



HAL
open science

Caracterisation et exploitation des performances du calorimetre electromagnetique d'ATLAS: etude des muons et mise a profit de la resolution en temps

Arnaud Camard

► **To cite this version:**

Arnaud Camard. Caracterisation et exploitation des performances du calorimetre electromagnetique d'ATLAS: etude des muons et mise a profit de la resolution en temps. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004. Français. NNT: . tel-00007514

HAL Id: tel-00007514

<https://theses.hal.science/tel-00007514>

Submitted on 25 Nov 2004

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.

Thèse de doctorat de l'Université Pierre & Marie Curie

Spécialité : physique des particules

présentée par

Arnaud CAMARD

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

**Caractérisation et exploitation des performances
du calorimètre électromagnétique d'ATLAS :
étude des muons et mise à profit
de la résolution en temps**

Soutenue le lundi 25 octobre 2004 devant le jury composé de :

Jean-Eudes	AUGUSTIN	Président
Jacques	CHAUVEAU	Examineur
Paulo	MOREIRA	Rapporteur
Philippe	SCHWEMLING	Directeur
Laurent	SERIN	Rapporteur

Table des matières

Introduction	5
1 La physique accessible au LHC	7
1.1 Vue d'ensemble	7
1.2 Modèle Standard	8
1.2.1 Physique électrofaible et QCD	8
1.2.2 Le boson W	9
1.2.3 Physique du B	11
1.2.4 Le quark top	13
1.2.5 Le Boson de Higgs	14
1.3 Physique au-delà du Modèle Standard	18
1.3.1 Les modèles supersymétriques	19
1.3.2 Autres modèles exotiques	21
1.3.2.1 Technicouleur	21
1.3.2.2 Fermions excités	22
1.3.2.3 Leptoquarks	23
1.3.2.4 Sous-structure des quarks (Compositeness)	23
1.3.2.5 Nouveaux bosons de jauge	23
2 L'expérience ATLAS	25
2.1 Le LHC	25
2.2 Géométrie d'ensemble	26
2.2.1 ATLAS et les autres expériences au LHC	26
2.2.2 Vue d'ensemble du détecteur ATLAS	28
2.3 Les détecteurs internes	30
2.3.1 Le détecteur à pixels	30
2.3.2 Le SCT	32

2.3.3	Le TRT	32
2.3.4	Performances	34
2.4	Les calorimètres	34
2.4.1	Calorimètre électromagnétique	34
2.4.2	Calorimètres hadroniques	37
2.4.2.1	Le calorimètre à tuiles	37
2.4.2.2	Le bouchon hadronique	38
2.4.2.3	Le calorimètre avant	39
2.4.2.4	Performances	39
2.5	Le spectromètre à muons	40
2.5.1	MDT et RPC	40
2.5.2	CSC et TGC	41
2.5.3	Performances	42
2.6	Déclenchement et acquisition	43
3	Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS	45
3.1	Principe de fonctionnement	46
3.1.1	Interaction des électrons avec la matière	46
3.1.2	Interaction des photons avec la matière	47
3.1.3	Développement et paramétrisation des gerbes électromagnétiques	47
3.1.4	Résolution intrinsèque	49
3.2	Spécificités du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	50
3.2.1	Les absorbeurs	51
3.2.2	Les électrodes	52
3.3	Le tonneau	55
3.4	Les bouchons	57
3.5	Électronique de lecture et signaux de sortie	59
4	Les muons dans le calorimètre électromagnétique	63
4.1	Pourquoi les muons ?	63
4.2	Description du dispositif des tests en faisceau	64
4.3	Les muons dans le calorimètre	66
4.3.1	Groupement des cellules	66
4.3.2	Sélection des muons.	67
4.4	Mesure de l'énergie déposée	70
4.4.1	Distribution du dépôt d'énergie	71

4.4.2	Influence de la profondeur du calorimètre	73
4.5	Uniformité des modules	74
4.5.1	Uniformité en η le long d'une ligne en φ	75
4.5.2	Uniformité en η par regroupement des lignes	76
4.5.3	Repliement sur 8 cellules	76
4.5.4	Ressorts de masse sur les électrodes	78
4.6	Études complémentaires	80
5	Distribution des signaux d'horloge	81
5.1	Présentation globale du système TTC	81
5.2	Banc de test et méthode d'étude du TTCrx	81
5.3	Quelques détails de programmation	85
5.4	Résultats	87
5.4.1	Non-Linearité Intégrale	87
5.4.2	Le bruit de phase des horloge de sortie du TTCrx	89
5.4.3	Corrélations entre les fronts d'horloges	91
5.4.4	Variation du temps en fonction de la température	93
5.4.5	Variation du bruit de phase en fonction de la fréquence du déclen- chement	95
5.4.6	Tests avec une transmission électrique	95
5.5	Conséquences du bruit de phase sur la reconstruction	97
5.5.1	Reconstruction des signaux et bruits dans ATLAS	97
5.5.2	Calcul des échantillons	99
5.5.3	Résultats	101
5.5.3.1	Le bruit de phase à long terme	101
5.5.3.2	Le bruit de phase à court terme	103
5.6	Synthèse	105
6	Applications de la mesure du temps par le calorimètre	107
6.1	Mouvement des particules dans le champ magnétique interne	108
6.1.1	Conventions	109
6.1.2	Trajectoire hélicoïdale d'une particule chargée dans un champ ma- gnétique constant	110
6.1.3	Incertitude sur le temps en fonction de l'énergie déposée	112
6.1.4	Comportement des baryons dans le calorimètre électromagnétique .	113
6.1.5	De la trajectoire au temps de vol	114

6.2	Mesure du déplacement du point d'interaction et du temps de vol	117
6.2.1	Position de la collision et temps de vol des particules	118
6.2.1.1	Cas du tonneau	118
6.2.1.2	Cas des bouchons	119
6.2.1.3	Fonction utilisée	120
6.3	Résultats	120
6.3.1	Estimation de la position du point d'interaction	120
6.3.2	Dispersion du point d'interaction dans le détecteur ATLAS	121
6.3.3	Erreur sur le temps de vol	123
	Conclusions	125
	A Le filtrage optimal	127
A.1	Principe	127
	B Les Non-Linearités	131
B.1	Convertisseur numérique	131
B.2	Non-linéarité différentielle	132
B.3	Non-linéarité intégrale	133
	Remerciements	135
	Bibliographie	139

Introduction

Depuis déjà une quarantaine d'années, le Modèle Standard s'est progressivement imposé pour décrire les interactions entre particules fondamentales. Ce modèle a notamment permis de décrire presque parfaitement les interactions électrofaible et forte, ainsi que les propriétés des quarks et des leptons, constituants élémentaires de la matière. Actuellement, la seule particule non encore observée et prévue par ce modèle est le boson de Higgs, essentiel à notre compréhension de l'origine de la masse des particules.

À l'aube du XXI^e siècle, le Modèle Standard semble atteindre ses limites. En effet, il ne permet pas d'unifier en une seule théorie les interactions électrofaible et forte, ni d'obtenir une description quantique satisfaisante de la gravitation.

Enfin, le Modèle Standard se montre incapable de décrire les premiers états de la matière peu de temps après le Big-Bang. Sa validité est en effet limitée à des énergies inférieures à l'énergie de Planck ($1,2 \times 10^{19}$ GeV).

Pour compléter et peut-être dépasser les limites imposées par le Modèle Standard, le CERN construit actuellement le nouvel accélérateur proton-proton LHC dans le tunnel du LEP. Auprès de ce nouveau collisionneur, quatre expériences doivent être installées : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons essentiellement à l'expérience ATLAS, et plus particulièrement aux propriétés de son calorimètre électromagnétique.

Au cours du premier chapitre, l'accent sera mis sur le programme de physique qui sera entrepris auprès d'ATLAS, tant au niveau du Modèle Standard qu'au-delà de ce dernier.

Le second chapitre débute par une brève comparaison des quatre expériences qui seront menées au LHC, et se poursuivra par une description globale de chaque sous-détecteur d'ATLAS ainsi que du système de déclenchement.

Le calorimètre électromagnétique sera le sujet du troisième chapitre, où sa description détaillée sera exposée. Son fonctionnement et sa géométrie originale formeront l'essentiel du chapitre.

À partir du quatrième chapitre, où commence l'exposé des travaux de cette thèse, l'interaction des muons dans le calorimètre électromagnétique sera étudiée. Ces particules permettent en effet d'obtenir des renseignements complémentaires de ceux apportés par les électrons quant à son comportement et à sa géométrie fine. La principale contribution apportée par l'étude des muons décrite dans la référence [1], concerne l'uniformité des modules du calorimètre selon la pseudo-rapacité.

Le cinquième chapitre aura pour sujet principal les bruits de phase des signaux d'horloge et leurs conséquences sur l'estimation de l'énergie et du temps lors de la reconstruction des données du calorimètre électromagnétique (voir la référence [2]).

Enfin, le sixième chapitre traite de l'exploitation possible des informations fournies par la reconstruction du temps de vol des particules dans le calorimètre électromagnétique. En particulier, nous proposons une méthode permettant d'estimer la position longitudinale du vertex principal, ce qui sera particulièrement utile lors du démarrage de l'expérience en 2007.

Chapitre 1

La physique accessible au LHC

1.1 Vue d'ensemble

La construction du LHC (*Large Hadron Collider*), collisionneur proton-proton à 7 TeV par faisceau, s'inscrit dans la continuité du LEP (*Large Electron Positron collider*), le collisionneur électron-positron dont il prend la place dans les tunnels du CERN.

Le programme de physique y est ambitieux, car, d'une part, il vise à observer le boson de Higgs prévu par le Modèle Standard, ainsi qu'à prolonger ce dernier par la recherche de phénomènes physiques exotiques.

Pour le Modèle Standard, les quarks lourds sont particulièrement à l'honneur. L'étude de la violation de CP dans les désintégrations de mésons B doit permettre de contraindre de façon importante le triangle d'unitarité. D'autre part, la très haute énergie du LHC en fait une usine à quarks top, ce qui permettra d'en évaluer la masse à $2 \text{ GeV}/c^2$ près ainsi que d'en rechercher des modes de production et de désintégration rares.

Les premières années de fonctionnement à basse luminosité devraient permettre la mise en évidence du boson de Higgs si toutefois sa masse est inférieure au TeV/c^2 comme semble l'indiquer l'ajustement des paramètres électrofaibles. Les canaux de découverte dépendent beaucoup de la masse du boson du Higgs et, à basse masse ($m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$) l'étude de différentes voies de désintégrations est nécessaire pour obtenir une signification statistique supérieure à 5σ , critère traditionnellement utilisé, et en particulier par ATLAS pour valider une découverte. Les performances du calorimètre électromagnétique doivent être excellentes pour avoir le maximum d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ et une bonne réjection du bruit de fond des π^0 . En outre, il faudra exploiter la mise en évidence d'un mode de production associé comme $t\bar{t}H$, avec une désintégration du Higgs en $b\bar{b}$. À plus haute masse, en particulier au-dessus de $150 \text{ GeV}/c^2$, la découverte du Higgs pourrait être assez rapide (1 ou 2 ans, voire plus rapidement en combinant les données d'ATLAS avec CMS).

ATLAS doit aussi permettre d'accéder à une physique au-delà du Modèle Standard, que ce soit SUSY, les dimensions supplémentaires, voire d'autres possibilités théoriques comme la technicouleur, ou une éventuelle sous-structure des quarks et des leptons.

Pour toutes ces théories, une contrainte fondamentale est que l'unification des inter-

actions (interactions forte et électrofaible, voire gravitationnelle) ait lieu au pire vers une énergie de 10 TeV. Dans le cas contraire, il semble difficile d’espérer mieux que de donner des limites d’exclusion.

Cela étant dit, dès les premières heures de fonctionnement, même à basse luminosité, ATLAS devrait permettre de contraindre fortement les paramètres de certains modèles supersymétriques.

Avant tout il faut être conscient que les premiers mois de prise de données seront consacrés à la compréhension du fonctionnement des détecteurs et à leur étalonnage. Ensuite viendront seulement les analyses plus complexes et la recherche fine de signaux de nouvelle physique.

1.2 Modèle Standard

La physique du Modèle Standard a déjà été très bien étudiée par l’ensemble des expériences de physique des particules, mais il reste encore un certain nombre de sujets d’étude à couvrir. Outre la découverte espérée du boson de Higgs ou l’étude détaillée des quarks lourds, il reste quelques sujets électrofaibles, comme l’observation des vertex à 3 bosons de jauge, ou l’étude de la production de jets par l’intermédiaire de l’interaction forte.

1.2.1 Physique électrofaible et QCD

Les premières heures et semaines après le démarrage d’ATLAS vont être consacrées à l’étude du Modèle standard. En particulier, l’étude des productions de jets, de bosons W et Z et des photons sera entreprise.

La luminosité instantanée du LHC durant les premières années ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) permet une abondante production de jets. En particulier, l’étude de la production multiple de jets est très importante pour caractériser les bruits de fond. C’est aussi le cas des événements associant un boson électrofaible et des jets comme par exemple les événements W – jet – jet qui forment un bruit de fond pour la recherche de quarks top.

D’autre part, les fonctions de structure des protons vont être étudiées, et ce d’autant plus que celle des gluons, qui est la moins connue, est la plus importante auprès du LHC. Les collisions proton-proton favorisent en effet les fusions de gluons virtuels plutôt que les réactions $q - \bar{q}$, qui sont prépondérantes sur les collisionneurs proton-antiproton, tel celui du Fermilab.

De plus, toutes les données QCD vont servir à l’étalonnage de la calorimétrie en comparant les données d’ATLAS aux résultats des expériences DØ, CDF, H1 et ZEUS.

L’étude de la production de bosons électrofaibles est aussi prévue dès les premières prises de données (accompagnée ou non de jets dans l’état final). En particulier, la détermination des sections efficaces de production est importante (toujours car ces processus sont le bruit des études ultérieures).

1.2.2 Le boson W

L'étude des bosons de l'interaction faible est aussi prévue à ATLAS. En particulier, l'évaluation précise de la masse du W (voir tab. 1.1) constitue un excellent test du Modèle Standard. Couplée à la mesure de la masse du quark top, cela permet de contraindre l'intervalle de masse de recherche du boson de Higgs (voir fig. 1.1).

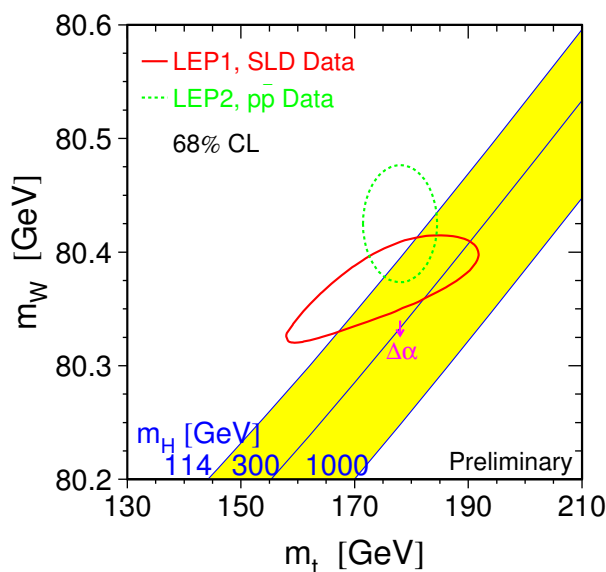


FIG. 1.1 – Résumé des contraintes expérimentales provenant de LEP et de SLD sur la masse du boson de Higgs dans le plan (m_W, m_t) .

Le canal de désintégration du W le plus facilement identifiable dans les expériences de collision hadronique est $W \rightarrow \ell\nu$, ℓ étant soit un muon, soit un électron. Le problème pour mesurer la masse du boson W dans ce cas est le manque d'information sur le neutrino. En effet, la composante longitudinale de l'impulsion du neutrino est impossible à mesurer.

La technique adoptée consiste alors à évaluer la masse transverse du W noté m_{TW} , que l'on peut obtenir à partir des impulsions transverses P_T du lepton et du neutrino. Pour le P_T du neutrino, l'impulsion du système de recul opposé au W dans le plan transverse est utilisée.

Cette méthode d'obtention de la masse du W dépend fortement de la précision de la mesure de l'impulsion du lepton dans la désintégration. Pour atteindre l'objectif d'une résolution sur la masse du boson à 20 MeV, l'échelle absolue de l'impulsion du lepton doit être connue à 0,02 % près.

Une telle précision peut être obtenue en étudiant les désintégrations du Z^0 en deux muons ou deux électrons. En effet, l'étude des Z^0 présente dans ce cas deux avantages : d'une part, une très grande statistique et, d'autre part, une masse proche de celle du W . De plus, la connaissance des effets du détecteur (résolution intrinsèque) est très importante, car ils déforment beaucoup la distribution de m_{TW} (voir fig. 1.2).

Source de l'erreur	σ_W^{CDF} (MeV/c ²)	σ_W^{ATLAS} (MeV/c ²)
Statistique	145	< 2
Échelle $E - p$	120	15
Résolution sur l'énergie	80	5
Identification des leptons	25	5
Modèle de recul	60	5
Largeur du W	20	7
Fonction de structure des partons	50	10
Désintégrations radiatives	20	< 10
Impulsion transverse du W	45	5
Bruit de fond	10	5
TOTAL	230	25

TAB. 1.1 – Sources des erreurs sur la masse du W attendues dans l'expérience ATLAS pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et pour chaque famille de leptons (à droite). Au centre figurent les mêmes valeurs telles qu'elles ont été mesurées auprès du détecteur CDF au Run IA dans le canal électronique. L'incertitude actuelle sur la masse du W est de $38 \text{ MeV}/c^2$ [3]. Les valeurs de la table sont tirées de la référence [4]. Des valeurs analogues pour l'expérience $D\Phi$ peuvent être trouvées dans la référence [5]. Les résultats actuels de CDF et $D\Phi$ sur l'incertitude totale de la masse du boson W sont respectivement de $79 \text{ MeV}/c^2$ et de $84 \text{ MeV}/c^2$ [6].

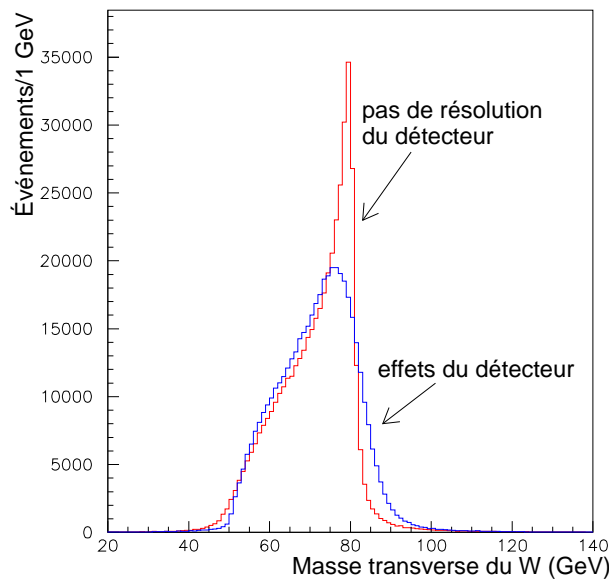


FIG. 1.2 – Distribution de la masse transverse des bosons W avec et sans les effets du détecteur. Dans ce dernier cas, la résolution du pic est très dégradée. Figure issue de la référence [4]

À basse luminosité, la précision totale attendue sur la masse du W est de ~ 20 MeV. Le tableau 1.1 résume l'ensemble des contributions sur cette mesure pour les expériences CDF et ATLAS. Cette méthode n'est cependant pas applicable à haute luminosité, l'empilement devenant trop important.

Les productions de paires de bosons de jauge seront aussi étudiées dans ATLAS, car elles constituent là encore de bons tests du Modèle Standard en ce qui concerne les couplages prédits par le Modèle standard.

1.2.3 Physique du B

Les mésons B devraient être produits en grande quantité auprès du LHC. Pendant la période de basse luminosité (voir la section 2.1 sur le LHC), le taux de déclenchement pour la physique du B devrait être de 10 Hz.

De nombreuses études sur les mésons beaux [7] portent sur la violation de CP. Au moment de la mise en service du LHC, les usines à B (BaBar et Belle) ainsi que le Tevatron auront déjà apporté de nombreux résultats sur le triangle d'unitarité. Cependant, certains paramètres, à l'exemple de l'angle γ , n'auront pas été mesurés. Le LHC devrait, grâce à une importante statistique accumulée, surcontraindre les mesures du triangle d'unitarité. Le but de ces mesures est de trouver des incohérences comme une éventuelle non fermeture du triangle d'unitarité, ce qui serait une preuve de l'existence de nouvelle physique.

L'étude de $\sin(2\beta)$ dans ATLAS sera menée en étudiant la désintégration $B_d \rightarrow J/\psi K_s^0$. En pratique, ce sont les différences des temps des désintégrations des B_d et \bar{B}_d qui permettent de remonter à $\sin(2\beta)$. L'incertitude statistique sur cette mesure est comprise entre 1 % et 1,6 % (en fonction des schémas de déclenchement adoptés par ATLAS) et l'incertitude systématique est estimée à 0,5 %. Ces mesures seront menées durant les trois années à basse luminosité.

ATLAS devrait aussi pouvoir estimer l'angle α en observant les désintégrations $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$. La mesure de cet angle est rendue difficile par les incertitudes sur les calculs théoriques des diagrammes de type « pingouin », la présence d'un grand nombre de bruits de fonds de même topologie ($B_d \rightarrow K^+\pi^-$, $B_s \rightarrow K^+K^-$, $B_s \rightarrow \pi^+K^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$) et enfin par la méconnaissance de la proportion de mode pingouin et de diagramme en arbre ($|P/T|$). Avec $|P/T| = 0,4$ connu avec une erreur relative de 30 % et pour un α d'environ 90° , la résolution sur α pour ATLAS devrait être de 16° (voir [7]).

Il est à noter que même en combinant les données de CMS, ATLAS et LHCb et toujours pour α environ égal à 90° , la meilleure sensibilité est atteinte au bout d'un an à basse luminosité si l'incertitude sur $|P/T|$ n'est pas meilleure que 30 %.

Une autre étude possible sur les mésons B concerne l'oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. En effet les états propres de ces mésons vis-à-vis de l'interaction faible ne sont pas ceux de l'interaction forte. Il en résulte que les états propres de masse et de durée de vie (états propres de l'interaction faible et aussi de CP si la violation de CP est négligée) sont une combinaison linéaire des états B_s^0 et \bar{B}_s^0 .

Les paramètres de cette oscillation mesurables grâce à ATLAS sont ΔM_s , la différence

de masse des deux états propres de CP et $\Delta\Gamma_s$, la différence de largeur de ces mêmes états. Via l'étude des processus de désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s\pi$ et $B_s^0 \rightarrow D_s a_1$, en une année à basse luminosité, ΔM_s peut être connu à 30 ps^{-1} avec 95 % de niveau de confiance. L'erreur relative sur $\Delta\Gamma_s$, obtenu via la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi \rightarrow \mu^+\mu^- K^+K^-$, sera de 12 % (à condition d'utiliser un déclenchement favorable) pour un temps d'acquisition de trois ans à basse luminosité.

D'autre part, l'étude des mésons B à ATLAS portera aussi sur les désintégrations rares, surtout celles comportant des muons dans l'état final, en principe peu affectées par des bruits de fond. Les canaux $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, dont les rapports d'embranchement¹ dans le cadre du Modèle Standard sont de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-9} devraient pouvoir être observés (résultats résumés dans le tableau 1.2).

En particulier, le rapport d'embranchement de $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ devrait pouvoir être mesuré. Si ce rapport d'embranchement s'avérait significativement plus grand que ce qui est prévu par le Modèle Standard, ce serait une indication en faveur de l'existence de la Supersymétrie (voir [4, 7]).

	Signal $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	Signal $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	Bruit de fond
3 ans à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	27	4	93
1 an à haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	92	14	660

TAB. 1.2 – Résumé des nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus pour les désintégrations di-muons des mésons beaux.

D'autres désintégrations rares observables sont semi-leptoniques, comme par exemple $B_d^0 \rightarrow \rho^0\mu^+\mu^-$ et $B_d^0 \rightarrow K^{0*}\mu^+\mu^-$, ces deux dernières permettant d'obtenir le rapport $|V_{td}|/|V_{ts}|$ (V_{td} et V_{ts} sont éléments issus de la matrice CKM permettant de décrire les couplages entre les quarks et les bosons W) avec une incertitude statistique de 14 %. La précision de mesure est limitée théoriquement par les incertitudes sur les rapports des facteurs de forme des désintégrations.

D'autre part, le canal $B_d^0 \rightarrow K^{0*}\mu^+\mu^-$ permettrait d'accéder à la physique au-delà du Model Standard, en particulier à la Supersymétrie, par la mesure de l'asymétrie avant-arrière, calculée en comparant le nombre d'événements où le μ^+ et le B ont la même direction dans le centre de masse du système des muons, à ceux où cette direction est opposée.

Enfin, grâce aux très hautes énergies des faisceaux du LHC (14 TeV au total dans le centre de masse) et à la grande luminosité, l'étude des productions des quarks b et \bar{b} pourra être menée pour tester la QCD à de très petits x (jusqu'à 10^{-4} environ). En particulier le domaine de validité de QCD perturbative pourra être testé.

Une dernière étude possible concerne les corrélations du couple $b\bar{b}$ lors de sa production (cf. [8]) grâce aux désintégrations suivantes :

¹Rapports d'embranchement de $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$: $(3, 5 \pm 1, 0) \times 10^{-9}$ et $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$: $(1, 5 \pm 1, 0) \times 10^{-10}$

$$\begin{aligned}\bar{b} &\rightarrow B_d \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu\mu)K^0, b \rightarrow \mu X \\ \bar{b} &\rightarrow B_s \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu\mu)\phi, b \rightarrow \mu X\end{aligned}$$

En particulier, ces corrélations devraient permettre une meilleure compréhension des sections efficaces de la production de paires de quarks lourds. Les expériences du Tevatron obtiennent des sections efficaces deux fois plus importantes que celles prévues par des calcul de QCD perturbative, l'étude de la production de paires $b\bar{b}$ est donc importante pour les expériences du LHC.

1.2.4 Le quark top

Le LHC est suffisamment énergétique pour être une « usine à tops », environ 8 millions de paires $t\bar{t}$ seront produites en un an à basse luminosité dans le détecteur ATLAS.

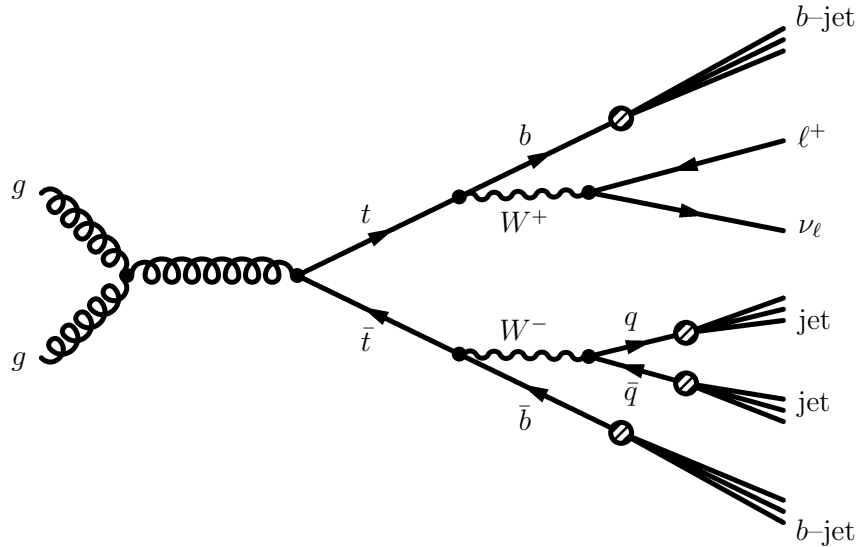


FIG. 1.3 – *Diagramme de Feynman du canal préférentiel de détection des paires $t\bar{t}$ dans ATLAS.*

Le mode le plus simple de détection est celui comportant un lepton et des jets dans l'état final (voir un exemple de cette désintégration sur la fig. 1.3). Ce canal nécessite un bon étiquetage des jets de quarks b ainsi qu'une bonne évaluation de l'énergie transverse manquante (à cause du neutrino) pour évaluer la masse du quark top.

Ce processus est important pour l'étude du quark top, car même si son rapport d'embranchement est plus faible que celui des désintégrations purement hadroniques des deux quarks top (2 jets beaux et 4 autres jets dans l'état final), le lepton de haut p_T facilite le déclenchement et la combinatoire des jets est aussi simplifiée.

Le mode di-lepton permet aussi un déclenchement simple, mais son rapport d'embranchement est malheureusement faible ($\approx 4,9\%$) et il ne convient pas pour reconstruire complètement la masse des quarks top (deux neutrinos dans l'état final).

La masse du quark top devrait être obtenue grâce au détecteur ATLAS avec une précision de l'ordre de $2 \text{ GeV}/c^2$, surtout limitée par les incertitudes sur les rayonnements de gluons dans l'état final, qui perturbent l'identification des événements et limitent la précision sur l'énergie. Le bruit de fond combinatoire (mauvaise association des jets issus de chaque quark top) est le bruit de fond principal pour cette mesure.

La recherche de la production isolée de quark top sera aussi entreprise. Ce mode de production électrofaible du quark top permet de mesurer les propriétés du couplage $t - W - b$ et l'élément V_{tb} de la matrice CKM. L'incertitude relative sur chaque mode de production d'un quark top varie beaucoup, pour le mode W^* (voir fig. 1.4), elle descend à 7,5 %, tandis qu'elle est de 50 % pour le mode Wt .

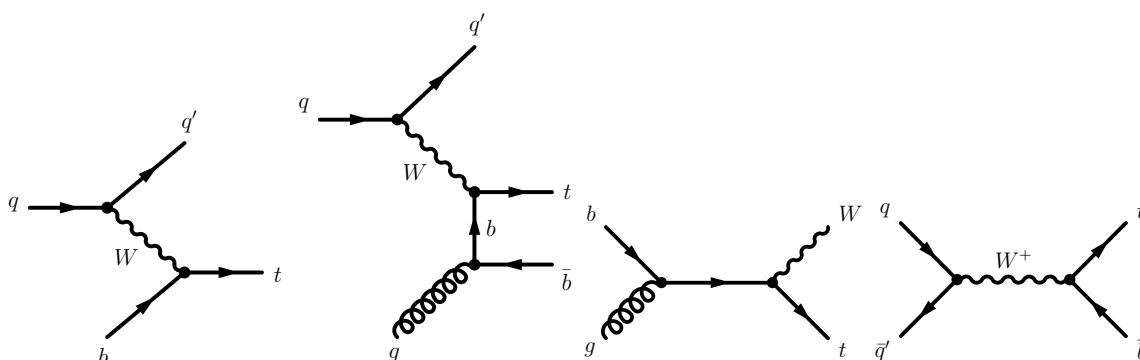


FIG. 1.4 – Diagrammes de Feynman des modes de production d'un quark top isolé auprès d'ATLAS dans l'ordre décroissant de leur section efficace. De gauche à droite, les deux premiers diagrammes représentent le mode dit fusion W -gluon, puis viennent le mode Wt et enfin W^*

Les autres éléments de la matrice CKM concernant le quark top (V_{ts} et V_{td}) seront peut-être évalués si les désintégrations rares $t \rightarrow sW$ et $t \rightarrow dW$ sont mises en évidence. Malheureusement, cela risque d'être difficile étant donné que ces modes de désintégration sont 100 à 1000 fois plus rares que $t \rightarrow bW$ et qu'il est difficile d'identifier les quarks s et d . Pour les mettre en évidence, la méthode utilisée est de comparer les désintégrations des paires $t\bar{t}$ avec un ou deux jets beaux dans l'état final.

D'autres désintégrations rares dans le cadre du Modèle Standard vont être recherchées, comme celles par courant neutre avec changement de saveur $t \rightarrow Zq$ ou $t \rightarrow \gamma q$, avec $q = c, u$ (rapport d'embranchement dans le Modèle Standard de l'ordre de 10^{-12}).

Un fort excès des désintégrations rares peut mettre en évidence une nouvelle physique. Les rapports d'embranchement des désintégrations faibles avec changement de saveur sont en effet quatre ordres de grandeur plus élevés dans un Modèle Supersymétrique Minimal que dans le Modèle Standard.

1.2.5 Le Boson de Higgs

Le boson de Higgs est certainement la particule dont la découverte est la plus attendue pour valider le Modèle Standard.

Ce boson permet en particulier de compléter la théorie électrofaible en donnant une explication à la masse des W^\pm et Z^0 , ainsi qu'aux fermions fondamentaux. Toutes les recherches précédentes pour découvrir ce boson ont pour l'instant échoué, mais le LHC devrait pouvoir le mettre en évidence.

Les résultats expérimentaux disponibles excluent une masse du boson de Higgs inférieure à $114,4 \text{ GeV}/c^2$ (recherche directe [9, 10, 11, 12]), tandis que les données disponibles sur l'interaction électrofaible conduisent à une masse la plus probable de $91 \text{ GeV}/c^2$ (mesure de la masse du W et du quark top), avec un maximum de $211 \text{ GeV}/c^2$ (contrainte sur la dépendance logarithmique des variables électrofaibles vis-à-vis de la masse du boson de Higgs) à 95 % de niveau de confiance.

Si le boson de Higgs existe, il doit être mis en évidence par ATLAS (et les autres expériences du LHC) pour $m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$, sans autre restriction.

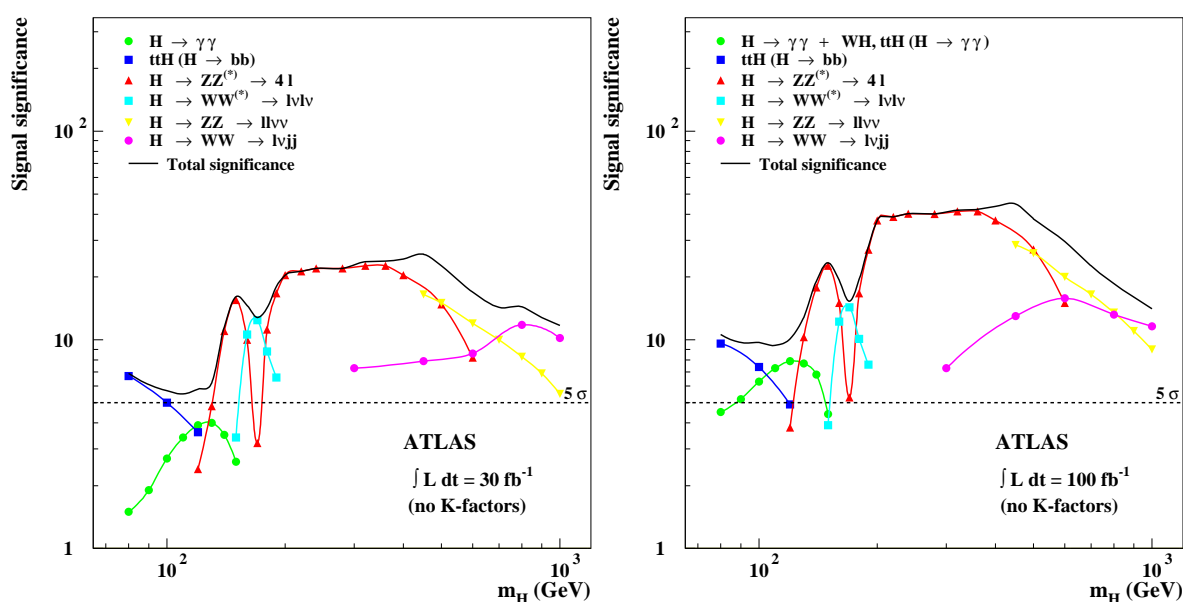


FIG. 1.5 – Potentiel de découverte du boson de Higgs par ATLAS. À gauche (droite) figure la signification statistique totale en fonction de la masse du Higgs pour trois (un) ans à basse (haute) luminosité.

Aux masses faibles, ($m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$), les désintégrations $H \rightarrow \gamma\gamma$ et les canaux à production associé, tel $t\bar{t}H$, suivi de $H \rightarrow b\bar{b}$ sont les modes privilégiés d'observation.

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est très exigeant pour le détecteur. En effet, son rapport d'embranchement étant très faible (0,2 % pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$), les performances du calorimètre électromagnétique doivent permettre une bonne réjection de bruits de fond assez nombreux :

- les bruits de fond irréductibles provenant des réactions $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$ et $qg \rightarrow q\gamma \rightarrow q\gamma\gamma$;
- les bruits de fond réductibles, tel $Z \rightarrow e^+e^-$ (gênant si m_H était proche de m_Z , mais les résultats des expériences LEP indiquent que ce n'est pas le cas) avec une mauvaise identification des leptons en photons, ou les processus jet – γ ou jet–jet

avec une mauvaise identification des jets. La réjection de ces bruits est possible en tenant compte des différences de développement des gerbes entre les électrons, les photons et les jets.

D'autre part, ce canal requiert d'avoir une bonne résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, ainsi qu'un bon rejet des π^0 , lesquels se désintègrent à 99 % en une paire de photons proches, pouvant être confondue avec un photon isolé.

À basse luminosité, pour mettre en évidence l'existence du boson de Higgs si ce dernier est «léger» ($m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$), le seul canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est insuffisant (voir figures 1.5 et 1.6). Il faut aussi dans ce cas s'intéresser aux productions associées, telles $t\bar{t}H(\rightarrow b\bar{b})$ ou aux processus de création par fusion de bosons vecteurs $q\bar{q}H(\rightarrow WW^{(*)})$ et $q\bar{q}H(\rightarrow \tau^+\tau^-)$.

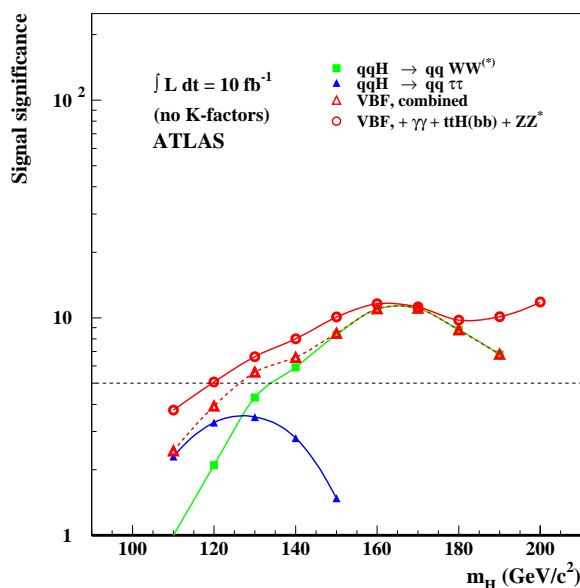
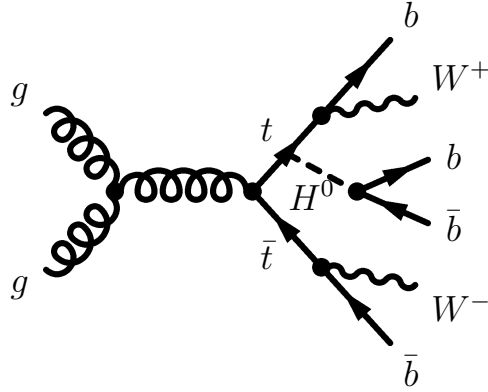


FIG. 1.6 – Potentiel de découverte du boson de Higgs léger par ATLAS. Pour $m_H > 120 \text{ GeV}$, le boson de Higgs peut être découvert la première année.

Dans le cas $t\bar{t}H(\rightarrow b\bar{b})$, les événements sont identifiables en étiquetant les 4 quarks b produits (deux par le Higgs, un pour chaque quark top, voir fig. 1.7). Par contre, l'efficacité de l'étiquetage des b doit être excellente pour éliminer tous les bruits de fond. En un an à basse luminosité, ATLAS devrait accumuler 15 événements de signal dans ce canal, 45 pour le bruit de fond, le tout combiné représentant une signification statistique (S/\sqrt{B} , où S représente le signal et B le bruit de fond) de 2,2 (environ 3,9 pour 3 ans).

Un autre mode intéressant à basse masse est celui de la création d'un boson de Higgs par fusion de bosons vecteurs (voir figure 1.8). Ce mode de production est surtout intéressant en raison des positions finales des deux quarks spectateurs : ils donnent en effet naissance à deux jets très proches du faisceau. L'identification des événements est alors rendue possible en exigeant la présence dans les événements de deux jets à très grande pseudo-rapidité ($\eta \approx 5$) et en recherchant les désintégrations du boson de Higgs dans le mode désiré (par exemple $\tau^+\tau^-$). Seule une dizaine d'événements de ce type est attendue

FIG. 1.7 – Diagramme de Feynman d'un processus de production associée $t\bar{t}H$.

pour la première année à basse luminosité, mais le nombre d'événements de bruit de fond est aussi proche de 10, le rapport signal sur racine du bruit étant alors d'environ 2,7.

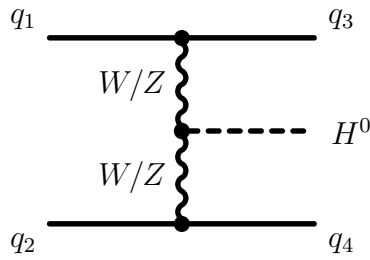


FIG. 1.8 – Diagramme de Feynman du processus de création du boson de Higgs par fusion de bosons vecteurs.

À partir de $150 \text{ GeV}/c^2$ et jusqu'à environ $600 \text{ GeV}/c^2$ (et exception faite d'une zone réduite autour de $m_H \approx 2 \times m_W$ où le rapport d'embranchement $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ chute brutalement), le mode le plus adapté pour mettre le boson de Higgs en évidence est $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$, où $\ell = e, \mu$. Cette désintégration présente l'avantage d'être facile à détecter (il suffit de requérir la présence de quatre leptons à très grand p_T) et d'avoir un bruit de fond réduit, surtout si une coupure sur l'énergie du plus énergétique des bosons Z est introduite dans l'analyse. Enfin, cet état final permet une reconstruction complète de l'événement.

Ce canal doit être complété dans l'intervalle de masse $150 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 190 \text{ GeV}/c^2$ où la désintégration $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ devient prédominante. L'inconvénient de ce processus de désintégration est qu'il ne permet que de mettre en évidence le boson de Higgs par l'observation d'un excès d'événements, mais pas de reconstruire un pic de masse.

Pour $m_H > 600 \text{ GeV}/c^2$, il faut utiliser deux modes de désintégrations différents : $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ et $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu \text{ jet jet}$. Les bruits de fond pour ces canaux sont importants à haute énergie, mais leur relativement grand rapport d'embranchement permet de les mettre en évidence. Dans les deux cas, une très bonne évaluation de l'énergie

transverse manquante est indispensable, ainsi qu'une bonne précision sur le p_T des jets de grande énergie dans le cas de la désintégration en W .

Un modèle au-delà du Modèle Standard, la Supersymétrie, prévoit l'existence de doublets de bosons de Higgs. Dans sa version minimale, le MSSM², cinq bosons de Higgs sont supposés exister : h^0 , H^0 , H^+ , H^- et A^0 . La plus légère de ces particules (h^0) ne peut selon la théorie pas dépasser la masse de $135 \text{ GeV}/c^2$.

Les principales différences concernant la physique du boson de Higgs résident dans les différences de rapport d'embranchement. En particulier, des modes de désintégrations extrêmement difficiles à observer dans le Modèle Standard, comme par exemple $H/A \rightarrow \mu\mu$ (voir fig. 1.9) ou $H/A \rightarrow \tau\tau$ peuvent devenir importants.

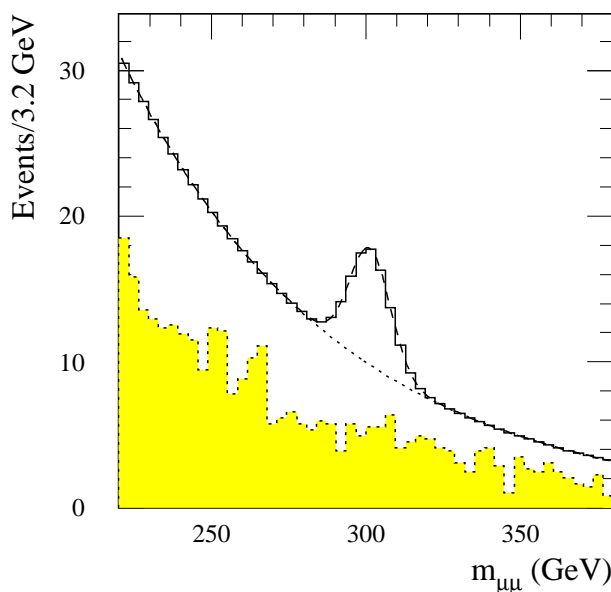


FIG. 1.9 – Distribution de la masse $m_{\mu\mu}$ pour le bruit de fond réductible $t\bar{t}$ (partie ombrée ou jaune), le bruit de fond total (courbe pointillée) et la somme des bruits de fond et du signal $H/A \rightarrow \mu\mu$ (histogramme en trait plein) au bout de trois ans à basse luminosité (30 pb^{-1}).

1.3 Physique au-delà du Modèle Standard

Malgré ses nombreux succès, le Modèle Standard ne permet pas de décrire l'ensemble des phénomènes observables aux très petites échelles. De plus, de même que les interactions électromagnétique et faible ont été réunies dans un seul cadre, la théorie GSW³, dite électrofaible, il est souhaitable d'unifier toutes les interactions en une seule. Plusieurs modèles tentent de circonvier à ces deux problèmes.

Les Modèles Supersymétriques introduisent l'existence de nouvelles particules dites supersymétriques, qui permettent d'unifier les interactions électrofaible et forte.

²Minimal SuperSymetric Model

³Pour le nom de ses trois « inventeurs » Sheldon Glashow, Abdus Salam et Steven Weinberg.

1.3.1 Les modèles supersymétriques

La Supersymétrie est une des extensions possibles du Modèle Standard. Elle est en tout cas celle qui a été le plus largement étudiée sur un plan tant théorique qu'expérimental à l'heure actuelle.

Alors que le Modèle Standard a pu être testé grâce au LEP et au SLC avec une précision globale de l'ordre de 0,1 %, le secteur de Higgs n'a pu être étudié en détail, alors qu'il est responsable de la génération des masses des bosons W et Z ainsi que des quarks et des leptons. Or, le boson de Higgs est le seul boson scalaire dans le Modèle Standard. La particularité des champs scalaires est que les corrections radiatives à la masse des particules correspondantes divergent quadratiquement. Un ajustement très fin entre les diverses contributions pourrait être une solution, mais une telle « conspiration » n'apparaît pas comme très naturelle. Une autre solution, plus élégante, est la supersymétrie. Dans ce cadre, chaque fermion fondamental possède un boson partenaire supersymétrique. Réciproquement, chaque boson possède un fermion partenaire supersymétrique. La supersymétrie fournit une solution naturelle au problème de divergence mentionné plus haut. En effet, dans ce cas il existe autant de bosons que de fermions fondamentaux, lesquels donnent lieu à des corrections de signes opposés à la masse du Higgs, se compensant ainsi mutuellement.

Dans le Modèle Supersymétrique le plus simple (MSSM, ou Minimal Supersymmetric Standard Model), outre les squarks (partenaires supersymétriques des quarks) et sleptons (partenaires supersymétriques des leptons), les gauginos, partenaires des bosons de jauge (gluino, winos et bino) se trouvent deux doublets de Higgs ainsi que les partenaires supersymétriques associés.

En pratique, la Supersymétrie doit être brisée, puisqu'aucune particule supersymétrique n'a encore été observée. Ceci peut être obtenu par l'introduction dans le lagrangien de termes de masse pour les particules supersymétriques. Ceci conduit à l'apparition d'un nombre important de paramètres, lesquels donnent toute sa richesse phénoménologique à la Supersymétrie. Enfin, on introduit la notion de R-parité : ce nombre quantique vaut $+1$ pour les particules supersymétriques et -1 pour les particules ordinaires. La conservation de la R-parité permet de garantir la renormalisabilité de la théorie et son invariance de jauge. Dans la plupart des modèles supersymétriques, la R-parité est conservée. Il est toutefois possible de construire des modèles supersymétriques sans utiliser la conservation de la R-parité, à condition de prendre des précautions pour que n'apparaisse pas la possibilité pour le proton de se désintégrer avec un temps de vie caractéristique de l'interaction faible, c'est-à-dire bien trop vite par rapport aux limites expérimentales. La conservation de la R-parité a pour conséquence pratique que les particules supersymétriques sont produites par paires et que la particule supersymétrique la plus légère doit nécessairement être stable.

Auprès du LHC, on s'attend à ce que la production de particules supersymétriques soit dominée par la production de squarks et de gluinos, quelle que soit leur masse, ceux-ci étant sensibles à l'interaction forte. Les squarks produits devraient se désintégrer après plusieurs étapes en un état final comportant la particule supersymétrique la plus légère

(LSP, Lightest Supersymmetric Particle). Celle-ci étant neutre et n'interagissant que par l'intermédiaire de l'interaction faible, la signature sera donc l'observation d'une importante énergie transverse manquante dans le détecteur. On s'attend à ce que cette particule soit un neutralino χ_0^1 , lequel est un état observable résultat du mélange de gauginos et de higgsinos. Toutefois, dans le cas de théories à R-parité non conservée, comme la LSP peut se désintégrer en particules du Modèle Standard, les signatures seront en général plus complexes.

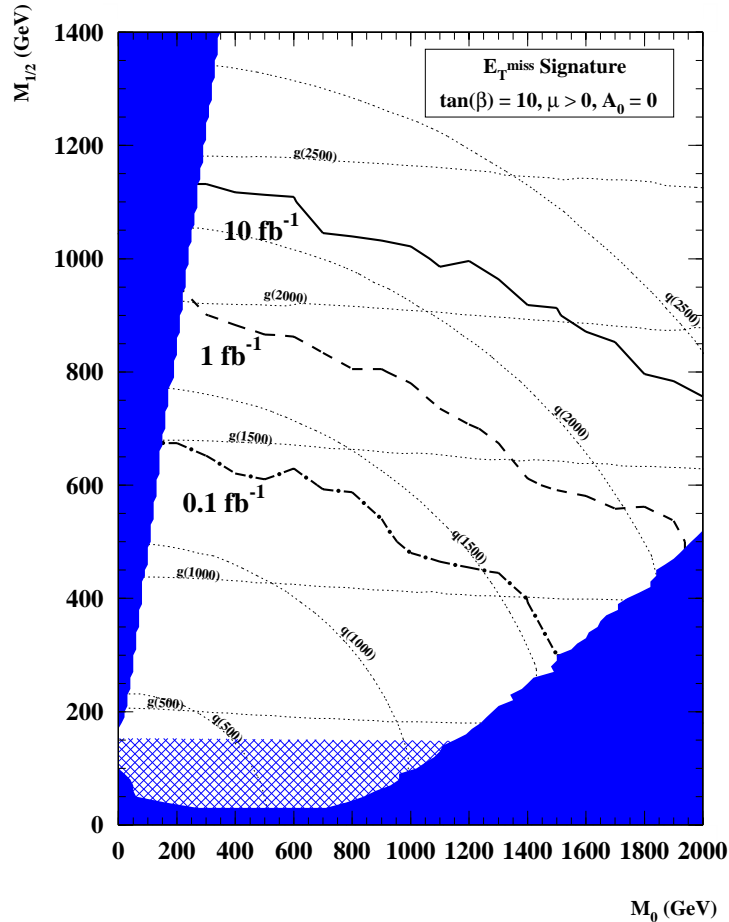


FIG. 1.10 – Régions explorables dans le plan des paramètres M_0 , la masse des squarks, des sleptons et des bosons de Higgs au-delà de l'énergie de grande unification, et $M_{1/2}$, la masse des gauginos, pour quelques valeurs de luminosité intégrée et les masses de gluinos et squarks correspondantes (voir [13]).

Associés à l'énergie transverse manquante devraient se trouver des jets et des leptons. En particulier, comme le gluino est un fermion de Majorana, son rapport d'embranchement en leptons ne dépend pas du signe du lepton. On s'attend donc, dans le cas de la production de paires de gluinos, à observer des paires de leptons isolés et de même signe, canal pour lequel le bruit de fond causé par des processus du Modèle Standard est faible. ATLAS a étudié en détail les signatures possibles pour la supersymétrie dans le cadre de divers types de modèles et pour divers jeux de paramètres possibles de ces modèles. Dans tous les cas, il en ressort qu'il devrait être possible de mettre la Supersymétrie en évidence assez

rapidement, les sections efficaces de production étant de l'ordre du fb. Par exemple, la figure 1.10 donne la masse maximale observable pour des gluinos et des squarks, en fonction de deux paramètres de modèles supersymétriques en en fixant trois autres et en fonction de la luminosité intégrée. On voit que la section efficace de production importante, combinée à l'existence de signatures caractéristiques permettra de mettre en évidence la Supersymétrie très rapidement, avec des luminosités intégrées ($0,1 \text{ fb}^{-1}$ à 1 fb^{-1}) correspondant à des durées de prises de données de quelques jours, à condition toutefois que le fonctionnement du détecteur soit bien maîtrisé dès le départ et que la luminosité de départ de la machine atteigne bien $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

1.3.2 Autres modèles exotiques

1.3.2.1 Technicouleur

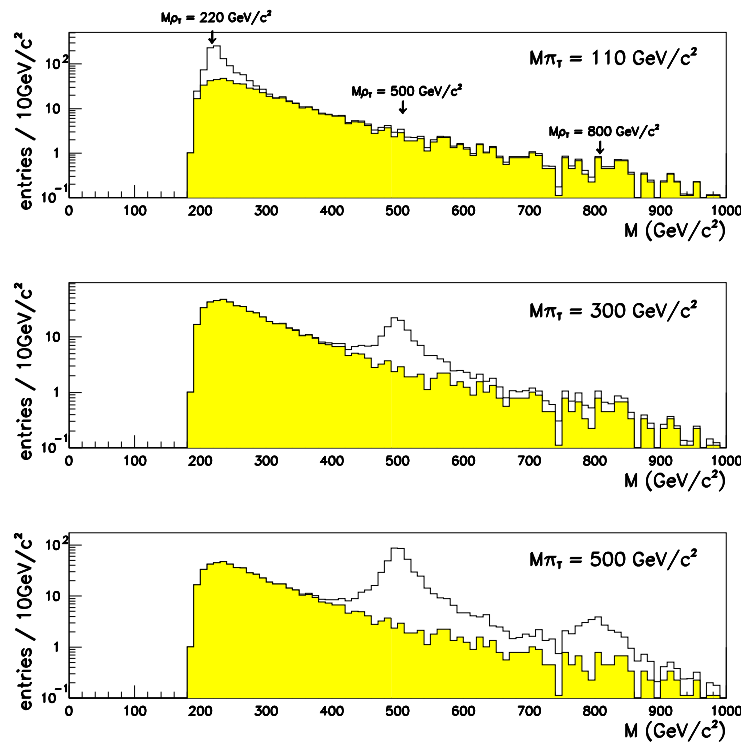


FIG. 1.11 – Étude de la désintégration $\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm \nu l^+ l^-$: spectre de masse invariante des paires $W^\pm Z$ reconstruites, pour le signal et le bruit de fond, pour des masses $m_{\pi_T} = 110, 300, 500 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{\rho_T} = 220, 500, 800 \text{ GeV}/c^2$.

La technicouleur est une théorie permettant l'introduction de la brisure de symétrie électrofaible sans utiliser le mécanisme de Higgs. Elle suppose l'existence de fermions

portant une charge appelée technicouleur et interagissant fortement à une échelle d'énergie élevée. Elle fournit donc une interprétation possible à la non-observation éventuelle d'un boson de Higgs. Elle devrait se traduire expérimentalement par l'observation de technihadrons, en particulier de techni-rho et de techni-pions, dont les désintégrations peuvent être très caractéristiques. Selon le spectre de masse des techni-hadrons, on s'attend ainsi aux signatures suivantes :

- trois leptons, dont deux de signe opposé, associés à de l'énergie manquante (signant la présence d'un neutrino). Il s'agit là du signal le plus facile à mettre en évidence, dû à la désintégration d'un techni-rho en une paire de bosons de jauge, selon : $\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm \nu l^+ l^-$. Le seul bruit de fond provenant du modèle standard est la production dans le continuum de paires de bosons W et Z . La figure 1.11 montre les spectres de masse invariante du système WZ reconstruit pour différents couples de valeurs de masse du techni-pion et du techni-rho ;
- deux leptons de signe opposé, associés à un jet de quark b . Dans ce cas, la désintégration correspondante est $\rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^\pm Z \rightarrow bql^+ l^-$. Les bruits de fond attendus pour cette signature sont la production de Z associée à des jets et comme dans le cas précédent, la production de paires WZ ;
- un lepton, de l'énergie transverse manquante signant la présence d'un neutrino et deux jets de b . Dans ce cas, la désintégration correspondante est $\rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^0 \rightarrow l\nu b\bar{b}$. Les bruits de fond proviennent des canaux $Z + \text{jets}$ et $W + \text{jets}$.

1.3.2.2 Fermions excités

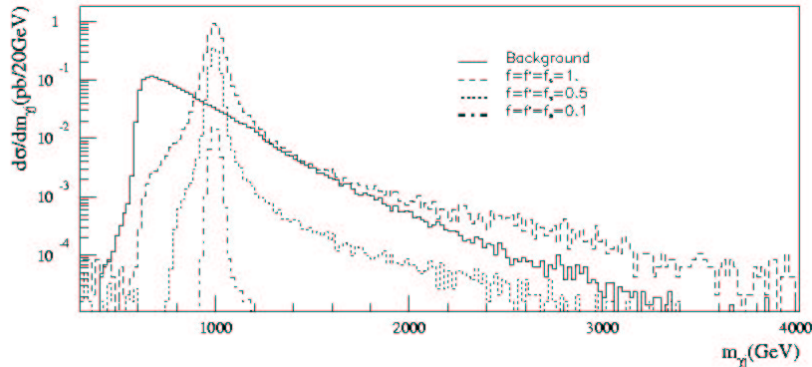


FIG. 1.12 – Distributions de masse invariante γj , pour des quarks excités de $1000 \text{ GeV}/c^2$ et pour le bruit de fond. Coupures : $p_T > 300 \text{ GeV}/c$, $|\eta| < 2,5$. f, f' et f_s sont des paramètres caractérisant la sous-structure des quarks, compris entre 0 et 1 et apparaissant dans le lagrangien effectif de la théorie.

Le fait qu'il existe trois générations de fermions fondamentaux peut donner à penser que ceux-ci sont des objets possédant une structure, constituée d'objets plus fondamentaux. Ceci peut se traduire par l'existence de fermions (quarks ou leptons) excités, se désexcitant en fermions ordinaires, moyennant l'émission d'un photon. En particulier, l'existence de quarks excités devrait se traduire par un photon associé à un jet, avec un

pic existant dans la distribution de masse invariante photon-jet (voir figure 1.12). Le bruit de fond standard est le rayonnement de photons associés à un jet et il devrait être possible de mettre en évidence des fermions excités jusqu'à des masses de plusieurs TeV.

1.3.2.3 Leptoquarks

Les leptoquarks sont des particules se couplant aussi bien aux quarks qu'aux leptons, car elles possèdent un nombre leptonique et un nombre baryonique non nul. Leur existence apparaît dans nombre d'extensions du Modèle Standard et peut sembler naturelle au vu de la symétrie existant entre les générations de quarks et de leptons. ATLAS s'est intéressé à la recherche de leptoquarks d'une masse supérieure à $300 \text{ GeV}/c^2$ uniquement, dans la mesure où des leptoquarks de masse inférieure auraient toutes les chances d'être découverts avant le démarrage du LHC, par exemple auprès du Tevatron.

La réaction de production de leptoquarks isolés est $q + g \rightarrow LQ + l$, l pouvant être un électron ou un neutrino. Le leptoquark se désintégrant lui-même en quark plus lepton, une signature possible est constituée de deux électrons plus un jet. Les bruits de fond à ce signal proviennent des processus $Z + \text{jets}$ et de la production de quarks top. Ces bruits de fond peuvent être contrôlés par des coupures en p_T , en η et en masse invariante de la paire de leptons.

La production de paires de leptoquarks a lieu par fusion de gluons et la signature attendue de ce processus est un état final à deux électrons et à deux jets. Le bruit de fond principal est la production de paires de quarks top, lequel peut être contrôlé par des coupures sur le p_T et la pseudo-rapacité des électrons et des jets.

1.3.2.4 Sous-structure des quarks (Compositeness)

Dans ce cadre, les quarks ne sont pas considérés comme des fermions fondamentaux mais possèdent une sous-structure. Cette sous-structure peut être mise en évidence par un excès de production de jets à haut p_T par rapport au Modèle Standard ou par des distributions angulaires de paires de jets plus isotropes que les prédictions du Modèle Standard. Les distributions angulaires sont les plus prometteuses, car moins sensibles aux incertitudes sur les fonctions de distribution des partons au sein du proton que les taux de productions de jets en fonction du p_T .

Enfin, il est possible de mettre en évidence une éventuelle sous-structure des quarks par la production de paires de leptons de grande masse invariante, au cas où les sous-constituants des quarks et des leptons seraient les mêmes.

1.3.2.5 Nouveaux bosons de jauge

Les extensions du groupe de jauge associé au Modèle Standard donnent inévitablement lieu à l'apparition de nouveaux bosons de jauge. Les désintégrations de tels bosons donnent naissance à des paires de leptons ou de jets de grande masse invariante et de haut p_T , par l'intermédiaire de désintégrations du type $W' \rightarrow WZ$, $Z' \rightarrow WW$ ou $Z' \rightarrow f^+f^-$, où f

est soit un quark soit un lepton. A titre d'exemple, la figure 1.13 donne le potentiel de découverte d'un Z' , tandis que la figure 1.14 montre les spectres de masse transverse du signal et du bruit de fond pour la désintégration d'un Z' de $4 \text{ TeV}/c^2$.

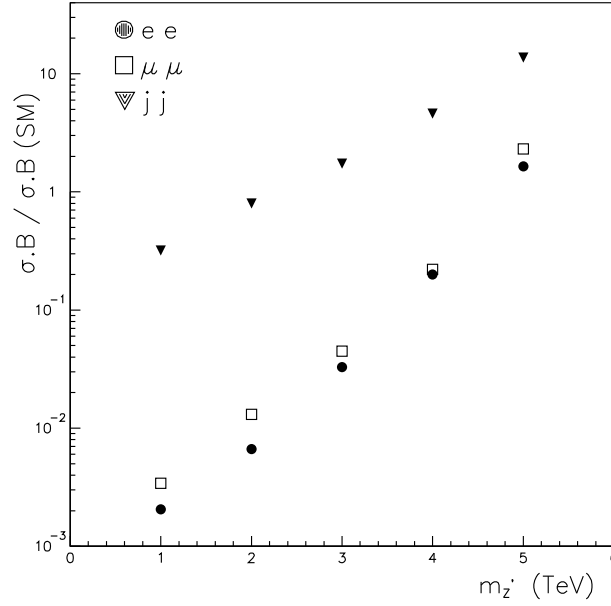


FIG. 1.13 – Potentiel de découverte d'un boson Z' avec une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} , en fonction de la masse du Z' et du rapport de l'intensité de ses couplages à ceux du Z standard.

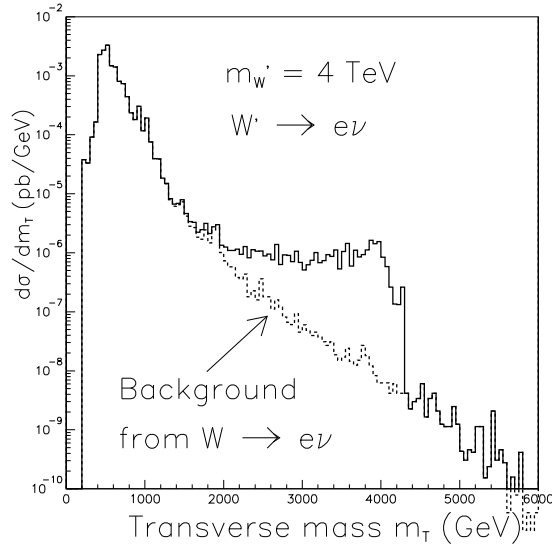


FIG. 1.14 – Distribution de masse transverse attendue pour une désintégration $W' \rightarrow e\nu$, superposée au bruit de fond standard $W \rightarrow e\nu$, pour une masse de W' de $4 \text{ TeV}/c^2$, avec une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

Chapitre 2

L'expérience ATLAS

2.1 Le LHC

Le LHC (*Large Hadron Collider*) est le futur grand collisionneur du CERN, qui viendra remplacer le LEP. Contrairement à ce dernier qui utilisait des électrons et des positrons, le LHC est un collisionneur proton-proton, dont l'énergie dans le centre de masse est de 14 TeV. La luminosité instantanée maximale prévue est de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (ce qui correspond à une luminosité intégrée sur 1 an de 100 fb^{-1}), mais elle ne devrait être que de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ les trois premières années de fonctionnement.

Le collisionneur LHC est construit dans le tunnel anciennement occupé par le LEP, ce qui permet de limiter le génie civil. La circonférence totale du collisionneur est de 27 km, et l'injection des protons se fait grâce aux installations déjà disponibles, telles le PS (*Proton Synchrotron*) et le SPS (*Super Proton Synchrotron*).

Les protons sont injectés dans l'anneau principal à une énergie de 450 GeV, puis accélérés jusqu'aux 7 TeV par faisceau nominaux du LHC. Les paquets contiennent environ 100 milliards de protons, et sont espacés de 7,48 m, ce qui correspond à un intervalle de temps de 24,95 ns, et détermine la fréquence des collisions. La forme des paquets de protons est gaussienne, la position du point de collision pouvant varier de $16,63 \mu\text{m}$ orthogonalement au faisceau et de 7,55 cm (cette valeur est l'écart type des paquets en les considérant gaussiens) selon son axe (voir [14]).

Tout le long de l'anneau, des aimants supraconducteurs sont disposés pour maintenir la trajectoire des protons. Des aimants de 14,3 mètres créent un champ dipolaire de 8,33 T contraignant les protons à rester dans l'anneau, tandis que les aimants quadrupolaires focalisent les faisceaux.

En plus du programme de collision proton-proton, l'utilisation d'ions lourds est aussi prévue. Les projectiles principaux utilisés seront des ions de plomb (collisions Pb-Pb, et Pb-proton, et éventuellement d'autres combinaisons ion-ion), accélérés jusqu'à une énergie de 2,76 TeV par nucléon. La luminosité maximale totale devrait être comprise entre $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [15, 16].

2.2 Géométrie d'ensemble

2.2.1 ATLAS et les autres expériences au LHC

L'accélérateur LHC fournira des protons ou des ions à quatre expériences différentes : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE.

ATLAS est l'expérience la plus volumineuse de toutes avec 44 mètres de long pour 22 de haut. Le schéma complet du détecteur sera décrit plus loin dans ce chapitre, on s'attardera ici sur une comparaison des quatre détecteurs.

CMS (*Compact Muon Spectrometer*) est une expérience comparable à ATLAS dans sa conception, car elle a pour but d'étudier les mêmes phénomènes physiques, mais elle se distingue par ses choix technologiques et ces choix ont un impact important sur le détecteur global. CMS pèse 12 500 tonnes, et mesure 30 mètres de haut pour 21,5 mètres de long. L'ensemble du système de suivi des traces chargées de CMS est basé sur des détecteurs au Silicium (un détecteur à pixel et un autre à micro-pistes), tandis qu'ATLAS ajoute un détecteur à radiations de transition autour du « cœur » en silicium. ATLAS a mis en place le détecteur à rayonnement de transition pour améliorer la précision du calcul de trajectoires en les complétant avec une trentaine de points supplémentaires, à comparer aux typiquement sept points de mesure donnés par l'ensemble des détecteurs Silicium. Par ailleurs, la dépendance du taux de rayonnement de transition émis en fonction du rapport e/m des particules permet l'identification de celles-ci (pour les électrons essentiellement). CMS se contente des détecteurs au silicium car son champ solénoïdal très intense (4 T, à comparer aux 2 T du solénoïde central d'ATLAS) permet d'infléchir fortement les trajectoires des particules chargées, même à grande impulsion transverse.

Les calorimètres de CMS fonctionnent tous par scintillation, tandis que seul le tonneau hadronique utilise ce type de détection dans ATLAS, tous les autres calorimètres étant basés sur l'argon liquide. D'autre part, au niveau du calorimètre électromagnétique, CMS dispose d'un détecteur dont tout le volume est actif, contrairement à ATLAS, dont le calorimètre est à échantillonnage. Ces choix conditionnent beaucoup les performances du détecteur, en particulier la résolution qui est meilleure pour CMS (surtout le terme d'échantillonnage), mais dont la qualité des cristaux dans le calorimètre se dégrade au cours du temps sous l'effet des radiations, ce qui peut mener à une augmentation progressive du terme constant de la résolution.

Pour la mesure de l'impulsion des muons, les stratégies sont là encore très différentes. Dans ATLAS, le parti pris est d'offrir une grande distance de parcours aux muons dans un champ magnétique assez complexe (toroïdal) qui exige d'avoir un programme de reconstruction très performant (les trajectoires des muons ne sont pas simplement hélicoïdales), mais qui permet une mesure complètement autonome de l'impulsion. Dans CMS, le détecteur de muons est plus compact que celui d'ATLAS, et les champs magnétiques y sont comparables. Aussi, pour bénéficier de la meilleur résolution possible, les traces des muons doivent être reconstruites aussi dans le détecteur interne, où le champ magnétique atteint 4 T, ce qui permet de reconstruire l'ensemble de la trajectoire des muons depuis leur émission jusqu'à leur sortie du détecteur.

LHCb (*the Large Hadron Collider beauty experiment*), comme son nom l'indique, est majoritairement dédié à l'étude des quarks b , ou des mésons contenant ce même quark. En particulier, LHCb se focalisera tout particulièrement sur l'étude de la violation de la symétrie CP dans le système des quarks b . La plupart des particules intéressantes dans ce type de physique sont émises à de petits angles par rapport au faisceau. C'est pour cette raison que LHCb ressemble à un détecteur à cible fixe, avec tout de même une taille équivalente à celle de Delphi dont il prendra la place (environ 20 mètres de long sur 10 de haut). Les sous-détecteurs de LHCb sont formés d'un détecteur de traces, d'imageurs d'anneaux Cherenkov, de calorimètres et de spectromètres à muons, tout comme CMS et ATLAS, à ceci près qu'ils sont disposés en plans successifs plutôt qu'en cylindres imbriqués les uns dans les autres. La physique du quark b ne sera pas le seul centre d'intérêt de LHCb, un programme d'étude du boson de Higgs étant prévu, par l'intermédiaire de la désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$.

Enfin, ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) est exclusivement dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds (Pb-Pb). L'objectif de cette expérience est de mettre en évidence le QGP (plasma de quarks et de gluons) sans aucune ambiguïté possible. Pour ce faire, il est prévu d'observer simultanément plusieurs conséquences supposées de la formation du plasma, telles la suppression du J/Ψ ou le « jet quenching » (perte d'énergie des jets due à l'émission de gluons par les quarks au sein du plasma avant leur hadronisation).

Les événements étudiés par ALICE ont une grande multiplicité (jusqu'à 20 000 traces chargées dans la TPC), pour cette raison, la détection des traces y est privilégiée, la calorimétrie étant réduite à la portion congrue. Dans sa conception actuelle, ALICE est donc un ensemble de détecteurs de traces contenus dans l'ancien aimant de l'expérience L3 du LEP (à l'exception du bras di-muons qui forme un des bouchons de l'expérience). Les traces sont détectées par un détecteur au Silicium, une TPC, et divers détecteurs destinés à l'identification des particules, par la mesure du $\frac{dE}{dx}$ ou du temps de vol. Ce dernier moyen d'identification est aussi utilisé par le détecteur de photons qui est un calorimètre situé loin du point d'interaction, et qui ne couvre que très peu d'angle solide ($|\eta| < 0,12$ et $\Delta\varphi = 100^\circ$). L'autre calorimètre est situé le long du faisceau à environ 115 mètres de part et d'autre du point d'interaction et détecte les neutrons et protons pour assurer le contrôle de la centralité de l'interaction, ainsi que la mesure de la luminosité absolue (à 5 % près).

Il est à noter qu'ATLAS et CMS pourraient participer à l'étude des ions lourds.

L'intérêt dans ATLAS est dû pour une grande part à sa calorimétrie, ce qui permet de compléter les résultats d'ALICE :

- les calorimètres sont hermétiques ($|\eta| < 4,9$ et $\Delta\varphi = 2\pi$), ce qui est indispensable pour l'étude des jets qui partent dos à dos, et aussi pour obtenir une bonne statistique des événements Z^0 -jets et γ -jets. L'herméticité est aussi importante dans le cadre de l'étude des événements de QCD perturbative à petit x^1 , en particulier dans le cas où cette valeur est très différente pour les deux ions lors de la collision ;
- les profondeurs des calorimètres sont suffisamment importantes pour s'affranchir du bruit de fond QCD permanent dans les collisions d'ions lourds. En particulier, le

¹Fraction d'impulsion portée par les partons

- bruit de fond constant de 100 GeV est arrêté par le calorimètre électromagnétique ;
- la segmentation est excellente ($0,1 \times 0,1$ en coordonnées $\eta \times \varphi$ pour le calorimètre hadronique), et les informations en temps sont assez précises, avec une résolution de l'ordre de la nanoseconde.

2.2.2 Vue d'ensemble du détecteur ATLAS

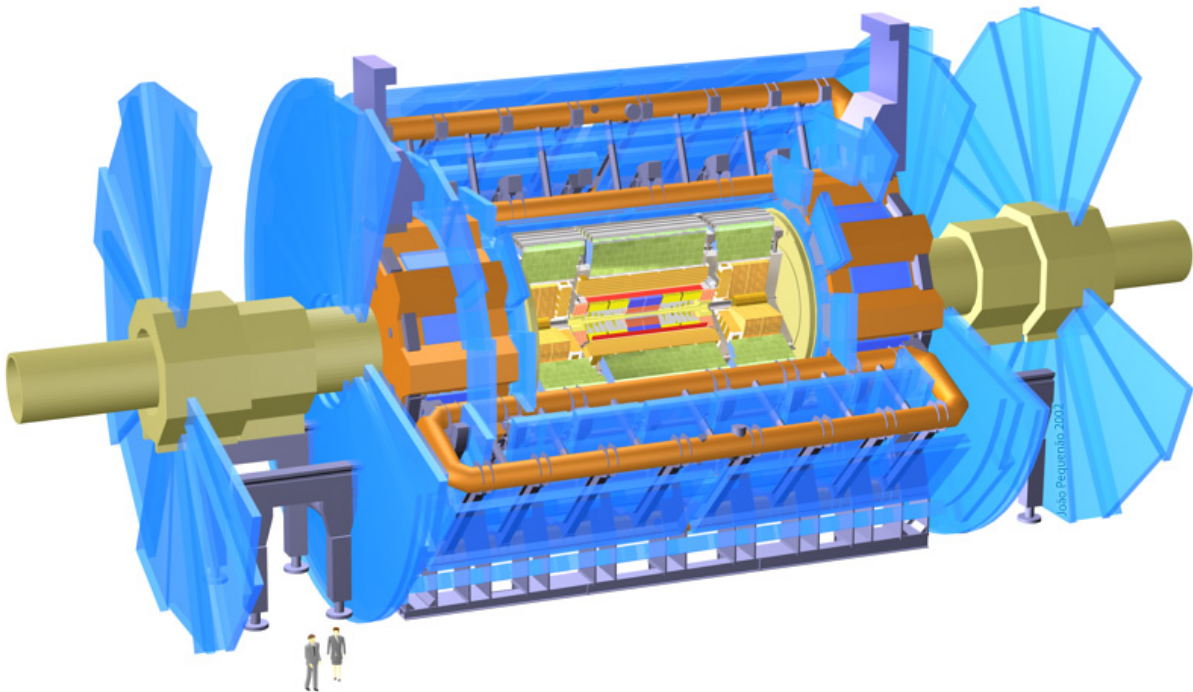


FIG. 2.1 – *Vue en 3D du détecteur ATLAS.*

Dans son ensemble, l'architecture du détecteur ATLAS est typique des détecteurs fonctionnant auprès de collisionneurs, et est ainsi très similaire à celle des détecteurs du LEP. Nous pouvons distinguer trois grands groupes de sous-détecteurs :

- les détecteurs internes échantillonnent la trajectoire hélicoïdale des particules chargées qui sont déviées sous l'action du champ magnétique central solénoïdal (l'aimant est situé dans le cryostat du calorimètre électromagnétique), et en tirent des paramètres importants, tels la quantité de mouvement de la particule associée à chaque trace, ainsi que la position du vertex d'origine. Les détecteurs internes permettent aussi l'identification des particules, en particulier les électrons dans le détecteur à

- radiation de transition, ainsi que l'étiquetage des jets, par l'intermédiaire de la recherche de vertex déplacés ou de traces ne passant pas par le vertex principal de l'événement (signalant ainsi le point de désintégration d'un hadron beau). L'efficacité d'étiquetage des jets de b devrait ainsi être de 60 % pour un taux de réjection de 100 à 1 000 (dépendant du type de jet, de quarks légers ou de gluons) ;
- les calorimètres (électromagnétiques et hadroniques) qui permettent de mesurer l'énergie de la plupart des particules en les stoppant et en récupérant une partie de l'énergie déposée. La calorimétrie participe aussi à l'identification des particules, par l'intermédiaire de l'étude de la forme longitudinale et latérale des dépôts d'énergie, et par le fait que certains types de particules traversent les calorimètres, d'autres y étant arrêtés (par exemple, les électrons sont arrêtés par le calorimètre électromagnétique tandis que les protons ou les pions continuent leur parcours jusqu'au calorimètre hadronique, en ne déposant qu'une faible fraction de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique) ;
 - enfin les détecteurs de muons qui donnent accès à la mesure de l'impulsion des plus énergétiques d'entre eux (la grande taille des détecteurs permet ici la mesure des courbures de trajectoire alors qu'elle était trop faible dans les détecteurs internes dont le « bras de levier » est insuffisamment grand). Les détecteurs de muons fonctionnent de façon parfaitement autonome (les détecteurs centraux ne sont sollicités que pour des muons de basse énergie) ;
 - ATLAS comporte un système d'aimants supraconducteurs destinés à courber les traces (dans les détecteurs internes et les spectromètres à muons), ce qui permet de mesurer leurs impulsions. Le solénoïde qui fournit un champ de 2 T (parallèle au faisceau) dans les détecteurs internes se trouve dans le cryostat du tonneau juste devant le calorimètre électromagnétique, mais dans une enceinte séparée remplie d'hélium liquide pour maintenir le solénoïde à 4,5 K. La taille limitée à 5,3 m du solénoïde (pour qu'il puisse être contenu par le cryostat) entraîne des pertes de champ magnétique à ses extrémités. Le champ magnétique collinéaire au faisceau dans les détecteurs internes chute à 1 T, et une composante orthogonale apparaît avec l'éloignement du faisceau, qui peut atteindre jusqu'à 0,6 T, ce qui complique la reconstruction. Des aimants toroïdaux supraconducteurs se trouvent dans la zone des détecteurs de muons. Le champ qu'ils développent sert à courber la trajectoire de muons de haut P_t . Les aimants toroïdaux de la partie tonneau sont rectangulaires (longueur 25,3 m et largeur 10,7 m) et sont orientés dans leur longueur selon l'axe du faisceau. L'intégrale du champ $\int B \cdot dl$ varie de 2 à 5 T.m en fonction de η . Les aimants toroïdaux des bouchons sont formés par huit bobines, chacun étant long 9,05 m pour 5 m de large, cette dernière étant parallèle au faisceau. L'intégrale du champ magnétique y varie entre 4 et 8 T.m.

Dans les pages suivantes, les sous-détecteurs sont détaillés.

2.3 Les détecteurs internes

Les détecteurs internes sont comme on l'a vu précédemment composés de trois sous-détecteurs.

Le détecteur à pixels est placé au plus près du point d'interaction car il a la meilleure résolution spatiale. Ainsi, il permet d'avoir une très bonne reconstruction des vertex, ce qui conditionne les performances du détecteur pour ce qui est de l'étiquetage des saveurs de jets.

Le SCT, un peu moins performant au niveau de la résolution spatiale, est placé un peu plus à l'extérieur. Les points obtenus pour chaque trace avec ce détecteur permettent de compléter avantageusement la reconstruction des trajectoires.

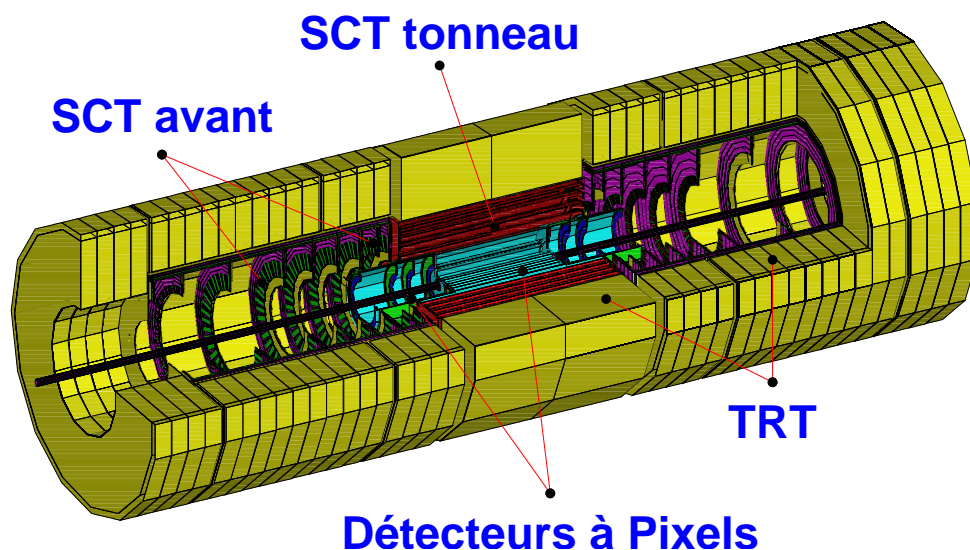


FIG. 2.2 – Vue en 3D des détecteurs internes.

Enfin, encore plus à l'extérieur, le détecteur à radiation de transition, bien qu'intrinsèquement moins précis, permet d'améliorer notablement la mesure des impulsions en ajoutant jusqu'à une trentaine de points par trace pour réaliser l'ajustement des paramètres des trajectoires.

2.3.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est composé de trois cylindres concentriques dans la partie centrale (tonneau), placés à des rayons de 5,05, 10,1 et 13,2 cm à partir du point d'interaction, et de cinq disques dans chaque bouchon, situés entre 49 et 77 cm du point d'interaction, et dont le rayon est compris entre 10 et 19 cm. La surface active totale est de 2,87 m² et le nombre de voies de lecture est de l'ordre de 100 millions.

Chaque cellule dans le détecteur est un quadrilatère en deux dimensions, ce qui différencie ainsi les pixels des technologies à micropistes qui sont à une dimension. Ceci

permet de réduire les ambiguïtés de reconstruction par rapport à un détecteur à une seule dimension, car chaque cellule fournit une information sur deux coordonnées. Chaque pixel mesure $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ (coordonnées $R\varphi \times z$ dans le tonneau, et coordonnées $R\varphi \times R$ dans les bouchons) sauf dans le premier cylindre du tonneau avec une taille de $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$.

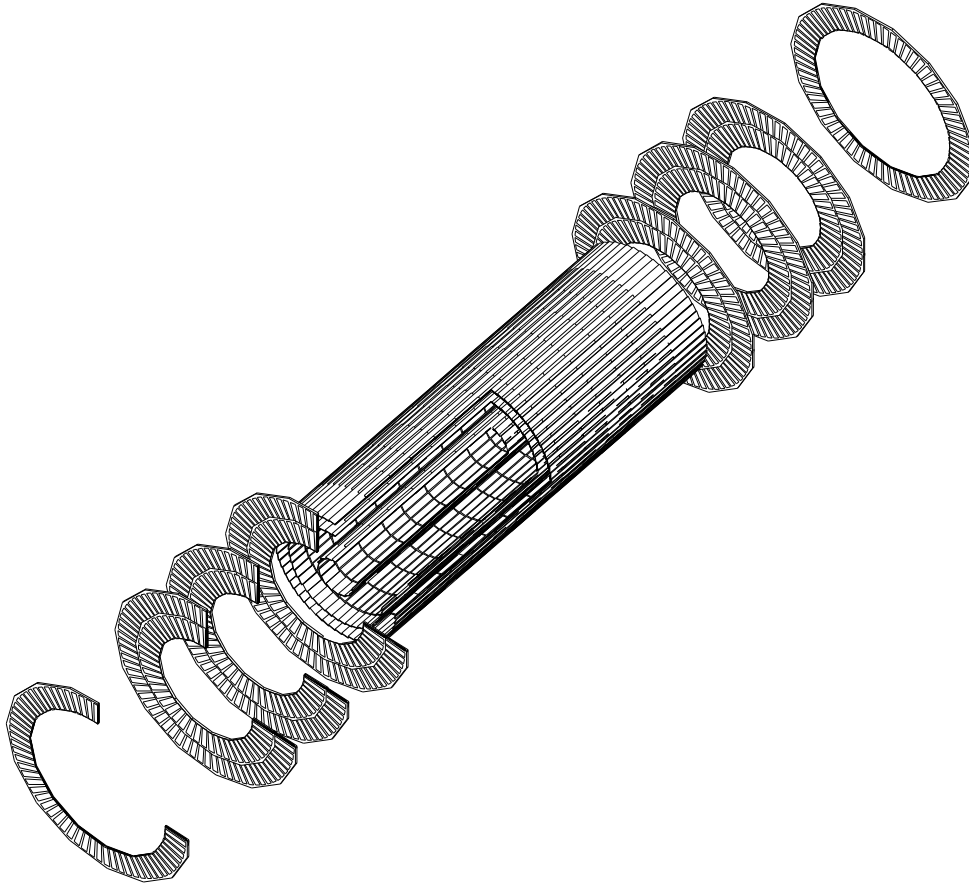


FIG. 2.3 – Vue en 3D des détecteurs à pixels. La partie tonneau est formée par les cylindre au centre, tandis que les bouchons se composent chacun de disques aux extrémités.

La très bonne résolution de ce détecteur et la proximité du point d'interaction doivent permettre d'identifier les vertex des désintégrations des particules à courte durée de vie, en particulier les mésons ou quarks beaux, ainsi que les leptons τ . Dans son dessin actuel, les différents modules se recouvrent pour avoir une herméticité maximale, et le système complet fournit trois points de très grande précision pour chaque trace ($\sim 12 \mu\text{m}$ en $R\varphi$ et 69 à $77 \mu\text{m}$ en z dans le tonneau ou en R dans les bouchons).

Ce détecteur étant le plus proche du point d'interaction, l'électronique dont il est équipé doit être durcie aux radiations pour résister aux 300 kGy/an (valeur maximale) générés par un flux de $5 \times 10^{14} \text{ neutrons.cm}^{-2}.\text{an}^{-1}$, et cela pendant une période de dix ans.

2.3.2 Le SCT

Le SCT (*SemiConductor Tracker*) est un détecteur à micropistes de silicium. Il doit être assez rapide pour éviter le temps mort, et aussi résister aux radiations (dose estimée à 10 kGy/an pour un flux maximum de 2×10^{13} neutrons.cm⁻².an⁻¹).

Le tonneau se compose de quatre cylindres concentriques dont les rayons s'échelonnent de 30 à 52 cm, et dont la longueur totale est de 1,5 m. La superficie totale du tonneau est de 34 m².

Les bouchons se décomposent en 9 disques de rayons variables qui représentent une surface totale de 27 m², se trouvant entre 80 cm et 2,80 m.

Le tonneau comporte 2112 modules, et les bouchons 1976. La taille typique des pistes est de 80 μm dans le tonneau, et varie entre 63 et 85 μm au centre des modules des bouchons (les pistes des disques sont coniques). Le nombre total de voies de lecture est de $6,3 \times 10^6$. Chaque module est composé de quatre circuits de détection (sur lesquels sont gravées les micro-pistes), sauf dans le premier disque de chaque bouchon, où il n'y a que deux circuits de détection par module.

Le SCT permet d'obtenir huit points par trace dont la résolution en $R\varphi$ est d'environ 22 μm dans le tonneau, et en moyenne de 24 μm dans les bouchons.

2.3.3 Le TRT

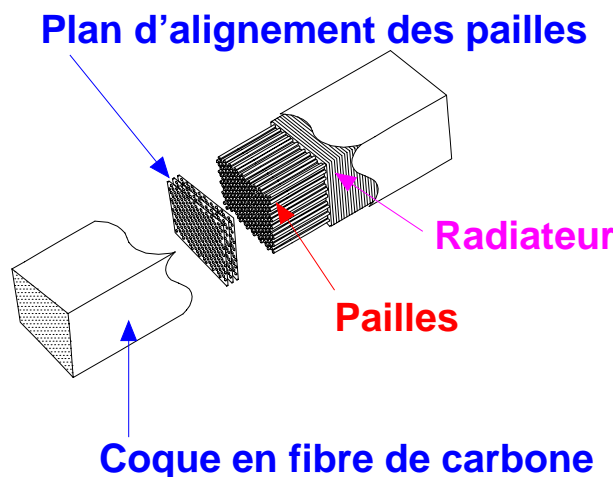


FIG. 2.4 – Schéma d'un module du TRT. Les pailles sont enrobées dans le radiateur en fibres de polypropylène/polyéthylène. Un des plans d'alignement en Kapton servant à maintenir les pailles en place dans le module est aussi visible. La coque extérieure en fibre de carbone assure la rigidité du module, ce dernier mesurant 1,5 m de long, mais n'étant retenu que par ses deux extrémités.

Le TRT « *Transition Radiation Tracker* » utilise le rayonnement de transition pour détecter le passage des particules. Ces radiations sont émises par les particules chargées rapides quand elles traversent l'interface entre des matériaux de permittivités différentes.

Pour obtenir une détection efficace des rayonnements émis par les particules, il faut correctement choisir les matériaux du détecteur.

En particulier, il faut que le milieu qui servira de radiateur ait une masse atomique faible pour laisser passer les rayonnements de transition (dans le domaine X), et que les matériaux de détection soient quant à eux suffisamment lourds pour absorber ces même radiations. Dans l'expérience ATLAS, le radiateur choisi est en polyéthylène/polypropylène, et remplit l'ensemble du détecteur (voir fig. 2.4). Des pailles remplies d'un mélange de 70 % de xénon, 20 % de méthane et 10 % de CO₂, jouant le rôle d'absorbeur pour les γ issus du rayonnement de transition, sont tendues dans le volume du détecteur. Au milieu des pailles passe un fil d'anode qui permet de recueillir les électrons d'ionisation du xénon créés par les rayonnements de transition, mais aussi ceux provenant de l'ionisation par les particules chargées traversant la paille.

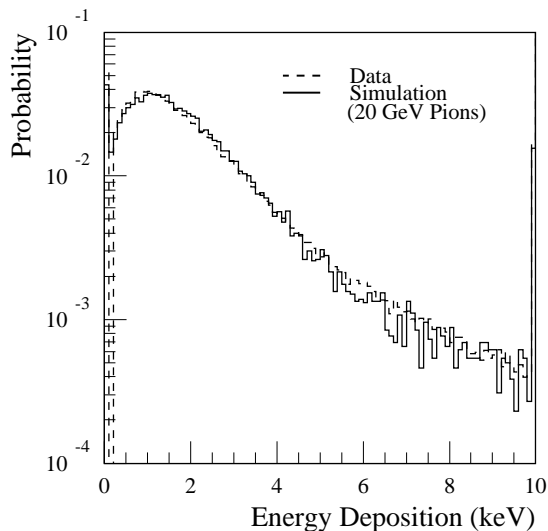


FIG. 2.5 – Spectre d'énergie déposée par des pions de 20 GeV, obtenu par simulation et lors d'un test en faisceau. les pertes d'énergie sont dans ce cas uniquement dues à l'ionisation, avec une contribution faible du rayonnement de transition.

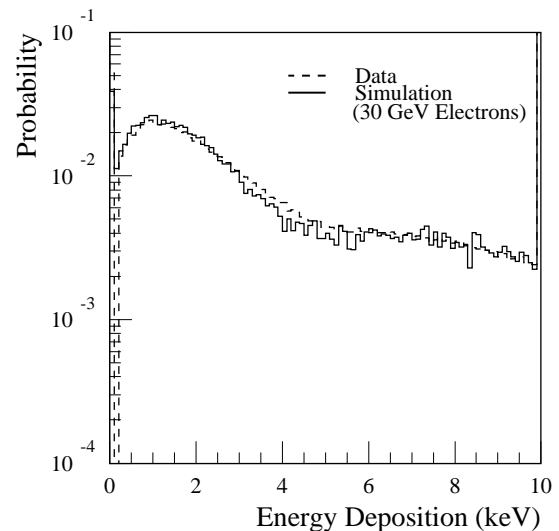


FIG. 2.6 – Spectre d'énergie déposée par des électrons de 30 GeV, obtenu par simulation et lors d'un test en faisceau. La partie de basse énergie est due à l'ionisation (comme pour la fig. 2.5), tandis que la queue de haute énergie est due au rayonnement de transition.

Les électrons déposent typiquement 2 fois plus d'énergie dans le TRT (voir fig. 2.5 et 2.6) que les autres particules (cela est dû à leur plus grand facteur Lorentz γ à une énergie donnée par rapport aux autres particules). En conséquence, le TRT participe à l'identification des électrons.

Pour compléter la mesure des paramètres géométriques des traces chargées, le temps de dérive des charges dans les pailles est mesuré, ce qui permet d'obtenir des résolutions en $R\phi$ comprises entre 170 et 240 μm (les plus mauvaises valeurs sont dues au passage simultané de plusieurs particules dans les pailles, ce qui perturbe la mesure du temps de dérive). La faible résolution du détecteur (en comparaison du SCT et du détecteur à

Pixels) est compensée par le nombre de points mesuré par trace : en moyenne, il est de 35 points.

2.3.4 Performances

En combinant les informations des trois détecteurs décrits ci-dessus (détecteur à pixels, SCT et TRT), les performances attendues sont :

- pour des hadrons de $P_t > 1$ GeV/c, l'efficacité de reconstruction est de l'ordre de 80-90 %, avec 0,2 à 0,3 % de fausses traces [17] ;
- bien que le TRT soit optimisé pour la reconstruction des traces, et non pour la détection de rayonnement de transition, un facteur de rejet des pions de 100 est attendu pour une efficacité de détection des électrons de 80 % ;
- mesure des angles polaires des traces à mieux que 2 mrad ;
- une efficacité de reconstruction d'au moins 95 % pour les traces de $P_t > 5$ GeV/c ;
- une efficacité de 50 % ou plus sur l'étiquetage des quarks b, avec un rejet des saveurs plus légères d'environ 100 à haute luminosité ;
- une efficacité d'identification d'au moins 90 % pour les photons, en combinant les informations du système de suivi des traces chargées avec les données du calorimètre électromagnétique, pour un taux de rejet supérieur à 500 pour les électrons, et supérieur à 3 pour les pions neutres ;
- une efficacité de reconstruction des traces à basse luminosité d'au moins 95 % pour $P_t > 0,5$ GeV/c.

La quantité de matière totale représentée par les détecteurs internes va de $0,3 X_0^2$ ($\eta = 0$) à $1 X_0$ ($\eta = 2$), ce qui va intervenir sur les performances des calorimètres. En effet, le matériau ainsi traversé avant la calorimétrie contribue à la conversion des photons très en amont de la mesure de leur énergie dans le calorimètre (environ 40 % de photons convertis à $\eta = 1,1$), ainsi qu'à la perte d'énergie des électrons par Bremsstrahlung.

La résolution sur l'impulsion transverse obtenue à partir des simulations les plus récentes est :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = 0,06 \% \cdot P_T(\text{GeV}/c) + 1,8 \% \quad (2.1)$$

2.4 Les calorimètres

2.4.1 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est similaire à ceux de H1, ZEUS ou DØ car il est comme eux à argon liquide. Il s'agit d'un sandwich de plaques de plomb et d'électrodes en

²¹ X_0 représente une longueur de radiation. Cette valeur est équivalente à la longueur de matière que doit traverser un électron pour que son énergie soit divisée par e . Elle dépend de la densité et de la nature des matériaux.

Calorimètre	Couverture	Taille des cellules $\Delta\eta \times \Delta\varphi$
Tonneau EM	$ \eta < 1,475$	$0,025 \times 0,025$
EMEC	$1,375 < \eta < 2,5$	$0,025 \times 0,025$
EMEC	$2,5 < \eta < 3,2$	$0,1 \times 0,1$
Calorimètre à tuiles	$ \eta < 1,0$	$0,1 \times 0,1$
extension du tonneau	$0,8 < \eta < 1,7$	$0,1 \times 0,1$
HEC	$1,5 < \eta < 3,2$	$0,1 \times 0,1$
FCAL	$3,9 < \eta < 4,9$	$\sim 0,2 \times 0,2$

TAB. 2.1 – Résumé simplifié des tailles de cellule typiques dans les calorimètres (compartiment intermédiaire).

Kapton³ et en cuivre qui est plongé dans l'argon liquide. Il se distingue donc en cela du calorimètre de DØ dont le milieu passif est l'uranium, qui a l'avantage d'être un élément plus lourd que le plomb, permettant de fabriquer un calorimètre compensé⁴, mais qui est malheureusement radioactif, ce qui est une source de bruit. Un calorimètre compensé a la propriété de donner la même quantité de signal électrique pour une perte d'énergie donnée quelque soit la nature de la particule initiale (électron, photon ou hadrons).

Son principe de fonctionnement est simple : les électrons, les positrons et les photons (et, dans une moindre mesure, les hadrons) sont fortement freinés par le plomb, et produisent en conséquence un rayonnement de freinage (fréquemment appelé Bremsstrahlung) pour les électrons, tandis que les photons interagissent par création de paires. Ces particules secondaires ionisent l'argon liquide en le traversant. Au fur et à mesure de la traversée du calorimètre, le nombre de particules secondaires augmente. Les particules secondaires interagissant elles aussi de même manière que la particule primaire, tant que leur énergie est suffisante, créant une gerbe électromagnétique par suite d'une cascade de réactions avec les absorbeurs et l'argon liquide.

Cette gerbe peut être caractérisée par sa largeur et sa profondeur, ce qui aide à l'identification des particules, les caractéristiques des gerbes dépendant de celles de la particule primaire (nature et énergie).

Le calorimètre électromagnétique comporte trois compartiments :

- le premier compartiment, dit « avant », est le plus proche du faisceau. Il est peu profond (environ $6 X_0$), finement segmenté en η et sert à obtenir le point d'entrée des particules (pour la pseudo-rapacité uniquement) et à la séparation γ/π^0 (en différenciant un seul photon de deux photons issus d'un même π^0 , très proches à leur entrée dans le calorimètre) ;
- le deuxième compartiment, dit « intermédiaire », est chargé de recueillir la presque totalité de l'énergie des gerbes électromagnétiques. Ce compartiment est profond de $18 X_0$, et la taille de ses cellules est $0,025 \times 0,025$ (cf. tab. 2.1) ;
- le troisième compartiment, dit « arrière », très peu profond ($2 X_0$) récupère les

³Polyimide, matériau Dupont de Nemours

⁴Dans les conditions du RUN I et pour des énergies supérieures à 20 GeV.

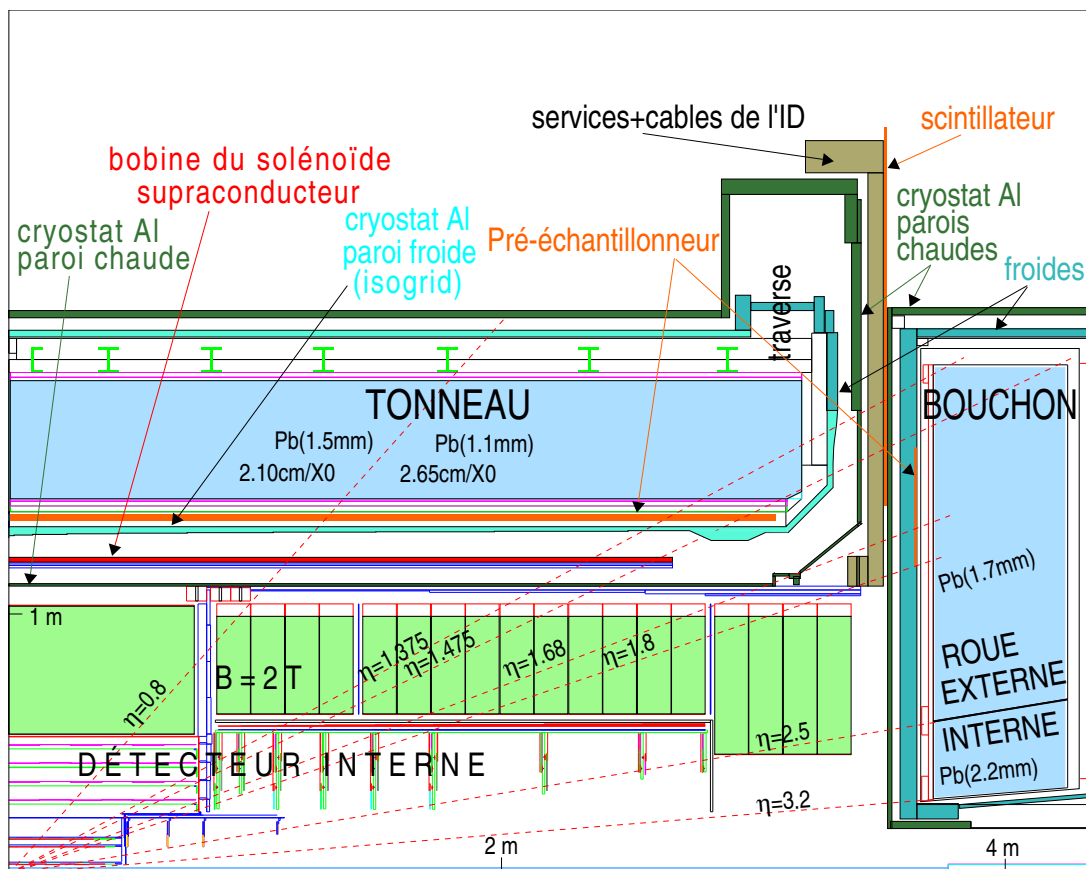


FIG. 2.7 – Vue en coupe longitudinale d'un quart du calorimètre électromagnétique d'ATLAS (et du détecteur interne en bas, à gauche et au centre). Dans la partie tonneau, la zone $|\eta| < 0,8$ correspond aux électrodes de type A et celle à $0,8 < |\eta| < 1,475$ à celles de type B. Les électrodes de type C sont dans la roue externe des bouchons et celles de type D dans la roue interne.

« queues » de gerbes (pour les particules électromagnétiques de haute énergie, il peut être important d'estimer la fraction d'énergie sortant du calorimètre).

Les électrons d'ionisation sont ensuite récupérés par les électrodes sous l'action d'un champ électrique de 1 kV/mm imposé par une tension appliquée entre les couches externes en cuivre des électrodes et les absorbeurs en plomb⁵.

Le calorimètre électromagnétique est divisé en trois parties (voir fig. 2.7) :

- un tonneau qui couvre toute la pseudo-rapidité telle que $|\eta| < 1,475$;
- deux bouchons s'étendant sur $1,375 < |\eta| < 3,2$.

Pour évaluer les pertes d'énergie dans les détecteurs internes et la bobine supraconductrice, situés avant les calorimètres, des pré-échantillonneurs sont placés juste devant les calorimètres électromagnétiques dans les cryostats (entre le solénoïde et le calorimètre pour la partie tonneau). D'autre part, pour garder la plus grande herméticité des calorimètres électromagnétiques, des couches de scintillateur sont disposées dans les ouvertures entre le

⁵Les ions positifs d'argon dérivent aussi, mais leur masse beaucoup plus élevée leur donne une vitesse plus faible que les électrons, et ils sont donc négligés.

tonneau et les bouchons pour voir si une particule s'est échappée. Il est très important de s'assurer de la bonne herméticité des calorimètres pour mesurer l'énergie transverse manquante, qui peut signer des événements au-delà du Modèle Standard (comme par exemple pour la recherche du neutralino χ^0).

2.4.2 Calorimètres hadroniques

ATLAS possède trois calorimètres hadroniques qui se distinguent par leur principe de fonctionnement et par leur emplacement au sein du détecteur :

- le calorimètre à tuiles, qui forme le tonneau et s'étend sur la zone centrale. Ce calorimètre est à scintillation, et est donc composé de tuiles en matériaux organiques scintillants intercalées avec du fer. Le fer joue ici le rôle du plomb dans le calorimètre électromagnétique, tandis que les tuiles scintillantes émettent un signal lumineux quand elle sont atteintes par des électrons secondaires. Ce signal est reçu par des photomultiplicateurs qui convertissent la lumière reçue en signaux électriques. De façon analogue au calorimètre électromagnétique, la charge totale collectée issue d'une même particule ou d'un jet est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente (moins les pertes dans les détecteurs internes) ;
- les bouchons hadroniques, situés juste derrière ceux du calorimètre électromagnétique dans le même cryostat, qui couvrent l'intervalle de pseudo-rapacité de $1,5 < |\eta| < 3,2$. Ce calorimètre est lui aussi à argon liquide, avec du cuivre qui joue le rôle d'absorbeur (son principe de fonctionnement est globalement le même que celui du calorimètre électromagnétique) ;
- enfin, le dernier calorimètre est le FCAL (pour *Forward Calorimeter*) et couvre les parties les plus à l'avant du détecteur, dans l'intervalle de pseudo-rapacité $3,87 < |\eta| < 4,95$. Le schéma de ce sous-détecteur est très particulier car il est dans une zone de très forte radiation (beaucoup de collisions donnent des particules qui vont tout droit dans les zones à grand η). Les absorbeurs sont ici en tungstène. Le FCAL est très important pour limiter l'incertitude sur l'énergie transverse manquante ou pour détecter des particules émises à très petit x . Par exemple, dans l'éventualité où la masse du boson de Higgs serait élevée (au-delà de $300 \text{ GeV}/c^2$), son mode de production prédominant devient : $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'W_LW_L \rightarrow q'\bar{q}'H$. Les deux jets créés par les deux quarks « spectateurs » sont émis dans la région $2 < |\eta| < 5$ couverte en grande partie par le FCAL.

2.4.2.1 Le calorimètre à tuiles

Le calorimètre à tuiles utilise du fer comme absorbeur pour freiner les particules hadroniques, les particules secondaires étant converties en photons par des scintillateurs. Des fibres optiques transmettent les signaux lumineux vers des photomultiplicateurs, qui les convertissent en signaux électriques, ce qui permet ensuite de reconstruire l'énergie déposée dans le calorimètre qui doit être proportionnelle aux courants générés (voir fig. 2.8).

Comme dans le calorimètre électromagnétique, les particules secondaires créent une

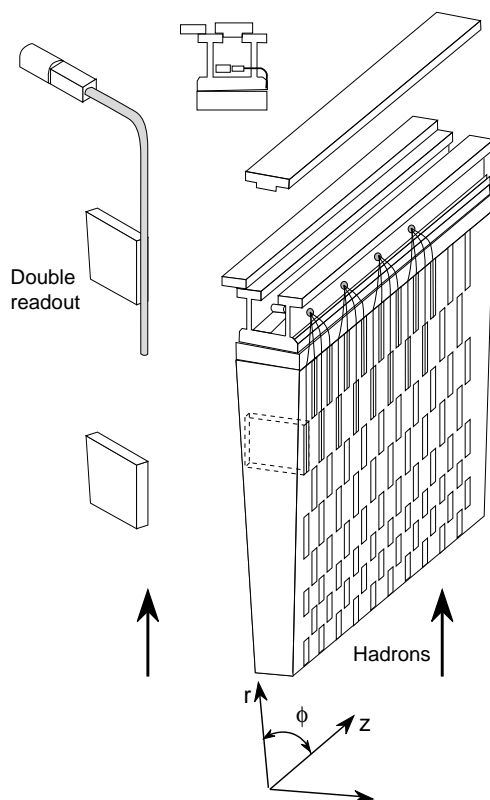


FIG. 2.8 – Principe de fonctionnement du calorimètre à tuiles. Les fibres optiques utilisées pour guider les signaux lumineux des scintillateurs vers les photomultiplicateurs sert aussi à changer leur spectre : émis dans le bleu ou l'UV, les signaux sont décalés vers le rouge en arrivant dans les photomultiplicateurs.

gerbe (hadronique, cette fois). Le calorimètre à tuiles est séparé en trois parties. Une partie centrale, longue de 5,3 m couvre les pseudo-rapidités $|\eta| < 1$, qui correspond à celle du tonneau électromagnétique (en z , pas en η).

Pour assurer une plus grande herméticité du détecteur, deux prolongements du calorimètre à tuiles entourent les cryostats bouchons. Chacun de ces prolongements mesure 2,63 m, et étend donc la couverture du calorimètre à tuiles jusqu'à $|\eta| = 1,7$.

Le calorimètre est divisé en trois compartiments, la taille des cellules dans les deux premiers étant de $0,1 \times 0,1$ (coordonnées $\eta \times \varphi$, voir tab. 2.1), et de $0,2 \times 0,1$ dans le plus externe. Le détecteur est découpé en 64 secteurs selon l'angle azimutal.

2.4.2.2 Le bouchon hadronique

Le HEC (« *Hadronic End Cap* ») est situé derrière les roues EMEC, à l'intérieur du même cryostat. Ce sont là encore des calorimètres à argon liquide, dont les absorbeurs sont constitués de cuivre.

Le détecteur est partagé en deux roues (HEC1 et HEC2) disposées perpendiculairement au faisceau, et qui sont placées juste derrière le EMEC. Les plaques de cuivre composant

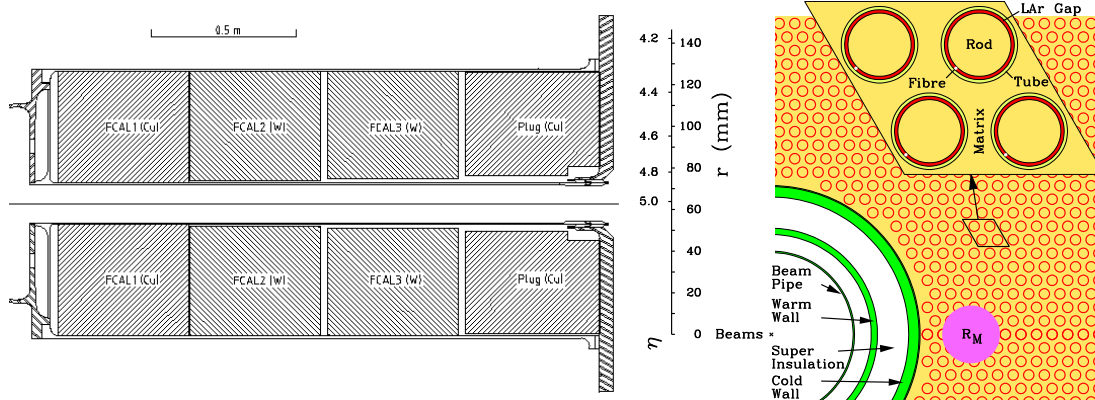


FIG. 2.9 – Vues en coupe du FCAL. À gauche, une coupe longitudinale du détecteur, où figurent, de gauche à droite, le FCAL1 à matrice de cuivre, les FCAL2 et FCAL3 en tungstène, et enfin le dernier module non instrumenté. À droite, une coupe transversale du FCAL, où l'on distingue la structure en coupe des tubes.

les absorbeurs sont comme dans le cas de l'EMEC orthogonales au faisceau.

Les signaux sont lus par des électrodes disposées en damiers, les cellules étant équivalentes en taille à celle du calorimètre à tuiles : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 0,1$ jusqu'à $\eta = 2,5$, puis $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,2 \times 0,2$ jusqu'à $\eta = 3,2$.

2.4.2.3 Le calorimètre avant

Le FCAL (*Forward CALorimeter*) est situé dans le même cryostat que le EMEC et le HEC, mais il occupe les grands η le long du faisceau. C'est pour cette raison qu'il doit être particulièrement résistant aux radiations. D'autre part, les jets dans cette région du détecteur sont extrêmement énergétiques, et il faut choisir des matériaux denses pour limiter les fuites d'énergie en dehors du détecteur. Une matrice en cuivre a été choisie pour le premier module, le tungstène pour les deux suivants (densité de l'ordre de 14 g/cm^3). La matrice absorbante est percée de trous cylindriques. Dans ces trous sont glissés de fins tubes de tungstène, définissant ainsi un gap très fin d'argon liquide ($250 \mu\text{m}$ dans le premier module, et $350 \mu\text{m}$ dans les deux suivants, voir figure 2.9).

Le FCAL permet d'avoir une bonne herméticité du détecteur, et aussi de repérer les jets émis près du faisceau pour $3, 1 < |\eta| < 5$.

Un quatrième module non instrumenté est placé tout à l'arrière du FCAL, et sert de protection contre les queues de gerbes hadroniques pour le détecteur de muons situé juste derrière.

2.4.2.4 Performances

Les performances requises pour la calorimétrie hadronique [18] sont :

- une résolution $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\%$ à rapidité moyenne ($|\eta| < 3$) et $\frac{\sigma(E_T)}{E_T} < 10\%$ pour $E_T > 100 \text{ GeV}$ dans les régions avant ($3 < |\eta| < 5$);

- une précision de 1 % sur la mesure de l'échelle d'énergie absolue des jets ;
- une efficacité d'étiquetage des jets supérieure à 90 %, pour un taux de faux jets de 10 % dans la partie avant du détecteur ($|\eta| > 2$) ;
- une granularité en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ de $0,1 \times 0,1$ dans la partie centrale ($|\eta| < 3$).

2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre se compose de plusieurs types de détecteurs, liés à la mesure de la position des particules les traversant, ou servant au déclenchement, voire aux deux à la fois.

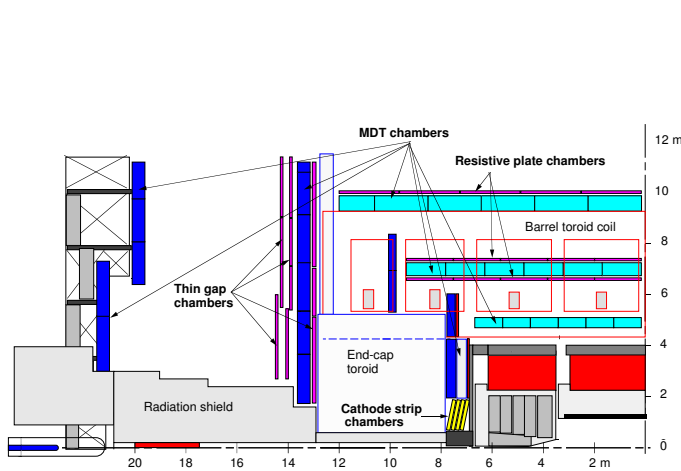


FIG. 2.10 – Coupe longitudinale du détecteur ATLAS. Les différents éléments du Spectromètre à muons y sont détaillés.

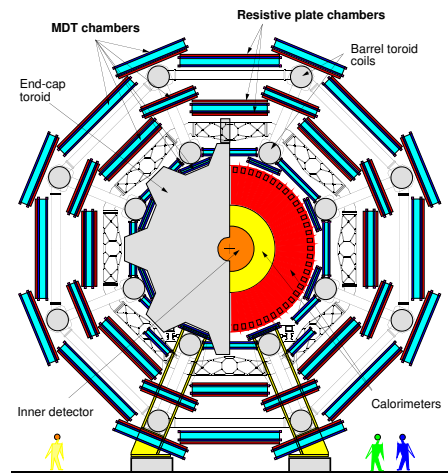


FIG. 2.11 – Coupe transversale du détecteur ATLAS, montrant l'organisation radiale des divers types de détecteurs à muons.

Le principe de base pour mesurer l'impulsion des muons est identique à celui des détecteurs internes : les positions des points de passage des muons sont mesurées, puis à partir de ces points est déduite une trajectoire. La flèche de la trajectoire permet, moyennant une bonne connaissance des champs magnétiques toroïdaux, de déduire l'impulsion transverse des particules.

2.5.1 MDT et RPC

Dans la partie tonneau, qui couvre les faibles pseudo-rapidités jusqu'à $|\eta| < 1,2$ (voir fig. 2.10), la détection des muons est réalisée par les MDT (*Monitored Drift Tubes*). Les tubes sont en aluminium [19] (30 mm de diamètre pour une paroi de 400 μm d'épaisseur, et entre 0,9 et 6,2 m de longueur), au milieu desquels passe un fil en tungstène-rhénium [20] (50 μm de diamètre), le gaz de remplissage étant composé d'argon (93 %) et de dioxyde de carbone (7 %) sous une pression de 3 bars. Les tubes sont regroupés dans des mo-

dules disposés en trois compartiments presque cylindriques ayant pour axe le faisceau (cf. fig. 2.11), et fournissent deux informations pour la reconstruction des traces :

- des points de mesure sur la trajectoire des muons, avec une précision de l'ordre de $90 \mu\text{m}$;
- un segment de droite entourant chaque point, pour améliorer la reconstruction de la trajectoire.

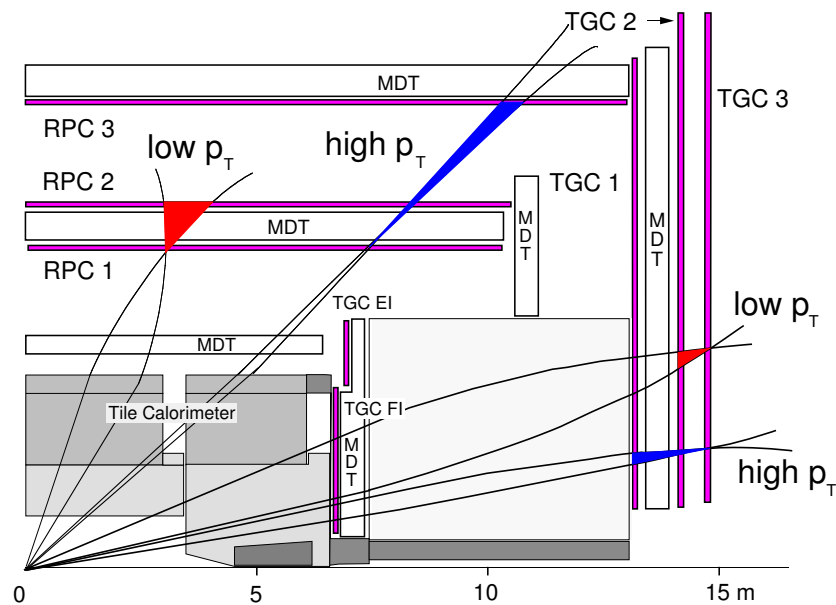


FIG. 2.12 – Mode de déclenchement pour les muons. À bas P_T , les chambres de déclenchement sont proches les unes des autres, tandis qu'elles sont plus éloignées pour la détection de grandes impulsions transverses.

Le déclenchement est assuré par des modules appelés RPC (*Resistive Plate Chambers*), placés sur les compartiments intermédiaires et externes. Deux RPC sont placées sur les modules intermédiaires des MDT, deux modules RPC sont accolés (un module sur la face d'entrée des particules, un autre sur la face de sortie), pour permettre le déclenchement en coïncidence (voir la figure 2.12) des muons de basse énergie ($P_t > 6 \text{ GeV}/c$), et un module RPC est placé sur les MDT externes, pour le déclenchement (en coïncidence cette fois avec les RPC des modules intermédiaires) des muons plus énergétiques ($P_t > 20 \text{ GeV}/c$). Le système des RPC permet d'obtenir des coïncidences rapidement (mieux que 25 ns, le temps entre deux collisions).

2.5.2 CSC et TGC

Dans les parties bouchons, trois plans de détection sont disposés perpendiculairement au faisceau, en formant des roues (diamètre de 22 m), composées de modules trapézoïdaux. Les modules de détection sont encore des MDT, sauf pour les parties à grande

pseudo-rapidité ($2 < |\eta| < 2,7$), où les modules sont formés par des CSC (*Cathode Strip Chambers*), de résolution spatiale proche ($\approx 60\mu\text{m}$), mais avec un plus faible taux d'occupation.

Les CSC sont des chambres à fils proportionnelles. Les fils d'anodes sont coplanaires et parallèles, espacés de 2,54 mm. Un plan parallèle de micropistes formant les cathodes permet de recueillir le signal (induit par les charges dérivant vers les fils). Les « *strips* » (pistes) sont orientées orthogonalement aux fils (ce qui permet un quadrillage en 2 dimensions), et les charges reçues entre pistes voisines sont interpolées pour augmenter la précision sur la position. Le gaz utilisé dans les CSC se compose comme suit : Ar (30 %), CO_2 (50 %) et CH_4 (20 %). Le temps de dérive maximum des charges est d'environ 30 ns, ce qui explique le choix de ce type de détecteur dans les parties proches du faisceau, où un taux de comptage des photons et des neutrons de l'ordre de $1\text{ kHz}/\text{cm}^2$ est attendu. Ce bruit de fond dégrade sensiblement la précision des CSC, typiquement, pour un taux de $2\text{ kHz}/\text{cm}^2$, la précision sur la position n'est plus que de $70\mu\text{m}$. Le déclenchement n'est assuré que pour $|\eta| < 2,4$ par des TGC (« *Thin Gap Chambers* »). Les TGC sont aussi des chambres à fils proportionnelles, mais étudiées pour être le plus rapide possible. Même en présence d'irradiation (lors des tests, pour simuler le bruit de fond à 1 kHz en condition de prise de données auprès du LHC), leur efficacité est de 98 %, et leur temps de réponse est inférieur à 25 ns.

Là encore, comme pour les RPC, deux modules TGC proches sont utilisés pour déclencher la prise de donnée des muons de basse énergie (voir la figure 2.12), et pour les muons de haute énergie, une chambre plus lointaine est utilisée en complément.

2.5.3 Performances

Le détecteur de muons est conçu pour être le plus autonome possible dans la mesure du P_T des muons. Ses performances sont pour la résolution :

- Pour $P_T < 10\text{ GeV}/c$, la résolution est de 6–8 %, à cause des fluctuations des pertes d'énergie des muons dans les calorimètres.
- Pour $P_T < 250\text{ GeV}/c$, la résolution est de l'ordre de 2 %, limitée par les interactions multiples.
- Enfin, la résolution se dégrade pour les grandes impulsions transverses, surtout à cause de la résolution sur la position de chaque point de mesure individuel, et aussi des incertitudes sur l'étalonnage et l'alignement des modules. Typiquement, pour une impulsion transverse de $1\text{ TeV}/c$, la résolution est de 10 %.

En vue d'améliorer la résolution aux basses énergies ($P_T < 100\text{ GeV}/c$), les données du spectromètre à muons et des détecteurs internes sont combinées, ce qui permet de ramener la résolution sur l'impulsion transverse à environ 2 % pour $P_T = 10\text{ GeV}/c$.

2.6 Déclenchement et acquisition

Le principal problème pour les expériences auprès du LHC est l'énorme taux de données à traiter. Pour perdre le minimum d'informations utiles, une chaîne d'analyse rapide et de grandes capacités de stockage sont nécessaires.

Au LHC, la fréquence de collision est de 40 MHz, et le nombre de protons interagissant en moyenne à chaque collision est de 19 (à haute luminosité), ce qui représente un total de 760 millions d'interactions par seconde.

De plus, le nombre de canaux de lecture de l'électronique avoisine les 100 millions, ce qui contraint à être très sélectif lors des prises de données pour limiter autant que possible le stockage de données inutiles.

Le système de déclenchement d'ATLAS [21], dont une représentation schématique est donnée par la figure 2.13, se divise en trois niveaux : LVL1 (essentiellement de nature électronique), LVL2 (mélange d'électronique, et d'informatique) et EF (pour *Event Filter*, lequel est constitué d'une ferme d'ordinateurs). Les deux derniers niveaux sont souvent regroupés sous le terme HLT (*High Level Trigger*), car ils ont des parties communes.

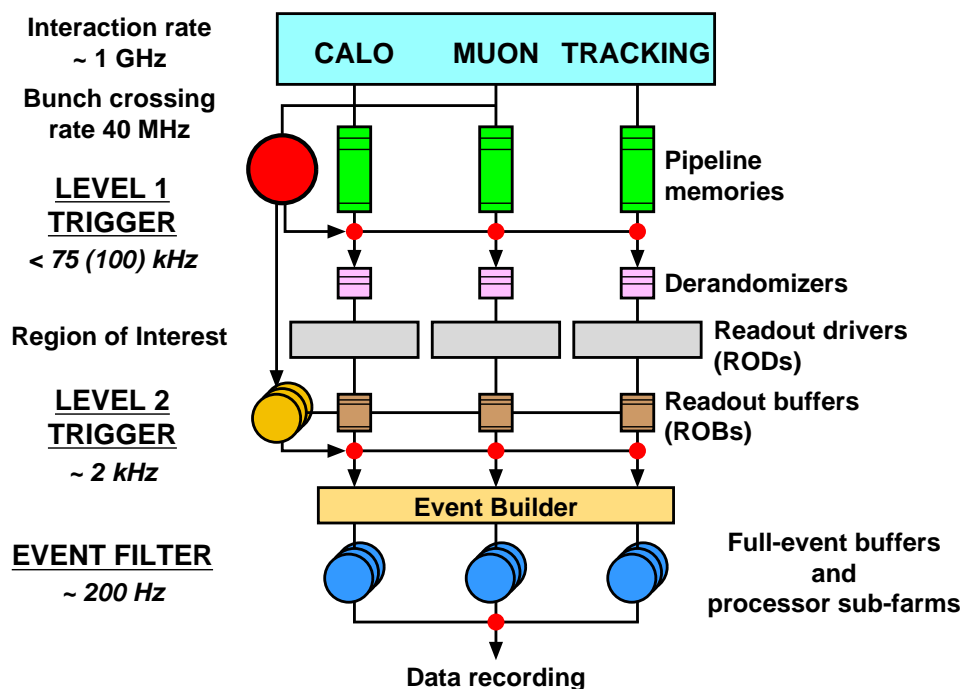


FIG. 2.13 – Le système de déclenchement d'ATLAS.

Le déclenchement LVL1 n'utilise que les informations brutes provenant des calorimètres et du spectromètre à muons, et réduit le flux des données de 40 MHz à 75 kHz. Les informations qui y sont traitées sont très basiques et correspondent à des critères simples de déclenchement, comme l'énergie dans les *clusters* de cellules des calorimètres ou la multiplicité des traces, ou encore l'énergie transverse manquante. Les critères de sélection

sont eux aussi très simplifiés (seuil en énergie, présence de signal pour les muons, etc.) Durant toute cette étape, les informations traitées sont encore à l'état brut.

Le déclenchement de niveau un sélectionne des régions intéressantes du détecteur en vue d'une analyse plus approfondie si l'événement est conservé. Ces ROI (« *Regions Of Interest* ») représente en moyenne 2 % des données d'un événement. Si ce dernier passe les critères de sélection du déclenchement LVL1, l'ensemble de ses données (y compris les zones hors ROI) est envoyé aux ROD (« *Readout Drivers* ») pour être reconstruites, et les informations des ROI sont combinés et envoyés au déclenchement LVL2.

Le déclenchement de niveau deux récupère la définition des ROI pour en étudier les données en détail. En particulier, les informations sur la nature des particules dans les ROI, leur position, les impulsions transverses et les énergies sont accessibles au LVL2, ainsi que l'énergie totale ou manquante. En cas de nécessité, les informations en dehors des ROI sont aussi accessibles.

Le LVL2 permet de réduire la fréquence du flux de données de 75 kHz à 2 kHz.

Enfin, une ferme d'ordinateur se charge d'effectuer la dernière étape, qui consiste en une analyse complète des événements ayant passé le LVL2. Cette fois, les événements sont complètement reconstruits (toutes les informations disponibles sont utilisées avec la meilleure précision possible, y compris la granularité la plus fine des détecteurs). Le taux de traitement des données tombe à 200 Hz à cette étape.

Finalement, les données sont stockées pour être disponibles pour toutes les études hors ligne.

Dans toute la chaîne d'acquisition, le système TTC (voir le chapitre 5) assure la coordination entre les différentes voies d'acquisition en distribuant l'horloge TTC à tous les sous-détecteurs, et contribue de façon non négligeable au déclenchement en distribuant aussi le signal LVL1.

Le signal TTC ne véhicule pas uniquement les instructions concernant le signal L1, mais aussi les numérotations par paquets de protons et par orbite LHC, ce qui permet de retrouver les différentes parties des événements dans les mémoires tampons lors de la reconstruction des événements dans le système de déclenchement.

D'autre part, le système TTC peut aussi permettre d'envoyer des instructions à d'autres éléments de l'électronique d'ATLAS, dont les esclaves SPAC (« *Serial Protocol for the liquid Argon Calorimeters of ATLAS* »).

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Le milieu absorbant du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est du plomb, tandis que le milieu actif est l'argon liquide. Il s'agit donc d'un calorimètre à échantillonnage puisqu'une certaine fraction du volume est constituée d'un milieu passif (le plomb) servant uniquement à augmenter la densité moyenne.

Des électrodes en cuivre et polyimide recueillent les charges créées dans le calorimètre par les particules qui y interagissent. Des espaceurs en carton imprégné de résine époxy sont disposés entre les absorbeurs et les électrodes pour maintenir ces dernières en position dans les modules du calorimètre.

Les avantages de ce type de technologie sont :

- un calorimètre assez compact (1,07 m de profondeur), qui représente tout de même une grande épaisseur de $24 X_0$, qui est nécessaire étant donné que l'énergie des électrons peut atteindre plusieurs TeV ;
- les performances du détecteur se dégradent peu au cours du temps sous l'effet des radiations, contrairement aux détecteurs basés sur la scintillation dans des matériaux organiques ou l'émission de lumière par effet Cherenkov dans des verres ;
- la fabrication est aussi relativement aisée. Les éléments sont réalisés à part, puis assemblés sous forme de modules, qui eux mêmes vont former le calorimètre ;
- le découpage des cellules peut directement être projectif (c'est le cas ici), ce qui facilite beaucoup la reconstruction des événements. De plus, les découpages peuvent être très fins pour avoir une bonne résolution spatiale.

Par contre, le choix de l'argon liquide a aussi des conséquences négatives :

- pour limiter la profondeur du calorimètre et récupérer toute l'énergie des électrons et des photons, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est à échantillonnage plomb/argon. Ce choix augmente l'incertitude sur l'énergie due au terme d'échantillonnage, qui est bien moindre pour un calorimètre dont tout le volume est actif, comme celui de CMS ;
- le signal de sortie est long (400 ns) comparé à la cadence des interactions du LHC (19 réactions proton-proton toutes les 25 ns). L'intégration de la totalité du signal

est alors impossible à cause de l'empilement possible des événements. Ce problème peut être partiellement contourné par des techniques de reconstruction élaborées, tel le filtrage optimal.

3.1 Principe de fonctionnement

Lorsqu'un électron ou un photon pénètre dans le calorimètre, il interagit surtout avec les absorbeurs en plomb. Les électrons de haute énergie réagissent en émettant un rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*, voir figure 3.1), tandis que les photons se convertissent en paire électron-positron (voir figure 3.2). Ces conversions de l'énergie initiale de la particule incidente se produisent tant que les particules secondaires ont assez d'énergie et créent une gerbe électromagnétique qui se développe dans le calorimètre. Il arrive évidemment un moment où les particules secondaires n'ont plus assez d'énergie pour continuer le développement de la gerbe, les réactions en cascades s'arrêtent alors progressivement. La profondeur du calorimètre est étudiée pour contenir l'ensemble de la gerbe (voir fig. 3.3), une faible fraction de l'énergie pouvant s'échapper vers le calorimètre hadronique si les particules incidentes sont très énergétiques.

3.1.1 Interaction des électrons avec la matière

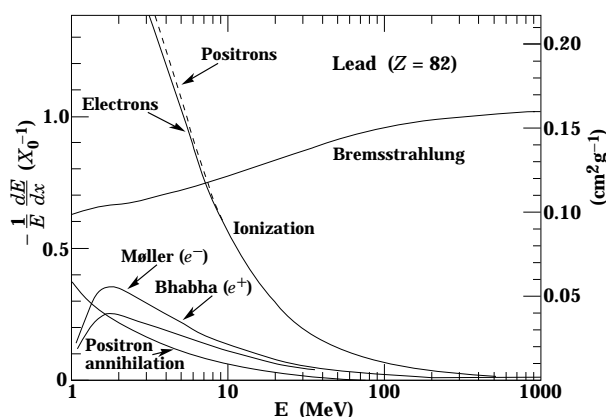


FIG. 3.1 – Contribution des divers processus à la perte d'énergie totale des électrons et positrons traversant du plomb, en fonction de l'énergie de la particule incidente. Comme le montre ce graphique, pour des électrons d'énergie supérieure à 10 MeV, le Bremsstrahlung (freinage accompagné d'émissions de photons) est le processus dominant pour les pertes d'énergie.

Pour des électrons d'énergie supérieure à une centaine de MeV, la perte d'énergie dans la matière est due presque uniquement au phénomène de Bremsstrahlung, ainsi que l'on peut le voir sur la figure 3.1, tirée de [22]. Pour de tels électrons, relativistes, la section efficace différentielle d'émission d'un photon d'énergie k peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{A}{X_0 \mathcal{N}_A k} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) \quad (3.1)$$

Dans cette équation, valable pour de petites valeurs de la fraction d'énergie de l'électron transférée au photon $y = k/E$, E désignant l'énergie de l'électron, A est le nombre de masse du matériau, \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro et X_0 la longueur de radiation. Une partie de l'énergie cinétique de l'électron initial est donc transférée à des photons, lesquels interagissent ensuite eux-mêmes avec la matière.

3.1.2 Interaction des photons avec la matière

Pour des photons d'énergie supérieure à quelques MeV, le processus d'interaction dominant avec la matière est la création de paires (voir figure 3.2). La distance moyenne parcourue par le photon avant conversion est donnée par :

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.2)$$

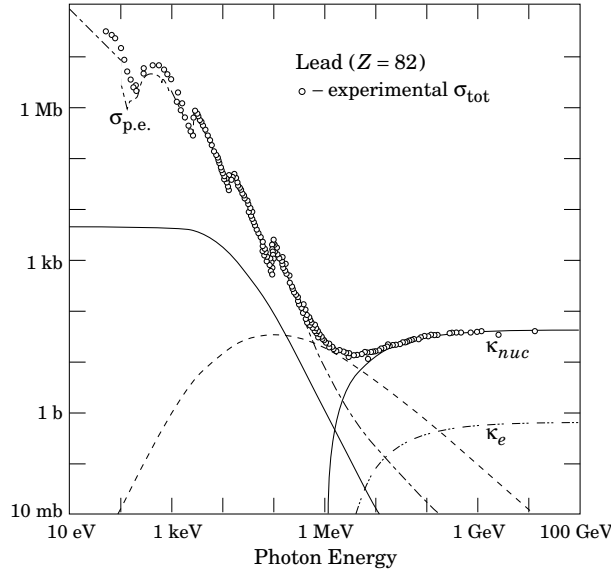


FIG. 3.2 – Contribution des divers processus à la section efficace d'interaction de photons traversant du plomb en fonction de l'énergie de la particule incidente. À haute énergie (au-delà d'une dizaine de MeV), les pertes d'énergie sont dominées par les créations de paires. Les différentes contributions sont : $\sigma_{p.e.}$: effet photo-électrique. κ_{nuc} : production de paires, interaction avec le champ électromagnétique des noyaux. κ_e : production de paires, interaction avec le champ électromagnétique des électrons.

Après conversion du photon initial, le devenir des particules secondaires (électron et positron) est celui décrit plus haut, à savoir la perte d'énergie par Bremsstrahlung.

3.1.3 Développement et paramétrisation des gerbes électromagnétiques

Ainsi, lorsqu'un photon ou un électron d'au moins quelques GeV pénètre dans un calorimètre, son énergie initiale est progressivement répartie sur des particules secondaires

(électrons et photons), dont le nombre augmente à mesure qu'elles progressent vers l'arrière du détecteur. Ce processus se termine dès lors que le Bremsstrahlung et la création de paires ne sont plus les processus d'interaction dominants, c'est-à-dire dès lors que les particules secondaires ne possèdent plus en moyenne qu'une énergie inférieure à l'énergie critique, donnée approximativement (en MeV) par :

$$E_{crit} = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \quad (3.3)$$

où Z est le numéro atomique du matériau traversé.

La connaissance des caractéristiques du développement longitudinal et latéral de la gerbe est essentielle lors de la conception d'un calorimètre, afin de définir la segmentation longitudinale et latérale, en vue d'optimiser la mesure de l'énergie et les capacités du détecteur à différencier les divers types de particules.

Le développement longitudinal de la gerbe de particules secondaires peut être caractérisé par l'expression suivante :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^a e^{-bt}}{\Gamma(a + 1)} \quad (3.4)$$

Dans cette expression, t est la profondeur exprimée en longueurs de radiation, E_0 l'énergie initiale de la particule, a et b sont des paramètres dépendant du matériau traversé et de la nature de la particule incidente, et Γ est la fonction définie par : $\Gamma(x) = \int_0^{+\infty} y^{x-1} e^{-y} dy$. En pratique, $a \simeq b \ln(ZE_0)$ et $b \simeq 0,5$. La profondeur à laquelle la gerbe possède le maximum de particules est donnée par :

$$t_{max} = \frac{a}{b} \quad (3.5)$$

On constate donc que la profondeur (en X_0) nécessaire pour que le calorimètre contienne correctement une gerbe d'énergie donnée croît logarithmiquement avec l'énergie de la particule incidente.

Le développement latéral de la gerbe est dû surtout aux électrons subissant des diffusions multiples. Ce développement est caractérisé par le rayon de Molière, donné par :

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_{crit}} X_0 \quad (3.6)$$

Seulement 90 % de l'énergie de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon R_M centré sur l'axe de la gerbe et 99 % de l'énergie est contenue dans un cylindre de rayon $3,5 R_M$. Une description possible du profil latéral de la gerbe est donné par :

$$f(r) = \frac{2rR^2}{(r^2 + R^2)^2} \quad (3.7)$$

Dans cette équation, R dépend de l'énergie et de la profondeur (en X_0) à laquelle on considère la gerbe.

La figure 3.3 met en évidence de façon qualitative l'ensemble des processus d'interaction décrits plus haut. Chaque particule élémentaire progressant à travers le calorimètre est représentée par une trace visualisant sa trajectoire. On constate que le nombre de particules, d'abord très faible, croît rapidement, passe par un maximum, puis décroît à nouveau, à mesure que l'énergie portée par chaque particule passe progressivement sous l'énergie critique.

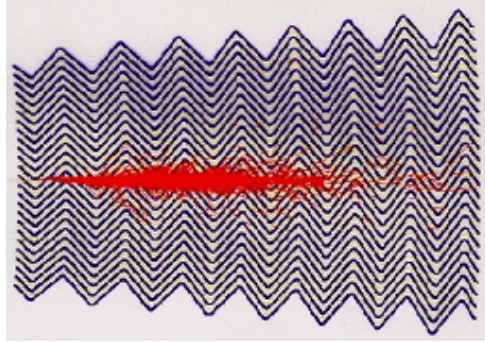


FIG. 3.3 – Simulation (GEANT 3) du développement d'une gerbe dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

3.1.4 Résolution intrinsèque

Les particules secondaires chargées de la gerbe (essentiellement les électrons et les positrons) vont ioniser les atomes d'argon. Les électrons d'ionisation sont récupérés par les électrodes disposées dans le calorimètre entre les absorbeurs. Afin d'obtenir la dérive des électrons vers les électrodes, ces dernières sont à un potentiel tel que le champ électrique dans l'argon soit à peu près de 1 kV/mm, soit un potentiel de 2 kV dans le tonneau. Il varie dans les bouchons avec la taille de l'espace absorbeur/électrode. Les absorbeurs sont quant à eux mis à la masse.

Au final, la quantité de charge créée par la gerbe est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente initiale.

La résolution intrinsèque dépend du nombre de particules traversant l'ensemble des couches d'argon liquide du détecteur. Le nombre moyen de particules est donné par :

$$N \propto \frac{E_0}{E_{crit}} \frac{1}{L_{Pb}} \quad (3.8)$$

où L_{Pb} est l'épaisseur de plomb vue par une particule. Pour obtenir l'équation (3.8), on considère que le développement de la gerbe s'effectue uniquement dans le plomb des absorbeurs, ceux-ci étant beaucoup plus denses que l'argon liquide. La résolution intrinsèque du calorimètre est donnée par les fluctuations statistiques de N . N étant distribué selon une loi de Poisson, la résolution intrinsèque du détecteur est donc donnée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad (3.9)$$

où a , appelé terme d'échantillonnage, est proportionnel à $\sqrt{E_{crit}L_{Pb}}$.

De manière générale, la résolution du détecteur, telle que celle-ci peut être mesurée par exemple à partir de données de test en faisceau, est exprimée sous la forme :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \quad (3.10)$$

où $a = 10 \%$, $\sqrt{\text{GeV}}$, $200 \text{ MeV} < b < 400 \text{ MeV}$ et $c = 0,7 \%$.

Outre le premier terme, appelé terme stochastique et décrit dans le paragraphe précédent, le second terme caractérise le bruit dans la chaîne de lecture. Il contient des contributions telles que le bruit thermique dans l'électronique de lecture, le bruit d'empilement, le bruit de quantification dans la conversion analogique-numérique. Ce terme est dominant à basse énergie et vaut 400 MeV pour un électron à la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le troisième terme, appelé terme constant, est celui qui domine à haute énergie. Il contient, d'une part un terme constant local, caractérisant les sources d'erreurs résiduelles dans une zone réduite du calorimètre (typiquement, un « *cluster* ») et d'autre part un terme global caractéristique des non-uniformités du calorimètre. Le but pour ATLAS est que ce terme soit inférieur à 0,7 % pour l'ensemble du calorimètre, afin de ne pas dégrader la résolution en énergie pour l'observation de la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$.

3.2 Spécificités du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Le calorimètre électromagnétique a été optimisé pour observer une très grande variété de canaux de physique et plus particulièrement la désintégration du boson de Higgs en deux γ .

Le calorimètre est séparé en trois grandes parties, enfermées chacune dans un cryostat : un tonneau qui couvre l'intervalle de pseudorapidité $|\eta| < 1,475$ et deux bouchons dont les pseudorapidités couvrent $1,375 < |\eta| < 3,2$ (voir fig. 2.7). Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS a été dessiné de façon à minimiser les zones mortes. En particulier, la forme des électrodes et des absorbeurs a été spécialement étudiée pour éviter la présence d'interstices : ils sont en « accordéons » (voir fig. 3.4 et 3.5). Cette géométrie particulière a plusieurs avantages :

- avant tout, il n'y a aucune ouverture en φ , l'herméticité du calorimètre est presque parfaite. Les seules pertes se produisent vers $\eta = 1,4$, à la transition entre le tonneau et les bouchons (chevauchement du tonneau et des bouchons dans la zone $1,375 < |\eta| < 1,475$, contenant des matériaux morts et un scintillateur permettant de savoir si des particules sont passés dans cette partie du calorimètre) ;
- les câbles permettant d'amener les signaux d'électronique vers les chassis de lecture frontaux passent directement à l'avant et à l'arrière du détecteur, sans créer d'espace entre les absorbeurs et les électrodes ;

- le câblage est réduit car les cartes mères et sommatrices sont directement fixées sur les électrodes, apportant un gain dans les temps de transfert et minimisant l'inductance répartie sur le trajet du signal ;
- les segmentations longitudinales et transversales sont plus flexibles. Les cellules du compartiment 1 sont ainsi plus fines en pseudo-rapacité que les cellules du compartiment 2, mais beaucoup plus larges selon l'angle φ .

Le calorimètre est segmenté en trois couches différentes en profondeur (voir pour plus de détails la section 3.2.2 consacrée aux électrodes ainsi que la fig. 3.7), appelées couche avant, intermédiaire et arrière en allant du centre vers l'extérieur du détecteur. En coordonnées $\eta \times \varphi$, les cellules intermédiaires (qui recueillent la plus grande proportion de l'énergie déposée) mesurent $0,025 \times 0,025$ (sauf pour $|\eta| > 2,5$).

3.2.1 Les absorbeurs

Les absorbeurs d'ATLAS sont principalement constitués de plomb, l'acier inoxydable collé sur chaque face servant à donner de la rigidité aux absorbeurs. L'acier, le plomb et le tissu de fibre de verre imprégné de colle sont empilés à plat, puis pliés ensemble. Une presse chauffante polymérise ensuite la colle.

La dernière étape de la fabrication des absorbeurs consiste à coller les barreaux de G10 sur les bords des plaques. Les barreaux de G10 servent à conserver le bon écart entre chaque absorbeur pour que les modules aient la bonne épaisseur. Il y a 16 modules de 64 absorbeurs dans chaque demi-tonneau et 8 modules de 96 absorbeurs dans chaque bouchon.

La contribution des inhomogénéités des absorbeurs au terme constant du calorimètre n'est pas négligeable. En effet, le signal produit dans le détecteur décroît de 0,5 % par pour-cent d'augmentation de l'épaisseur des plaques de plomb. Pour la minimiser, un appariement des absorbeurs est réalisé.

Lors du laminage des plaques de plomb, des mesures d'épaisseur ont été effectuées par rayons X. Ceci a permis de rejeter d'emblée le plomb hors tolérance et a permis d'avoir à l'avance une idée de la distribution des épaisseurs des plaques de plomb. De plus, les plaques ont été mesurées chacune en 500 points par ultra-sons, de façon à en obtenir une cartographie détaillée en épaisseur.

À partir de ces données, un appariement est réalisé par un logiciel : les plaques sont triées pour que dans le calorimètre les plaques les plus fines et les plus épaisses se retrouvent côte à côte. Ainsi, les cellules du calorimètre, qui contiennent quatre absorbeurs consécutifs, représentent toutes à peu près la même épaisseur pour les particules les traversant. Grâce à l'ensemble de ces mesures et de leur exploitation, la contribution au terme constant due aux inhomogénéités résiduelles ne devrait pas dépasser 0,2 % pour l'ensemble du détecteur.

Un test de vérification de la qualité du pliage des absorbeurs est aussi effectué après le collage des barreaux, en particulier sont contrôlés la position des plis, la position des barreaux et l'épaisseur de l'absorbeur.

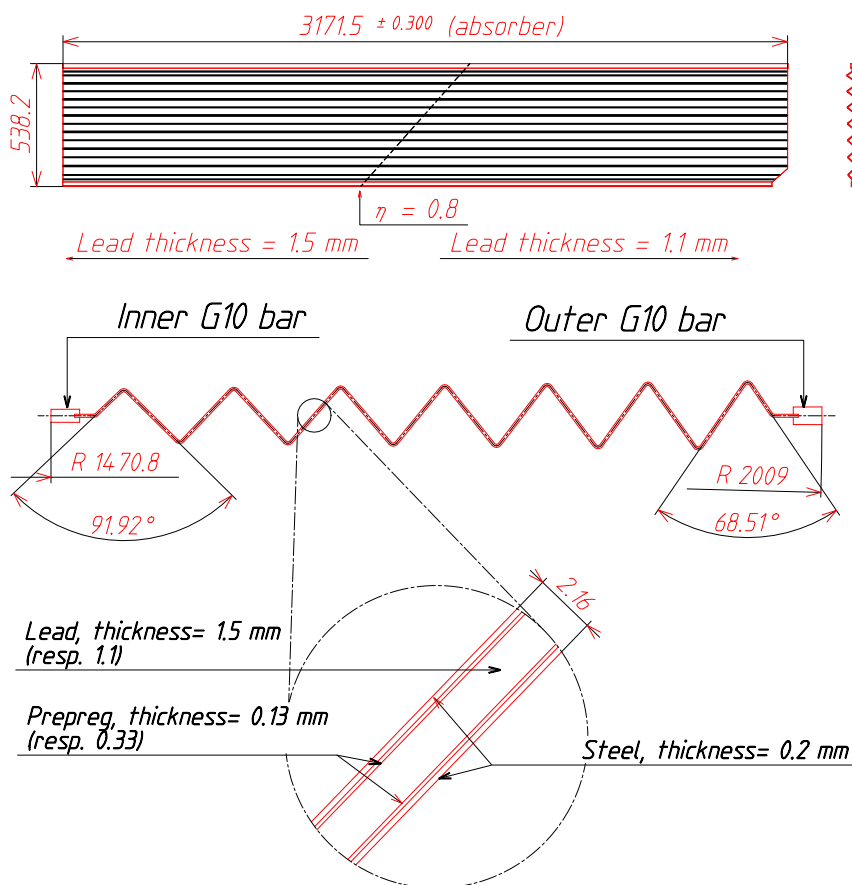


FIG. 3.4 – Vue d'ensemble et de détail d'un absorber de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique. En haut figure un absorber vu de profil dans le plan $r - z$. La différence d'épaisseur du plomb de part et d'autre de $|\eta| = 0,8$ permet de garantir que l'épaisseur de matière traversée dans le calorimètre dans les deux premières couches de cellules est approximativement constante. Un agrandissement de cette vue est représenté juste en-dessous, où l'on peut notamment remarquer la variation des angles de pliage des absorbeurs (environ 90° du côté interne et seulement 70° vers l'extérieur du tonneau). Enfin, un agrandissement de la structure d'un absorber est fourni tout en bas du schéma, où sont indiquées les épaisseurs de tissu de fibre de verre encollé et de plomb qui valent $0,13$ mm et $1,5$ mm (respectivement $0,33$ mm et $1,1$ mm) pour $|\eta| < 0,8$ ($|\eta| > 0,8$).

3.2.2 Les électrodes

Les électrodes sont des circuits imprimés de grande surface en polyimide (~ 2 m² pour celles du tonneau et de la roue externes des bouchons). Elles sont fabriquées à plat, puis pliées en accordéons, comme les absorbeurs (fig. 3.5).

Leur fonctionnement est le suivant : les faces externes (voir fig. 3.5 et 3.6) en cuivre sont placées à une tension de 2 kV dans le tonneau et entre 1 et 2,5 kV pour les bouchons (tandis que les absorbeurs sont à la masse), ce qui permet d'y collecter les électrons d'ionisation de l'argon. L'afflux de charges vers ces couches haute tension provoque l'apparition d'un courant sur la couche interne par effet capacitif. Les signaux sont alors acheminés vers l'électronique par la face interne du tonneau pour les cellules de la couche avant et par la

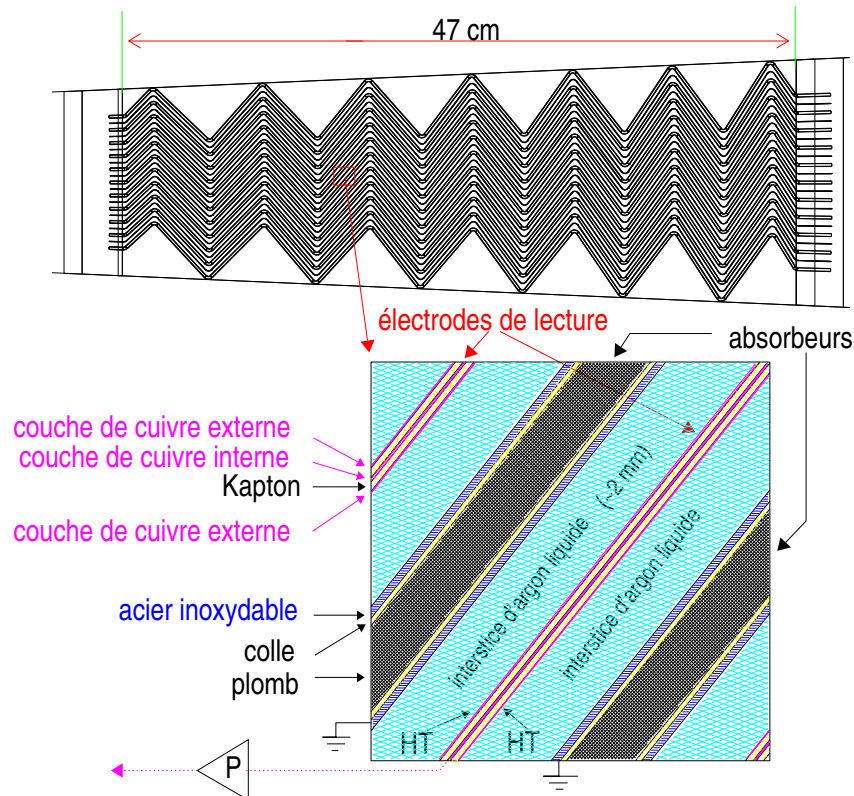


FIG. 3.5 – Structure du calorimètre électromagnétique dans sa partie tonneau. En haut figure l'empilement d'une dizaine d'absorbeurs et d'électrodes, constituant une vingtaine d'interstices remplis d'argon. On constate que le bord interne du module (à gauche sur le dessin) est moins épais que le bord externe grâce à la variation des angles de pliage des absorbeurs et des électrodes. En-dessous figure une vue détaillée des interstices.

face externe pour les couches intermédiaire et du fond.

Pour alimenter les électrodes en haute tension, les deux faces externes sont segmentées et séparées par des résistances sérigraphiées. Ces résistances permettent de répartir correctement la tension sur toute la surface des électrodes. Leur valeur (de l'ordre de quelques centaines de $k\Omega$) a été calculée pour éviter deux effets antagonistes :

- la limite basse est fixée pour protéger les préamplificateurs en cas de claquage et modérer la diaphonie ;
- la limite haute permet de limiter les pertes de signal à 1 % à haute luminosité. Une arrivée massive de charges électriques dans le détecteur pourrait en effet le dépolariser.

Sur chaque électrode, les résistances et les capacités sont mesurées, aussi bien avant qu'après pliage. Une variation importante de résistance (typiquement, un facteur trois) entre les mesures avant et après pliage signale une résistance fissurée, qui doit être réparée avant que l'électrode puisse être utilisée dans un module. Certaines électrodes sont rejetées si le nombre de réparations à effectuer est trop important. Sont réparées les électrodes dont le nombre de résistances défectueuses n'est pas trop important (moins de 20).

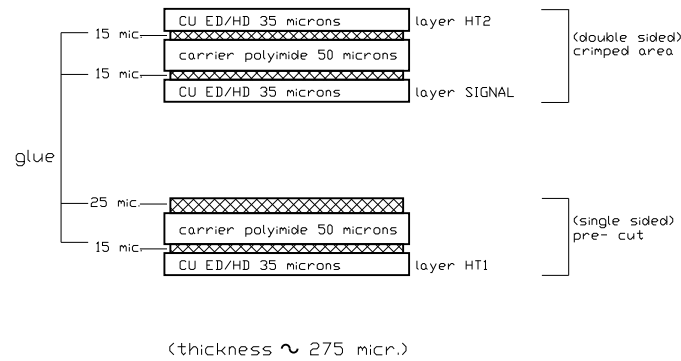


FIG. 3.6 – *Structure interne d'une électrode. Les deux couches haute tension (sur les faces extérieures) sont portées à 2 kV, ce qui permet d'y récupérer les électrons d'ionisation de l'argon liquide. La couche signal (au milieu) génère l'impulsion triangulaire par effet capacitif.*

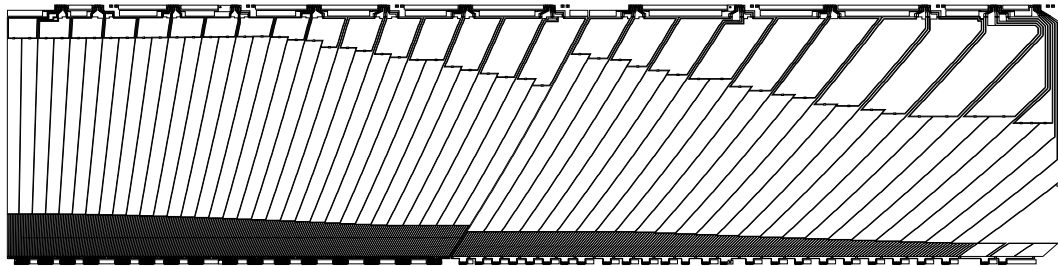


FIG. 3.7 – *Couche signal des électrodes du tonneau. On remarquera en particulier la très grande finesse des cellules de la couche avant (en bas du schéma) selon η par rapport aux autres couches, ainsi que la structure projective des cellules. Les connexions électroniques en bas sont celles des signaux générés dans la couche avant, tandis que celles en haut proviennent des couches intermédiaire et arrière.*

La couche signal des électrodes est elle aussi segmentée, à la fois en profondeur pour l'échantillonnage des gerbes électromagnétiques et par pas constant de pseudo rapidité avec des variations en fonctions de la profondeur (voir fig. 3.7 et fig. 3.8).

La couche avant est peu épaisse ($\simeq 6 X_0$) et à granularité très fine selon η (voir le tableau 3.1). Les cellules de ce compartiment ont deux fonctions :

- donner précisément la position d'entrée des particules dans le calorimètre ;
- séparer les photons provenant de la désintégration des π^0 de ceux provenant d'autres source, en particulier ceux du boson de Higgs. Les pions, exclusivement produits avec de grandes vitesses (ils sont très légers par rapport à l'énergie disponible) produisent deux photons faiblement séparés (effet relativiste du boost de Lorentz). La fine segmentation des cellules du compartiment avant des électrodes permet d'observer les pics distincts des dépôts d'énergie dus aux deux photons.

La couche intermédiaire dans le calorimètre électromagnétique est celle qui récupère l'essentiel de l'énergie (de l'ordre de 80 % du dépôt total pour les gerbes de haute énergie).

Enfin, le compartiment arrière évalue les fuites d'énergie en échantillonnant les queues de gerbes.

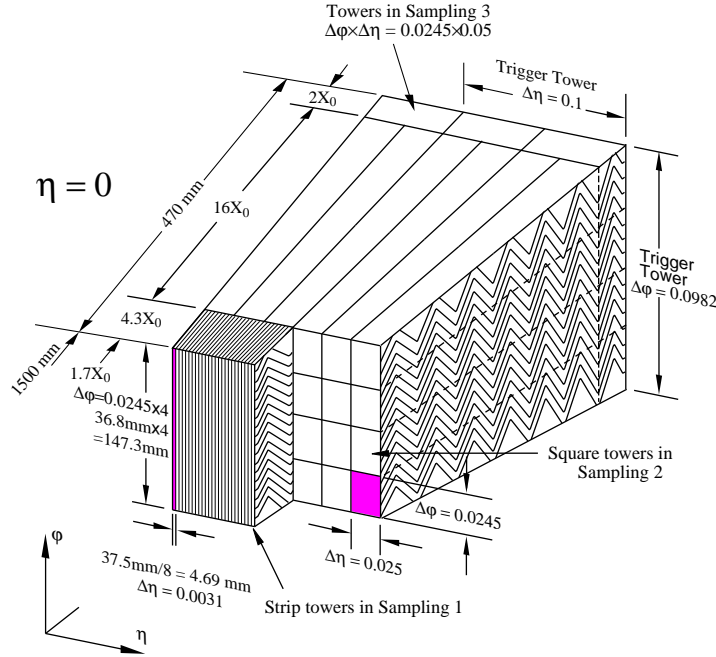


FIG. 3.8 – Vue d'une partie du calorimètre électromagnétique. Les cellules du compartiment avant, visibles au premier plan, sont peu épaisses ($\sim 6 X_0$) et mesurent $0,003 \times 0,1$ en coordonnées $\eta \times \varphi$. Juste derrière, les cellules du compartiment intermédiaire, recueillent la majorité de l'énergie déposée dans le calorimètre grâce à leur importante profondeur de $\sim 18 X_0$. Ces cellules mesurent $0,025 \times 0,025$, toujours dans le même système de coordonnées. Les cellules du compartiment arrière, mesurant $0,05 \times 0,025$, évaluent l'énergie des queues de gerbe et permettent d'estimer la fraction de l'énergie qui s'échappe du calorimètre.

3.3 Le tonneau

Le tonneau couvre les régions situées à $|\eta| < 1,475$, les cellules se trouvant à $1,4 < |\eta| < 1,475$ n'étant pas complètes et se chevauchant en partie avec celle des bouchons. Le cryostat tonneau contient dans sa partie à plus petit rayon le solénoïde créant le champ central d'ATLAS (voir fig. 3.9), qui contribue aux pertes d'énergie des particules électromagnétiques avant leur arrivée dans le calorimètre. Le détecteur interne aussi est responsable de pertes d'énergie, ou de la conversion des photons en une paire e^+e^- .

Pour évaluer ces pertes, un pré-échantillonneur, placé entre la couche avant du calorimètre et le solénoïde, permet d'avoir un premier échantillonnage de la gerbe. Le principe de fonctionnement de ce détecteur est identique à celui du calorimètre, sauf qu'il ne comporte pas de plomb.

Le tonneau est séparé en deux parties, chacune contenant 16 modules du calorimètre. Les modules sont assemblés en demi-tonneaux, qui sont insérés chacun par une extrémité du cryostat. Devant chaque module, deux éléments de pré-échantillonneur sont insérés.

Dans tout le tonneau, l'interstice entre les absorbeurs et les électrodes est constant et vaut environ 2 mm. Le champ appliqué sur les faces externes des électrodes étant de 2 kV, le champ électrique régnant dans l'argon est d'environ 1 kV/mm, ce qui permet de presque saturer la vitesse de dérive des électrons.

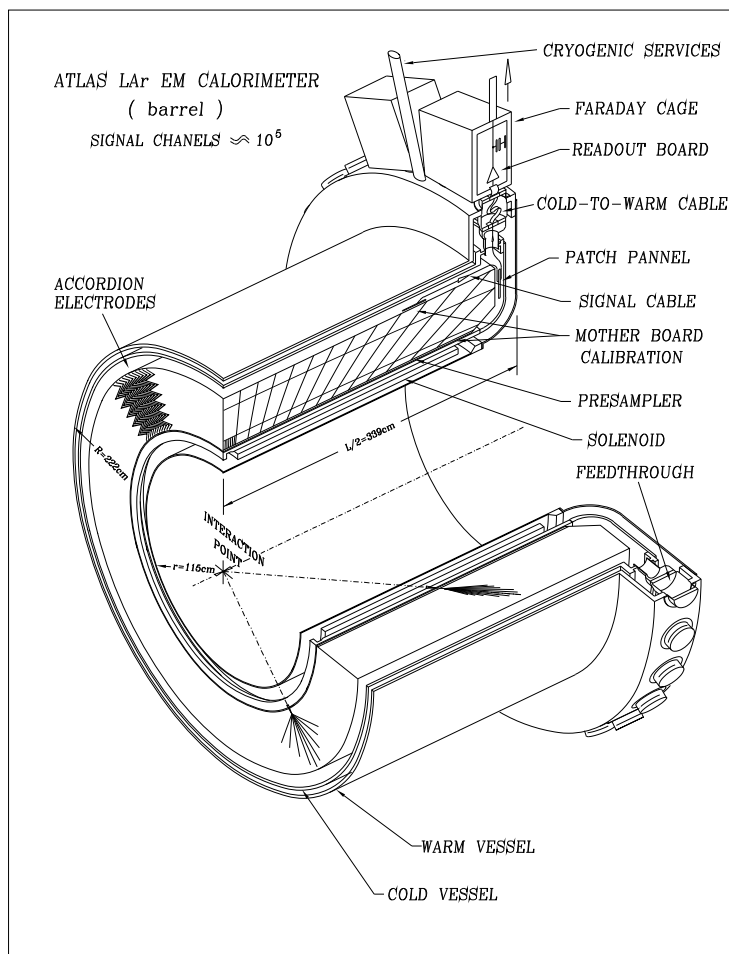


FIG. 3.9 – Vue d'une moitié du cryostat tonneau. On peut remarquer notamment le solénoïde qui est traversé en premier par les particules atteignant le cryostat, puis le pré-échantillonneur, qui permet de savoir si une particule a perdu de l'énergie en réagissant avant d'arriver dans le calorimètre et de mesurer cette perte. La structure en « accordéon » des électrodes et des absorbeurs est visible, ainsi que le découpage projectif des cellules. Les câbles transmettant les signaux passent devant et derrière le calorimètre sans créer d'interstice et vont vers les grands η jusqu'au châssis d'électronique frontale, via les traversées étanches du cryostat.

La taille des cellules et leur profondeur ont été optimisées pour répondre à plusieurs critères, en particulier :

- la finesse extrême en η des cellules du compartiment avant du calorimètre permet d'obtenir une grande précision sur le point d'entrée des particules dans le calorimètre, ainsi que la séparation des particules très proches (bon rejet des π^0). En particulier, cela permet d'obtenir (avec les données du compartiment intermédiaire) le vertex

Compartiment d'échantillonnage	Pré-échantillonneur	Compartiment avant	Compartiment intermédiaire	Compartiment arrière
Taille des cellules ($\eta \times \varphi$)	$0,025 \times 0,1$	$0,003 \times 0,1$	$0,025 \times 0,025$	$0,05 \times 0,025$

TAB. 3.1 – Différentes tailles de cellules du tonneau électromagnétique en fonction de leur profondeur.

de la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec une précision de l'ordre de 1,33 cm selon l'axe du faisceau ;

- la grande largeur en φ des cellules du pré-échantillonneur et du premier compartiment est justifiée par le fait suivant : le champ magnétique central augmente l'écart angulaire azimuthal entre les particules (en fonction de leur charge et de leur impulsion). Il est donc inutile d'avoir une segmentation très fine en φ dans ces compartiments.

3.4 Les bouchons

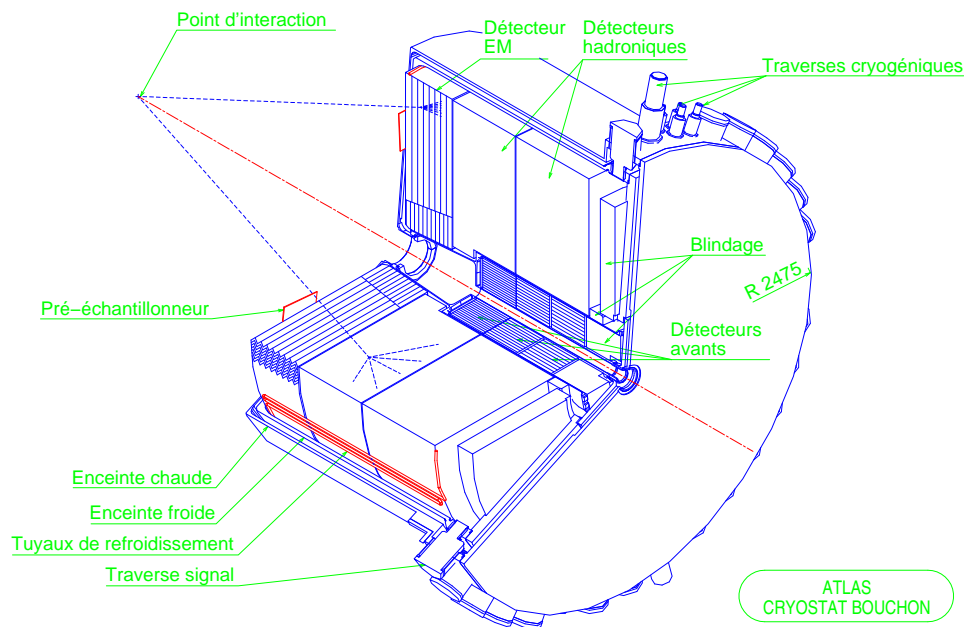


FIG. 3.10 – Vue d'un cryostat bouchon. Du fond du schéma vers le premier plan, les particules traversent dans l'ordre, le pré-échantillonneur, le calorimètre électromagnétique, puis le calorimètre hadronique. Les particules à $|\eta| > 3,2$ traversent uniquement le calorimètre avant.

La géométrie des bouchons (voir fig. 3.10) est un peu plus complexe que celle du tonneau. Pour pouvoir garder le même type de géométrie que dans le tonneau (en particulier,

au niveau de la sérigraphie des électrodes) l'empilement des modules ne peut pas se faire en gardant constant l'interstice d'argon liquide (voir fig. 3.11).

Cette contrainte sur la taille de l'interstice oblige même à séparer la structure globale des bouchons en deux roues :

- une roue externe, couvrant la zone de pseudo-rapacité $1,375 < |\eta| < 2,5$, dont la segmentation des compartiments de la couche signal des électrodes est similaire au tonneau. Les électrodes et les absorbeurs de cette roue ont neuf plis, dont l'angle de pliage varie entre 60° et 120° avec l'accroissement de η pour conserver l'épaisseur en longueur de radiation constante tout le long du module ;
- une roue interne, située à $2,5 < |\eta| < 3,2$, de segmentation plus simple que pour le reste du calorimètre électromagnétique (cette zone correspond à celle qui n'est pas couverte pas les détecteurs internes). Dans cette partie, les absorbeurs et les électrodes ne comportent que 6 plis, dont les angles augmentent avec η de 55° à 107° .

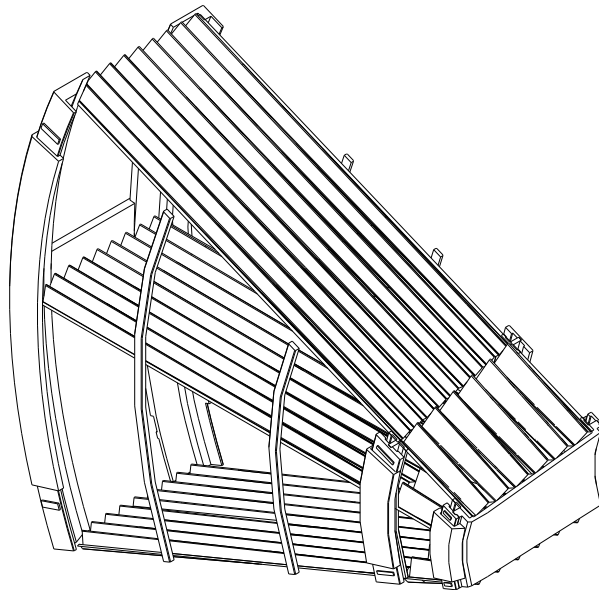


FIG. 3.11 – *Vue d'un module du bouchon électromagnétique. Seuls trois absorbeurs sur 96 (32) sont représentés dans la roue externe (interne).*

La variation de l'épaisseur de l'interstice absorbeur-électrode en fonction de η nécessite de modifier l'alimentation haute tension des électrodes en conséquence pour obtenir un champ électrique constant dans tout le détecteur. En effet, une variation de ce champ électrique induit aussi une variation de la vitesse de dérive des charges dans l'argon liquide et donc une variation du signal en amplitude et en temps.

Pour garder un champ électrique constant, la tension d'alimentation est différente selon les secteurs haute tension¹ en fonction de la pseudo-rapacité. Au sein de chaque secteur, il reste une variation du champ électrique, qui est corrigée lors de l'analyse des données.

¹Pour des raisons de mise en œuvre pratique, cette variation de tension ne peut pas être continue.

Enfin, la granularité des bouchons est aussi plus complexe que celle du tonneau, surtout au niveau du compartiment avant. Globalement, la granularité est de moins en moins précise avec l'augmentation de la pseudo-rapidité (voir tab. 3.2).

Zone en η	Compartiment 1 (avant)	Compartiment 2 (intermédiaire)	Compartiment 3 (arrière)
$1,375 < \eta < 1,5$	$0,025 \times 0,1$	$0,025 \times 0,025$	$0,05 \times 0,025$
$1,5 < \eta < 1,8$	$0,003 \times 0,1$		
$1,8 < \eta < 2,0$	$0,004 \times 0,1$		
$2,0 < \eta < 2,5$	$0,006 \times 0,1$		
$2,5 < \eta < 3,2$	$0,1 \times 0,1$	$0,1 \times 0,1$	

TAB. 3.2 – Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) des cellules des compartiments des bouchons électromagnétiques.

3.5 Électronique de lecture et signaux de sortie

La figure 3.12 présente un schéma d'ensemble de la chaîne de lecture des données du calorimètre.

Cette chaîne de lecture est composée de trois ensembles principaux :

- une électronique purement passive, constituée des cartes mères et des cartes sommatriques, directement fixées sur les connecteurs des électrodes de lecture, à l'intérieur du cryostat. Les cartes sommatriques permettent de regrouper les signaux provenant de plusieurs électrodes sur une même voie de lecture. Par exemple, les cellules du compartiment intermédiaire regroupent quatre électrodes, celles du compartiment avant en comptent seize. Les cartes mères, elles, permettent de transférer les signaux des cartes sommatriques aux câbles froids (plongés dans l'argon liquide) et aussi d'amener les signaux d'étalonnage ;
- une électronique active, effectuant la mise en forme analogique du signal, suivie de sa numérisation. Ces opérations sont effectuées par les cartes situées dans les châssis *Front-End*, lesquels sont mécaniquement fixés aux traversées étanches du cryostat (voir figure 3.9). Les châssis *Front-End* comportent :
 - des cartes *Front-End*, lesquelles portent les préamplificateurs et les circuits de mise en forme, ainsi que des mémoires analogiques composées de blocs de 144 capacités (« *Switch Capacitor Array* »). Ces mémoires analogiques permettent de conserver l'information le temps que le système de déclenchement de niveau 1 rende sa décision, soit $2,5 \mu\text{s}$ après le croisement des faisceaux. Les cartes *Front-End* transfèrent les données aux ROD (Readout Driver) par l'intermédiaire de liens optiques à haute capacité,
 - des cartes de calibration, lesquelles sont chargées de fabriquer les signaux d'étalonnage,
 - des cartes contrôleur, lesquelles ont pour rôle d'assurer la configuration des autres cartes, la distribution des signaux d'horloge en provenance du système TTC, ainsi

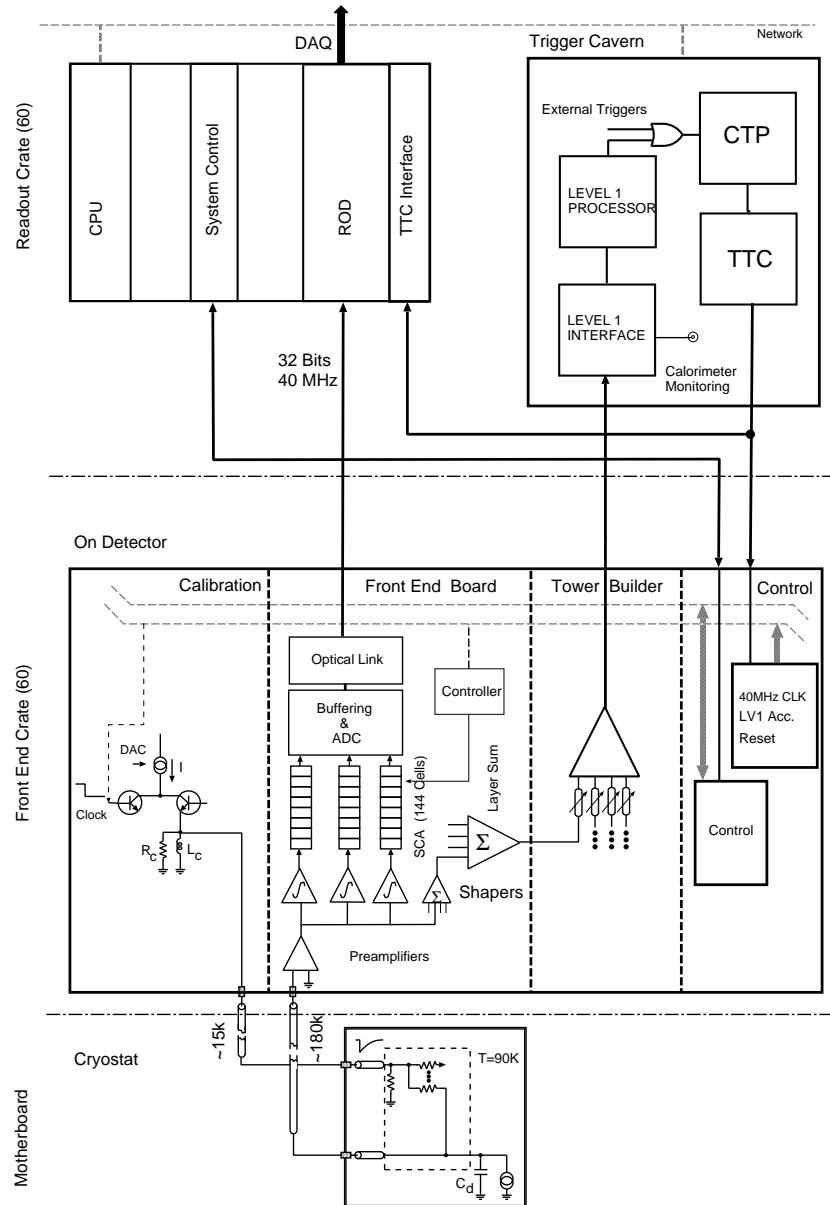


FIG. 3.12 – Chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique.

que des informations de déclenchement de niveau 1. Il y a typiquement une carte de calibration et une carte contrôleur pour 14 cartes Front-End, chaque carte Front-End gérant 128 canaux ;

- le système ROD, lequel comporte des cartes équipées de DSP², dont le rôle est la reconstruction rapide de l'énergie déposée ainsi que du temps d'arrivée des signaux dans le calorimètre. Ces informations, après formatage, sont envoyées au système d'acquisition central.

²« Digital Signal Processor »

Le signal obtenu dans les électrodes est triangulaire, avec une durée d'environ 400 ns (voir fig. 3.13). Pour pouvoir le traiter facilement, il est amplifié et mis en forme par un amplificateur de courant (différentiateur, situé sur les cartes Front-End), ce qui est peu inhabituel en physique des hautes énergies.

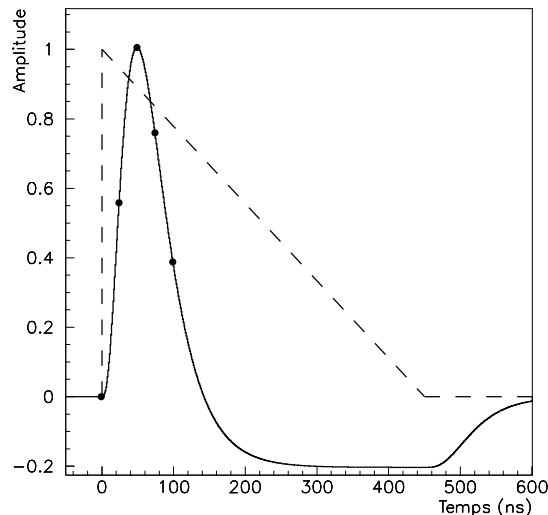


FIG. 3.13 – Signaux de sortie normalisés des électrodes avant (en tirets) et après (trait plein) mise en forme. Les échantillons représentés (ronds pleins) sont ceux qui doivent être utilisés par la méthode du filtrage optimal pour estimer l'énergie et le retard du signal.

En effet, pour réduire l'incidence du bruit, le premier étage d'amplification de la chaîne d'électronique minimise le recours aux composants résistifs sur le trajet du signal. L'amplificateur résultant est intégrateur. Mais, dans le cas d'ATLAS, le signal est très long comparé à la fréquence de événements d'environ 40 MHz, soit une collision des paquets de protons toutes les 25 ns, tandis que le signal s'étale sur 400 ns. L'empilement des événements est alors trop important. Un étage différentiateur permet alors d'obtenir un signal de sortie bipolaire, avec un pic ne s'étendant que sur 150 ns, suivi d'un « *undershoot*³ ».

La méthode de reconstruction employée dans l'expérience ATLAS est d'utiliser les cinq premiers échantillons après amplification (voir fig. 3.13) se trouvant dans la zone du pic du signal et de leur appliquer la méthode du filtrage optimal (voir annexe A).

Cette dernière consiste à réaliser des combinaisons linéaires des échantillons pour estimer l'énergie et le retard du signal. Évidemment, ces combinaisons sont optimisées pour minimiser les contributions des bruits électronique et d'empilement, respectivement prépondérants à basse et haute luminosité.

³Le long plateau suivant le pic et de polarité opposée.

Chapitre 4

Les muons dans le calorimètre électromagnétique

4.1 Pourquoi les muons ?

La première question qui vient à l'esprit au sujet d'une telle étude est : « Pourquoi étudier les muons dans un calorimètre ? » Il est évident qu'un calorimètre ne permet pas d'étudier les muons en soi, mais, par contre, les muons permettent d'étudier certaines caractéristiques d'un calorimètre. En effet, ces particules sont des MIP¹, ce qui a pour conséquence que les muons ne produisent pas de gerbes de particules dans le calorimètre et en fait donc des sondes très fines spatialement. Typiquement, les muons traversent une ou deux cellules du second compartiment du calorimètre, contre au moins neuf dans le cas des gerbes électromagnétiques des électrons et des photons. Isoler la réponse de chaque cellule au sein d'une gerbe est impossible car trop d'effets nuisibles empêchent la distinction des signaux (fluctuation des gerbes dans chaque cellule, diaphonie, etc.), inconvénients qu'on ne rencontre pas avec les muons. Évidemment, ces derniers ont le désavantage de déposer une faible fraction de leur énergie initiale, ce qui ne permet pas de savoir quelle était celle-ci, et de plus, le dépôt d'énergie qu'ils laissent est du même ordre de grandeur que le bruit électronique dans les cellules. Un autre inconvénient spécifique au test en faisceau de la ligne H8 de Préveessin (CERN) pour les modules du tonneau électromagnétique est que la quantité de muons collectés est en général faible en raison d'un veto dans la chaîne d'électronique (sauf prises de données spécifiques).

Les deux premières parties de ce chapitre seront consacrées à la description du système de tests en faisceaux du calorimètre, aux caractéristiques particulières des dépôts d'énergie des muons dans le calorimètre, comparées aux électrons. Ensuite nous étudierons l'uniformité du calorimètre à l'aide des muons et nous montrerons comment les informations obtenues de cette façon ont pu confirmer et préciser l'existence d'un problème sur la conception des électrodes. Ces études ont été menées sur des prises de données effectuées en 1999 et 2000 sur le module 0. Une comparaison avec un module de série (appelé M10)

¹*Minimum Ionising Particles*, particules (presque) au minimum d'ionisation.

est aussi présentée en fin de chapitre. Le module 0 est un module prototype construit à partir d'éléments aussi proches que possible des éléments utilisés pour les modules de série. En particulier, la conception des électrodes a été légèrement modifiée pour les modules de série. La structure, la construction et l'ensemble des résultats obtenus avec le module 0 sont décrits dans [23].

4.2 Description du dispositif des tests en faisceau

Les tests en faisceau des modules du calorimètre électromagnétique se déroulent à Prévessin au CERN (hall Nord, en France). Les modules du tonneau sont testés sur la ligne H8, tandis que ceux des parties avant le sont sur la ligne H6. Globalement, les deux dispositifs sont très similaires, on se contentera donc ici de décrire celui qui nous intéresse, c'est à dire celui de H8 (voir fig. 4.1).

Le faisceau utilisé est celui du SPS, qui est composé de protons d'une impulsion de 450 GeV/c (faisceau primaire). Pour obtenir des électrons, le faisceau primaire est projeté sur une cible de béryllium, ce qui donne naissance à des gerbes hadroniques dont les particules finales comportent entre autre des π^0 . Ceux-ci se désintègrent en deux photons, qui sont convertis en paires électron-positron. Les électrons ou positrons issus de la conversion et possédant l'impulsion souhaitée (10 à 300 GeV/c) sont sélectionnés par un spectromètre et sont dirigés enfin vers l'aire expérimentale. Des collimateurs et des lentilles magnétiques permettent de collimater le faisceau sur une zone réduite du module en test. Des chambres à fils sont disposées sur le trajet du faisceau en amont du module pour assurer le suivi du faisceau. En pratique, la pureté en électrons du faisceau n'est pas parfaite, puisqu'on observe ainsi dans le faisceau environ 70 à 80 % d'électrons, pour 20 à 30 % de pions et de muons. Pour remédier à ce problème, toute une série de scintillateurs et de cibles chargés de ralentir et d'identifier les particules sont disposés en amont et en aval du module testé. Ce système permet d'instaurer un veto électronique sur les particules qui ne sont pas intéressantes, autrement dit tout ce qui n'est ni un électron ni un positron (les photons et π^0 sont étudiés à l'aide d'une disposition de la ligne de faisceau différente). Cela explique qu'il y ait peu de muons globalement dans les données du faisceau test², surtout que la nécessité de collecter un maximum d'électrons pour des études d'uniformité du détecteur ont obligé à renforcer le veto, afin de pouvoir tester un maximum de cellules sur chaque module, dans le temps limité de test qui pouvait être alloué.

L'utilisation du SPS a aussi une autre conséquence gênante : le faisceau n'est pas synchrone avec les horloges LHC (contrairement à ce qui doit se passer dans le cas d'ATLAS). Les échantillons du signal ne sont donc pas pris à chaque fois au même temps par rapport au début du signal, ce qui oblige dans la reconstruction à connaître la phase des horloges en fonction du signal. Ceci est très important pour la méthode du filtrage optimal où il faut calculer plusieurs jeux de coefficients. De plus, pour être sûr que le signal entre bien dans la fenêtre temporelle sur laquelle les échantillons sont numérisés, sept échantillons

²Une méthode de relâchement partiel du veto des muons (en le bloquant pendant une fraction variable du temps d'acquisition à l'aide d'un trigger de Schmidt) a été tentée, mais faute de temps disponible pour ajuster finement le dispositif, celui-ci n'a pu être utilisé.

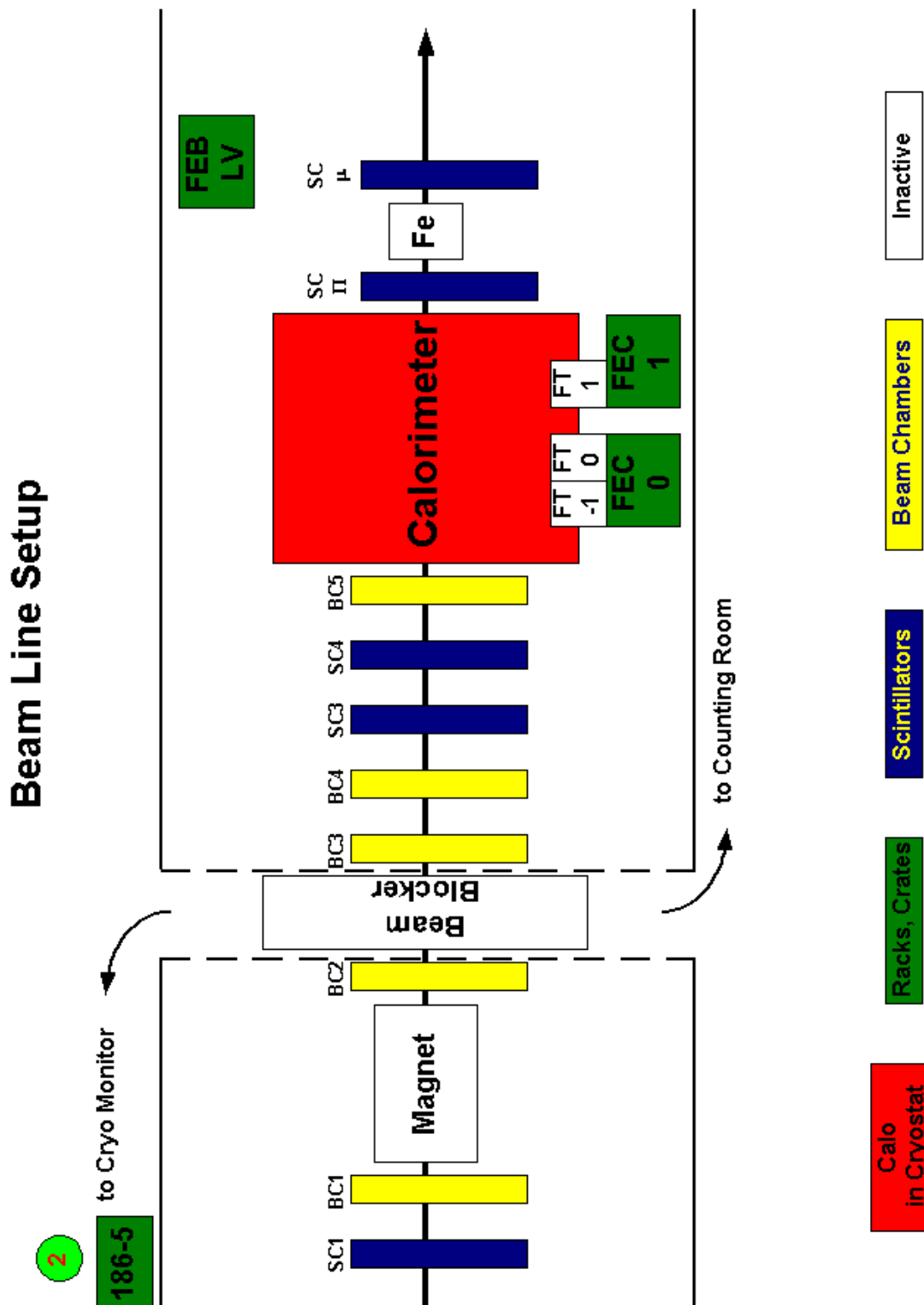


FIG. 4.1 – Vue schématique des installations des tests en faisceau (ligne H8). Les scintillateurs utilisés pour l'étude des muons sont celui noté SC3, qui sera appelé ADCs3 dans ce chapitre, et SCII, noté pion. Les chambres à faisceau utilisées seront BC3 ou BC4 en fonction des périodes de prises de données.

sont numérisés au lieu de cinq prévus normalement lors des prises de données auprès du LHC. Ainsi, un décalage temporel allant jusqu'à 50 ns entre l'arrivée du signal de déclenchement et du signal analogique dans les convertisseurs analogique-numérique ne perturbe pas l'analyse ultérieure des données.

Sur un des modules de série, le M10 (le numéro 10 du premier demi-tonneau), de bonnes conditions de test ont permis de relâcher le veto sur les muons pour avoir un peu plus de statistique sur la totalité de quatre lignes en φ .

4.3 Les muons dans le calorimètre

Comme on l'a vu ci-dessus, les muons déposent peu d'énergie dans le calorimètre. Cette propriété est due à la fois à la nature de leur interaction qui est purement électromagnétique et à leur masse, de l'ordre de 210 fois celle de l'électron³. Avec une masse aussi élevée (relativement à l'électron bien sûr), les muons ne produisent pas de Bremsstrahlung avant d'atteindre des énergies de l'ordre de plusieurs centaines de GeV [24]. En conséquence, pour des énergies au plus de 300 GeV, les muons sont approximativement des particules au minimum d'ionisation (en fait, ils sont plutôt sur le plateau de Fermi où la perte d'énergie est d'environ 20 % supérieure au minimum d'ionisation) dans le plomb et ne forment donc pas de gerbe à l'image des électrons. De plus, la trajectoire des muons dans le calorimètre est rectiligne, ce qui est très intéressant car ils ne touchent ainsi que peu de cellules du calorimètre⁴. En pratique, sur toute la profondeur du compartiment 2 (de l'ordre de $18 X_0$, voir fig. 4.2), les muons touchent deux cellules en φ et une cellule en η sur leur trajet (ceci est dû à la géométrie des électrodes en accordéon comme on peut le voir sur le schéma 4.3).

L'intérêt est donc tout de suite évident dans le cas de l'étude de l'uniformité du calorimètre : les variations d'énergie recueillie cellule par cellule proviennent ici presque uniquement de la cellule étudiée, plus quelques informations provenant d'une cellule mitoyenne en φ . Ainsi, toute différence de dépôt d'énergie d'une cellule à l'autre est immédiatement bien visible, tandis qu'avec les électrons, où le dépôt d'énergie est partagé par au moins neuf cellules mitoyennes (un carré en η et φ), les informations sont mélangées et les variations d'uniformité cellule à cellule sont donc lissées.

4.3.1 Groupement des cellules

Comme on l'a vu ci-dessus, les muons passent par une cellule en η et deux en φ . Les cellules seront donc toujours groupées dans un « *cluster* » 1×2 en coordonnées $\eta \times \varphi$. Le problème est de trouver à chaque fois comment grouper les bonnes cellules, alors que le dépôt d'énergie dans une des deux cellules est faible et peut être facilement confondu avec le bruit électronique dans une cellule. Comme l'information est difficile à obtenir

³ $m_e \approx 511$ keV et $m_\mu \approx 106$ MeV.

⁴Les cellules du calorimètre sont projectives et, en faisceau test, la table qui sert à positionner les modules face au faisceau respecte cette particularité géométrique.

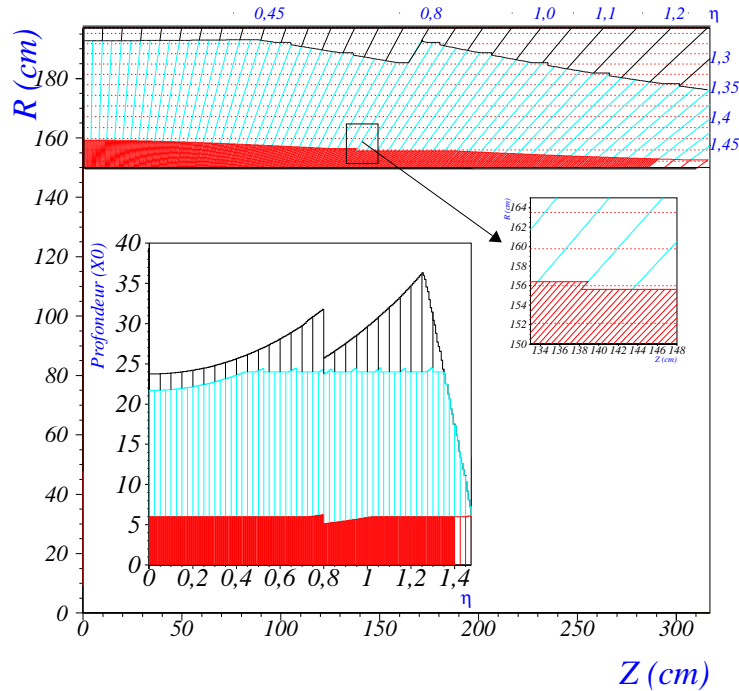


FIG. 4.2 – Schéma des couches signal des électrodes du tonneau électromagnétique et profondeur en X_0 des différentes couches. Les couches signal sont dessinées de manière à ce que la profondeur du calorimètre cumulée dans les couches 1 et 2 (« strips » et couche intermédiaire) soit approximativement constante (avec une exception pour $|\eta| < 0,45$). L'épaisseur moyenne du compartiment intermédiaire est de $18 X_0$.

directement à partir du calorimètre, on va recouper les informations avec celles obtenues dans les chambres à fils et les scintillateurs placés le long du trajet du faisceau.

4.3.2 Sélection des muons.

Pour trouver les muons au milieu des nombreuses interactions ayant lieu dans le calorimètre, on recoupe les informations du calorimètre, des scintillateurs et des chambres à fils (appelées chambres de faisceau) disposés sur l'aire H8. Avant toute chose, il faut faire des coupures de qualité sur les événements. La première coupure de ce type concerne l'énergie déposée dans le scintillateur S3, désignée ADCs3 dans la suite. Le scintillateur S3 étant placé avant le calorimètre, une coupure sur l'énergie qui y est déposée permet de sélectionner uniquement les événements « propres » caractérisés par le passage d'une seule particule chargée dans le scintillateur. Comme on peut le voir sur la figure 4.4, la coupure $800 < ADCs3 < 1600$ répond à ce besoin.

Une coupure évidente concerne l'énergie recueillie dans l'ensemble des détecteurs : elle est toujours très faible pour les muons, en tout cas considérablement plus faible que pour des électrons ou la plupart des pions. Dans le cadre de la présente étude, les particules étudiées doivent avoir une énergie déposée dans le calorimètre inférieure à 6 GeV dans un « cluster » typique (une couverture angulaire de $0,075 \times 0,075$ en coordonnées $\eta \times \varphi$

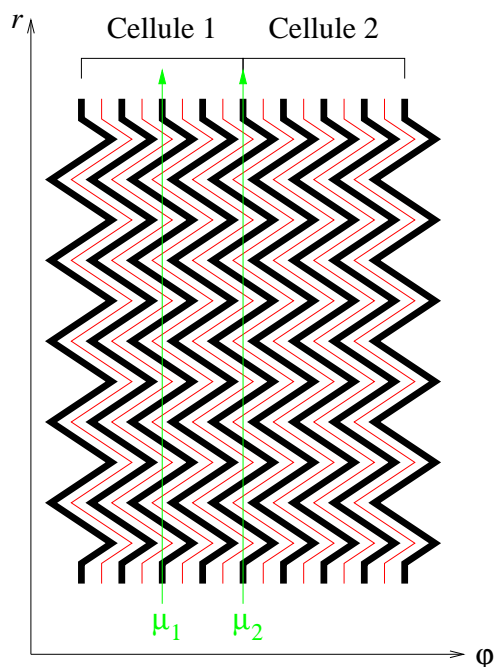


FIG. 4.3 – Représentation schématique de la traversée des μ dans le calorimètre. Le muon μ_1 traverse en plein milieu de la cellule 1 et y dépose donc toute son énergie, tandis que μ_2 passe par l'absorbeur formant la frontière des cellules 1 et 2 et dans les électrodes juste situées de part et d'autre de cet absorbeur. Le muon μ_2 dépose ainsi une partie son énergie dans les deux cellules, du fait de l'interpénétration des angles appartenant à deux absorbeurs adjacents.

sur toute la profondeur du calorimètre). Cette coupure permet d'éliminer les électrons et la très grande majorité des particules hadroniques, mais certains pions déposent peu d'énergie dans le calorimètre.

Pour distinguer les muons des pions, on utilise un dispositif placé derrière le module de test et qui consiste à ralentir les particules après leur passage dans le calorimètre en leur faisant traverser une certaine épaisseur de fer (10 cm), puis à mesurer l'énergie déposée dans un scintillateur par les particules qui ont traversé. Les muons déposent peu d'énergie dans le fer, émergeant de ce dernier sous la forme d'une unique trace. Par contre, les pions développent des gerbes hadroniques dans le fer, si bien que dans le scintillateur qui suit, le dépôt d'énergie correspondant devient élevé, puisqu'il correspond à plusieurs particules secondaires arrivant en même temps sur le scintillateur. Pour n'avoir que les muons, in fine, on va donc sélectionner les particules dont le dépôt d'énergie dans le scintillateur appelé « pion » est faible (mais pas nul car les muons parviennent tout de même à traverser le fer).

Pour résumer, les coupures sont les suivantes :

- $500 < pion < 600$ en valeurs d'ADC ;
- $800 < ADCs3 < 1600$ idem.

Enfin, il reste une coupure à faire pour s'assurer que les muons passent bien dans la cellule que l'on veut étudier. Pour cela, on va tracer les points d'impact des muons

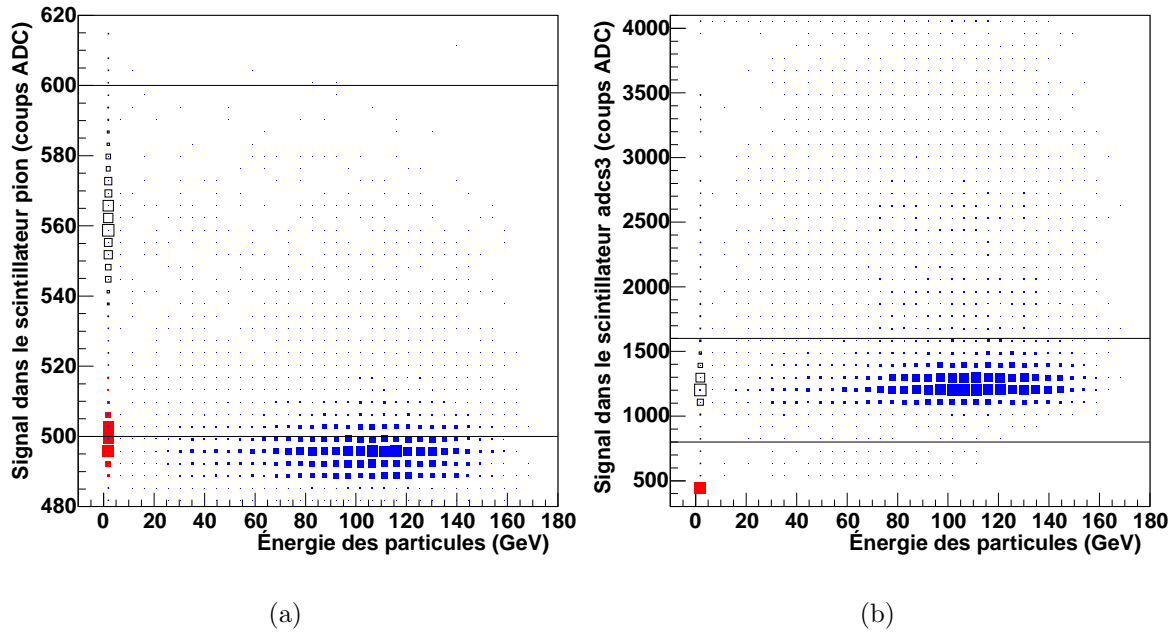


FIG. 4.4 – Illustration des coupures sur les données des scintillateurs de la ligne de test en faisceau, à gauche figure le scintillateur pion et à droite ADCs3 (voir texte). Les rectangles vides représentent les muons, ceux en rouges (gris le plus clair pour une impression en noir et blanc) en bas à gauche correspondent aux événements aléatoires et l'ensemble des autres rectangles (en bleu ou gris très foncé selon le type d'impression) forment le reste des particules (électrons, pions, etc.). Les barres noires horizontales sont placées selon les coupures décrites dans le texte.

sélectionnés par les scintillateurs dans la chambre de faisceau la plus proche du module de test. On voit ainsi clairement les limites de chaque cellule se profiler dans les chambres de faisceau (voir fig. 4.5).

Pour la projection en η (correspondant à x pour les chambres à faisceau), la cellule au centre est celle qui nous intéresse et pour laquelle la distribution des points d'impact est quasi uniforme (aux extrémités, la résolution des chambres et le profil du faisceau adoucissent les bords) ainsi que les deux cellules mitoyennes sur les deux côtés, dont on ne voit qu'une partie (le faisceau ne les couvre pas en totalité). Pour la projection en φ (la coordonnée y des chambres à faisceau), les distributions ne sont pas uniformes mais triangulaires. Cette forme est due à l'imbrication des cellules qui sont constituées de quatre électrodes contiguës. Avec la forme en accordéon des électrodes, les cellules se retrouvent imbriquées les unes dans les autres (voir schéma 4.3) et un muon ne passant pas au centre d'une cellule dépose son énergie dans une des cellules voisines en φ . L'énergie déposée dans une cellule en φ n'est donc au maximum que pour les muons qui sont passés au centre de celle-ci et dans les autres cas, une partie de l'énergie est déposée dans une cellule voisine. Pour obtenir le dépôt total, on associe donc deux cellules en φ . Le pic obtenu dans le profil de la cellule centrale permet de déterminer en fonction de la coordonnée y des chambres à faisceau quelle est la bonne seconde cellule à associer. D'autre part, une coupure est appliquée pour ne prendre que les zones en φ où le faisceau a frappé le détecteur. Toutes les coupures sur les chambres de faisceau sont faites prise de donnée par prise de donnée

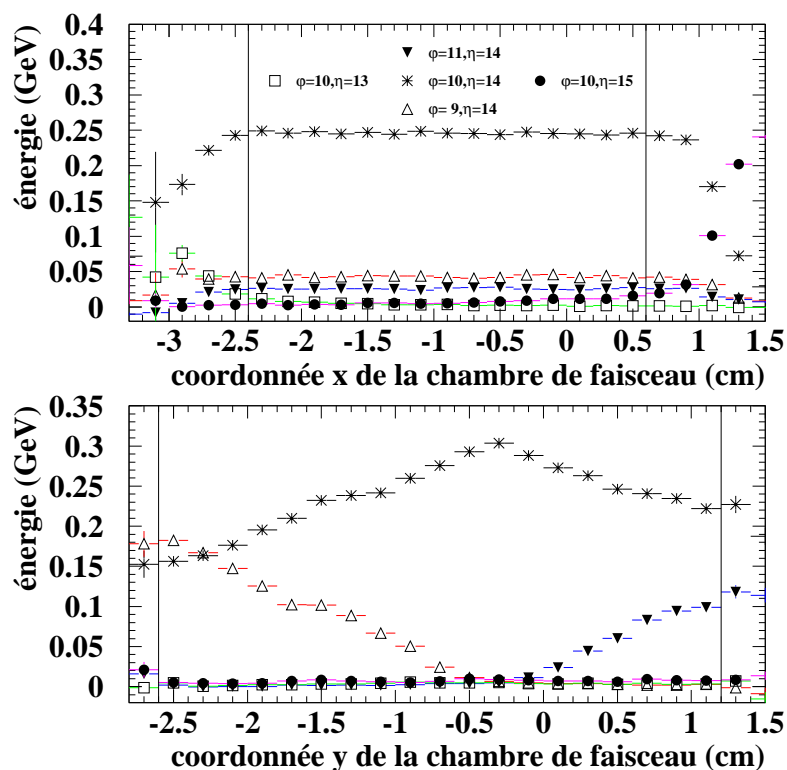


FIG. 4.5 – Énergie déposée par les muons dans les cellules du calorimètre en fonction de leur position dans les chambres de faisceau. Sur le graphique du haut, la distribution est relativement uniforme, et quasiment nulle dans les cellules adjacentes en η (correspondant à la coordonnée x dans la chambre de faisceau). Ceci confirme que l'énergie déposée par les muons ne l'est que dans une cellule en η . Par contre, sur la figure du bas, la distribution d'énergie n'est pas constante. On observe un maximum au centre en φ (correspondant à y) de la cellule, avec une baisse progressive de l'énergie déposée en fonction de l'éloignement du centre. Dans le même temps, l'énergie recueillie dans les cellules adjacente augmente de façon exactement opposée.

car il n'y a pas de correspondance absolue entre les positions identifiées dans les chambres et celle calculée sur le calorimètre⁵.

4.4 Mesure de l'énergie déposée

L'énergie déposée par les muons est mesurée dans une cellule 1×2 en coordonnées $\eta \times \varphi$. Le signal est recueilli dans les cellules, puis il est mis en forme par la chaîne d'électronique.

⁵En particulier, pour les muons, le calcul du barycentre (utilisé pour déterminer le point d'impact pour les électrons) ne donne pas une information très précise, en tout cas pas aussi précise que pour les électrons, à cause du faible dépôt d'énergie dans le calorimètre, ainsi que de l'extension spatiale réduite de ce dépôt.

L'énergie déposée est alors évaluée par deux méthodes différentes⁶ :

- une méthode simple qui consiste à choisir l'échantillon le plus proche du pic du signal (le quatrième en l'occurrence) et à convertir en GeV les valeurs d'ADC brutes de cet échantillon. Le gain le plus haut est celui qui est toujours appliqué pour les muons (la linéarité et la pente des convertisseurs analogique-numérique est déterminée à partir des courbes d'étalonnage, obtenues au cours de prises de données spécifiques). Avant de convertir les données, le piédestal est bien sûr soustrait des valeurs d'ADC brutes ;
- la méthode du filtrage optimal qui consiste à estimer l'énergie et le temps d'arrivée des signaux par des combinaisons linéaires des échantillons. Les combinaisons linéaires sont réalisées sur cinq échantillons du signal et les coefficients appliqués dans les estimations sont ceux calculés pour les électrons à 250 GeV, en supposant que la chaîne d'électronique est linéaire. Plusieurs jeux de coefficients différents peuvent être utilisés (voir la section 4.5).

4.4.1 Distribution du dépôt d'énergie

Comme nous l'avons dit précédemment, le dépôt d'énergie des muons est faible dans le calorimètre aux énergies du faisceau de test. La première méthode pour obtenir l'énergie la plus probable des muons⁷ consiste à ajuster le pic avec une gaussienne en coupant les queues de haute et basse énergie. Cette évaluation de l'énergie des muons fonctionne, mais elle s'est avérée peu robuste aux variations de la proportion de pions dans le faisceau. Une manière plus adéquate d'estimer l'énergie la plus probable est celle utilisée dans le calorimètre à Tuiles (voir [25]), qui a été reprise sans modification dans l'analyse.

Cette méthode consiste à représenter la distribution d'énergie par une fonction de Landau (qui représente à peu près le dépôt théorique des muons) convoluée avec une gaussienne (représentant le bruit électronique), sans coupure relative à l'énergie. En particulier, l'ajustement par la courbe de Landau permet d'inclure les données des queues de haute et basse énergies et la position de l'énergie la plus probable est très stable (voir deux exemples d'estimation sur la figure 4.6).

Pour tester la méthode de reconstruction, trois prises de données spécifiques dans une même cellule ($\eta = 14$ et $\varphi = 10$) du module 0 (le module de présérie) ont été réalisées sans le veto des muons. En combinant les données de ces trois prises de données, on obtient une distribution d'énergie des muons très bien séparée du piédestal, avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 7 (voir fig. 4.6). Il est évident que la méthode du filtrage optimal est bien meilleure que celle du calcul brut de l'énergie des muons. Ceci était attendu, puisque le filtrage optimal permet de réduire l'influence du bruit électronique.

⁶Pour les électrons, une troisième méthode existe, dite de la « parabole », qui consiste à réaliser un ajustement par un polynôme du second degré sur les trois points les plus proches du pic du signal. Cette méthode fonctionne bien pour les énergies des électrons (de 5 à 250 GeV en faisceau test), mais est fortement biaisée pour les basses énergies. Elle n'est donc pas utilisée dans cette analyse.

⁷La distribution en énergie des muons n'étant pas symétrique, on préfère parler d'énergie la plus probable, qui correspond à l'énergie du pic de la distribution, plutôt qu'à l'énergie moyenne.

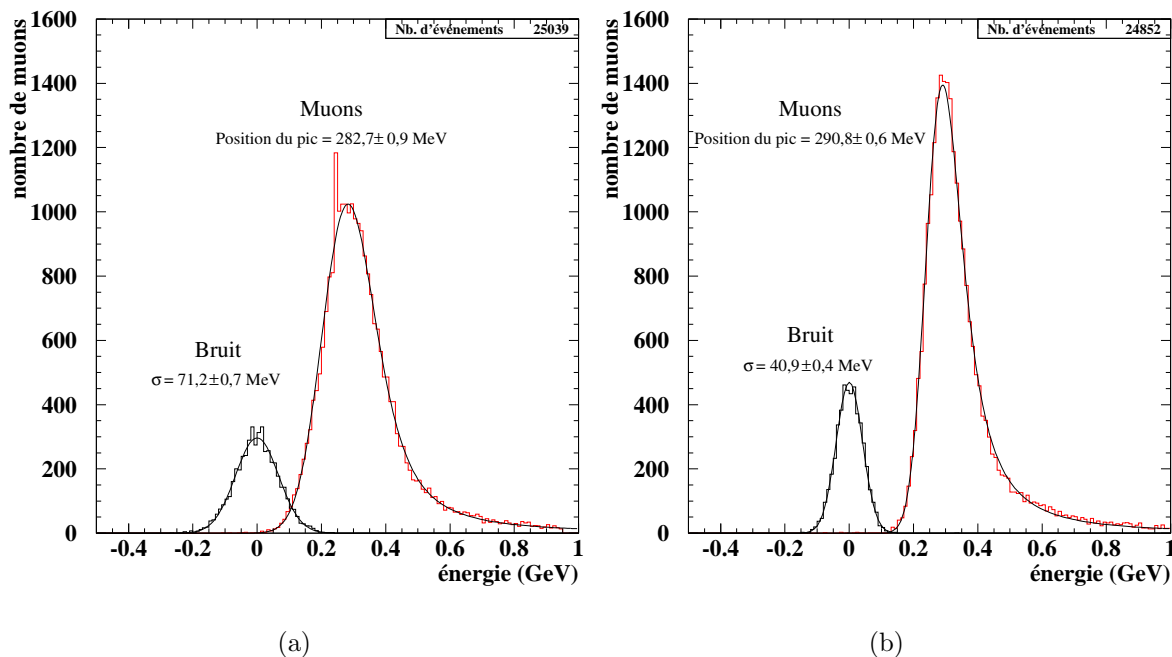


FIG. 4.6 – Distribution d'énergie déposée par les muons et bruit électronique dans une cellule du calorimètre électromagnétique avec une conversion brute des coups ADC en GeV (a) et avec filtrage optimal (b). L'estimation de la distribution du bruit est purement gaussienne, tandis que celle des muons l'est par une courbe de Landau convoluée par une gaussienne (voir [25]). L'utilisation du filtrage optimal permet d'obtenir une plus grande précision sur l'énergie et une séparation claire entre le signal des muons et le bruit de fond.

D'autre part, ayant beaucoup de données (grâce à la suppression du veto sur les muons au niveau du déclenchement) dans la cellule ($\eta = 14, \varphi = 10$), il est possible de faire un test statistique sur les données elles-mêmes pour s'assurer que la méthode utilisée pour le calcul de l'énergie est correct et en particulier que les incertitudes sur l'énergie moyenne sont correctement estimées. La technique statistique en question consiste à trouver la moyenne et la variance de la distribution d'une grandeur mesurée sur plusieurs lots de données (ici, celle de l'énergie la plus probable des muons pour chaque prise de donnée dans une même cellule), puis à les combiner de la manière suivante :

$$Y = \frac{X_i - \bar{X}}{\sigma_{X_i}} \quad (4.1)$$

où \bar{X} est la moyenne des X_i et σ_{X_i} représente les erreurs sur chaque X_i , et où la variable i indexe chaque prise de données.

Si les incertitudes sont correctement estimées et que les dispersions des estimations des moyennes sont uniquement dues à des fluctuations statistiques, la distribution de Y doit être une distribution normale centrée réduite. Nous pouvons constater que c'est effectivement le cas sur le graphique 4.7.

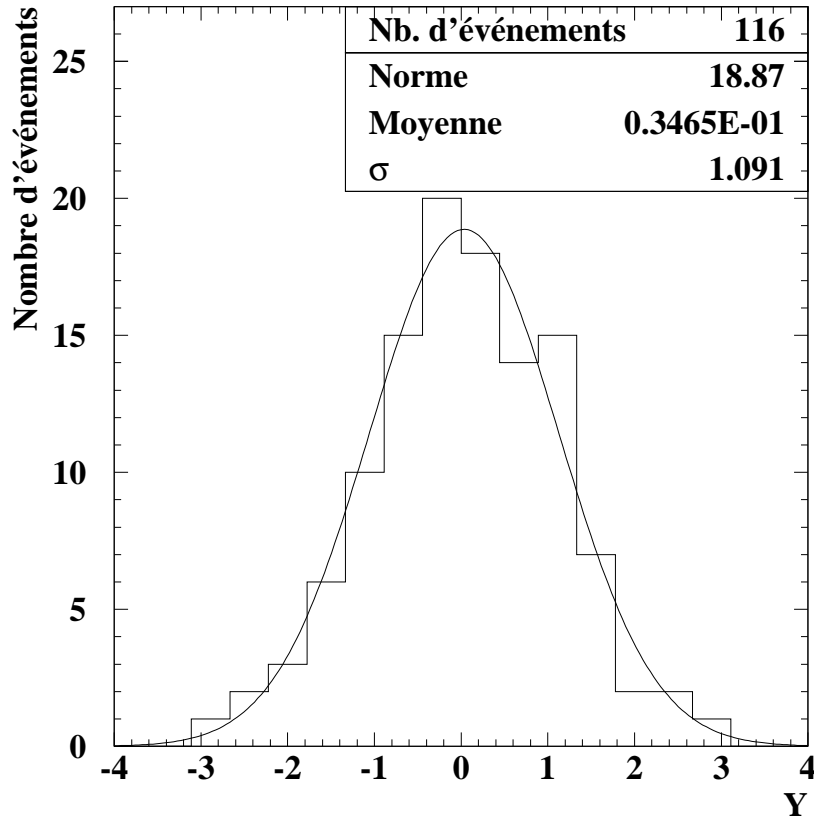


FIG. 4.7 – Distribution de la variable Y définie par l'équation (4.1), à partir des données provenant de plusieurs cellules. Conformément à ce qu'on attendait, la distribution obtenue est normale, centrée et réduite.

4.4.2 Influence de la profondeur du calorimètre

En traçant l'énergie déposée par les muons dans le calorimètre, le comportement des muons n'apparaît pas du tout uniforme en fonction de η . Or, pour des MIP, le dépôt d'énergie est constant le long de leur passage dans un matériau de densité homogène (sauf si l'énergie de la particule passe en-dessous d'un seuil qui correspond à $\beta\gamma \approx 3$ dans le plomb, équivalent à une impulsion d'environ 0,3 GeV/c pour un muon, auquel cas les pertes d'énergies deviennent de plus en plus élevées avec la baisse de l'énergie de la particule incidente). Même si ce n'est pas exactement le cas du calorimètre électromagnétique, qui est composé de plomb, d'argon liquide de cuivre et de Kapton, nous ferons l'approximation que le calorimètre est homogène (cette approximation n'est valable que pour les MIP).

Les muons perdent de l'énergie dans tous les matériaux du calorimètre, mais seule celle provenant de la traversée de l'argon liquide est récupérée. La faible probabilité d'émission de Bremsstrahlung par les muons explique que les dépôts laissés dans le plomb ne soient pas observables. Ce comportement est évidemment à l'opposé de ce qui se passe pour les électrons qui perdent leur énergie essentiellement dans le plomb, les particules secondaires créées ionisant ensuite l'argon. Sur la figure 4.2, il apparaît que la profondeur du com-

partiment intermédiaire d'une électrode n'est pas constant en fonction de η . En traçant cette variation de profondeur en fonction de η , la ressemblance avec le dépôt d'énergie des muons est frappante. En tenant compte de cette variation de profondeur (la correction est appliquée en prenant le cellule de plus petit η comme référence), le dépôt d'énergie des muons en fonction de η paraît alors beaucoup plus uniforme en fonction de η . Malheureusement, la faible statistique ne permet pas d'atteindre une résolution meilleure qu'environ 2 % sur l'énergie des muons. On peut toutefois en déduire que l'uniformité du module est meilleure que 2 %.

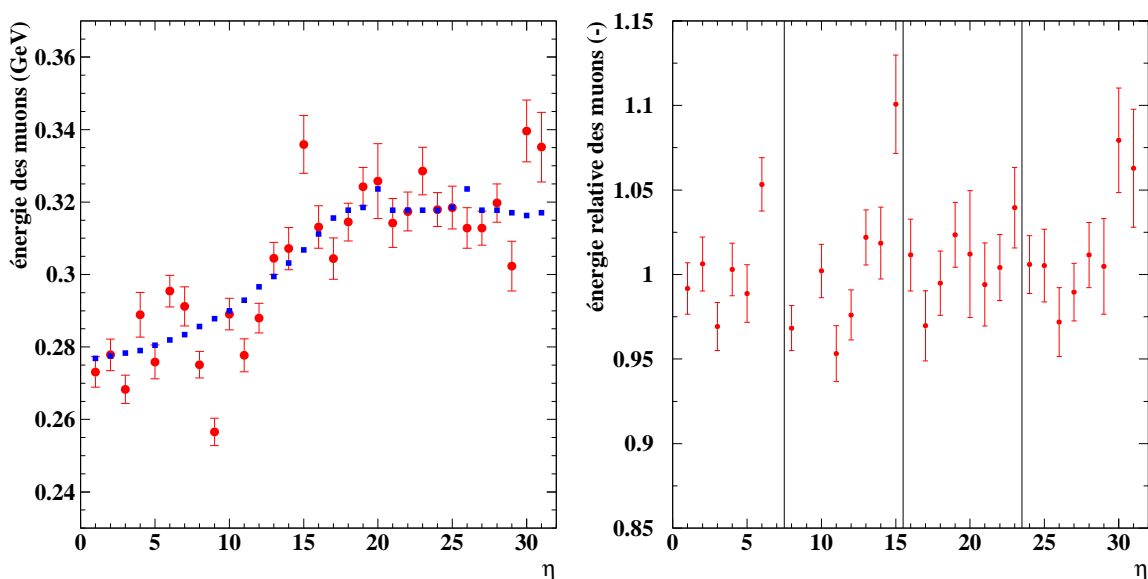


FIG. 4.8 – Énergie déposée par les muons dans une ligne à φ constant (limitée à l'électrode A). À gauche figure l'énergie sans les corrections dues aux différences d'épaisseur traversée (les données sont en rouges avec les barres d'erreur, tandis que la valeur des corrections est représentée par des carrés bleus). À droite, les mêmes données sont représentées après correction et normalisation de l'énergie. Les cellules instables ou défaillantes ($\eta = 7$ et 9) ont été retirées. Les erreurs sur l'énergie sont de l'ordre de 2 %. Les lignes verticales délimitent les groupes de huit cellules consécutives en η

4.5 Uniformité des modules

Sachant obtenir la valeur de l'énergie déposée par les muons dans le calorimètre, nous pouvons maintenant nous intéresser à l'uniformité de celui-ci.

Pour cette étude, l'énergie va être calculée par la méthode simple et par la méthode du filtrage optimal, puis les résultats seront comparés.

Les informations nécessaires au calcul des coefficients du filtrage optimal sont :

- la matrice de covariance du bruit. Ceci est très facile à obtenir en utilisant des déclenchements aléatoires hors faisceau ;
- la forme du signal. Cette information est plus complexe à obtenir (voir [26]).

Les coefficients du filtrage optimal utilisés pour l'étude du module 0 grâce aux muons sont de deux sortes :

- les coefficients notés OF4-1 qui proviennent d'un calcul direct des coefficients sans correction d'aucune sorte sur la forme des signaux, utilisant donc des formes de signaux pratiques ;
- les coefficients OF4-4 sont calculés à l'aide d'une description électrique des signaux de physique, eux-mêmes décrits à partir des signaux d'étalonnage. Ces coefficients tiennent compte de la forme réelle des signaux et permettent de corriger les non-uniformités capacitives et inductives présentes dans la chaîne d'électronique.

Évidemment, nous nous attendons à trouver de meilleurs résultats avec les coefficients OF4-4 qui corrigent en principe les défauts de chaque voie. Donc sauf exception, les coefficients OF4-1 ne seront presque pas utilisés, puisque le but de l'étude est de mettre en évidence les non-uniformités du détecteur.

4.5.1 Uniformité en η le long d'une ligne en φ

Nous nous attendions au moment où nous avons démarré cette étude sur le module 0 à observer des non-uniformités, puisque les premiers résultats disponibles sur les électrons mettaient en évidence une non-uniformité de l'ordre de 0.5 % . Il était en outre inquiétant de voir que cette non-uniformité avait une périodicité de 8 cellules du deuxième compartiment en η . Ceci indiquait clairement un problème dans la structure du détecteur, mais il était difficile de déterminer en utilisant uniquement les données des électrons si le problème était localisé à une cellule sur 8 cellules contiguës, ou bien s'il s'agissait d'une modulation continue. C'est typiquement la situation où les muons apportent une information complémentaire et importante par rapport aux électrons.

Pour commencer, le plus simple est de calculer l'énergie des muons pour toute une ligne située sur le même φ pour évaluer les non-uniformités en η . Pour cela, l'énergie déposée par les muons est mesurée cellule par cellule, en tenant compte des corrections de profondeur dans le second compartiment et en appliquant les corrections de température. En effet, les variations de température de l'argon liquide modifient ses propriétés d'ionisation : une augmentation de température de 1 °C induit une baisse de la charge électrique collectée de 2 % [27]). On constate donc qu'une variation de température de 1 °C donne lieu à une variation du signal du même ordre de grandeur que l'incertitude que nous avons sur l'énergie déposée par les muons. Il faut ainsi tenir compte des éventuelles variations de température de l'argon.

Il faut aussi retirer les cellules qui ont des problèmes, telles celle situées à $\eta = 7$ et 9 dont l'étalonnage est instable (la conversion ADC/GeV n'est pas correcte dans ce cas). Le type de courbe obtenu figure sur la figure 4.8, on constate que n'apparaît pas de non-uniformité de plus de 2 %. En effet, avec les incertitudes de l'ordre de 2 % obtenues sur l'énergie, il est difficile de voir les non-uniformités dans le module, qui doivent être du même ordre de grandeur. Pour essayer d'obtenir de meilleurs résultats, le mieux est de regrouper l'ensemble des différentes lignes en φ .

4.5.2 Uniformité en η par regroupement des lignes

Pour regrouper les lignes en φ , la première chose est de s'assurer de gommer les non-uniformités en φ . À cette fin, l'énergie de toutes les lignes est normalisée, avant le regroupement⁸.

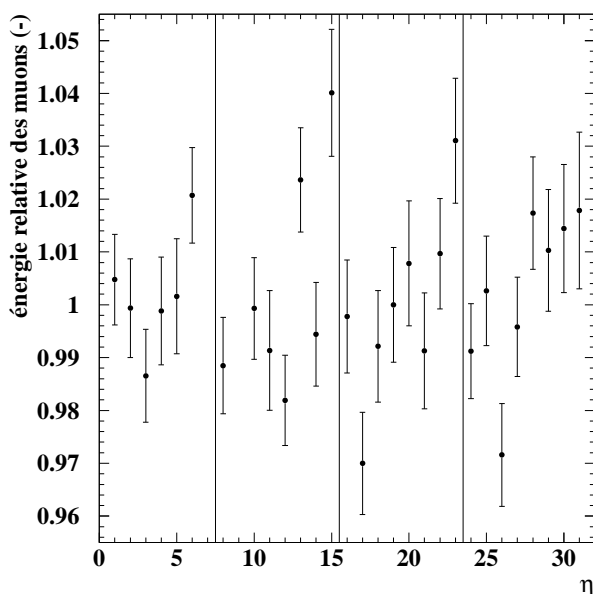


FIG. 4.9 – Combinaison des données de 4 lignes différentes en φ . Les erreurs relatives descendent ainsi à environ 1 %, ce qui est toujours insuffisant pour se prononcer sur l'uniformité du calorimètre.

Une fois ce regroupement en φ effectué, le graphique 4.9 est obtenu. Malheureusement, le regroupement n'a pas permis de baisser assez les incertitudes statistiques, maintenant de l'ordre de 1 %, pour pouvoir mettre en évidence clairement des non-uniformités. Cette fois, pour gagner encore sur les incertitudes statistiques, nous nous sommes inspirés des résultats déjà disponibles avec les électrons.

4.5.3 Repliement sur 8 cellules

Au vu des résultats obtenus avec des électrons, les non-uniformités observées présentaient une périodicité de 8 cellules en η . L'idée est alors de regrouper les cellules en η par groupe de 8 : la première cellule avec la neuvième, la dix-septième et la vingt-cinquième. L'étude de l'uniformité en η se réduit alors à la variation sur 8 cellules (virtuelles, assemblages des véritables cellules physiques) de l'énergie. L'incertitude sur le dépôt des muons descend à environ 0,5 %, ce qui maintenant permet d'observer clairement une non-uniformité (voir fig. 4.10). On remarque que l'énergie reconstruite par les coefficients de

⁸Il est bien évident que l'énergie de chaque ligne en φ est supposée varier globalement, car, si l'évolution de l'énergie en η est différentes pour chaque ligne en φ , le regroupement va avoir tendance à les annuler ! Cependant, les données des électrons étant déjà disponibles au moment de l'étude, nous savions que ce genre de problème ne devait à priori pas se poser.

filtrage optimal OF4-4 paraît uniforme, tandis que celle obtenue par conversion brute des valeurs d'ADC en énergie ne l'est pas.

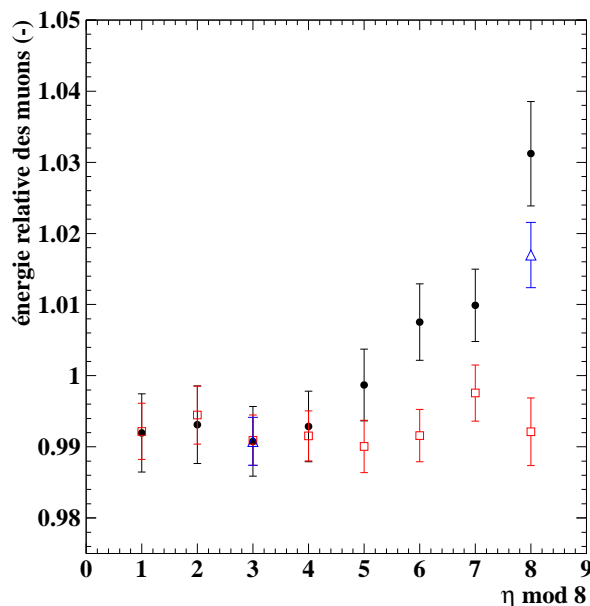


FIG. 4.10 – Énergie déposée par les muons dans le calorimètre en fonction de $\eta \bmod 8$ (technique dite du repliement). Les données issues d'une conversion brute des valeurs d'ADC en énergie sont représentés par les cercles pleins (en noir). Globalement, on observe une augmentation de l'énergie de 4 % en fonction de $\eta \bmod 8$. Les mêmes données reconstruites grâce aux coefficients de filtrage optimal OF4-1 (voir texte) sont représentés par les triangles ouverts (en bleu, seuls deux point sont représentés pour ne pas surcharger le graphique). L'augmentation de l'énergie apparente en fonction de η n'est alors plus que de 2,5 %. Enfin, les données reconstruites en utilisant les coefficients OF4-4 figurent en carrés ouverts (en rouge). Cette fois, aucune non-uniformité n'est visible, compte tenu des barres d'erreurs (de l'ordre de 0,5 %).

Pour confirmer ce résultat, une étude avec les coefficients OF4-1 permet de voir la même non-uniformité que la conversion brute, mais avec un peu moins d'amplitude. Plus précisément, avec la méthode brute, les cellules à $\eta = 7 \bmod 8 + 1$ sont plus énergétiques de 4 % que celle pour $\eta = 0 \bmod 8 + 1$. Ce chiffre descend à 2,5 % avec les coefficients OF4-1 et l'énergie devient uniforme à 0,5 % pour les coefficients OF4-4. La différence de 1,5 % observée entre la méthode de conversion brute et celle du filtrage optimal OF4-1 peut s'expliquer par le comportement de cette dernière, s'apparentant à une intégration du signal, ce qui corrige partiellement les non-uniformités d'origine inductive. L'uniformité excellente obtenue grâce aux coefficients OF4-4 est due aux corrections relatives aux impédances de chaque voie de lecture. Pour comprendre l'augmentation observée du dépôt d'énergie avec $\eta \bmod 8$, il faut regarder de près un détail du dessin des électrodes du calorimètre.

4.5.4 Ressorts de masse sur les électrodes

Sur les électrodes, les signaux provenant du compartiment 1 sont sortis sur la face interne du calorimètre (sur la face avant). Ceux des compartiment 2 et 3 le sont sur la face externe (à l'arrière). Or, les connecteurs du haut ont un dessin particulier, qui groupe les cellule provenant du compartiment 2 par quatre et celles provenant du compartiment 3 par deux. Sur le dessin initial des électrodes du module 0, les connecteurs ne sont pas symétriques, une piste et un ressort de masse assurant la continuité électrique de la masse des électrodes et des absorbeurs manquent du côté de plus grand η sur chaque connecteur (voir fig. 4.11 et 4.12).

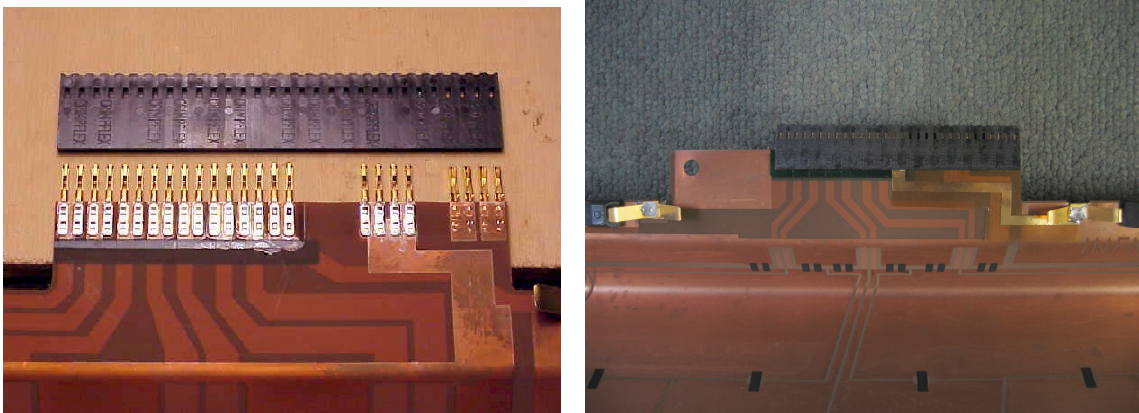


FIG. 4.11 – Photos des connecteurs d'une électrode du tonneau électromagnétique. Le connecteur le plus long, sur la gauche de la photo de gauche, est le connecteur signal auquel manquait un ressort de masse. Sur la photo de droite, la piste de masse rajoutée sous forme d'une piste de cuivre sur une languette en Kapton est clairement visible (attention, sur cette deuxième image, les caches de protection n'ont pas été retirés). Sur les bords gauche et droit de cette même image figurent les deux ressorts de masse soudés sur l'électrode.

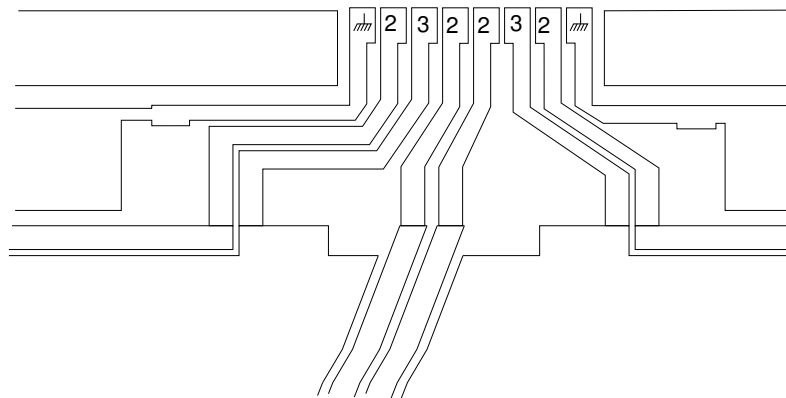


FIG. 4.12 – Représentation schématique des connecteurs des électrodes. Les chiffres représentent les numéros des compartiments auquel chaque connecteur est associé, et les connecteurs de masses sont représentés aux extrémités.

La simple absence de ce ressort induit une différence d'induction des voies entre les deux côtés du connecteur et c'est pourquoi l'énergie du côté $\eta = 0 \bmod 8 + 1$ paraît plus faible que sur l'autre face des connecteurs. Les coefficients OF4-4 corrigent cet effet car ils tiennent compte des différences d'impédance (c'est en fait surtout l'inductance des voies sans le connecteur de masse qui est vraiment la source du problème) mesurée pour chaque voie. Le même phénomène avait déjà été observé avec les électrons, les muons venant confirmer l'effet des ressorts manquants. Par la suite, le ressort de masse manquant a été rajouté sur les connecteurs dès leur fabrication pour permettre d'avoir une plus grande uniformité du calorimètre électromagnétique.

Cela peut se vérifier en refaisant l'ensemble de l'étude menée sur le module 0 sur le module de série M10. Évidemment, comme pour le module 0, le nombre de muons est assez limité. Les comparaisons pertinentes ont donc été menées à l'aide de la technique du repliement selon η .

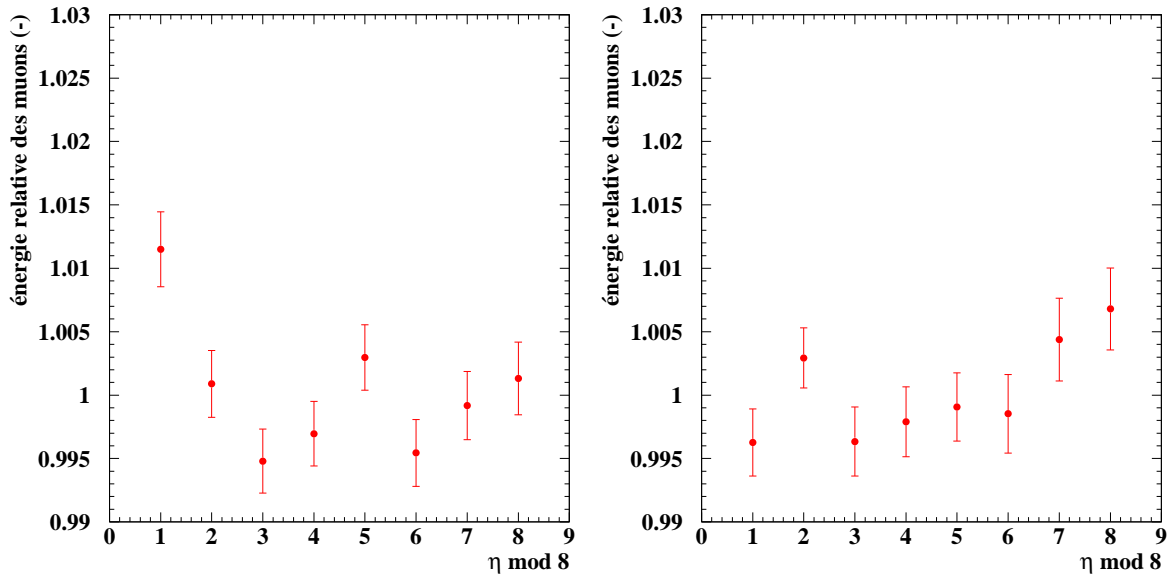


FIG. 4.13 – Énergie normalisée des muons dans les électrodes A (à gauche) et B (à droite) après repliement selon η pour le module de série M10. Les résultats présentés ici ont été obtenus en utilisant le filtrage optimal et ne présentent que peu de différences avec ceux utilisant la conversion brute valeurs d'ADC en énergie. Avec la précision atteinte (0,3 %), aucune non-uniformité significative n'a pu être mise en évidence.

La figure 4.13 présente l'énergie des muons collectée dans 3 lignes en ϕ du module M10 après application de la technique du repliement, l'énergie étant reconstruite grâce au filtrage optimal. Essentiellement, avec 0,3 % sur d'incertitude relative sur l'énergie, aucune non-uniformité n'est clairement visible.

Pour essayer de confirmer l'absence apparente de non-uniformité, un croisement des données de électrons et des muons a été tenté, mais, faute d'une statistique suffisante des muons, aucune conclusion n'en est sortie.

4.6 Études complémentaires

D'autres types d'études du calorimètre électromagnétique impliquant les muons peuvent être menées, qui sont décrites dans la note [1].

Ainsi, nous avons au cours de ce chapitre étudié en détail l'uniformité selon η , mais n'avons rien dit du comportement en φ . La modulation du dépôt d'énergie des muons est sensible en grande majorité à la longueur d'argon traversée dans le calorimètre, comme cela a d'ailleurs été mis en évidence selon η (voir figure 4.8). Or, cette longueur varie au sein même d'une cellule du calorimètre en fonction de φ . Cette variation du dépôt d'énergie est due à la présence de quatre absorbeurs et électrodes dans la cellule et a pu être mise en évidence.

Le rapport de la réponse du détecteur à un même dépôt d'énergie par les électrons et les muons, noté $\frac{e}{\mu}$, à été quantifié. La valeur obtenue par comparaison de l'énergie mesurée pour les muons et les électrons est de $\frac{e}{\mu} = 0,75 \pm 0,03$.

Enfin, il est même possible de détecter la diaphonie des muons entre deux cellules contiguës en η , en sommant les signaux de diaphonie obtenus sur des prises de données de plusieurs dizaines de milliers de muons. Cette étude a permis de s'assurer que la forme du signal de diaphonie mesurée à partir des signaux d'étalonnage était similaire à celle obtenue à partir d'un signal physique.

Chapitre 5

Distribution des signaux d'horloge

5.1 Présentation globale du système TTC

Le système TTC¹ est chargé de transmettre l'horloge LHC à l'ensemble des sous-systèmes d'ATLAS, ainsi que le signal de déclenchement de niveau 1, et les numéros d'événement et de « paquet » (de protons). Au sein de ce système (voir le schéma sur la fig. 5.1), le circuit TTCrx doit décoder le signal TTC pour en extraire l'horloge LHC ainsi que l'ordre de déclenchement et les compteurs de paquets et d'événements.

Le signal TTC peut contenir des informations supplémentaires, qui permettent d'envoyer des ordres au TTCrx (soit individuellement, soit à l'ensemble des TTCrx d'un sous-système), ou encore de transmettre des ordres à d'autres éléments de l'électronique d'ATLAS. Pour parfaire la synchronisation des différentes voies d'un même sous-détecteur (les différences de temps de vol ainsi que de longueurs de câbles induisent des différences de synchronisation), les horloges fournies par le TTCrx peuvent être retardées. Les spécifications d'ATLAS limitent à 100 ps maximum la moyenne quadratique du bruit de phase de ces deux horloges, propriété que nous avons voulu vérifier et qui constitue l'étude principale du TTCrx, complétée par des résultats concernant la Non Linéarité Intégrale (INL) des horloges de sortie du TTCrx, la variation de retard des horloges par rapport à l'horloge LHC en fonction de la température, ainsi que d'une étude de l'influence du bruit de phase sur la reconstruction de l'énergie et du temps des événements.

5.2 Banc de test et méthode d'étude du TTCrx

Le CERN fournit les circuits TTCrx (le packaging des puces est en fPBGA, voir [28]) de test soudés sur une « mezzanine » (voir figure 5.2) équipée d'un récepteur optique pour recevoir le signal TTC par fibre optique (de 70 mètres dans ATLAS, et de 100 mètres dans notre banc de test). La longueur d'onde standard du signal est d'environ 1300 nm (Infrarouge). La mezzanine peut s'adapter sur une carte réalisée au LPNHE (voir fig. 5.3),

¹*Timing and Trigger Control* : Contrôle de la synchronisation et du déclenchement.

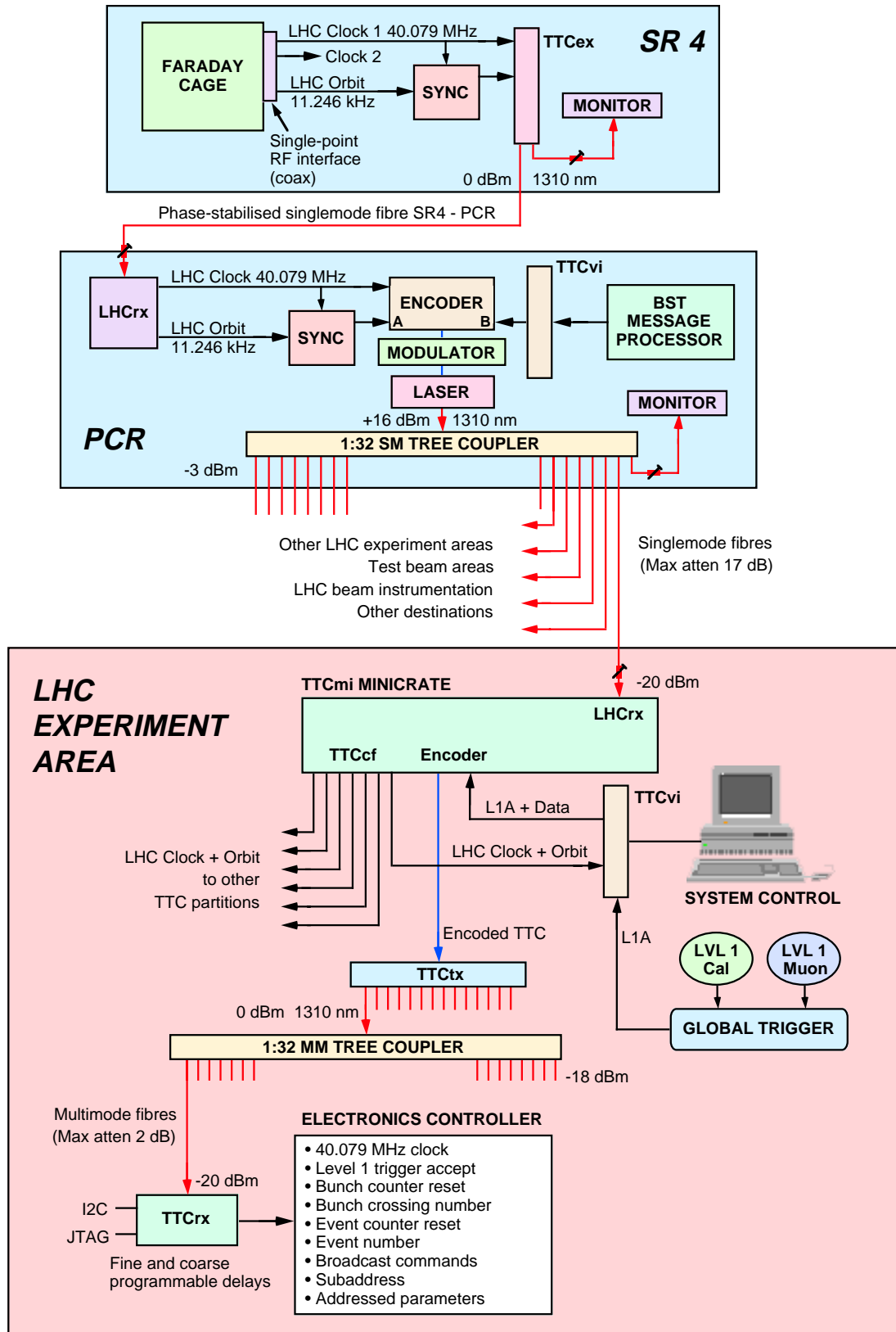


FIG. 5.1 – Schéma global du système de distribution des horloges et du déclenchement de niveau 1.

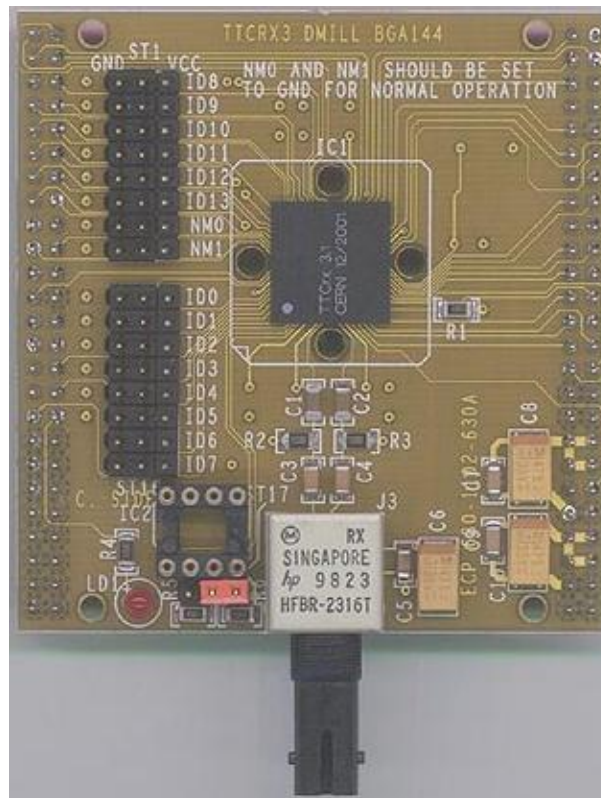


FIG. 5.2 – La mezzanine du TTCrx.

afin de disposer des signaux de sortie qui nous intéressent pour l'étude présente, à savoir :

- l'horloge à 40 MHz (notée **Clock40**) telle qu'elle est reçue par le TTCrx, sans aucun traitement autre qu'un décodage et un réencodage direct ;
- la première horloge retardée (notée **Clock40Des1**) ;
- la seconde horloge retardée (notée **Clock40Des2**) ;
- enfin, le signal d'acceptation du déclenchement de niveau 1 (notée **L1Accept**).

Les signaux étudiés ici sont les deux horloges retardées, les autres signaux servant plutôt à s'assurer du bon fonctionnement du TTCrx. Une ancienne version (antérieure à la version 3.1) du TTCrx avait été testée, et, courant 2002, le laboratoire a reçu trois mezzanines équipées chacune d'un TTCrx en version 3.1. Une première version du programme d'acquisition avait été réalisée sous Labview 3.1, installé sur un MacIntosh. Les données étaient écrites dans des fichiers texte, qui étaient ensuite retransmis sur un serveur Linux pour être analysés sous PAW.

Désormais, le programme a été complètement refondu pour permettre l'analyse complète des données avec Labview 6.1, l'ensemble (ou presque) du programme ayant été transféré sur un PC Windows. Il est important de noter que les résultats de ces deux versions différentes de l'acquisition sont complètement compatibles². En particulier, en ce

²Pour vérifier le nouveau programme, l'écriture de fichiers analysables sous PAW est toujours permise.

qui concerne le bruit de phase les résultats sont identiques (aux barres d'erreur près). Une autre différence entre le banc de test initial et sa version actuelle est la carte sur laquelle la mezzanine du TTCrx est connectée : l'ancienne version donnait des signaux plus bruités³. Le bruit de phase intrinsèque observé, mesuré en déclenchant sur une voie et en analysant le bruit de phase sur l'autre voie de l'oscilloscope pour le même signal, était le même dans les deux versions du montage, et est de 30 ps.

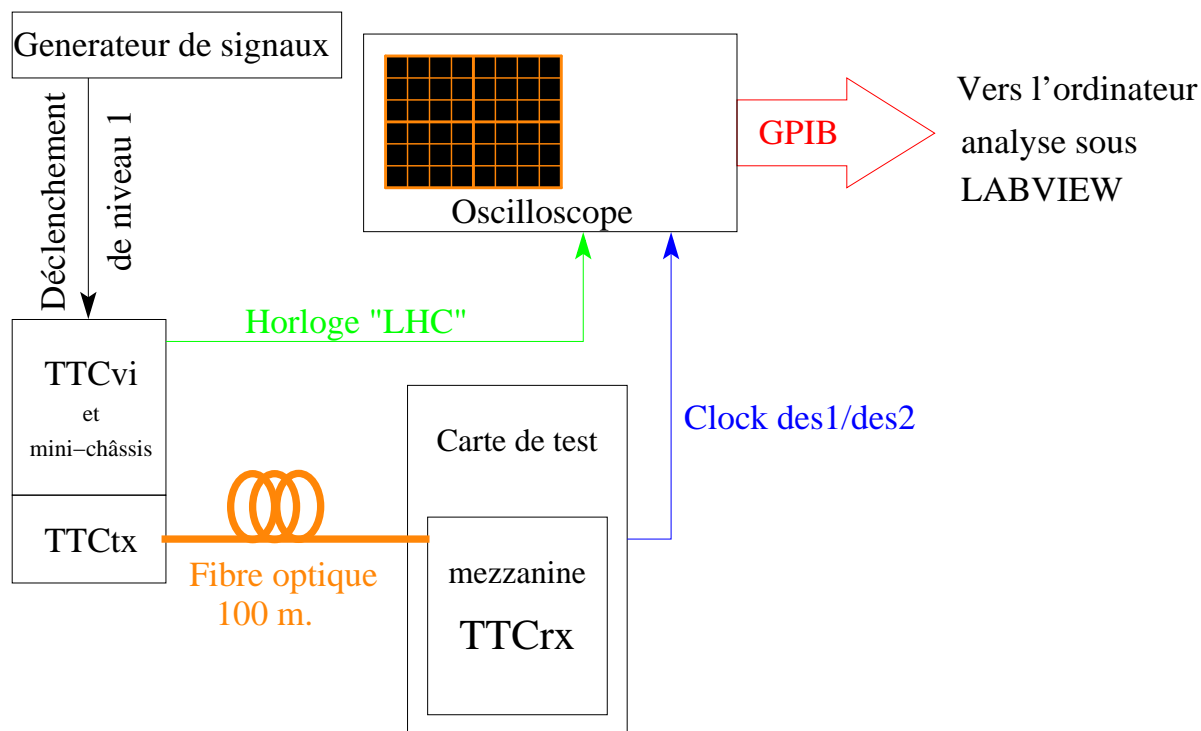


FIG. 5.3 – Schéma simplifié de la chaîne d'analyse utilisée au LPNHE.

La chaîne d'électronique du banc de test du LPNHE est une version simplifiée de la chaîne actuelle d'ATLAS, certains éléments de l'électronique n'étant alors pas implémentés au niveau du matériel. Le banc génère d'abord les signaux d'horloge et de déclenchement, les synchronise (le signal L1 n'étant pas forcément en phase avec l'horloge au moment de son émission), et les numérise dans le format de transmission TTC. Avec le signal L1, d'autres informations peuvent être multiplexées, tels les ordres à envoyer au TTCrx pour retarder les horloges. Ces signaux sont ensuite transmis à un module qui convertit les données électriques en données optiques, puis envoyés au TTCrx via la fibre optique de 100 mètres. Les informations sont ensuite reçues par le TTCrx (le type de réception pouvant être variable, pour, par exemple, des études de la transmission électrique du signal plutôt qu'optique), qui décode les informations de la fibre (après qu'un récepteur optique les ait converties en données électriques). La puce extrait alors le signal L1 et décode en parallèle l'horloge. Cette horloge passe ensuite par deux DLL⁴, qui servent à retarder le

³L'origine de ces bruits n'est pas clairement élucidée, elle peut provenir aussi bien de la mezzanine que de la carte dans laquelle elle est enfichée pour sortir les signaux.

⁴Delay Locked Loop, boucle numérique à verrouillage de phase

signal. À partir de l'horloge unique reçue, le TTCrx peut fabriquer deux horloges (qui peuvent être ou non en phase), qui sont ensuite destinées à l'électronique des détecteurs⁵.

Via le TTCrx, d'autres signaux peuvent transiter, tels le « *Bunch Counter* » ou « *Event Counter* » qui sont très importants pour associer correctement entre elles toutes les voies de lecture du détecteur, mais ne sont pas étudiés ici.

En plus de ce montage, des sondes permettent la mesure de la température du TTCrx en vue d'étudier le comportement des horloges de sortie en l'absence de contrôle des conditions extérieures (un système de refroidissement est normalement prévu sur les châssis).

5.3 Quelques détails de programmation

Le programme d'acquisition réalisé sous Labview ne se contente pas de rapatrier les données, mais il assure aussi une partie de leur analyse. En effet, à partir des données recueillies sur l'oscilloscope, une dll⁶ compilée sous C++ Builder identifie les fronts d'horloge du signal et en calcule la phase. Le méthode employée pour ce faire est implémentée en langage C. Une première étape consiste à identifier les fronts d'horloge (voir fig. 5.4).

Ceci est rendu possible par l'entrée de deux tensions par l'utilisateur entre lesquelles le programme va chercher s'il existe des points. S'il en trouve, le programme cherche alors à avoir au moins 2 ou 3 points contigus pour déterminer une valeur grossière de la pente du front (l'important à cette étape étant d'en connaître le signe). L'utilisateur choisit s'il veut garder dans l'analyse les fronts montants ou descendants, le programme se contentant de choisir les fronts de déclivité adéquate.

Les fronts d'horloge retenus vont alors être prolongés le plus possible par le programme (l'ajustement étant meilleur avec un maximum de points) entre deux nouvelles limites fixées encore une fois par l'expérimentateur. Évidemment, l'utilisateur se doit d'être à même de fixer correctement les quatre limites évoquées ci-dessus de manière à ce que les points sélectionnés pour chaque front présent dans la trame de l'oscilloscope soient les plus nombreux possible, tout en évitant de sélectionner les plateaux du signal.

Une fois ces étapes de sélection des points terminées, le programme réalise alors un ajustement linéaire par la méthode des moindres carrés pour chaque front. Les pentes et les ordonnées à l'origine trouvées servent alors à calculer le temps correspondant à chaque front à une hauteur fixée par l'utilisateur, correspondant généralement à la tension moyenne du signal⁷.

Enfin, le programme renvoie les valeurs de temps au programme principal sous Labview, pour le reste de l'analyse. Lors de l'exécution du programme, les valeurs des délais fins programmables peuvent être modifiés, permettant ainsi une étude du bruit de phase

⁵Certains TTCrx sont soudés sur les cartes contrôleurs des châssis Front End pour une synchronisation globale de l'électronique de lecture

⁶*Dynamic Link Library*.

⁷Plus la valeur choisie est éloignée de la tension moyenne du signal, plus la précision sur le temps s'en trouve dégradée.

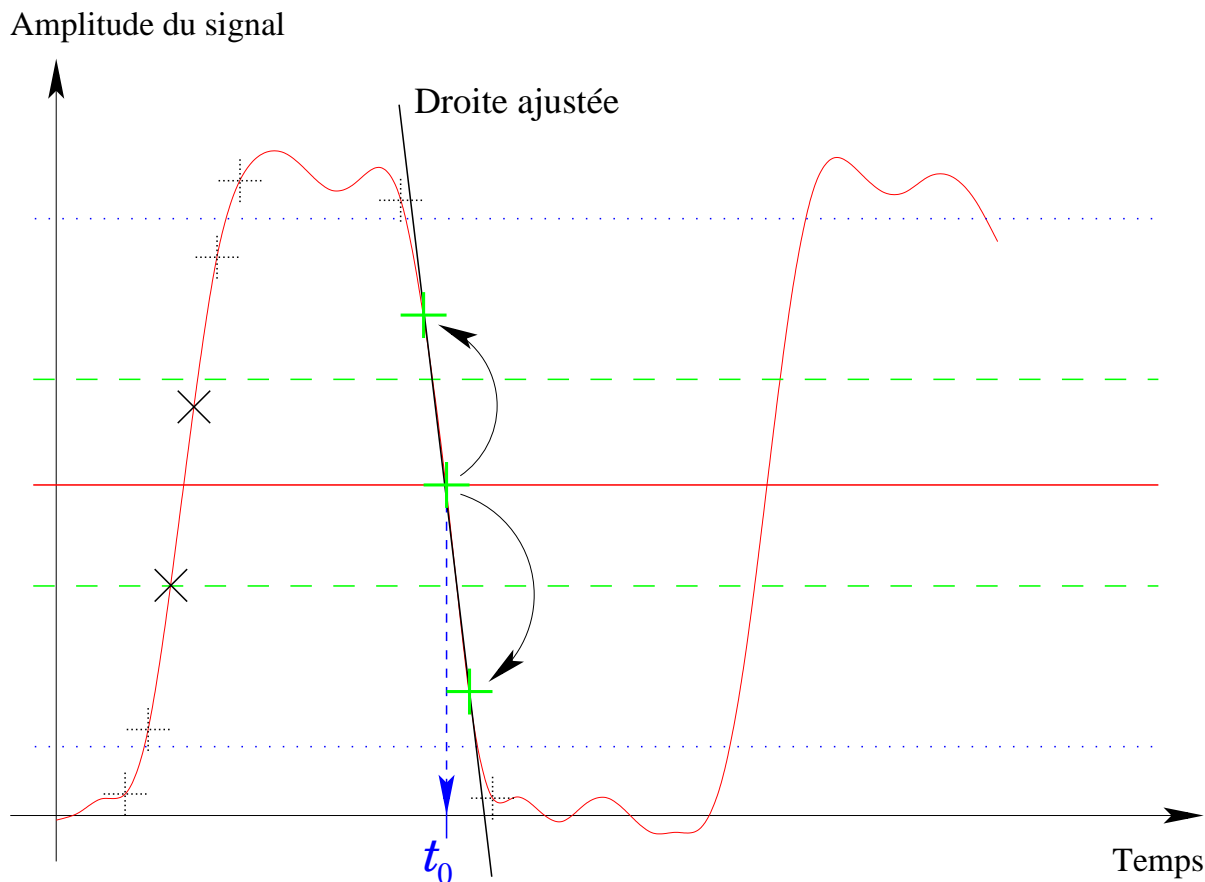


FIG. 5.4 – Ajustement du temps des horloges de sortie du TTCrx. Les lignes en tirets verts sont celles entre lesquels le programme va chercher les « noyaux » des fronts d'horloges, tandis que les lignes en pointillés bleus représentent l'extension maximale des fronts retenus. La ligne pleine centrale représente la valeur de tension pour laquelle les temps des horloges sont calculés. Les croix verticales vertes représentent les points retenus par le programme pour le calcul de l'ajustement, ceux verticaux en pointillé n'étant jamais sélectionnés. Les points marqués d'une croix inclinée à 45° sont sélectionnés au début du programme pour faire le noyau d'un front, puis éliminés car la pente du noyau est positive (on se place dans le cas général de notre analyse où les fronts descendants sont étudiés). Enfin, les deux flèches incurvées représentent l'extension automatique des points du front descendant retenus pour faire le noyau car un seul point ne permet pas de connaître la déclivité du noyau du front.

en fonction de ce délai. Par la même occasion, les valeurs des délais obtenues expérimentalement peuvent être comparées aux valeurs théoriques. Évidemment, avec une telle méthode, tous les temps mesurés le sont par rapport à une horloge de référence, qui devrait en toute logique être l'horloge LHC. Sur le banc de test du laboratoire, cette horloge n'étant pas présente, la référence est donnée par une horloge provenant d'un des modules de l'électronique (voir fig. 5.3).

5.4 Résultats

5.4.1 Non-Linéarité Intégrale

Comme on l'a vu précédemment, en vue de compenser les retards entre les différentes voies de lecture des données, les horloges de sortie des TTCrx peuvent être retardées. Les retards sont étiquetés par un nombre, noté K , qui va de 0 à 239, chacun des ces pas correspondant à un deux-cent-quarantième de l'horloge LHC de 25 ns de période (soit environ 104 ps de retard). Ces retards sont réalisés à l'aide de deux DLL disposées en série. Ce montage ne permet malheureusement pas d'obtenir une programmation parfaitement linéaire des délais, mais fait apparaître une pseudo-période des valeurs de retard en fonction de K (voir fig. 5.5), l'écart à la linéarité restant tout de même raisonnable.

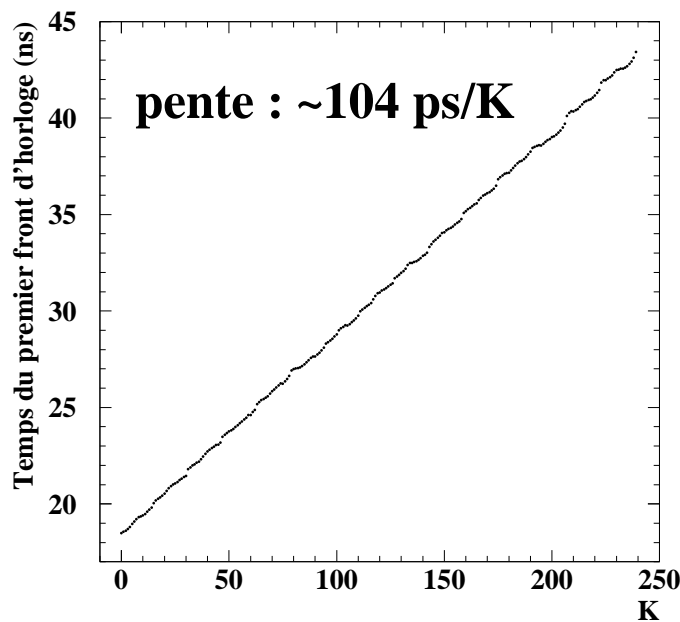


FIG. 5.5 – Temps du premier front d'horloge en fonction de K . La correspondance entre les retards et K est presque linéaire.

Le banc de test, pour obtenir le bruit de phase des différents fronts d'horloge, calcule les temps de chacun d'entre eux pour chaque événement. Ce temps permet de remonter directement à la Non-Linéarité Intégrale (INL) des retards d'horloges. De plus, on peut faire la comparaison de cette INL en fonction des différents fronts enregistrés (pour vérifier s'il y a d'éventuelles corrélations par exemple). Dans un montage idéal, les différences de retard de deux horloges déphasées d'une unité en K est de

$$q_{th} = \frac{T_{LHC}}{240}$$

où q_{th} est la différence de retard, T_{LHC} la période de l'horloge LHC, et 240 est le nombre total de valeurs de K dans une période. Dans ce cas, la INL pour un retard $K = i$

donné vaut

$$INL(i) = t_i - t_0 - i \times q_{th}$$

où t_i est le retard d'un front d'horloge donné pour un retard de $K = i$, et t_0 le temps du même front d'horloge pour $K = 0$. Cette méthode peut paraître peu évidente à priori, mais c'est certainement la plus précise, entre autre car elle évite de passer par la somme des Non-Linéarités Différentielles (voir l'annexe B à propos des non-linéarités) qui introduirait des erreurs de précision. D'autre part, le terme t_0 qui intervient dans la formule permet de partir à 0 car les horloges de sortie du TTCrx pour $K = 0$ ne sont pas en phase avec l'horloge LHC, d'une part car les temps de parcours des signaux ne sont pas les mêmes dans le montage (parcours de la fibre optique et des différentes voies électriques), et d'autre part car les temps de codages/décodages des horloges transmises par le TTCrx ont une incidence non négligeable.

De plus, même en l'absence de ces phénomènes, le retard pour $K = 0$ n'est pas garanti par les procédés de fabrication, et n'est pas à priori constant⁸.

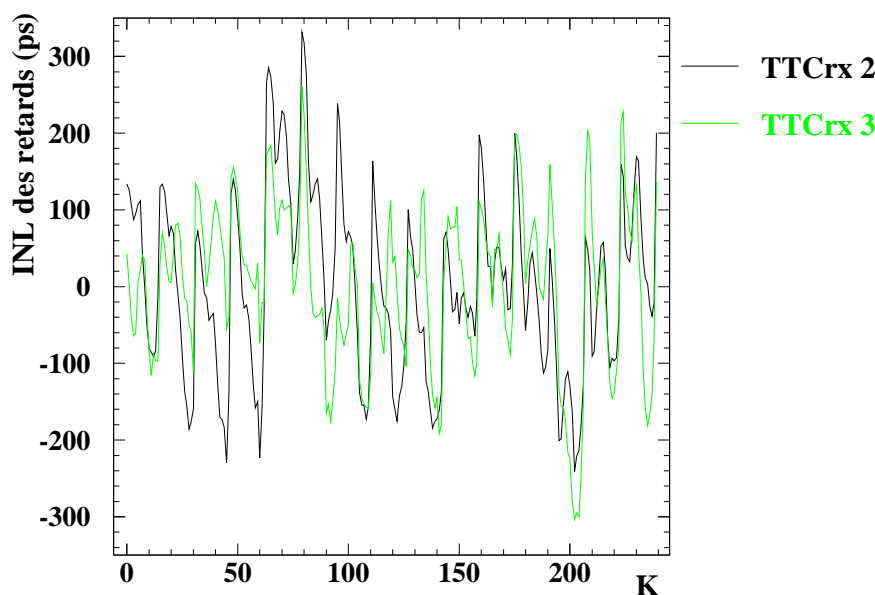


FIG. 5.6 – Comparaison des INL des retards de deux TTCrx différents. Les variations générales de non-linéarité intégrale semblent être sensiblement identiques.

Au bilan, la non-linéarité intégrale des TTCrx que nous avons testés atteints environ 300 ps (voir fig. 5.6), et, de plus, la différence des INL des deux TTCrx testés dans les mêmes conditions expérimentales montre une dispersion totale d'environ 98 ps (voir fig. 5.7). Cette différence des INL peut s'expliquer en partie par les bruits de phase des

⁸Expérimentalement, les trois TTCrx en version quasi-finale que nous avons pu tester ont eu un retard d'environ 19 ns pour $K = 0$, mais on ne peut pas en déduire que cette valeur sera la-même sur l'ensemble des puces produites car celles que nous avons testées provenaient toutes du même lot.

horloges. Ces différences de linéarité entre TTCrx doivent être éliminées lors de l'étalonnage en temps des voies d'électronique, qui sera réalisé in situ et tiendra compte aussi des différentes longueurs de câbles.

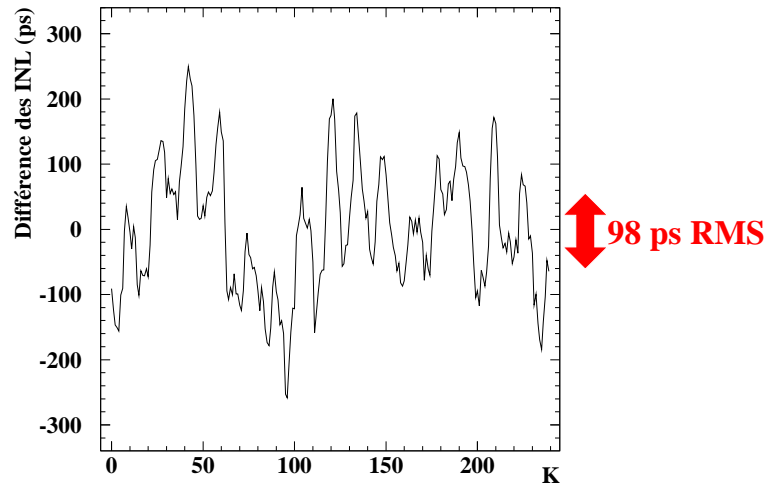


FIG. 5.7 – Différence des INL de deux TTCrx différents. La dispersion totale de 98 ps est relativement importante, surtout en comparaison du pas élémentaire du délai fin de 104 ps.

5.4.2 Le bruit de phase des horloge de sortie du TTCrx

Le bruit de phase est mesuré dans notre montage pour chaque valeur du délai et chaque front d'horloge (au choix ceux descendants ou ceux montants) visible sur l'écran de l'oscilloscope⁹.

Les tests ont été réalisés tout d'abord avec le lien optique standard (c'est-à-dire en utilisant le récepteur optique se trouvant sur la mezzanine du TTCrx), et dans un premier temps, uniquement sur la première horloge de sortie (Clock40Des1), et cela, sur deux mezzanines.

Les résultats concernant Clock40Des2 n'ont été obtenus que sur une seule mezzanine, car, en vue de réaliser des tests sur la transmission électrique du signal, les récepteurs optiques des deux autres mezzanines avaient été déconnectés. Cela dit, on ne s'attend pas à ce que les résultats obtenus soient très différents de ceux de la première horloge. Il faut ici rappeler que dans les spécifications standard d'ATLAS, le bruit de phase total des horloges¹⁰ ne doit pas dépasser 100 ps [29] quelque soient les conditions d'opération. Il paraît aussi essentiel de rappeler ici que la mesure du bruit de phase complet des horloges n'est pas techniquement réalisable grâce au banc de test, et qu'il faudrait considérer qu'une partie du bruit de phase provient des autres éléments non reproductibles¹¹.

⁹Les données en dehors ne sont pas numérisées par l'oscilloscope.

¹⁰C'est-à-dire, mesuré au niveau de leur réception finale par rapport à l'horloge LHC.

¹¹La chaîne de mesure que nous utilisons a un bruit de phase mesuré de 30 ps, dû à la précision intrinsèque de l'oscilloscope ainsi qu'à la méthode de mesure. Les résultats sont donnés sans soustraction de ce bruit.

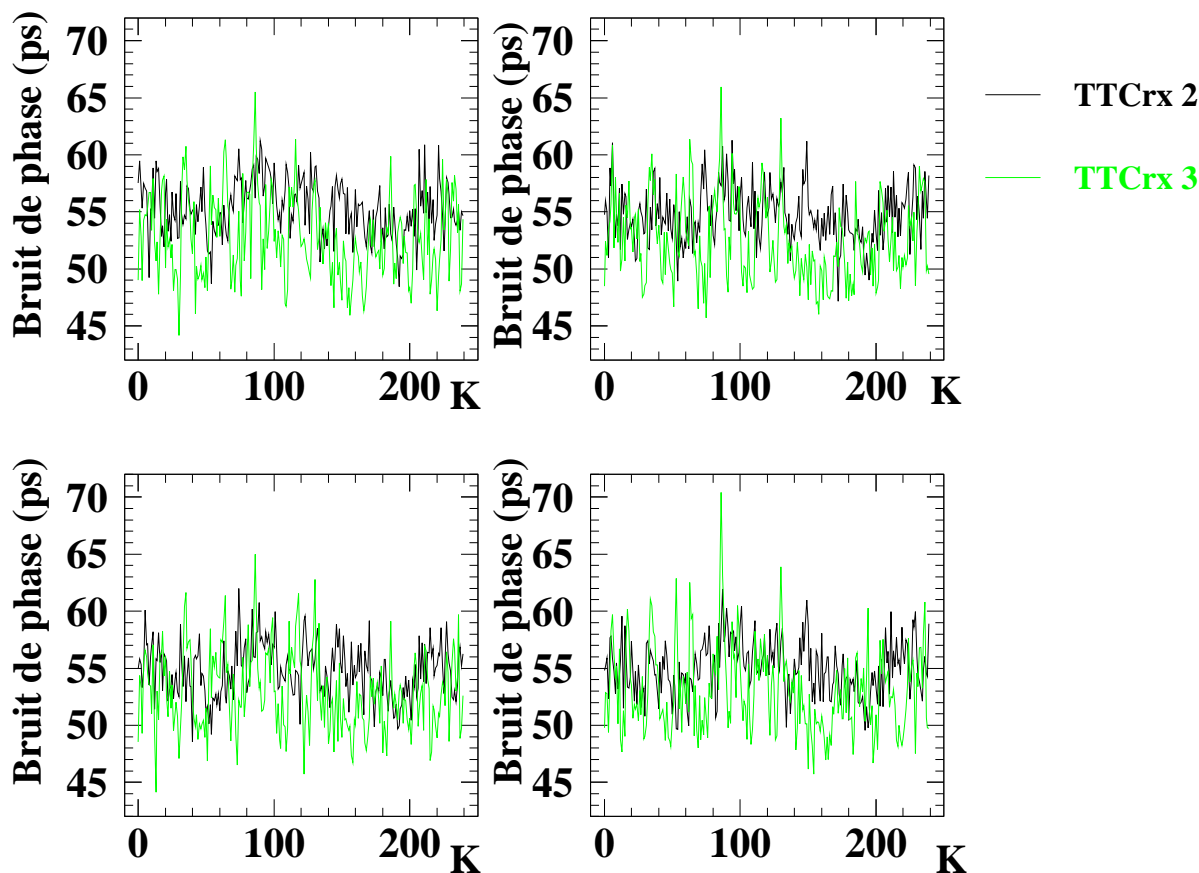


FIG. 5.8 – *Comparaison du bruit de phase de quatre fronts successifs de la première horloge de sortie de deux TTCrx différents.*

Le bruit de phase mesuré pour les TTCrx numéro 2 et 3 (le récepteur optique de la « première » mezzanine ayant été retiré dès le début, elle ne peut être prise en compte dans les résultats) sont en moyenne respectivement de 55 et 53 ps, les extrema s'échelonnant de 47 à 62 ps et de 44 à 70 ps (voir fig. 5.8). Ce résultat est bon, et il permet d'espérer que la valeur limite de 100 ps ne sera pas dépassée (le bruit d'autres éléments de la chaîne pouvant être complètement éliminé, et le restant étant très certainement négligeable).

Pour la Clock40Des2, la valeur moyenne du bruit de phase est de 44 ps, les valeurs en fonction du déphasage s'échelonnant entre 36 et 52 ps (voir fig. 5.9), ce qui est un résultat encore meilleur que pour la première horloge, mais il est difficile d'affirmer qu'il l'est de façon significative (les incertitudes de mesures sont de 30 ps). D'autre part, même si les tests de la deuxième horloge de sortie ont été réalisés sur un seul TTCrx, on peut supposer qu'il sont similaires sur les autres puces. En particulier, des tests avec transmission électrique du signal n'ont pas révélé de différence flagrante.

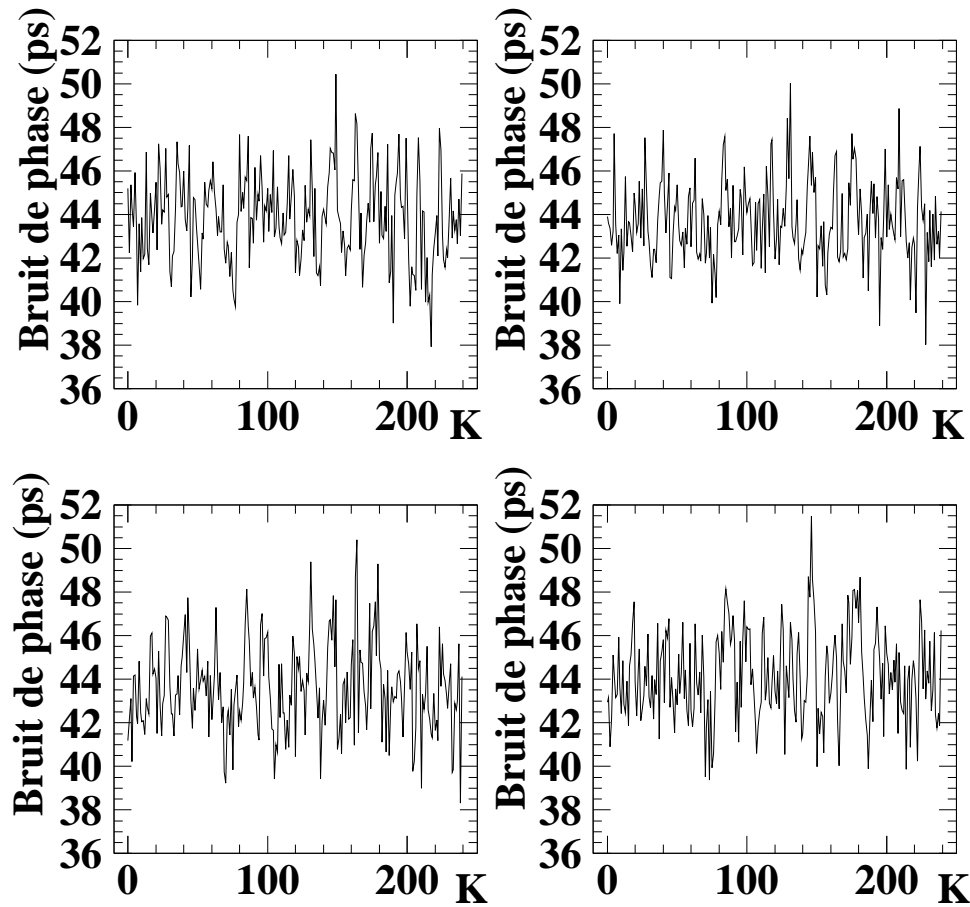


FIG. 5.9 – Bruit de phase de quatre fronts successifs de la deuxième horloge de sortie d'un TTCrx.

5.4.3 Corrélations entre les fronts d'horloges

L'étude du TTCrx avait débuté avec un des premiers prototypes de la puce, et s'est poursuivie avec une version de pré-série. La version 3.1 qui a été testée est très peu différente de la version 3.2 actuelle, la différence d'architecture essentielle concernant uniquement la lecture du récepteur optique pour minimiser l'occurrence des SEE¹². Sur l'ancienne version testée, des corrélations entre les fronts d'horloges étaient apparues. Elles dépendaient de la parité des fronts, autrement dit, sur une horloge donnée, les fronts impairs étaient corrélés entre eux (voir fig. 5.10), et la même chose était observée pour ceux pairs (voir fig. 5.11), tandis qu'il n'y avait pas de corrélation particulière entre un front impair et un autre pair (voir fig. 5.12). Sur la version 3.1, il était naturel au vu des résultats de l'ancienne version de chercher à mettre en évidence des corrélations à peu près semblables.

¹²*Single Event Error*. C'est le changement d'un bit dans une phrase numérique provoqué par un rayonnement - proton, neutron, photon - interagissant avec un composant électronique. Le taux de radioactivité élevé dans le détecteur au niveau des châssis Front End rend l'utilisation de composants durcis au rayonnement nécessaire.

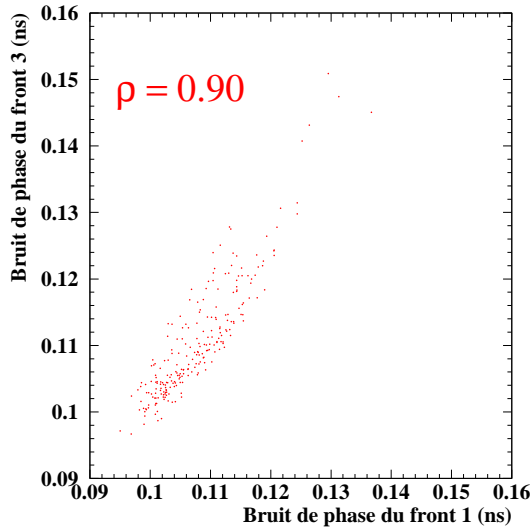


FIG. 5.10 – Corrélation entre les bruits de phase des fronts d'horloge impairs (1 et 3) pour l'ancien prototype (antérieur à la version 3.1) du TTCrx. La corrélation est importante et atteint 90 %.

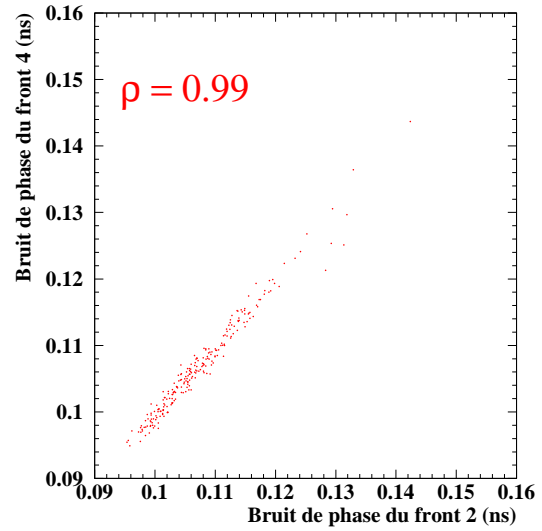


FIG. 5.11 – Corrélation entre les bruits de phase des fronts d'horloge pairs (2 et 4) pour l'ancien prototype du TTCrx. Cette fois, la corrélation est encore plus importante, car elle est de 99 %.

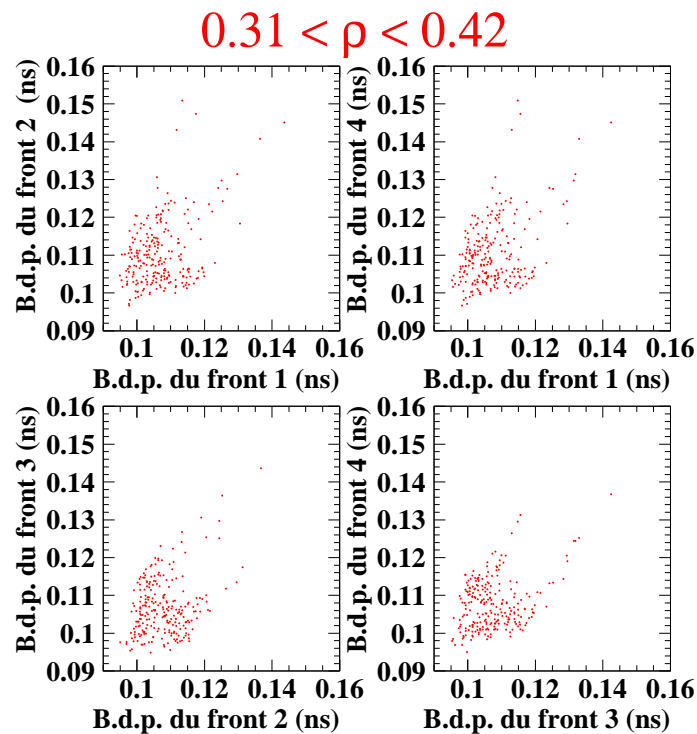


FIG. 5.12 – Corrélation pair/impair entre les bruits de phase de différents fronts d'horloge des anciennes versions des TTCrx testées. Contrairement au cas précédents (voir fig. 5.10 et 5.11), les corrélations observées sont faibles, et s'étalent entre 31 et 42 %.

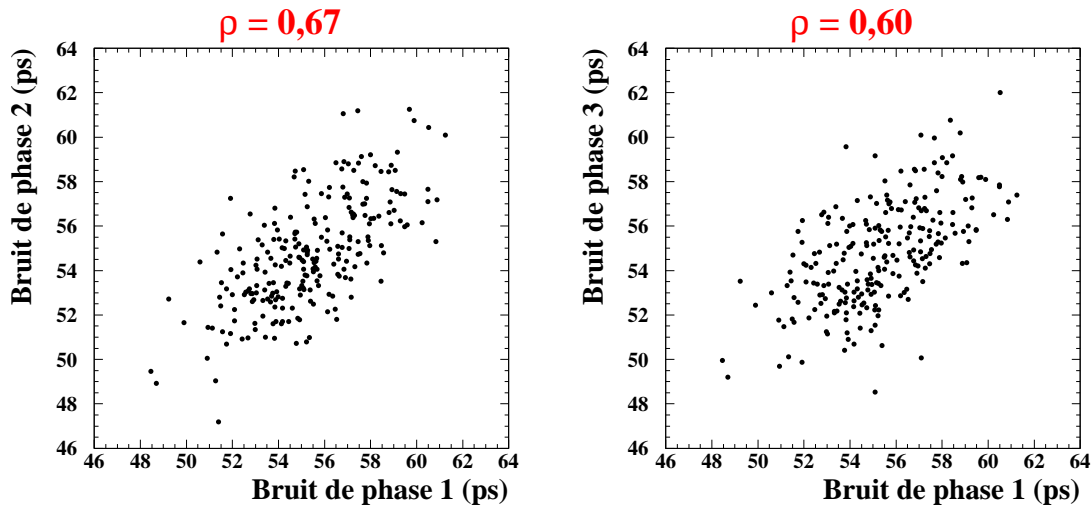


FIG. 5.13 – Deux exemples de corrélations du bruit de phase entre différents fronts avec un TTCrx de version 3.1. Les corrélations spécifiques variant avec la parité des fronts ont disparus.

Les résultats de la version 3.1 ne montrent aucune corrélation de type pair/impair mais, par contre, on peut constater que globalement, les fronts successifs sont assez corrélés (corrélation de l'ordre de 60 à 70 %, voir fig. 5.13) et que ce chiffre décroît quand on regarde ce qui se passe entre deux fronts de plus en plus éloignés l'un de l'autre dans le temps. Cela laisse supposer que dans les signaux de sortie du TTCrx, il existe deux types de corrélations conduisant à deux comportements différents du bruit de phase :

- le bruit de phase à court terme, très marqué sur les fronts successifs, mais qui s'estompe avec une plus grande séparation temporelle ;
- le bruit de phase à long terme, masqué par celui à court terme lorsque l'on regarde les fronts successifs, mais qui devient dominant lorsque que l'on compare des fronts très éloignés dans le temps.

Ces corrélations peuvent jouer un rôle important sur le calcul de l'énergie et du temps réalisé par la méthode du filtrage optimal appliquée sur les signaux analogiques des voies de lecture. Le filtrage optimal dépend beaucoup de la nature de tous les bruits, et est donc affecté par le bruit de phase, mais il l'est encore plus si ces bruits sont corrélés¹³. Le problème des corrélations sera de nouveau évoqué plus loin dans la section traitant de leurs effets sur l'estimation de l'énergie et du temps.

5.4.4 Variation du temps en fonction de la température

Un autre phénomène intéressant à examiner est la variation du déphasage des horloges de sortie (toujours par rapport à l'horloge LHC) en fonction des variations de température du TTCrx. La plupart des composants électroniques subissent des modifications de leur

¹³Pour ATLAS, la reconstruction du signal se fait à partir de 5 échantillons successifs du courant de sortie des électrodes après le passage dans le circuit de mise en forme.

propriétés électriques en fonction de la température, il est donc primordial de s'assurer que ces modifications ne sont pas trop handicapantes pour le TTCrx.

Pour mesurer sa température, on dispose d'un thermomètre à semi-conducteur que l'on fixe sur la puce avec du scotch Kapton, en ayant pris soin de mettre de la pâte thermique (similaire à celle disposée entre processeur et radiateur dans les PC) entre le capteur et la puce. Le refroidissement est assuré par un ventilateur de PC. Lorsque qu'il est en fonctionnement, le TTCrx est refroidi, et, dès son arrêt, la température de la puce se met à augmenter, jusqu'à une valeur qui dépend de la température ambiante. La remise en marche du ventilateur a bien évidemment l'effet inverse.

Pour faire les mesures, on se place à un délai fixe donné, et on fait alterner les phases d'allumage/extinction du ventilateur pour obtenir suffisamment de statistique.

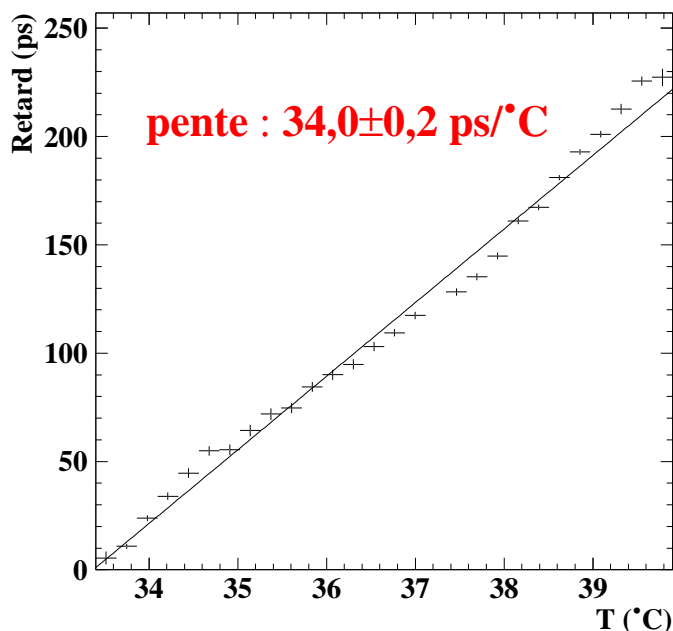


FIG. 5.14 – Variation du retard d'horloge en fonction de la température du TTCrx.

Lors des tests que nous avons réalisés, la température du TTCrx a varié entre 32 et 37 °C, et la variation du déphasage d'horloge en fonction de la température était de 34 ps/°C (voir fig. 5.14). Ce chiffre est relativement élevé, car une variation de 3 °C entraîne une variation du temps de 102 ps, ce qui correspond à la valeur du pas de la variation du délai fin.

La température doit donc être bien contrôlée dans les châssis, et l'étalonnage des temps doit être effectué suffisamment régulièrement. En pratique, la tolérance en ce qui concerne les variations de température pour l'électronique d'ATLAS est de $\pm 0,5$ °C.

5.4.5 Variation du bruit de phase en fonction de la fréquence du déclenchement

Avant de sortir les horloges, le TTCrx les synchronise sur le signal de déclenchement qu'il a reçu (bien évidemment, ceci n'a lieu que si un signal L1 a été reçu). On pourrait donc s'attendre à observer une dégradation du bruit de phase des horloges avec l'augmentation du taux de déclenchement. Pour vérifier si un tel phénomène est observable, nous avons effectué des tests, à délai fixe comme pour l'étude en fonction de la température, avec des taux de déclenchements différents de 1, 10, et 100 kHz, ainsi que 1 MHz, ces fréquences restant toutefois modestes vis-à-vis des 40 MHz de l'horloge LHC. Comme on peut le constater sur la figure 5.15, il n'y a pas de variation significative du bruit de phase en fonction de la fréquence des signaux de déclenchement L1.

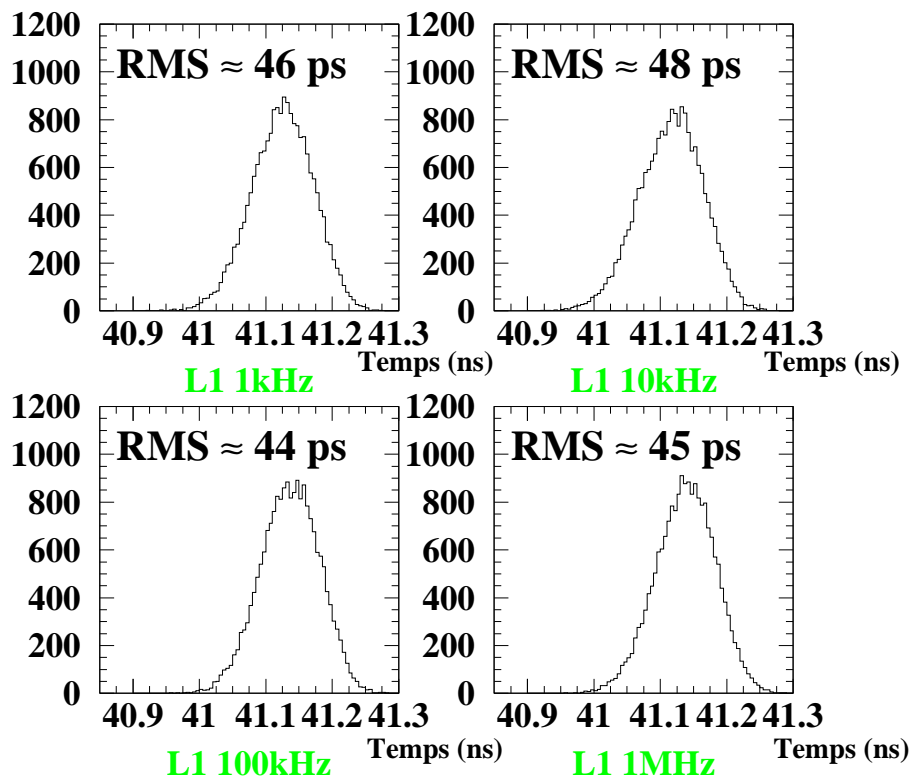


FIG. 5.15 – Évolution du bruit de phase en fonction de la fréquence du déclenchement de niveau 1. Aucune variation significative du bruit n'a pu être mise en évidence.

5.4.6 Tests avec une transmission électrique

Tous les tests présentés ci-dessus ont été effectués avec le récepteur optique standard placé sur la mezzanine du TTCrx. En vue de qualifier un peu mieux les propriétés du TTCrx, nous avons aussi réalisé des tests avec des transmissions électriques, le signal TTC provenant dans ce cas directement de la carte TTCvi en format électrique, et arrivant sur

la carte de test par une connexion Lemo (voir schéma du montage fig. 5.16). Deux fils soudés sur la mezzanine relient dans ce cas les entrées du TTCrx avec le connecteur Lemo.

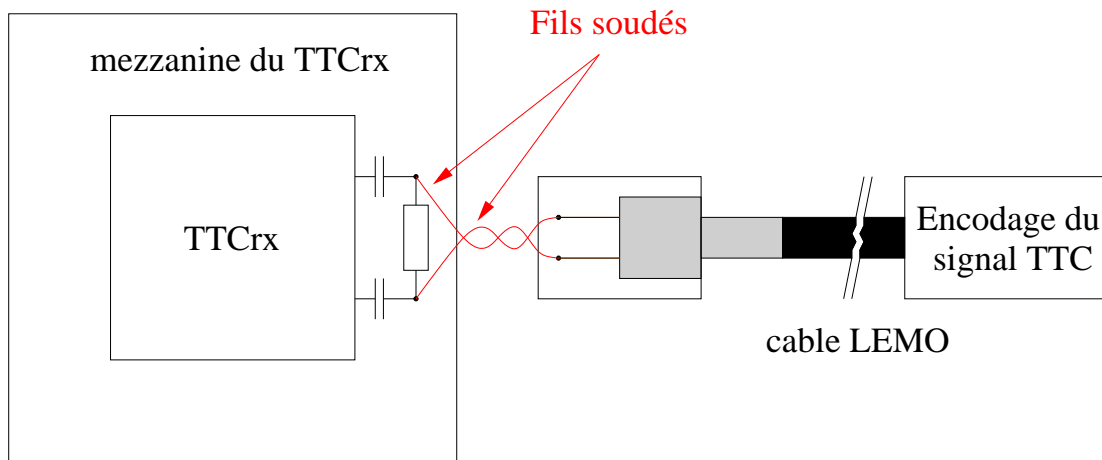


FIG. 5.16 – Représentation schématique de la transmission électrique du signal TTC.

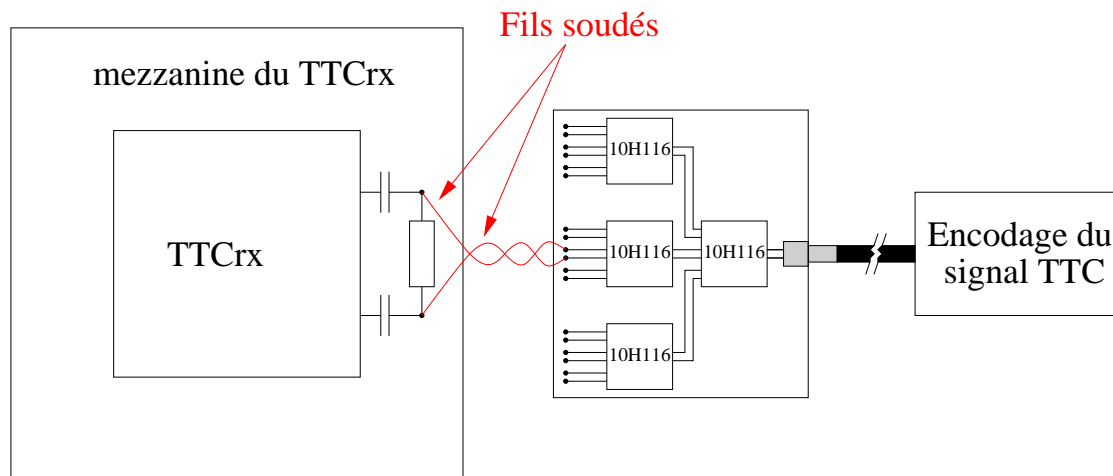


FIG. 5.17 – Représentation schématique de la distribution des signaux TTC grâce aux 10H116.

Ce schéma de montage a aussi permis de tester un circuit de distribution destiné à la carte contrôleur des châssis Front-End (voir fig. 5.17), ainsi que la transmission des signaux TTC par des câbles mini-USB B¹⁴ (voir fig. 5.18) qui est la solution retenue pour les châssis Front-End. Les tests ont été réalisés sur certaines valeurs de retard uniquement pour accumuler plus rapidement des statistiques suffisantes.

Avec un lien TTC purement électrique, la valeur du bruit de phase obtenue est d'environ 42 ps, ce qui est un très bon résultat. Cette valeur peut s'expliquer par le fait qu'il n'y a pas d'étape d'encodage/décodage optique du signal TTC. Avec la distribution par des

¹⁴Universal Serial Bus. Les câbles USB existent en deux versions en ce qui concerne la taille : une version A d'à peu près 1 cm de large, et une version mini-USB B de 3 mm environ.

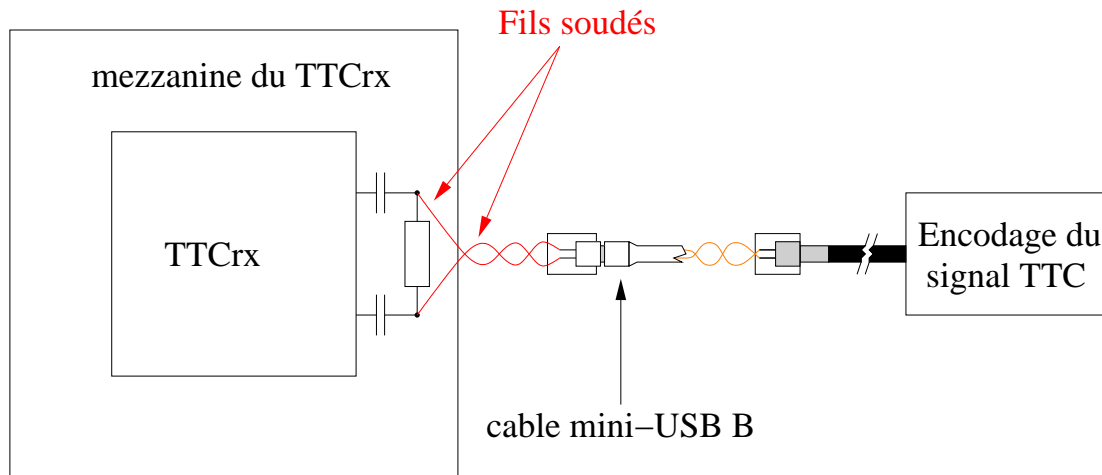


FIG. 5.18 – Représentation schématique du montage utilisant un câble mini-USB B.

circuits de distribution 10H116 (voir [30] pour les spécifications détaillées), les résultats montent tout de suite à des valeurs de 60 à 70 ps RMS.

Un dernier test a été réalisé avec un câble mini-USB B, donnant un bruit de phase de 50 à 60 ps. Ce dernier n'a pas été mesuré dans des conditions optimales, une des extrémités du câble USB étant dénudée¹⁵.

Toutefois, les tests ont prouvé qu'on pouvait utiliser ce type de lien électrique, et c'est donc la solution adoptée pour transmettre le signal TTC de la carte contrôleur vers les autres cartes des châssis Front End¹⁶.

5.5 Conséquences du bruit de phase sur la reconstruction

Après avoir mesuré le bruit de phase, notre objectif a été d'évaluer son influence sur la reconstruction de l'énergie et du temps. Mais avant d'entrer dans le vif du sujet, une explication de la reconstruction du signal s'impose.

5.5.1 Reconstruction des signaux et bruits dans ATLAS

Dans l'expérience ATLAS, la méthode du filtrage optimal a été choisie pour reconstruire l'énergie à partir des signaux de sortie de l'électronique analogique. Ce choix est dicté en grande partie par les contraintes temporelles. En effet, dans la plupart des expériences de physique des hautes énergies, le signal est amplifié par un montage intégrateur,

¹⁵Au moment où nous avons effectué nos mesures, aucun câble avec deux extrémités en version mini-USB n'existait. C'est pourquoi nous avons été obligés de dénuder une des extrémités du câble.

¹⁶Ce choix est aussi en grande partie dicté par la place très réduite sur les faces avant des cartes, de petits connecteurs étant requis. Une alternative au mini-USB aurait pu être le recours au standard IEEE 1394, communément appelé Firewire.

dit amplificateur de charge. Ce type d'amplification a l'avantage d'éliminer les bruits de haute fréquence et d'avoir une mesure assez précise de l'énergie qui est directement reliée à la charge totale collectée dans le détecteur. Malheureusement, l'amplification par intégration est « lente » : le signal de sortie se prolonge sur plusieurs centaines de nanosecondes.

Or, dans ATLAS, la collision des paquets de protons a lieu toutes les 25 nanosecondes, avec à peu près 20 interactions par collision. Ce taux d'arrivée des événements est très rapide comparé à l'amplification de charge, et est ainsi difficilement compatible avec les contraintes imposées par le LHC. Pour cette raison, l'amplification dans ATLAS est différentielle, réalisée par ce qu'on appelle un amplificateur de courant. Le signal en sortie d'amplificateur est ainsi ramené à une durée d'environ 150 ns¹⁷, mais cette technique est très sensible aux bruits de toutes sortes, en particulier ceux de haute fréquence.

En pratique, les deux bruits dominants dans ATLAS sont :

- le bruit électronique, qui est dû à l'agitation thermique des électrons qui perturbe le signal. Ce bruit est dominant en basse luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) ;
- le bruit d'empilement, qui est dû à la très grande fréquence des collisions. À chaque événement, il y a une chance non-négligeable que la collision suivante provoque l'arrivée de particules dans les cellules déjà touchées précédemment. Les signaux de différentes collisions ont ainsi tendance à se mélanger. Ce bruit est surtout dominant en haute luminosité ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Ainsi, une des contraintes pour l'électronique d'ATLAS est d'optimiser le rejet du bruit à haute et basse luminosité malgré les natures différentes des bruits de fond. Pour s'affranchir de ce problème, il a été décidé d'utiliser une technique de reconstruction dite du filtrage optimal.

Cette méthode consiste à combiner linéairement les différents échantillons du signal. Ces combinaisons sont calculées pour minimiser l'influence des bruits superposés au signal (voir à l'annexe A ainsi que les articles [31, 32]). En l'occurrence, les bruits utilisés pour calculer les poids dans le cas d'ATLAS sont les bruits électronique et d'empilement, dont on fait varier les poids respectifs suivant la luminosité.

Cette méthode a aussi été implémentée pour les tests en faisceau des modules du tonneau électromagnétique, où seul le bruit électronique a une réelle importance. En outre il a fallu tenir compte pour calculer les coefficients du filtrage optimal du fait que le point d'injection et la forme du signal de calibration sont différents de ceux du signal de physique (voir [26]). Pour simuler l'importance du bruit de phase du TTCrx ainsi que les conséquences des corrélations entre les fronts d'horloge, les signaux de physique et les coefficients de filtrage optimal du faisceau test ont été repris (voir le graphique de la fig. 5.19).

¹⁷Il y a quand même un « *undershoot* » qui dure jusqu'à 400 ns, et correspond au temps de dérive des porteurs de charges dans l'argon liquide.

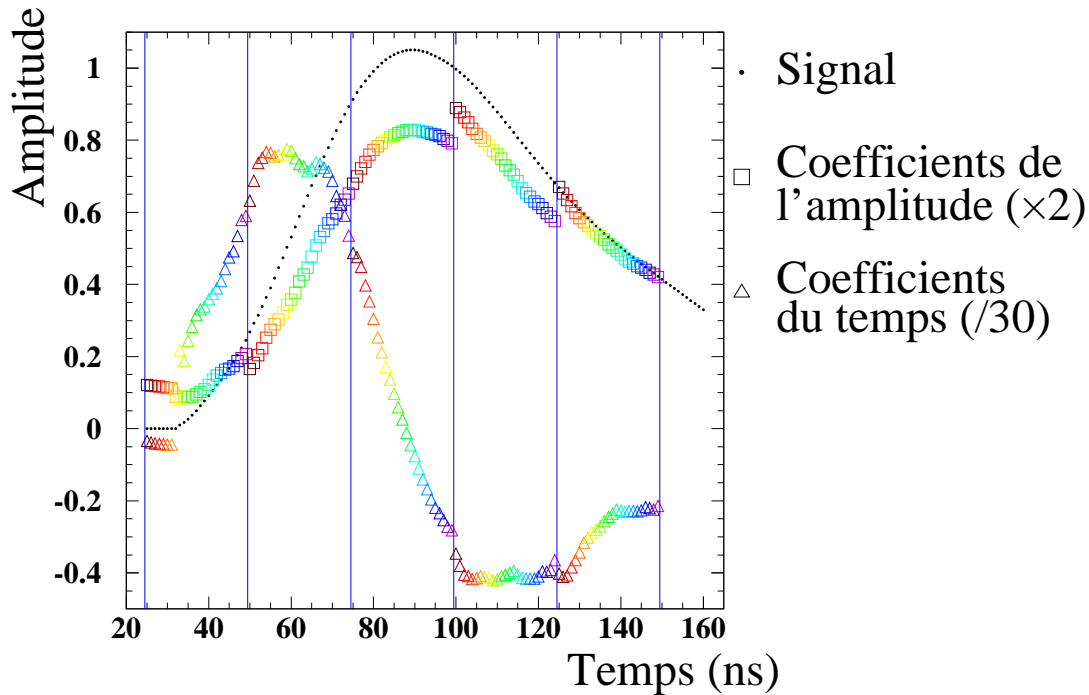


FIG. 5.19 – Le signal moyen et les coefficients de filtrage optimal du module M10 utilisés dans la simulation. Sur ce graphique, les 25 jeux de coefficients calculés à des temps différents ont chacun leur couleur (niveaux de gris différents pour les reproductions en noir et blanc). Les coefficients des amplitudes sont représentés par des carrés, suivent globalement la forme du signal, tandis que ceux du temps sont marqués par des triangles, et semblent suivre la dérivée du signal.

5.5.2 Calcul des échantillons

Cinq échantillons du signal espacés de 25 ns sont considérés dans notre simulation, conformément à la période de l'horloge LHC et on affecte le bruit de phase directement sur les temps théoriques des échantillons. Bien sûr, on peut par cette méthode introduire des corrélations d'ampleur variable pour simuler celles observées lors des mesures sur banc de test. Dans ce qui suit, seul deux cas extrêmes sont traités :

- le bruit de phase est **purement à court terme**. Les corrélations sur chaque front sont alors complètement indépendantes, calculées pour chaque échantillon indépendamment ;
- le bruit de phase est **purement à long terme**. Le bruit de phase est alors calculé une seule fois pour le signal, et il est affecté à tous les échantillons (cela revient donc à faire un déphasage du signal par rapport à l'horloge).

Cette méthode d'évaluation a été choisie car les corrélations trouvées expérimentalement (voir fig. 5.20) au laboratoire sont variables (en fonction du TTCrx). Cela permet de tester les cas de figures extrêmes, les résultats pour les cas intermédiaires plus réalistes pouvant être extrapolés. D'autre part, avec cette méthode, les corrélations simulées ont lieu entre les fronts d'horloge, et non, telles qu'elles ont été calculées précédemment entre les bruits de phase. Le lien entre ces deux types de corrélations est difficile à établir. Les distributions de bruit de phase ne sont en effet pas simplement gaussiennes, mais légère-

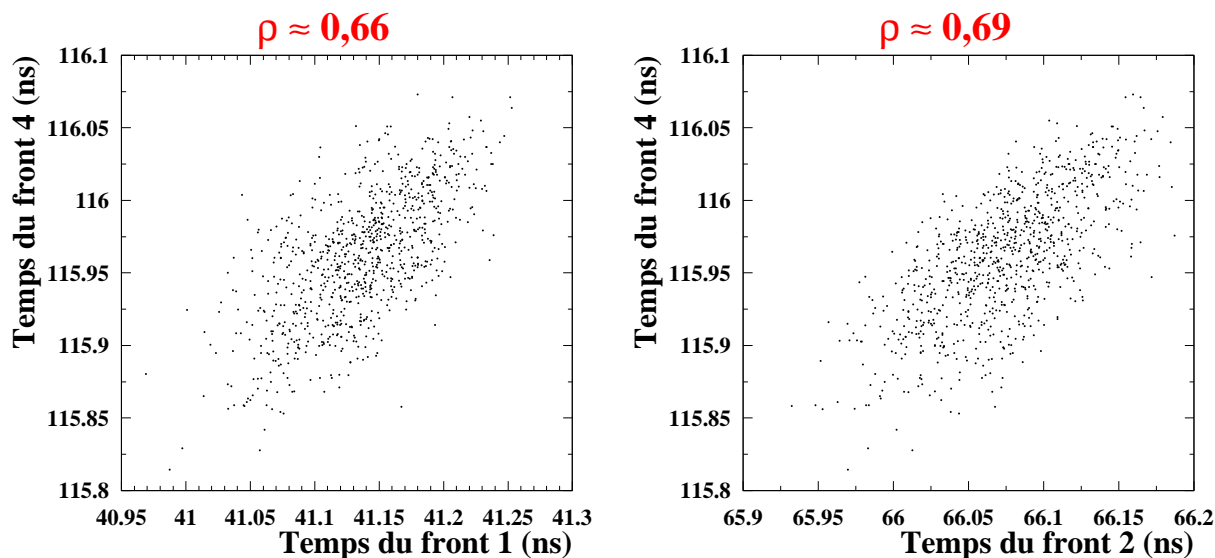


FIG. 5.20 – Deux exemple de corrélations entre les temps de fronts différents à $K=0$.

ment dissymétriques (voir fig. 5.15), ce qui rend le passage corrélations entre temps \leftrightarrow corrélations entre bruit de phase très difficile à établir.

Dans la simulation, les bruits de phase considérés sont gaussiens, ce qui constitue là encore une différence avec ce que l'on observe sur banc, mais les distributions du bruit de phase étant presque symétriques, nous avons considéré que la gaussienne est une approximation suffisante. La variance de la gaussienne est bien sûr prise égale à celle que l'on trouve en moyenne grâce au banc de test. De toute façon, l'évaluation des conséquences du bruit de phase et des corrélations entre fronts est approximative.

Enfin, un des autres inconvénients de la méthode employée est que le signal de physique n'est décrit que par échantillons espacés de 1 ns, donc il faut interpoler les valeurs du signal entre les échantillons connus. La méthode retenue est une approximation linéaire. Des tentatives d'approximation par des polynômes de divers degrés ont été menées, mais les résultats sont identiques (polynôme de degré deux) ou pires (degrés plus élevés) que ceux trouvés par l'approximation linéaire.

Enfin, en vue d'essayer de trouver une position optimale des échantillons pour contrer les effets du bruit de phase et des corrélations, les échantillons ont été simulés en faisant varier leur position théorique par pas de 0,2 ns, avec une variation sur toute une période d'horloge. Pour être suffisamment exhaustif, et comme on dispose avec les données de faisceau test de 25 jeux de coefficients différents, calculés pour 25 positions des échantillons espacés chacune de 1 ns (voir la fig. 5.19), les différents cas étudiés consistent à prendre des échantillons variant entre -0,8 et 0,8 ns autour de la position des points effectifs du faisceau test, en faisant varier les déplacement de 0,2 ns. Ce qui fait que pour un jeu de coefficients donné, on teste à chaque fois neuf cas différents de placement des échantillons autour de la valeur pour laquelle ils ont été calculés.

Dans l'énoncé des résultats, les temps théoriques indiqués sont ceux du premier échantillon pris sur le signal et les lots de coefficients sont étiquetés en conséquence. Par exemple, quand on parle des résultats à 30 ns, les échantillons sont pris à 30, 55, 80, 105 et 130 ns (valeurs théoriques sans le bruit de phase) et les coefficients permettant de calculer l'énergie avec ses échantillons seront étiquetés « 30 ns », et, les valeurs théoriques des temps testés pour eux seront pour le premier échantillon de 29,2, 29,4, 29,6, 29,8, 30, 30,2, 30,4, 30,6 et 30,8 ns (les autres échantillons étant déplacés en conséquence).

5.5.3 Résultats

5.5.3.1 Le bruit de phase à long terme

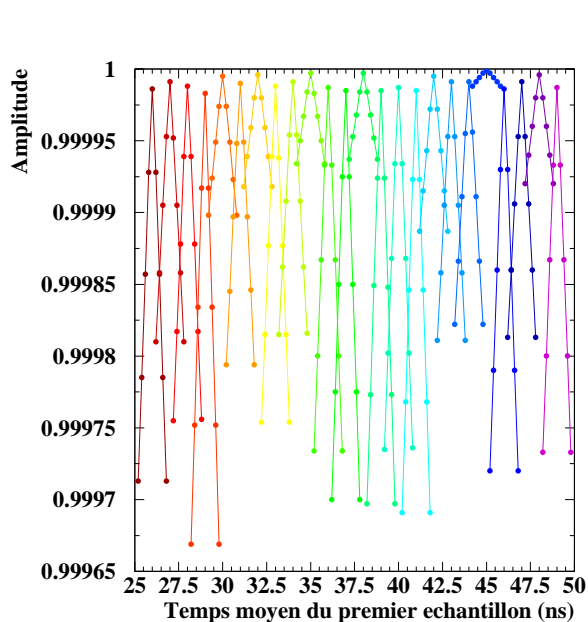


FIG. 5.21 — Amplitude du signal reconstruite par filtrage optimal en fonction du temps moyen du premier échantillon dans le cas d'un bruit de phase à long terme. Chaque jeu de coefficient a une couleur différente (dégradé de gris en noir et blanc). Il est particulièrement remarquable que l'amplitude reconstruite avec des coefficients correspondants aux temps où ils ont été calculés est excellente (l'amplitude vaut 1 avec très peu d'incertitude). Pour les autres cas, plus les échantillons sont décalés en temps, plus la reconstruction de l'amplitude se dégrade.

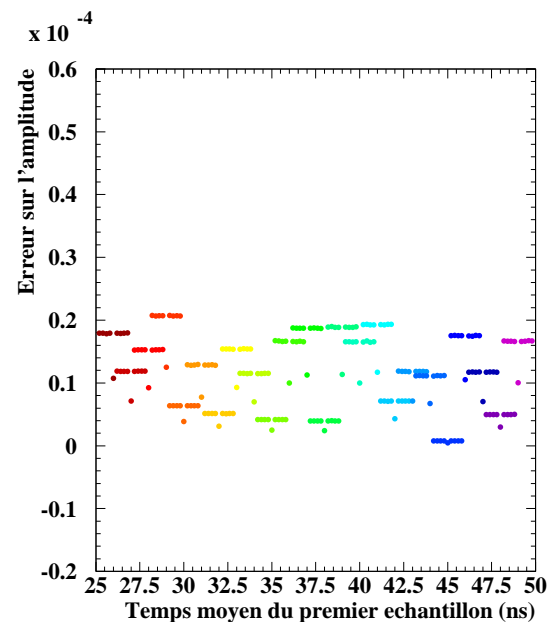


FIG. 5.22 — Erreur sur l'amplitude du signal reconstruit avec un bruit de phase à long terme. Pour chaque jeu de coefficients, l'erreur est constante, sauf pour le point central qui correspond exactement à la situation pour laquelle les coefficients sont adaptés. Cette baisse de l'incertitude s'explique aisément à cause de la forme de la distribution des amplitudes reconstruites dans ce cas, qui sont des demi-gaussiennes (voir fig. 5.23 ci-dessous).

Dans ce cas, le bruit de phase affecte en bloc tous les échantillons du signal. L'amplitude (donc l'énergie) du signal est très bien reconstruite (la valeur trouvée est toujours très proche de 1, le signal étant normalisé). Comme on pouvait s'y attendre, l'amplitude

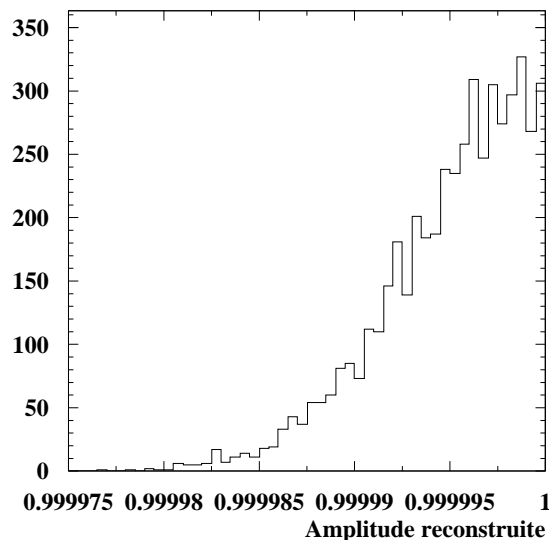


FIG. 5.23 – Amplitude reconstruite pour les échantillons à 30 ns avec les coefficients calculés à 30 ns et avec un bruit de phase à long terme. Comme dans ce cas l'incertitude ne peut pas dépasser un, une demi-gaussienne est obtenue. Évidemment, la variance d'une demi-gaussienne est inférieure à celle d'une gaussienne, ce qui explique la figure 5.22.

reconstruite vaut 1 à chaque fois que les échantillons correspondent à peu près aux valeurs des échantillons dont nous disposons grâce aux données du faisceau test, tandis que plus les valeurs s'en éloignent, et plus l'amplitude apparente des signaux diminue (voir fig. 5.21).

Par contre un effet inattendu apparaît : la forme de l'amplitude paraît triangulaire (comme pour $-|x|$). Ce phénomène est visiblement dû à l'interpolation des points du signal. Pour vérifier ce comportement, nous avons essayé de voir quel était le comportement de la reconstruction de l'amplitude avec une interpolation de type parabolique (dans ce cas, l'interpolation est réalisée à partir des trois points les plus proches en temps), et c'est bien une forme de type parabolique qui a été trouvée.

Dans l'ensemble, les déformations du signal dues à notre méthode de simulation restent faibles (l'effet joue au-delà de la troisième décimale) et les erreurs relatives sur les amplitudes sont excellentes puisqu'elles restent de l'ordre de quelques 10^{-5} , comme on peut le voir sur la figure 5.22.

Sur cette même figure, les erreurs correspondant au point non interpolés sont plus réduites, mais c'est uniquement dû à la forme des distributions qui dans ce cas précis est une demi-gaussienne (voir fig. 5.23) car l'amplitude reconstruite ne peut excéder un. De part et d'autre des points donnés par les résultats du faisceau test, l'amplitude est inférieure à 1 à cause de la méthode du filtrage optimal. Ceci n'est pas gênant en soi pour l'analyse des résultats.

Pour le cas du temps, la reconstruction en est quasi-linéaire (voir fig. 5.24), et les incertitudes trouvées sont approximativement égales au bruit de phase imposé dans la simulation, c'est-à-dire 50 ps (voir fig. 5.25). Ce résultat indique ainsi que le temps trouvé

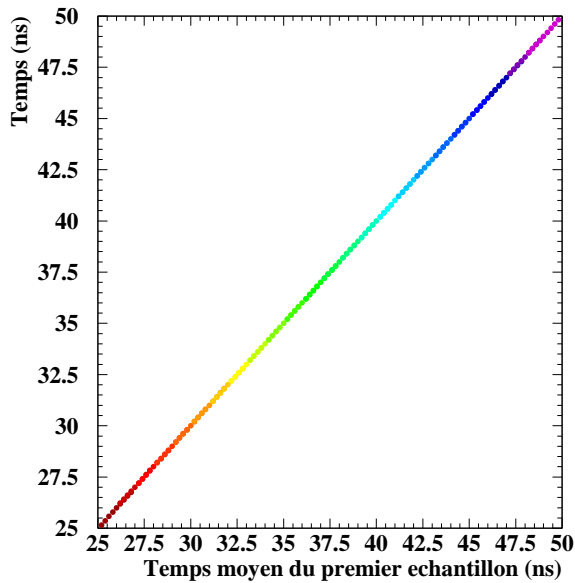


FIG. 5.24 – Temps du signal reconstruit par filtrage optimal en fonction du temps moyen du premier échantillon en présence d'un bruit de phase à long terme. Le temps varie de façon linéaire, sans écart important à la linéarité.

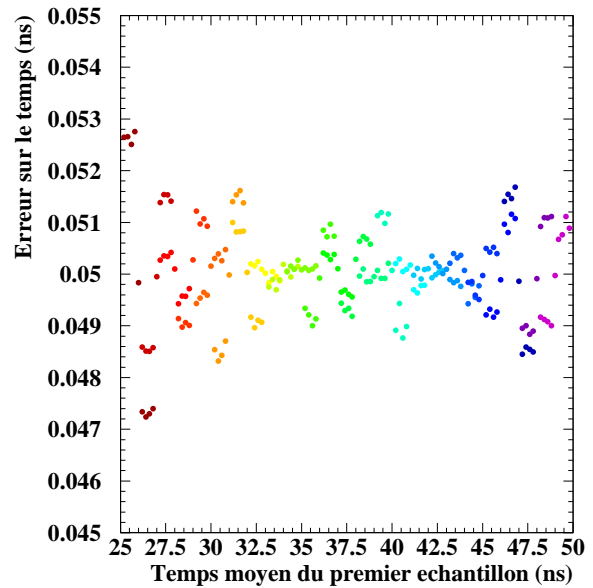


FIG. 5.25 – Erreur du temps reconstruit en fonction du temps moyen du premier échantillon avec un bruit de phase à long terme. Cette erreur est en moyenne égale au niveau du bruit de phase (50 ps dans ce cas).

par le filtrage optimal n'est pas plus précis que l'incertitude de départ sur le temps des échantillons.

On peut aussi remarquer que les échantillons situés à des temps extrêmes tendent à être moins précis que ceux dont les temps sont intermédiaires. Pour les temps des sept premiers lots de coefficients de filtrage optimal, on peut invoquer le fait que le premier échantillon n'est pas valable car il est situé avant le début du signal (voir la fig. 5.19).

5.5.3.2 Le bruit de phase à court terme

La situation dans le cas du bruit de phase à court terme (aucune corrélation entre les bruits de phase des échantillons) est légèrement différente. On constate que les amplitudes trouvées (voir fig. 5.26) sont très similaires à celles obtenues dans le cas du bruit de phase à long terme, mais, par contre, les incertitudes relatives se sont dégradées (voir fig. 5.27) d'un facteur 10, passant à 4×10^{-4} au lieu de 2×10^{-5} précédemment. Ceci s'explique par le fait que la méthode de filtrage optimal est plus robuste à un simple déphasage du signal qu'à un bruit affectant différemment les cinq échantillons du signal pour l'estimation de l'énergie. Il faut rappeler que les coefficients utilisés dans le faisceau test et repris ici dans la simulation ne tiennent compte d'aucun bruit de phase potentiel. Le niveau des incertitudes relatives obtenu pour le bruit de phase à court terme, bien que très petit, devient du même ordre de grandeur que les autres bruits pour des énergies de l'ordre de quelques TeV.

Les effets sur l'estimation du temps (voir fig. 5.28) ne sont remarquables eux aussi que

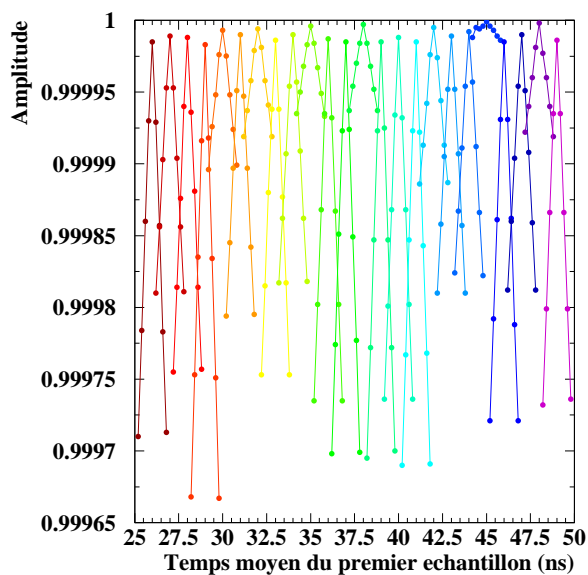


FIG. 5.26 – Amplitude du signal reconstruite par filtrage optimal en fonction du temps moyen du premier échantillon en présence d'un bruit de phase à court terme. Les résultats sont très semblables au cas du bruit de phase à long terme.

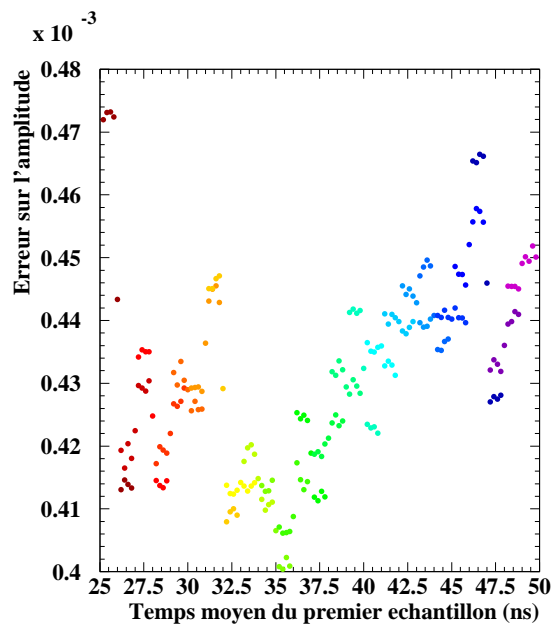


FIG. 5.27 – Erreur sur l'amplitude reconstruite en fonction du temps moyen du premier échantillon avec un bruit de phase à court terme. Contrairement au cas du bruit de phase à long terme, l'incertitude varie ici fortement avec le temps des échantillons, même pour un jeu de coefficient donné. L'incertitude est très faible pour les temps situés aux alentours de 32 à 35 ns, tandis qu'elle devient plus importante vers les temps élevées (au delà de 45 ns).

sur les incertitudes, où, cette fois, le manque de corrélation est profitable puisque l'incertitude absolue sur le temps (fig. 5.29) descend à 36 ps, permettant un gain d'un facteur 1,4. Enfin, un dernier phénomène bien visible dans ce cas précis est que les incertitudes sur l'estimation de l'énergie et du temps évoluent en sens opposés :

- pour les temps intermédiaires, aux alentours de 35 ns, l'incertitude sur l'énergie est au plus bas ($\frac{\sigma_E}{E} \approx 4 \times 10^{-4}$), tandis que celle du temps atteint ses pires valeurs, de l'ordre de 36 ps ;
- a contrario, pour les temps extrêmes, entre 45 et 47 ns, en excluant les cas des temps les plus petits à cause de l'absence de véritable premier échantillon, les incertitudes sur le temps sont au minimum, environ 27 ps, et l'incertitude relative sur l'énergie atteint ses plus hautes valeurs ($\frac{\sigma_E}{E} \approx 4,5 \times 10^{-4}$).

Une optimisation de la contribution du bruit de phase à court terme en retardant les instants d'échantillonnage paraît alors envisageable, sachant que les autres contributions, tels les bruits électronique et d'empilement, seront dans tous les cas dominants. Cette optimisation ne devrait pas dégrader de façon notable la résolution sur l'énergie.

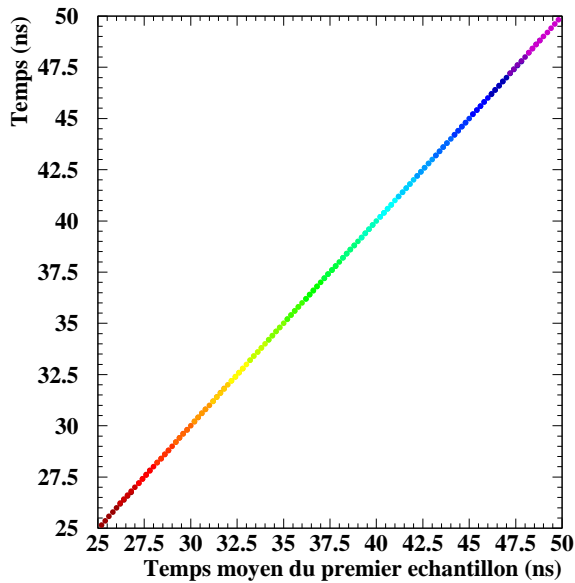


FIG. 5.28 – Temps reconstruit en fonction de la moyenne de celui du premier échantillon pour un bruit de phase à court terme. Encore une fois, pas de différence nette avec le cas du bruit de phase à long terme.

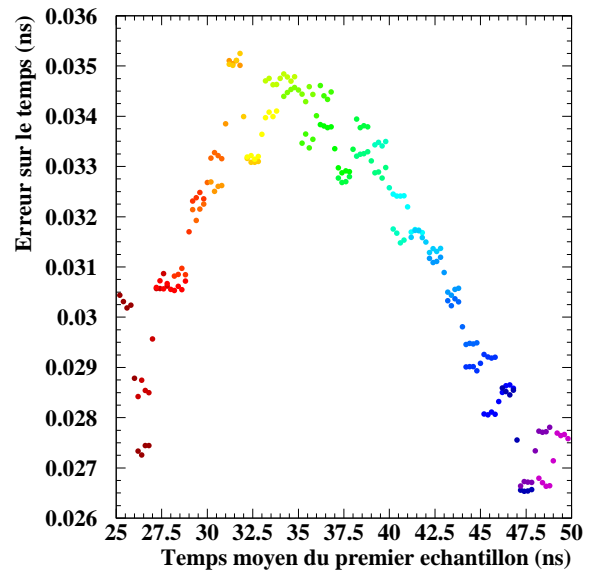


FIG. 5.29 – Erreur sur le temps reconstruit en fonction du temps du premier échantillon avec un bruit de phase à court terme. Globalement, l'incertitude dans ce cas est plus faible que celle du bruit de phase à long terme, avec des variations contraires à celles des incertitudes sur l'amplitude pour le bruit de phase à court terme.

5.6 Synthèse

La présente étude a permis de mesurer le bruit de phase du TTCrx et d'évaluer approximativement ses effets sur la mesure du temps et de l'énergie dans le tonneau électromagnétique d'ATLAS.

La valeur du bruit de phase, ne dépassant pas les 70 ps et ne les atteignant qu'exceptionnellement, permet de s'assurer que la spécification pour ATLAS d'avoir un bruit de phase au pire de 100 ps en moyenne quadratique est réalisable en pratique. Bien sûr, tous les éléments de la chaîne d'électronique n'ont pas été pris en compte, mais les conditions non optimales des prises de mesures assurent d'avoir une marge de manœuvre raisonnable.

L'évolution des retards d'horloge a aussi été mesurée, permettant de s'assurer de sa relative faiblesse avec les variations de température. L'environnement thermique des châssis est contrôlé de toute façon, car d'autres éléments de l'électronique sont plus sensibles aux effets de la température. D'autre part, en contradiction avec des résultats obtenus sur le même banc de test avec une version antérieure du TTCrx, aucune corrélation spécifiquement liée à la parité des fronts d'horloge n'a été observée sur les versions de pré-série. Le banc de test a aussi permis de valider le choix des câbles mini-USB B pour les liens électrique des châssis Front-End, ainsi que le choix du Fan Out des cartes contrôleur, réalisé avec des composants 10H116.

Dans un deuxième temps, nous avons repris les résultats du bruit de phase mesuré pour

tenter de simuler son effet sur les estimations de l'énergie et du temps calculés à partir des signaux électroniques en employant la méthode du filtrage optimal. Les résultats laissent penser que le bruit de phase à long terme diminue l'incertitude sur l'énergie, mais est moins satisfaisant pour le temps, tandis que le bruit de phase à court terme a exactement l'effet inverse, l'incertitude sur l'énergie étant toujours faible. Les résolutions en énergie sont excellentes, mais, l'absence de corrélation entre les fronts peut se révéler gênante à haute énergie. Enfin, toujours dans le cas du bruit de phase à court terme, une possibilité d'optimiser les mesures soit de l'énergie, soit du temps, existe.

Chapitre 6

Applications de la mesure du temps par le calorimètre

Dans ce chapitre, nous allons montrer comment utiliser la résolution temporelle du calorimètre pour développer des outils d'analyse. Ainsi, nous montrerons comment le calorimètre peut être utilisé pour reconstruire la position longitudinale du point d'interaction, événement par événement, avec une résolution de l'ordre de quelques centimètres. Il s'agit là bien sûr d'une résolution dans l'absolu nettement plus faible que celle qui sera obtenue avec les détecteurs de traces internes. Toutefois, l'utilisation du calorimètre électromagnétique a l'avantage d'être basée sur des algorithmes plus simples qu'une reconstruction tridimensionnelle des vertex, et donc de pouvoir être mise en œuvre assez rapidement après le démarrage de l'expérience. La méthode développée permet aussi de se servir des particules neutres déposant de l'énergie dans le calorimètre, car leur temps de vol est donnée par l'algorithme de reconstruction de même que pour les particules chargées. Enfin, même si ATLAS se trouve confronté à un bruit de fond important (ce qui a des chances d'être le cas au démarrage) compliquant considérablement la reconstruction des traces et des vertex, le calorimètre pourra toujours être utilisé pour reconstruire au moins la position longitudinale des vertex en utilisant les particules à haute impulsion transverse, ainsi que pour rejeter le bruit de fond « hors-temps », c'est-à-dire les particules produites par d'autres phénomènes que le croisement des paquets de protons (interactions faisceau/gaz résiduel du tube à vide, halo du faisceau etc.).

Accessoirement, nous montrerons aussi comment la résolution en temps du calorimètre peut être utilisée pour détecter des particules lourdes à longue durée de vie se désintégrant avant le calorimètre. De tels objets peuvent exister dans le cadre de théories supersymétriques, si la NLSP¹ est un slepton se désintégrant en un lepton ordinaire et un gravitino. La signature est alors la présence de particules chargée lourdes et/ou un dépôt d'énergie dans le détecteur tardif par rapport au croisement de faisceaux.

Les études décrites ci-après ont été effectuées à l'aide de la simulation rapide d'ATLAS (appelée *Atlfast* [33]), et avec un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. *Atlfast* est interfacé avec le programme de simulation *Pythia*, lequel est chargé de simuler les

¹La NLSP est la particule supersymétrique immédiatement plus lourde que la LSP.

interactions proton-proton. Dans un premier temps, Pythia choisit selon les probabilités de distribution des partons (PDF, ou Parton Density Functions) les paramètres cinématiques (impulsions) des partons initiaux, puis simule les interactions au niveau des partons en utilisant les éléments de matrice, utilisables dans le cadre de la QCD perturbative, c'est-à-dire à haute énergie transférée. La suite de la simulation, à savoir le passage des partons obtenus dans l'état final à haute énergie aux particules finales, observables, est menée à l'aide de modèles phénoménologiques implémentés dans Pythia, tels que le modèle des cordes, lequel considère que les partons sont reliés les uns aux autres par une « corde » porteuse d'une énergie potentielle par unité de longueur (typiquement 1 GeV/fm). Une justification qualitative de ce modèle est l'existence du confinement asymptotique des quarks. La corde s'allonge progressivement, à mesure que les partons s'éloignent les uns des autres, jusqu'à ce que l'énergie potentielle stockée soit suffisante pour créer une paire quark-antiquark. Le processus s'arrête lorsque les partons ne portent plus assez d'énergie cinétique pour vaincre la « raideur » de la corde. Ils sont alors associés en hadrons. Ces modèles phénoménologiques sont employés pour contourner l'extrême difficulté des calculs de QCD non-perturbative.

Atlfast s'occupe de simuler la réponse du détecteur ATLAS aux particules. Il s'agit d'un programme de simulation rapide, c'est-à-dire que la réponse de chaque partie du détecteur ainsi que les effets de résolution du détecteur sont simplement paramétrés. En général, les effets de résolution sont décrits par une gaussienne. Il est à noter que le champ magnétique est supposé dipolaire, ce qui a l'avantage de permettre de calculer le temps de vol des particules de façon analytique. Pour aller plus loin, il faudrait utiliser une carte de champ et déterminer le temps de parcours en suivant chaque particule pas à pas, ce qui ne change pas le principe de la méthode ni les ordres de grandeur des résultats. Ceci aurait été possible à l'aide d'une simulation complète.

La simulation rapide a l'avantage d'être très simple à implémenter et le programme résultant s'exécute rapidement, il est toutefois moins précis qu'une simulation complète, où chaque particule est suivie individuellement, et les processus physiques d'interaction avec chaque partie du détecteur simulés pas après pas.

Nous commencerons par décrire les ingrédients indispensables à la simulation et qu'il nous a fallu rajouter dans Atlfast, car ils n'y étaient pas présents au départ, à savoir la résolution en temps du calorimètre en fonction de l'énergie déposée. Nous avons aussi pris en compte le fait que les hadrons déposent en moyenne moins d'énergie que les électrons et photons.

6.1 Mouvement des particules dans le champ magnétique interne

Dans les détecteurs internes d'ATLAS, un champ magnétique solénoïdal est imposé pour infléchir la trajectoire des particules chargées. Dans tout ce qui suit, le champ ma-

gnétique sera considéré constant aussi bien en intensité qu'en direction², et les pertes d'énergie des particules (dans les matériaux ou par rayonnement synchrotron) seront négligées.

6.1.1 Conventions

Dans tout ce qui suit, les conventions utilisées sont :

- les coordonnées cartésiennes sont choisies de telle façon que le point d'origine du repère soit situé au point d'interaction au centre du détecteur, l'axe $\mathcal{O}z$ parallèle au faisceau et dans la même direction que le champ magnétique \vec{B} ;
- en coordonnées cylindriques, l'axe $\mathcal{O}z$ est identique à celui des coordonnées cartésiennes, r et φ étant définis par :

$$\begin{cases} r = \sqrt{x^2 + y^2} \\ \varphi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \\ z = z \end{cases} \quad (6.1)$$

où φ appartient à l'intervalle $] -\pi, \pi]$;

- les coordonnées sphériques sont définies comme suit (avec toujours la même contrainte sur φ :

$$\begin{cases} \rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \theta = \text{Arccos}\left(\frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right) \\ \varphi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \end{cases} \quad (6.2)$$

En coordonnées sphériques, en lieu et place de θ , la pseudo-rapacité $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$ est souvent utilisée. En effet, pour les pseudo-rapacités faibles (correspondant à une position orthogonale au faisceau), $\eta \approx y$, où y , la rapidité, définie par $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z}\right)$, est un invariant relativiste (dans la définition de la rapidité, p_0 représente l'énergie de la particule).

Les notations des dimensions du calorimètre adoptées dans tout ce qui suit seront :

²Ce n'est évidemment qu'une approximation. Le champ réel est moins intense avec l'éloignement du centre du détecteur, et la composante orthogonale au faisceau devient importante vers les extrémités des détecteurs internes.

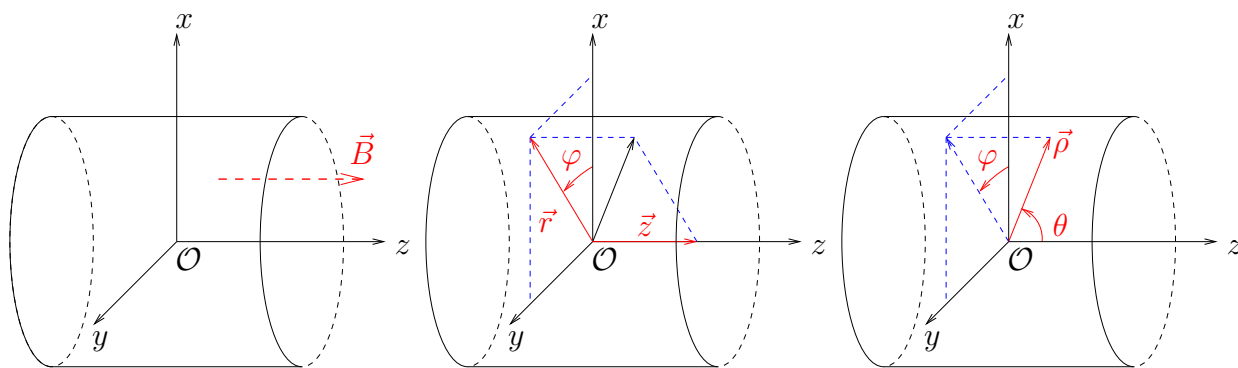


FIG. 6.1 – Conventions des systèmes de coordonnées. Dans certains calculs, la pseudo-rapacité η remplace l'angle azimutal θ . La pseudo-rapacité est défini par $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$, et s'utilise principalement car elle est presque équivalente à la rapidité, qui est un invariant relativiste.

- R désigne le rayon interne du tonneau électromagnétique. Dans les simulations utilisées, sa valeur est de 1500 mm ;
- L (et $L_{\frac{1}{2}}$) pour la (moitié de la) distance séparant les deux bouchons. La valeur choisie pour $L_{\frac{1}{2}}$ est de 3500 mm.

6.1.2 Trajectoire hélicoïdale d'une particule chargée dans un champ magnétique constant

Sauf mention contraire, les calculs suivants sont fait en coordonnées simplifiées : $c = 1$, la charge électrique est donnée en fonction de la charge élémentaire e et les unités d'énergie sont en eV. La relativité restreinte permet de décrire facilement la trajectoire d'une particule chargée dans un champ électromagnétique par la formule suivante :

$$\frac{dp^\mu}{d\tau} = qF^\mu{}_\nu u^\nu \quad (6.3)$$

où p^μ représente le quadri-vecteur impulsion de la particule considérée, u^ν son quadri-vecteur vitesse, q sa charge électrique, τ le temps propre du référentiel de l'observateur, et $F^\mu{}_\nu$ le tenseur du champ électromagnétique, défini par :

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (6.4)$$

A^μ étant le quadri-potential du champ électromagnétique. Le tenseur $F^{\mu\nu}$ est antisymétrique ($F^{\mu\nu} = -F^{\nu\mu}$), et son expression en fonction des champs électrique et magnétique, \vec{E} et \vec{B} est :

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

Dans le cas des particules évoluant dans le détecteur interne d'ATLAS, B_z étant le seul terme non nul, l'équation (6.3) se simplifie en trois équations (dont deux sont couplées) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dp_x}{d\tau} = qB_z u_y \\ \frac{dp_y}{d\tau} = -qB_z u_x \\ \frac{dp_z}{d\tau} = 0 \end{array} \right. \quad (6.6)$$

En utilisant la propriété $p^\mu = mu^\mu$ et en posant $\omega = \frac{qB_z}{m}$, les équation des vitesses obtenues sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_x(\tau) = \beta_\perp \cos(-\omega\tau + \psi) \\ u_y(\tau) = \beta_\perp \sin(-\omega\tau + \psi) \\ u_z(\tau) = \beta_z \end{array} \right. \quad (6.7)$$

où β_z est la composante (algébrique) de la vitesse de la particule parallèle au faisceau, β_\perp la norme de sa composante orthogonale, et ψ une phase permettant la concordance des équations avec la projection du vecteur vitesse initiale (c'est-à-dire au moment de sa création) dans le plan transverse au faisceau et l'axe $\mathcal{O}x$.

Une nouvelle intégration des équations (6.7) permet d'obtenir celles de la trajectoire des particules chargées :

$$\left\{ \begin{array}{l} x(\tau) = -r_h \sin(-\omega\tau + \psi) + x_c \\ y(\tau) = r_h \cos(-\omega\tau + \psi) + y_c \\ z(\tau) = \beta_z \tau + z_c \end{array} \right. \quad (6.8)$$

où le rayon de courbure dans le plan orthogonal au faisceau r_h vaut $\frac{p_\perp}{\gamma q B_z}$ (**attention :** cette grandeur est de même signe que la charge de la particule!), x_c et y_c sont les coordonnées du centre du cercle formé par la projection de la trajectoire de la particule dans le plan orthogonal au faisceau et z_c est la coordonnée cartésienne de la position de la particule au temps $\tau = 0$ projetée sur l'axe du faisceau.

Les équations du mouvement sont majoritairement utilisées dans le programme de reconstruction en coordonnées polaires :

$$\left\{ \begin{array}{l} r(\tau) = \sqrt{r_h^2 + r_c^2 - 2r_h r_c \sin(\varphi_c + \omega\tau - \psi)} \\ \varphi(\tau) = \arctan\left(\frac{r_h \cos(-\omega\tau + \psi) + y_c}{-r_h \sin(-\omega\tau + \psi) + x_c}\right) \\ z(\tau) = \beta_z \tau + z_c \end{array} \right. \quad (6.9)$$

où r_c et φ_c sont les coordonnées polaires correspondant à x_c et y_c .

6.1.3 Incertitude sur le temps en fonction de l'énergie déposée

La méthode d'obtention du temps d'arrivée des particules dans le calorimètre dépend intimement de la reconstruction des signaux. Rappelons que dans le cadre d'ATLAS c'est le filtrage optimal qui a été choisi, et que cette méthode (décrite succinctement dans l'annexe A) fournit simultanément deux paramètres :

- l'énergie du signal, qui correspond à l'amplitude ;
- le temps, c'est à dire, un éventuel retard du signal par rapport à l'horloge LHC.

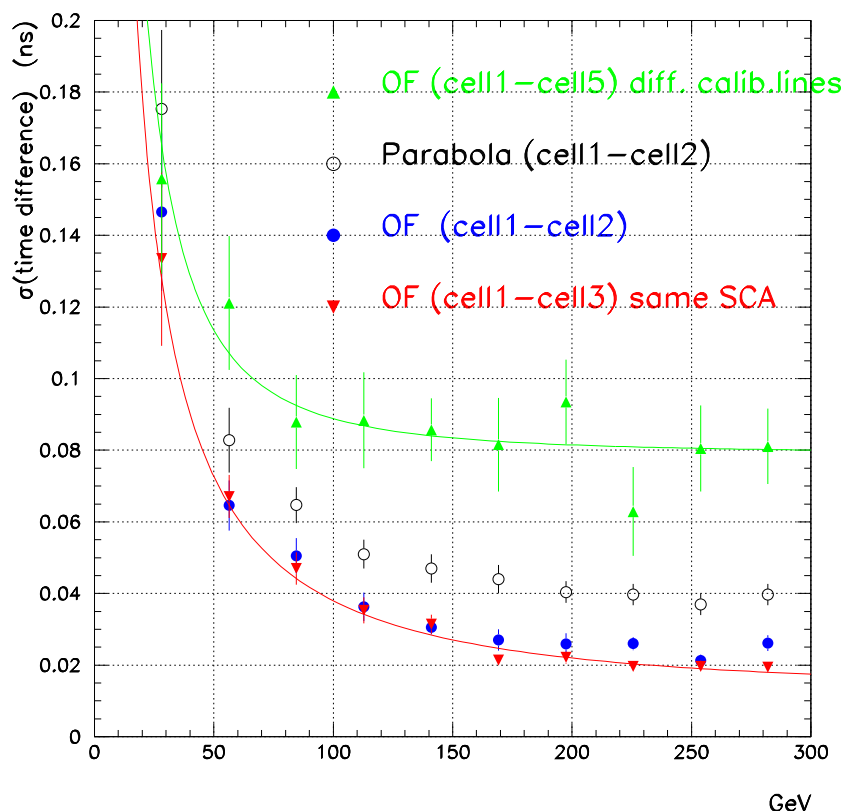


FIG. 6.2 – Incertitude sur le temps en fonction de l'énergie obtenue lors des étalonnages. Les données qui nous intéressent (voir [34] pour les détails sur l'obtention de cette courbe) sont représentées par les triangles rouges pointant vers le bas – OF (cell1-cell3) same SCA. Un ajustement des données (celle de l'équation (6.10)) est aussi représenté en rouge sur le graphique.

Ces estimateurs sont réalisés à partir de combinaisons linéaires des cinq premiers échantillons du signal (ou de sa dérivée pour le temps).

Lors des tests en faisceau d'une partie des modules de série du calorimètre, la résolution en temps du calorimètre a été étudiée, et l'on a ainsi obtenu l'incertitude sur le temps en fonction de l'énergie des électrons incidents.

La fonction utilisée en pratique, et que nous avons implémentée dans *Atlfast*, extraite de l'étude [34] est la suivante :

$$\sigma_t = \frac{3,57435 \text{ (ns.GeV)}}{E} \oplus 0,0128 \text{ (ns)} \quad (6.10)$$

Cette résolution en temps est meilleure que ce qu'il sera possible d'obtenir en pratique auprès d'ATLAS. En effet, la courbe de résolution en temps en fonction de l'énergie (6.2) a été obtenue par comparaison des données de deux cellules adjacentes du calorimètre, si bien que ne sont pas pris en compte un certain nombre de contributions à la résolution provenant de l'électronique de lecture. Typiquement, l'électronique de lecture dégrade de 20 ps [34] la résolution en temps, et le système de distribution d'horloges de l'ordre de 100 ps, incluant la contribution du TTCrx (voir chapitre 5). De plus, le terme constant d'environ 13 ps apparaissant dans l'équation (6.10) est très optimiste, et sera plutôt de l'ordre de 70 ps pour des électrons. En outre, d'autres effets peuvent venir compliquer l'analyse (trajectoires hélicoïdales, vitesses différentes, etc.). Eux non plus n'ont pas été pris en compte, notre but étant d'obtenir des ordres de grandeur sur les performances possibles en attendant les données réelles.

C'est aussi à partir de l'équation (6.10) qu'est calculé le « *smearing* » dû à la résolution en temps du calorimètre.

Les énergies sont elles aussi affectées par la fonction de résolution gaussienne du calorimètre. Les paramètres de cette gaussienne sont obtenus à partir de la simulation complète du détecteur.

6.1.4 Comportement des baryons dans le calorimètre électromagnétique

Etant donné qu'existe une forte dépendance entre la résolution en temps et la quantité d'énergie déposée, nous avons tenu compte du fait que les baryons (p , π , K , etc.) déposent moins d'énergie dans le calorimètre électromagnétique (ce qui altère la précision sur le temps de vol). Le rapport entre l'énergie déposée par un électron et un hadron est appelé e/h . Il peut être mesuré lors des faisceaux tests combinées avec les calorimètres électromagnétiques et hadroniques, ainsi que le rapport e/π , décrivant le comportement des pions (et donc dans la simulation, de la plupart des baryons chargés, qui sont majoritairement des pions).

Le rapport e/h permet de quantifier les différences de comportement de pertes d'énergie entre les particules de type électromagnétiques et baryoniques. En effet, lors de leurs interactions, les baryons perdent moins d'énergie par unité de longueur que les électrons ou les photons (en particulier car les interactions à haute énergie se produisent en majorité avec les électrons du milieu qui sont beaucoup plus légers que la particule incidente). Ainsi, l'énergie déposée par les baryons dans les calorimètres électromagnétiques est inférieure à celle des électrons et des photons.

Le rapport e/π dans le calorimètre électromagnétique est de la forme :

$$\frac{e}{\pi} = \frac{e/h}{1 + (e/h - 1)k \ln(E)} \quad (6.11)$$

où l'énergie E est en GeV.

Grâce aux données d'un faisceau test combiné de 1996 (voir [35]) réalisé avec des prototypes de modules des calorimètres électromagnétique et hadronique (partie tonneau), les valeurs suivantes ont été obtenues : $e/h = 1,74 \pm 0,04$ et $k = 0,108 \pm 0,004$

À titre de comparaison, d'après l'équation (6.11), un pion d'environ 200 GeV dépose en moyenne 1,2 fois moins d'énergie qu'un électron.

Nous avons implémenté ces expressions dans *Atlfast*.

Un dernier point à propos des baryons concerne leur incertitude en temps comparée à celle des électrons. Pour les électrons, le dépôt d'énergie se fait dans un groupe de cellule dont celle du centre reçoit beaucoup plus d'énergie que les autres. Dans ce cas, les effets comme la diaphonie ne dégradent pas beaucoup la résolution en temps.

Ce ne sera pas le cas des baryons, dont le dépôt d'énergie dans les cellules du calorimètre reste faible. La diaphonie pourrait alors dégrader de façon perceptible la résolution en temps. Cet effet, difficilement quantifiable, n'est pas implémenté dans la simulation.

6.1.5 De la trajectoire au temps de vol

Pour implémenter le temps de parcours des particules qu'elles soient relativistes ou non, il est nécessaire de calculer leurs trajectoires relativistes dans un champ magnétique.

Le programme *Atlfast* détermine à partir des données fournies par le générateur Monte-Carlo (à $\tau = \tau_i$, c'est à dire au vertex de création de chaque particule) les paramètres initiaux des équations des positions (6.8) (ainsi que ceux des équations (6.9) pour les coordonnées polaires) :

$$\beta_{\perp} = \frac{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}{p_0} = \frac{p_{\perp}}{p_0}$$

$$\beta_z = \frac{p_z}{p_0}$$

$$\psi = \omega\tau_i + \arctan\left(\frac{u_y(\tau_i)}{u_x(\tau_i)}\right) = \omega\tau_i + \arctan\left(\frac{p_y(\tau_i)}{p_x(\tau_i)}\right)$$

$$x_c = x(\tau_i) + r_h \sin(-\omega\tau_i + \psi) = x(\tau_i) + r_h \sin\left[\arctan\left(\frac{p_y(\tau_i)}{p_x(\tau_i)}\right)\right]$$

$$y_c = y(\tau_i) - r_h \cos(-\omega\tau_i + \psi) = y(\tau_i) - r_h \cos\left[\arctan\left(\frac{p_y(\tau_i)}{p_x(\tau_i)}\right)\right]$$

$$z_c = z(\tau_i) - \frac{p_z}{p_0}\tau_i$$

Pour simplifier encore la méthode, si $\tau_i \neq 0$, le temps du vertex de création est mis de côté, et les équations sont résolues à $\tau_i = 0$, le décalage temporel initial étant ajouté à la fin au temps de vol calculé.

Une fois obtenues les conditions initiales, il faut calculer le point d'impact des particules dans le calorimètre. Le premier écueil provient du fait qu'il n'y a aucun moyen de savoir à priori³ si les particules vont atteindre un des bouchons ou le tonneau.

La méthode adoptée dans le code est de calculer en premier lieu la position de la particule selon l'axe $\mathcal{O}z$ quand elle atteint le tonneau. Si cette dernière est inférieure (en valeur absolue) à la position des bouchons, c'est qu'elle a effectivement atteint le tonneau.

Pour simplifier le calcul, et parce que dans un premier temps, la valeur du temps est inutile, le point d'arrivée des particules chargées est calculé grâce à l'équation des cercles en coordonnées polaires (la coordonnée z est inutile) :

$$r = r_c \cos(\varphi - \varphi_c) + \sqrt{r_c^2 [\cos^2(\varphi - \varphi_c) - 1] + r_h^2} \quad (6.12)$$

Il suffit maintenant de chercher φ_f tel que $r = \mathbf{R}$:

$$\varphi_f = \varphi_{\pm} = \varphi_c \pm \text{Arccos}\left(\frac{\mathbf{R}^2 + r_c^2 - r_h^2}{2\mathbf{R}r_c}\right) \quad [2\pi] \quad (6.13)$$

Si $\left|\frac{\mathbf{R}^2 + r_c^2 - r_h^2}{2\mathbf{R}r_c}\right| > 1$, il n'y a évidemment pas de solution. L'impulsion transverse de la particule est insuffisante pour lui permettre d'atteindre le tonneau, elle va donc aller dans un des bouchons. Lorsque deux solutions existent, il faut trouver un moyen de

³Ce problème est crucial pour les particules qui vont atteindre le calorimètre électromagnétique près de l'interstice situé à $\eta = 1,4$.

trancher. Pour cela, il faut s'intéresser à la charge de la particule dérivant dans le champ magnétique. En effet, d'après les équations de u_x et u_y (6.7), le sens de rotation dans le plan xOy des particules de charge négative (positive), pour lesquelles $\omega < 0$ ($\omega > 0$), est positif (négatif).

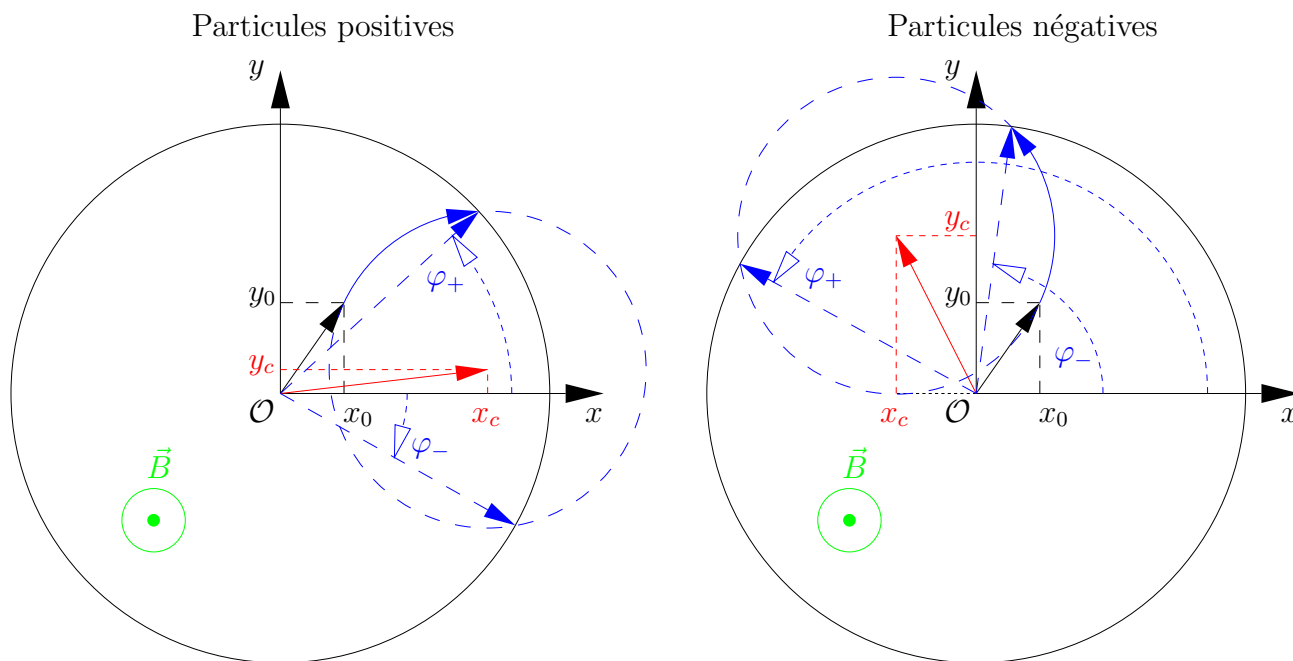


FIG. 6.3 – Représentation des solutions de l'équation (6.13). Les notations employées sont identiques à celles utilisées dans le texte. Sur le côté gauche du diagramme, la trajectoire d'une particule positive est représentée (reconnaisable à la rotation dans le sens négatif de la particule). Dans ce cas, la solution physique qui doit être retenue correspond à φ_+ . Par opposition, sur le schéma de droite représentant la trajectoire d'une particule de charge négative, la solution φ_- correspond à l'angle d'arrivée de la particule dans le calorimètre.

Or, d'après les deux schémas de la figure 6.3, représentant les positions des angles φ_{\pm} pour tous les types de charges, il apparaît que la solution à retenir est celle dont l'étiquetage correspond à la charge⁴, autrement dit, φ_+ pour les particules positives et φ_- pour les particules négatives.

De φ_f , la longueur de l'arc de cercle \hat{A} parcouru par la particule peut être calculée. En effet, la longueur de l'arc de cercle est donné par :

$$\hat{A} = 2r_h \operatorname{Arcsin} \left(\frac{\|\vec{R} - \vec{r}_i\|}{2r_h} \right) = 2r_h \operatorname{Arcsin} \left(\frac{\sqrt{R^2 + r_i^2 - 2Rr_i \cos(\varphi_f - \varphi_i)}}{2r_h} \right) \quad (6.14)$$

⁴Il faut aussi tenir compte du fait que la fonction Arcos est définie pour les intervalles $[-1, 1] \rightarrow [0, \pi]$. En conséquence, on a : $(\varphi_+ - \varphi_c) \in [0, \pi] [2\pi]$ et $(\varphi_- - \varphi_c) \in [-\pi, 0] [2\pi]$.

Avant de calculer le temps d'arrivée de la particule dans la partie centrale du calorimètre, il faut s'assurer que la particule n'a pas atteint en premier lieu un des bouchons. Or, comme tous les phénomènes de perte d'énergie sont négligés, l'angle $(\widehat{\beta_z}, \widehat{\beta_\perp})$ est constant. Par conséquent, la longueur z_ℓ parcourue parallèlement à l'axe du faisceau à la vitesse β_z et correspondant au parcours \widehat{A} dans le plan orthogonal est donnée par :

$$z_\ell = \widehat{A} \cdot \frac{\beta_z}{\beta_\perp} \quad (6.15)$$

Le valeur de z_f étant alors de : $z_f = z_c + z_\ell$. Il faut alors vérifier que $|z_f| < L_{\frac{1}{2}}$.

Si tel est le cas, la particule est bien arrivée dans le tonneau, et le temps est alors calculé comme suit :

$$\tau_f = \tau_i + \tau_{vol} = \tau_i + \frac{\widehat{A}}{\beta_\perp} \quad (6.16)$$

Dans le cas contraire, il faut calculer le temps τ_f à partir de l'équation de $z(\tau)$ (dans l'équation (6.9)) :

$$\tau_f = \frac{z(\tau_f) - z_c}{\beta_z} = \frac{\text{signe}(p_z)L_{\frac{1}{2}} - z_c}{\beta_z} \quad (6.17)$$

Toutes les composantes de la position finale de la particule sont ensuite déductibles du temps.

Enfin, toute la méthode décrite ci-dessus n'est valable que pour les particules chargées. Le mouvement des particules neutres étant rectiligne, les équations sont plus simples à résoudre.

6.2 Mesure du déplacement du point d'interaction et du temps de vol des particules

Les équations (6.8) ont été implémentées dans *Atlfast*, le code simulant le détecteur ATLAS. Les paramètres cinématiques des particules fournies par le générateur Monte-Carlo *Pythia* ont été utilisés pour calculer la trajectoire des particules dans le détecteur central d'ATLAS.

En fonction de leur point d'arrivée dans le calorimètre, le temps de propagation des particules depuis le point d'interaction est ensuite calculé, et affecté d'une incertitude (dépendant de l'énergie des particules).

La mesure du temps d'arrivée des particules dans le calorimètre est ensuite dans un premier temps utilisée pour reconstruire la position expérimentale du point d'interaction, puis pour évaluer la résolution du calorimètre sur la mesure de la vitesse d'une particule.

6.2.1 Position de la collision et temps de vol des particules

La détermination du temps de vol des particules doit maintenant être corrélée avec la position du point d'interaction des protons. Pour établir cette relation, la trajectoire des particules va d'abord être considérée comme étant linéaire. En effet, les particules de haute énergie (donc, celles qui présentent le plus d'intérêt en général dans les études de physique) sont peu déviées par le champ magnétique.

Par ailleurs, il est clair que l'essentiel de l'information sur la position du vertex est apporté par les traces de plus haute énergie puisque la résolution relative en temps est d'autant meilleure que l'énergie est élevée. Enfin, tenir compte de la courbure de la trajectoire est relativement difficile. Il faut pour cela connaître la nature de chaque particule, ce qui est impossible avec les seules informations du calorimètre électromagnétique et introduire les paramètres supplémentaires relatifs au moment de chaque particule dans les équations.

C'est la raison pour laquelle nous avons choisi dans cette étude de faire l'approximation que les traces sont des droites pour établir les formules reliant les temps d'arrivée des particules à la position du vertex. Par contre, les temps d'arrivée des particules dans le détecteurs sont eux calculés en tenant de leur courbure. Ce calcul a été détaillé dans la section 6.1.5.

Dans tous les calculs qui suivent, le déplacement du point d'interaction par rapport au centre du détecteur selon l'axe du faisceau sera noté Δz (cette grandeur est algébrique). Les temps de vol des particules arrivant soit dans le tonneau, soit dans un des bouchons sont traités séparément, mais des conditions de continuité sont imposées pour $\eta_{lim} = \text{Argsh}\left(\frac{L_{\frac{1}{2}}}{R}\right) \approx 1,58$.

Une autre approximation qui sera faite ici est de considérer dans un premier temps que toutes les particules vont à la vitesse de la lumière. C'est de toute façon presque toujours le cas des particules physiquement intéressantes dans cette étude.

6.2.1.1 Cas du tonneau

Le plus simple pour établir la relation qui nous intéresse, c'est de partir de la tangente de l'angle θ :

$$\tan(\theta) = \frac{R}{z}$$

En remplaçant ensuite z par les variables Δz et d' , la distance entre le point de l'interaction primaire et le point d'arrivée de la particule dans le tonneau, on obtient :

$$d' = R\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\tan(\theta)} - \frac{\Delta z}{R}\right)^2} \quad (6.18)$$

Enfin, en remplaçant l'angle θ par son expression en fonction de la pseudo rapidité et la distance d' par le temps :

$$t = \mathbf{R} \sqrt{1 + \left(\text{sh}(\eta) - \frac{\Delta z}{\mathbf{R}} \right)^2} \quad (6.19)$$

Dans la pratique, en tenant compte de la vitesse inférieure à c des particules, ainsi que du fait du grand nombre de particules produites secondairement, le temps utilisé prendra la forme :

$$t = \mathcal{T} \sqrt{1 + \left(\text{sh}(\eta) - \frac{\Delta z}{\mathbf{R}} \right)^2} \quad (6.20)$$

où \mathcal{T} représente pour une particule donnée le temps minimum qu'il lui faut pour atteindre le tonneau⁵. Cette normalisation du temps est rendue variable pour tenir compte des diverses sources de variation du temps de vol, à l'exemple de la vitesse des particules, de l'inflexion de leur trajectoire par le champ magnétique, de la présence de bruit de phase ou des incertitudes sur le temps en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre. Les paramètres qui seront estimés lors de l'ajustement du temps de vol seront donc \mathcal{T} et Δz .

6.2.1.2 Cas des bouchons

Dans le cas des bouchons, la méthode est quasiment la même. Pour $\eta > \eta_{lim}$, on a :

$$\tan(\theta) = \frac{r_f}{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}}$$

En exprimant la valeur de r_f en fonction de d' , Δz et $\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}$ et en passant de l'angle θ à la pseudo-rapidité, on obtient :

$$d' = \mathbf{L}_{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{1}{\text{sh}^2(\eta)} + \left(1 - \frac{\Delta z}{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}} \right)^2} \quad (6.21)$$

Pour $\eta < -\eta_{lim}$, la formule est quasiment identique à un signe près :

$$d' = \mathbf{L}_{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{1}{\text{sh}^2(\eta)} + \left(1 + \frac{\Delta z}{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}} \right)^2} \quad (6.22)$$

Au final, pour les bouchons, en imposant la continuité des fonctions en $\eta = \pm\eta_{lim}$, la formule donnant le temps dans les bouchons en fonction des mêmes paramètres que pour

⁵plus la particule est lente, plus ce temps est grand

le tonneau est :

$$t = \mathcal{T} \frac{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}}{\mathbf{R}} \sqrt{\frac{1}{\text{sh}^2(\eta)} + \left(1 - \text{signe}(\eta) \frac{\Delta z}{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}}\right)^2} \quad (6.23)$$

6.2.1.3 Fonction utilisée

Au final, le fonction $t(\eta)$ qui sera utilisée (représentée en fig. 6.4) est :

$$\left\{ \begin{array}{ll} t(\eta) = \mathcal{T} \frac{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}}{\mathbf{R}} \sqrt{\frac{1}{\text{sh}^2(\eta)} + \left(1 + \frac{\Delta z}{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}}\right)^2} & \text{si } \eta < -\eta_{lim} \\ t(\eta) = \mathcal{T} \sqrt{1 + \left(\text{sh}(\eta) - \frac{\Delta z}{\mathbf{R}}\right)^2} & \text{si } |\eta| \leq \eta_{lim} \\ t(\eta) = \mathcal{T} \frac{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}}{\mathbf{R}} \sqrt{\frac{1}{\text{sh}^2(\eta)} + \left(1 - \frac{\Delta z}{\mathbf{L}_{\frac{1}{2}}}\right)^2} & \text{si } \eta > \eta_{lim} \end{array} \right. \quad (6.24)$$

6.3 Résultats

6.3.1 Estimation de la position du point d'interaction

Une fois établie la formule du temps en fonction des paramètres à estimer, il reste à faire le choix de la méthode d'estimation. Ici, c'est la méthode des moindres carrés qui est retenue. Pour chaque événement, elle consiste à minimiser en fonction des paramètres \mathcal{T} et Δz la quantité \mathcal{Q} définie par :

$$\mathcal{Q} = \sum_i \frac{(t_i - t(\eta_i))^2}{\sigma_{t_i}^2} \quad (6.25)$$

où t_i , $t(\eta_i)$, σ_{t_i} sont respectivement le temps, la valeur du temps théorique correspondant à η_i et l'incertitude sur le temps pour chaque particule d'un événement.

La valeur de σ_{t_i} est définie à partir des données du faisceau test du tonneau électromagnétique qui permettent d'obtenir σ_t en fonction de l'énergie des particules. D'autres phénomènes rentrent normalement dans cette incertitude, comme les différences de vitesse des particules, la courbure des trajectoires, etc.

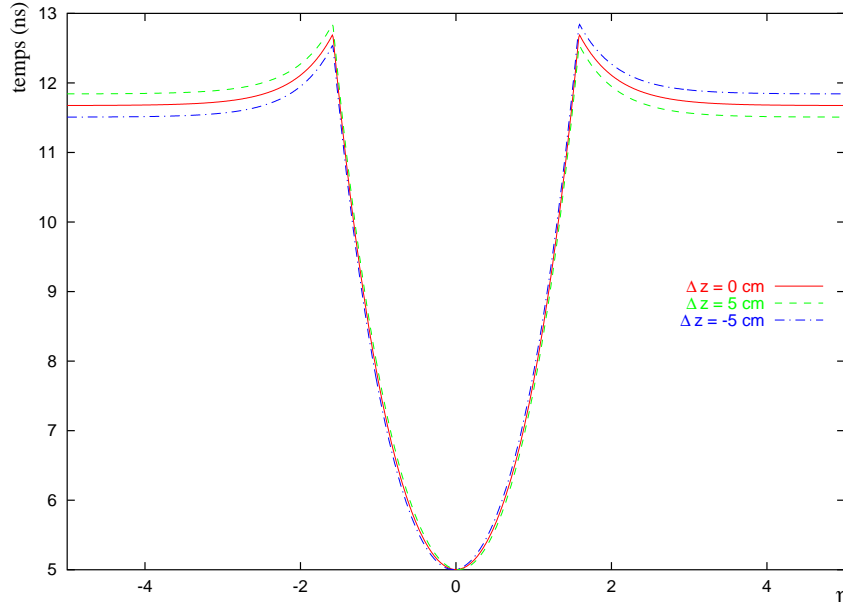


FIG. 6.4 – Temps de vol des particules pour atteindre le calorimètre électromagnétique en fonction de η . Le temps de vol dans le tonneau semble assez peu sensible à la variation de la position du point d'interaction. A contrario, les bouchons permettent d'obtenir une séparation évidente des différents cas. Pour cette raison, les données temporelles dans les bouchons doivent être les plus précises possible.

En pratique, et en vue de simplifier les calculs, seule l'incertitude dépendant de l'énergie des particules est implémentée (elle est dominante pour les particules de faible énergie). Bien évidemment, le « *smearing* » des temps en fonction de l'énergie est lui aussi implémenté.

La fonction du temps en fonction de la pseudo-rapacité n'est pas optimale pour obtenir une convergence de la méthode des moindres carrés, car elle est fortement non-linéaire, et non dérivable en deux points. Pourtant, grâce au paquetage MINUIT [36], les échecs de convergence restent rares ; de l'ordre de 0,1 % en moyenne.

6.3.2 Dispersion du point d'interaction dans le détecteur ATLAS

Le LHC délivre des paquets de protons dont la forme est gaussienne. L'extension des paquets est surtout importante le long de l'axe du faisceau, et très réduite orthogonalement. Dans leur configuration nominale (cf. [14]), les paquets mesurent⁶ 7,55 cm longitudinalement et 16,63 μm transversalement. Dans notre simulation, la valeur de l'écart type de la position du point d'interaction n'est que de 5,6 cm, conformément aux spécifications du LHC au moment où celle-ci a été réalisée.

Dans la simulation, il a fallu implémenter la variation de la position du point d'interaction dans le programme Atlfast (possibilité non-prévue à l'origine), ce qui n'a été fait que

⁶Les valeurs données ici sont celle de l'écart type des paquets en les considérant comme étant gaussiens (ce qui n'est pas tout à fait le cas).

le long du faisceau, les variations transverses étant négligeables (de l'ordre de 0,02 % des variations longitudinales). À chaque événement, la variation de position de la collision le long du faisceau est calculée aléatoirement selon une gaussienne correspondant à la taille des paquets (l'amplitude de la variation de position est modifiable).

Pour chaque collision, le déplacement du point d'interaction par rapport au centre du détecteur est estimé à partir d'une minimisation de la fonction décrite par l'équation (6.24) pour chaque particule ayant déposé plus de 1 GeV (en deçà de cette valeur, les incertitudes sur la mesure du temps sont trop importantes). Le temps d'arrivée de chaque particule ainsi que sa position d'arrivée (en fait, la position de la cellule d'arrivée) dans le calorimètre sont calculées (ainsi que les erreurs pour le temps).

À partir des temps et des positions, la fonction $t(\eta)$ permet d'estimer le paramètre Δz représentant le déplacement du point de collision selon l'axe du faisceau par rapport au centre du détecteur ATLAS. Au final, la valeur estimée sera comparée à la valeur réelle.

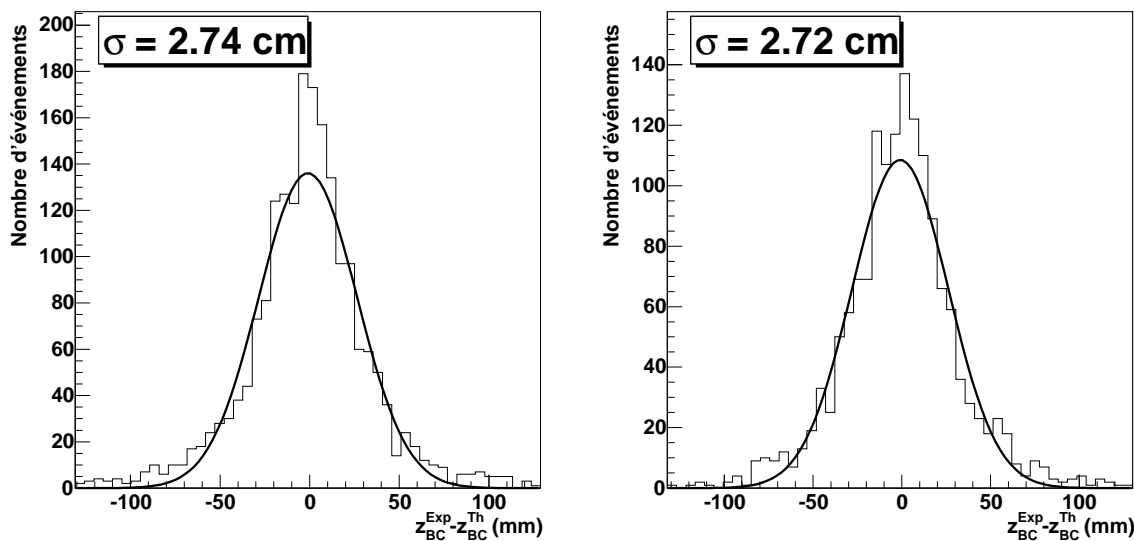


FIG. 6.5 – Distributions de la différence entre position calculée et réelle du point d'interaction pour deux coupures différentes en énergie, sans le bruit de phase dû à la chaîne électronique, avec les mêmes coupures que la figures 6.6. Les coupures sur l'énergie ont dans ce cas peu d'effet, et la résolution est au moins deux fois meilleur qu'avec le bruit de phase.

Sans le bruit de phase, une coupure sur l'énergie des cellules du calorimètre électromagnétique n'améliore pas la précision sur la position du point d'interaction obtenu par la simulation (voir figure 6.5). Par contre, en présence d'un bruit de phase de 100 ps RMS, la coupure sur l'énergie est très importante pour la qualité du résultat (voir figure 6.6). En effet, cette coupure retire beaucoup de particules (la plupart d'entre elle ayant une faible énergie), mais en même temps, elle ne conserve que celles dont la précision en temps est la meilleure. Évidemment, il faut tout de même garder un nombre conséquent de particules pour réaliser l'estimation, et donc, trouver une coupure correctement adaptée.

Cette coupure a aussi un effet pervers : les particules les plus énergétiques sont en général produites à grand $|\eta|$, donc hors de la zone d'intérêt dans la majorité des analyses

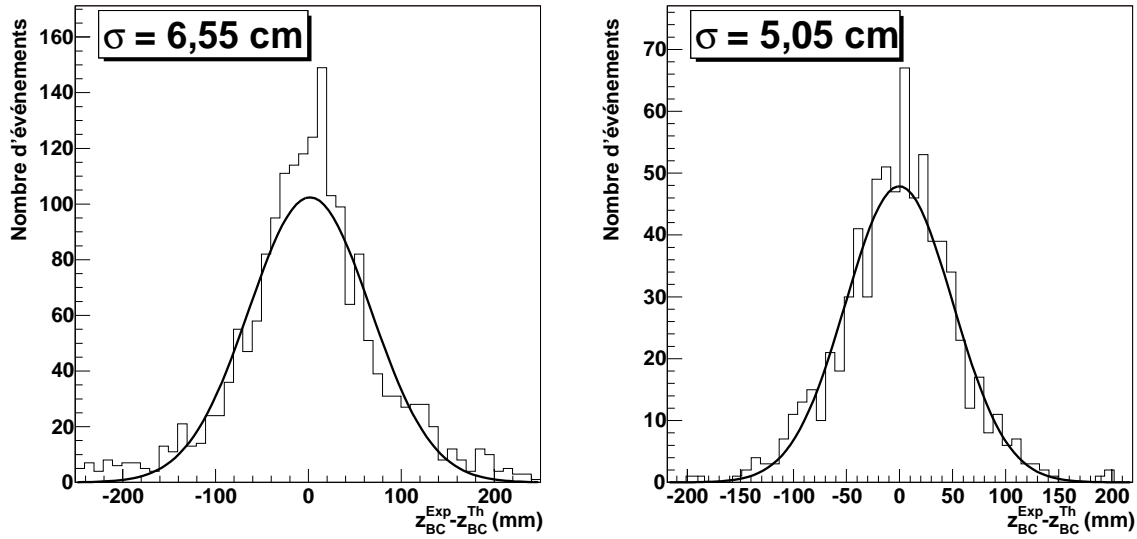


FIG. 6.6 – Distributions de la différence entre position calculée et réelle du point d’interaction pour deux coupures différentes en énergie. Sur l’exemple de gauche, les cellules ayant recueillies plus de 1 GeV sont utilisées, alors que sur la droite, la coupure est réalisée à 10 GeV. Le passage de cette coupure de 1 à 10 GeV permet de gagner 1,5 cm sur la résolution du point d’interaction. Globalement, la précision atteinte ici est du même ordre de grandeur que la variation naturelle de la position du point collision.

(coupure standard $|\eta| \leq 2, 5$). D’autre part, les données des bouchons sont aussi favorisés dans la mesure où ils sont plus discriminants dans l’estimation du paramètre Δz , comme le montre la figure 6.4, où l’on distingue que la partie centrale parabolicoïdale de la courbe, due au tonneau, est beaucoup moins discriminante que les arcs d’hyperboloïde sur les côtés, dus aux bouchons.

Cette prépondérance des bouchons pour l’évaluation peut être complémentaire des données sur le vertex principal obtenues par les détecteurs internes, pour lesquels les pseudo-rapidités faibles sont prépondérantes (évidemment, la précision obtenue est par contre sans commune mesure, les détecteurs internes étant bien plus performants que le calorimètre électromagnétique dans ce domaine).

6.3.3 Erreur sur le temps de vol

En plus d’obtenir une estimation de la position du vertex, notre simulation permet aussi d’évaluer l’incertitude sur le temps d’arrivée des particules dans le calorimètre. Ceci sera un outil lors du démarrage de l’expérience pour rejeter des particules provenant d’interactions parasites. Il sera à plus long terme également possible de rechercher des sleptons lourds caractérisés par un long temps de vol. De telles particules peuvent exister dans certains modèles supersymétriques (voir [37]). Cette dernière étude a été effectuée en utilisant le spectromètre à muons dont la résolution temporelle est de l’ordre de 1 ns, pour un temps de vol de 15 ns à 30 ns. Ceci correspond à une résolution relative de 3 % à 7 %.

Une résolution comparable sera obtenue par le calorimètre électromagnétique pour un dépôt d'environ 50 GeV, étant donné la dépendance de la résolution en temps en fonction de l'énergie déposée (voir équation (6.10)).

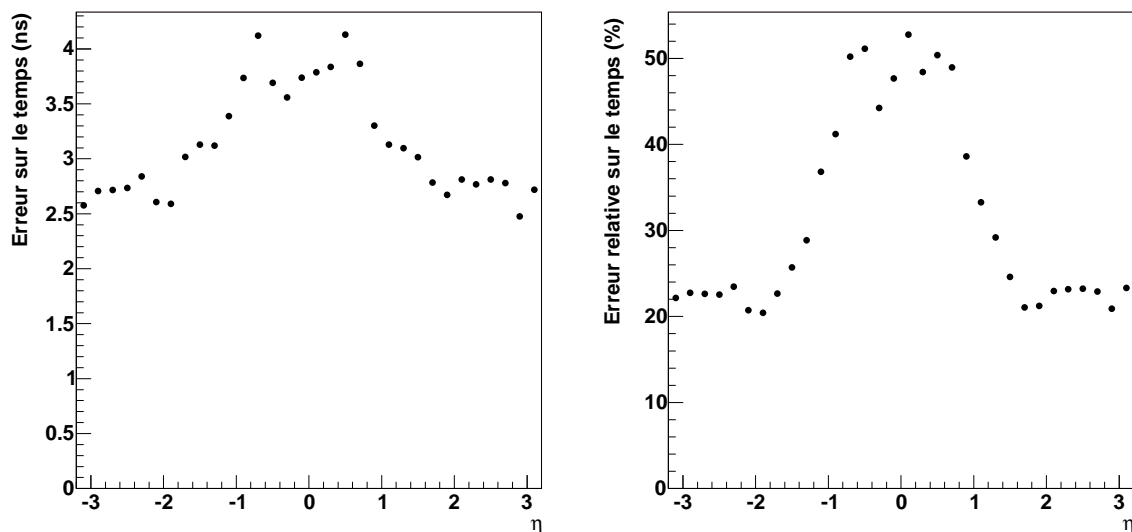


FIG. 6.7 – Erreurs absolue et relative (respectivement à gauche et à droite) sur le temps d'arrivée des particules de basse énergie dans le calorimètre en fonction de η . L'énergie des particules est comprise entre 1 et un peu plus de 2 GeV, ce qui explique que les incertitudes relatives soient plutôt élevées. De plus, la variation des erreurs absolues étant plus faibles que celle du temps, ce sont donc ces dernières qui dominent les variations en fonctions de η des erreurs relatives.

On notera que dans la simulation, l'incertitude sur le temps ne dépend que de l'énergie des particules, étant tiré des données de [34] qui n'évalue cette quantité que dans une cellule.

Or, l'énergie dans les cellules variant en fonction de η , une variation de l'erreur sur le temps devrait être visible en fonction de η dans la simulation. C'est ce qu'on peut constater par exemple sur le partie gauche de la figure 6.7, où une variation de l'erreur sur le temps d'environ 1,5 ns est visible.

En ce qui concerne la variation des erreurs relatives sur le temps de vol, elles sont dominées par les variations globales de celui-ci, qui est de l'ordre de 8 ns (cf. équation (6.24) et figure 6.4).

Conclusions

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à plusieurs aspects du calorimètre électromagnétique d'ATLAS :

- tout d'abord nous avons montré comment l'analyse de données de tests en faisceau peuvent être utilisées afin de s'assurer que les performances nécessaires pour les analyses physiques auprès du LHC seront bien obtenues. Nous avons aussi montré comment l'étude de la réponse du détecteur aux muons fournit un outil de diagnostic complémentaire des électrons ;
- nous avons participé au développement d'un banc de test destiné à évaluer les performances du circuit récepteur d'horloge et des signaux de déclenchement (TTCrx). Nous avons pu ainsi nous assurer que les performances de ce circuit sont adéquates pour son utilisation par la calorimétrie à argon liquide, et évaluer les effets de ses imperfections sur la reconstruction du détecteur ;
- enfin, nous avons développé dans le cadre de la simulation rapide d'ATLAS un outil permettant de reconstruire de façon simple et rapide la position des vertex principaux des événements, en mettant à profit la mesure du temps d'arrivée des particules possible avec les calorimètres électromagnétiques d'ATLAS. Il est concevable qu'un tel outil prendra tout son sens lors du démarrage de l'expérience, dans la mesure où il sera sans doute plus facile à faire fonctionner rapidement et moins sensible au bruit de fond machine que les outils traditionnels basés sur la reconstruction de traces chargées dans le détecteur interne.

Il reste maintenant à appliquer notre outil de reconstruction de vertex à quelques canaux de physique.

Annexe A

Le filtrage optimal

Comme on l'a vu dans le chapitre 3, les caractéristiques conjuguées du LHC et d'ATLAS imposent l'utilisation d'une mise en forme rapide des signaux d'électronique. Les signaux d'électronique sont ainsi plus bruités que ceux d'expériences similaires à ATLAS mais utilisant des amplificateurs de charge.

Pour contourner ce problème, il a été décidé que les signaux seraient analysés via la méthode du filtrage optimal. Dans son principe, cette méthode est très simple, et peut s'appliquer à toute expérience basée sur une électronique numérique avec échantillonnage du signal.

Le but de la méthode est de combiner linéairement les différents échantillons du signal de façon à réduire l'incidence des bruits de diverse nature. Dans le cas d'ATLAS, ces bruits sont :

- le bruit électronique, dû à l'agitation thermique des électrons de conduction. Ce bruit est dominant à basse luminosité ;
- le bruit d'empilement, dû à la succession rapprochée des événements, prépondérant à haute luminosité.

A.1 Principe

Dans ce qui suit, on supposera que le signal à échantillonner en l'absence de bruit est de la forme :

$$s(t) = Af(t) \tag{A.1}$$

où $f(t)$ est une normalisation de signal de sortie. Le coefficient A varie linéairement avec l'énergie déposée par les particules dans chaque voie de lecture du détecteur dans le cas idéal.

L'échantillonnage des signaux dans ATLAS est réalisé de façon synchrone à partir d'une horloge envoyée à toutes les expériences. Avec les variations de temps d'arrivée des

particules dans le détecteur, la synchronisation des signaux avec cette horloge ne sera pas parfaite, ce qui demande d'introduire un terme de retard dans l'équation (A.1).

Il faut rajouter à celà les divers bruits affectant le signal, représentés par une fonction $g(t)$, majoritairement électronique et d'empilement dans le cas d'ATLAS. L'équation décrivant le signal devient alors :

$$s(t) = Af(t - \tau) + g(t) \quad (\text{A.2})$$

Au niveau des cinq échantillons pris à des temps t_i dans l'expérience ATLAS et en utilisant un développement de Taylor à l'ordre un, la formule (A.2) peut être simplifiée ainsi :

$$s(t_i) = Af(t_i) - A\tau f'(t_i) + g(t_i) \quad (\text{A.3})$$

La méthode du filtrage optimal va consister à trouver deux estimateurs, un de l'énergie et l'autre du retard à partir de combinaisons linéaires des échantillons $s(t_i)$ du signal. Appelons u et v les deux estimateurs, ils prendront les formes suivantes :

$$\begin{aligned} u &= \sum_{i=1}^5 a_i s(t_i) \\ v &= \sum_{i=1}^5 b_i s(t_i) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

En comparant les équations (A.3) et (A.4), le choix le plus simple semble de prendre u comme estimateur de A et de v celui du produit $A\tau$.

Ce choix conduit à imposer les contraintes suivantes en considérant les moyennes des estimateurs, en gardant à l'esprit que la moyenne du bruit est nulle :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^5 a_i f(t_i) &= 1, & \sum_{i=1}^5 a_i f'(t_i) &= 0 \\ \sum_{i=1}^5 b_i f(t_i) &= 0, & \sum_{i=1}^5 b_i f'(t_i) &= -1 \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

La variances des estimateurs u et v peuvent aussi être calculées :

$$\begin{aligned} \mathcal{V}[u] &= \sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^5 a_i a_j R(t_i - t_j) \\ \mathcal{V}[v] &= \sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^5 b_i b_j R(t_i - t_j) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

où $R(t_i - t_j)$ est l'autocorrélation du bruit, et dans le cas d'ATLAS, la matrice $R_{ij} = R(t_i - t_j)$ est composée de la somme des fonctions d'autocorrélation des bruits thermique et d'empilement. Cette fonction d'autocorrélation permet de définir les propriétés temporelles du bruit, et sa transformée de Fourier, appelée densité spectrale de bruit, ses propriétés fréquentielles.

Les coefficients a_i et b_i sont obtenus en minimisant les variances de u et v (par la méthode des multiplicateurs de Lagrange) définies par l'équation (A.6) en tenant compte des contraintes imposées en (A.5).

Comme on l'a vu sur la figure 3.13, les cinq échantillons choisis sur le signal de sortie sont espacés de 25 ns, le premier échantillon se situant au début du signal, et le troisième au maximum du pic.

En présence uniquement de bruit thermique, le filtrage optimal donne un poids presque équivalent à tous les a_i en suivant globalement la forme du signal, tandis que les poids b_i suivent plutôt la dérivée du signal, les premiers étant positifs, et les derniers négatifs, les plus importants en valeur absolue correspondant à peu près aux points d'inflexion du signal.

Le bruit d'empilement privilégie plutôt l'échantillon du pic pour l'estimateur de l'énergie, ce qui peut se comprendre car l'empilement arrive à chaque collision à la même fréquence que l'échantillonnage du signal. Dans ce cas précis, ne tenir compte que de l'échantillon du pic permet d'éviter l'empilement.

Pour les coefficients b_i en présence du bruit d'empilement, les résultats sont plus difficilement interprétables. Il semble que le deuxième échantillon, situé dans la montée du signal, soit privilégié, les autres coefficients ayant un poids négatif et inférieurs en valeur absolue.

Annexe B

Les Non-Linéarités

Plusieurs méthodes permettent de caractériser la qualité des Convertisseur Analogiques-Numériques (CAN) ou des Convertisseurs Temps-Numériques (CTN). Dans cette annexe, seules les non-linéarités seront abordées. Deux types de non-linéarités sont en général distingués : les Non-Linéarités Différentielle (DNL) et Intégrale (INL).

B.1 Convertisseur numérique

Un convertisseur permet comme son nom l'indique de transformer une grandeur (amplitude d'un signal, temps, etc.) en une valeur numérique (sous forme binaire généralement). Les exemples les plus connus sont le convertisseur analogique numérique (qui convertit les tensions ou des quantités de charge) et le convertisseur temps numérique (qui convertit un temps).

Un convertisseur ne permet de convertir des entrées que sur une gamme limitée de tension (ou temps, intensité, etc.), disons entre V_{min} et V_{max} . L'amplitude de la gamme vaut $\Delta V = V_{max} - V_{min}$.

Une autre caractéristique importante est le nombre de niveaux logiques qu'il permet de distinguer. Ce nombre est donnée par 2^N , où N est le nombre de bits du convertisseur. Ainsi, un convertisseur 2 bits permettra de distinguer 4 niveaux logiques, tandis qu'un CAN de 10 bits pourra en discerner 1024. Le premier échelon est fixé à 0, et le plus élevé à $2^N - 1$.

Le pas de quantification q représente la variation d'entrée nécessaire pour changer d'une unité la valeur du code de sortie du convertisseur. Sa valeur est donnée par la formule suivante :

$$q = \frac{\Delta V}{2^N}$$

Pour un codeur parfait, chacun des pas de codage du i^e code est strictement identique, et la fonction de transfert du convertisseur suit la relation suivante pour tout

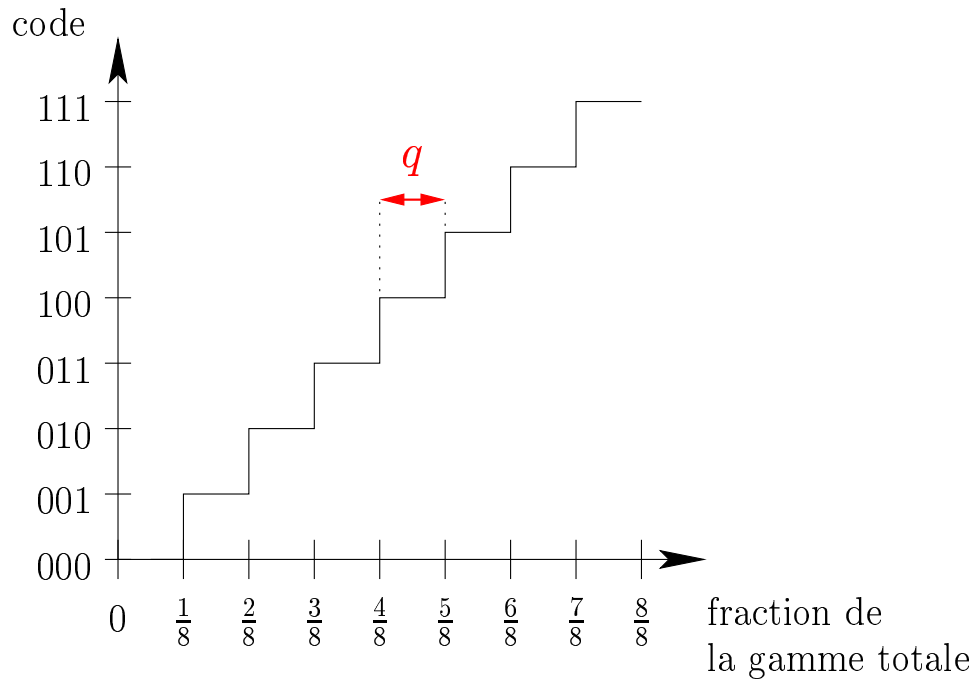


FIG. B.1 – *Le convertisseur 4 bits analogique numérique parfait.*

$V \in [V_{min}, V_{max}[:$

$$i = E \left(\frac{V - V_{min}}{q} \right). \quad (\text{B.1})$$

Donc, pour le codeur parfait, les pas d'échantillonnage sont tous rigoureusement égaux. Les codeurs utilisés en pratique ne sont pas parfaits, et le pas de codage n'y est donc pas constant.

La caractérisation de ces irrégularités passe par la mesure des non-linéarités différentielle et intégrale.

Un convertisseur parfait est telle que représenté sur le figure B.1.

B.2 Non-linéarité différentielle

La non-linéarité différentielle mesure la valeur réelle de chaque pas normalisé par la valeur théorique. Une définition commode de la non-linéarité différentielle pour chaque pas de conversion i est donnée par :

$$DNL(i) = \frac{q(i+1) - q(i)}{q} \quad (\text{B.2})$$

chaque $q(i)$ représentant une valeur d'entrée où se produit une transition du convertisseur. Généralement, la valeur retenue pour caractériser la non-linéarité différentielle d'un convertisseur est la plus grande valeur des $DNL(i)$.

Une autre définition est aussi souvent utilisée pour la non-linéarité différentielle :

$$DNL'(i) = \frac{q(i+1) - q(i) - q}{q} = DNL(i) - 1 \quad (\text{B.3})$$

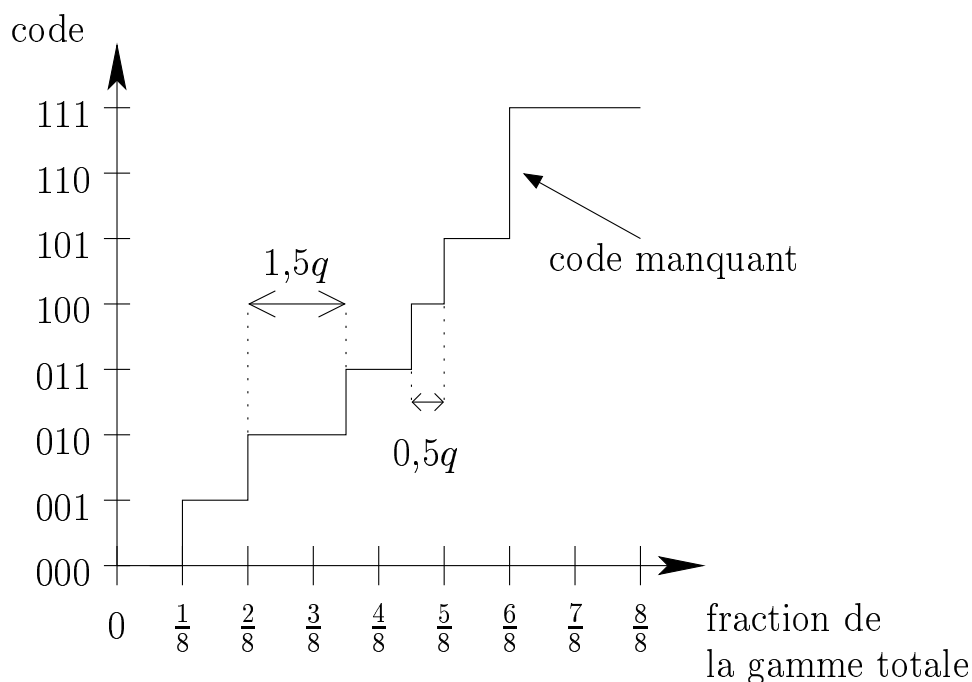


FIG. B.2 – Un exemple de DNL. Dans le cas de la transition du palier 2 valant $1,5q$, la DNL vaut $1,5$ et la DNL' $0,5$. Pour le palier 4, on a $DNL = 0,5$ et $DNL' = -0,5$. Enfin, pour le sixième palier manquant, les valeurs de DNL et DNL' sont respectivement de 0 et -1 .

B.3 Non-linéarité intégrale

Une autre forme de caractérisation des imperfections des CAN est le non-linéarité intégrale, qui consiste à comparer la forme de la fonction de transfert à celle d'un convertisseur parfait.

Pour cela, à chaque transition, on mesure l'écart normalisé entre la position de la transition effective et celle attendue (voir fig. B.3).

Une manière simple d'obtenir l'INL est de la définir à partir de la DNL :

$$INL(i) = \sum_{j < i} DNL'(j) \quad (\text{B.4})$$

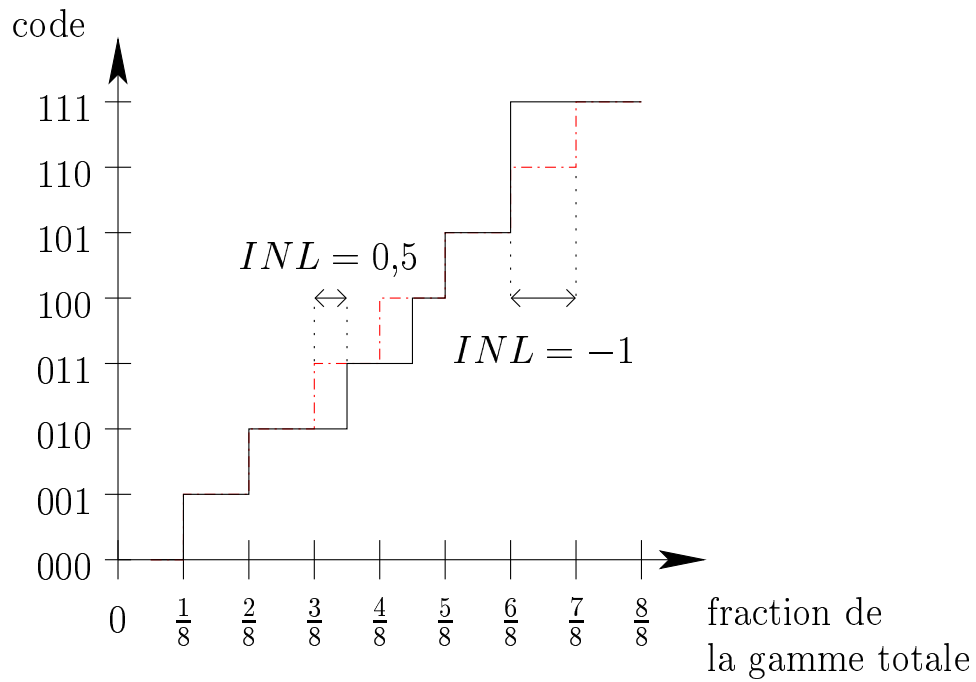


FIG. B.3 – Un exemple d'INL. La courbe en tirets et pointillés représente la fonction de transfert d'un CAN parfait.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier M. Augustin de m'avoir accueilli au sein du LPNHE pour que j'y réalise ma thèse.

Je voudrais aussi remercier mon directeur de thèse, Philippe Schwemling, qui m'a toujours encouragé et soutenu.

Au sein du LPNHE, j'ai grandement apprécié de travailler avec tous les membres de l'équipe ATLAS, qu'ils soient chercheurs, ingénieurs ou techniciens. Un grand merci à Fabrice avec qui j'ai mené à bien l'étude des muons, et à Olivier, David, Marc et Jean-Marc pour leur aide sur le TTCrx.

Une mention spéciale aux membres de la mécanique du laboratoire avec qui j'ai passé de très bons moments au CERN, en particulier Bernard Canton, Didier Laporte et Didier Steyaert.

Lors des tests en faisceau, l'aide fournie par les membres d'ATLAS m'a été précieuse, et je tiens à remercier en particulier Laurent Serin et Dirk Zerwas qui m'ont aidé lors de l'étude des muons, à la fois en me garantissant d'avoir une quantité de muons suffisante pendant les tests et pour leur aide et leurs suggestions.

La collaboration avec les autres doctorants du laboratoire a été très enrichissante, autant sur le plan professionnel que personnel, et je leur souhaite à tous bonne chance.

Sur un plan plus personnel, je remercie mes parents et mon frère Xavier pour leur soutien pendant mes années de thèse, sans eux, je n'aurais pas eu le courage d'aller à son terme.

Enfin, je tiens aussi à saluer chaleureusement les « rôlistes » avec qui j'ai joué ces dernières années : Adeline, Gérald, Luc, Rodolphe et Yann.

Bibliographie

- [1] A. Camard, F. Hubaut, B. Laforge et P. Schwemling. « *Study of the EM Barrel Module 0 with muons* ». ATL-LARG-2001-017. 14 mai 2001.
- [2] A. Camard, B. Laforge et P. Schwemling. « *Study of DMILL TTCrx ASICs properties* ». ATL-LARG-2003-001. 12 décembre 2002.
- [3] S. Eidelman et al. « *Review of particle physics* ». *Phys. Lett.*, B592 : 1, 2004.
- [4] « *ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 1* ». CERN-LHCC-99-14.
- [5] V. M. Abazov et al. « *Improved W boson mass measurement with the D0 detector* ». *Phys. Rev.*, D66 : 012001, 2002.
- [6] Collaborations CDF et DØ. « *Combination of CDF and D0 results on W boson mass and width* ». *Phys. Rev.*, D64 : 052001, 2001.
- [7] M. Smizanska. « *ATLAS : B Physics Reach* ». SN-ATLAS-2003-033. 16 juin 2002.
- [8] S. Robins. « *Measuring b-b correlations in ATLAS* ». ATL-PHYS-2000-026. 18 février 2000.
- [9] R. Barate et al. « *Observation of an excess in the search for the standard model Higgs boson at ALEPH* ». *Phys. Lett.*, B495 : 1–17, 2000.
- [10] M. Acciari et al. « *HIGGS candidates in e^+e^- interactions at $\sqrt{S} = 206,6$ GeV* ». *Phys. Lett.*, B495 : 18, 2000.
- [11] P. Abreu et al. « *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP in the year 2000* ». *Phys. Lett.*, B499 : 23–37, 2001.
- [12] G. Abbiendi et al. « *Search for the Standard Model Higgs Boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{S} \simeq 192-209$ GeV* ». *Phys. Lett.*, B499 : 23–37, 2001.
- [13] D. R. Tovey. « *Inclusive SUSY searches and measurements at ATLAS* ». *Eur. Phys. J. direct*, C4 : N4, 2002.
- [14] LTC. « *LHC Parameters for Nominal Proton Performance Version 4.0 (document accessible depuis le site EDMS du CERN)* ». http://edms.cern.ch/cedar/plsql/navigation.tree?cookie=2705567&p_top_id=1205733706&p_top_type=P&p_open_id=1671261951&p_open_type=P .
- [15] J. B. Jowett, J. M. Jeanneret et K. Schindl. « *Heavy ion beams in the LHC* ». Prepared for Particle Accelerator Conference (PAC 03), Portland, Oregon, 12-16 mai 2003.

- [16] D. Brandt. « *Review of the LHC ion programme* ». CERN-LHC-PROJECT-REPORT-450.
- [17] R. Hawkings. « *The ATLAS inner detector and flavour tagging performance* ». SN-ATLAS-2003-026. 10 juin 2003.
- [18] B. Caron. « *Hadronic Calorimetry and Jet/tau/ETmiss Performance Studies in ATLAS* ». SN-ATLAS-2003-029. 09 juillet 2003.
- [19] L. Pontecorvo. « *The ATLAS Muon Spectrometer* ». SN-ATLAS-2003-030. 22 juin 2003.
- [20] U. Bratzler. « *High-Precision, Large-Volume, Particle Tracking* ». IEEE Nuclear Science Symposium, Toronto, Canada ; 10 novembre 1998.
- [21] R. Hauser. « *The ATLAS Trigger system* ». SN-ATLAS-2003-027. 16 juin 2003.
- [22] K. Hagiwara et al. « *Review of particle physics* ». *Phys. Rev.*, D66 : 010001, 2002.
- [23] B. Aubert et al. « *Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0* ». *Nucl. Instrum. Meth.*, A500 : 202–231, 2003.
- [24] B. Sitar, G. I. Merson, V. A. Chechin et Yu. A. Budagov. « *Ionization measurements in high-energy physics* ». Berlin, Germany : Springer (1993) 337 p. (Springer tracts in modern physics : 124).
- [25] T. Davidek et R. Leitner. « *Parametrization of the Muon Response in the Tile Calorimeter* ». ATL-TILECAL-97-114. 10 avril 1997.
- [26] L. Neukermans, P. Perrodo et R. Zitoun. « *Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration* ». ATL-LARG-2001-008. 31 février 2001.
- [27] C. de La Taille et L. Serin. « *Temperature dependance of the ATLAS electromagnetic calorimeter signal. Preliminary drift time measurement* ». ATL-LARG-95-029. 22 novembre 1995.
- [28] ASAT. « *fpBGA (Fine Pitch Ball Grid Array)* ». Document sur la norme fpBGA. <http://ttc.web.cern.ch/TTC/fpBGA.pdf> .
- [29] RD-12 Collaboration. « *RD-12 Timing, Trigger and Control Systems for LHC Detectors* ». <http://ttc.web.cern.ch/TTC/TTCmain.html#Transmitters> .
- [30] Motorola. « *MC10H116 Triple Line Receiver data sheet* ». <http://www.onsemi.com/pub/Collateral/MC10H116-D.PDF> .
- [31] W.E. Cleland et E.G. Stern. « *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment* ». *Nucl. Instrum. Meth.*, A338 : 467–497, 1994.
- [32] R. Zitoun. « *Use of optimal filtering in the 1999 data* ». ATL-LARG-2001-003. 26 octobre 2000.
- [33] E. Richter-Was, D. Froidevaux et L. Poggioli. « *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS* ». ATL-PHYS-98-131. 10 novembre 1998.

- [34] I. Nikolic-Audit et L. Serin. « *Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter* ». ATL-LARG-2004-002. janvier 2004.
- [35] J. A. Budagov, Yu. A. Kulchitskii, M. V. Kuzmin, M. Nési et V. B. Vinogradov. « *Hadron Energy Reconstruction for the ATLAS Barrel Prototype Combined Calorimeter in the Framework of the Non-parametrical Method* ». ATL-TILECAL-2000-005. 09 février 2000.
- [36] F. James et M. Roos. « *'MINUIT' a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations* ». *Comput. Phys. Commun.*, 10 : 343–367, 1975.
- [37] S. Ambrosanio, B. Mele, S. Petrarca, G. Polesello et A. Rimoldi. « *Measuring the SUSY breaking scale at the LHC in the slepton NLSP scenario of GMSB models* ». *JHEP*, 01 : 014, 2001.