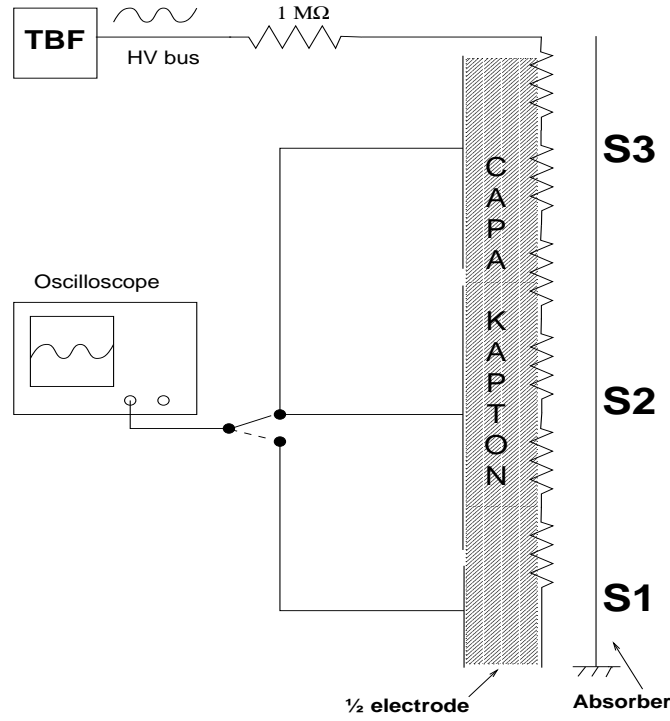


FIG. 4.7 – Schéma du principe du test basse fréquence.

enregistre les signaux d’entrée et de sortie. Dans un deuxième temps, un ajustement des sinusoides permet d’obtenir les amplitudes (E_i et S_i) et d’en déduire la valeur de la capacité grâce à la formule suivante [125] :

$$C = \sqrt{\frac{(1/2\pi F_1)^2 - (1/2\pi F_2)^2}{\rho^2((|E_1|/|S_1|)^2 - (|E_2|/|S_2|)^2)}} \quad (4.2)$$

où E_1 , S_1 , E_2 et S_2 sont respectivement les amplitudes des signaux d’entrée et de sortie aux fréquences F_1 et F_2 et ρ est l’impédance d’entrée de l’oscilloscope (égale à $1 \text{ M}\Omega$).

Pour économiser le temps de mesure et afin d’avoir une sensibilité suffisante, les cellules ne sont pas testées une à une mais regroupées en canaux. Le nombre de cellules dépend de la position en η et du côté de l’électrode (avant ou arrière). Les canaux sont répartis en deux catégories (cf figure 4.8) pour la roue externe :

- les canaux “avant” : ils sont au nombre de 37 et correspondent à la somme de 8, 6 ou 4 voies du premier compartiment (S_1) suivant la granularité. On peut voir sur la figure 4.8 que le dernier canal est particulier étant donné la taille des cellules dans cette région (cf tableau 3.3 : $\eta = [2.4, 2.5]$),
- les canaux “arrière” : ils sont au nombre de 14 et correspondent à la somme de quatre voies du second compartiment (S_2) et de deux voies du troisième compartiment (S_3) dans la région $\eta = [1.5, 2.5]$ et à la somme d’une voie de S_1 et d’une voie de S_2 dans la région $\eta = [1.375, 1.5]$.

La roue interne possède cinq canaux “arrière”, ils correspondent à la somme d’une (canaux 2, 3 et 5) ou deux (canaux 1 et 4) voies de S_2 et S_3 , comme nous pouvons le voir sur la figure 4.8.

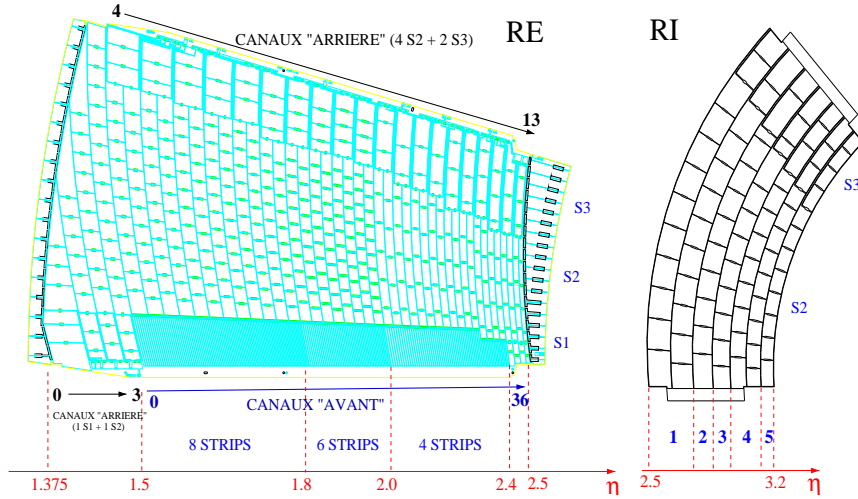


FIG. 4.8 – Vue schématique d’une électrode plate de chaque roue. Les canaux du test basse fréquence sont représentés.

Le tableau 4.3 indique les valeurs de fréquence utilisées pour les deux côtés du module. La roue interne est testée avec les fréquences de la face arrière.

	Avant	Arrière
F_1 (Hz)	0.8	0.53
F_2 (Hz)	4.0	2.5

TAB. 4.3 – Valeurs des fréquences F_1 and F_2 utilisées pour le test de continuité électrique.

Les défauts éventuels des connecteurs et des résistances, tels qu’un bus haute tension cassé ou la perte d’un pavé, peuvent être détectés grâce à une comparaison de la valeur de la capacité de découplage de chaque canal avec une référence. En ce qui concerne les canaux “arrière” des deux roues, cette référence est la valeur moyenne, obtenue pour chaque canal, sur l’ensemble du premier module de série construit au CPPM (ECC0). Une tolérance de 10 % a été choisie. Les premiers tests effectués ayant révélé une bonne sensibilité de la mesure pour les canaux “avant” malgré leur très faible valeur de capacité ($C < 1.5\text{nF}$), nous avons choisi d’utiliser comme référence les valeurs de capacités correspondant approximativement à une cellule manquante :

$$C_{ref} = \frac{i-1}{i} \times C_{moy}$$

où i est le nombre de voies sommées pour former un canal (4, 6 ou 8) et C_{moy} la valeur moyenne de la capacité de ce canal sur l’ensemble d’un module.

Un test “oui-non” effectué automatiquement à la fin de chaque test indique les canaux problématiques. Le test basse fréquence étant effectué en fin de journée, une électrode

défectueuse (cellule manquante, résistance cassée...) est démontée lors de la séance de montage suivante.

4.3.2.2 Résultats

La figure 4.9 représente un exemple de signaux d'entrée et de sortie obtenus pour un canal de chaque roue. Le signal de sortie est parfois perturbé par du bruit électronique mais l'ajustement de la sinusoïde permet de calculer son amplitude convenablement.

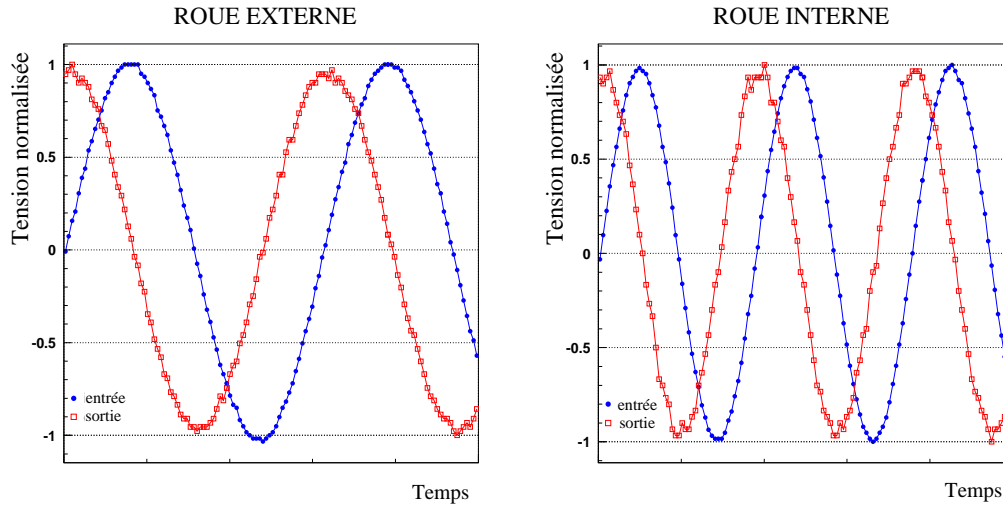


FIG. 4.9 – Exemples de signaux normalisés d'entrée (cercles pleins) et de sortie (carrés ouverts) pour les deux roues du calorimètre bouchon.

Pour chaque module construit, les 95 électrodes de la roue externe sont testées, de même que les 31 de la roue interne. En cours de montage, l'analyse n'effectue que la comparaison avec la référence et nous permet de localiser une électrode devant être démontée. A la fin du montage, la valeur moyenne (C_{moy}), l'écart type (σ_C) et les valeurs extrêmes (C_{min} et C_{max}) de la capacité de chaque canal sont calculés, pour permettre une analyse plus complète.

Durant la construction des cinq premiers modules, très peu de problèmes ont été détectés (aucune électrode n'a été démontée sur les deux premiers modules), ce qui met en évidence la qualité des électrodes et du montage. Cette qualité peut être illustré par la figure 4.10 qui représente la distribution de la dispersion ($\frac{\sigma_C}{C_{moy}}$) de l'ensemble des canaux des modules construits à Madrid et Marseille. La valeur moyenne de la dispersion est d'environ 2%. Les canaux ayant une dispersion plus élevée (4-6%) sont des canaux avant (canaux 33-36) dont la valeur de la capacité est plus faible et dont l'écart type (σ_C) est du même ordre de grandeur que pour les autres canaux (~ 0.015 nF).

La figure 4.11 représente l'évolution de C_{moy} , C_{min} et C_{max} en fonction du numéro de canal (il augmente avec η), pour les deux faces haute tension des électrodes des roues externe (figure 4.11a-d) et interne (figure 4.11e-f). Ce résultat a été obtenu à partir des données prises lors du test de toutes les électrodes du premier module de série (module ECC0).

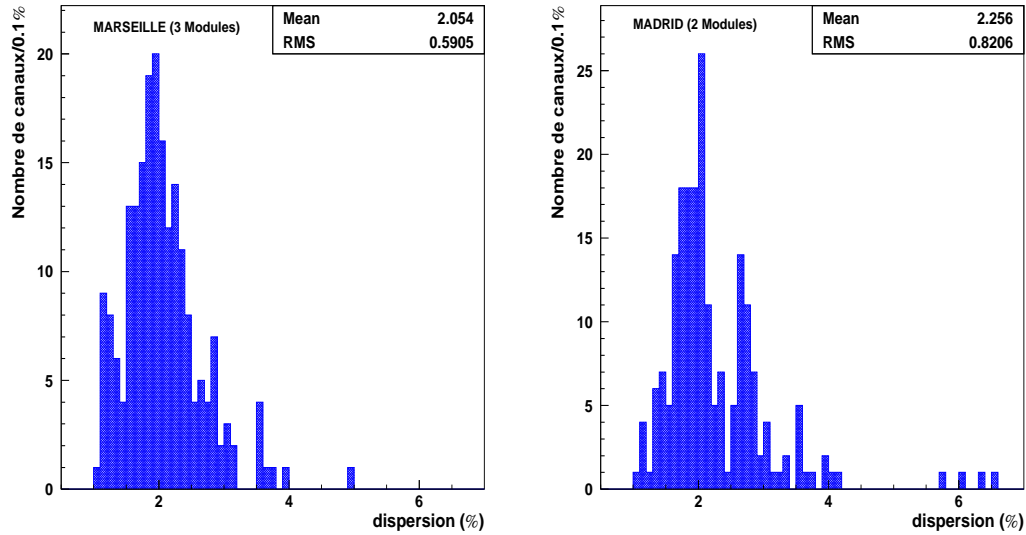


FIG. 4.10 – *Dispersion de la capacité de découplage des trois et deux premiers modules construits respectivement à Marseille (à gauche) et Madrid (à droite).*

Plusieurs observations peuvent être faites :

1. les valeurs maximales et minimales sont très proches et les barres d'erreur (σ_C) très petites, ce qui confirme la faible dispersion des capacités et la sensibilité de la mesure,
2. la diminution de la largeur des cellules, lorsque η augmente, est répercutée sur la valeur de la capacité. Cette caractéristique est particulièrement visible pour les canaux avant et les dix derniers canaux arrière de la roue externe,
3. nous sommes capables de détecter la perte d'une cellule du compartiment S_1 : en effet si nous regardons les graphiques a et b de la figure 4.11, la courbe continue qui représente la valeur de la capacité pour une cellule manquante est considérablement inférieure à la valeur minimale obtenue pour chaque canal,
4. les changements de granularité (canal 12 : 0.025/8 à 0.025/6, canal 20 : 0.025/6 à 0.025/4) et de taille de cellules (canaux 33-36 : cellules moins longues, canal 37 : cellules plus larges) sont visibles pour les canaux avant,
5. pour un même canal, les valeurs de capacité sont différentes d'une couche haute tension à l'autre. Cette particularité est liée à la technique de fabrication des électrodes qui entraîne une épaisseur de colle différente entre la couche HV1 et la couche HV2 (cf section 3.1.3).

Des résultats identiques ont été obtenus pour les modules ECC1, ECC2, ECC3 et ECC5. Par exemple dans le cas des canaux de l'avant (couche HV2), nous pouvons voir sur la figure 4.12a que l'évolution de la capacité moyenne en fonction du numéro de canal est similaire pour les cinq premiers modules de série construits.

Les valeurs moyennes de capacité ne varient pas de plus de 5% d'un module à l'autre,

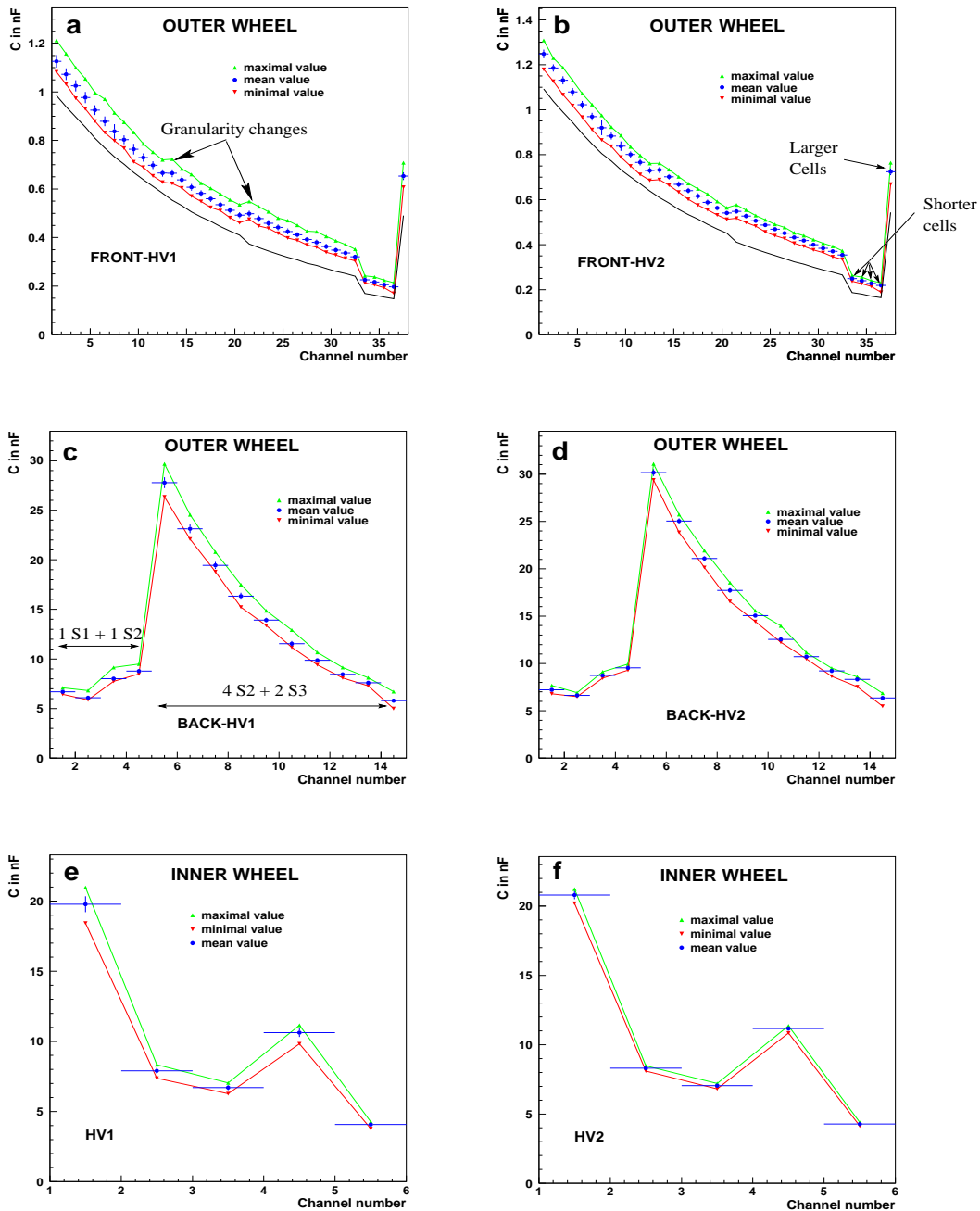


FIG. 4.11 – Evolution de la valeur moyenne, sur l'ensemble des 95 électrodes de la roue externe et des 31 électrodes de la roue interne du premier module de série, de la capacité de découplage en fonction du numéro de canal. L'évolution des valeurs minimales et maximales est aussi représentée. Sur les figures a et b, la ligne continue inférieure représente la valeur de la capacité si une cellule est manquante.

comme le montre la figure 4.12b qui représente la distribution de la différence normalisée (en %) :

$$D_i = \frac{C_{ECC0} - C_{ECCi}}{C_{ECC0}}$$

entre les valeurs de capacité moyenne du module ECC0 et des trois autres modules, sur l'ensemble des canaux de la roue externe (4 modules \times 102 canaux).

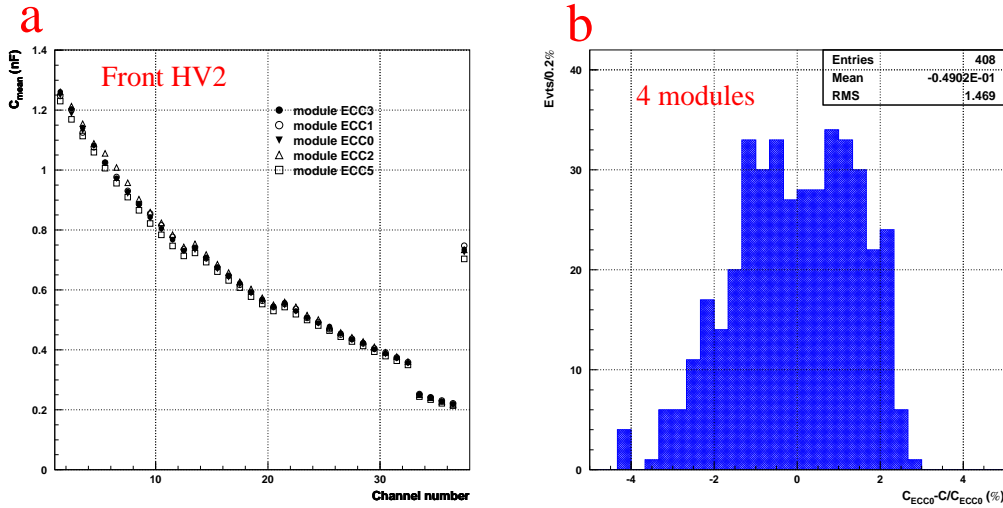


FIG. 4.12 – a : Evolution de la capacité moyenne, des cinq premiers modules de série, en fonction du numéro de canal, dans le cas des canaux de la couche HV2 de l'avant (roue externe). b : Distribution de la différence normalisée (en %) entre les valeurs de capacité moyenne du module ECC0 et des quatre autres modules sur l'ensemble des canaux de la roue externe.

Le point 5 (voir plus haut) peut-être illustré plus directement : l'épaisseur de colle ne variant pas avec η , le rapport des capacités des deux couches de haute tension doit être le même quelque-soit le canal. C'est ce que nous pouvons voir sur la figure 4.13 qui représente l'évolution de la moyenne du rapport $\frac{C_{HV1}}{C_{HV2}}$ en fonction du numéro du canal pour la roue externe (faces avant et arrière) du module ECC3. Comme prévu, le rapport est constant et inférieur à 1. En effet l'épaisseur de colle de la couche HV1 (25 μm) étant supérieure à celle de la couche HV2 (15 μm), la capacité de HV1 doit être inférieure à celle de HV2. De plus la valeur de ce rapport (moyenne : 0.907) ne varie pas beaucoup (dispersion < 1%) d'un module à l'autre comme le montre la distribution du rapport moyen, obtenu pour les canaux de la roue externe des cinq premiers modules, représentée sur la figure 4.14. La valeur obtenue pour la roue interne est du même ordre de grandeur.

Tous ces résultats ont contribué à la validation du montage des cinq premiers modules de série. Ils ont aussi confirmé la bonne qualité et l'uniformité des électrodes utilisées.

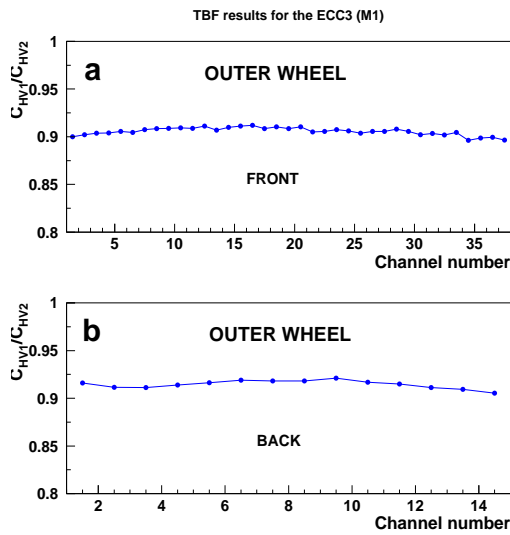


FIG. 4.13 – Rapport moyen entre les capacités de chaque couche haute tension en fonction du numéro de canal ; pour la roue externe (a : avant, b : arrière) du deuxième module de série construit à Marseille.

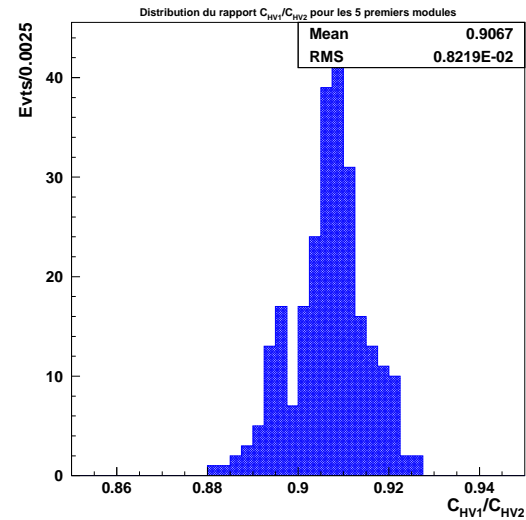


FIG. 4.14 – Distribution du rapport moyen $\frac{C_{HV1}}{C_{HV2}}$ obtenue pour les canaux de la roue externe des cinq premiers modules de série.

4.3.3 La mesure de la capacité de l'intervalle électrode-absorbeur

4.3.3.1 Description

Le but de ce test est de vérifier l'uniformité de l'épaisseur de l'intervalle électrode-absorbeur, en plusieurs régions de l'électrode (correspondant grossièrement aux secteurs haute tension). Pour y parvenir on mesure la capacité (C) de chaque région qui est liée à l'épaisseur (d_{gap}) par une relation du type :

$$C = \frac{\epsilon S}{\langle d_{gap} \rangle}$$

où S et $\langle d_{gap} \rangle$ sont respectivement la surface et l'épaisseur moyenne de la zone testée. Ce test est effectué une fois que le module est entièrement monté, il permet de vérifier la qualité du montage et de confirmer les mesures de flèches.

Pour réaliser ce test, nous utilisons un RLCmètre de précision et la carte MUXCAPA qui sert de multiplexeur (cf section 4.2.1), ce qui nous permet de tester jusqu'à huit secteurs sans effectuer de changements dans le câblage [130].

Le principe (cf figure 4.15) est d'envoyer un signal sinusoïdal sur une zone de l'électrode testée et de mesurer le courant et la tension de sortie, pour en déduire le module et la phase de l'impédance mesurée. Initialement les électrodes des roues interne et externe étaient respectivement divisées en deux et huit zones de taille différente en η . Une modification de l'appareillage, nous a permis d'effectuer le test sur sept régions (approximativement les secteurs en haute tension) de la roue externe et sur la totalité de la roue interne. Cette dernière configuration a été adoptée car elle permet de tester simultanément les deux roues.

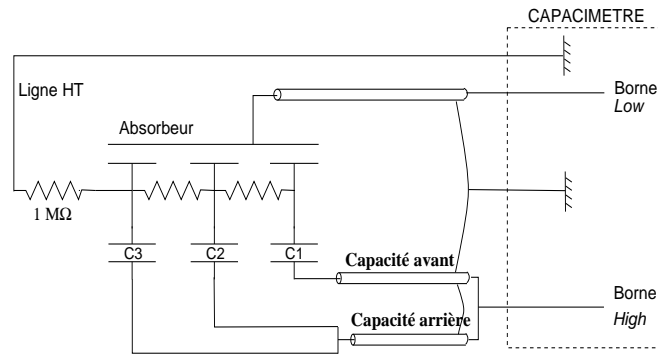


FIG. 4.15 – Schéma du principe de la mesure de la capacité entre électrode et absorbeur.

Pour mesurer la tension et le courant du signal de sortie, on utilise le principe du montage 4 points schématisé sur la figure 4.16. Des câbles coaxiaux sont utilisés. Une paire de ces câbles sert à mesurer la tension. L'autre paire permet au courant de mesure de circuler dans les deux sens : à l'aller dans l'âme des câbles, au retour dans leur blindage. Cette particularité nous permet d'éviter l'introduction d'une capacité parasite due aux câbles. La capacité mesurée est donc la capacité de l'intervalle électrode-absorbeur, à l'approximation près que la somme des capacités de découplage de la zone testée est négligeable car deux ordres de grandeur plus grande [125].

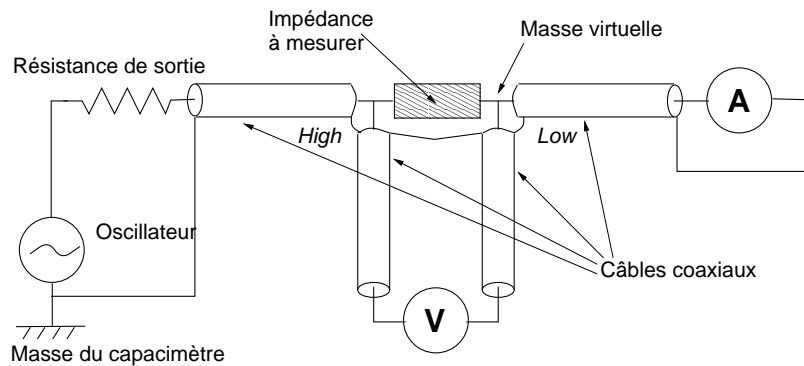


FIG. 4.16 – Schéma du principe de la mesure 4 points.

Le test d'un module est réalisé en une journée, la limitation en temps ne vient pas du test en lui-même (1 minute par intervalle) mais du câblage (passage à l'électrode suivante).

4.3.3.2 Résultats

La capacité étant directement liée à l'épaisseur de l'intervalle entre électrode et absorbeur, on espère obtenir une valeur constante de la capacité pour chaque zone testée sur l'ensemble d'un module.

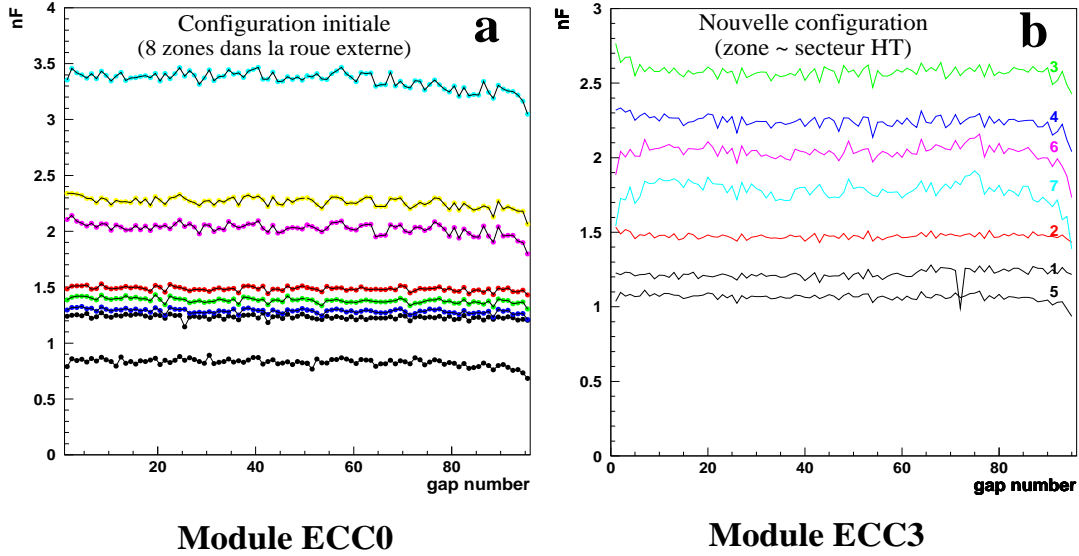


FIG. 4.17 – Evolution de la capacité des zones testées, de la roue externe, avec la configuration initiale pour le module ECC0 (a : huit zones arbitraires) et la nouvelle configuration pour le module ECC3 (b : approximativement les 7 secteurs haute tension).

La réponse du calorimètre au passage d'une particule est donnée par la formule :

$$I \sim \frac{f_n}{d_{gap}} \times E^{0.3} \sim \frac{f_n}{d_{gap}^{1.3}} \times U^{0.3} \quad (4.3)$$

où f_n est le rapport d'échantillonnage, E est le champ électrique régnant dans l'intervalle électrode-absorbeur, d_{gap} est l'intervalle électrode-absorbeur et U est la différence de potentiel. Une variation trop importante de l'intervalle d_{gap} peut donc entraîner une non uniformité dans la mesure de l'énergie des particules. Ceci explique l'importance du contrôle de l'uniformité de l'empilage (mesures de flèches) et de la mesure de la capacité entre électrode et absorbeur.

La figure 4.17 représente l'évolution de la capacité de toutes les zones testées, dans la roue externe, en fonction du numéro de l'intervalle. Ces résultats ont été obtenus pour les deux premiers modules montés à Marseille. Le premier (ECC0) a été testé avec la configuration initiale (8 zones dans la roue externe), le second (ECC3) avec la nouvelle configuration.

Exceptée une décroissance importante pour le premier secteur du module ECC3, attribuée au décalage de l'électrode correspondante⁷, les capacités sont constantes pour chaque zone testée. La légère décroissance (5%), visible pour les cinq derniers intervalles, peut être expliquée par le fait que les dernières couches du module ne sont pas soumises au même poids que les précédentes ; elles ont donc un peu plus de liberté. Cet effet n'est pas présent dans les deux premiers secteurs ($\eta < 1.6$) car la présence des pions anti-flexion (section 3.2.2.3) limite la liberté des absorbeurs. Au début de la construction d'un

7. L'électrode 72, qui correspond au passage à une nouvelle carte mère, a été décalée par rapport aux précédentes suite à l'observation d'une dérive, légère mais continue, des électrodes.

module des barrettes de contrainte sont placées sous les barreaux transverses du premier absorbeur, leur rôle est de le soutenir dans la région centrale du module ($1.6 \lesssim \eta \lesssim 2.3$). Leur absence dans la région de grande pseudo-rapacité entraîne une légère variation de la capacité pour les premiers intervalles des secteurs 7 et 8.

Des résultats similaires ont été obtenus pour la roue interne : évolution plate puis légère décroissance pour les deux derniers intervalles.

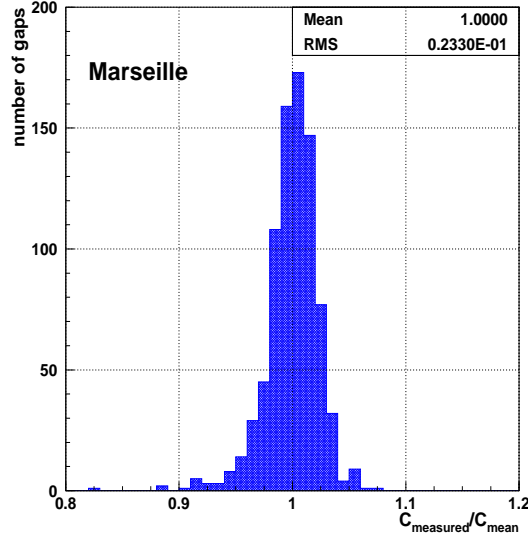


FIG. 4.18 – *Distribution de la dispersion de la capacité globale, obtenue à partir des huit zones de la roue externe et des deux zones de la roue interne.*

Une dispersion globale de 2.3%, 2.4% et 2.2% a été obtenue respectivement pour les modules ECC0, ECC3 et ECC5. On peut voir, par exemple, sur la figure 4.18, la distribution sur l'ensemble des intervalles du module ECC0 du rapport $\frac{C_{mes}}{C_{moy}}$ où C_{mes} est la valeur mesurée pour un intervalle et C_{moy} est la valeur moyenne. La contribution au terme constant due à la dispersion de l'intervalle d'argon peut être calculée (annexe B de [125]). Une contribution de 0.3 % a été obtenue pour l'ensemble du module ECC0 (roue interne et externe). Si on retire les derniers intervalles et la roue interne la contribution est alors de 0.18 % ce qui est proche des 0.15 % requis [71].

Ces résultats montrent que l'intervalle électrode-absorbeur est bien respecté, confirmant ainsi les progrès réalisés dans le montage des modules.

4.4 Les tests effectués au CERN

4.4.1 Introduction

Une fois câblé, le module est transporté au CERN pour valider ses caractéristiques électriques à chaud et à froid avant son intégration ou son test sous faisceau. Deux tests sont réalisés : le test TPA qui est une calibration simplifiée et permet d'effectuer une

cartographie des cellules du module et la mesure des réseaux de résistances des cartes mères. La tenue en haute tension est également vérifiée dans l'argon liquide. Tous ces tests sont réalisés dans la zone nord du CERN.

Le module testé est placé dans un cryostat sur lequel se trouvent trois châssis frontaux (FEC) qui reçoivent l'électronique amont ou électronique chaude. Chacun de ces châssis correspond à une traversée étanche (Feedthrough) qui sert de lien entre l'électronique froide, décrite dans la section 3.3, et l'électronique chaude qui sera décrite en détail⁸ dans la section 5.1.5. Chaque traversée est reliée aux cartes mères grâce à des câbles froids (harnais A) et permet le transfert des signaux des canaux d'une certaine région du module (figure 4.19) :

- FT0 : elle couvre la région $\eta = [1.6, 2.4]$ et $\phi = [0, 0.4]$,
- FT1 : elle couvre la région $\eta = [1.6, 2.4]$ et $\phi = [0.4, 0.8]$ ⁹,
- FT2 : elle couvre les régions : $\eta = [1.375, 1.6]$ et $\eta = [2.4, 3.2]$ en pseudorapidité et l'ensemble du module en ϕ .

Les FEC peuvent recevoir différentes cartes ou connecteurs suivant le test effectué :

- nous verrons dans le chapitre suivant que durant les tests en faisceau des cartes d'électronique frontale (FEBs) de 128 voies peuvent être placées dans les FECs pour récolter le signal de sortie de toutes les cellules. Ces cartes ont de nombreuses fonctions qui seront décrites dans la section 5.1.5.2. Un emplacement par FEC est également dédié à une carte de calibration de 128 voies. Le rôle de cette carte sera présenté dans la section 5.1.5.3.
- des connecteurs ATI de 64 voies sont branchés dans chaque FEC pendant le test TPA,
- une carte électronique de 64 voies est utilisée pour mesurer les réseaux de résistances des cartes mères.

Nous pouvons noter que les traversées FT0 et FT1 (FT2) sont appelées traversées standards (spéciale). Cette appellation est liée au détecteur ATLAS, les traversées standards permettront le transfert des signaux du bouchon du calorimètre électromagnétique, tandis que les traversées spéciales seront utilisées pour le transfert des signaux des bouchons des calorimètres hadroniques et électromagnétiques.

4.4.2 Tests haute tension

Pour s'assurer de l'intégrité du module quant à sa tenue en haute tension après son transport, un test est effectué à chaud, peu de temps après son arrivée, dans une salle propre réservée au bouchon du calorimètre électromagnétique. Initialement le test était effectué aux tensions données par le tableau 4.2 mais de nombreuses résistances de calibration des cartes mères ayant été cassées suite à des court-circuits, nous avons changé la procédure de test HT. Lors de ce test, la tension utilisée est maintenant de l'ordre de 100 V pour ne pas risquer d'endommager les réseaux de résistances.

8. Cette section abordera quelques aspects de l'électronique chaude, nécessaires à la compréhension des tests électriques effectués au CERN.

9. Un module couvre $\Delta\phi = 0.8$.

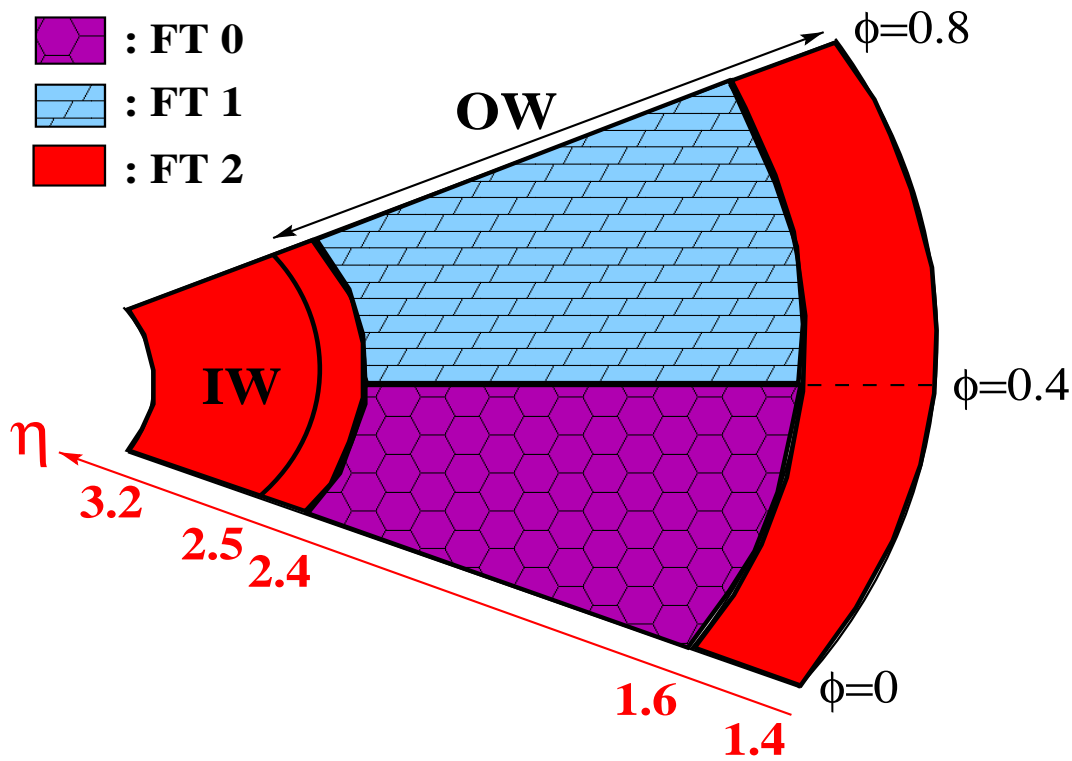


FIG. 4.19 – Régions d'un module couvertes par chacune des trois traversées étanches.

La tension est fournie par une alimentation située sur le cryostat. Les 95 (31) électrodes de la roue externe (interne) sont testées, en même temps, par groupe de 24 (16). Si un problème est détecté lors de cette étape, des réparations peuvent être tentées mais généralement l'électrode fautive est isolée afin de ne pas avoir tout un secteur affecté.

L'étape suivante consiste à placer le module dans le cryostat et de remplir celui-ci avec de l'argon liquide. Une semaine est nécessaire au "refroidissement" du module. Une fois effectué, un nouveau test HT est réalisé, à la tension nominale, pour vérifier que la tenue en haute tension des électrodes n'a pas été altérée. La température très basse de l'argon liquide (~ 87 K à 1 atm) entraîne l'apparition d'une contrainte sur l'ensemble de la structure du module, ainsi que sur les électrodes et les absorbeurs qui le composent. Cette contrainte peut avoir deux effets opposés : l'apparition de nouveaux problèmes de tenue en haute tension ou au contraire la disparition de problèmes observés à chaud. L'évacuation de poussières par l'argon liquide peut également expliquer la disparition de claquages ou de court-circuits.

Le premier module de série (ECC0) a été testé avec succès, aussi bien dans l'air que dans l'argon liquide, en juin 2001 avant l'apparition d'un court-circuit à chaud. Lors des tests des modules suivants, quelques court-circuits sont apparus à froid et à chaud [138] :

- ECC1 : deux électrodes déconnectées (HV1) et deux court-circuits à froid.
- ECC3 : un et deux court-circuits respectivement à froid et à chaud.
- ECC2 : une électrode déconnectée (HV1) et un court-circuit.
- ECC5 : un court-circuit apparu à froid (deux disparus).

La plupart de ces problèmes sont apparus au CERN pendant ou après le test dans l'argon liquide. Il reste à comprendre l'origine d'une partie d'entre eux, pour tenter une réparation. Les électrodes correspondant aux courts-circuits irréparables¹⁰ ont été déconnectées.

4.4.3 Cartographie des cellules (Test TPA)

4.4.3.1 Description

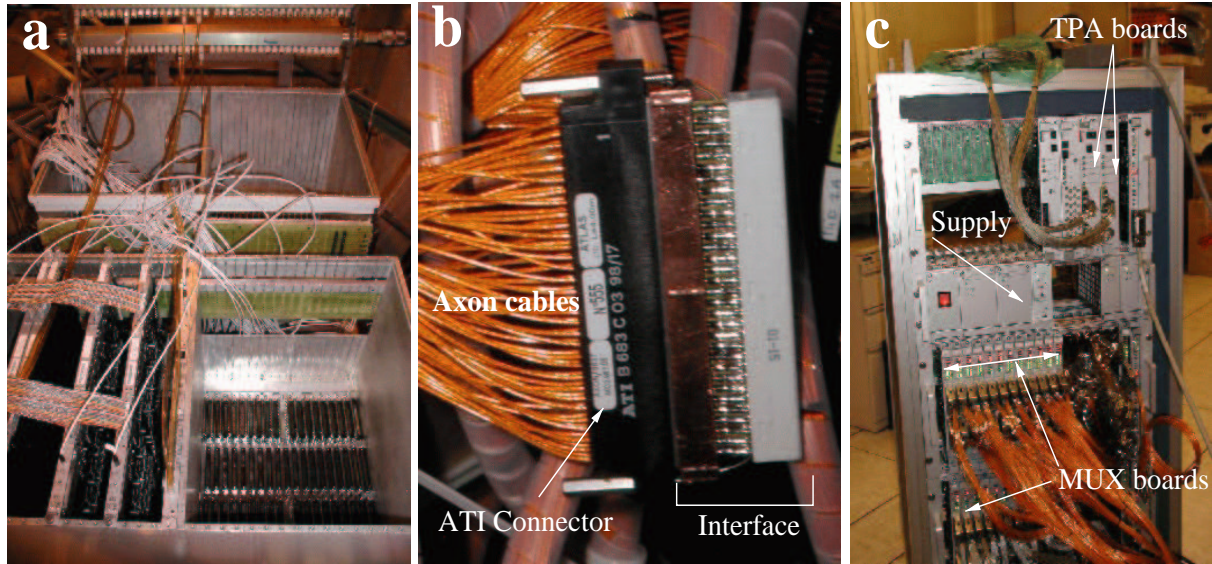


FIG. 4.20 – a : Un châssis frontal comportant quelques cartes d'électronique frontale (à gauche) et un autre vide, laissant apparaître les connecteurs (à droite). b : Exemple d'un connecteur ATI équipé d'un interface permettant sa fixation dans les FECs. c : Banc de tests utilisé pour le test TPA.

Le but de ce test est de s'assurer de la continuité électrique et de la qualité du câblage de chaque module de série. Il permet également de réaliser une cartographie des cellules. Le principe est d'envoyer un signal carré, à l'échelle de temps considérée (ms), de 20 V d'amplitude et de 2ns de temps de montée sur les cellules (capacité détecteur). Ce signal passe successivement par les traversées étanches, les réseaux de résistances de calibration, le détecteur, l'électronique froide et de nouveau les traversées étanches. La réponse de chaque cellule est enregistrée. Après une mise en forme du signal de sortie, similaire à ce qui est fait électroniquement par les FEBs (filtre CR-RC² : cf chapitre 5.1.5.2), l'amplitude maximale (A_{max}) et le temps de montée (t_p) sont calculés. t_p est défini comme le temps écoulé pour passer de 10 à 100% de A_{max} .

Les cellules problématiques, ainsi que les erreurs de câblage, seront repérées par des valeurs de A_{max} et t_p anormales¹¹. Il est important de noter que les mesures effectuées

10. En plaçant une feuille de kapton dans l'intervalle électrode-absorbeur, certains courts-circuits disparaissent.

11. A_{max} et t_p sont nuls dans le cas d'erreurs de câblage.

sont relatives, le but principal étant de localiser les cellules ayant une réponse atypique.

Pour effectuer ce test, deux cartes TPA (A et B) [132] de 64 voies sont utilisées pour produire le signal d'entrée. Elles sont connectées dans un châssis frontal, au niveau de l'emplacement des cartes de calibration de 128 voies (cf section 5.1.5.3). Le signal d'entrée suit le même chemin que celui de la calibration. Le signal de sortie est ensuite récupéré dans le châssis frontal (figure 4.20a) par des connecteurs ATI fixés à la place des cartes d'électronique frontale grâce à des interfaces (figure 4.20b), puis transmis à des cartes MUX de 64 voies par l'intermédiaire de câbles AXON. Les cartes d'électronique frontale possédant 128 voies de lecture, deux connecteurs (A et B) viennent se fixer à leur place. La carte TPA A (B) permet de tester les canaux des connecteurs A (B). Au total, 13 et 12 cartes MUX, équipées de câbles de 50 et 25 Ω sont respectivement utilisées pour les canaux des compartiments avant (S0,S1) et arrière (S2,S3). Le tableau 4.4 indique, pour chaque numéro de câble ATI (numéro de connecteur), le compartiment et la région en η correspondants, le nombre de cellules et le numéro de la carte MUX pour les trois traversées étanches. Les voies TPA et MUX correspondant à chaque canal sont obtenues grâce aux fichiers de câblage utilisés pour la calibration lors des tests sous faisceau. Ceci permet un test automatisé. La figure 4.20c représente le banc de tests utilisé pour le test TPA.

Une nouvelle carte, appelée MUX de MUX, permet de sélectionner la carte MUX correspondant au canal testé. Il existe deux cartes de ce type¹² : une pour les canaux du pré-échantillonneur et du compartiment avant, une autre pour les deux autres compartiments. Suivant le compartiment testé, la sortie de la carte MUX de MUX correspondante est reliée à un oscilloscope numérique. Celui-ci effectue une moyenne du signal de sortie (un point est enregistré toutes les 2 ns) sur 50 déclenchements, pour diminuer le bruit. Le signal moyen (figure 4.21a) est enregistré pour tous les canaux de chaque connecteur ATI, il est corrélé à la charge de la capacité de la cellule correspondante (la capacité de découplage est négligeable).

La dernière étape consiste à utiliser un programme d'analyse qui effectue la mise en forme du signal (cf figure 4.21b), puis le calcul de l'amplitude maximale et du temps de montée (cf figure 4.22). Un filtre $CR - RC^2$ est utilisé pour mettre en forme le signal. Ce filtre est identique au "shaper" des cartes d'électronique frontale présentées dans la section 5.1.5.2.

Ce test est effectué compartiment par compartiment et traversée par traversée. Nous pouvons noter que le pré-échantillonneur n'étant pas installé¹³, seuls les trois autres compartiments sont testés. Environ deux jours sont nécessaires pour tester un module complet. L'analyse des données brutes décrites plus haut est effectuée séparément. L'ensemble des tests et analyses sont réalisés grâce à des programmes Labview (version 5.01) fonctionnant sur un PC de contrôle.

4.4.3.2 Résultats

La figure 4.23 représente l'évolution de l'amplitude maximale et du temps de montée, pour une ligne en ϕ , en fonction de η , pour chaque compartiment (avant, milieu et arrière).

12. Elles sont identiques aux cartes MUX.

13. Les modules du pré-échantillonneur sont stockés en Russie.

ATI	FT0 et FT1				FT2			
	S_i	$[\eta]$	$N_\eta \times N_\phi$	MUX	S_i	$[\eta]$	$N_\eta \times N_\phi$	MUX
1A	S_0	[1.6,1.8]	8×4	1*	S_0	[1.5,1.6]	4×8	10*
2A	S_1	[1.6,1.7]	32×2	2*	S_1	[1.4,1.5]	4×8	1*
2B	S_1	[1.6,1.7]	32×2	8*				
3A	S_1	[1.7,1.8]	32×2	3*	S_2	[1.4,1.5]	4×16	5
3B	S_1	[1.7,1.8]	32×2	9*	S_2	[1.4,1.5]	4×16	2
4A	S_1	[1.8,1.9]	24×2	4*	S_1	[1.5,1.6]	32×2	2*
4B	S_1	[1.8,1.9]	24×2	10*	S_1	[1.5,1.6]	32×2	8*
5A	S_1	[1.9,2.0]	24×2	5*	S_1	[1.5,1.6]	32×2	3*
5B	S_1	[1.9,2.0]	24×2	11*	S_1	[1.5,1.6]	32×2	9*
6A	S_1	[2.0,2.2]	32×2	6*	S_3	[1.5,1.6]	2×32	6
6B	S_1	[2.0,2.2]	32×2	12*				
7A	S_1	[2.2,2.4]	32×2	7*	S_2	[1.5,1.6]	4×16	3
7B	S_1	[2.2,2.4]	32×2	13*	S_2	[1.5,1.6]	4×16	7
8A	S_3	[1.6,1.8]	4×16	9	S_1	[2.4,2.5]	4×8	4*
8B	S_3	[1.8,2.0]	4×16	11				
9A	S_3	[2.0,2.2]	4×16	10	S_3	[2.4,2.5]	2×32	4
9B	S_3	[2.2,2.4]	4×16	12				
10A	S_2	[1.6,1.7]	4×16	1	S_2	[2.4,2.5]	4×16	8
10B	S_2	[1.7,1.8]	4×16	5	S_2	[2.4,2.5]	4×16	9
11A	S_2	[1.8,1.9]	4×16	2	S_2	[2.5,3.2]	7×8	11
11B	S_2	[1.9,2.0]	4×16	6				
12A	S_2	[2.0,2.1]	4×16	3	S_3	[2.5,3.2]	7×8	10
12B	S_2	[2.1,2.2]	4×16	7				
13A	S_2	[2.2,2.3]	4×16	4				
13B	S_2	[2.3,2.4]	4×16	8				

TAB. 4.4 – *Compartiment, intervalle de pseudorapidité, nombre de cellules ($N_\eta \times N_\phi$) et adresse de la carte MUX utilisée, associés à chaque numéro d'ATI pour les deux traversées standards (FT0 et FT1) et la traversée spéciale (FT2). Les * correspondent aux cartes MUX équipées de câbles 50 Ohms (compartiments S_0 et S_1).*

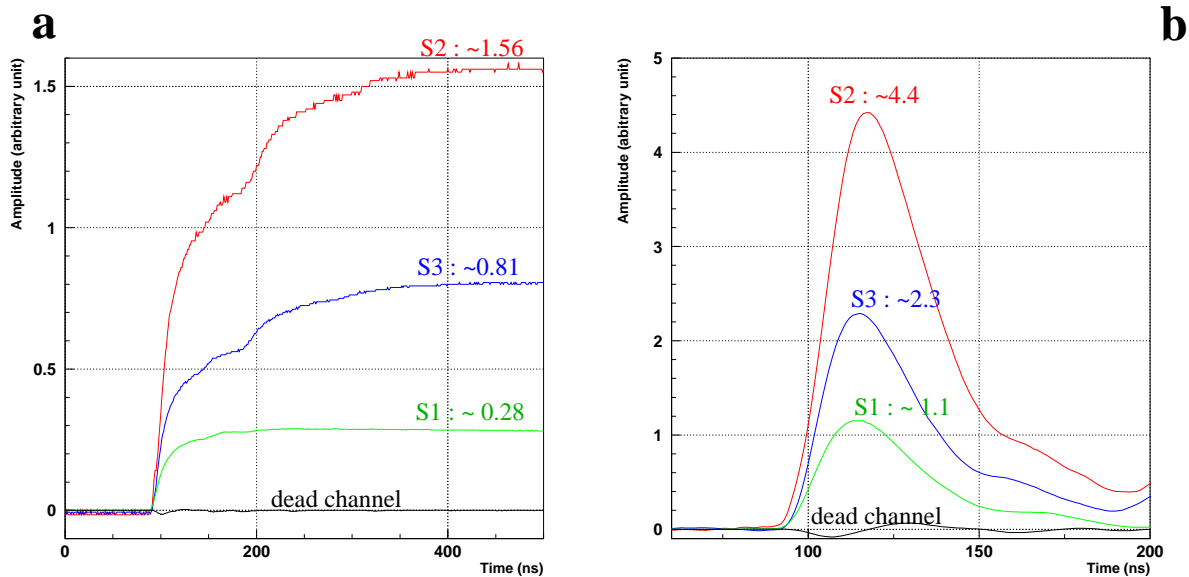


FIG. 4.21 – Formes du signal de sortie avant (a) et après (b) mise en forme.

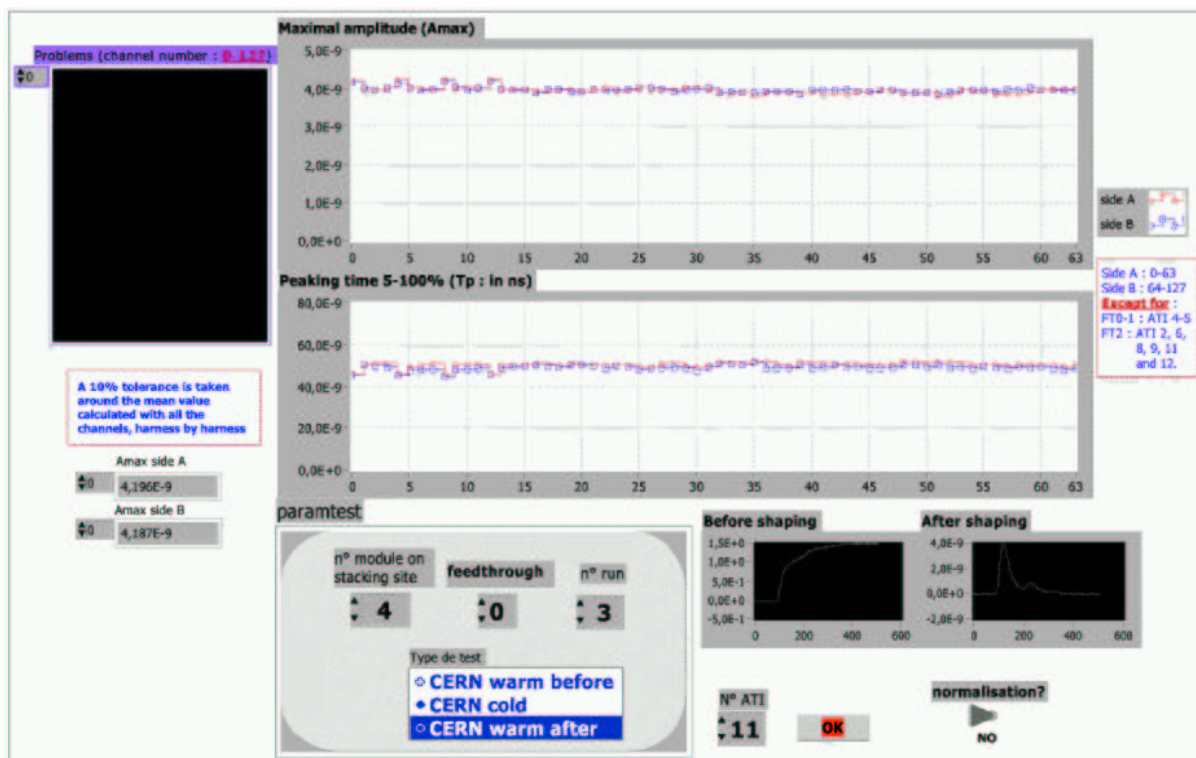


FIG. 4.22 – “Face avant” du programme d’analyse du test TPA. L’amplitude maximale et le temps de montée sont représentés en fonction du numéro de canal, pour un harnais d’une traversée.

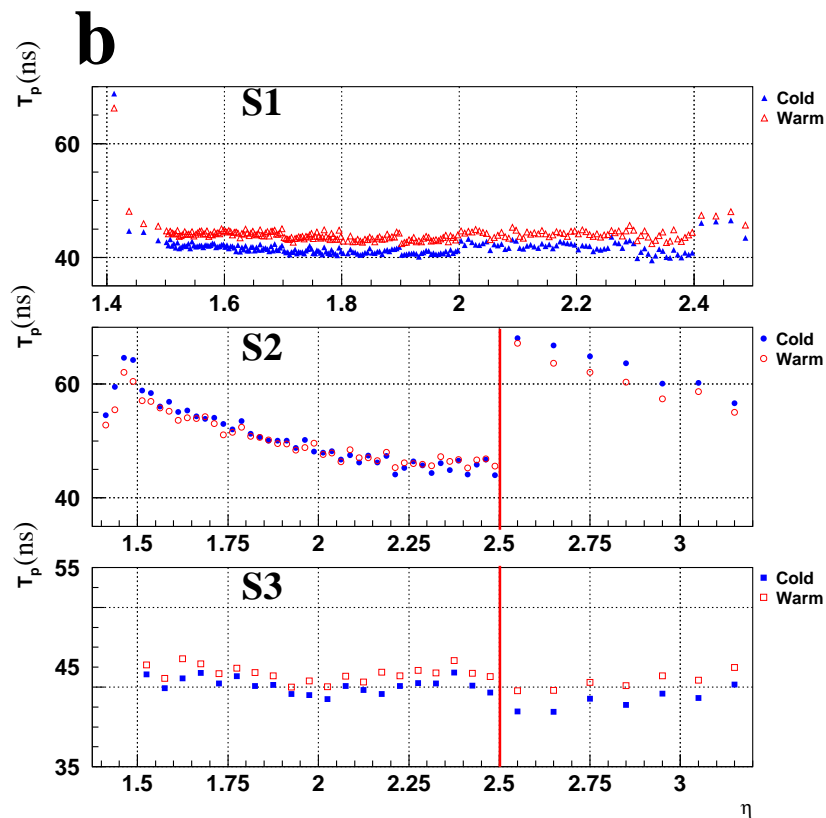
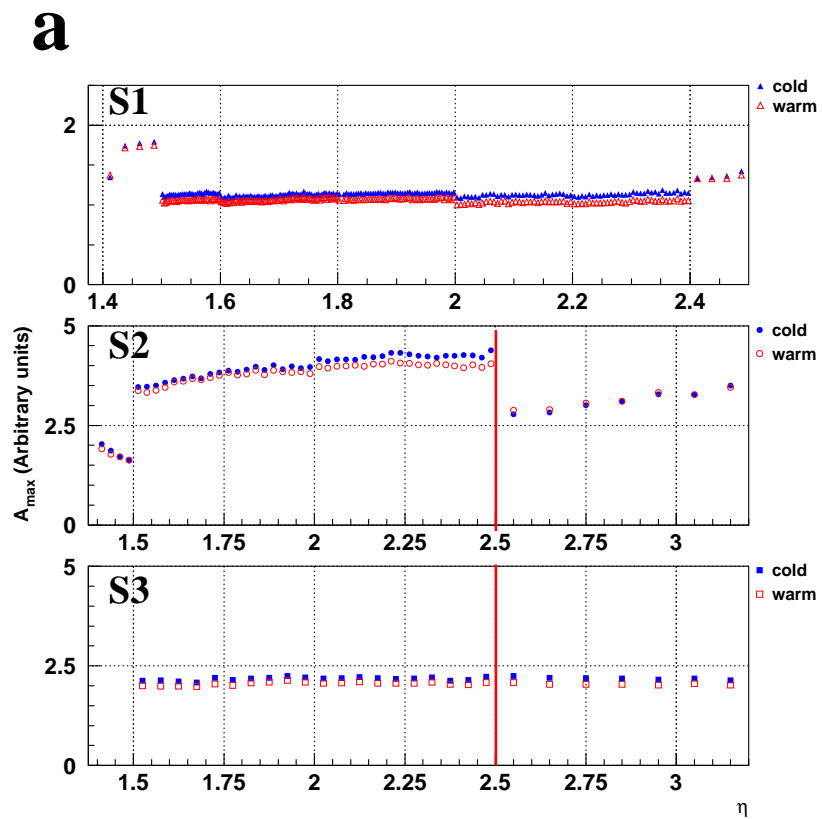


FIG. 4.23 – Evolutions de A_{max} (a) et t_p (b) en fonction de η pour les compartiments avant, milieu et arrière. Ces résultats ont été obtenus pour le module ECC2, à chaud et à froid.

Ces résultats ont été obtenus à partir des données prises sur l'ensemble du module ECC2, à froid et à chaud. Les effets de certaines caractéristiques géométriques peuvent être observés : comme par exemple la diminution de t_p avec η , particulièrement visible pour le compartiment S2. Cette diminution, corrélée à l'augmentation de A_{max} , est liée directement à la diminution de la capacité des cellules due à la décroissance de leur taille.

La figure 4.24 montre qu'une corrélation évidente est obtenue entre les valeurs d'amplitude maximale, et de temps de montée, mesurées à chaud et à froid. Sur la figure 4.24b, on distingue tout de même quelques canaux ayant des valeurs de t_p anormales. Ces canaux correspondent aux ATI 3A de FT0 et FT1 et 4A de la traversée FT2. Une mauvaise connexion des connecteurs ATI dans les FECs semble être l'explication la plus vraisemblable, un effet de réflexion entraînant un décalage de la valeur du temps de montée. Les valeurs de l'amplitude maximale de ces canaux étant très différentes des valeurs normales, elles ne sont pas représentées sur la figure 4.23a.

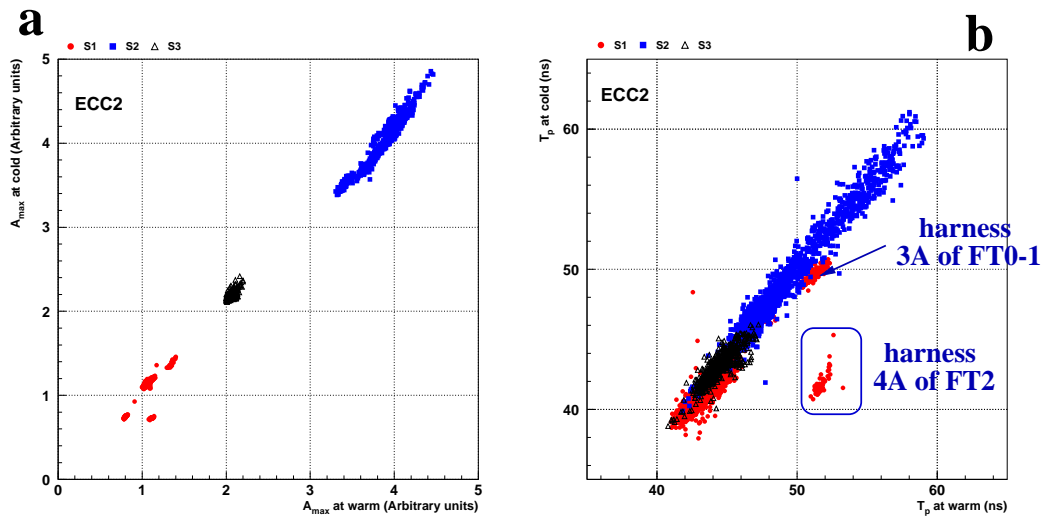


FIG. 4.24 – *a (b) : corrélation entre les mesures d'amplitude maximale (temps de montée) effectuées à froid et à chaud pour le module ECC2.*

Etant donné que très peu de modules seront testés en faisceau, il est nécessaire de comparer les résultats obtenus avec le banc de test TPA et le traditionnel test de calibration effectué grâce aux cartes de calibration et d'électronique frontale (cf section 4.4.1). En effet le test TPA est censé remplacer le test de calibration pour la détection des voies défectueuses des modules non testés sous faisceau. Lors des tests en faisceau, le signal produit par les cartes de calibration suit le même trajet que celui fourni par les cartes TPA. Pour les deux systèmes, nous obtenons, pour chaque cellule du module, une courbe de réponse après mise en forme, dans un cas par un programme labview (TPA) et dans l'autre par des circuits électroniques présents sur les FEBs (tests en faisceau). La section 5.3.1 du chapitre suivant présentera l'analyse spécifique des formes de signal obtenues lors des tests en faisceau.

Une très bonne corrélation est obtenue entre les amplitudes maximales mesurées, comme le montre la figure 4.25 qui représente l'amplitude maximale mesurée grâce au

test TPA en fonction de celle obtenue grâce aux FEBs, pour le compartiment S2 et la région $1.5 \leq \eta \leq 2.5$.

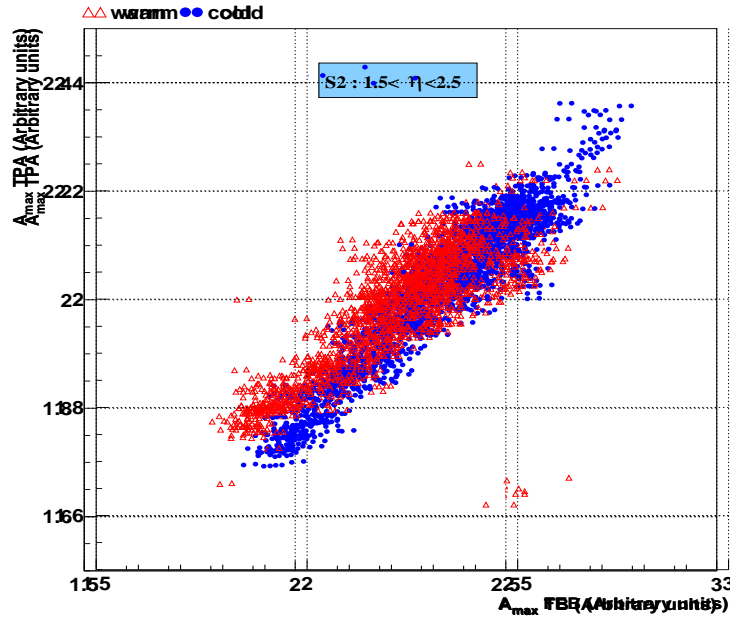


FIG. 4.25 – Amplitude maximale mesurée grâce au test TPA en fonction de celle mesurée grâce aux FEBs. Ces valeurs correspondent aux canaux du compartiment S2 et de la région $1.5 \leq \eta \leq 2.5$.

La figure 4.26 présente les distributions des différences relatives de A_{max} et t_p pour le module ECC2 :

$$\frac{\Delta A_{max}}{A_{max}} = \frac{A_{max}^{norm}(TPA) - A_{max}^{norm}(FEB)}{A_{max}^{norm}(TPA)} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta t_p}{t_p} = \frac{t_p(TPA) - t_p(FEB)}{t_p(TPA)}$$

Une normalisation a été effectuée pour l’amplitude maximale. Un bon accord entre les deux systèmes, est obtenu pour A_{max} , avec une valeur moyenne égale à 1.45%. En ce qui concerne t_p , la valeur moyenne de la différence relative est inférieure à 10% quelque soit le compartiment. Néanmoins la distribution révèle deux populations dépendant du compartiment, cet effet reste à comprendre mais pourrait être lié à la sensibilité du compartiment S1 aux effets de réflexions. Nous pouvons noter que les canaux correspondant aux harnais problématiques (harnais 3A de FT0-1 et 4A de FT2) mentionnés précédemment sont isolés.

La principale conclusion que nous pouvons tirer de cette comparaison est que les deux systèmes permettent pareillement de localiser les canaux problématiques. Les modules de série qui ne seront pas testés sous faisceau, pourront donc être validés grâce au test TPA.

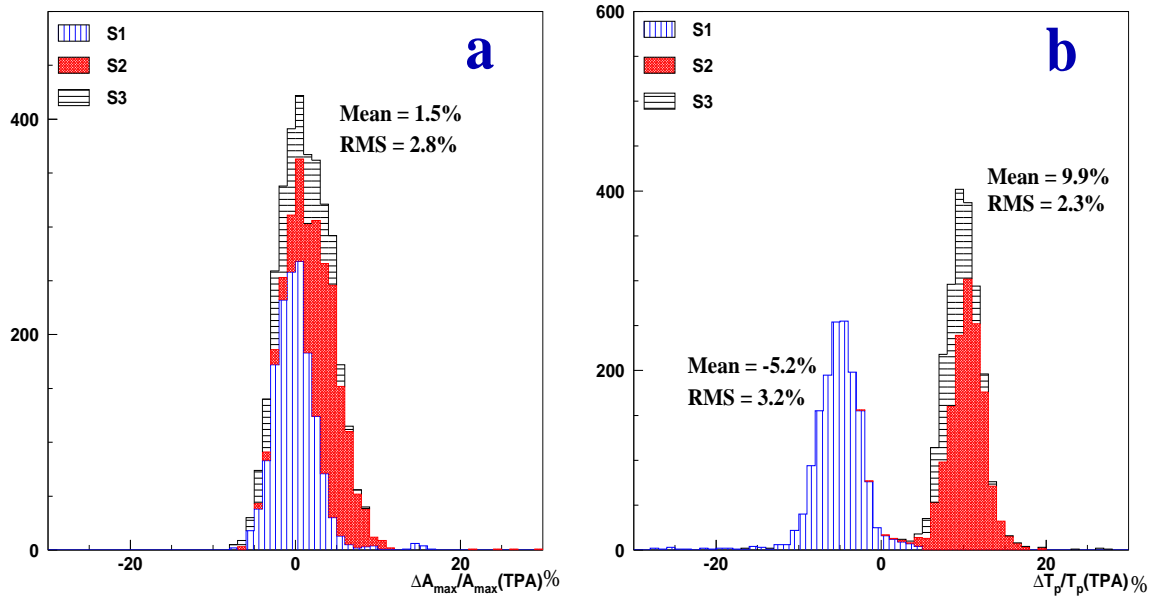


FIG. 4.26 – a (b) : distribution de la différence relative (en %) entre l’amplitude maximale (le temps de montée) mesurée avec le test TPA et celle mesurée grâce aux FEBs.

4.4.4 Mesure des réseaux de résistances des cartes mères

4.4.4.1 Description

Le but de ce test est de vérifier les valeurs des résistances de calibration des cartes mères (précises au millième) qui peuvent avoir été dégradées par des court-circuits lors du test de tenue en haute tension. Complémentairement au test TPA, ce test permet de s’assurer de la continuité électrique des voies de signal et de calibration. Pour effectuer ce test, une carte électronique de 64 canaux est connectée dans un emplacement du châssis frontal¹⁴, un ohmmètre (relié à elle) permet la mesure des résistances avec une précision d’une dizaine de mΩ. Ils sont tous les deux contrôlés par un PC via un câble GPIB.

La figure 4.27 représente un schéma d’une carte mère et des réseaux de résistances qu’elle comporte. Suivant l’emplacement, deux résistances différentes peuvent être mesurées :

- la résistance R_{sig} est mesurée pour les 64 canaux lorsque la mesure est effectuée entre le point B et la masse G, c’est à dire quand la carte électronique est connectée dans l’emplacement d’une FEB,
- la résistance R_g est mesurée pour les 64 canaux lorsque la mesure est réalisée entre le point A et la masse, c’est à dire lorsque la carte électronique remplace la carte de la calibration.

14. Les emplacements possèdent 128 canaux, la carte est connectée aux canaux 0 à 63 puis 64 à 127.

Les résistances représentées sur la figure 4.27 satisfont les relations suivantes :

$$R_{sig} = R_{cal} + R_{adap} + R_g = R_{inj} + R_g \quad (4.4)$$

$$R_{adap} \simeq 25 \text{ ou } 50 \Omega \quad (4.5)$$

$$\frac{1}{50} = \frac{1}{R_g} + \frac{n}{R_{cal}} \quad (4.6)$$

où R_{inj} est la résistance d'injection du signal de calibration qui varie d'un compartiment à l'autre (cf section 3.3) et n est le nombre de résistances en parallèles dans le réseau. Dans l'équation 4.5, les 25 et 50 Ω correspondent aux impédances de sortie des câbles respectivement pour l'arrière (S2 et S3) et l'avant (S1). Les 50 Ω de l'équation 4.6 correspondent à l'impédance des câbles d'entrée (calibration).

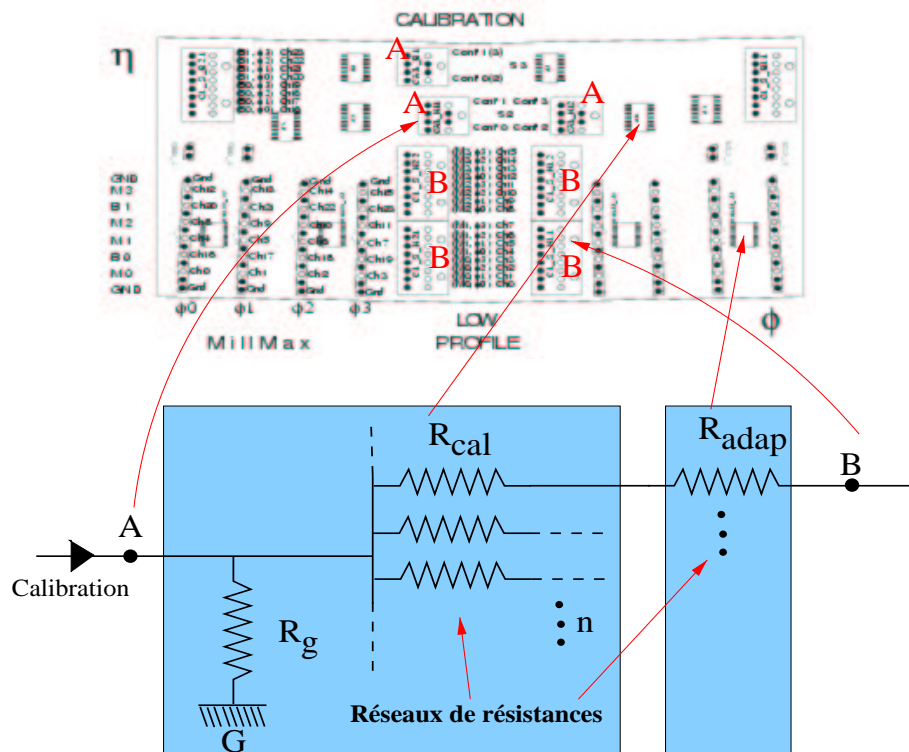


FIG. 4.27 – Schéma explicatif de la mesure des résistances des cartes mères.

Ces mesures sont effectuées pour chaque canal de signal et de calibration de tous les modules de production, à chaud et à froid. Les valeurs de résistances varient suivant le compartiment, la région en pseudo-rapidité et la température. Elles peuvent être comparées avec les valeurs attendues ; ainsi les canaux problématiques sont repérés facilement et rapidement.

4.4.4.2 Résultats

De telles mesures ont été effectuées deux fois à chaud et une fois à froid sur le module ECC3. La figure 4.28a donne la distribution de la résistance R_{sig} du compartiment S2,

mesurée à chaud et à froid à travers FT0 et FT1. Une très faible dispersion (0.04%) est obtenue pour les deux températures. Les canaux problématiques ($\sim 1\%$) ont été supprimés pour calculer ces dispersions. Les réseaux de résistances correspondant à ces canaux seront remplacés. Des dispersions du même ordre de grandeur ont été obtenues pour les autres compartiments et les autres régions du module.

La figure 4.28b représente les distributions du rapport entre les résistances mesurées à froid et à chaud et de celui entre les résistances mesurées à chaud avant et après le refroidissement du module. Nous pouvons voir que deux populations apparaissent pour le premier rapport (“hot/cold”) : l’une correspond aux canaux du compartiment S1 et l’autre à ceux des compartiments S2 et S3. Cet effet n’est pas complètement expliqué mais il est peut-être dû à la précision de la mesure ($\sim 10\text{ m}\Omega$). Néanmoins les valeurs moyennes des deux populations sont très proches : 0.981 et 0.983.

En ce qui concerne le deuxième rapport, nous obtenons une valeur moyenne de 0.998, alors que l’on aurait pu s’attendre à une moyenne égale à 1. La mesure effectuée après le refroidissement n’a en fait pas été effectuée à la température “de l’air” ($\sim 293\text{ K}$) mais à 243 K , ce qui peut expliquer le faible écart par rapport à la valeur attendue (effet compatible de 0.2%). Nous pouvons cependant conclure que les résistances n’ont pas été endommagées par le séjour du module dans le cryostat rempli d’argon liquide.

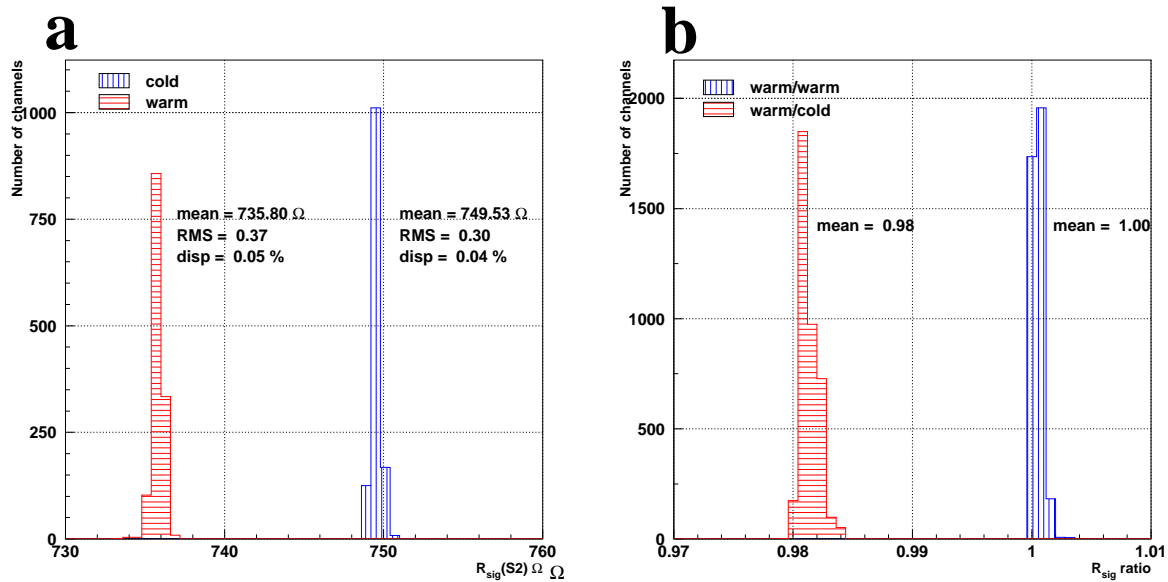


FIG. 4.28 – *a* : distribution de la résistance R_{sig} du compartiment S2 pour la région correspondant aux traversées FT0 et FT1 ; les mesures effectuées à froid et à chaud sur le module ECC3 sont présentées. *b* : distribution du rapport entre les résistances R_{sig} mesurées à trois moments différents (deux fois à chaud et une fois à froid).

Les tableaux 4.5 et 4.6 résument les résultats obtenus avec le module ECC3. Les valeurs moyennes (une contribution de 5Ω vient des harnais A) de R_{sig} et R_g sont données pour les compartiments avant, milieu et arrière¹⁵. Elles sont en accord avec les valeurs

15. Tout comme pour le test TPA, le pré-échantillonneur n’étant pas présent, seuls les compartiments

	intervalle en η					
S_i	1.4-1.5	1.5-1.6	1.6-1.8	1.8-2.0	2.0-2.5	2.5-3.2
S_1	1040(1059)	3001(3059)	3040(3099)	3016(3074)	3040(3098)	-
S_2	1061(1080)	736.1(748.9)	735.8(748.5)	736.1(748.6)	735.9(748.5)	736.2(749.2) 607.7(617.8)
S_3	-	1061(1080)				1061(1080) 1049(1068)

TAB. 4.5 – Valeur moyenne de R_{sig} (en Ω) pour différentes régions en η des trois compartiments. La valeur entre parenthèses correspond à la mesure à froid, l'autre valeur à la mesure à chaud.

	intervalle en η					
S_i	1.4-1.5	1.5-1.6	1.6-1.8	1.8-2.0	2.0-2.5	2.5-3.2
S_1	66.3(63.3)	72.3(69.4)	110.8(108.8)	87.2(84.6)	110.7(108.6)	-
S_2	87.5(84.9)	250.1(251.1)	250.2(251.2)	250.3(251.2)	250.3(251.1)	250.1(251.2) 121.8(122.5)
S_3	-	87.4(84.8)				87.4(84.8) 75.3(72.5)

TAB. 4.6 – Valeur moyenne de R_g (en Ω) pour différentes régions en η des trois compartiments. La valeur entre parenthèses correspond à la mesure à froid, l'autre valeur à la mesure à chaud.

attendues, quelle que soit la région en η et la température du test. Nous pouvons noter que chaque compartiment de la roue interne possède deux valeurs différentes de résistances. Ceci est dû au fait que le nombre de cellules connectées au réseau de résistances n'est pas le même d'une ligne de calibration à l'autre.

En utilisant la relation $R_{inj} = R_{sig} - R_g$, nous pouvons calculer les résistances d'injection du signal de calibration. Les valeurs de R_{inj} obtenues sont en accord avec celles introduites dans la section 3.3. Ainsi nous pouvons retrouver les rapports caractéristiques entre les résistances R_{inj} de chaque compartiment :

$$\frac{R_{inj}(S1)}{R_{inj}(S2)} = 6 \text{ and } \frac{R_{inj}(S3)}{R_{inj}(S2)} = 2$$

Des mesures identiques ont été effectuées sur le module ECC2, les résultats finaux ont été aussi satisfaisants que pour le module ECC3, confirmant ainsi la qualité des réseaux de résistances utilisés.

4.5 Conclusion

Les tests électriques mis en place pour valider les modules de série du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS ont donné, dans leur ensemble, des résultats satisfaisants et très utiles.

S1, S2 et S3 sont testés.

Le banc de tests présent sur les deux sites de montage (Madrid et Marseille) a permis de valider la construction des cinq premiers modules de série. Le test basse fréquence a mis en évidence la qualité des électrodes. En effet, quasiment aucun problème de continuité électrique¹⁶ n'a été détecté sur les 475 (155) électrodes de la roue externe (interne). Le passage à un test de la tenue en haute tension à la valeur nominale, nous permet d'être plus confiant quant à la tenue en haute tension dans l'argon liquide. L'augmentation de la fréquence des problèmes de haute tension due à ce changement de procédure ne semble pas compromettre la qualité des électrodes mais plutôt provenir de la propreté des espaces. Pour contrôler leur qualité, un test de tenue en haute tension sera mis en place à partir du prochain module. Il devrait permettre de retrouver une cadence de montage optimale (4 couches absorbeur-électrode par jour).

Les mesures de la capacité de l'intervalle absorbeur-électrode ont permis de confirmer la bonne gestion du montage et la maîtrise du foisonnement.

Le test HT effectué au CERN a mis en évidence quelques problèmes sur quatre des cinq premiers modules de série testés dans l'argon liquide. Ces problèmes, le plus souvent des court-circuits, ont entraîné des détériorations des réseaux de résistances de calibration des cartes mères, dans la région de l'électrode fautive. Cette observation a conduit à un changement de procédure : la tension appliquée à chaud n'excède plus 100 Volts et la rampe de montée a été diminuée lors des tests HT à froid. De plus des diodes remplaceront les broches qui permettent la fixation des cartes mères, pour assurer la protection des réseaux de résistances, aussi bien sur les prochains modules que sur les modules déjà construits ("retrofitting").

Le test TPA et les mesures de résistances des cartes mères ont permis de valider le câblage des modules¹⁷ ECC3 et ECC2. Ils ont aussi permis de localiser les cellules problématiques et les résistances à remplacer. Plus particulièrement, le test TPA, qui a été mis en place récemment, a apporté la preuve qu'il pourra remplacer le test effectué grâce aux cartes de calibration et d'électronique frontale. Outre le remplacement des broches par des diodes de protection, le "retrofitting" sert à changer les réseaux de résistances de calibration endommagés ainsi que les câbles et les cartes mères de mauvaise qualité qui auront été repérés par ces deux tests.

16. Une seule électrode a été rejetée pendant le montage des deux premiers modules à Madrid.

17. Le câblage des modules ECC0, ECC1 et ECC5 a été vérifié grâce aux tests de calibration effectué durant les test en faisceau de ces deux modules.

Chapitre 5

Analyse des données de test faisceau

5.1 Description des tests en faisceau

5.1.1 Introduction

Les tests en faisceau consistent à envoyer un faisceau de particules, dont on connaît la nature et l'énergie, sur un module prototype ou un module de série. Le but est de vérifier le bon fonctionnement du détecteur, aussi bien au niveau des performances sur la mesure d'énergie (en particulier la résolution) qu'au niveau de l'acquisition des données (électronique "chaude" et "froide").

Dans notre cas, des électrons et des positrons d'énergie comprise entre 10 et 200 GeV sont utilisés. Ils sont acheminés par la ligne de faisceau H6 puis dirigés vers le cryostat contenant le module à tester. La figure 5.1 montre une partie du hall où sont réalisés les tests en faisceau.

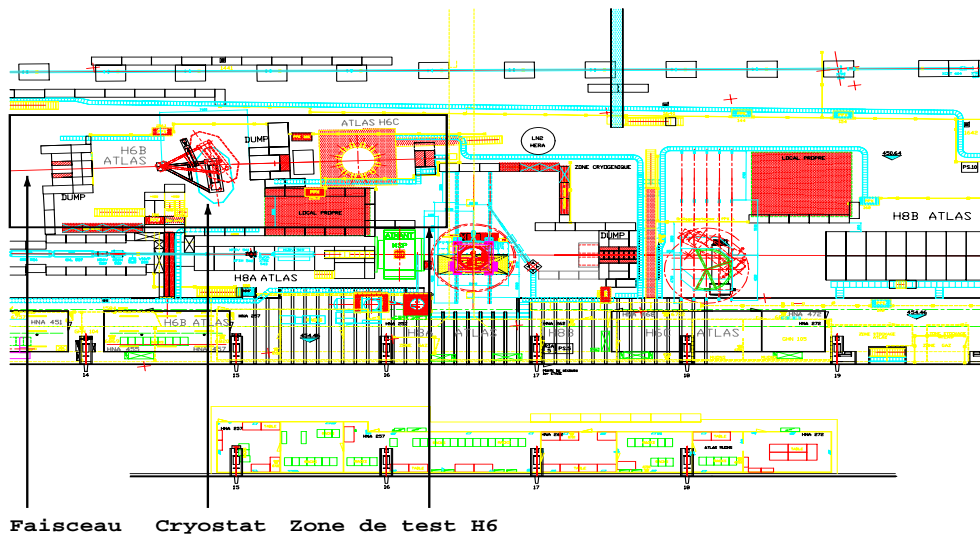


FIG. 5.1 – Zone de test H6 (bouchon) et H8 (tonneau).

Outre les données sous faisceau, des données de calibration sont prises lors de ces tests (cf section 5.2.5).

5.1.2 La ligne de faisceau

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, la ligne de faisceau H6 est utilisée pour fournir des électrons et des positrons. Ceux-ci sont produits grâce à des protons accélérés dans le SPS ($450 \text{ GeV}/c$) et envoyés sur une cible. Des électrons, des positrons, des muons et des pions sont ainsi produits et alimentent les lignes de faisceau P0, H6 et H8 [139, 140].

La gamme d'énergie utilisée est [10,200] GeV, la précision sur la valeur de l'énergie est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} (\%) = \frac{\sqrt{C_3^2 + C_8^2}}{19.4} \quad (5.1)$$

où C_3 et C_8 correspondent à l'ouverture de deux collimateurs de la ligne de faisceau ; ils sont exprimés en mm. Un troisième collimateur participe au réglage de l'intensité du faisceau.

Les paquets de particules, qui forment les faisceaux, ne contiennent pas que des électrons ou des positrons, ils sont contaminés par des muons (2%)¹ et des pions (30%). Tout au long de la ligne de faisceau (cf figure 5.2), sont placés des scintillateurs (*Sci*), qui servent au déclenchement de l'acquisition des données (cf section 5.1.6), et des chambres à fils (*BCi*) qui donnent l'information sur la position et la trajectoire des particules (cf section 5.1.3).

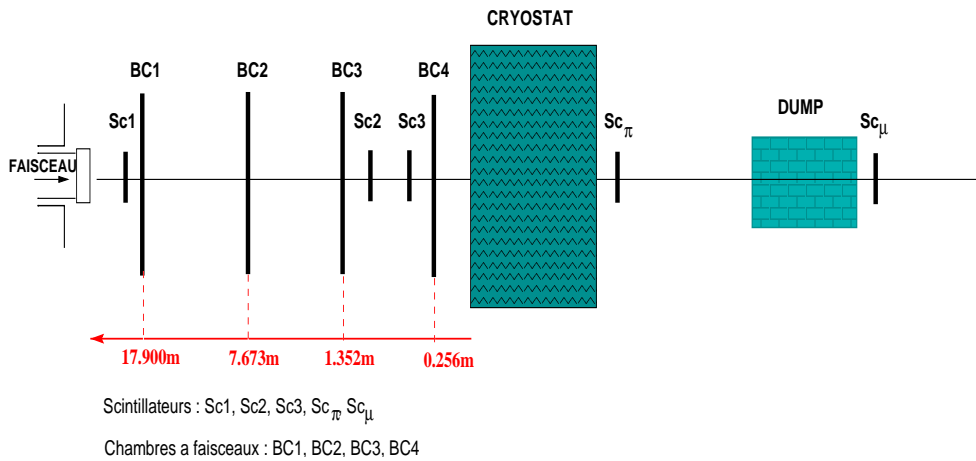


FIG. 5.2 – Schéma de la ligne de faisceau H6.

5.1.3 Les chambres à faisceau

Les chambres à faisceau utilisées sont des chambres multi-fils à retard. La figure 5.3 en montre une vue schématique ainsi que leur mode de fonctionnement. Deux plans de fils de cathode sont placés de part et d'autre d'un plan de fils d'anode, l'ensemble baigne dans un mélange d'argon et de dioxyde de carbone. Le passage d'une particule ionise

1. Les 2% correspondent au taux de muons dans le faisceau après l'application d'un veto (cf section 5.1.6).

le mélange gazeux, les électrons d’ionisation se dirigent vers l’anode la plus proche et y déclenchent une avalanche sous l’effet de la haute tension régnant entre les anodes et les cathodes. Cette partie du fonctionnement est similaire à une chambre multi-fils classique ; la différence vient du fait que dans le cas des chambres à retard ce sont les cathodes qui donnent l’information sur la position des particules. Le signal recueilli par les anodes est combiné avec un décalage en temps du signal induit sur chaque fil des cathodes, ce qui permet d’atteindre une résolution dix fois plus fine que l’espacement des fils [141].

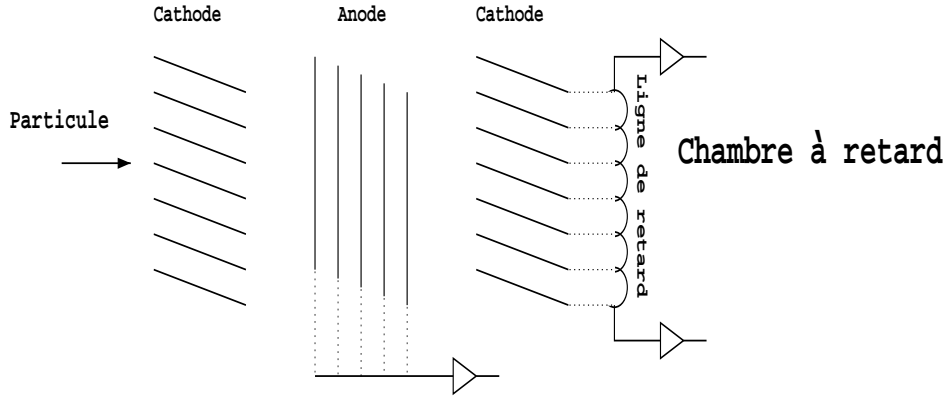


FIG. 5.3 – Schéma de lecture des signaux pour les chambres multi-fils à retard.

Le tableau 5.1 résume les principales caractéristiques des chambres à faisceau utilisées sur la ligne H6 [51].

Dimension (mm^3)	$220 \times 220 \times 56$
Région active (mm^2)	100×100
Fils Cathode (μm)	500 en béryllium-bronze
Fils d’anode (μm)	20 en or-tungstène
Plan de cathodes	55 fils séparés de 2 mm
Plan d’anodes	28 fils séparés de 4 mm
Résolution spatiale (μm)	200
Efficacité (%)	99
Temps mort (ns)	250
Composition du gaz	Argon/ CO_2 (50/50)

TAB. 5.1 – Caractéristiques des chambres à faisceau de la ligne H6.

5.1.4 Le cryostat du test en faisceau

Les tests en faisceau étant réalisés sur un module, c’est-à-dire un huitième de bouchon, le cryostat utilisé ne peut être le cryostat “bouchon” qui sera placé dans ATLAS (cf

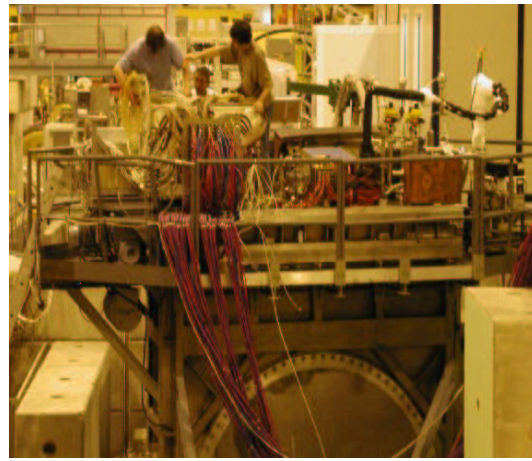
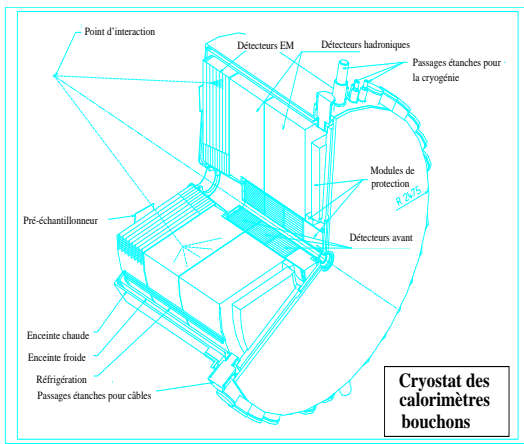


FIG. 5.4 – Schéma du cryostat des calorimètres bouchons qui sera utilisé dans ATLAS (à gauche) et photographie du cryostat utilisé pour les tests en faisceau du bouchon du calorimètre électromagnétique (à droite).

figure 5.4). Ainsi le cryostat de l'expérience NA31 est utilisé durant les tests en faisceau des modules du bouchon (cf figure 5.4). Il est composé de deux enceintes [140] :

- une enceinte froide de dimension : $2.8 \times 3.7 \times 0.75m^3$. Le module du calorimètre et un module du pré-échantillonneur (cf section 5.2.4) y sont placés.
- une enceinte chaude isolante (vide) permet de séparer la paroi de l'enceinte froide de la paroi externe du cryostat et ainsi limite les pertes thermiques.

La quantité de matière représenté par le cryostat devant le module varie de $0.9 X_0$ à $1.1 X_0$ en fonction de η .

Sur le toit du cryostat se trouve l'électronique frontale qui sera décrite dans la section suivante, le système cryogénique et les traversées étanches présentées dans le chapitre précédent. La figure 5.5 représente une photographie du toit du cryostat, les trois châssis frontaux et le système de cryogénie sont visibles respectivement au premier et deuxième plans.



FIG. 5.5 – Photographie du toit du cryostat.

Le faisceau étant fixe, si on veut viser une région différente du calorimètre, il faut déplacer le cryostat. La figure 5.6 représente le schéma du déplacement du cryostat dans les directions η (deux vues pour deux positions extrêmes en η) et ϕ . Dans la direction η , le cryostat effectue une rotation sur des rails. Suivant ϕ , c'est un système de câbles et

2. 0.75 m : direction du faisceau, 3.7 m : hauteur et 2.8 m : direction transverse.

de poulies qui assure la rotation du module à l'intérieur du cryostat. Il est important de noter que le déplacement du cryostat se fait de telle sorte que le faisceau soit projectif par rapport au calorimètre.

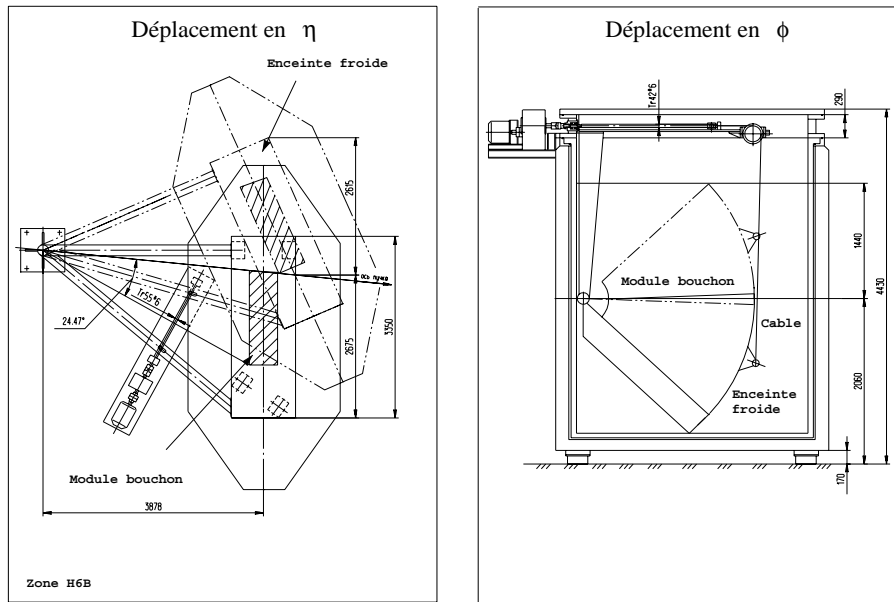


FIG. 5.6 – Schéma du déplacement du cryostat dans les directions η et ϕ .

5.1.5 L'électronique “chaude”

5.1.5.1 Introduction

On appelle électronique “chaude” l'ensemble des éléments électroniques se trouvant hors du cryostat [142]. Une partie est placée sur le cryostat, afin de limiter la longueur des câbles, dans des châssis “frontaux”. Elle a plusieurs rôles : extraire le signal brut et le transformer en information utilisable et calibrer la chaîne de l'électronique de lecture. L'autre partie est placée hors du détecteur ATLAS dans des “chassis de sortie”, elle est reliée aux châssis frontaux par des câbles optiques. Son rôle sera décrit dans la section 5.1.5.4.

L'ensemble de la calorimétrie argon liquide du détecteur ATLAS³ utilise une électronique chaude identique, la seule différence vient du fait que les pré-amplificateurs sont placés à l'intérieur du cryostat pour le bouchon du calorimètre hadronique. La figure 5.7 représente le schéma de l'électronique de lecture hors du cryostat.

Dans un premier temps nous allons nous intéresser aux éléments de l'électronique “chaude” qui seront utilisés dans ATLAS, puis nous verrons, dans la section 5.1.5.5, les petites différences avec l'électronique utilisée en tests en faisceau.

3. C'est à dire les calorimètres électromagnétiques bouchon et tonneau, le pré-échantillonneur, le bouchon du calorimètre hadronique et les calorimètres avant.

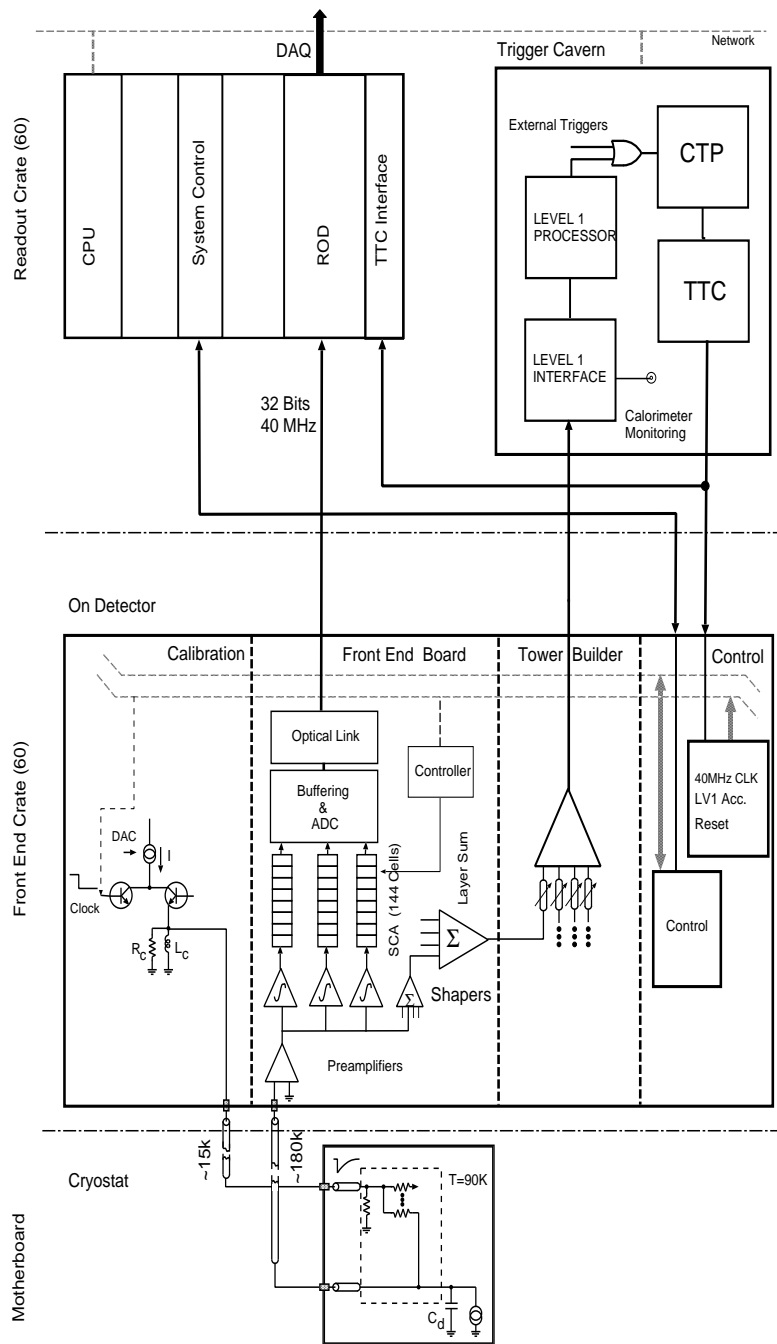


FIG. 5.7 – Schéma de l'électronique "chaude" utilisée dans la calorimétrie argon liquide du détecteur ATLAS.

5.1.5.2 La carte d'électronique frontale

Lors du passage d'une particule dans le calorimètre, un signal de courant triangulaire est induit sur l'électrode. Ce signal est caractérisé par un temps de montée très rapide (quelques nanosecondes), correspondant à l'ionisation de l'argon liquide [142], et par une décroissance lente ($\sim 200 - 600$ ns : 600 à $\eta = 1.4$ et 200 à $\eta = 2.5$) qui correspond à la dérive des électrons d'ionisation. Ce signal est représenté sur la figure 5.8a.

Une fois sorti du cryostat, ce signal est transmis à la carte d'électronique frontale ou FEB (Front End Board). Cette carte héberge plusieurs circuits, effectuant chacun une tâche spécifique :

- la pré-amplification : le signal de courant est transformé en signal de tension. Son amplification permet de minimiser l'influence du bruit électronique. Les pré-amplificateurs doivent être résistants aux radiations même s'ils sont moins exposés en étant loin de l'axe du faisceau. De plus le bruit électronique dû aux pré-amplificateurs doit être le plus petit possible pour ne pas détériorer la résolution pour les basses énergies [142].
- la mise en forme : elle est effectuée par un filtre bipolaire $CR - RC^2$. L'architecture possède une différentiation (CR) qui permet de minimiser le bruit d'empilement et deux intégrations (RC) dont le rôle est de limiter le bruit électronique [143]. Le but principal du "shaper" est donc de minimiser le bruit, les bruits d'empilement et électronique variant inversement avec le temps de mise en forme τ_{sh} ; celui-ci a dû être optimisé [144] pour la valeur $\tau_{sh} = RC = 15$ ns. La figure 5.8b représente le signal après sa mise en forme, il a une forme à deux lobes dont l'intégrale est nulle.

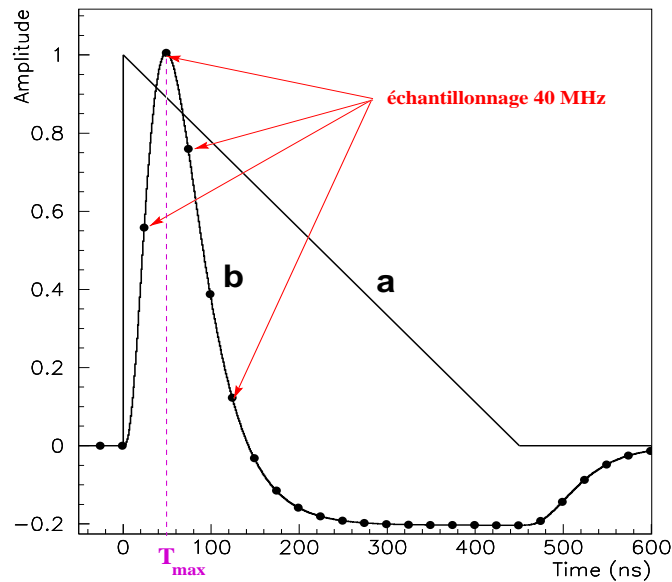


FIG. 5.8 – Forme du signal avant (a) et après (b) la mise en forme.

- l'amplification dans trois gains : pour couvrir toute la gamme d'énergie et permettre la numérisation sur 12 bits avec une faible erreur, le signal est amplifié dans trois

gains de rapport 1/10/100 (bas/moyen/haut⁴) par le “shaper” [142].

- la sommation du signal : elle est commencée par les FEBs et terminée par la carte “Tower Builder” (cf figure 5.7). La sommation du signal des 3 compartiments est effectuée dans des fenêtres prédéfinies de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Le résultat est envoyé au déclenchement de niveau 1. Celui-ci décide si cet événement est intéressant ou non.
- l'échantillonnage : le signal est échantillonné à 40 MHz juste après la mise en forme, de telle sorte que l'un des échantillons soit dans l'intervalle $[T_{max} - 2, T_{max} + 2]$ ns, où T_{max} est le temps correspondant à l'amplitude maximale du signal. Pour y arriver l'horloge d'échantillonnage est ajustée grâce à la carte de contrôle reliée à la TTC et au déclenchement de niveau 1 (cf figure 5.7).
- le stockage des échantillons : il est effectué dans une mémoire analogique. Chaque lot d'échantillons est stocké le temps d'avoir la décision du déclenchement de niveau 1 (2-2.5 μ s). Si l'événement est refusé, les échantillons correspondants sont effacés ; dans le cas contraire ils sont conservés jusqu'à 100 μ s (dans le pire des cas), avant d'être transférés vers les RODs (section 5.1.5.4). [142].
- la numérisation des échantillons (ADC) : les cinq échantillons les plus proches en temps du maximum sont numérisés après qu'un algorithme a choisi le gain approprié.

Une fois toutes ces étapes effectuées, les cinq échantillons sont transmis aux cartes du châssis “lecture de sortie”.

Environ 250 FEBs seront nécessaires pour équiper un bouchon et son pré-échantillonneur, chacune d'elle recevra les signaux de 128 canaux du détecteur. Elles sont rangées dans des châssis avec les cartes de calibration, dont nous allons aborder le fonctionnement dans la section suivante.

5.1.5.3 La carte de calibration

L'une des contributions les plus importantes au terme constant de la résolution en énergie vient du système de calibration du calorimètre [145]. Les cartes de calibration ont été conçues pour ne pas dépasser une contribution de 0.25%. Pour y parvenir, les conditions suivantes doivent être respectées [146] :

- le signal d'injection doit être le plus proche du signal de physique : forme triangulaire avec un temps de montée d'environ 1 ns et une décroissance de ~ 450 ns.
- la gamme dynamique du signal de calibration doit aller d'une amplitude de 200 nA (bruit : ~ 50 MeV) à une amplitude de 10 mA (~ 3 TeV dans une cellule du compartiment S_2).
- la non-uniformité de l'amplitude, sur l'ensemble des canaux, ne doit pas dépasser 0.2%.
- chaque carte de calibration doit pouvoir fonctionner dans un champ magnétique d'environ 10 mT pendant 10 ans. De plus, elle devra résister au flux de neutrons (10^{12} n/cm²/an) et de photons (20 Gy/an).

La figure 5.9 représente la chaîne de calibration et de lecture d'une cellule du calorimètre. Ce schéma est simplifié, les impédances des câbles ne sont par exemple pas

4. low/medium/high.

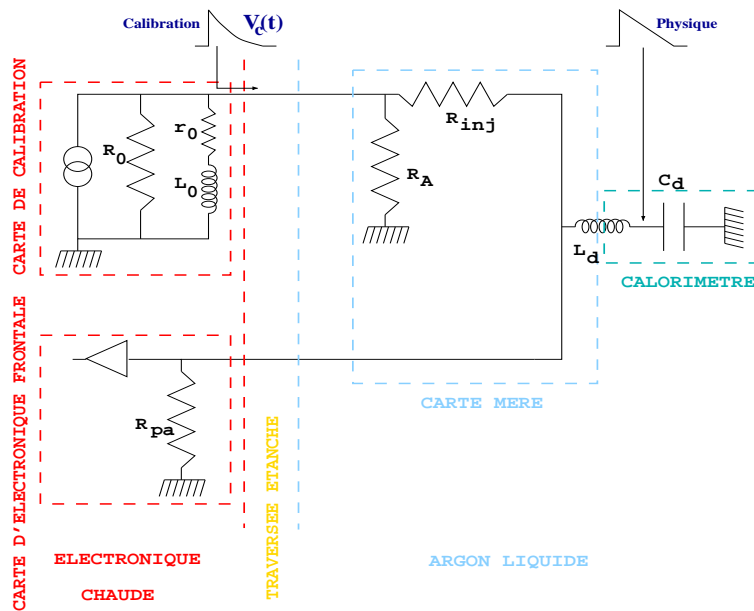


FIG. 5.9 – Schéma de la chaîne de calibration et de lecture pour une cellule du calorimètre.

représentées. Le signal injecté par la carte de calibration est représenté sur la figure, il correspond à une forme exponentielle décroissante, très proche du signal triangulaire de la physique (cf figure 5.9) :

$$V_c(t) \sim I_c e^{-t/\tau} \quad (5.2)$$

où I_c est le courant généré via un convertisseur numérique-analogique (DAC) de 18 bits⁵ [146]. Le courant est transmis aux cellules du détecteur via les résistances d’injection R_{inj} des cartes mères (cf section 3.3). Nous pouvons noter que les câbles et les connexions au niveau des traversées étanches entraînent une perturbation du signal de calibration (capacités parasites, réflexions...) [147].

La carte de calibration fournit des valeurs de tension et donc de signal d’injection différentes. Dans le cas où la “tension DAC” est nulle, le signal fourni est différent de 0. Ce signal non nul, appelé DAC0, est dû à une capacité parasite située entre l’émetteur et le collecteur des transistors de la carte de calibration.

La figure 5.10 représente les différentes configurations de calibration pour les différents compartiments du détecteur. On parle de lignes de calibration, il en existe quatre différentes qui permettent de couvrir l’intégralité du calorimètre électromagnétique bouchon. On peut noter que deux cellules voisines en η ne sont jamais calibrées par la même ligne. Cette caractéristique permet d’étudier la diaphonie entre les cellules du calorimètre.

Trois types de données peuvent être enregistrés grâce au système de calibration :

- les piédestals : ces données correspondent à la réponse de la chaîne d’électronique sans injection de signal. Ils permettent de quantifier le bruit électronique (cf section 5.3.3),

5. Une “tension DAC” est convertie en courant I_c .

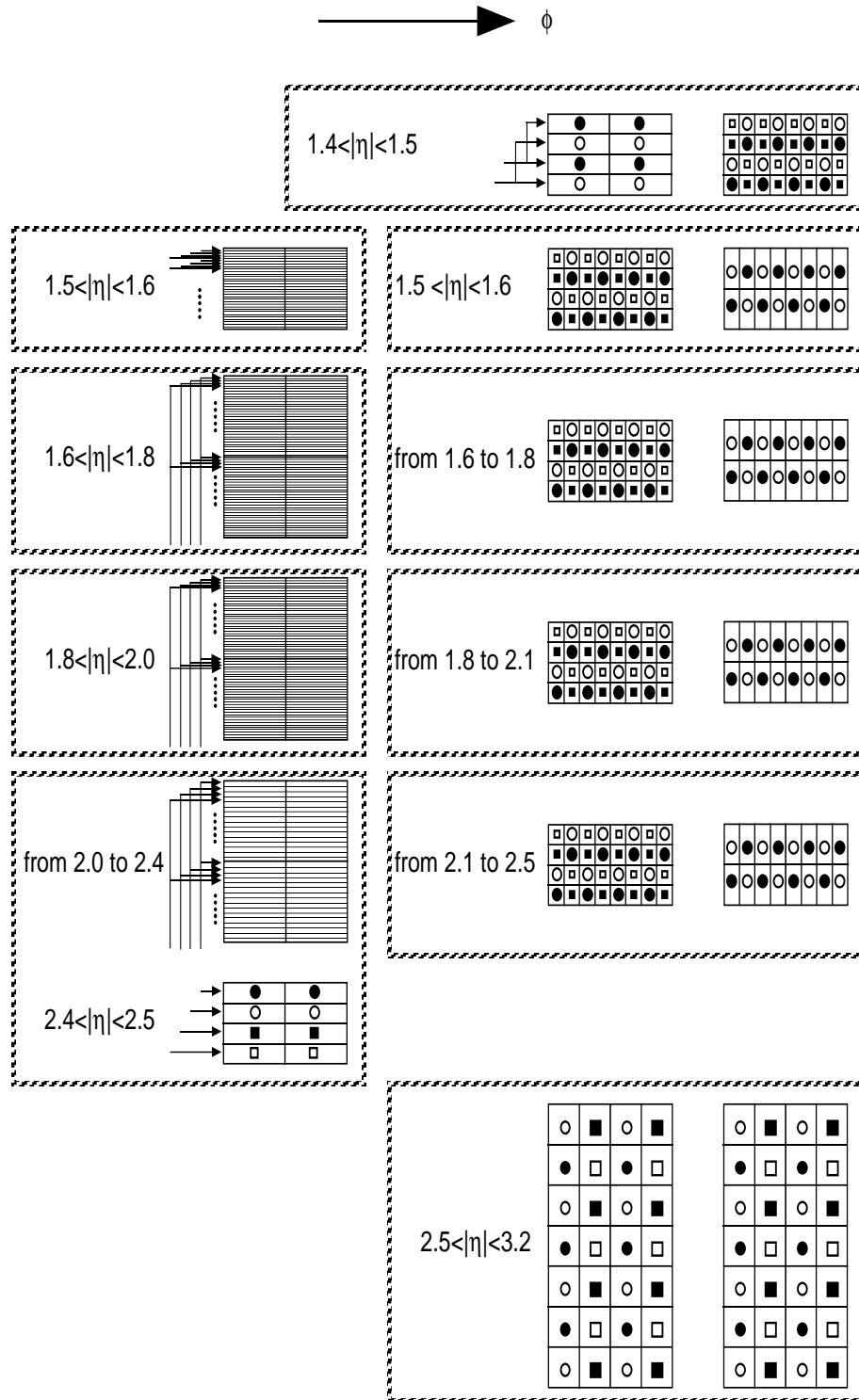


FIG. 5.10 – Représentation des différentes configurations de calibration des trois compartiments longitudinaux (S_1 , S_2 et S_3 de gauche à droite) du calorimètre électromagnétique bouchon et du pré-échantillonneur (en haut). Les canaux recevant le signal de calibration simultanément sont repérés par des symboles identiques et/ou des flèches.

- les données de rampes : elles correspondent à la réponse de la chaîne d'électronique pour différentes valeurs de la tension DAC. C'est la calibration standard (cf section 5.3.4).
- les formes des signaux de calibration : elles sont obtenues grâce à un balayage en temps (cf section 5.3.1).

5.1.5.4 Le châssis de lecture de sortie

Une fois numérisés, les cinq échantillons des signaux de physique ou de calibration sont transférés, via des câbles optiques, au châssis de lecture de sortie. Des cartes électroniques, appelées RODs (Read-Out Driver), vont alors reconstruire l'amplitude et le temps du signal grâce à un algorithme (cf section 5.3.2). Les résultats sont ensuite envoyés vers l'acquisition de données.

Dans ce châssis, on trouve aussi le circuit "TTC" (cf figure 5.7) dont le rôle est de gérer le démarrage de l'horloge d'échantillonnage. Il fournit plusieurs signaux d'horloge à 40 MHz synchrones entre eux et ayant des phases relatives ajustables.

5.1.5.5 Modifications pour les tests en faisceau

Lors des tests en faisceau, l'électronique chaude diffère de celle qui sera utilisée dans ATLAS :

- durant les tests en faisceau, les données ne sont pas toujours traitées en gain libre⁶, par exemple pour le module 0 elles ont été traitées dans les trois gains. Dans ce cas elles sont enregistrées en deux gains (haut et moyen) car la gamme d'énergie est trop petite pour utiliser le gain bas.
- le faisceau est asynchrone, l'information temporelle sur l'arrivée des particules par rapport à l'horloge d'échantillonnage est donnée par un convertisseur numérique de temps (TDC). On utilise l'unité TDC comme base de temps et on a : 1 coup TDC = 50 ps.
- les RODs sont remplacées par des mini-RODs qui transmettent l'information, sans traitement, vers le disque de l'ordinateur utilisé lors des tests sous faisceau. Au bout de quelques minutes, les données sont enregistrées sur bandes magnétiques.

Nous pouvons ajouter que 38 FEBs (26 standards et 12 spéciales) sont nécessaires pour récupérer toute l'information du module et du pré-échantillonneur. Lors des tests en faisceau seules 15 alimentations de cartes électroniques sont disponibles, nous testons donc généralement successivement les régions correspondant aux traversées FT0, FT1 puis FT2, en plaçant les FEBs et les cartes de calibration dans les bons châssis.

5.1.6 Système de déclenchement

Sur la figure 5.2, nous pouvons voir les cinq scintillateurs placés sur la ligne de faisceau H6. Nous pouvons les séparer en deux catégories :

- les trois premiers (Sc1, Sc2 et Sc3) sont utilisés pour déclencher l'acquisition des données. S'ils sont tous les trois en coïncidence lors du passage d'une particule,

6. On risque de perdre des événements si l'on se trompe dans la valeur du seuil entre deux gains.

l'acquisition est effectuée entre l'arrivée du paquet de particules (SOB: Start Of Burst) et la fin du paquet (EOB: End Of Burst)⁷.

- les deux derniers $-Sc\pi$ et $Sc\mu$ - sont placés derrière le cryostat et servent à étiqueter respectivement les pions et les muons qui polluent le faisceau d'électrons (cf section 5.1.2). Les muons étaient étiquetés lorsque les cinq scintillateurs sont en coïncidence, un veto peut éventuellement être placé sur les événements correspondants. Les pions sont éliminés lors de l'analyse des données, en appliquant une coupure sur la mesure de $Sc\pi$. La figure 5.11 donne un exemple de la distribution de l'amplitude du signal mesuré par le scintillateur à pions, avant la coupure.

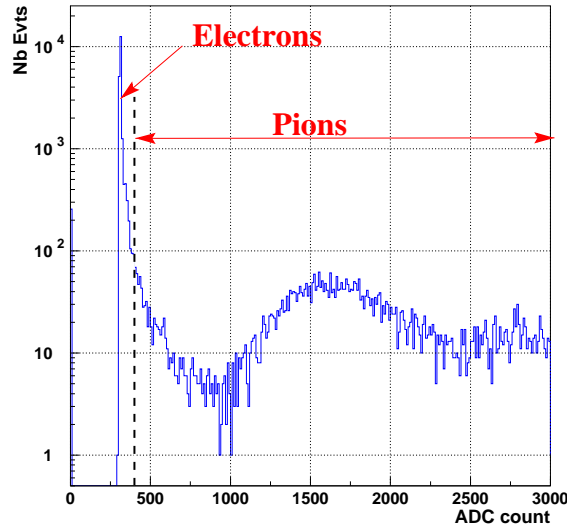


FIG. 5.11 – Distribution de l'amplitude (en "coups ADC") du signal mesuré par le scintillateur à pions avant (a) et après (b) coupure.

5.2 Description du module 0

5.2.0.1 Introduction

Durant les mois d'avril à juillet 1999, le module 0 a été monté et câblé au CPPM. Ce module est appelé ainsi car il ne fera pas partie du détecteur ATLAS même s'il a été construit comme un module de série (cf section 3.2). Le but de la construction de ce module était de valider les étapes de montage et de câblage. Les tests en faisceau qui suivirent devaient permettre de tester son bon fonctionnement.

La composition de ce module est la suivante :

- la roue interne est complète : 32 absorbeurs et 31 électrodes,

7. Il y a un troisième signal que reçoit le système de déclenchement : Start of Spill. L'acquisition commence 0.2 s après ce signal et s'arrête 2 s plus tard [51].

- la roue externe dispose de la moitié de ses électrodes (48 : correspondant à 16 cellules en ϕ dans le compartiment S2) et de la totalité de ses absorbeurs. Le nombre d'électrodes disponibles durant le montage n'a pas permis de construire un module complet. Les électrodes ont été placées au centre du module, comme le montre la figure 5.12, de ce fait la première cellule en ϕ du compartiment S2 est numérotée 8⁸ (la dernière est donc numérotée 23).

Durant le montage, des mesures de flèches et des tests de tenue à la haute tension ont été réalisés ; les résultats obtenus sont résumés dans la section suivante (5.2.1).

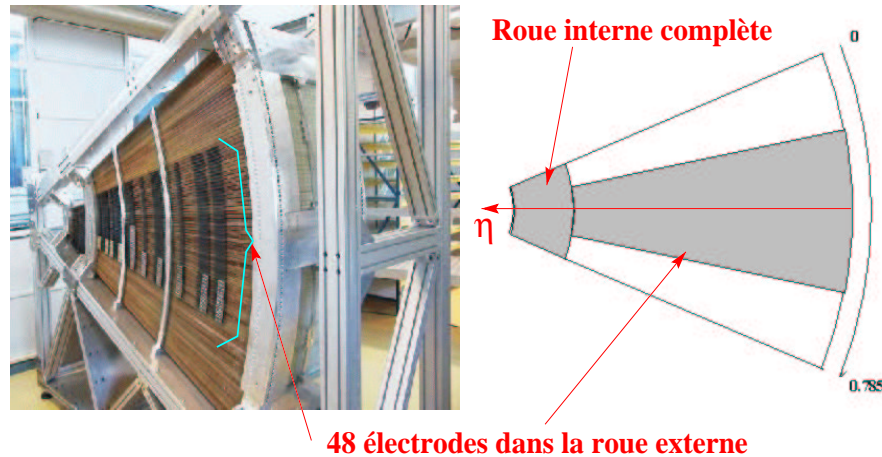


FIG. 5.12 – Photographie et schéma du module 0 en fin de montage (sur la photographie la roue interne n'est totalement finie).

Une fois câblé, ce module a été transporté au CERN pour vérifier sa tenue à la haute tension dans l'argon liquide et y être testé en faisceau.

5.2.1 Contrôles de qualité mécaniques et électriques

5.2.1.1 Contrôle du foisonnement

Les figures 5.13a-b résument les mesures de flèches réalisées durant le montage du module 0 [148, 149]. Elles représentent l'évolution du foisonnement moyenné sur trois ou quatre absorbeurs, respectivement pour la roue externe et la roue interne, en fonction du numéro de cellule en ϕ dans le compartiment S2. Pour la roue externe, deux phases sont clairement visibles :

- cellules 8-11 (11 premières électrodes) : le foisonnement augmente continuellement et rapidement jusqu'à atteindre 3 mm,
- cellules 12-23 (électrodes 12 à 48) : une contrainte mécanique appliquées sur les absorbeurs permet dans un premier temps de diminuer le foisonnement et de le maintenir (3-4 cellules) à 1 mm. Dans un deuxième temps, le foisonnement augmente continuellement pour atteindre environ 3 mm au niveau de la dernière cellule.

8. Dans un module, il y a 32 cellules en ϕ dans le compartiment S2, elles sont numérotées de 0 à 31.

Pour la roue interne, le foisonnement augmente continument d'environ -1 mm à 2 mm sur l'ensemble des huit cellules.

Les figures 5.13c-e montrent la forme du foisonnement pour un absorbeur de la phase 1 (c) et de la phase 2 (d) de la roue externe et un absorbeur de la roue interne (e). Les compartiments sont délimités par des lignes verticales. Etant fixés à la structure (couronnes et anneaux), les compartiments S1 et S3 sont beaucoup moins affectés par le foisonnement.

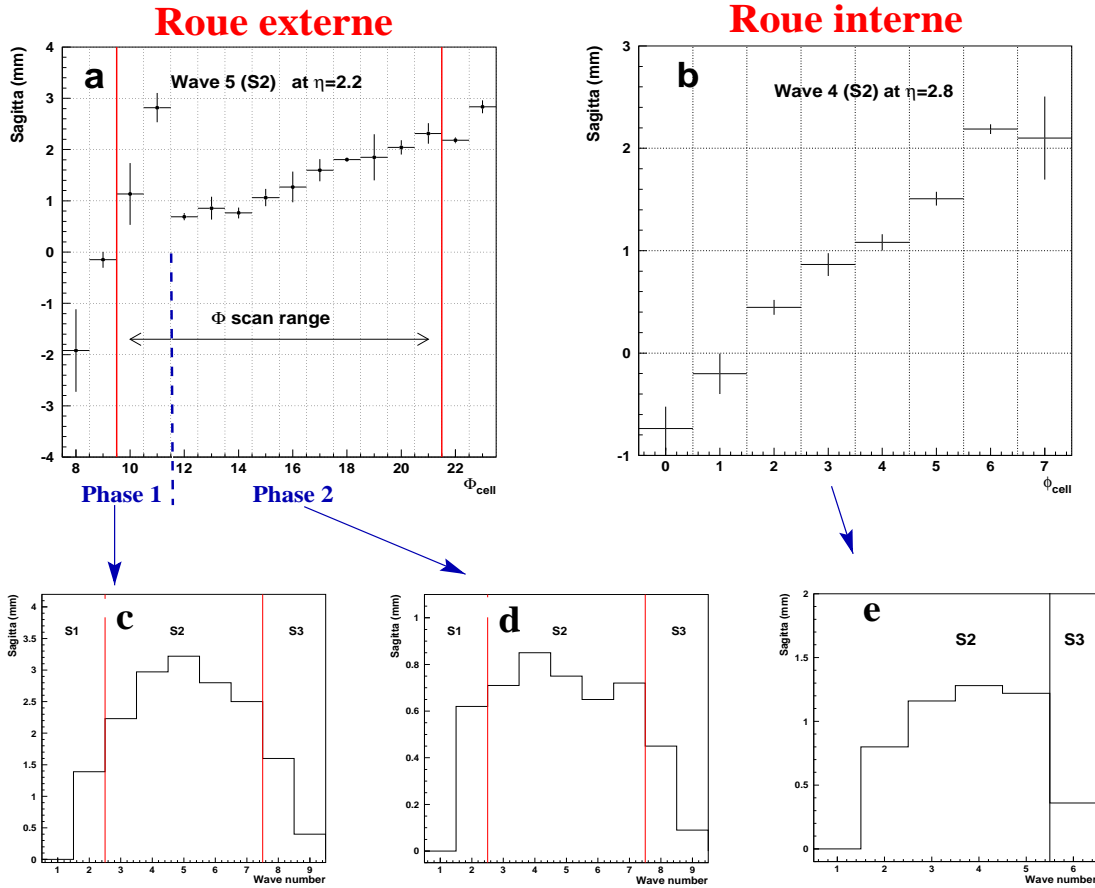


FIG. 5.13 – a-b : Foisonnement moyenné sur 3 et 4 absorbeurs respectivement pour la roue externe (a : $\eta = 2.2$) et la roue interne (b : $\eta = 2.8$). c-e : forme typique du foisonnement respectivement pour la première phase et la deuxième phase du montage de la roue externe et pour le montage de la roue interne.

Une épaisseur trop importante des espaceurs par rapport à l'intervalle électrode-absorbeur est la cause privilégiée pour expliquer l'augmentation du foisonnement durant le montage du module 0. Une attention toute particulière a été prise pour la fabrication des espaceurs des modules de série : utilisation de fils rigides, mesures de l'épaisseur... (cf section 3.1.4).

5.2.1.2 Tenue à la haute tension

Durant le montage, la tenue en haute tension de chaque électrode installée a été testée. Les électrodes à problème (court-circuit, défaut de surface...) étaient inspectées, nettoyées et empilées une nouvelles fois. Si le test en haute tension s'avérait encore négatif elles étaient remplacées comme pour les modules de production.

Mais une fois le montage fini, un nouveau test haute tension sur l'ensemble des électrodes montées a révélé que 6% des canaux de la roue externe ne tenaient pas la haute tension. La figure 5.14 présente la position des canaux à problème, ils furent déconnectés de l'arrivée de la haute tension. Dans la roue interne aucun problème n'était à signaler.

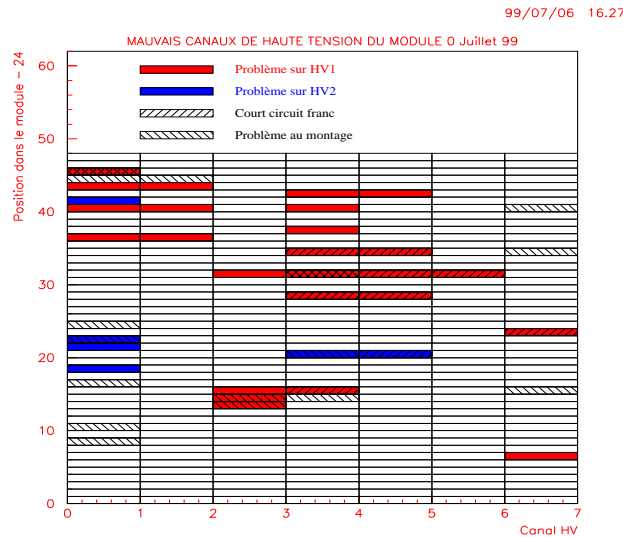


FIG. 5.14 – Position des canaux n'ayant pas tenu la haute tension.

5.2.2 Câblage

Une fois le dernier test de tenue en haute tension effectué, l'électronique froide (cf section 3.3) a été connectée sur le module 0. La figure 5.15a est une photographie de la face arrière du module 0, les cartes électroniques sont connectées et le câblage des deux roues est terminé.

Une fois le câblage achevé, le module 0 a été transporté au CERN (cf figure 5.15b), en vue des tests sous faisceau.

5.2.3 Carte d'efficacité après les tests à froid

Ces tests de tenue en haute tension dans l'argon liquide ont malheureusement fait apparaître de nouveaux problèmes dans la roue externe, principalement aux deux extrémités : $\eta = 1.375$ et $\eta = 2.5$. Tout comme pour les canaux à problème détectés à "chaud", les nouveaux canaux ne tenant pas la haute tension ont été coupés de l'alimentation.

La figure 5.16 représente la carte d'efficacité de la roue externe du module 0. Cette efficacité est calculée en fonction du pourcentage que représente chaque canal défectueux

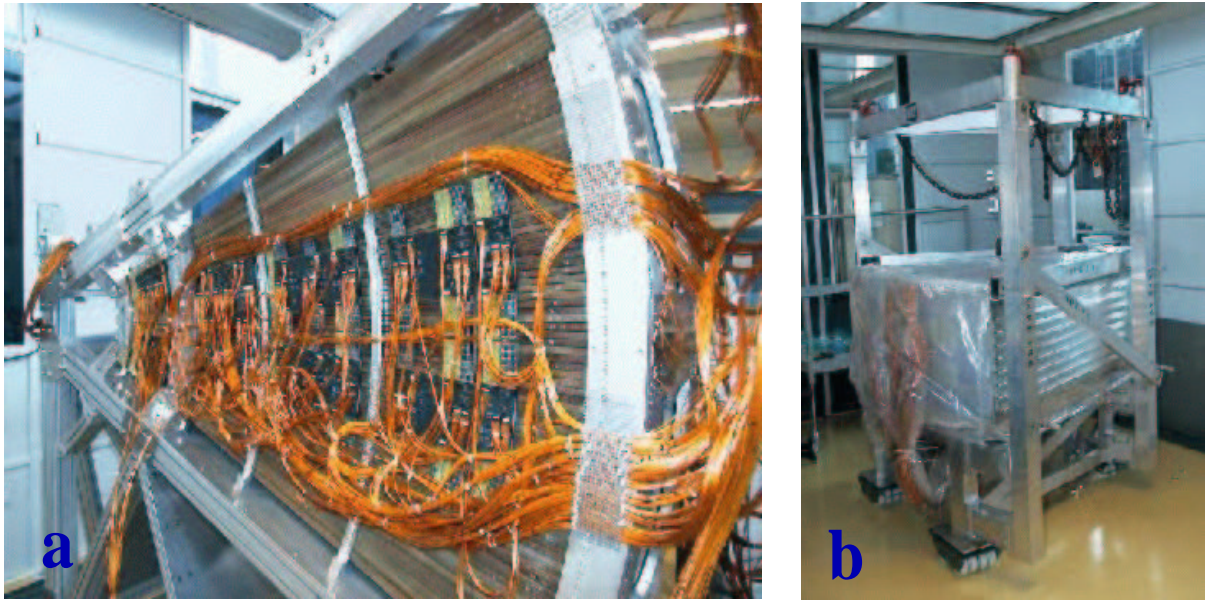


FIG. 5.15 – a: Vue de la face arrière câblée du module 0, b: vue du module 0 prêt à être transporté au CERN.

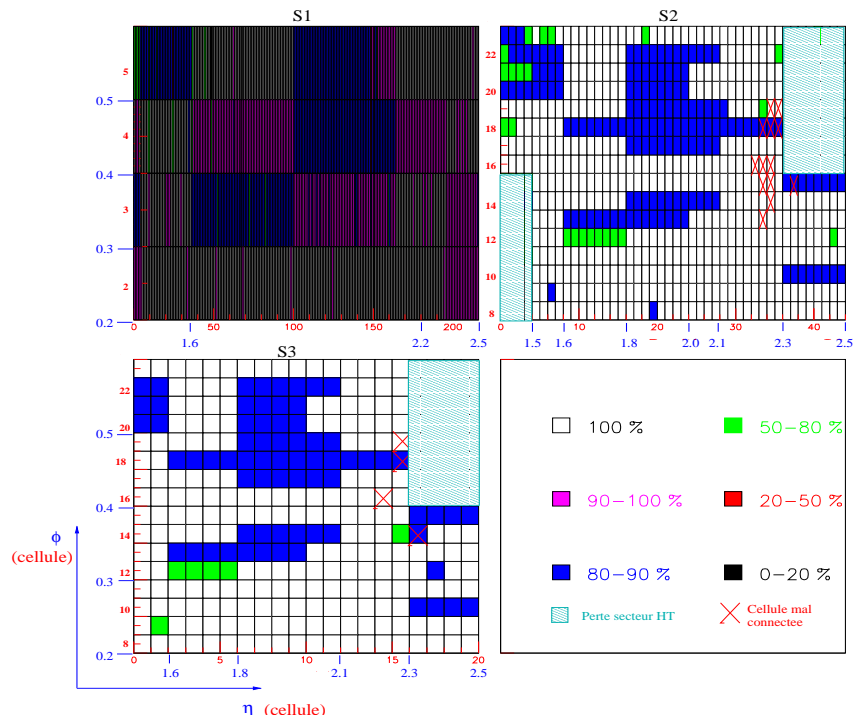


FIG. 5.16 – Carte d'efficacité des cellules de la roue externe du calorimètre.

par rapport à la somme des électrodes formant une cellule en ϕ . Par exemple dans le compartiment S2, si la face HV1 d'une électrode n'est pas utilisée, l'efficacité est de $5/6=83\%$, car une cellule est formée de trois électrodes, soient six faces.

La granularité du compartiment S1 ne permet pas de bien juger l'efficacité des cellules de ce compartiment sur la figure 5.16, elle est en fait comparable à celle des deux autres compartiments.

5.2.4 Pré-échantillonneur

Deux modules du pré-échantillonneur⁹ ont été fixés sur la face avant du module 0 avant sa mise en cryostat (cf figure 5.17). Chaque module est composé de trois électrodes plates de 0.5 mm d'épaisseur séparées par 2 mm d'argon liquide [150, 151]. La granularité est la même sur l'ensemble de chaque module : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$. Les deux modules installés ont permis de couvrir l'ensemble ($\Delta\phi = 0.4$) de l'intervalle $\eta = [1.5, 1.8]$ de la roue externe. Le pré-échantillonneur est placé dans cette région car la quantité de matière devant le calorimètre y est la plus importante.

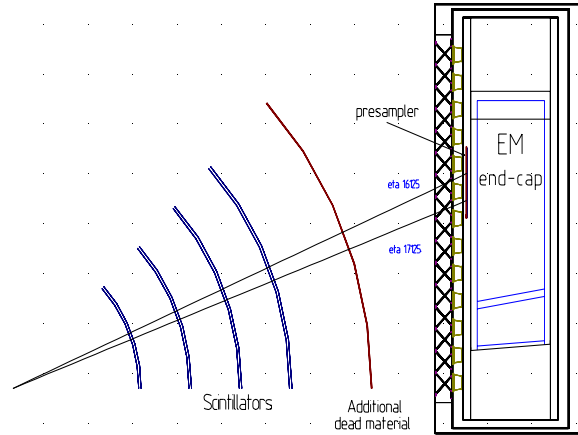


FIG. 5.17 – *Vue schématique de la position du pré-échantillonneur par rapport au module lors des tests en faisceau [151].*

5.2.5 Données prises lors des tests en faisceau

Les tests en faisceau du module 0, effectués du 3 au 7 septembre et du 22 septembre au 10 octobre 1999, ont permis d'enregistrer 6.2 millions d'événements de calibration et 18.5 millions de particules (essentiellement des électrons) appelés dans la suite événements de physique.

Les trois types de données de calibration ont été pris (cf section 5.1.5.3) : piédestals (0.5 millions d'événements), rampes (2.8 millions) et formes du signal (2.9 millions).

⁹ 32 modules du pré-échantillonneur sont nécessaires pour équiper un bouchon du calorimètre électromagnétique.

Les données de physique permettent différentes analyses :

- la résolution en énergie : un même point est visé avec des faisceaux d'électrons d'énergie différente (10-180 GeV). Neuf et trois points ont été respectivement visés dans la roue externe et la roue interne.
- l'uniformité de la réponse du détecteur : un faisceau d'énergie constante (100 GeV) est utilisé pour balayer une ligne de cellules dans la direction η (le numéro de cellule en ϕ reste constant) ou ϕ (le numéro de cellule en η reste constant).
- l'effet du "crack" entre les deux roues : un balayage en η ($E_{faisceau} = 100$ GeV) de la zone intermédiaire à $\eta = 2.5$ permet d'étudier son effet sur la mesure de l'énergie.
- l'effet de la haute tension : la variation de la haute tension autour de la valeur nominale permet d'étudier l'effet de la haute tension sur la mesure de l'énergie.
- l'étude du pré-échantillonneur : des faisceaux de différentes énergies sont envoyés dans la région du pré-échantillonneur, avec des quantités de matière différentes (0-3.5 X_0) devant le cryostat.

La figure 5.18 représente une carte du module 0, les croix correspondent à des zones visées lors des tests en faisceau.

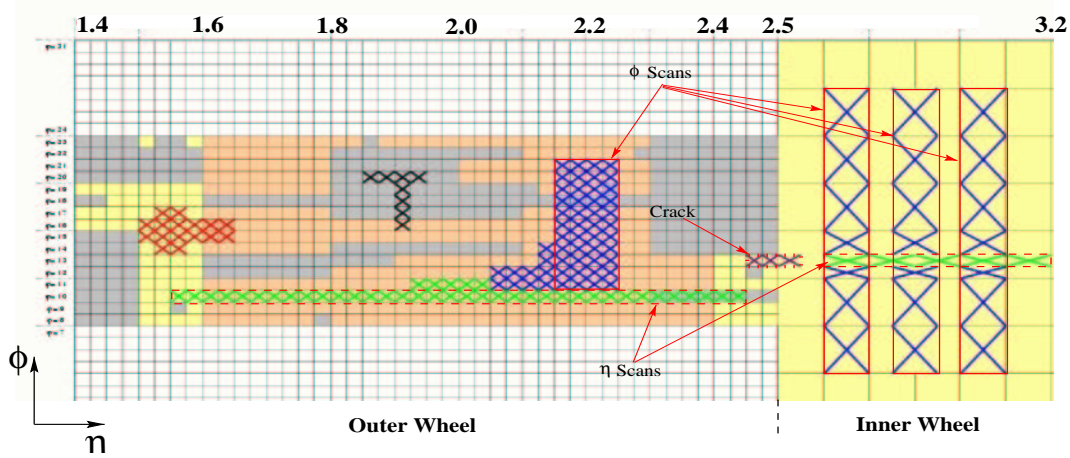


FIG. 5.18 – Carte des scans en uniformité effectués dans les deux roues du module 0.

5.3 Traitement des données

5.3.1 Formes de signal

La figure 5.19 représente la forme du signal de calibration (a) et de physique (b), après mise en forme, pour les deux gains utilisés pour l'analyse des tests en faisceau (Moyen et Haut).

La forme de signal de calibration est obtenue en échantillonnant le signal de calibration et en le retardant en temps par pas de 1ns. En faisant varier la position des cinq échantillons de 1 ns 25 fois, on obtient la forme du signal de calibration sur un intervalle de 125 ns, après soustraction du signal "DAC0". Les courbes de la figure 5.19a sont obtenues en faisant la moyenne sur les 500 événements pris pour chaque décalage.

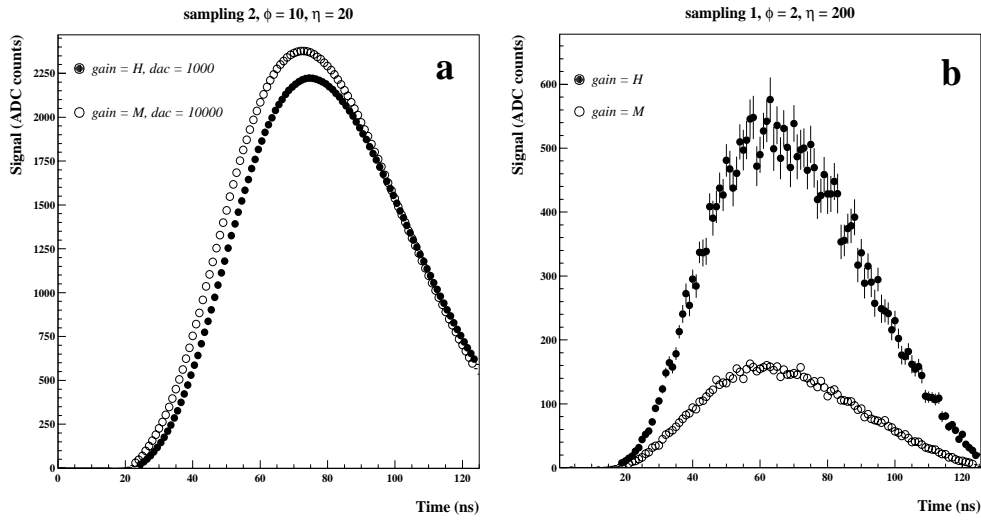


FIG. 5.19 – Formes de signal de calibration (a) et de physique (b) pour les gains haut (H) et moyen (M) [152].

La forme du signal de physique est obtenue grâce au TDC qui permet de positionner les cinq échantillons en temps. Le faisceau étant asynchrone, le décalage en temps (donné par le TDC) par rapport à l'horloge d'échantillonnage est compris entre 0 et 25 ns, ce qui permet d'obtenir la forme du signal sur un intervalle de 125 ns, en effectuant la moyenne sur environ 800 événements pour chaque point.

Les formes de signal de calibration ont été reconstruites pour les 2000 canaux du module 0. Les formes de signal de physique ont, elles, été reconstruites dès que cela était possible¹⁰. Cette base de données a permis de repérer des cellules problématiques, chaque problème ayant un effet particulier sur la forme du signal.

Le tableau 5.2 donne le nombre de cellules mortes ou mal connectées pour chaque compartiment dans différentes régions en η . Environ 1.2% des cellules du module 0 sont mortes, c'est à dire qu'elles ne renvoient pas le signal de calibration (figure 5.20a), de physique (lorsque l'on dispose de données pour cette cellule) ou les deux. Les cellules mal connectées représentent 3% de la totalité. Elles sont caractérisées, pour la calibration, par un temps de montée du signal plus rapide de 40% (~ 30 ns au lieu de 50 ns) et une amplitude plus élevée (figure 5.20b). Pour la physique, ces canaux ont un comportement identique aux cellules mortes. Une mauvaise connexion entre cartes mères et cartes sommatriques pourrait être à l'origine de ces cellules problématiques [153].

Aux 82 cellules sur 2000 mortes ou mal connectées (tableau 5.2), il faut ajouter [153]:

- 29 canaux court-circuités (figure 5.20c) : neuf court-circuits entre cellules de S1 (19 cellules concernées), un court-circuit entre deux cellules de S2, un court-circuit entre deux cellules de S3 et trois court-circuits entre une cellule de S2 et une cellule de S3. Les hypothèses les plus vraisemblables pour expliquer ces court-circuits sont : des

10. Toutes les régions du module n'ont pas été visées, il n'y a donc pas des données de physique pour toutes les cellules.

Compartiment	$[\eta]$	# cellules	Cellules mortes		Cellules mal connectées		Total
			Calib	Phys	Calib	Phys	
S1	1.4-1.5	16	1	0-1	1	0-1	2/16
	1.5-1.8	384	0	0	0	0	0/384
	1.8-2.0	192	1	0-1	0	0	1/192
	2.0-2.4	256	2	1-2	0	0	2/256
	2.4-2.5	16	0	0	0	0	0/16
S2	1.4-2.5	704	12	1-12	42	14-41	54/704
	2.5-3.2	56	0	0	0	0	0/56
S3	1.4-2.5	320	2	0-2	15	4-15	17/320
	2.5-3.2	56	6	0	0	0	6/56
Total	1.4-3.2	2000	24	2-24	58	18-57	82/2000

TAB. 5.2 – Liste des cellules mortes ou mal connectées vues dans les données de calibration (Calib) et de physiques (Phys). La plupart des canaux à problèmes ne disposent que de données de calibration, c'est pourquoi un intervalle est donné pour la physique.

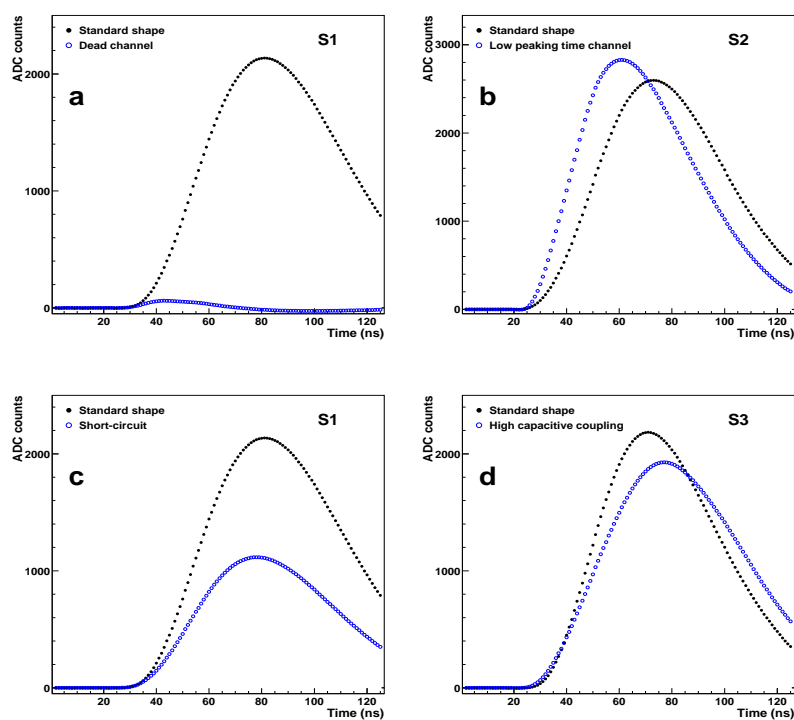


FIG. 5.20 – Forme de calibration pour une cellule morte (a), une cellule mal connectée (b), un court-circuit (c) et un couplage capacitif important (d). La courbe en cercles pleins représentent la forme d'une cellule sans problème.

problèmes sur les électrodes (S1), de mauvaises soudures sur les cartes sommatriques et des réseaux de résistances défectueux sur les cartes mères (S2 et S3).

- quatre canaux, trois dans S2 et un dans S3, ont une diaphonie capacitive supérieure à 10% (figure 5.20d) alors que ce type de diaphonie est plutôt attendue dans le compartiment S1 (cf section 5.3.4.3).
- 16 canaux ayant une forme inattendue et incompréhensible.

Au total, 131 (6.5%) cellules du module 0 ont été classées comme défectueuses.

5.3.2 Filtrage optimal

Le filtrage optimal [154] est la méthode utilisée, pour reconstruire l'amplitude du signal à partir des cinq échantillons enregistrés, dans ATLAS et pour l'analyse des tests en faisceau. Cette méthode permet de minimiser la contribution de la reconstruction de l'énergie au terme constant de la résolution en énergie [142] et aussi de minimiser l'influence du bruit électronique et d'empilement [152].

Dans un premier temps nous nous intéresserons aux aspects théoriques introduits dans la référence [154]. Dans un deuxième temps nous étudierons les différentes méthodes de paramétrisation de la forme du signal permettant d'obtenir les coefficients du filtrage optimal.

5.3.2.1 Théorie

Dans la suite, nous serons amenés à utiliser les variables suivantes :

- A_{max} est l'amplitude du signal,
- ΔT est le décalage du signal par rapport à sa position attendue,
- S_i sont les valeurs des échantillons,
- t_i est le temps des échantillons,
- $g(t)$ est la fonction de la forme du signal, $g'(t)$ est sa dérivée première en temps¹¹,
- (a_i, b_i) sont les coefficients du filtrage optimal.

Le but est de déterminer A_{max} et ΔT . Lorsqu'on ne tient pas compte du bruit, ils sont définis comme des combinaisons linéaires des N échantillons [154] :

$$A_{max} = \sum_{i=1}^N a_i S_i \quad (5.3)$$

$$A_{max} \cdot \Delta T = \sum_{i=1}^N b_i S_i \quad (5.4)$$

avec :

$$S_i = A_{max} g(t_i - \Delta T) \quad (5.5)$$

Si l'on tient compte du bruit, les échantillons S_i s'écrivent sous la forme suivante [154] :

$$S_i = A_{max} g(t_i - \Delta T) + n_i \quad (5.6)$$

11. On note $g_i = g(t_i)$ et $g'_i = g'(t_i)$.

où n_i est la composante de bruit électronique et d'empilement. Lorsque l'on développe $g(t_i - \Delta T)$ au premier ordre on obtient :

$$S_i = A_{max}g_i - A_{max}\Delta Tg'_i + n_i \quad (5.7)$$

On définit u et v comme les combinaisons linéaires des échantillons : $u = \sum_{i=1}^N a_i S_i$ et $v = \sum_{i=1}^N b_i S_i$. On demande que :

$$A_{max} = \langle u \rangle \quad (5.8)$$

$$A_{max}\Delta T = \langle v \rangle \quad (5.9)$$

La moyenne du bruit étant nulle, nous obtenons :

$$A_{max} = \langle u \rangle = \sum_i \left(A_{max}a_i g_i - A_{max}\Delta T a_i g'_i \right) \quad (5.10)$$

$$A_{max}\Delta T = \langle v \rangle = \sum_i \left(A_{max}b_i g_i - A_{max}\Delta T b_i g'_i \right) \quad (5.11)$$

Ces équations ne sont satisfaites que lorsque les relations suivantes sont vérifiées :

$$\sum_i a_i g_i = 1 \quad \sum_i a_i g'_i = 0 \quad (5.12)$$

$$\sum_i b_i g_i = 0 \quad \sum_i b_i g'_i = -1 \quad (5.13)$$

Les variances de u et v représentent le bruit et sont données par les équations suivantes :

$$Var(u) = \sigma_u^2 = \sum_{i,j} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{i,j} a_i a_j R_{ij} \quad (5.14)$$

$$Var(v) = \sigma_v^2 = \sum_{i,j} b_i b_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{i,j} b_i b_j R_{ij} \quad (5.15)$$

où $\langle n_i n_j \rangle = R_{ij}$ sont les éléments de la matrice d'autocorrélation du bruit.

Pour déterminer les coefficients a_i et b_i , nous utilisons les multiplicateurs de Lagrange pour minimiser le bruit, tout en satisfaisant les relations 5.12 et 5.13. Les fonctions à minimiser s'expriment à l'aide des multiplicateurs de Lagrange λ , κ , μ et ρ , des variances de u et v et des contraintes sur les coefficients (a_i, b_i) :

$$I_u = \sum_{ij} R_{ij} a_i a_j - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i \quad (5.16)$$

$$I_v = \sum_{ij} R_{ij} b_i b_j - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left(\sum_i b_i g'_i + 1 \right) \quad (5.17)$$

Les coefficients (a_i, b_i) du filtrage optimal sont les solutions des équations :

$$\partial I_u / \partial a_i = \sum_j R_{ij} a_j - \lambda g_i - \kappa g'_i = 0 \quad (5.18)$$

$$\partial I_v / \partial b_i = \sum_j R_{ij} b_j - \mu g_i - \rho g'_i = 0 \quad (5.19)$$

qui s'écrivent sous forme matricielle :

$$a = \lambda Vg + \kappa Vg' \quad (5.20)$$

$$b = \mu Vg + \rho Vg' \quad (5.21)$$

où V est l'inverse de la matrice d'autocorrélation du bruit (R), a , b , g et g' sont respectivement les formes matricielles de a_i , b_i , g_i et g'_i .

Les relations 5.12 et 5.13 permettent de déterminer la valeur des multiplicateurs de Lagrange. On aboutit à :

$$\lambda = \frac{Q_2}{D} \quad \kappa = -\frac{Q_3}{D} \quad (5.22)$$

$$\mu = \frac{Q_3}{D} \quad \rho = -\frac{Q_1}{D} \quad (5.23)$$

où :

$$Q_1 = \sum_{i,j} g_i \cdot V_{ij} \cdot g_j = g^+ Vg \quad (5.24)$$

$$Q_2 = \sum_{i,j} g'_i \cdot V_{ij} \cdot g'_j = g'^+ Vg' \quad (5.25)$$

$$Q_3 = \sum_{i,j} g'_i \cdot V_{ij} \cdot g_j = g'^+ Vg \quad (5.26)$$

$$D = Q_1 Q_2 - Q_3^2 \quad (5.27)$$

On obtient donc :

$$a = \frac{Q_2}{D} Vg - \frac{Q_3}{D} Vg' \quad (5.28)$$

$$b = \frac{Q_3}{D} Vg - \frac{Q_1}{D} Vg' \quad (5.29)$$

Ainsi en connaissant la matrice d'autocorrélation du bruit et la fonction de la forme du signal, on détermine les coefficients du filtrage optimal puis A_{max} et ΔT grâce aux équations 5.10 et 5.11. La détermination de la matrice d'autocorrélation du bruit sera traitée dans la section 5.3.3.

5.3.2.2 Calcul des coefficients

Nous venons de voir que le calcul des coefficients du filtrage optimal nécessite une paramétrisation de la forme du signal (fonction g). Celle-ci doit être effectuée pour chaque cellule, pour la calibration et la physique. Il est donc nécessaire d'avoir les formes des signaux de toutes les cellules. Une sélection est donc effectuée sur l'ensemble des données de calibration et de physique pour trouver une forme de référence pour chaque cellule :

- pour la calibration la forme du signal a été choisie, pour chaque cellule, pour des valeurs injectées de 10000 et 1000 DAC respectivement en gain moyen et en gain haut,

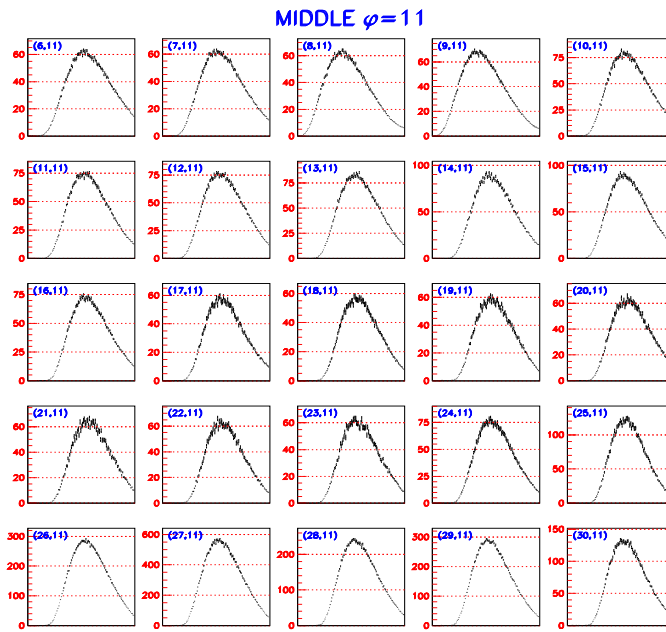


FIG. 5.21 – Exemple de formes de physique sélectionnées en gain moyen pour des cellules appartenant à une même ligne en ϕ .

- pour la physique, la forme du signal est choisie pour la valeur d'énergie la plus élevée possible pour chaque gain. La figure 5.21 représente quelques formes de physique sélectionnées en gain moyen pour une ligne en ϕ .

Lorsqu'on ne dispose pas d'une forme acceptable pour une cellule, la forme d'une cellule voisine en ϕ est choisie comme référence [152].

Trois méthodes¹² de paramétrisation de la forme du signal ont été testées sur les données du module 0 [152] :

1. le modèle électrique (figure 5.22a) : cette méthode tente de décrire toute la chaîne d'électronique (système détecteur-pré-amplificateur-“shaper”). Suivant les versions ce modèle peut tenir compte des réflexions dues aux différences d'impédance entre câbles ou entre câbles et connexions [147],
2. l'ajustement d'une somme de sigmoïdes en utilisant la technique des réseaux de neurones [155],
3. la tabulation : utilisation d'une fonction discrète de la forme de référence.

Calibration

Toutes les formes de calibration ont été ajustées avec la fonction $f_{cal}(t)$, donnée par l'équation C.7 de l'annexe C. Un exemple d'ajustement est donné par la figure 5.22b. Les résidus (figure 5.22c) de cet ajustement montrent qu'il n'est pas satisfaisant dans la partie montante du signal (residus > 0.5%). Ces résultats ont été obtenus avec un modèle ne tenant pas compte des réflexions, il semble que ce soit l'explication du mauvais ajustement [152]. Ce modèle a tout de même permis de retrouver des valeurs de capacités

12. La méthode décrivant la chaîne électronique a été testée sous plusieurs versions.

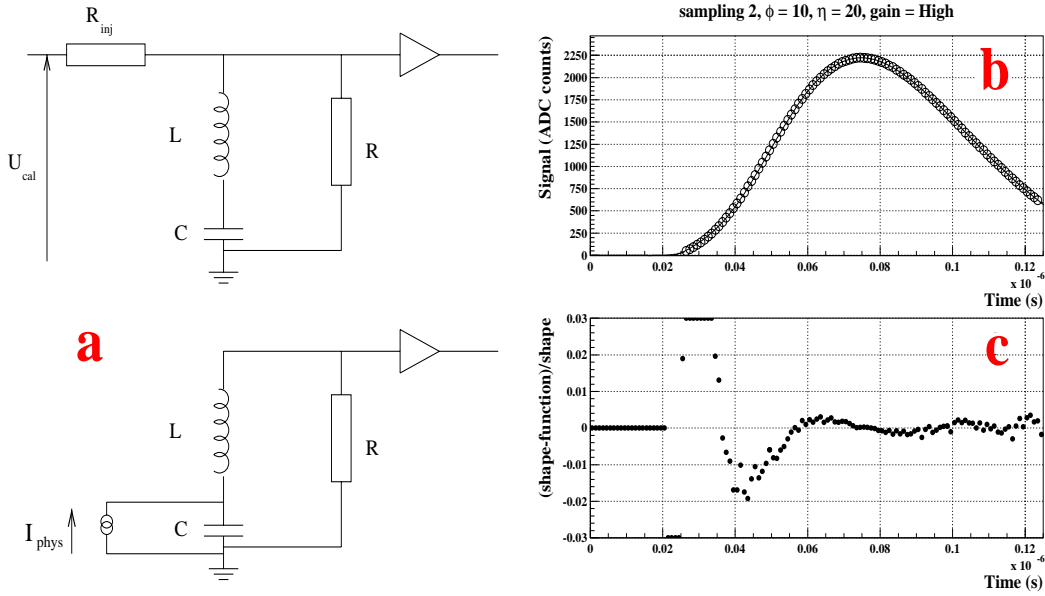


FIG. 5.22 – a : Modèle électrique pour la calibration et la physique : R_{inj} est la résistance d'injection pour la calibration, C et L sont respectivement la capacité et l'inductance de la cellule et R est l'impédance caractéristique du câble de lecture (50Ω pour $S0$ et $S1$, 25Ω pour $S2$ et $S3$). b-c : ajustement grâce au modèle électrique d'une forme de calibration reconstruite et résidus de l'ajustement.

(C) et d'inductances (L), laissées libres pendant l'ajustement, en accord avec les valeurs théoriques [152].

Pour la raison citée plus haut, la fonction discrète (échantillons toutes les ns de la forme mesurée) a donc été choisie pour extraire les coefficients du filtrage optimal. La perte de la raison physique de la méthode est compensée par des résultats plus satisfaisants.

Physique

Dans le cas du modèle électrique, les paramètres C et L obtenus grâce à l'ajustement des formes de calibration par la fonction $f_{cal}(t)$ sont injectés dans la fonction $f_{phy}(t)$ donnée par l'équation C.8 (annexe C). La fonction obtenue est utilisée pour ajuster la forme de physique de la cellule correspondante. Les résultats sont malheureusement aussi décevants que pour la calibration (figure 5.23a-b).

Pour les formes de physique, c'est donc la deuxième méthode (somme de sigmoïdes) qui a été choisie. La fonction suivante est utilisée :

$$g(t) = \sum_{i=1}^n e_i + f_i \cdot \frac{1}{1 + \exp(-C_i + d_i t)} \quad (5.30)$$

où e_i , f_i , C_i et d_i sont des paramètres.

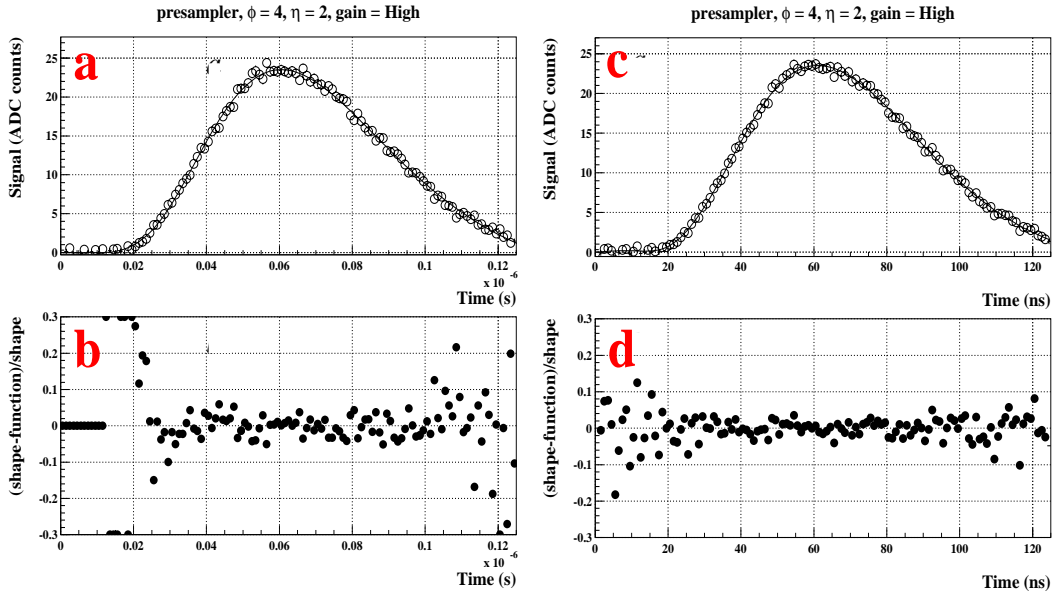


FIG. 5.23 – *a-b*: Ajustement grâce au modèle électrique d'une forme de physique reconstruite et résidus de l'ajustement. *c-d*: Ajustement grâce à une somme de sigmoïdes de la même forme de physique et résidus.

La figure 5.23c-d montre que les résultats sont améliorés par rapport à la méthode du modèle électrique.

Nombre de jeux de coefficients

Le faisceau étant asynchrone, 25 jeux de coefficients (a_i, b_i) sont nécessaires pour tenir compte de l'intervalle en temps d'arrivée des particules. De plus il a été observé un décalage en temps des formes de calibration et de physique par rapport à la forme de référence choisie (cf plus haut). L'origine de ce décalage n'a pas été identifiée. Pour en tenir compte 40 jeux de coefficients ont été calculés [51].

Au total, ce sont donc 65 et 40 jeux de coefficients de filtrage optimal qui sont utilisés pour chaque cellule, respectivement pour la physique et la calibration.

5.3.3 Piédestals et bruit électronique

Nous avons vu rapidement précédemment que les événements piédestals correspondent à la réponse du détecteur lorsqu'il y a absence d'excitation de physique ou de calibration. La valeur moyenne de ce signal est calculée pour chaque cellule. Elle est ensuite retranchée aux signaux de calibration et de physique mesurés pour cette cellule.

Matrice d'autocorrélation du bruit

Les éléments de la matrice d'autocorrélation du bruit sont obtenus grâce aux données de piédestals :

$$R_{ij} = \langle Ped_i Ped_j \rangle - \langle Ped_i \rangle \langle Ped_j \rangle \quad (5.31)$$

où Ped_i est la valeur de la largeur du piédestal de l'échantillon¹³ i c'est à dire le bruit électronique.

La figure 5.24 donne un exemple de variation du piédestal et du bruit électronique dans la région $\eta = 1.6-1.7$ (compartiment S1) pour le gain haut. Des variations inférieures à 0.1% et 5% ont été respectivement obtenues pour le piédestal et le bruit électronique en gain haut, prouvant leur stabilité. Des résultats similaires ont été obtenus pour les autres compartiments¹⁴.

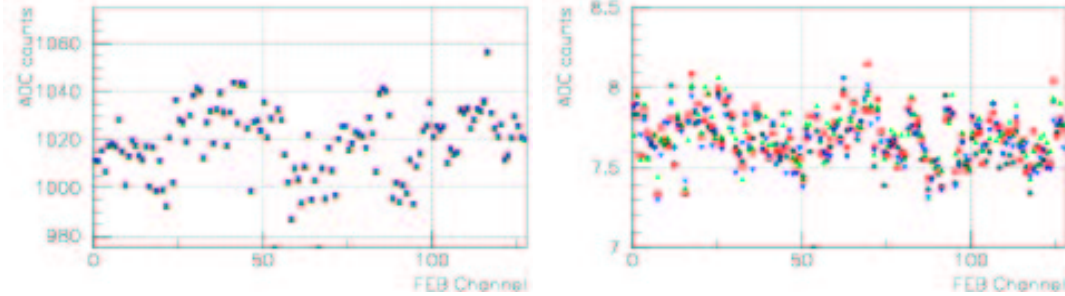


FIG. 5.24 – Variation du piédestal (à gauche) et du bruit électronique (à droite), dans le compartiment S1 pour le gain haut, en fonction du numéro de canal de la FEB. Les différents symboles correspondent à des dates de prise de données différentes.

Bruit électronique d'une région

Le bruit électronique d'une région du calorimètre est calculé grâce aux piédestals. Il possède deux composantes, le bruit cohérent (σ_{coh}), qui représente le bruit commun à tous les canaux, et le bruit incohérent (σ_{incoh}) qui représente le bruit intrinsèque du canal. Ces deux composantes sont calculées à partir des formules [51] :

$$\sigma_{coh} = \frac{\sqrt{\sigma_B^2 - \sigma_A^2}}{N_{cell}} \quad (5.32)$$

$$\sigma_{incoh} = \frac{\sigma_A}{\sqrt{N_{cell}}} \quad (5.33)$$

où :

$$A = \sum_{i=1}^{N_{cell}} (-1)^i Ped_i \quad (5.34)$$

$$B = \sum_{i=1}^{N_{cell}} Ped_i \quad (5.35)$$

avec N_{cell} le nombre de cellules de la région étudiée.

Pour obtenir le terme de bruit d'un ensemble de cellules, les composantes cohérentes et incohérentes sont respectivement ajoutées linéairement et quadratiquement. La composante cohérente doit donc être la plus faible possible. Nous pouvons voir sur l'exemple donné par la figure 5.25 (compartiment S1, région $\eta = 1.6 - 1.7$) que le bruit cohérent a effectivement une contribution moindre que le bruit incohérent.

13. Les événements de piédestal sont échantillonnés tout comme les événements de physique.

14. NB : Le bruit électronique dépend du compartiment et du gain.

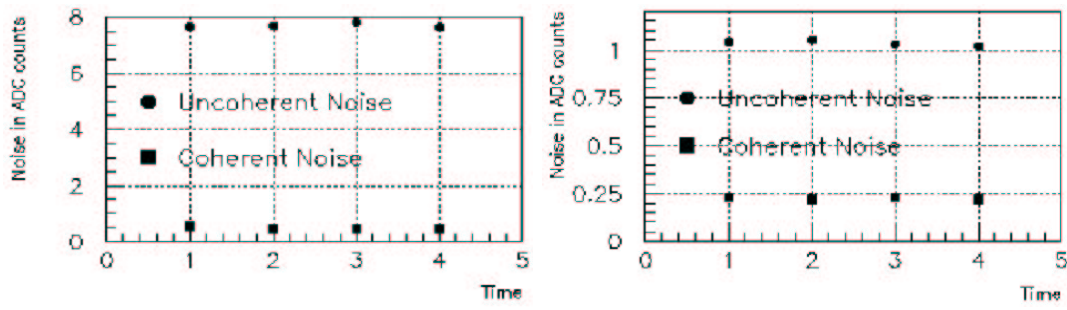


FIG. 5.25 – Variation du bruit cohérent et incohérent dans le compartiment S1 ($\eta = 1.6 - 1.7$) pour les gains haut (à gauche) et moyen (à droite) en fonction du temps. Les quatre points correspondent à quatre dates différentes.

5.3.4 Calibration du détecteur

5.3.4.1 Les étapes

La calibration du détecteur nécessite plusieurs étapes :

- des données de rampes (section 5.1.5.3) sont prises régulièrement pour onze valeurs différentes de tension DAC injectée. Les valeurs injectées dépendent du gain : 0 à 10000 DAC et 0 à 1000 DAC respectivement pour le gain moyen et le gain haut,
- le signal de sortie subit le même traitement que le signal de physique avec au final la sélection des cinq échantillons les plus proches du maximum,
- le piédestal et la valeur de DAC0 sont soustraits aux échantillons,
- le filtrage optimal permet de reconstruire l'amplitude du signal de sortie,
- l'évolution de la valeur injectée (en DAC) en fonction de l'amplitude du signal de sortie est ajustée par un polynôme du second degré¹⁵ :

$$DAC = r_1 ADC + r_2 (ADC - r_0)^2 \quad (5.36)$$

où r_0 , r_1 et r_2 sont les constantes de calibration.

Ces poids de calibration permettent de convertir en DAC l'amplitude du signal de physique, enregistrée initialement en ADC, pour chaque canal. On obtient la conversion en MeV, pour une cellule du compartiment Si, grâce à la relation [149] :

$$E_i(\text{MeV}) = \gamma_i \times E_i(\text{DAC}) \quad (5.37)$$

avec :

$$\gamma_i = V_{count}^{DAC} \times \frac{1}{R_{inj}^i} \times \frac{1}{I_0^E} = \frac{\gamma}{R_{inj}^i / R_{inj}^2} \quad (5.38)$$

où V_{count}^{DAC} est l'unité de tension par nombre de "coups" DAC et vaut 3.81×10^4 nV/DAC, R_{inj}^i est la résistance d'injection du signal de calibration du compartiment Si et I_0^E est la

15. On utilise un polynôme du second degré pour tenir compte de la possible saturation du signal de sortie pour une valeur d'injection trop importante.

densité de courant donnée par la relation (en nA/MeV) :

$$I_0^E = \frac{1.6f_n}{t_{dr}E_{ArL} \times 10^{-5}} \quad (5.39)$$

où f_n , t_{dr} et $E_{ArL} = 23.6$ eV sont respectivement le rapport d'échantillonnage ([13.5,29.5] %), le temps de dérive des électrons ([200,600] ns) et l'énergie d'ionisation de l'argon liquide.

5.3.4.2 Stabilité de la calibration

Le fait de prendre régulièrement des données de rampes permet de vérifier la stabilité de la calibration. Les résultats d'une étude menée sur trois FEBs (une par compartiment) ont abouti à une variation d'environ 0.4% du coefficient r_1 pour les trois compartiments (figure 5.26) [51].

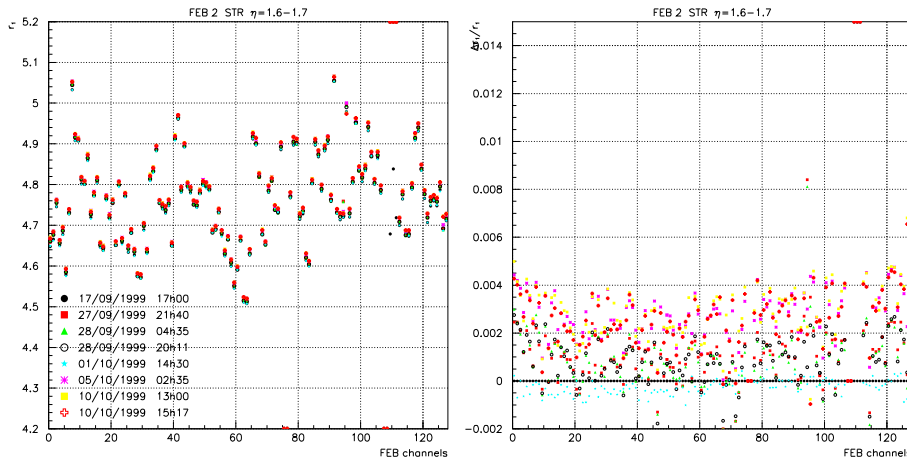


FIG. 5.26 – *A gauche* : Coefficient de calibration r_1 pour la région $\eta = 1.6 - 1.7$ du compartiment 1 (FEB 2) pour différentes prises de données. *A droite* : Variation de r_1 par rapport aux données de calibration du 17/09.

5.3.4.3 La diaphonie

La diaphonie est un signal parasite, dû à un couplage entre deux canaux proches, qui peut entraîner une déformation du signal [153, 156]. Lors de la prise de données de formes de calibration, les cellules sont testées suivant des lignes de calibration (cf figure 5.10), de telle sorte que des cellules voisines ne soient pas testées simultanément. Ainsi on peut quantifier la diaphonie en étudiant la forme du signal sortant de canaux voisins d'un canal testé. On utilise deux manières pour calculer la diaphonie entre deux cellules [153]:

- diaphonie “pic à pic” : elle correspond à la division de l'amplitude maximale du signal de diaphonie (X_{max}) par l'amplitude maximale de la cellule testée (A_{max}).
- diaphonie “sous le pic” : elle correspond au rapport entre l'amplitude du signal de diaphonie à l'instant t_{max} ($X(t_{max})$) et A_{max} . t_{max} est l'instant où l'amplitude du signal de la cellule testée vaut A_{max} .

On distingue trois types de diaphonie, correspondant à trois types de couplage entre canaux : capacitive, résistive et inductive. Une étude systématique de ces trois types de diaphonie a été effectuée pour le module 0 [153]. Nous nous attacherons dans cette section à caractériser chaque type de diaphonie et à résumer les résultats obtenus.

Diaphonie capacitive

La diaphonie capacitive due à un couplage capacitif entre deux cellules touche principalement le compartiment S1. La figure 5.27a présente le schéma du couplage capacitif, via la capacité C_X , entre deux cellules voisines. De la cellule 2 sort un signal $X(t)$ lorsque la cellule 1 est testée ; la figure 5.27b donne la forme de ce signal ainsi que le signal de la cellule testée.

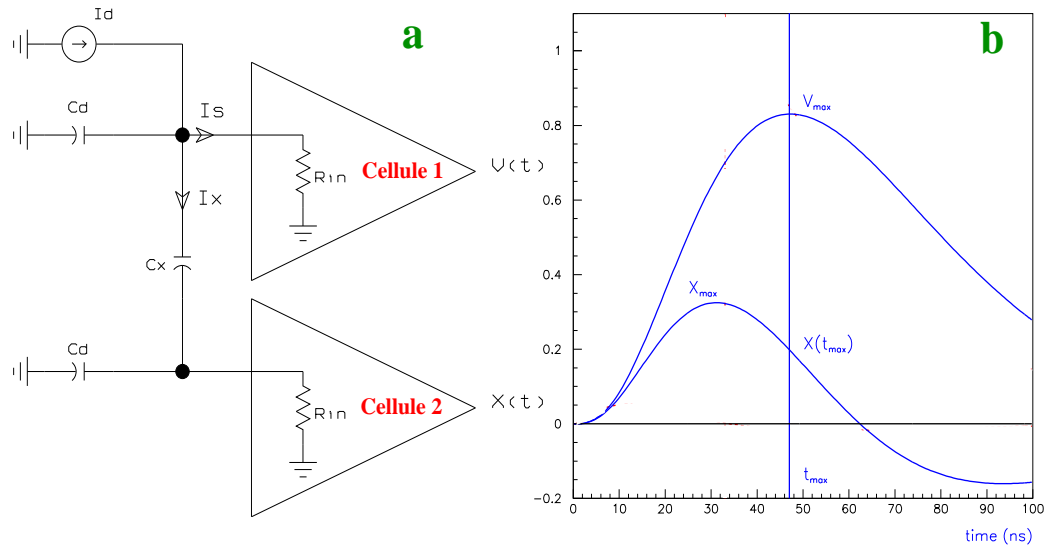


FIG. 5.27 – a: Schéma de la diaphonie capacitive [156]. b: Forme du signal et de la diaphonie capacitive.

Les analyses de la diaphonie capacitive $S1 \rightarrow S1$ ont abouti à 5-9% et 2-5% respectivement pour la diaphonie pic à pic et la diaphonie sous le pic.

Une étude de la diaphonie capacitive entre deux cellules du compartiment S1 séparées par une cellule a donné comme résultats : 0.5-1.25% et $<0.25\%$ respectivement pour la diaphonie pic à pic et la diaphonie sous le pic.

Dans les deux cas, une variation de la diaphonie, en fonction de η , différente suivant la région en ϕ a été observée. Cette différence a été reliée aux électrodes provenant de deux entreprises différentes (CICOREL et MCB).

Diaphonie résistive

La diaphonie résistive entre des cellules des compartiments S1 et S2 est due aux résistances sérigraphiées placées sur les couches haute tension des électrodes et qui permettent le transfert de la haute tension d'un compartiment à l'autre (cf section 3.1.3).

Dans le cas de cette diaphonie le signal parasite ($X(t)$) a la même forme que le signal de la cellule soumise à la calibration ; seule l'amplitude est différente. L'amplitude du signal parasite, et donc la diaphonie, dépend de l'inverse de la valeur de la résistance¹⁶.

Pour mesurer la diaphonie résistive, on envoie le signal de calibration sur une cellule du compartiment S2 et l'on regarde le signal parasite qui apparaît sur les cellules du compartiment S1 situées en face de la cellule testée. Une diaphonie variant de 0.5% à 4% a été mesurée pour le module 0, elle dépend de la granularité du compartiment S1 et du type d'électrodes (CICOREL ou MCB). Une très bonne correspondance avec les mesures de résistances¹⁷ effectuées avant le pliage des électrodes a été obtenue, comme le montre la figure 5.28.

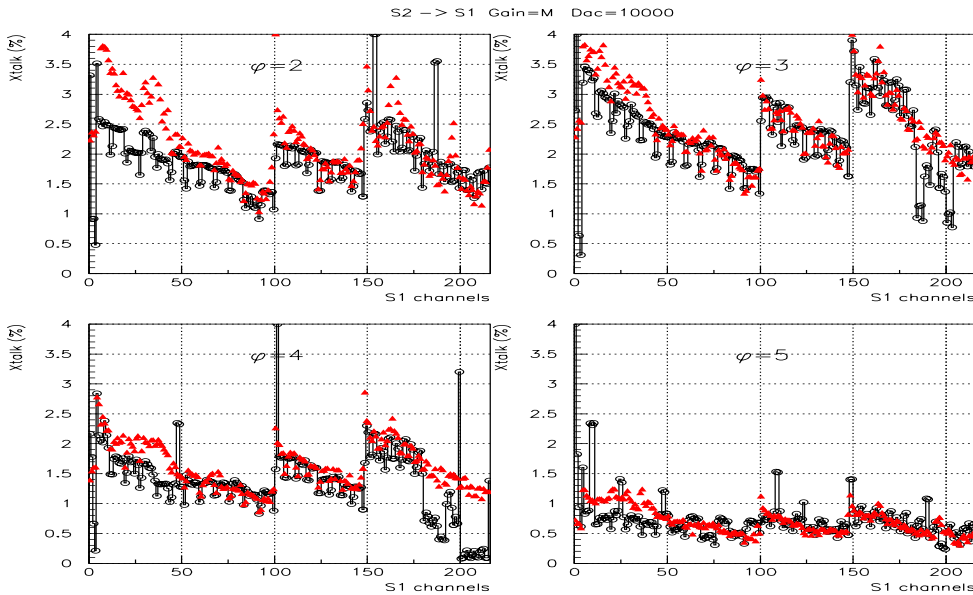


FIG. 5.28 – Diaphonie résistive $S2 \rightarrow S1$ (cercles vides) et résistances inversées et pondérées (triangles pleins) pour quatre ϕ .

Diaphonie inductive

La diaphonie inductive touchant le compartiment S1 étant négligeable par rapport à la diaphonie capacitive, nous ne nous intéresserons qu'aux compartiments S2 et S3. Dans ces compartiments, la diaphonie inductive est due à la configuration des cartes mères [156] :

- la connexion des cellules à la masse correspond à une série d'inductances, plus la cellule est éloignée de la masse plus le couplage inductif est élevé et donc plus la diaphonie inductive est importante. Cette connexion se situe dans la région notée MILLMAX sur la figure 5.29 représentant une carte mère utilisée pour le module 0. Cette diaphonie inductive est présente pour toutes les configurations de cellules des compartiments S2 et S3 : $S2 \rightarrow S2$, $S3 \rightarrow S3$, $S3 \rightarrow S2$ et $S2 \rightarrow S3$.

16. Il n'y a, par exemple, pas de signal parasite lorsque la résistance est infinie.

17. Pour effectuer la comparaison, les valeurs de résistances sont inversées et pondérées globalement.

- l'autre source de diaphonie inductive vient de l'inductance mutuelle qui se situe au niveau des connecteurs de la région LOW PROFILE (figure 5.29). Elle est due à un couplage entre les connecteurs d'entrée et de sortie de la calibration ou à un couplage entre deux connecteurs de signal de sortie.

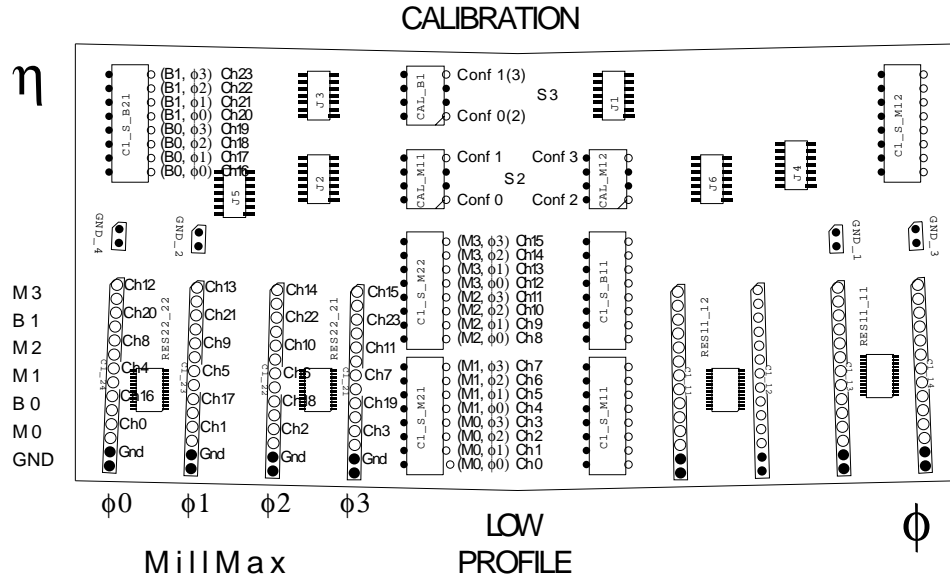


FIG. 5.29 – Schéma d'une carte mère MB1 utilisée pour le module 0. M_i et B_i correspondent respectivement à la cellule i des compartiments S2 et S3. Les cercles pleins (vides) correspondent aux connexions de masse (signal).

Le tableau 5.3 résume les résultats obtenus pour le module 0. La diaphonie inductive mesurée est plus élevée que prévu ($< 2\%$). Elle atteint 5% pic à pic et 3% sous le pic. La région $\eta = 2.0 - 2.1$ a des valeurs systématiquement plus importantes dues à l'absence de connexion à la masse des absorbeurs (cf section 3.1.3), le retour de masse étant par conséquent moins bon que dans les autres régions.

	$\eta = [1.375, 2.0] \cup [2.1, 2.5]$	$\eta = [2.0, 2.1]$	$\eta = [2.5, 3.2]$
S2 \rightarrow S2	1-4% (0.5-2%)	3-4.5% (2.5-4%)	1.5-3.5% (0.5-1.5%)
S2 \rightarrow S3	3.5-5% (1.5-3%)	5.5-8.5% (5.5-7.5%)	2-3% (1-2%)
S3 \rightarrow S3	3-4% (0.4-1.2%)	4-5% (2.5%)	1.5-2.8 (0.4-1%)
S3 \rightarrow S2	0.7-1.5% (0.2-0.5%)	2-2.5% (1-1.5%)	0.5-1.2% (0.2%)

TAB. 5.3 – Diaphonie inductive mesurée pour les quatre configurations. Les valeurs entre parenthèse correspondent aux mesures sous le pic, les autres aux mesures pic à pic.

La figure 5.30 représente les résultats obtenus pour la diaphonie inductive S3 \rightarrow S3 pour les deux roues du module 0. L'augmentation dans la région $\eta = 2.0 - 2.1$ est clairement visible (canaux 10-11). Une structure périodique (toutes les deux cellules dans la roue externe) est aussi visible, l'amplitude de la diaphonie dépend de la position de la cellule en η . Dans toutes les configurations de diaphonie (S3 \rightarrow S3, S2 \rightarrow S2...), cet effet

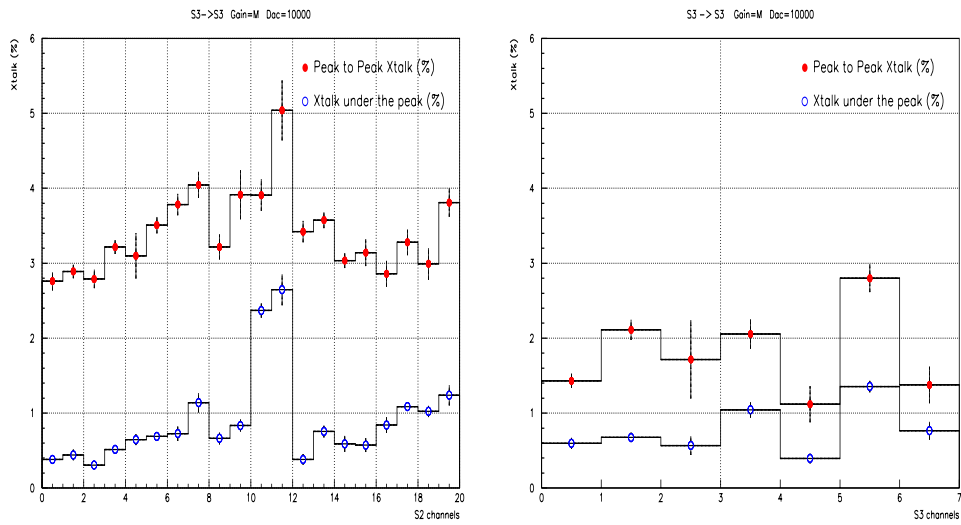


FIG. 5.30 – Diaphonie inductive $S3 \rightarrow S3$ mesurée pour les deux roues du module 0. Les lignes verticales correspondent aux séparations entre les cartes sommatrices.

est présent et sa période correspond à la largeur des cartes sommatrices, aussi bien pour la roue externe que pour la roue interne.

Résumé

La figure 5.31 résume les résultats obtenus pour le module 0, la diaphonie longue distance entre les compartiments S1 et S3¹⁸ a été ajoutée.

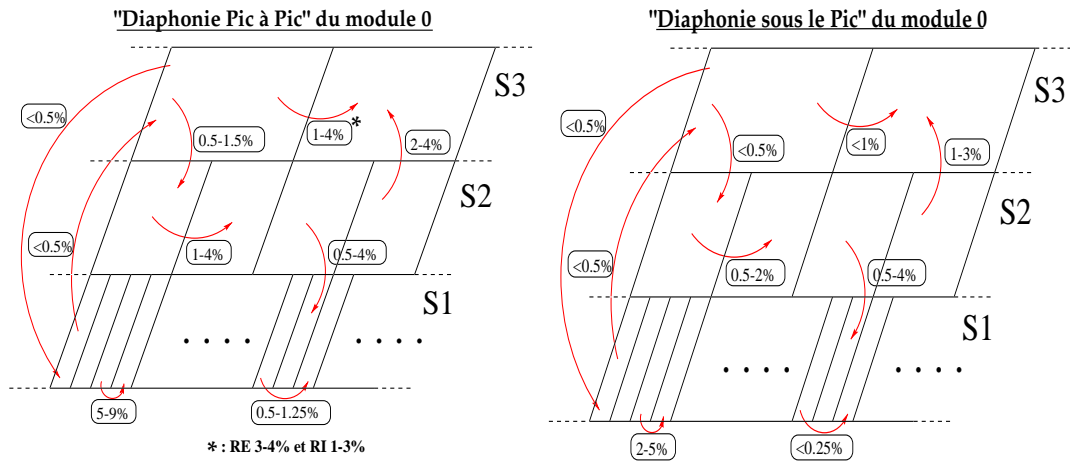


FIG. 5.31 – Résumé des mesures de diaphonie pic à pic (à gauche) et sous le pic (à droite) pour le module 0.

18. Cette diaphonie est due à la chaîne d'électronique située après les cartes mères : câbles, calibration, traversées étanches...

Effet sur la physique

Toutes ces mesures de diaphonie ont été effectuées à partir des données de calibration, on peut se demander quel sera l'impact de la diaphonie sur la physique. Une étude [153] a montré que la diaphonie inductive affectait considérablement les formes de signal de physique des cellules des compartiments S2 et S3. La figure 5.32 montre par exemple les formes de signal de physique des 5×5 cellules¹⁹ du compartiment S2 et des 3×3 cellules du compartiment S3, dans le cas d'un faisceau de particules d'énergie 40 GeV. Dans le compartiment S2, on voit que la forme de signal des cellules extérieures est déformée, cette déformation est due à l'importante diaphonie provenant de la cellule centrale c'est à dire celle qui recueille le plus d'énergie. Dans le compartiment S3, toutes les cellules sont affectées par la diaphonie S2 \rightarrow S3, car environ 80% de l'énergie totale des électrons est déposée dans le compartiment S2.

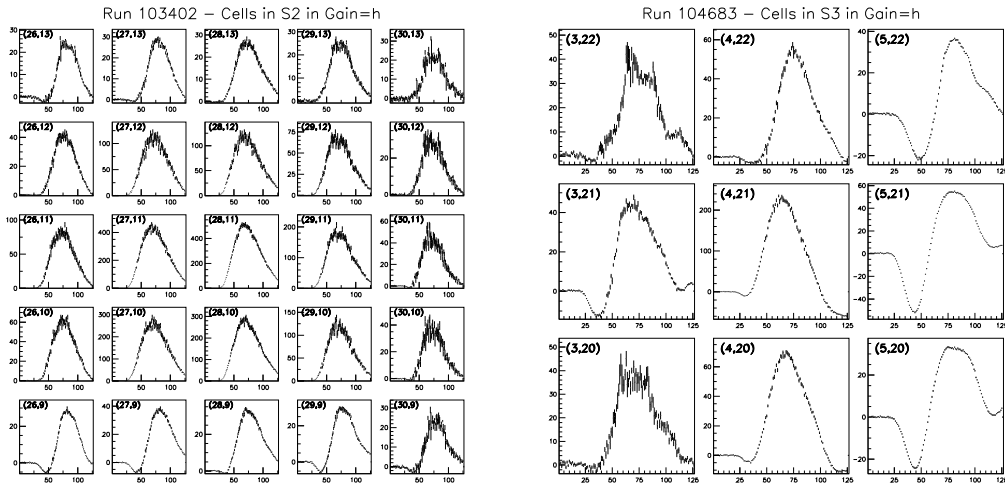


FIG. 5.32 – Formes de signal de physique dans les compartiments S2 (à gauche) et S3 (à droite) pour une énergie de faisceau de 40 GeV en gain haut. Entre parenthèse, sont donnés les numéros de cellule (η, ϕ) .

Dans la section 5.7, nous verrons les changements qui ont été effectués sur les cartes mères pour diminuer la diaphonie inductive dans les modules de production.

5.3.5 Traitement des données de physique

5.3.5.1 Etapes avant la reconstruction de l'énergie

Les données de physique de chaque cellule doivent passer par plusieurs étapes avant de pouvoir être utilisées :

1. le piédestal est soustrait aux cinq échantillons,

¹⁹. fenêtre de 5 cellules dans la direction η et de 5 cellules dans la direction ϕ .

2. les coefficients du filtrage optimal sont utilisés pour reconstruire l'amplitude du signal. Le gain utilisé peut-être choisi automatiquement (gain libre) ou fixé par l'utilisateur (gain moyen ou haut),
3. la conversion de l'amplitude en DAC grâce aux poids de calibration,
4. la conversion de l'amplitude en GeV en appliquant le coefficient γ_i . Ce coefficient est ajusté de telle sorte que l'énergie moyenne, sur l'ensemble des données étudiées, soit égale à l'énergie du faisceau. Il dépend donc du nombre de cellules utilisées pour reconstruire l'énergie totale déposée dans un compartiment.

5.3.5.2 Reconstruction de l'énergie

L'énergie déposée par une particule dans le calorimètre est obtenue en sommant l'énergie mesurée dans un groupe de cellules de chaque compartiment. Les cellules sélectionnées se trouvent autour de la cellule ayant mesuré le plus grand dépôt d'énergie. Le nombre de cellules dépend du compartiment et de la position en η . Pour pouvoir mesurer la totalité de l'énergie de la particule incidente, il faut sélectionner assez de cellules, tout en tenant compte du fait que le bruit électronique augmente avec le nombre de cellules. Le tableau 5.4 donne la taille des fenêtres pour chaque compartiment du bouchon du calorimètre électromagnétique [157]. Pour le compartiment S1, une à deux cellules en ϕ sont sélectionnées suivant la position du faisceau.

Pré-échantillonneur : S0		
$\Delta\eta \times \Delta\phi = 2 \times 2$		
Compartiment S1		
$1.4 < \eta < 1.8$	$1.8 < \eta < 2.0$	$ \eta > 2.0$
± 11	± 7	± 5

Particules	Energie	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	
		S2	S3
Photons non convertis	<50 GeV	3×5	—
	[50,100] GeV	3×5	2×3
Electrons et photons convertis	<50 GeV	3×7	—
	[50,100] GeV	3×7	2×3
Electrons et photons	>100 GeV	5×5	3×5

TAB. 5.4 – Taille des fenêtres de cellules utilisées pour la reconstruction de l'énergie déposée dans le calorimètre bouchon.

Etant donné les problèmes dus à la diaphonie, ces tailles de fenêtres ont été ajustées pour les différentes analyses menées, comme nous le verrons dans les sections suivantes.

L'énergie totale est obtenue en sommant l'énergie déposée dans chaque compartiment (2 à 4 suivant la position). L'énergie du pré-échantillonneur est pondérée (p_0) pour recouvrir l'énergie perdue dans la matière placée devant le calorimètre [151]. De même, l'énergie du compartiment S3 peut-être pondérée (p_{S3}) pour recouvrir l'énergie des gerbes électromagnétiques qui n'auraient pas été entièrement contenues longitudinalement. Etant

donné les énergies utilisées pendant les tests en faisceau (< 200 GeV), on pose $p_{S3} = 1$. On a donc :

$$E_{tot} = p_0 E_{S0} + E_{S1} + E_{S2} + E_{S3} \quad (5.40)$$

Les analyses présentées ici traitent principalement de la roue interne pour laquelle on a :

$$E_{tot} = E_{S2} + E_{S3} \quad (5.41)$$

La figure 5.33 donne un exemple de distribution de l'énergie totale à ce stade de l'analyse. La résolution en énergie (σ_E/E) est obtenue en ajustant une gaussienne²⁰ sur la distribution. On peut noter que cet ajustement n'est pas effectué sur toute la distribution, l'excès d'événements dans la partie basse de gauche est dû à des électrons et positrons ayant émis un photon de bremsstrahlung avant d'atteindre le calorimètre [148, 149].

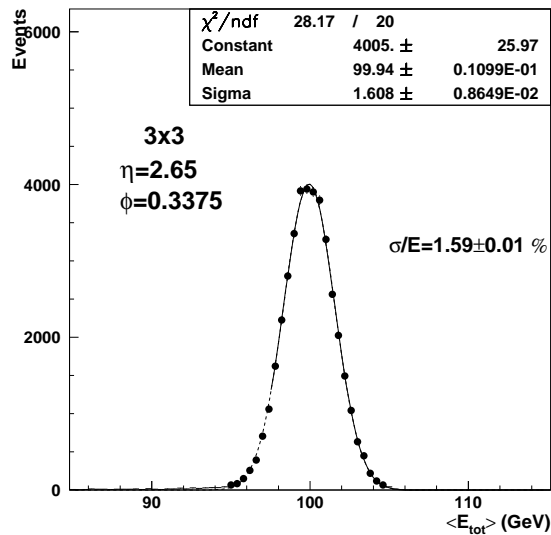


FIG. 5.33 – Distribution de l'énergie totale mesurée à $\eta = 2.65$ pour une fenêtre 3×3 dans le compartiment $S2$.

L'énergie déposée dans chaque cellule permet aussi de calculer la position des particules dans le calorimètre :

$$\eta_{bar}^{Si} = \sum_{j=1}^{N_j} \sum_{k=1}^{N_k} \frac{E_i(\eta_j, \phi_k) \times \eta_j}{E_{Si}}, \quad \phi_{bar}^{Si} = \sum_{j=1}^{N_j} \sum_{k=1}^{N_k} \frac{E_i(\eta_j, \phi_k) \times \phi_k}{E_{Si}} \quad (5.42)$$

où $N_j \times N_k$ est le nombre de cellules sélectionnées dans la fenêtre du compartiment S_i et $E_i(\eta_j, \phi_k)$ est l'énergie déposée dans la cellule (η_j, ϕ_k) . Le barycentre du compartiment le plus finement segmenté, en η et ϕ , est utilisé pour localiser la position de la gerbe.

20. L'ajustement d'une gaussienne permet d'extraire σ_E et $\langle E_{tot} \rangle$.

5.3.5.3 Corrections

Des variations de la réponse du calorimètre bouchon en fonction de η et ϕ sont attendues. Elles sont au nombre de trois et ont chacune une cause bien connue. Dans cette section nous allons décrire ces non-uniformités et expliquer succinctement la manière de les corriger. Nous étudierons ces corrections plus en détail dans les sections traitant l'analyse des données de physique.

Haute tension

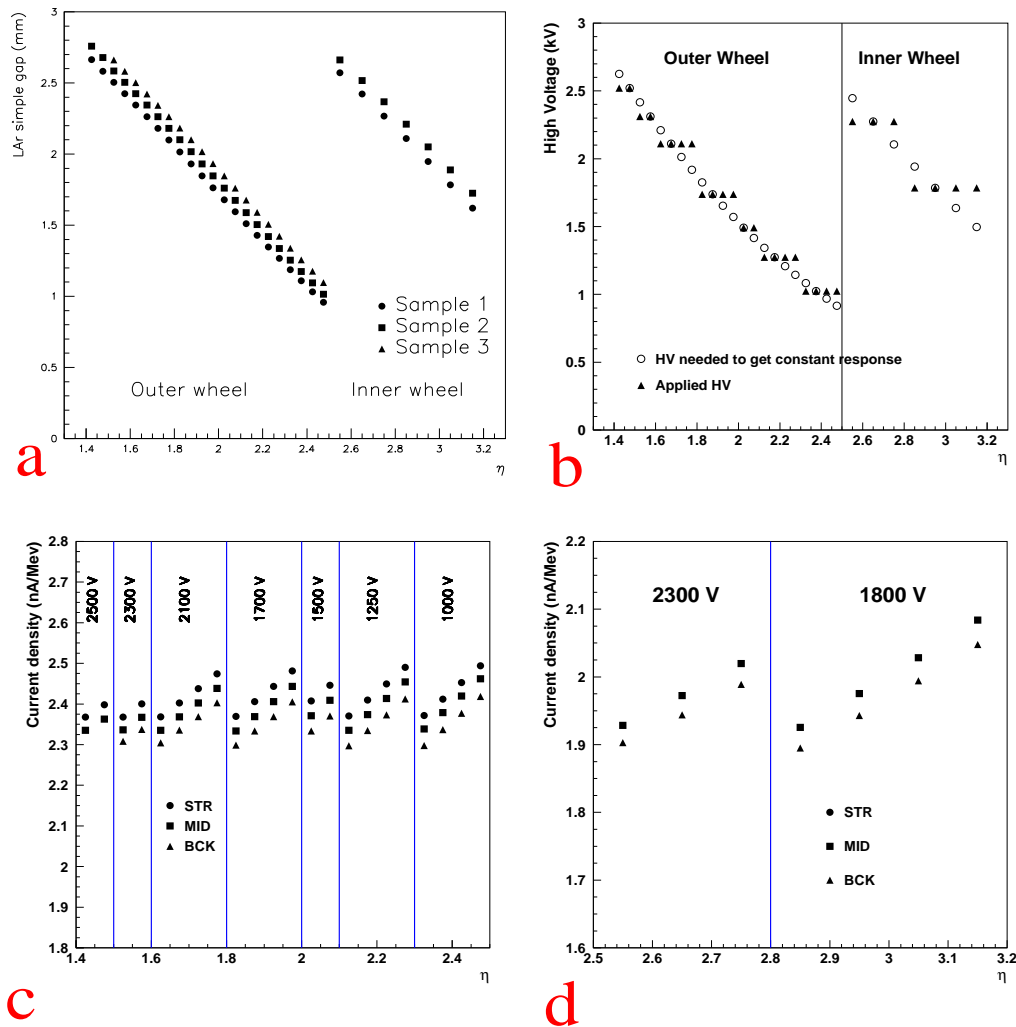


FIG. 5.34 – a) Variation de l'intervalle absorber-électrode en fonction de η . b) Variation de la haute tension continue (cercles) nécessaire pour obtenir une réponse constante en fonction de η et tension par palier (triangles) appliquée pour les modules du calorimètre bouchon. c-d) Variation de la réponse dans les deux roues du calorimètre bouchon, en fonction de η . Ces résultats ont été obtenus à partir de la simulation du bouchon [105, 158].

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'une des particularités du calorimètre

bouchon était la variation de son intervalle absorbeur-électrode en fonction de η (figure 5.34a). Par simplicité technique²¹ une haute tension variant par palier en fonction de η a été choisie à la place d'une haute tension variant en continu (cf section 3.1.3 et figure 5.34b).

La conséquence de ce choix est l'augmentation de la réponse du détecteur en fonction de η à l'intérieur de chaque secteur de haute tension. Les figures 5.34c-d représentent la variation de la réponse (nA/MeV) du calorimètre bouchon pour les roues externe et interne. Pour corriger cet effet, des poids, variant autour de 1, sont appliqués pour chaque cellule. Le calcul de ces poids sera expliqué dans la section 5.4.2.

Cette correction est appliquée pour toutes les analyses qui seront présentées dans ce document. Elle est effectuée avant la reconstruction de l'énergie par sommation de l'énergie des cellules sélectionnées dans les fenêtres.

Fuites latérales

La section B.3.2 de l'annexe B décrit le développement latéral des gerbes électromagnétiques : plus l'énergie de la particule incidente est élevée, plus la gerbe électromagnétique sera étendue latéralement. Ainsi, suivant la position d'arrivée de la particule dans la fenêtre de cellules sélectionnées, la gerbe peut ne pas être totalement contenue. On s'attend donc à mesurer une énergie plus faible pour les particules arrivant sur les bords de la cellule centrale qu'en son centre.

La correction des fuites latérales est donnée par la relation suivante :

$$E_{tot}^{corr} = \frac{E_{tot}(\eta)}{f(\eta)} \quad (5.43)$$

où f est la fonction qui paramétrise la variation de l'énergie en fonction de η . Cette fonction sera décrite dans la section 5.4.2.

Modulations en ϕ

La variation de l'énergie dans la direction ϕ est appelée modulation en ϕ . Elle est directement liée à la géométrie en accordéon imparfaite (arrondis dans les angles) du calorimètre électromagnétique bouchon : suivant la position d'arrivée des particules, dans la direction azimutale, la quantité de plomb et d'argon liquide traversée n'est pas la même, de plus la collection de charges est différente dans les plis et les plans des électrodes. Il en découle une variation de l'énergie déposée. Nous pouvons ajouter que l'angle de pliage variant avec η , les modulations n'auront pas la même forme le long de R (ou η). La figure 5.35 donne, par exemple, la forme des modulations en ϕ pour quatre valeurs de pseudo-rapacité différentes.

Les modulations en ϕ sont corrigées de la même manière que les fuites latérales :

$$E_{tot}^{corr} = \frac{E_{tot}(\phi)}{f(\phi)} \quad (5.44)$$

La fonction f , paramétrisant la variation de l'énergie en fonction de ϕ , sera décrite dans la section 5.4.2.

21. Et pour une réduction des coûts.

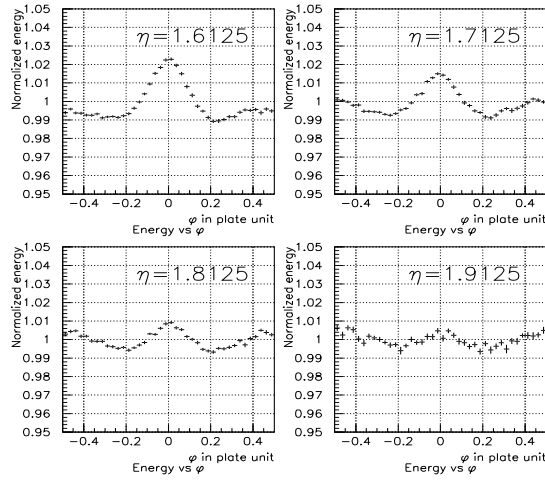


FIG. 5.35 – Modulations en ϕ pour quatre positions différentes dans la roue externe du module 0.

5.4 Etude de l'uniformité de la roue interne

5.4.1 Description générale

Durant les trois semaines de tests en faisceau du module 0, une ligne en ϕ ²² et trois lignes en η ²³ ont été scannées dans la roue interne avec un faisceau de 100 GeV. La figure 5.36 représente un vue schématique de la roue interne, les différents points visés des quatre scans en uniformité sont représentés. En chaque point 30000 événements ont été enregistrés. L'espacement entre chaque point tient compte de la largeur du faisceau (1.5 cm en η et 2 cm en ϕ) et de la taille des cellules ([3.0,5.8] cm en η et [3.5,6.7] cm en ϕ). Quatre et trois points par cellule ont été pris, respectivement pour le scan en η et les trois scans en ϕ , permettant ainsi de couvrir entièrement chaque cellule.

La région $\eta = [2.6,3.1]$ a été scannée pour un angle azimutal constant : $\phi = 0.3375$. Les trois scans en ϕ ont été effectués à $\eta = 2.65, 2.85$ et 2.95 .

Le coefficient global γ de l'équation 5.38, utilisé pour convertir l'énergie en GeV, est calculé de façon à ce que l'énergie moyenne sur l'ensemble du scan en η soit de 100 GeV. La valeur obtenue pour le module 0 est 0.0359, c'est à dire environ 8% de moins que la valeur attendue [149]. Le coefficient de chaque compartiment (γ_i) est obtenu en divisant γ par le rapport de la résistance d'injection du signal de calibration avec celle du compartiment S2.

Une variation de l'inductance dans le module entraîne une variation de l'amplitude du signal, de façon différente pour la calibration et le signal. Il a donc été décidé d'appliquer un facteur de correction $\frac{M_{cal}^i}{M_{phy}^i}$ calculé pour chaque cellule i [147, 149]. Ce facteur correspond au rapport entre l'amplitude d'un signal de calibration et celle d'un signal de physique (figure 5.37).

22. On parle d'un scan en η , ϕ restant constant.

23. On parle de scans en ϕ , η restant constant.

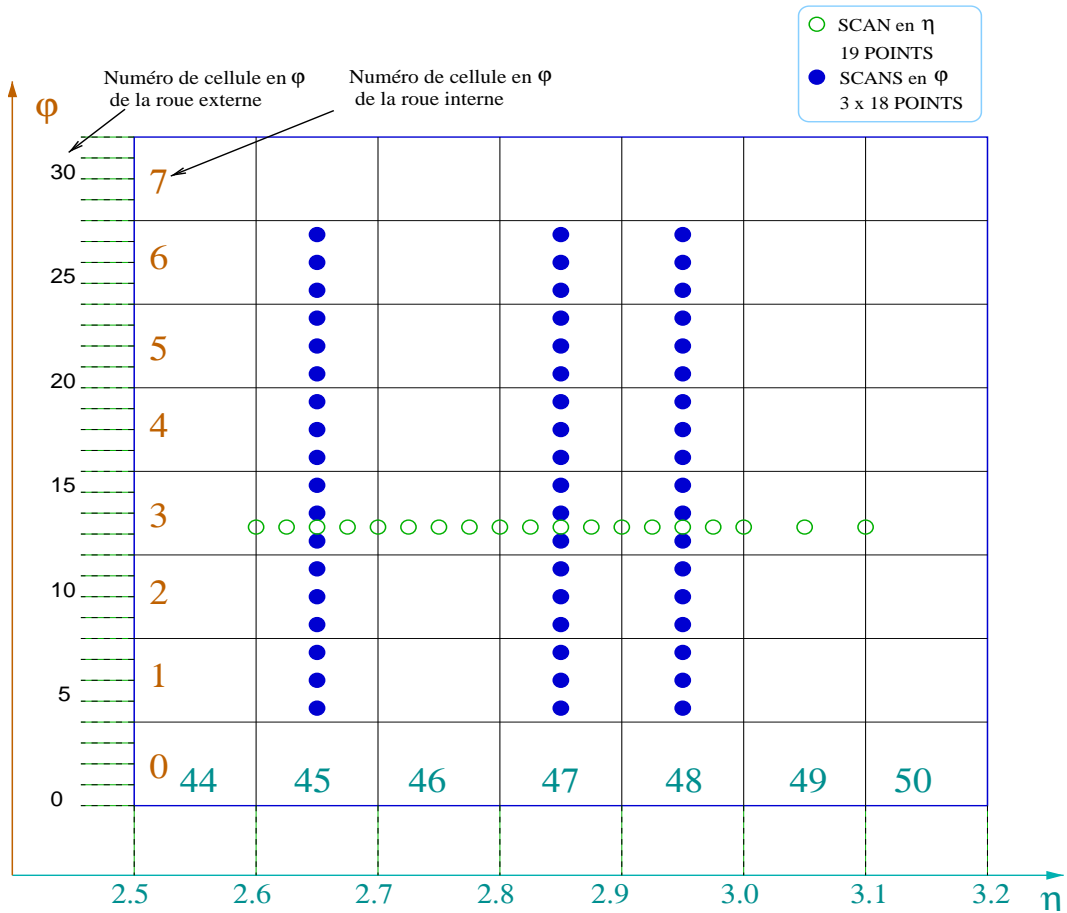


FIG. 5.36 – Schéma des scans en uniformité effectués dans la roue interne du module 0. Chaque point correspond à 30000 événements. Les numéros de cellules en η et en ϕ sont indiqués.

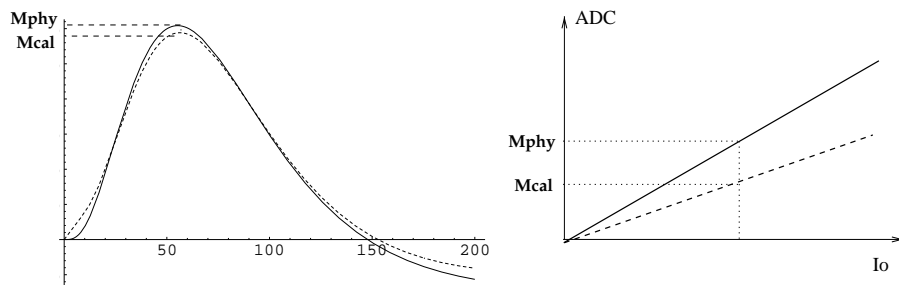


FIG. 5.37 – Réponses du calorimètre à une ionisation (ligne continue) et à un signal de calibration (ligne discontinue), pour un courant injecté identique.

Des mesures d'inductance ont été effectuées sur le module 0 avant les tests en faisceau [148, 149]. Ces mesures ont été faites sur la face arrière, après déconnexion des cartes mères, grâce à un RLC-mètre. Les résultats obtenus pour la roue interne sont donnés par la figure 5.38. Deux effets peuvent être observés :

1. une variation (< 8 nH) en fonction de ϕ due aux différentes longueurs de pistes sur les cartes sommatrices,
2. une variation (< 20 nH) en fonction de η due à un retour de masse insuffisant (cf haut de la figure 5.38). Cet effet est particulièrement important pour les cellules les plus éloignées de la connexion de masse, par exemple la cellule à $\eta = 2.85$ du compartiment S2. Une étude a montré qu'en rajoutant une connexion de masse, au niveau de la séparation des cartes sommatrices, l'effet disparaît [148].

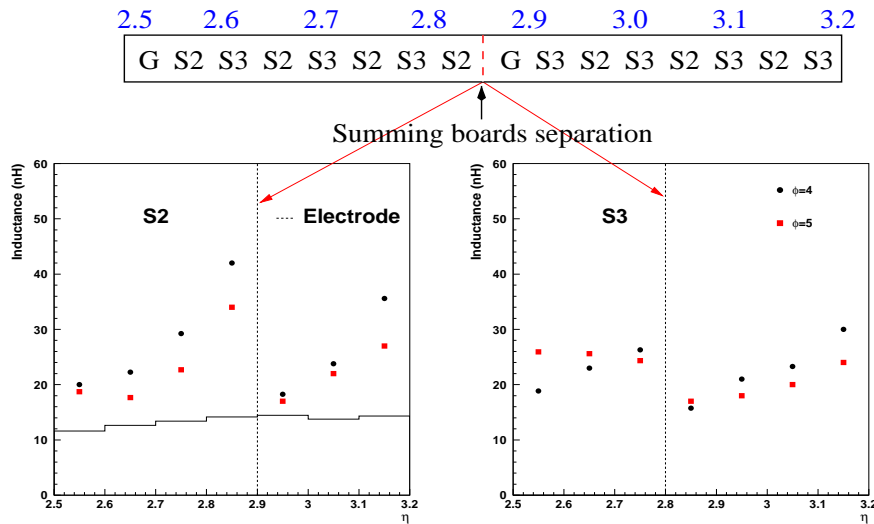


FIG. 5.38 – Inductances mesurées dans les compartiments S2 (à gauche) et S3 (à droite) avec un RLC-mètre, après déconnexion des cartes mères. La ligne continue représente la valeur théorique de l'inductance de l'électrode [111]. Les lignes verticales représentent la séparation entre les deux cartes sommatrices. Les connexions de la roue interne sont aussi représentées, G correspond à une connexion à la masse.

Des solutions pour limiter ces deux effets ont été appliquées pour les modules de série, elles seront présentées dans la section 5.7.

Pour reconstruire l'énergie, des fenêtres de 3×3 et 1×1 cellules ont été choisies respectivement pour les compartiments S2 et S3. La taille importante des cellules de la roue interne permet de restreindre la fenêtre du compartiment S2 par rapport à une analyse menée dans la roue externe. Nous avons choisi de ne prendre qu'une seule cellule dans le compartiment S3 car, comme nous le verrons plus loin, près de 99% de l'énergie est déposée dans le compartiment S2, ce qui entraîne une diaphonie inductive S2 \rightarrow S3 très importante. Nous pouvons noter que la cellule sélectionnée du compartiment S3 doit être placée juste derrière la cellule la plus touchée du compartiment S2 car elle est moins sensible à la diaphonie.

Les corrections géométriques et de haute tension seront décrites dans la section suivante, dans le cadre de l'analyse du scan en η .

5.4.2 Uniformité en η

La figure 5.39a représente la variation de l'énergie totale moyenne en fonction de η , chaque intervalle de l'histogramme correspond à la taille d'une cellule du compartiment S2. A ce stade de l'analyse aucune correction, exceptée la correction des inductances (section 5.4.1), n'a été effectuée. L'effet de pente dû à la haute tension est clairement visible.

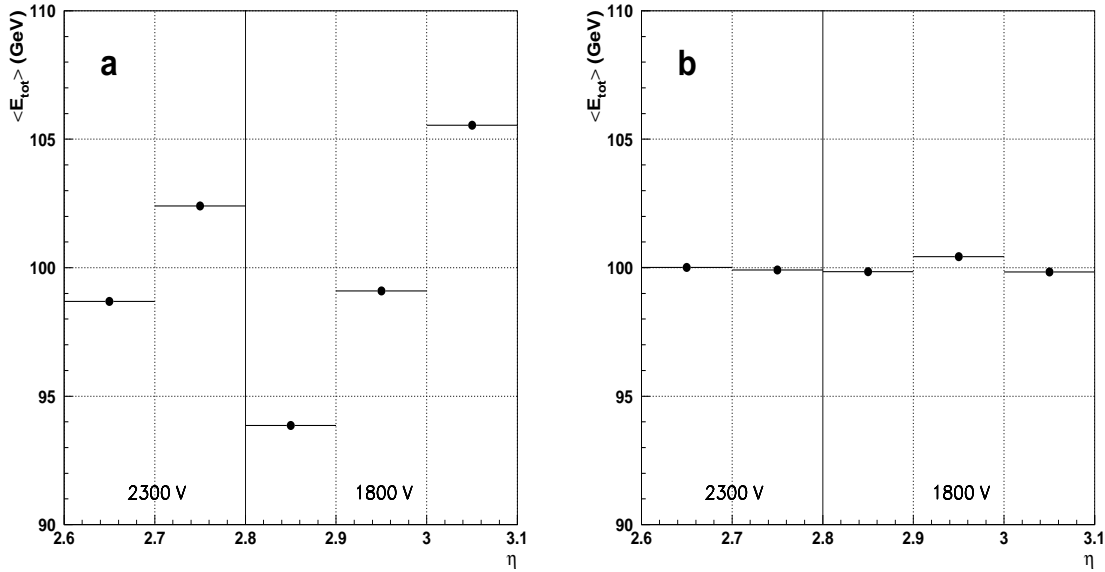


FIG. 5.39 – Variation de l'énergie totale en fonction de η : a) avant et b) après les corrections haute tension. Les lignes verticales continues correspondent aux séparations entre les secteurs haute tension et les lignes verticales en pointillées aux séparations entre cellules.

5.4.2.1 Correction de l'effet de la haute tension

Comme nous l'avons vu brièvement dans la section 5.3.5.3, la correction de la non-uniformité due à la haute tension est effectuée cellule par cellule par l'application d'un poids w_i^l dépendant de η , du compartiment (S_i) et du secteur haute tension (l):

$$w_i^l(\eta_j) = 1 + \alpha_i^l \cdot (\eta_j - \eta_{center}^l) + O(\eta_j - \eta_{center}^l)^2 \quad (5.45)$$

où η_{center}^l est la pseudo-rapacité du centre du secteur haute tension considéré (l). Dans le cas de la simulation les coefficients α_i^l sont tirés directement des figures 5.34c-d, ils correspondent à l'opposé de la pente de chaque droite. Dans l'analyse de données de tests en faisceau, les coefficients α_i^l doivent être déterminés, l'hypothèse, confirmée par la simulation, qu'ils ne dépendent pas du compartiment est faite : on pose donc $\alpha^l = \alpha_2^l = \alpha_3^l$.

Avant la détermination de ces coefficients, un facteur global β^l est appliqué dans chaque secteur de haute tension :

$$\beta^l = \frac{E_{beam}}{E_{tot}^l} \quad (5.46)$$

il permet de compenser la différence de réponse d'un secteur haute tension à l'autre. E_{beam} et E_{tot}^l sont respectivement l'énergie du faisceau (100 GeV) et l'énergie totale moyenne mesurée dans le secteur l .

Les coefficients α sont choisis de telle sorte qu'ils minimisent la dispersion de l'énergie dans chaque secteur. La méthode est itérative : les coefficients tirés de la simulation sont utilisés pour la première itération, les nouveaux coefficients obtenus servent à la seconde itération. Le tableau 5.5 donne les coefficients obtenus pour les données du module 0 et la simulation, les erreurs correspondent à la variation de α entre les sorties de chaque itération. Les différences entre données et simulation viennent sûrement des problèmes de non-uniformité amenés par l'électronique froide (diaphonie inductive des cartes mères) et par le retour de masse insuffisant (cf section 5.4.1). Le tableau 5.5 donne aussi les valeurs des coefficients β .

[η]	Simulation		Données	
	α	β	α	β
2.5-2.8	-0.23	1	-0.60 ± 0.01	1.02
2.8-3.2	-0.26	1	-0.75 ± 0.02	0.98

TAB. 5.5 – Coefficients α and β des deux secteurs haute tension de la roue interne, pour la simulation et les données. Les erreurs indiquent la variation entre les résultats à la fin de la première et de la deuxième itération.

Après l'application des poids w_i^l , la dispersion de l'énergie est clairement réduite, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.39b qui représente la valeur moyenne de l'énergie totale en fonction de η .

5.4.2.2 Les fuites latérales

La figure 5.40a représente l'évolution de l'énergie totale en fonction du barycentre en η dans le compartiment S2, après l'application des corrections "haute tension". On s'attend à une forme de parabole, à l'intérieur de chaque cellule, due aux fuites latérales abordées dans la section 5.4.1. Mais, probablement à cause du biais sur le calcul du barycentre en η dû à la grande taille des cellules de la roue interne²⁴, les formes obtenues sont très dégradées. A ce stade une dispersion de l'énergie d'environ 1.12% est obtenue.

Les figures 5.40b-c représentent l'évolution de l'énergie des compartiments S2 et S3 en fonction du barycentre en η . Près de 99% de l'énergie est déposé dans le compartiment S2 alors qu'il semble que l'énergie dans S3 n'est pas correctement corrigée des effets de la haute tension (légère pente dans chaque secteur haute tension).

²⁴. Le biais dans le calcul du barycentre a tendance à ramener la position calculée des particules vers le centre de la cellule.

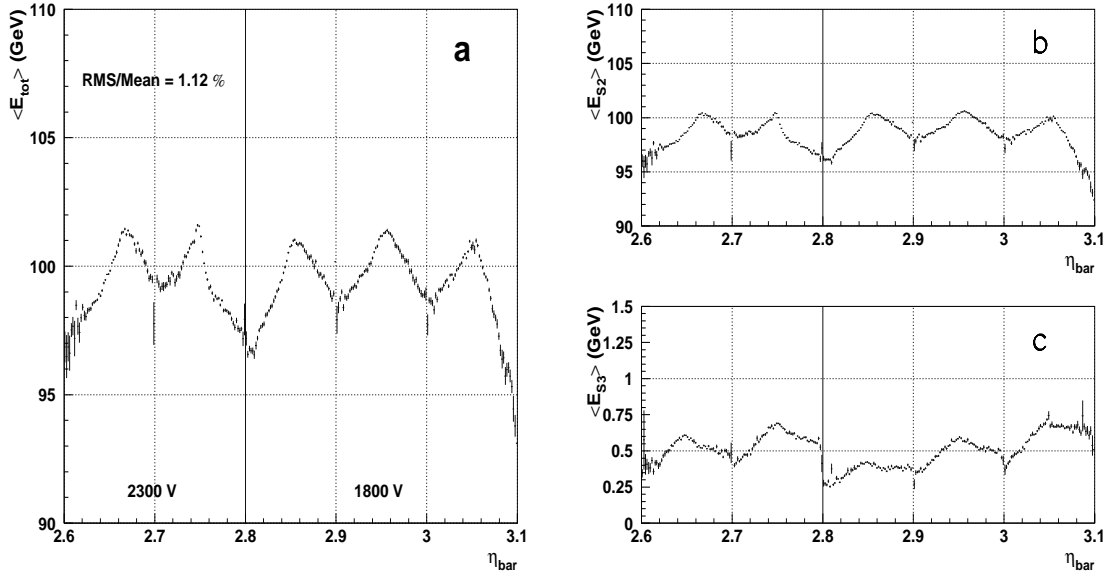


FIG. 5.40 – Variation de l'énergie totale (a) et de l'énergie des compartiments S2 et S3 (b-c) en fonction du barycentre en η dans S2. Les lignes verticales continues correspondent aux séparations entre les secteurs haute tension et les lignes verticales en pointillées aux séparations entre cellules.

On s'attend normalement à pouvoir paramétriser la variation de l'énergie totale en fonction du barycentre en η grâce à la fonction :

$$F_1(\eta_{bar}) = C_0 \cdot f_1(\eta_{bar}) = C_0 \cdot \left(1 + C_1 \cdot \left[(\eta_{bar} - \eta_{S2}^{center}) - C_2 \right]^2 \right) \quad (5.47)$$

où C_0 , C_1 représentent respectivement le maximum (environ l'énergie du faisceau) et la courbure de la parabole. C_2 est la position du maximum par rapport au centre de la cellule du compartiment S2 (η_{S2}^{center}).

Bien que cette fonction ne soit pas satisfaisante pour notre analyse, étant donnée la dégradation des formes de parabole de la figure 5.40a, l'application des corrections des fuites latérales (cf équation 5.43 de la section 5.3.5.3) permet d'améliorer la dispersion de l'énergie jusqu'à 0.61%.

5.4.2.3 Les modulations en ϕ

Nous avons vu (section 5.3.5.3) que la géométrie en accordéon entraîne une variation de la réponse du calorimètre dans la direction ϕ . La figure 5.41 présente les modulations en ϕ représentées en unité d'absorbeurs²⁵, pour quatre positions différentes en η . La fonction utilisée pour paramétriser et corriger (cf équation 5.44 de la section 5.3.5.3) les

25. L'intervalle en ϕ de la figure 5.41 représente un absorbeur.

modulations en ϕ est une série de Fourier de la forme :

$$F_2(\phi_{abs}) = a_0 \cdot f_2(\phi_{abs}) = a_0 \cdot \left(1 + \sum_{i=1}^3 a_i \cdot \cos(2\pi i \phi_{abs}) + b_1 \cdot \sin(2\pi \phi_{abs}) \right) \quad (5.48)$$

où a_0 est l'énergie totale moyenne, a_i sont les coefficients pairs permettant de tenir compte de la géométrie et b_1 est le terme impair reflétant les éventuels défauts locaux du calorimètre.

Les ajustements de cette fonction sont aussi représentés sur la figure 5.41, ainsi que leur qualité (χ^2/NDF). Une comparaison avec la simulation est donnée à $\eta = 2.65$ et $\eta = 2.95$. Un très bon accord sur la forme et l'amplitude est obtenu. On peut d'ailleurs noter que la forme et l'amplitude des modulations varient suivant la position, confirmant l'effet attendu de la variation de l'angle de pliage et de l'intervalle électrode-absorbeur.

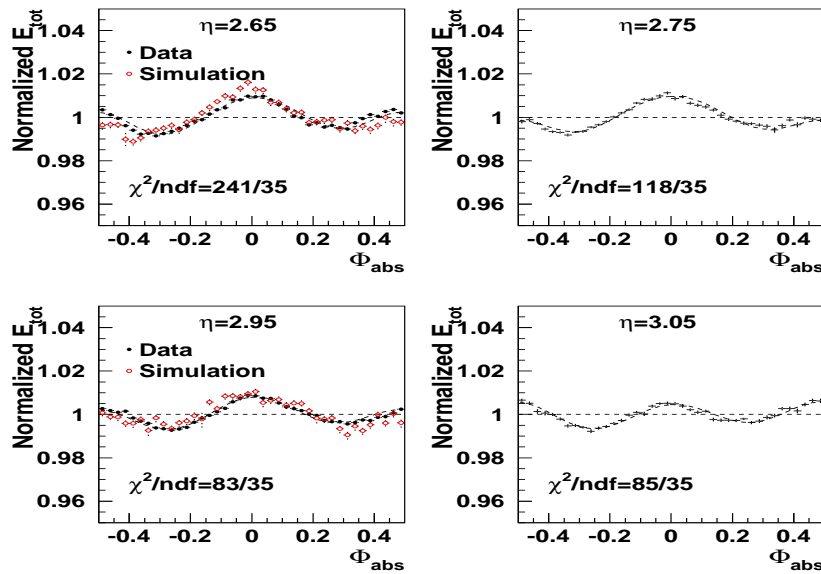


FIG. 5.41 – Modulations en ϕ en unité d'absorbeur pour 4 (2) positions en η pour les données du module 0 (simulation). La courbe représente la fonction utilisée pour corriger ces modulations en ϕ .

La figure 5.42 donne l'évolution des paramètres de la fonction f_2 en fonction de η . Les coefficients a_1 et a_2 peuvent être ajustés avec une parabole. Le terme a_3 étant compatible avec 0, deux termes pairs sont nécessaires pour l'ajustement des modulations en ϕ . Le terme b_1 est proche de 0, indiquant que les défauts du calorimètre sont faibles.

5.4.2.4 La résolution en énergie

La figure 5.43 représente la distribution de l'énergie totale à $\eta = 2.65$ après l'application des corrections "haute tension" et géométriques. Une résolution en énergie de

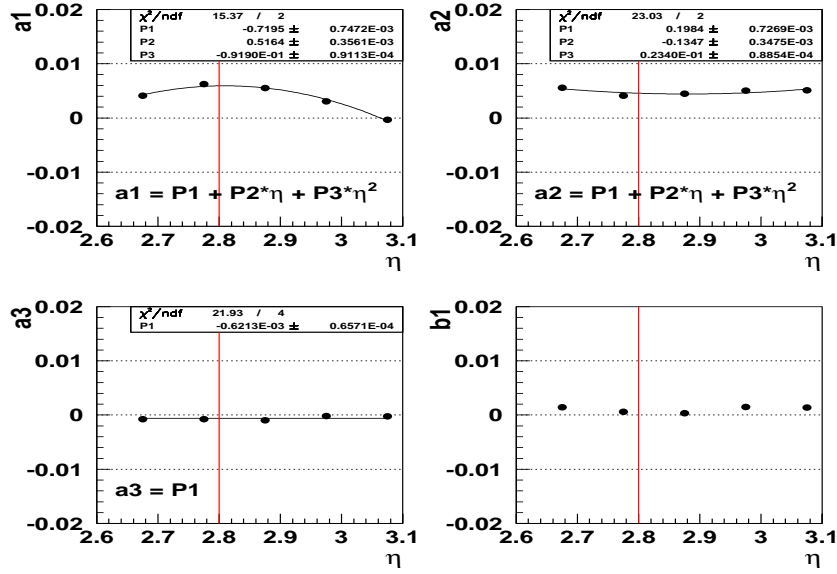


FIG. 5.42 – Variation des paramètres de la fonction f_2 , utilisée pour ajuster les modulations en ϕ , en fonction de η . Les termes a_1 et a_2 sont ajustés par une parabole, les termes a_3 et b_1 sont proches de 0.

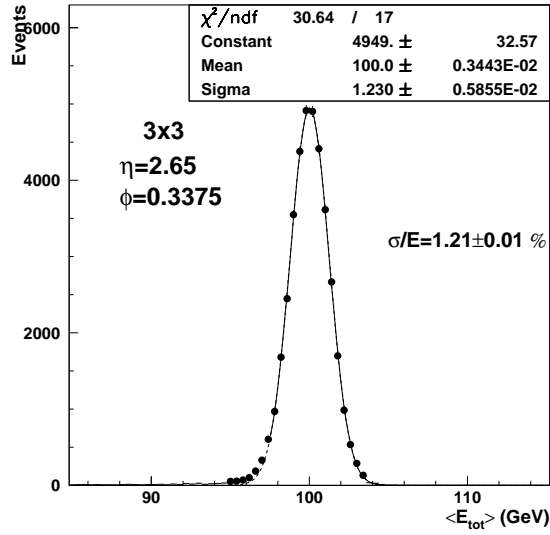


FIG. 5.43 – Distribution de l'énergie totale mesurée à $\eta = 2.65$ pour une fenêtre 3×3 dans le compartiment S_2 , après l'application des corrections "haute tension" et géométriques.

1.21% est obtenue, soit une amélioration de 24% par rapport à la résolution en énergie avant les corrections (cf figure 5.33).

L'évolution de la résolution en énergie, après soustraction de la dispersion en énergie du faisceau ($\sim 0.2\%$), en fonction de η est donnée par la figure 5.44a. La résolution en énergie est inférieure 1.25%, excepté pour deux positions :

- $\eta = 2.75$: la dépendance de l'énergie avec η_{bar} (figure 5.40a) est anormale et peut expliquer la valeur importante de la résolution en énergie,
- $\eta = 3.05$: cette région est proche du bord du calorimètre bouchon, une partie de la gerbe électromagnétique peut donc se développer en dehors entraînant une mauvaise évaluation de l'énergie et donc une détérioration de la résolution en énergie.

Les résultats de la simulation sont reportés pour les positions $\eta = 2.65$ et 2.95. Sachant que le bruit n'est pas intégré dans la simulation, nous pouvons conclure qu'un accord satisfaisant est trouvé avec les données.

La figure 5.44b représente la distribution de l'énergie totale sur l'ensemble du scan en η . Une résolution en énergie de 1.29% est obtenue après la soustraction quadratique du terme venant de la dispersion en énergie du faisceau. En soustrayant quadratiquement le terme d'échantillonnage moyen ($a = 1.05\%$) et le terme de bruit²⁶ ($b = 0.5\%$), un terme constant de 0.56% est obtenu pour le scan en η . Cette étude étant effectuée en gain moyen, les termes d'échantillonnage et de bruit utilisés ont été obtenus à partir des analyses des scans en énergie de la roue interne en gain moyen. La section 5.6.2 donnera un exemple de résultat obtenu pour une analyse similaire en gain libre.

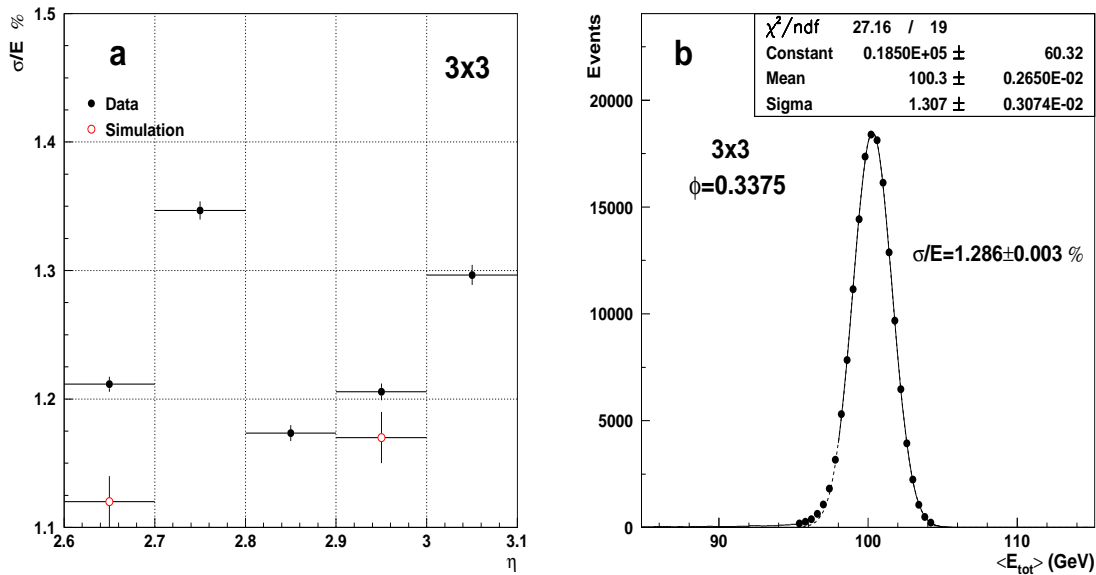


FIG. 5.44 – a : Evolution de la résolution en énergie en fonction de η (les résultats obtenus pour la simulation à $\eta = 2.65$ et 2.95 sont reportés) après soustraction de la dispersion en énergie du faisceau. b : Distribution de l'énergie totale pour l'ensemble du scan en η .

26. L'analyse a été faite en gain moyen, ce qui entraîne un terme de bruit élevé.

5.4.3 Uniformité en ϕ

La figure 5.45 représente l'évolution de l'énergie totale en fonction du barycentre en ϕ calculé dans le compartiment S2 pour les trois lignes en η : 2.65 (a), 2.85 (b) et 2.95 (c). Lorsque le barycentre ϕ_{bar} est inférieur à 1 ou supérieur à 6, une partie de la gerbe électromagnétique commence à se développer à l'extérieur du détecteur²⁷. On observe donc une décroissance de l'énergie dans les régions notées 1 et 3 sur la figure 5.45, principalement dans la région 3 qui a été complètement balayée.

Par la suite, étant donnée cette décroissance dans les zones 1 et 3, nous ne nous intéresserons qu'à la zone 2 pour l'étude de l'uniformité en ϕ . Dans cette zone couvrant 4 cellules en ϕ ($\phi_{cell} = 2 - 5$), l'énergie moyenne est constante. A l'intérieur de chaque cellule, quatre modulations en ϕ sont visibles, elles correspondent aux quatre absorbeurs nécessaires pour former une cellule dans la direction ϕ . Une forme de parabole est aussi présente dans chaque cellule, elle peut être expliquée par des fuites latérales des gerbes électromagnétiques hors de la fenêtre 3×3 du compartiment S2. Cet effet, comparable à celui touchant les zones 1 et 3, est moins important car les particules de la gerbe électromagnétique ont la possibilité de revenir dans la fenêtre de cellules.

Avant toutes corrections, exceptées les corrections de haute tension qui ont été appliquées avant la reconstruction de l'énergie, la dispersion de l'énergie est comprise entre 0.6 et 0.7 % selon la position en η .

Les fuites latérales en ϕ peuvent être paramétrisées par une fonction similaire à celle utilisée pour corriger les fuites latérales en η (cf équation 5.47) :

$$F_3(\phi_{bar}) = C_0 \cdot f_3(\phi_{bar}) = C_0 \cdot \left(1 + C_1 \cdot \left[(\phi_{bar} - \phi_{S2}^{center}) - C_2 \right]^2 \right) \quad (5.49)$$

Après la correction de cet effet, en appliquant la formule 5.44, une modulation en ϕ moyenne est calculée sur l'ensemble des quatre cellules, soient 16 absorbeurs. Cette moyenne peut être effectuée car les modulations en ϕ doivent avoir la même forme pour un η constant, l'angle de pliage étant le même quelque-soit la position en ϕ . Les figures 5.46a-c représentent le résultat obtenu en unité d'absorbeur, après normalisation, pour les trois lignes en η . L'ajustement des modulations et sa qualité sont représentés, les valeurs des paramètres sont comparables à ceux du scan en η (cf section 5.4.2.3). Une correction globale des modulations en ϕ peut être effectuée grâce à cette modulation moyenne. Les figures 5.46d-f donnent l'énergie totale en fonction du barycentre en ϕ , après l'application des deux corrections. La dispersion de l'énergie a été réduite d'un facteur environ égal à 1.5 par rapport à la figure 5.45, pour atteindre 0.4-0.5%.

La résolution en énergie finale, après l'application de toutes les corrections géométriques et la soustraction quadratique de la dispersion de l'énergie du faisceau, en fonction du numéro de cellule en ϕ est représentée par la figure 5.47. Pour les cellules 2 à 4 la résolution en énergie est de l'ordre de 1.2%. La dégradation de la résolution en énergie pour la cellule 5 vient peut-être de l'augmentation du foisonnement dans cette région (cf figure 5.13b de la section 5.2.1.1).

La figure 5.47b représente la distribution de l'énergie totale sur l'ensemble des trois lignes en η (région 2), la résolution en énergie globale obtenue est de 1.306% après soustraction du terme dispersion en énergie du faisceau ($\sim 0.2\%$). En soustrayant quadratiquement

²⁷. Rappel : dans un module de la roue interne, il y a 8 cellules en ϕ .

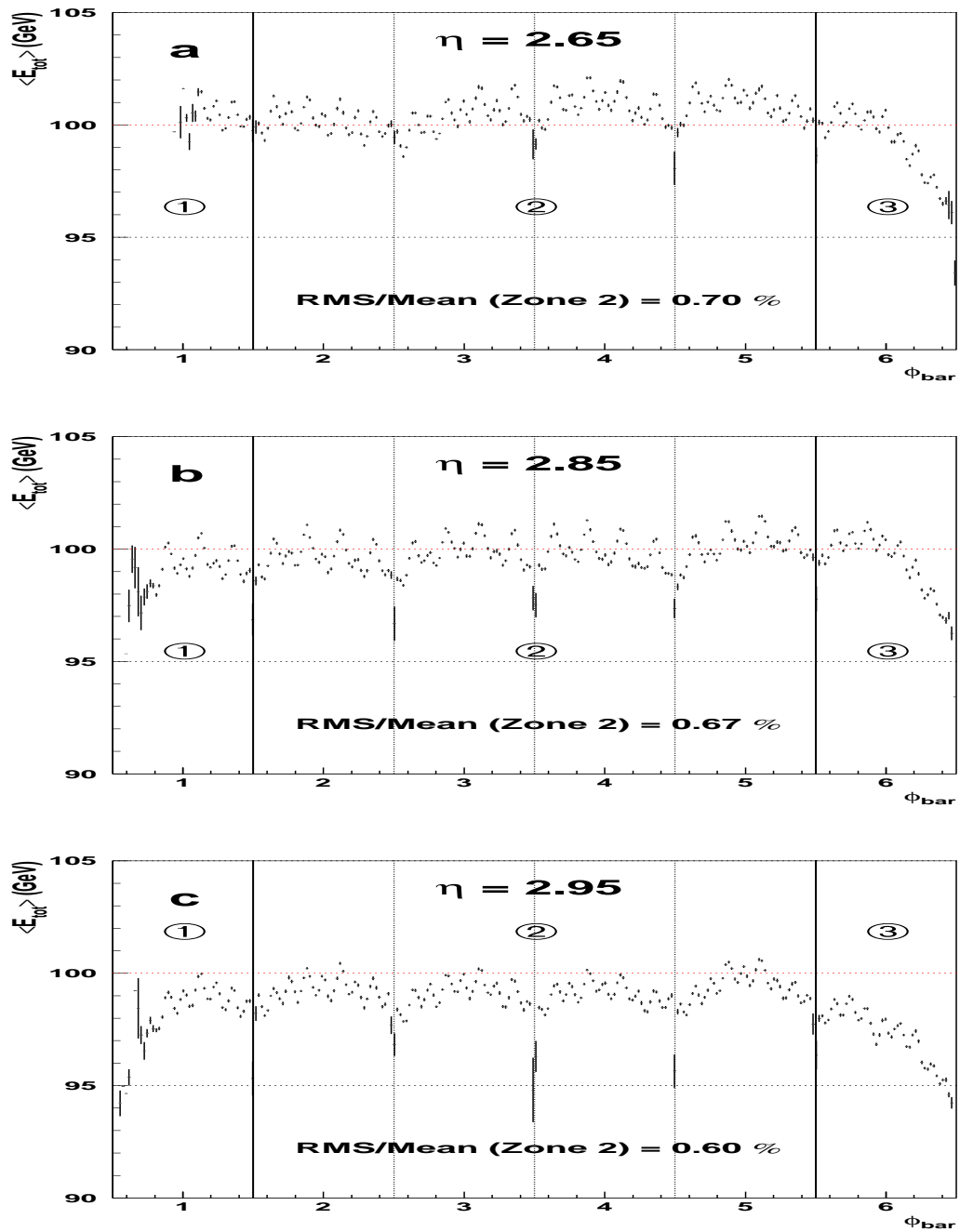


FIG. 5.45 – *Energie totale en fonction du barycentre en ϕ calculée dans le compartiment S2, pour les trois positions en η : 2.65 (a), 2.85 (b) and 2.95 (c). Les lignes continues et en pointillés correspondent respectivement aux séparations entre les zones d'intérêt et à celles entre les cellules.*

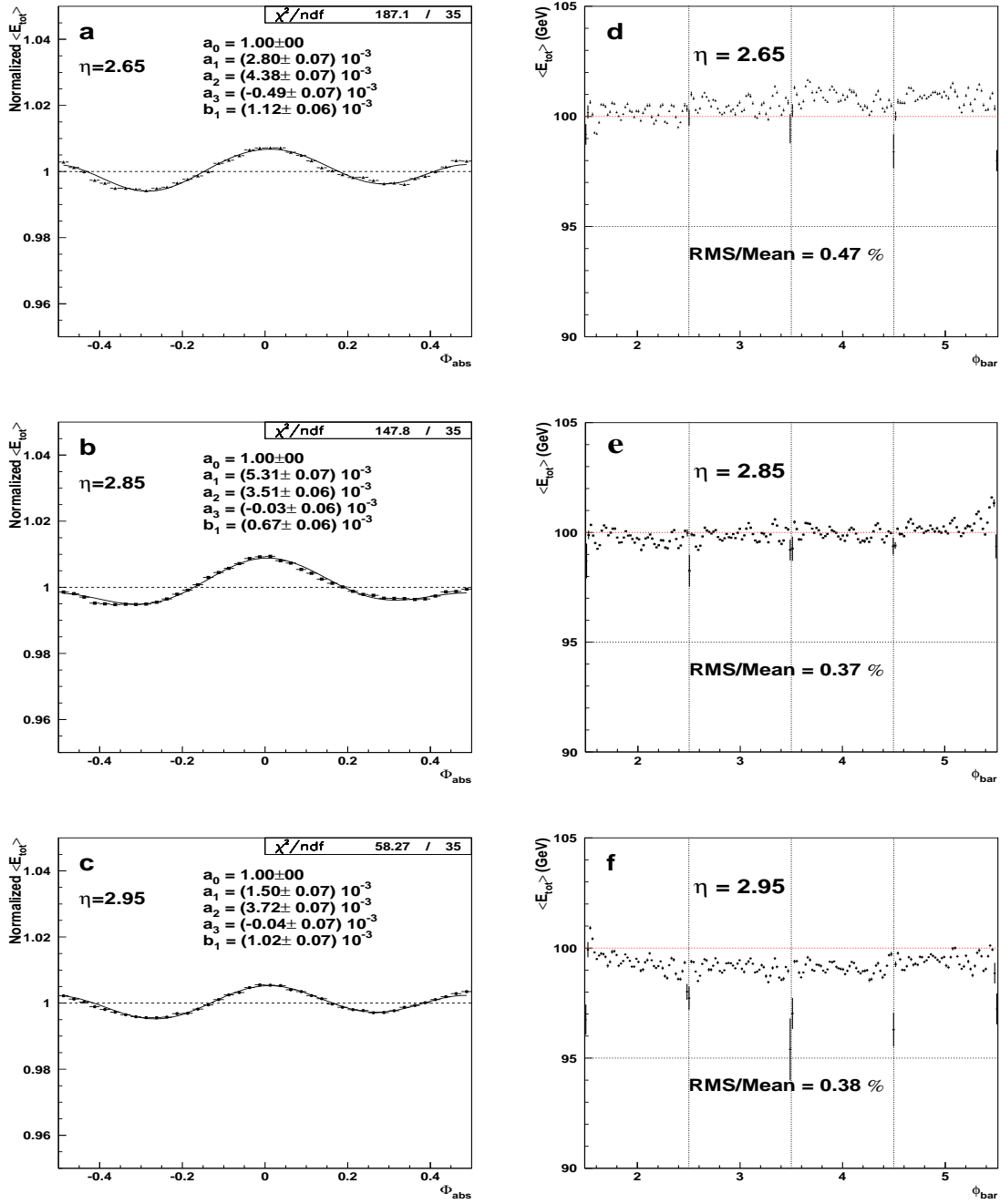


FIG. 5.46 – a-c: Modulations en ϕ moyennes et d-f: énergie totale en fonction du barycentre en ϕ dans le compartiment S2, pour les trois lignes en η .

les termes d'échantillonnage moyen (1.05%) et de bruit (0.5%), un terme constant de 0.6% est obtenu.

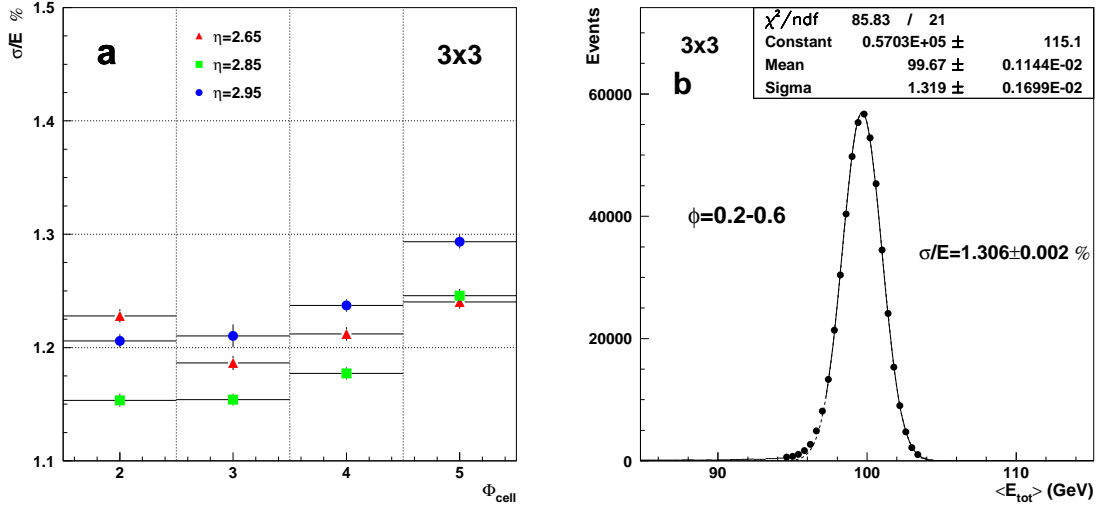


FIG. 5.47 – a : Résolutions en énergie et b : distribution de l'énergie totale sur l'ensemble des trois lignes en η .

5.5 Etude de l'intervalle entre les deux roues

La figure 5.48 représente une vue schématique de la région du “crack” entre les deux roues, c'est à dire l'intervalle d'environ 3 mm qui sépare les roues externe et interne à $\eta = 2.5$. Cet intervalle est comblé en partie par les barreaux transverses (en G10) de la roue interne, le reste étant occupé par de l'argon liquide. Ainsi, il représente environ 3 X_0 en profondeur, à comparer avec les 38 et 28 X_0 représentés respectivement par la roue externe à $\eta = 2.49$ et la roue interne à $\eta = 2.51$. Cette différence de quantité de matière entraînera une différence notable dans la mesure de l'énergie déposée.

Il est à noter que le cuivre s'arrête 0.5 mm du bord des électrodes des roues interne et externe à $\eta = 2.5$, ce qui affectera la collection de charge dans cette région.

5.5.1 Description

Pour quantifier l'effet du crack sur l'énergie déposée dans le calorimètre, un balayage en η de cette région a été effectué. Etant donné les problèmes de haute tension (cf section 5.2.3) apparus dans le dernier secteur de la roue externe ($\eta = 2.3 - 2.5$) après les tests à froid, la seule zone où ce balayage pouvait être effectué, sans être affecté, se situait à $\phi = 0.3375$. Au total, 18 points correspondant chacun à 30000 événements ont été pris avec un pas $\Delta\eta \sim 0.006$ et un faisceau d'énergie 100 GeV.

Une estimation de l'énergie perdue par les électrons dans cette région a pu être obtenue grâce à une simulation. Un faisceau projectif d'électrons de 100 GeV a été utilisé.

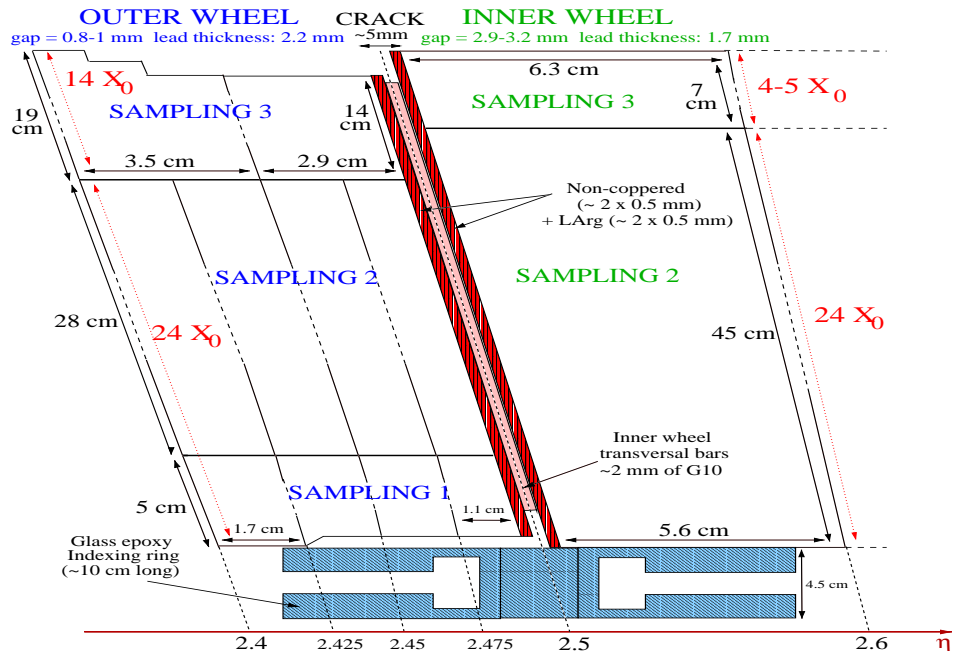


FIG. 5.48 – Vue schématique de la région du crack entre $\eta=2.4$ et $\eta=2.6$. La taille des cellules est reportée, ainsi que les dimensions de chaque compartiment.

Les données de simulation ont l'avantage, par rapport aux données de tests en faisceau, de posséder l'information sur la position d'arrivée des particules : $(\eta_{true}, \phi_{true})$. La figure 5.49 représente l'énergie totale en fonction de la vraie position en η (η_{true})²⁸ dans la région $\eta = [2.49, 2.51]$. Seule une petite zone de 5 mm environ, correspondant à $\eta = 2.5 \pm_{0.004}^{0.004}$, est affectée par la présence du crack. Près de 90% de l'énergie est perdue dans le centre de cette zone.

Dans la suite de l'analyse, une fenêtre de cellules constante pour les deux roues sera utilisée dans le but d'être le plus sensible possible à l'effet du crack. La figure 5.50 illustre le choix du "fenêtrage" pour les deux roues du module 0.

Pour la calibration en GeV, un coefficient global γ différent pour les deux roues doit être utilisé, car la réponse du calorimètre, en densité de courant, est différente (cf figure 5.34c-d). Le coefficient utilisé dans la roue interne est le même que celui calculé pour les études de l'uniformité en η et ϕ de la roue interne. Le coefficient γ choisi pour la roue externe est calculé de la même manière (l'énergie moyenne doit être égale à l'énergie du faisceau) dans la zone $\eta = [2.45, 2.475]$.

5.5.2 Elimination des pions

L'un des problèmes de cette analyse vient de la présence de pions (environ $\frac{1}{3}$) dans le faisceau et de la nécessité de les séparer des électrons. Nous avons vu (section 5.1.6) que l'élimination des pions se fait grâce à un scintillateur placé à l'arrière du calorimètre.

28. On parle de vraie position, par comparaison avec le barycentre η_{bar} dont le calcul est plus ou moins biaisé suivant la taille des cellules.

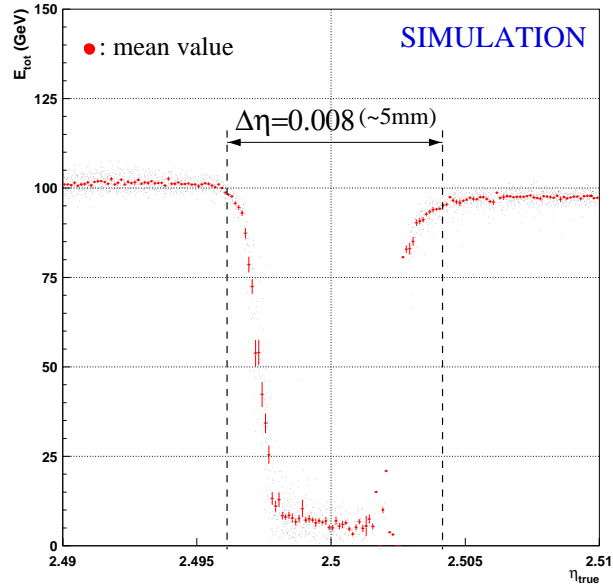


FIG. 5.49 – Simulation de l'énergie totale (petits points noirs) et de l'énergie totale moyenne (gros points rouges) en fonction de la vraie position en η , sur l'intervalle $\eta = [2.49, 2.51]$.

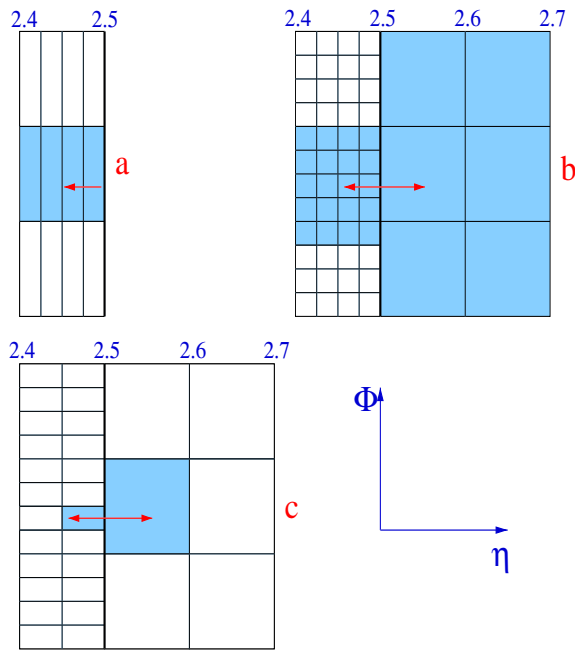


FIG. 5.50 – Choix de la fenêtre de cellules choisie pour les compartiments $S1$ (a), $S2$ (b) et $S3$ (c). Les zones ombrées correspondent aux fenêtres choisies. La ligne continue épaisse et les lignes continues fines correspondent respectivement à la séparation des deux roues et aux séparations entre cellules voisines. Les flèches représentent la zone balayée.

En général, une coupure sur la réponse du scintillateur ($ADC_{pion} < 380$ “coups” ADC) permet d’éliminer les pions avec une pureté de plus de 90%.

Par contre dans la région du “crack”, les électrons ne déposant pas toute leur énergie dans le calorimètre, la réponse du scintillateur lors de leur passage sera similaire à celle d’un pion. Par conséquent, si l’on applique la même coupure que dans une autre région du calorimètre, des événements correspondant à des électrons seront éliminés. La figure 5.51, qui représente l’évolution du pourcentage d’événements ayant passé la coupure $ADC_{pion} < 380$ en fonction de η confirme cette hypothèse : le pourcentage d’événements tombe à 40% à $\eta = 2.5$ alors que la proportion d’électrons dans le faisceau est de l’ordre de 66%.

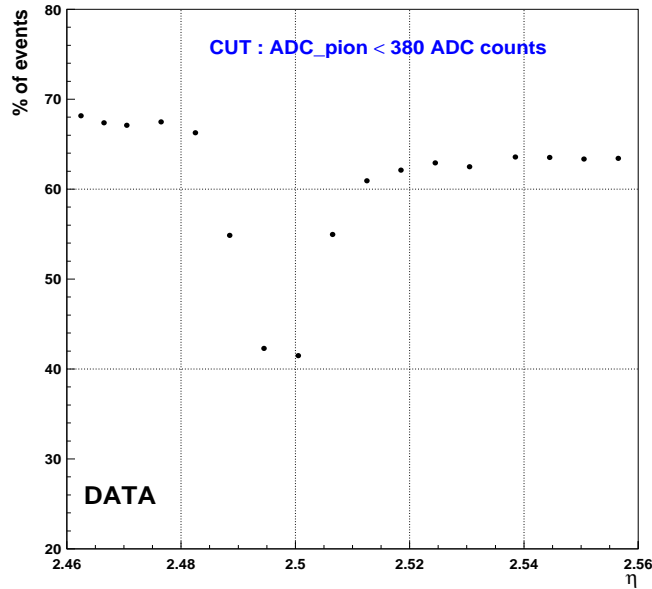


FIG. 5.51 – Pourcentage des événements ayant passé la coupure sur les pions ($ADC_{pion} < 380$) en fonction de η .

En raison de ce problème nous avons décidé de ne pas appliquer la coupure habituelle sur la réponse du scintillateur à pions. Seule la réponse du calorimètre est utilisée pour séparer les électrons des pions. Une coupure $E_{tot} \geq 80$ GeV est appliquée hors de la région²⁹ $\eta_{bar} = [2.49, 2.51]$. A l’intérieur de cette région aucune coupure n’est effectuée pour ne pas éliminer des événements correspondant à des électrons.

Une sélection similaire est effectuée pour la simulation. Pour obtenir une meilleure comparaison avec les données de tests en faisceau, des pions de 100 GeV ont été simulés dans la région du crack et ajoutés aux électrons (avec la même proportion que le faisceau). Nous avons choisi de simuler des pions de 100 GeV (énergie des électrons) car aucune mesure précise de l’énergie des pions, qui contaminent le faisceau de la ligne H6, n’est disponible.

29. Le barycentre en η est calculé dans le compartiment S2 dans les deux roues.

5.5.3 Comparaison entre les données de tests en faisceau et la simulation

5.5.3.1 Energie en fonction de η_{bar}

La figure 5.52 représente l'énergie totale en fonction du barycentre η_{bar} pour les données de tests en faisceau et de simulation.

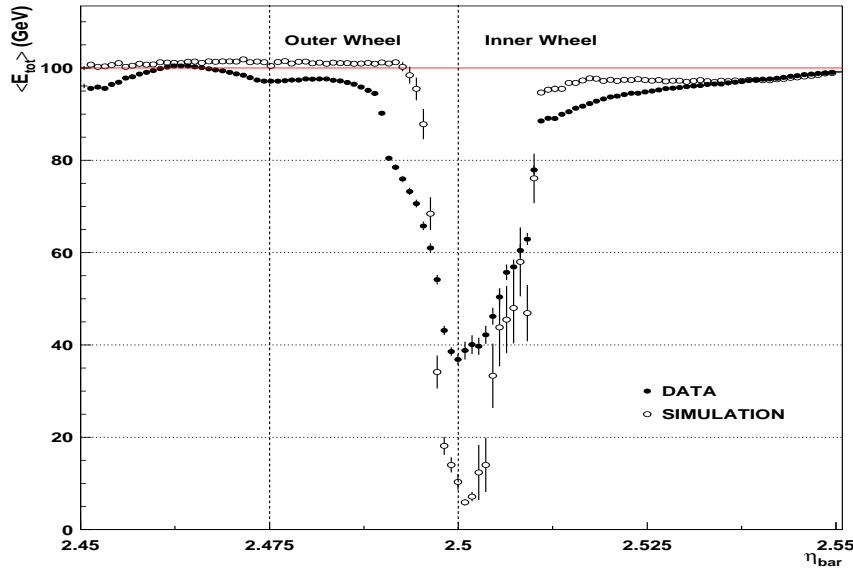


FIG. 5.52 – Energie totale en fonction du barycentre en η pour les données de tests en faisceau (cercles pleins) et la simulation (cercles vides). Les lignes verticales correspondent aux séparations entre les cellules du compartiment S2.

Les principales différences sont :

1. dans la roue externe: on peut voir une baisse inattendue (étant donnée la large fenêtre de cellules choisie) de l'énergie près de $\eta_{bar} = 2.475$ pour les données de tests en faisceau. Cet effet n'est pas présent pour la simulation, une réponse constante est obtenue jusqu'à $\eta_{bar} = 2.49$ environ.
2. dans le crack: l'énergie perdue à $\eta = 2.5$ est moins importante pour les données de tests en faisceau ($\sim 60\%$) que pour la simulation ($\sim 90\%$).
3. dans la roue interne: l'augmentation de l'énergie à partir de $\eta_{bar} = 2.51$ environ est différente entre simulation et données.

L'effet numéro 2 est probablement dû aux incertitudes sur la simulation des pions. La présence d'événements non projectifs peut aussi expliquer la différence d'énergie mesurée à $\eta = 2.5$. En effet, le crack étant projectif, un électron qui arrive parfaitement projectivement le traversera profondément avant de créer une gerbe électromagnétique; alors qu'une gerbe associée à un électron non projectif pourra démarrer plus tôt entraînant ainsi un dépôt d'énergie plus important.

La figure 5.53, qui représente l'énergie par compartiment (a-c) et par roue (d-e) en fonction de η_{bar} , permet de voir que les effets notés 1 et 3 viennent du compartiment S2 de la roue externe. Le retour de masse insuffisant à $\eta = 2.5$ qui n'est pas inclus dans la simulation pourrait expliquer ces deux différences. De plus les mesures d'inductance du module 0 et du premier module de production (ECC0) ont montré que les trois dernières cellules du compartiment S2 avaient une valeur trop grande venant de la longueur des pistes sur les électrodes.

Nous pouvons aussi remarquer sur la figure 5.53a que l'énergie déposée dans le compartiment S1 est plus importante pour la simulation, cette différence peut être due à une mauvaise estimation de la quantité de matière devant le calorimètre dans la simulation.

En ce qui concerne le compartiment S3 (figure 5.53c), l'énergie déposée a une structure différente entre la simulation et les données. Néanmoins dans les deux cas, l'énergie mesurée augmente autour de $\eta = 2.5$ en raison du démarrage plus tardif des gerbes électromagnétiques³⁰.

Les figure 5.53d-e montrent qu'un meilleur accord est trouvé entre les données et la simulation dans la roue interne que dans la roue externe.

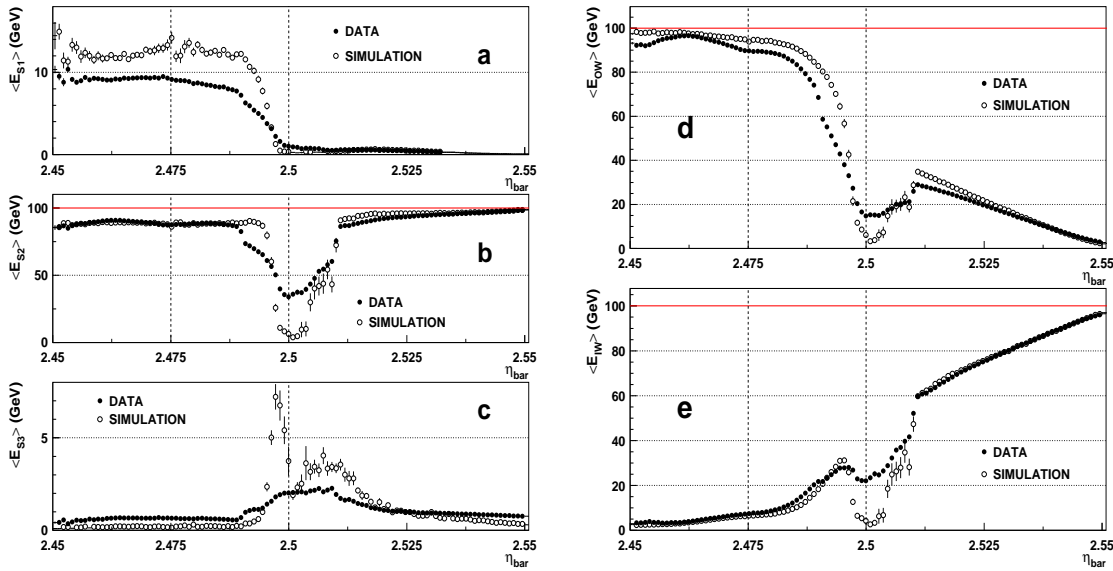


FIG. 5.53 – *Energie mesurée dans chaque compartiment (a : S1, b : S2 et c : S3) et chaque roue (d : roue externe et e : roue interne) pour les données de tests en faisceau (cercles pleins) et la simulation (cercles vides). Les lignes verticales représentent les séparations entre les cellules.*

30. Les électrons traversant le crack rencontrent moins de matière, ils créent donc une gerbe électromagnétique plus tard, le dernier compartiment en profondeur mesure par conséquent un plus grand dépôt d'énergie.

5.5.3.2 Résolution en énergie

En raison de la taille importante de la fenêtre de cellules, aucune correction de fuite latérale n'a été appliquée. Les modulations en ϕ sont corrigées seulement à l'extérieur de la région $\eta = [2.49, 2.51]$. A l'intérieur de cette région, elles sont trop déformées par la présence des pions. La figure 5.54 représente une comparaison des modulations en ϕ entre les données de tests en faisceau et la simulation pour $\eta = 2.46$ et $\eta = 2.54$; un bon accord est trouvé et aucune déformation due au crack n'est observée.

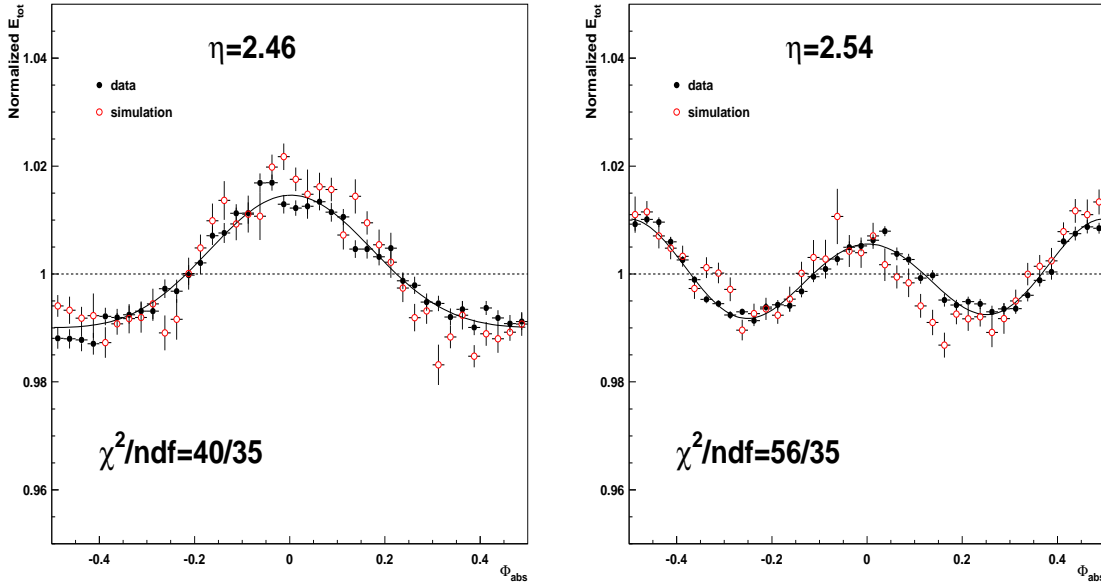


FIG. 5.54 – Modulations en ϕ à $\eta=2.46$ et $\eta=2.54$, pour la simulation et les données de tests en faisceau.

La figure 5.55 représente la distribution de l'énergie totale pour quatre positions en η (2.46, 2.495, 2.505 et 2.54) pour la simulation et les données de tests en faisceau. L'ajustement d'une gaussienne sur le pic proche de l'énergie du faisceau est représenté, ainsi que le pourcentage d'événements dans le pic. Comme prévu la résolution en énergie est dégradée lorsque l'on se trouve près du crack. De plus, dans cette région le nombre d'électrons hors du pic est plus important.

L'évolution de la résolution en énergie en fonction de η , pour la simulation et les données de tests en faisceau, est donnée par la figure 5.56. Un bon accord est trouvé dans la roue interne alors que dans la roue externe la baisse d'énergie observée à $\eta = 2.475$ (cf figure 5.52) entraîne une dégradation de la résolution en énergie d'environ 100%. La moins bonne résolution est obtenue à $\eta = 2.495$: $\frac{\sigma}{E_{tot}} = 3.45\%$.

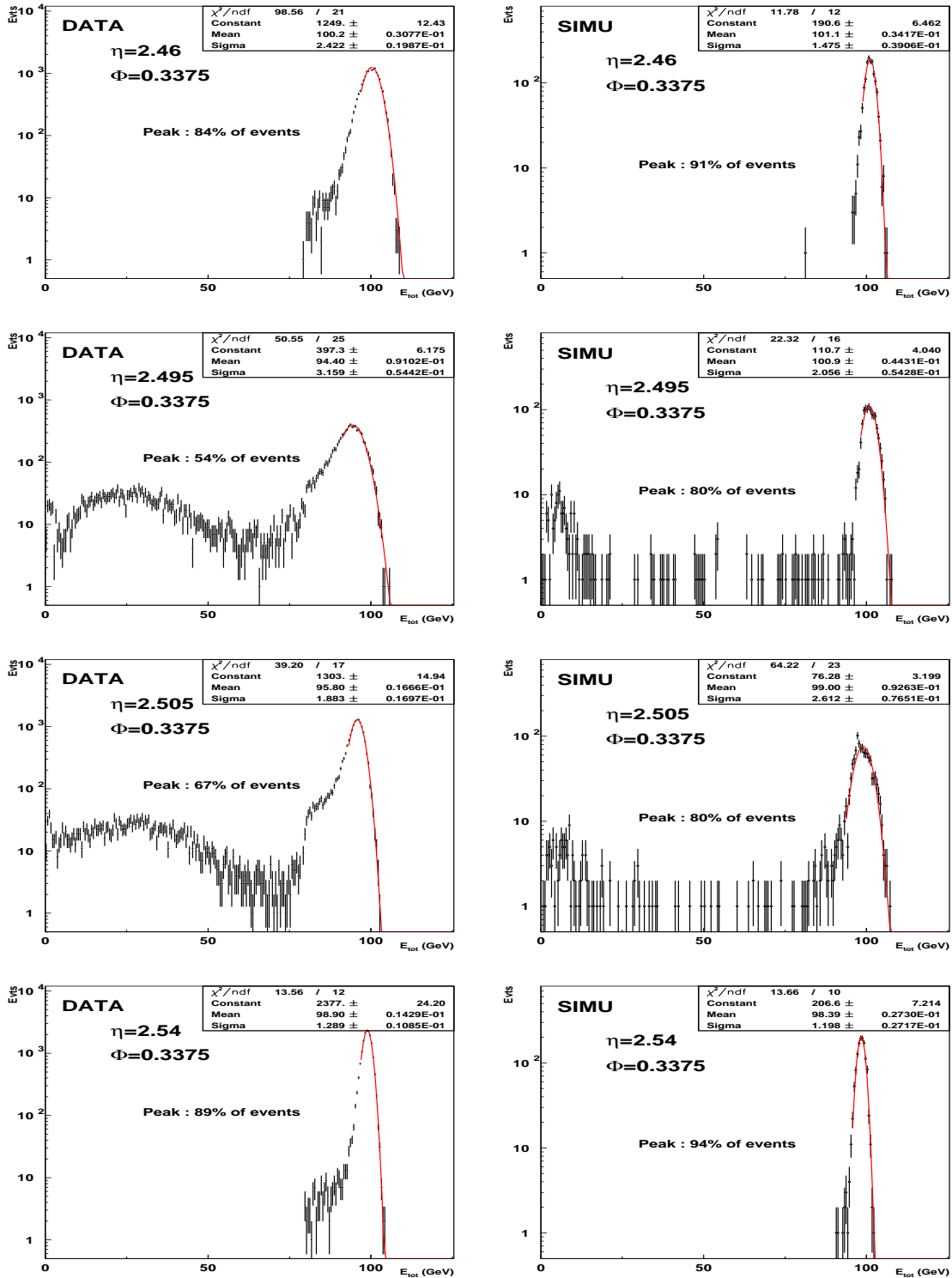


FIG. 5.55 – Distribution de l'énergie totale en quatre positions en η pour les données de tests en faisceau (à gauche) et la simulation (à droite). L'ajustement d'une Gaussienne est effectué sur le pic proche de l'énergie du faisceau. Le pourcentage d'événements dans le pic est donné.

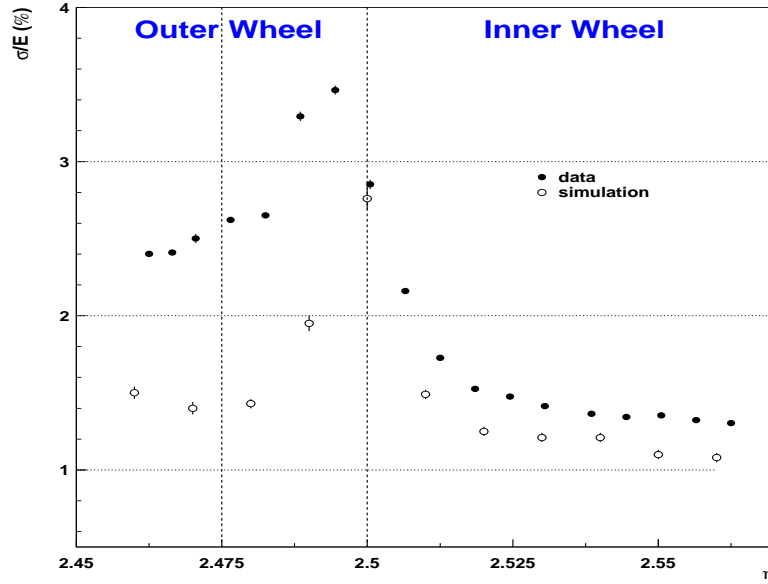


FIG. 5.56 – Résolution en énergie en fonction de η , pour la simulation et les données de tests en faisceau (la dispersion en énergie du faisceau a été soustraite) à 100 GeV.

5.6 Autres études

Cette section vise à résumer les principaux résultats obtenus dans les autres études menées sur les données du module 0 : les scans en uniformité de la roue externe et les scans en énergie [148, 51]. Le choix sur la taille des fenêtres de cellules est donné par le tableau 5.6, pour les différentes études.

	$\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell}$		
	Uniformité en η ($\phi_{cell} = 10$)	Uniformité en ϕ ($\eta \sim 2.16$)	Résolution en énergie
S1	$\pm 11/\pm 7/\pm 5$	± 5	$\pm 11/\pm 7/\pm 5$
S2	5×5	3×5	$3 \times 3/5 \times 5$
S3	1×1	1×1	1×1

TAB. 5.6 – Taille des fenêtres par compartiment pour les analyses des balayages en uniformité dans la roue externe et les balayages en énergie. ATLAS correspond à la taille de fenêtre donnée par le tableau 5.4.

5.6.1 Uniformité dans la roue externe

5.6.1.1 Uniformité en η

Un balayage de la roue externe a été effectué, avec un faisceau de 100 GeV, sur une ligne en η ([1.6,2.3]) en gardant une position en ϕ constant : $\phi_{cell} = 10$. L'intervalle couvert représente quatre secteurs de haute tension et 28 cellules du compartiment S2.

Pour ne pas être sensible aux effets dus à la première phase de montage du module (section 5.2.1.1), seuls les événements ayant une position en ϕ au centre de la cellule ($10 \pm 1/6$) sont sélectionnés.

La figure 5.57a représente la variation de l'énergie totale moyenne³¹ en fonction de η avant l'application des corrections de haute tension. En plus de l'effet de pente dû à la haute tension, un effet avec une périodicité de quatre cellules du compartiment S2 est visible.

Les poids des corrections haute tension (w_i^l) et les coefficients β^l sont calculés de la même manière que dans la roue interne (cf section 5.4.2.1). La figure 5.57b représente la variation de l'énergie totale moyenne en fonction de η après l'application des corrections de haute tension. La dispersion de l'énergie a été améliorée de 50% (2.6% à 1.3%) mais l'effet périodique est toujours présent. Une étude pour comprendre son origine a montré qu'il provenait directement du compartiment S2 et plus particulièrement des cellules entourant la cellule centrale. La connexion à la masse insuffisante³² sur la face arrière et la diaphonie inductive due aux cartes mères (section 5.3.4.3) sont les raisons invoquées pour expliquer cet effet. Des solutions pour le corriger seront présentées dans la section 5.7.

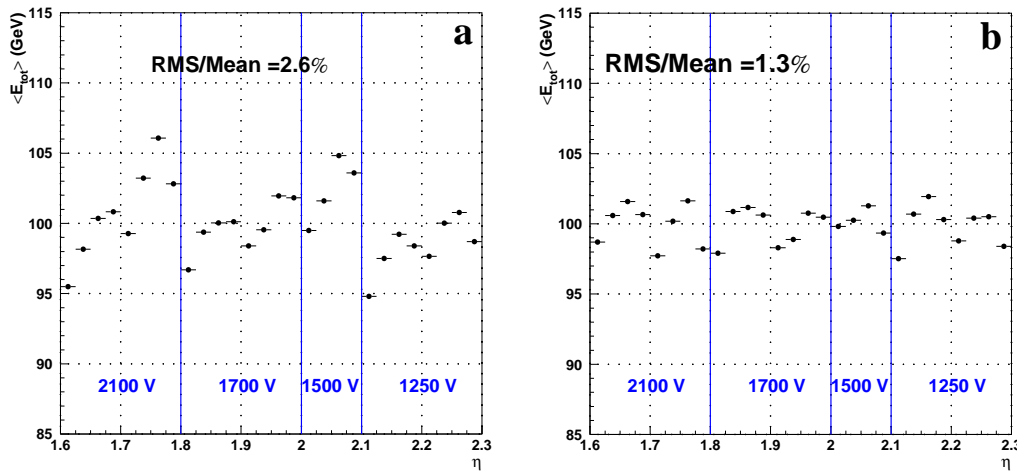


FIG. 5.57 – *Energie moyenne en fonction de η avant (a) et après (b) l'application des corrections haute tension. Les lignes verticales continues et en pointillés délimitent respectivement les secteurs haute tension et les séparations entre cartes mères.*

Les fuites latérales et les modulations en ϕ sont corrigées de la même manière que dans la roue interne (cf equations 5.43 et 5.44 de la section 5.4.2). La résolution en énergie est améliorée de 12% par les corrections géométriques : 1.15% à 1.03% à $\eta = 1.94$.

La figure 5.58 représente l'évolution de la résolution en énergie en fonction de η , après soustraction de la dispersion du faisceau (0.3%). Une résolution moyenne de 1.15% est obtenue. En trois positions, la résolution obtenue grâce à la simulation est représentée ;

31. Chaque point de la figure 5.57a correspond à une cellule du compartiment S2.

32. Les connecteurs des électrodes couvrent quatre cellules de S2. La connexion de masse est située à petit η et elle induit une inductance qui varie d'une cellule à l'autre.

un bon accord est trouvé avec les données de tests en faisceau.

Quelques points singuliers sont présents, ils correspondent à des problèmes de haute tension ou de cellules mortes.

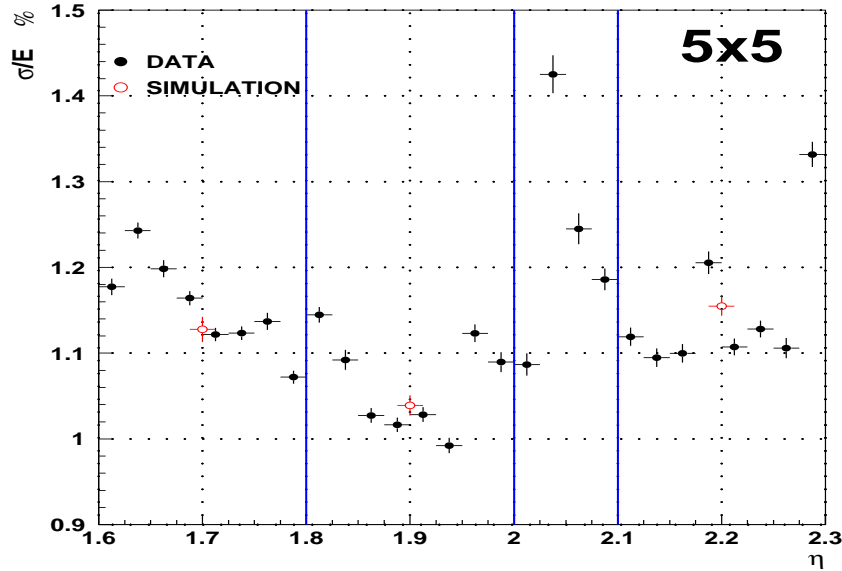


FIG. 5.58 – Résolution en énergie en fonction de η après la soustraction de la dispersion en énergie du faisceau, pour les données de tests en faisceau (cercles pleins) et pour la simulation (cercles ouverts).

5.6.1.2 Uniformité en ϕ

La présence de plusieurs canaux singuliers dans la région balayée en ϕ a entraîné une analyse restreinte à une seule ligne en ϕ à $\eta = 2.1625$. De plus une fenêtre 3×5 a dû être prise dans le compartiment S2.

De même que pour l'analyse de l'uniformité en ϕ dans la roue interne, l'étude de la variation de l'énergie totale en fonction de ϕ_{bar} est effectuée après l'application des corrections de haute tension. La figure 5.59 représente cette variation. Quatre zones ont été délimitées :

- la zone 1 ($\phi_{cell} = 10 - 12$) : dans cette région les modulations en ϕ sont dégradées et l'on observe une augmentation globale de l'énergie. Ces deux effets peuvent être expliqués par le foisonnement important dans cette région et qui a commencé à être maîtrisé à $\phi_{cell} = 12$ (cf section 5.2.1.1).
- la zone 2 ($\phi_{cell} = 13 - 16$) : dans cette zone le foisonnement a été maîtrisé durant le montage, l'énergie mesurée y a une évolution plate. Une analyse similaire à celle menée dans la roue interne a abouti à une dispersion en énergie de 0.28% après la correction globale des modulations en ϕ . Un terme constant de 0.53% a été obtenu à partir de la distribution en énergie sur l'ensemble de la zone.

- la zone 3 ($\phi_{cell} = 17 - 19$): dans cette région, une face d'électrode n'est pas alimentée en haute tension. L'énergie mesurée est par conséquent différente de l'énergie du faisceau (85 GeV au minimum).
- la zone 4 ($\phi_{cell} = 20 - 21$): l'augmentation du foisonnement pourrait expliquer la décroissance de l'énergie mesurée dans cette zone.

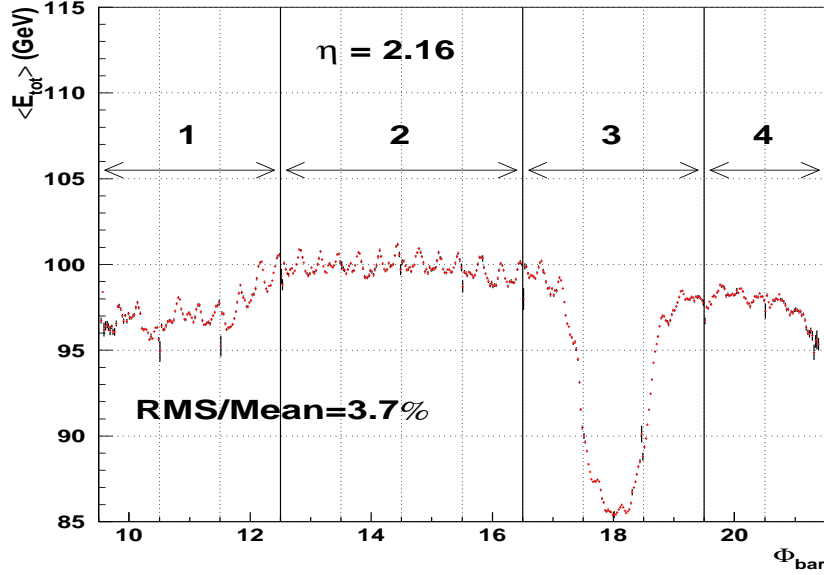


FIG. 5.59 – *Energie totale en fonction du barycentre en ϕ calculé dans le compartiment S2. Les lignes verticales en pointillés et continues correspondent respectivement à la séparation entre deux cellules de S2 et à la séparation des zones d'intérêt.*

5.6.2 Scans en énergie

En visant une position fixe avec des faisceaux d'énergie différente (10 à 180 GeV) nous pouvons réaliser l'étude de la résolution en énergie dont le but est de déterminer les trois termes de l'équation 2.1: a le terme d'échantillonnage, b le terme de bruit et c le terme constant.

Durant les tests en faisceau du module 0, 12 positions différentes ont été balayées: neuf et trois respectivement dans la roue externe et la roue interne. Huit valeurs d'énergie ont été utilisées: 10, 20, 40, 60, 80, 100, 150, 180 GeV.

Un seul coefficient γ est utilisé pour chaque position, il est calculé avec le faisceau de 100 GeV de telle sorte que l'énergie moyenne soit égale à celle du faisceau.

Le terme de bruit peut être déterminé grâce à des événements enregistrés en début d'acquisition de données. Ces événements, appelés événements aléatoires, sont similaires aux événements de piédestaux car ils sont enregistrés avant l'arrivée des particules sur le cryostat et correspondent donc au bruit électronique. L'étude des scans en énergie étant effectuée en gain libre, il faut tenir compte du fait que certaines cellules peuvent être

traitées avec un gain différent d'un événement à l'autre, toutes les configurations de gains et de cellules doivent donc être envisagées pour calculer le bruit. L'écart quadratique moyen de la distribution du bruit donne la valeur du terme b .

Pour obtenir les deux autres termes (a et c), une analyse similaire aux études d'uniformité est effectuée : pour chaque énergie les corrections de haute tension et géométriques sont appliquées, la résolution en énergie est ensuite obtenue à partir de la distribution de l'énergie totale. Le terme de bruit et la dispersion en énergie du faisceau sont soustraits quadratiquement pour chaque énergie. La variation de la résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau est enfin ajustée avec la fonction :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + c^2} \quad (5.50)$$

La figure 5.60 représente la variation de la résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau pour les positions $\eta = 1.9125$ (roue externe) et $\eta = 2.65$ (roue interne). Le résultat de l'ajustement de la fonction 5.50 est représenté ainsi que les paramètres de cette fonction. Les résultats obtenus sont conformes au cahier des charges (cf section 2.2.4.1) pour ces deux positions comme pour les autres : terme d'échantillonnage proche de 10%, terme de bruit inférieur à 250 MeV et terme constant local inférieur à 0.4%.

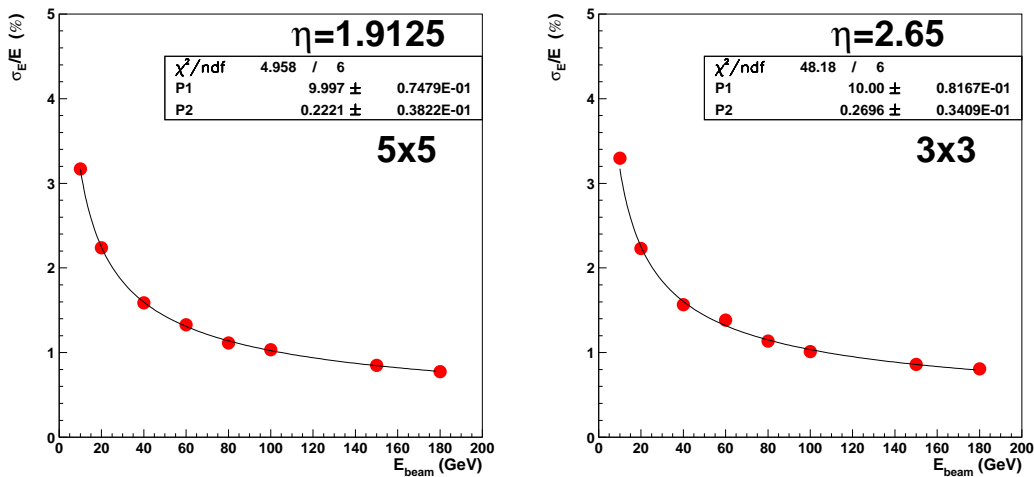


FIG. 5.60 – Résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau pour une position dans chaque roue. L'ajustement de la fonction 5.50 est représenté, les paramètres P_1 et P_2 correspondent respectivement à a et c .

5.7 Conclusions et améliorations

Les études menées à partir des données prises lors des tests en faisceau du module 0 (du tonneau et du bouchon) ont permis de vérifier le bon fonctionnement du calorimètre et le respect du cahier des charges.

Les études de l'uniformité de la réponse en η ont permis de mettre à jour une non-uniformité provenant du manque de connexions de masse sur les électrodes. Ce problème avait été considéré comme une explication de l'augmentation des valeurs d'inductances en fonction de η pour des cellules appartenant à une même carte sommatrice. La décision d'ajouter des connexions de masse sur les électrodes du tonneau et du bouchon du calorimètre électromagnétique a donc été prise.

L'étude de la diaphonie (cf section 5.3.4.3) a mis à jour un autre problème : une valeur trop importante de la diaphonie inductive due à la configuration des cartes mères. De nouvelles cartes mères ont été conçues pour les modules de production du tonneau et du bouchon (figure 5.61) :

- des connexions de masse supplémentaires ont été placées pour réduire le couplage inductif dans la région MILLMAX,
- la longueur des connexions du “Low Profile” a été diminuée pour limiter l'inductance mutuelle,
- l'arrivée de la calibration a été décalée par rapport aux connecteurs des signaux de sortie pour la même raison.

Des mesures faites sur des cartes mères des deux générations (ancienne et nouvelle) ont montré que la diaphonie due aux cartes mères étaient diminuée d'un facteur 2 à 4, selon les voies, grâce à la nouvelle configuration (diaphonie < 1%).

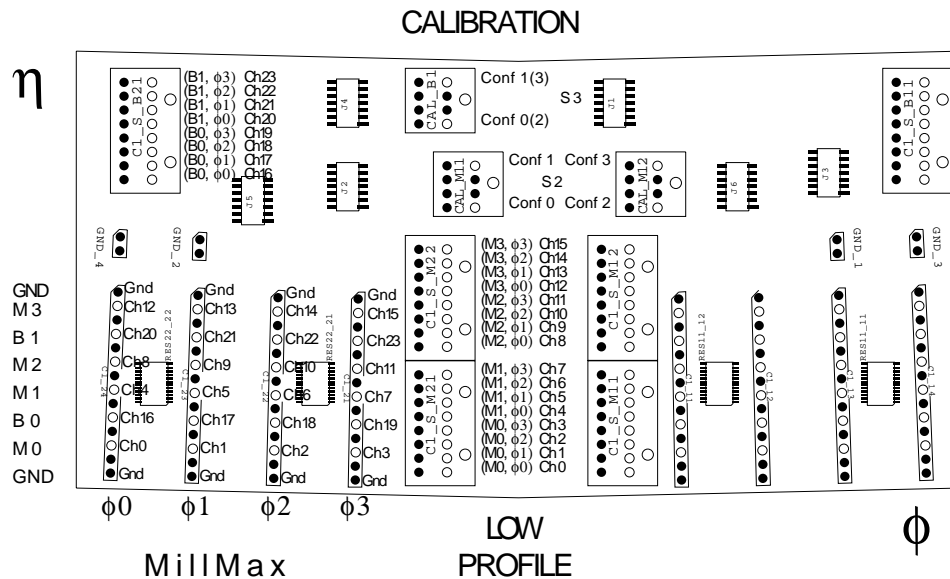


FIG. 5.61 – Schéma d'une nouvelle carte mère MB1. Les cercles pleins (vides) correspondent aux connexions de masse (signal).

Les changements apportés aux cartes mères ont entraîné une modification des cartes sommatrices pour permettre leur connexion. En plus de ce changement, les pistes des cartes sommatrices ont été égalisées pour éliminer la variation de l'inductance en fonction de ϕ (cf section 5.4.1).

Tous ces changements ont été effectués pour améliorer l’uniformité de la réponse du détecteur.

Les études de l’uniformité en ϕ pour les deux roues du bouchon ont montré qu’en maîtrisant le montage³³, ce qui fut le cas dans la roue interne et une partie de la roue externe, les résultats étaient très satisfaisants : une dispersion de l’énergie de 0.4% (0.3%) a été obtenue dans la roue interne (externe). Dans le cas de la roue interne, ces analyses ont également permis de calculer un terme constant global en accord avec le cahier des charges : 0.6%.

L’étude de l’effet de la zone intermédiaire entre les roues externe et interne (“crack” à $\eta = 2.5$), rendue difficile par la présence de pions dans le faisceau, a montré qu’une zone étroite ($\eta = 2.5 \pm 0.004$) était sensible à sa présence. Au centre de cette zone, 60% (90%) de l’énergie est perdue pour les données de tests en faisceau (la simulation) et la résolution est dégradée d’un facteur deux environ.

Les résultats obtenus pour les résolutions en énergie et spatiale [51] respectent le cahier des charges : terme d’échantillonnage d’environ 10%, terme constant inférieur à 0.4% et $\sigma_{\theta} \cdot \sqrt{E} \sim 50 \text{ mrad} \cdot \sqrt{\text{GeV}}$.

Pour la plupart des analyses, une comparaison avec la simulation a été effectuée. Un bon accord a été trouvé, par exemple, pour les modulations en ϕ et la résolution en énergie.

Dans l’ensemble, les résultats du module 0 sont donc satisfaisants, les modifications apportées aux électrodes et à l’électronique froide (cartes sommatriques et cartes mères) devraient permettre d’obtenir une uniformité conforme au cahier des charges. Mais la condition pour atteindre les objectifs fixés est une rigueur accrue dans la construction des modules de production.

Les résultats obtenus, pour les modules de prés-série du tonneau et du bouchon, ont été résumés dans deux articles soumis à la revue Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. [159, 160].

Les deux premiers modules de production ont été testés en faisceau en août (ECC0) et septembre (ECC1) 2001. L’analyse effectuée durant la prise des données (analyse “on-line”) a permis de vérifier l’amélioration de l’uniformité de la réponse en η . Une analyse préliminaire de plusieurs balayages en η , effectuée par le groupe de Madrid, a confirmé les observations faites durant les tests en faisceau. La figure 5.62a présente la distribution de l’énergie totale après corrections pour un balayage en η du module ECC1 ; une dispersion de 0.4%, conforme au cahier des charges, a été obtenue. Nous pouvons noter que pour cette analyse, la méthode du filtrage optimal n’a pas été utilisée. La méthode dite de la parabole³⁴, qui reconstruit A_{max} et ΔT grâce à l’ajustement d’une parabole sur les trois échantillons les plus élevés, a été utilisée. Une analyse similaire sera bientôt effectuée avec

33. En terme de foisonnement.

34. Cette méthode est utilisée durant la prise de données pour sa simplicité et sa rapidité, mais elle entraîne un biais que l’on corrige.

la méthode du filtrage optimal.

Une étude de la diaphonie des deux modules testés en faisceau a été également réalisée par le groupe de Oujda (Maroc). Les résultats obtenus ont montré une diminution de la diaphonie inductive, comme le montre la figure 5.62b qui représente la diaphonie inductive entre les compartiments S2 et S3 en fonction du numéro de canal du compartiment S3.

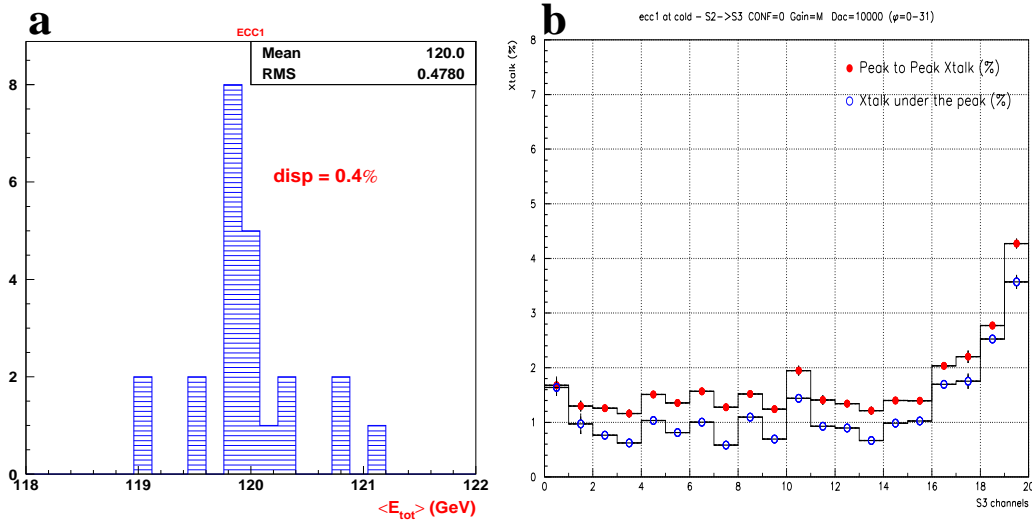


FIG. 5.62 – a : distribution de l'énergie totale après corrections dans l'étude d'un balayage en η du module ECC1. b : diaphonie inductive entre les compartiments S2 et S3 de la roue externe du module ECC1.

Ces résultats préliminaires sont rassurants quant aux performances du bouchon du calorimètre d'ATLAS. Des analyses plus détaillées seront effectuées dans les prochains mois, avec comme but ultime le calcul du terme constant global de la roue externe.

De nouveaux tests en faisceau seront réalisés en 2002, dont un test combiné avec un module du bouchon du calorimètre hadronique. Il permettra de tester la complémentarité des deux calorimètres.

Conclusion

L'expérience ATLAS prendra place auprès du futur collisionneur LHC du CERN et devrait démarrer en 2007. Les études de physique que la collaboration souhaite mener, nécessitent un calorimètre électromagnétique performant en particulier au niveau de la résolution en énergie et de l'uniformité de la réponse. Les résultats obtenus à partir des données prises lors des tests sous faisceau du module de pré-série (module 0) du bouchon ont montré que le cahier des charges était globalement respecté :

- l'étude de l'uniformité de la roue interne, présentée dans ce mémoire, a abouti à un terme constant global, très satisfaisant, de 0.6% ;
- l'étude de la résolution en énergie, en plusieurs régions du module, a débouché sur un terme d'échantillonnage compris entre 9.5 et 12% et un terme constant inférieur à 0.4%.

L'effet de l'intervalle entre les deux roues sur la mesure de l'énergie, a pu être étudié pour la première fois. L'analyse que j'ai menée a montré que 60% de l'énergie est perdue dans la zone $\eta = 2.5 \pm 0.004$.

Néanmoins, la mauvaise tenue en haute tension du module dans la roue externe a compromis une partie des analyses envisagées. De plus les balayages en uniformité réalisés dans les deux roues du module ont mis en évidence des problèmes au niveau des électrodes de lecture. Leur amélioration, ainsi que celle de certains éléments (espaceurs, cartes mères...) du détecteur, a été effectuée avant le démarrage de la construction des modules de série.

En outre, la procédure de montage a été revue par rapport à celle suivie pour le module 0 ; l'accent étant mis, en particulier, sur la propreté des éléments. En complément, un ensemble de tests électriques a été mis en place sur les deux sites de montage (UAM et CPPM). Leur rôle est de vérifier la tenue en haute tension et la continuité électrique des électrodes, ainsi que l'uniformité de l'intervalle électrode-absorbeur. Ils ont permis de valider le montage des cinq premiers modules de série et de rejeter les électrodes défectueuses. Un banc de test a également été installé au CERN pour localiser les cellules problématiques des modules montés et câblés. La programmation en langage graphique (Labview) de tous ces tests, associée à l'emploi d'un matériel équipé de bus GPIB, a permis leur automatisation et leur facilité d'utilisation. L'installation de ces trois bancs de tests n'a pu avoir lieu qu'après un intense travail, facilité par la volonté de disposer d'un ensemble de tests avant le démarrage du montage du premier module de production et l'expérience transmise par l'équipe ayant développé le banc de tests du tonneau.

Les efforts et la rigueur déployés au niveau de la construction devraient se ressentir dans les performances des premiers modules de série, testés sous faisceau en 2001. Les résultats préliminaires semblent indiquer une claire amélioration par rapport au module

0. Des études plus précises sont commencées et devraient confirmer cette tendance.

Sur un plan personnel, ces trois années passées au sein du groupe de calorimétrie du CPPM m'auront permis d'apprendre à travailler en collaboration avec plusieurs personnes sur des sujets variés. Je remercie de nouveau tout le groupe, de m'avoir fait confiance pour le développement du banc de tests du bouchon. Ce travail m'a fait découvrir une partie technique de la physique des particules que je ne pensais pas apprécier autant. Il m'a également permis de mieux intégrer les tenants et les aboutissants d'une construction telle que le bouchon du calorimètre d'ATLAS. Avoir pu participer à une grande partie des étapes de la construction, de la validation et de l'étude des performances des modules du bouchon a été très intéressant et stimulant.

Annexe A

Le Lagrangien du modèle standard

Les bosons de jauge associés à la symétrie $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont:

$$\begin{aligned} SU(3)_c: & \quad G_\mu^a \quad g_s \\ SU(2)_L: & \quad W_\mu^i \quad g \\ U(1)_Y: & \quad B_\mu \quad g' \end{aligned}$$

où g_s , g et g' sont les constantes de couplage de chaque symétrie.

Les fermions sont représentés par:

Les quarks

$$\begin{aligned} Q_{\alpha L}^i &= \begin{pmatrix} U_\alpha^i \\ D_\alpha^i \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L \\ U_{\alpha R}^i &= u_{R,i}^i, \quad c_{R,i}^i, \quad t_{R,i}^i \\ D_{\alpha R}^i &= d_{R,i}^i, \quad s_{R,i}^i, \quad b_{R,i}^i \end{aligned}$$

Les leptons

$$\begin{aligned} L_{\alpha L} &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \\ E_{\alpha R} &= e_{R,i}, \quad \mu_{R,i}, \quad \tau_{R,i} \end{aligned}$$

où $i = 1,2,3$ est le nombre quantique de couleur et $\alpha = 1,2,3$ est la génération.

Le Lagrangien du modèle standard s'écrit [21]:

$$L = L_{jauge} + L_{Yukawa} + L_{Higgs} \quad (\text{A.1})$$

$$\begin{aligned} L_{jauge} &= -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B_{\mu\nu} \\ &+ i\bar{L}_\alpha \gamma^\mu D_\mu L_\alpha + i\bar{Q}_\alpha \gamma^\mu D_\mu Q_\alpha + i\bar{E}_\alpha \gamma^\mu D_\mu E_\alpha \\ &+ i\bar{U}_\alpha \gamma^\mu D_\mu U_\alpha + i\bar{D}_\alpha \gamma^\mu D_\mu D_\alpha + (D_\mu \Phi_H)^\dagger (D_\mu \Phi_H) \end{aligned}$$

où :

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a &= \delta_\mu G_\nu^a - \delta_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \\ W_{\mu\nu}^i &= \delta_\mu W_\nu^i - \delta_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \\ B_{\mu\nu} &= \delta_\mu B_\nu - \delta_\nu B_\mu \end{aligned}$$

f^{abc} sont les constantes de structure de $SU(3)$ et ϵ^{ijk} est le tenseur antisymétrique.

De plus on a :

$$\begin{aligned}
D_\mu L_\alpha &= (\delta_\mu - i\frac{g}{2}\sigma^i W_\mu^i + i\frac{g'}{2}B_\mu)L_\alpha, \\
D_\mu E_\alpha &= (\delta_\mu + ig'B_\mu)E_\alpha, \\
D_\mu Q_\alpha &= (\delta_\mu - i\frac{g}{2}\sigma^i W_\mu^i - i\frac{g'}{6}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G_\mu^a)Q_\alpha, \\
D_\mu U_\alpha &= (\delta_\mu - i\frac{2}{3}g'B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G_\mu^a)U_\alpha, \\
D_\mu D_\alpha &= (\delta_\mu + i\frac{g'}{3}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G_\mu^a)D_\alpha.
\end{aligned}$$

où σ^i sont les matrices de Pauli et λ^a les matrices de Gell-Mann [24].

Le second terme du Lagrangien s'écrit:

$$L_{Yukawa} = y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_\alpha E_\beta \Phi_H + y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_\alpha U_\beta \tilde{\Phi}_H + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_\alpha D_\beta \Phi_H + h.c.$$

où les $y_{\alpha\beta}$ sont les couplages de Yukawa¹ et $\tilde{\Phi}_H = i\sigma_2 \Phi_H^\dagger$.

Enfin le troisième terme s'écrit:

$$L_{Higgs} = -V = -\mu^2 \Phi_H^\dagger \Phi_H - \lambda (\Phi_H^\dagger \Phi_H)^2$$

1. Les couplages de Yukawa ne sont pas déterminés par la théorie

Annexe B

Les gerbes électromagnétiques

B.1 Pertes d'énergie des électrons et des positrons

Lorsqu'un électron (positron) de haute énergie pénètre dans de la matière, il peut perdre de l'énergie de deux manières : soit par collision avec les électrons du milieu, soit par production d'un photon (perte par radiation ou bremsstrahlung) à son passage au voisinage d'un noyau [161].

La perte moyenne d'énergie par bremsstrahlung est approximativement proportionnelle à l'énergie de la particule incidente tandis qu'elle varie comme le logarithme de l'énergie incidente dans le cas de la collision.

Pour une énergie incidente égale à E_c , appelée énergie critique, les deux pertes sont égales. Son expression approchée est donnée par la formule suivante :

$$E_c(Mev) = \frac{550}{Z} \quad (B.1)$$

où Z est le numéro atomique du matériau traversé. Tant que l'électron a une énergie supérieure à E_c il perd de l'énergie principalement par radiation mais dès qu'elle tombe en dessous la perte d'énergie par collision devient prépondérante.

Si l'on néglige les pertes par collision, on a :

$$-\frac{dE}{E} = \frac{dx}{X_0}$$

où X_0 , appelée longueur de radiation, est la distance au bout de laquelle l'énergie de l'électron a été réduite d'un facteur $1/e$. Comme pour l'énergie critique il existe une expression approchée de la longueur de radiation :

$$X_0(g/cm^2) = \rho(g/cm^3) \times X_0(cm) = \frac{180A}{Z^2} \quad (B.2)$$

Elle dépend donc aussi du matériau traversé, ρ , A et Z étant respectivement la densité, le nombre de masse et le numéro atomique du matériau. Si le milieu traversé est composé on a alors :

$$\frac{1}{X_0} = \sum_{i=1}^n a_i \left(\frac{1}{X_0} \right)_i$$

où a_i est la fraction massique de l'élément i du matériau. A titre d'exemple, l'argon liquide utilisé dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS a une énergie critique de 30.5 MeV et une longueur de radiation de 14.2 cm. Le plomb, lui aussi utilisé, a une énergie critique de 9.51 MeV et une longueur de radiation de 0.56 cm.

B.2 Création de paires par un photon

La désintégration d'un photon, traversant le champ d'un corps (noyau ou e^-), en une paire électron-positron est le processus dominant des interactions des photons de hautes énergies avec la matière.

B.3 Les gerbes électromagnétiques

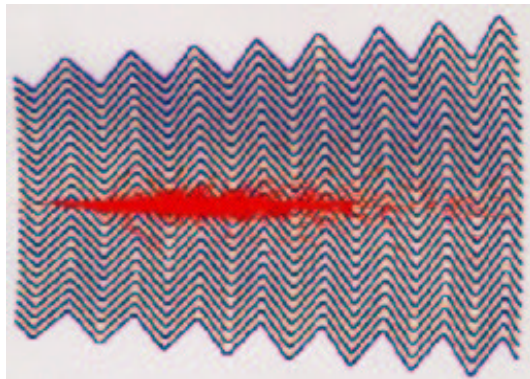


FIG. B.1 – Gerbe électromagnétique dans le tonneau du calorimètre électromagnétique à géométrie en accordéon.

La combinaison du bremsstrahlung et de la création de paires est à l'origine des gerbes électromagnétiques (figure B.1). Supposons en effet qu'un électron de haute énergie pénètre dans un bloc de matière, en passant au voisinage d'un noyau il va produire un photon de bremsstrahlung qui se désintégrera en une paire $e^- - e^+$. L'électron initial produira d'autres photons tant que son énergie sera inférieure à l'énergie critique et les photons se désintégreront tant que leur énergie ne sera pas inférieure à une dizaine de MeV. Ainsi une cascade de particules d'énergie de plus en plus faible est créée.

Toutes ces particules doivent être récupérées pour que l'énergie de la particule initiale soit bien reconstruite. Les calorimètres doivent donc pouvoir contenir la gerbe aussi bien longitudinalement que latéralement.

B.3.1 Développement longitudinal

La fraction d'énergie déposée par longueur de radiation peut être décrite par une loi gamma [162] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b^a \frac{t^{a-l} \exp(-bt)}{\Gamma(a)}$$

Avec $t = \frac{x}{X_0}$: profondeur exprimée en unité de longueur de radiation et E_0 : énergie incidente. Le maximum de cette distribution se situe à :

$$t_{max} = \frac{a-l}{b}$$

Il dépend de la particule incidente et de l'énergie de celle-ci :

$$t_{max} = \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) \begin{cases} -\frac{1}{2} & \text{pour les électrons} \\ +\frac{1}{2} & \text{pour les photons} \end{cases}$$

La distribution du nombre de particules suit une forme similaire avec un maximum situé plus tôt :

$$p_{max} = \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) \begin{cases} -1 & \text{pour les électrons} \\ -\frac{1}{2} & \text{pour les photons} \end{cases}$$

Il est possible de donner une paramétrisation de la longueur contenant en moyenne 98% d'une gerbe électromagnétique :

$$L(98\%) = 2.5t_{max}$$

On remarque une chose importante: les dimensions nécessaires pour contenir 98% de la gerbe électromagnétique augmentent seulement comme le logarithme de l'énergie . Un calorimètre utilisé pour mesurer des énergies de l'ordre du TeV ne sera donc pas trop imposant. En effet, dans le cas d'un électron de 1 TeV traversant une couche de plomb ($X_0 = 0.56 \text{ cm}$ et $E_c = 9.51 \text{ MeV}$) on a :

$$t_{max} = \ln\left(\frac{10^3}{9.51 \cdot 10^{-3}}\right) \simeq 11.56 \quad \text{d'où} \quad L(98\%) = 28.91 X_0 \simeq 16.2 \text{ cm}$$

B.3.2 Développement latéral

Il a plusieurs origines :

- La diffusion multiple des électrons ,
- Les photons de bremsstrahlung émis avec un angle caractéristique : $\theta_{brem} \approx P_e/m_e$,
- L'angle entre l'électron et le positrons issus de la désintégration d'un photon ($\theta > \approx \frac{m_e c^2}{E}$).

Pour caractériser le développement latéral des gerbes électromagnétiques on utilise le rayon de Molière défini par la relation :

$$R_M = \frac{E_S}{E_c} X_0$$

où $E_S = \sqrt{4\pi/\alpha} \times m_e c^2 = 21.1 \text{ Mev}$. A partir des formules B.1 et B.2 de l'énergie critique E_c et de la longueur de radiation X_0 , on obtient la relation :

$$R_M \simeq 7 \frac{A}{Z} \text{ g.cm}^{-2}$$

Un cylindre de rayon R_M (ayant le même axe que la gerbe) contient 90% de l'énergie de la gerbe, un cylindre de rayon $2R_M$ en contient 95% et un cylindre de $3.5R_M$ en contient 99%.

Annexe C

Les fonctions du modèle électrique

Cette annexe donne les fonctions qui permettent d'ajuster les formes de signal de calibration et de physique dans le cadre de la méthode du modèle électrique (cf figure 5.22) [152].

Les fonctions de transfert du détecteur respectivement pour la calibration et la physique sont :

$$H_{det}^{cal}(s) = \frac{1 + s^2LC}{1 + sRC + s^2LC} \quad (C.1)$$

$$H_{det}^{phy}(s) = \frac{1}{1 + sRC + s^2LC} \quad (C.2)$$

où $s = j\omega$ est la fréquence complexe.

Les fonctions de transfert du pré-amplificateur et du filtre bipolaire $CR RC^2$ sont respectivement [143]:

$$H_p(s) = \frac{1}{1 + sRC} \quad (C.3)$$

$$H_{sh}(s) = \frac{\tau_{sh}s}{(1 + s\tau_{sh})^3} \quad (C.4)$$

où $\tau_{sh} = 15$ ns est le temps de mise en forme.

Les formes de signal de la calibration et de la physique exprimée dans le domaine de fréquence sont données par les relations :

$$H_{cal}(s) = \frac{\tau_c(1 - f)}{1 + s\tau_c} + \frac{f}{s} \quad (C.5)$$

$$H_{phy}(s) = \frac{e^{-s\tau_d} - 1}{s^2\tau_d^2} + \frac{1}{s\tau_d} \quad (C.6)$$

où $\tau_c = 360$ ns est temps de descente du signal de calibration, $\tau_d = 200 - 600$ ns est le temps de dérive des électrons et $f \sim 0.1$.

Les fonctions paramétrisant les formes de calibration et de physique sont obtenues en prenant la transformée inverse de Laplace du produit de toutes les contributions :

$$f_{cal}(s) = L^{-1}[H_{cal}(s)H_{det}^{cal}(s)H_p(s)H_{sh}(s)] \quad (C.7)$$

$$f_{phy}(s) = L^{-1}[H_{phy}(s)H_{det}^{phy}(s)H_p(s)H_{sh}(s)] \quad (C.8)$$

Bibliographie

- [1] Review of Particle Physics, The European Physic Journal C, Volume 15 (2000)
- [2] Murray Gell-Mann, A schematic model of baryons and mesons, *Phys Lett* **82**14-215, February 1964.
- [3] M. Lavelle et D. McMullan, On quark confinement. hep-ph/9306331 (juin 1993), <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/qbag.html>
- [4] V. Simak et al., Top anti-top quark spin correlations and the potential of observation of CP violation in the production vertex, ATL-PHYS-2000-032.
- [5] UA1 Collaboration, Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy $\sqrt{s} = 540$ GeV, *Phys. Lett* **B122**(1983) 103.
UA2 Collaboration, Experimental observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $p\bar{p}$ collider, *Phys. Lett* **B122**(1983) 476.
UA1 Collaboration, Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider, *Phys. Lett* **B126**(1983) 398.
UA2 Collaboration, Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at CERN $p\bar{p}$ collider, *Phys. Lett* **B129**(1983) 130.
- [6] Gargamelle Neutrino Collaboration, Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment, *Phys. Lett.* **B46**(1973) 138.
- [7] S. Weinberg, A model of leptons, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 168 (1967).
- [8] G. Altareli, A QCD primer, hep-ph/0204179 (avril 2002).
- [9] P.W. Higgs, Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons, *Phys. Rev. Lett.* **145**, (1966) 1156.
- [10] G. Cohen-Tannoudji, Histoires, actualités et horizons du modèle standard, Cours de magistère donné à l'Université de Paris Sud.
- [11] M. Kobayashi et T. Maskawa, CP violation in the renormalisable theory of weak interaction, *Prog. Theo. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [12] N. Cabibbo, Unitary symmetry and leptonic decays, *Phys. Rev. Lett.* **10**, (1963) 531.
- [13] F.J. Gilman, The determination of the CKM matrix, hep-ph/0102345 (2001).
- [14] R. Clare, The Global Electroweak Fit of the Standard Model, <http://www.dpf99.library.ucla.edu/session1/clare0123.pdf>
Alessandra Tonazzo, Precision tests of the Electroweak Standard Model at LEP, lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/misc/w02_ew_talk.pdf
- [15] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations, Search for the standard Higgs boson at LEP, hep-ex/0208045 (août 2002).

- [16] UA1 Collaboration, Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider, *Phys. Lett.* **B126**, 398 (1983).
- [17] UA2 Collaboration, Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ collider, *Phys. Lett.* **B129**, 130 (1983).
- [18] D0 Collaboration, Observation of the top quark, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2632 (1995).
- [19] CDF Collaboration, Observation of the top quark production with the Collider Detector at Fermilab, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2626 (1995).
- [20] Page web: <http://www.fnal.gov/pub/inquiring/physics/neutrino/discovery/index.html>.
- [21] D.I Kasakov, Beyond the standard model (in search of supersymmetry), *hep-ph/0012288* (2001)
- [22] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 925.
- [23] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 915.
- [24] W. de Boer, Grand Unified Theories and Supersymmetry in particle physics and cosmology, *hep-ph/940226* (1994).
- [25] I.Laktineh, MSSM, Msugra and LSP at LEP II. *hep-ex/0205088*.
- [26] S.Dawson, The MSSM and why it works. *hep-ph/9712464*.
- [27] Y.Baconnier et al, The LHC accelerator project (white book), CERN/AC/93-03.
- [28] The LHC study Group, The Large Hadron Collider Conceptual Design (yellow report), CERN/AC/95-05.
- [29] F.Gianotti, Collider physics : LHC, lectures from the CERN School of Physic 1999.
- [30] ATLAS collaboration, Page web officielle : <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Welcome.html>.
- [31] CMS collaboration, Page web officielle : <http://cmsdoc.cern.ch/cms/outreach/html/index.shtml>.
- [32] LHCb collaboration, Page web officielle : <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb>.
- [33] ALICE collaboration, Page web officielle : <http://alice.web.cern.ch/Alice>.
- [34] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 673.
- [35] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 685-693.
- [36] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 675-684.
- [37] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 693-704.
- [38] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 704-709.
- [39] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 714-716.
- [40] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 716-720.
- [41] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 720-729.

- [42] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 720-727.
- [43] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 730-733.
- [44] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 811-914.
- [45] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 736-794.
- [46] Pushpalatha C. Bath et al., Top Quark Physic at the Tevatron, Fermilab-Pub 98/236.
- [47] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 622-638.
- [48] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 643-646.
- [49] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 647-652.
- [50] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 641-643.
- [51] L. Hinz, Thèse de l'université de la Méditerranée, juin 2001.
- [52] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 652-662.
- [53] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 663-669.
- [54] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 545-553.
- [55] Page web : http://d0server1.fnal.gov/projects/d0_pictures/run1_latest_results.pdf.
- [56] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 555-557.
- [57] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 564-592.
- [58] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 604-612.
- [59] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 940-943.
- [60] The ATLAS Collaboration, ATLAS Magnet System Technical Design Report, CERN-LHCC-97-18.
- [61] The ATLAS Collaboration, ATLAS Central Solenoid Technical Design Report, CERN-LHCC-97-21.
- [62] H. ten Kate, ATLAS CENTRAL SOLENOIDE, ASSO presentation on November 2001
- [63] The ATLAS Collaboration, ATLAS Barrel Toroid Magnet Technical Design Report, CERN-LHCC-97-19.
- [64] The ATLAS Collaboration, ATLAS End-cap Toroid Magnet Technical Design Report, CERN-LHCC-97-20.

- [65] The ATLAS Collaboration, ATLAS Technical Proposal, CERN-LHCC-94-43, p61-102.
- [66] The ATLAS Collaboration, ATLAS Inner Detector Technical Design Report, CERN-LHCC-97-17, p 257-384.
- [67] The ATLAS Collaboration, ATLAS Inner Detector Technical Design Report, CERN-LHCC-97-17, p 385-592.
- [68] The ATLAS Collaboration, ATLAS Inner Detector Technical Design Report, CERN-LHCC-97-17, p 593-815.
- [69] Page web du groupe Pixel au Centre de Physique des Particules de Marseille: <http://marpix1.in2p3.fr/Pixel/dice/insertable/insertable.html>.
- [70] The ATLAS Collaboration, ATLAS Technical Proposal, CERN-LHCC-94-43, p13-60.
- [71] The ATLAS Collaboration, ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN-LHCC-96-40.
- [72] The ATLAS Collaboration, Liquid Argon Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41.
- [73] The ATLAS Collaboration, Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41.
- [74] The ATLAS Collaboration, ATLAS Calorimeter Performance, CERN-LHCC-96-40, p5-8.
- [75] V.Tisserant, thèse de l'université Paris *XI* Orsay, Fev 97.
- [76] D.Fournier et al., Liquid Argon Calorimetry with LHC-Performance Specifications, CERN/DRDC/90-31.
- [77] D.Fournier et al., Liquid Argon Calorimetry, CERN-90-10-V-3
- [78] Bouchra Belhorma, thèse de l'université Joseph Fourier Grenoble *I*, sept 2000.
- [79] RD3 Collaboration, Performance of Large Scale Prototype of the ATLAS Accordion Electromagnetic Calorimeter, CERN-PPE/95-35.
- [80] A.Chekhtman et al., Performance of Liquid Argon Electromagnetic Endcap Calorimeter usin an Accordion Geometry, ATLAS internal note CAL-NO-067 (1995).
- [81] B,Di Girolamo, The ATLAS Tilecal hadronic calorimeter, *Nu. Inst. and Meth. in Phys. Rev.* **A453**, 233-236 (2000).
- [82] The ATLAS Collaboration, Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41, p11-12.
- [83] The ATLAS Collaboration, Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41, p51-77.
- [84] The ATLAS Collaboration, Liquid Argon Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41, p279-324.
- [85] The ATLAS Collaboration, ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN-LHCC-96-40, p8-9.
- [86] V.Castillo, S.González, Analysis of the 1998 Test of the TILECAL barrel prototype, ATL-TILECAL-99-020.
- [87] D.Fortin, M.Lefebvre, Performance of the ATLAS Hadronic Endcap Calorimeter Modules to electrons and pions from 1999 Beam Test Data, ATL-LARG-2001-010.

- [88] The ATLAS Collaboration, Liquid Argon Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41, p325-353.
- [89] Page web : http://www.physics.carleton.ca/research/atlas/fcal3_construction.html
- [90] Page web : <http://hep.physics.arizona.edu/fcal/Fcal1.html>
- [91] The ATLAS Collaboration, ATLAS Technical Proposal, CERN-LHCC-94-43, p103-138.
- [92] The ATLAS Collaboration, ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report,
- [93] The ATLAS Collaboration, ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report, CERN-LHCC-97-22, p2 et 35.
- [94] The ATLAS Collaboration, ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report, CERN-LHCC-97-22, p117-200.
- [95] The ATLAS Collaboration, ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report, CERN-LHCC-97-22, p201-222.
- [96] The ATLAS Collaboration, ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report, CERN-LHCC-97-22, p281-314.
- [97] The ATLAS Collaboration, ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report, CERN-LHCC-97-22, p315-352.
- [98] The ATLAS Collaboration, ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report, CERN-LHCC-97-22, p223-278.
- [99] The ATLAS Collaboration, ATLAS Technical Proposal, CERN-LHCC-94-43, p139-176.
- [100] The ATLAS Collaboration, ATLAS Trigger Performance Status Report, CERN-LHCC-98-15
- [101] E. Fede, Thèse de l'Université de la Méditerranée, février 2001.
- [102] The ATLAS Collaboration, ATLAS Level-1 Trigger Technical Design Report, CERN-LHCC-98-14
- [103] The ATLAS Collaboration, ATLAS DAQ, EF, LVL2 and DCS Technical Progress Report, CERN-LHCC-98-16.
- [104] The ATLAS Collaboration, Liquid Argon Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41, p223-274.
- [105] O. Martin et al., Update of some Geometrical Parameters for the ATLAS E.M End-Cap Calorimeter, ATL-LARG-96-047.
- [106] L. Hervás et L. Labarga, Lead machining measurements for the ATLAS Electromagnetic End-Cap Liquid Argon calorimeter, ATL-LARG-96-038.
- [107] C V.Scheel, Simulation results comparing constant and variable thickness lead plates in the electromagnetic endcap calorimeter, ATL-CAL-96-079.
- [108] The ATLAS Collaboration, Detector and Physics performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-15, p 99-142.
- [109] G. García et al., Automatic thickness control system for the ATLAS electromagnetic calorimeter absorber plates, *Nuc. Ins. and Meth. in Phy. Res. A* **418**, 513-521 (1998).
- [110] B. Canton et al., Analysis and Results of the measurements of the plate thickness, done at factory, during the production of the lead for the module 0 of the barrel and End-Cap ATLAS electromagnetic calorimeters, ATL-LARG-97-076.

- [111] F. Djama et al., Copper-Polyimide Multi-Layer Electrodes for the End-Cap Electromagnetic Calorimeter, ATL-LARG-98-088.
- [112] EDMS Document, Production Process and QA : LARG Calorimeter Electrodes, ATL-AB-ES-0001/3.
- [113] EDMS Document, Final Tests and Acceptance Criteria : LARG Calorimeter Electrodes (TYPE C), ATL-AB-ES-0001/6.
- [114] EDMS Document, Final Tests and Acceptance Criteria : LARG Calorimeter Electrodes (TYPE D), ATL-AB-ES-0001/5.
- [115] P. Dargent et F. Djama, Bending of End-Cap electrodes, ATL-LARG-98-108.
- [116] F. Astesan et al., Description and Performances of the Electrical Test Benches for Readout Electrodes of the ATLAS EM Calorimeter, ATL-LARG-99-005.
- [117] A. Mirea et al., Study of the optimum division of the electromagnetic calorimeter into two samplings at $\eta > 2.5$, ATL-LARG-97-078.
- [118] Groupe ATLAS CALORIMETRIE du CPPM, Méthodologie pour la réalisation des filets, notice interne au CPPM.
- [119] C. Benchouk, ATLAS-EMEC : Montage des Modules à Marseille, Instructions, notice interne au CPPM.
- [120] site web : <http://sauvaged.home.cern.ch/sauvaged/mb.html>
- [121] D. Sauvage et S. Tisserant, C.C.T.P. pour la fabrication et le câblage des Cartes Mères (nov 2001).
- [122] B. Szeless, Production Advancement Review report of the EM End cap of the ATLAS Lar Calorimeter, ATC-RA-ER-0018.
- [123] B. Szeless, Production Advancement Review report of the ATLAS Lar Electromagnetic Barrel Calorimeter, ATC-RA-ER-0019.
- [124] N. Massol et al., Test bench of the barrel calorimeter modules, ATL-LARG-2001-007.
- [125] N. Massol, Thèse de l'Université de Savoie, avril 2000.
- [126] P. Barrillon et al., The warm electrical tests for electromagnetic end-cap calorimeter modules validation, note en préparation.
- [127] National Instruments Corporation, Manuel de l'utilisateur, 321190B-01, july 1998.
- [128] National Instruments Corporation, Manuel de référence de programmation en G, 321982A-01, july 1998.
- [129] M. Jevaud, Documentation de la carte d'interface GPIB.
- [130] J. Boniface, Banc de test des modules du calorimètre électromagnétique ATLAS-MUXCAPA.
- [131] J. Boniface, Banc de test des modules du calorimètre électromagnétique ATLAS-TBF.
- [132] J. Boniface, Banc de test des modules du calorimètre électromagnétique ATLAS-TPA.
- [133] J. Boniface, Banc de test des modules du calorimètre électromagnétique ATLAS-CQHT.
- [134] LeCroy Research Systems, Model 1469 HV module operator's manual.

- [135] Lecroy Research System, Lecroy digital oscilloscopes 9370 series operator's manual.
- [136] Hewlett Packard, HP 4285A precision LCR Meter Operation Manual.
- [137] S. Tisserant, Electromagnetic End-Cap general meeting (CERN) minutes, 4 décembre 2001.
- [138] S. Tisserant, Electromagnetic End-Cap general meeting (CERN) minutes, 5 février et 16 avril 2002.
- [139] K. Elsener, *Short Introduction to the use of the H6 beam*, SL/EA/KE Version 3.0, 2 May 2000, <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/GENERAL/TESTBEAM/-references/H6manual.pdf>
- [140] The ATLAS Collaboration, Liquid Argon Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41, p503-534.
- [141] J. Spanggaard, Delay Wire Chambers, SL-NOTE-98-023 (BI).
- [142] The ATLAS Collaboration, Liquid Argon Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41, p355-466.
- [143] R.L Chase et al., A Fast Monolithic Shaper for the Atlas E.M Calorimeter, ATL-LARG-95-010.
- [144] J. Collot et al., The LAr Tri-Gain Shaper, ATL-LARG-98-092.
- [145] The ATLAS Collaboration, Liquid Argon Technical Design Report, CERN-LHCC-96-41, p1-28.
- [146] J. Colas et al., The LARG Calorimeter Calibration Board, ATL-LARG-2000-006.
- [147] L. Neukermans et al., Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration, ATL-LARG-2001-008.
- [148] P. Barrillon et al., Uniformity Scan in the Outer Wheel of the Electromagnetic Endcap Calorimeter, ATL-LARG-2001-012.
- [149] P. Barrillon et al., Uniformity Scan in the Inner Wheel and the crack between the two wheels ($\eta=2.5$) of the Electromagnetic End-cap Calorimeter, ATL-LARG-2001-014.
- [150] B. Lund-Jensen et al., EM End-Cap Presampler Status Report (1998).
- [151] V.M Aulchenko et al., Performance of the EM End-Cap Presampler in the 1999 testbeam run, ATL-LARG-2001-016.
- [152] P. Barrillon et al., Signal Reconstruction in Module 0 of the End-Cap Electromagnetic Calorimeter and Presampler, ATL-LARG-2001-022.
- [153] P. Pralavorio et D. Sauvage, Review of the crosstalk in the module 0 of the Electromagnetic Endcap Calorimeter, ATL-LARG-2001-006.
- [154] W.E Cleland et E.G Stern, Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment, Nucl. Instr. Methods A 338 (1994) 467-497.
- [155] B. Mansoulié et J. Schwindling, PLPfit: a simple and powerful tool for a Multi Layer Perceptrons, <http://schwind.home.cern.ch/schwind/MLPfit.html>.
- [156] J.Colas et al., Crosstalk in the ATLAS Electromagnetic Calorimeter, ATL-LARG-2000-004.
- [157] The ATLAS Collaboration, ATLAS Calorimeter Performance, CERN-LHCC-96-40, p31-82.
- [158] O. Martin, Thèse de l'université de la Méditerranée, octobre 1998.

- [159] Liquid argon ATLAS collaboration, Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0, submitted to Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.
- [160] Liquid argon ATLAS collaboration, Performance of the end-cap module 0 of the ATLAS electromagnetic calorimeter, submitted to Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.
- [161] T.Ferbel, Techniques and concepts of High-Energy Physics vol *III* (NATO ASI Series).
- [162] S.Tisserant, formation permanente (CNRS-IN2P3): Les détecteur de particules: Calorimétrie, Mai 95.

Construction du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et études de ses performances

ATLAS est l'une des quatre expériences qui fonctionneront auprès du LHC, le futur collisionneur à protons du CERN. Cet accélérateur, dont le démarrage est prévu en 2007, permettra de prolonger les études menées auprès de ses prédécesseurs, telles que les recherches du boson de Higgs du modèle standard ou de signatures d'une nouvelle physique. Ces études seront facilitées par la puissance du LHC : énergie de 14 TeV dans le centre de masse et luminosité intégrée annuelle de 10 fb^{-1} durant les trois premières années, puis de 100 fb^{-1} .

Dans le cadre de la collaboration ATLAS, le Centre de Physique des Particules de Marseille a en charge, entre autre, la construction de la moitié des modules qui composent le bouchon du calorimètre électromagnétique. La description de ce sous-détecteur et les étapes de sa construction, en particulier les tests électriques qui permettent la validation du montage de chaque module, sont présentées dans ce document. Les résultats de ces tests, obtenus pour les cinq premiers modules de série, sont analysés.

Les performances d'un module de pré-série (module 0), testé sous faisceau au CERN en 1999, sont également exposées. Les études menées sur l'uniformité de la réponse du détecteur ont permis d'effectuer des améliorations importantes sur les constituants du calorimètre. Un terme constant global de 0.6% a été déterminé dans la partie (roue) interne du bouchon.

Construction of the ATLAS Endcap Electromagnetic Calorimeter and Study of its Performances

ATLAS is one of the four experiments which will take place at the LHC, the CERN future protons collider. This accelerator, which should start in 2007, will allow to continue the studies carried out by its predecessors, as the standard model Higgs boson and new physics searches. The very high luminosity - 10 fb^{-1} during the first three functioning years, then 100 fb^{-1} - and the 14 TeV in the frame center will ease these studies.

The Centre de Physique des Particules de Marseille took part in the ATLAS collaboration, taking in charge half of the Encap electromagnetic calorimeter modules construction. The description of this sub-detector and the construction steps, in particular the electrical tests which allow the stacking validation, are presented in this document. These tests results, obtained for the five first production modules, are analysed.

The pre-series module (module 0) performances, obtained with beam tests performed at CERN in 1999, are also presented. The detector uniformity studies have allowed to perform important improvements on the calorimeter components. A 0.6% global constant term has been determined in the Endcap internal region (wheel).

Discipline: Physique des particules

Mots-clés: LHC, ATLAS, calorimètre électromagnétique, argon liquide, bouchon, construction, validation, banc de tests, module 0, uniformité, résolution, calibration, filtrage optimal.

Laboratoire:

Centre de Physique des Particules de Marseille
163, avenue de Luminy Case 907
13288 Marseille cedex 09

Construction du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et études de ses performances

ATLAS est l'une des quatre expériences qui fonctionneront auprès du LHC, le futur collisionneur à protons du CERN. Cet accélérateur, dont le démarrage est prévu en 2007, permettra de prolonger les études menées auprès de ses prédécesseurs, telles que les recherches du boson de Higgs du modèle standard ou de signatures d'une nouvelle physique. Ces études seront facilitées par la puissance du LHC : énergie de 14 TeV dans le centre de masse et luminosité intégrée annuelle de 10 fb^{-1} durant les trois premières années, puis de 100 fb^{-1} .

Dans le cadre de la collaboration ATLAS, le Centre de Physique des Particules de Marseille a en charge, entre autre, la construction de la moitié des modules qui composent le bouchon du calorimètre électromagnétique. La description de ce sous-détecteur et les étapes de sa construction, en particulier les tests électriques qui permettent la validation du montage de chaque module, sont présentées dans ce document. Les résultats de ces tests, obtenus pour les cinq premiers modules de série, sont analysés.

Les performances d'un module de pré-série (module 0), testé sous faisceau au CERN en 1999, sont également exposées. Les études menées sur l'uniformité de la réponse du détecteur ont permis d'effectuer des améliorations importantes sur les constituants du calorimètre. Un terme constant global de 0.6% a été déterminé dans la partie (roue) interne du bouchon.

Construction of the ATLAS Endcap Electromagnetic Calorimeter and Study of its Performances

ATLAS is one of the four experiments which will take place at the LHC, the CERN future protons collider. This accelerator, which should start in 2007, will allow to continue the studies carried out by its predecessors, as the standard model Higgs boson and new physics searches. The very high luminosity - 10 fb^{-1} during the first three functioning years, then 100 fb^{-1} - and the 14 TeV in the frame center will ease these studies.

The Centre de Physique des Particules de Marseille took part in the ATLAS collaboration, taking in charge half of the Endcap electromagnetic calorimeter modules construction. The description of this sub-detector and the construction steps, in particular the electrical tests which allow the stacking validation, are presented in this document. These tests results, obtained for the five first production modules, are analysed.

The pre-series module (module 0) performances, obtained with beam tests performed at CERN in 1999, are also presented. The detector uniformity studies have allowed to perform important improvements on the calorimeter components. A 0.6% global constant term has been determined in the Endcap internal region (wheel).

Discipline: Physique des particules

Mots-clés: LHC, ATLAS, calorimètre électromagnétique, argon liquide, bouchon, construction, validation, banc de tests, module 0, uniformité, résolution, calibration, filtrage optimal.

Laboratoire:

Centre de Physique des Particules de Marseille
163, avenue de Luminy Case 907
13288 Marseille cedex 09