Numéro d'ordre : 3024

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

École doctorale des sciences physiques et de l'ingénieur

PAR

Johan BREGEON

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

Spécialité : astronomie – astrophysique

Contribution à l'étalonnage en énergie du calorimètre du GLAST-LAT et qualification des modèles de cascades hadroniques disponibles sous GEANT4

Soutenue le : 30 Septembre 2005
Après avis de :

M. CHBIHI A.	Directeur de Recherche CNRS	Rapporteurs
M. LAUTRIDOU P.	Chargé de Recherche CNRS	

Devant la commission d'examen formée de :

Mme ALEONARD MM.	Professeur	Présidente
M. SMITH D.	Directeur de Recherche CNRS	Rapporteur
M. CHBIHI A.	Directeur de Recherche CNRS	Examinateurs
M. LAUTRIDOU P.	Chargé de Recherche CNRS	
M. LOTT B.	Chargé de Recherche CNRS	
M. LEDOUX X.	Ingénieur Chercheur CEA	

2005 - Centre d'études nucléaires
de Bordeaux Gradignan

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit n'aurait certainement jamais abouti sans l'aide d'une multitude de personnes, chacune nécessaire à un niveau différent, mais toutes absolument nécessaires. Que toutes ces personnes trouvent dans ces quelques lignes l'expression de toute ma gratitude.

Je tiens tout d'abord à remercier Benoît Lott pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et pour m'avoir permis de le mener à terme. Je remercie aussi l'ensemble du groupe Astroparticules du CENBG qui m'a accueilli en son sein durant ces trois années : David Smith, pour son indispensable soutient et le travail réalisé en commun sur l'écriture d'un nouveau système d'acquisition de données et Thierry Reposeur qui m'a accompagné de près durant mes errements et mes pérégrinations, ayant toujours à portée de main quelque morceau de chocolat pour les passages difficiles. Denis Dumora reçoit aussi toute ma gratitude pour ses indispensables rappels de physique clairs et précis lorsque les objectifs se noient dans les lignes de code.

Je n'oublie pas non plus Elisabeth Brion qui a réalisé sa thèse en même temps que moi, dans le même bureau, qui m'a permis de garder un oeil sur l'astronomie-γ et les détecteurs Cherenkov, et avec qui j'ai partagé tous les moments d'une vie de thésard.

Je remercie d'autre part l'ensemble du personnel du laboratoire : tous ont eu leur rôle à jouer au cours de ma thèse, les services techniques comme les administratifs, qu'ils sachent que j'ai apprécié leur compétence. Je remercie aussi particulièrement Bernard Hass, directeur du CENBG, qui fût présent pour moi au moment opportun, ainsi que les membres du groupe Noyaux Exotiques, Bertram Blank, Jérôme Giovinazzo et Grégory Canchel qui m'ont apporté leur expertise et leur soutient pour l'expérience menée au GSI.

En effet, au cours de ma thèse, j'ai eu la chance de participer à trois expériences sous faisceau dans trois grands accélérateurs européens, le GANIL, le GSI et le CERN. Je tiens ici à remercier toutes les personnes ayant contribué à la réussite de ces expériences, tant les services techniques que les chercheurs, toutes nations confondues. En particulier, je remercie Joël Galin et Alain Peghaire du GANIL, Klaus Sümmerer du GSI, ainsi que Didier Bédérède, Régis Terrier, Michela Prest et Eric Vallazza pour l'expérience au CERN.

Travailler au sein de la collaboration GLAST fût pour moi une riche expérience, et je tiens donc à remercier dans l'ensemble tous ses membres. Je remercie particulièrement Berrie Giebels et Frédéric Piron pour leur collaboration au cours de diverses étapes de ma thèse. Je me dois aussi de remercier très chaleureusement Eric Grove du NRL et Francesco Longo de l'INFN, avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer et qui m'ont depuis lors apporté un soutient constant.

Je veux aussi remercier grandement Abdelouahad Chbihi et Pascal Lautridou, rapporteurs de ma thèse, pour leurs conseils avisés et leur enthousiasme : leur avis fût, et est encore des plus précieux à mes yeux. De même, je remercie chaleureusement les autres membres du jury, Marie-Madeleine Aléonard et Xavier Ledoux, pour leurs remarques constructives qui m'ont permis d'améliorer ce manuscrit.

Une thèse, c'est aussi une partie d'une vie, et je tiens donc à remercier mes parents, mon frère et ma soeur, pour m'avoir soutenu et supporté tout au long de

mes études. Que mes amis sachent aussi qu'ils ont contribué à cette thèse, dès lors je ne leur dirai qu'une chose : See you in the tube... ce qui m'amène ici à rendre hommage à quelques personnages importants (bien que quelque peu éthérés) tels que LL, Jigoro Kano, Neptune et Poséidon, sans qui jamais je n'aurai pu réaliser cette thèse.

Je remercie finalement tous ceux qui le méritent et que j'ai pourtant osé oublier en écrivant ces lignes : Merci !

Parler rarement est conforme à la nature.

Un tourbillon ne dure pas toute la matinée.
Une averse ne dure pas toute la journée.
Qui les produit ? Le ciel et la terre.
Si les phénomènes du ciel et de la terre ne sont pas durables,
Comment les actions humaines le seraient-elles ?

Qui va vers le Tao, le Tao l'accueille.
Qui va vers la Vertu, la Vertu l'accueille.
Qui va vers la perte, la perte l'accueille.

Tao-tö king, Chapitre XXIII, Lao-Tseu

Table des matières

Remerciements **4**

Table des matières **7**

Notations et Acronymes **13**

Introduction **17**

I Astronomie Gamma 19

1 Généralités **21**

1.1 Historique 21
1.2 Méthodes observationnelles 22
1.2.1 Les satellites : l'exemple d'EGRET 22
1.2.2 Les télescopes au sol : l'exemple de HESS 23
1.2.3 Couverture du ciel 24
1.3 Rappels de physique 25
1.3.1 Processus de Fermi 25
1.3.2 Désintégration de π_0 27
1.3.3 Rayonnement de freinage 27
1.3.4 Rayonnement de courbure 28
1.3.5 Emission synchrotron 28
1.3.6 Diffusion Compton inverse 29

2 Les sources émettrices de rayons γ **30**

2.1 Sources galactiques 30
2.1.1 Le soleil 30
2.1.2 Pulsars 31
2.1.3 Restes de supernova et Plérions 38
2.1.4 Emission diffuse galactique 40
2.2 Sources extragalactiques 41
2.2.1 Noyaux Actifs de Galaxie 41
2.2.2 Sursauts Gamma 46
2.2.3 Emission diffuse extragalactique 49
2.2.4 Matière noire 51
2.3 Etat des lieux 51

3 Le rayonnement cosmique **53**
3.1 Protons, hélium et ions lourds 53
3.2 Electrons et positrons 53
3.3 Albédo γ 54

II GLAST **57**

4 Le satellite **59**
4.1 Présentation 59
4.2 Les contraintes du spatial 60
4.2.1 Masse 60
4.2.2 Puissance électrique 61
4.2.3 Transmission des données 62
4.2.4 Phase de lancement 62

5 Le Moniteur de sursaut Gamma **63**
5.1 Intérêt 63
5.2 Détecteurs 64
5.2.1 NaI 64
5.2.2 BGO 64
5.3 Données 65
5.3.1 Déclenchement 65
5.3.2 Localisation 66
5.3.3 Spectre et courbe de lumière 66

6 Le LAT **68**
6.1 Trajectographe 68
6.1.1 Structure 69
6.1.2 Détecteurs à piste de Silicium 70
6.1.3 Caractéristiques 71
6.2 Calorimètre 72
6.2.1 Détecteurs CsI 72
6.2.2 Electronique 76
6.2.3 Caractéristiques 77
6.3 Détecteur d'anticoïncidence 77
6.3.1 Détecteur segmenté 79
6.3.2 Emission vers l'arrière 80
6.3.3 Efficacité 81
6.4 Déclenchement 81
6.5 Etalonnage en énergie du calorimètre du LAT 83
6.5.1 Pré-étalonnage en énergie au sol 83
6.5.2 Étalonnage en énergie en vol 85
6.6 Stratégie de pointé 86

III Etude de la réponse du CsI(Tl) aux ions lourds de basse énergie : faisceau-test GLAST au GANIL **89**

7 Les effets de quenching dans le CsI **91**
7.1 Scintillation du CsI(Tl) 91
7.2 Quenching : saturation de la scintillation dans le CsI(Tl) 92
7.3 Objectifs du faisceau-test 94

8 Mise en oeuvre du faisceau-test **96**
8.1 Dispositif expérimental 96
8.1.1 Géométrie 96
8.1.2 Faisceau, cibles et déclenchement 96
8.1.3 Notations et définitions 100
8.2 Déroulement de l'analyse 100

9 Etalonnage en énergie des détecteurs **102**
9.1 Piédestaux 102
9.2 Détecteurs Silicium 104
9.2.1 Etalonnage en énergie par les pics élastiques 104
9.2.2 Vérification de l'étalonnage 106
9.3 Détecteurs CsI 108
9.3.1 Inter-étalonnage des voies 108
9.3.2 Etalonnage en source ^{22}Na 112
9.4 Tableau récapitulatif de l'étalonnage 118

10 Méthode de détermination du quenching **120**
10.1 Cartes $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ 120
10.2 Calcul de dépôt d'énergie par ionisation 122
10.3 Utilisation de la référence Silicium 124
10.4 Courbes de lumière 125
10.5 Incertitudes sur les courbes de lumière 126
10.5.1 Incertitudes systématiques dues à la méthode de détermination du quenching 126
10.5.2 Calcul de l'incertitude globale 129

11 Les différents lots de données **131**
11.1 Télescopes minces 131
11.1.1 Comparaisons T1-GDHs et T2-GDHs 132
11.1.2 Comparaisons T3-GDBs et T4-GDBs 133
11.1.3 Comparaison T4-GDBs et T4-PDBs 134
11.1.4 Comparaison T1-GDHs et T1-PDHs 135
11.1.5 Comparaison T2-PDHs et T3-PDBs 136
11.2 Télescopes épais : Comparaison T5-GDHs et T6-GDBs 137
11.3 Le problème posé par les télescopes épais 138
11.3.1 Observations 138
11.3.2 Interprétation 138
11.3.3 Détermination des épaisseurs 138

12 Etude en temps de vol **143**
12.1 Etalonnage en temps . . . 143
12.1.1 Gains . . . 143
12.1.2 Temps de vol modulo T_{hf} . . . 144
12.1.3 Temps absolu t_0 . . . 145
12.1.4 Discussions et résultats . . . 145
12.2 Etude des cartes (ΔE_{Si}, Temps de vol) . . . 148
12.3 Détermination du quenching à l'aide du temps de vol . . . 148
12.3.1 Détecteurs minces . . . 149
12.3.2 Détecteurs épais . . . 154

13 Comparaison avec l'expérience INDRA **155**
13.1 Présentation d'INDRA . . . 155
13.2 Détermination des coefficients de quenching . . . 156
13.3 Facteurs de quenching . . . 158

IV Test des modèles de cascades hadroniques disponibles sur la plate-forme GEANT4 **161**

14 Motivations et procédure de test **163**
14.1 Objectifs des faisceau-tests . . . 163
14.2 Choix des observables pertinentes . . . 163
14.2.1 Observables directes . . . 163
14.2.2 Reconstruction en énergie des cascades électromagnétiques . . . 165
14.2.3 Observables propres aux cascades hadroniques . . . 167
14.3 Listes des observables testées . . . 167

15 La simulation des cascades hadroniques **169**
15.1 Section efficace d'interaction inélastique . . . 169
15.2 Idées générales sur la physique des cascades hadroniques . . . 169
15.3 Détails sur les modèles disponibles dans GEANT4 . . . 170
15.3.1 Code GHEISHA : modèle LHEP . . . 171
15.3.2 Cascade intranucléaire de Bertini : modèle BERT . . . 173
15.3.3 Cascade Binaire : modèle BIC . . . 174
15.3.4 Modèles de type QGS pour les très hautes énergies . . . 175

16 Faisceau-test GLAST au GSI en 2003 **178**
16.1 Dispositif expérimental . . . 178
16.2 Electronique et déclenchement . . . 179
16.2.1 Ligne FRS . . . 179
16.2.2 E.M. . . . 179
16.2.3 Déclenchement de l'acquisition . . . 181
16.3 Analyse des données . . . 181
16.3.1 Etalonnage des détecteurs . . . 181
16.3.2 Coupures . . . 184

16.4 Simulations et résultats - protons 1.7GeV 187
16.4.1 Simulation en protons à 1.7GeV 187
16.4.2 Comparaisons données et simulation 187
16.5 Simulations et résultats - deutons 3.4GeV 199
16.5.1 Simulation de deutons 199
16.5.2 Comparaisons données et simulation 199
16.6 Conclusions sur le test des simulations à basse énergie 208

17 Faisceau-test GLAST au CERN en 2003 209
17.1 Description de l'expérience 209
17.1.1 Le dispositif expérimental 209
17.1.2 Les faisceaux 210
17.1.3 Schéma de l'électronique et déclenchement 211
17.2 Analyse des données, extraction des observables 211
17.2.1 Etalonnage des détecteurs 211
17.2.2 Sélection des cascades hadroniques 216
17.2.3 Résultats : Electrons et hadrons à $20GeV/c$ 221
17.3 Validation des simulations 225
17.3.1 Précisions sur la simulation 225
17.3.2 Comparaisons données et simulation LHEP à 20GeV/c 227
17.3.3 Comparaisons données et simulation LHEP à $10GeV/c$ 236
17.4 Conclusions sur les cascades hadroniques 243

Conclusion 245

Annexes 247

A Faisceau-test GANIL 249
A.1 Etude des ions légers 249
A.2 Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ corrigée du quenching 249
A.3 Influence du temps de mise en forme 251

B Faisceau-test GSI 255
B.1 Mise en évidence de l'empilement 255
B.2 Brève étude de l'émission vers l'arrière 258
B.3 Section efficace d'interaction inélastique 258

C Cascades hadroniques à haute énergie 263
C.1 Modèle QGSC et données Pions à $20GeV/c$ 263

Index bibliographique 270

Bibliographie 271

Acronymes

- **ACD** : Anti coïncidence Detector, détecteur d'anti-coïncidence pour rejeter les particules chargées.
- **ADC** : Analog Digital Converter, convertisseur analogique numérique.
- **AGILE** : Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero.
- **APC** : Laboratoire AstroParticule et Cosmologie de l'Université Paris 7-Denis Diderot.
- **ASIC** : Application Specific Integrated Circuits.
- **BATSE** : Burst And Transient Source Experiment, moniteur de sursaut Gamma embarqué sur CGRO.
- **BLR** : Broad Line Region, Région où les raies d'émission sont larges.
- **CENBG** : Centre d'Etude Nucléaire de Bordeaux-Gradignan.
- **CDE** : Crystal Detector Element, barreau de CsI emballé dans son film réfléchissant et équipé de ses deux doubles photodiodes.
- **CFD** : Constant Fraction Discriminator, discriminateur à fraction constante : le seuil ne dépend pas du temps de montée du signal.
- **CGRO** : Compton Gamma-Ray Observatory.
- **DAPNIA** : Département d'astrophysique, de physique des particules, de physique nucléaire et de l'instrumentation associée.
- **EGRET** : Energetic Gamma Ray Experiment Telescope.
- **EM** : Engineering Model.
- **FMi** : Flight Module i, module de vol i.
- **FRS** : Fragment Separator.
- **GANIL** : Grand Accélérateur National d'Ions Lourds.
- **GBM** : GLAST Burst Monitor, moniteur de sursaut Gamma et d'émissions transitoires, constitué de scintillateur BGO et NaI.
- **GEANT** : Plate-forme logiciel de simulation Monte-Carlo, provient de GEometry ANd Tracking.
- **GSI** : Gesellschaft für Schwerionenforschung.
- **GLAST** : Gamma-ray Large Area Space Telescope.
- **HEX1** : Gain trés haute énergie ($100MeV < E < 102.4GeV$), petite diode et amplificateur à gain faible.
- **HEX8** : Gain haute énergie ($100MeV < E < 12.8GeV$), petite diode et amplificateur à fort gain.
- **LAT** : Large Area Telescope, l'instrument principal de GLAST.
- **LEX1** : Gain basse énergie ($5MeV < E < 1.6GeV$), grande diode et amplificateur à gain faible.
- **LEX8** : Gain trés basse énergie ($2MeV < E < 200MeV$), grande diode et amplificateur à fort gain.

- **LTPA** : Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules de l'Université de Montpellier II.
- **MIP** : Minimum Ionising Particle, particule dont l'énergie est proche de l'énergie du minimum d'ionisation, en particulier les muons et les protons de quelques GeV.
- **NRL** : Naval Research Laboratory
- **SLAC** : Stanford Linear Accelerator Center
- **TAC** : Time to Amplitude Converter, module électronique capable de convertir une durée en signal électrique d'amplitude proportionnelle.
- **TOF** : Time Of Flight pour désigner le temps de vol d'une particule.
- **TOT** : Time Over Threshold, temps passé au-dessus du seuil par le signal d'une piste silicium.
- **U.A.** : Unité Astronomique, définie par la distance Terre-Soleil, soit $149608708 km$.

Notations

- **BERT** : implémentation dans GEANT4 du modèle de cascade intranucléaire de Bertini.
- **BIC** : implémentation dans GEANT4 du modèle de cascade binaire.
- **LHEP** : implémentation dans GEANT4 du modèle de cascade hadronique GHEISHA.
- A : nombre de masse d'un ion.
- $\beta = v/c$: pour une particule de vitesse v.
- $c = 3.10^8\, m.s^{-1}$: Vitesse de la lumière dans le vide.
- dE/dx : dépôt d'énergie par ionisation par unité de longueur de matériaux traversé.
- Err : Erreur sur une valeur, e.g. pour l'étalonnage.
- σ : Largeur d'un pic gaussien.
- $1erg = 10^{-7} Joules$: unité utilisée en radioastronomie.
- keV/n : keV par nucléon, pour définir l'énergie des ions.
- MeV/n : MeV par nucléon, pour définir l'énergie des ions.
- GeV/n : GeV par nucléon, pour définir l'énergie des ions.
- γ : facteur de Lorentz
- m_e : masse de l'électron
- $N_a = 6.02\,10^{23}$: Nombre d'Avogadro.
- $\rho_{CsI} = 4.53\, g.cm^3$: densité du CsI.
- R_M : Rayon de Molière pour une cascade électromagnétique, soit $3.8 cm$ pour le CsI.
- $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ rayon classique de l'électron
- X_0 : Longueur de radiation, soit $1.85 cm$ pour le CsI.
- z ou Z : numéro atomique d'un ion.

Introduction

Le projet Gamma-ray Large Area Space Telescope est né au début des années 1990 [9], motivé par les résultats exceptionnels du télescope EGRET, satellisé en 1991 à bord de CGRO pour une durée de vie limitée à quelques années. Les champs d'étude ouverts par EGRET dans le domaine d'énergie γ, tels que les noyaux actifs de galaxie, les restes de supernova ou l'émission diffuse extragalactique, ont permis d'imposer des objectifs scientifiques de très haut niveau nécessitant l'utilisation de technologies à la fois performantes et robustes pour les détecteurs du projet GLAST.

La première partie de ce document établit un tour d'horizon des connaissances actuelles en astronomie γ, en commençant par rappeler les méthodes observationnelles au sol avec les télescopes atmosphériques Cherenkov et dans l'espace avec les télescopes à conversion de paire. Après un rappel des processus physiques prépondérants pour l'accélération des particules chargées et l'émission de photons γ, on décrira les sources galactiques et extragalactiques observables par GLAST. L'étude de l'émission γ permet d'obtenir des informations sur les paramètres physiques du coeur des émetteurs, là où les particules chargées sont accélérées. Selon les performances attendues pour le GLAST-Large Area Telescope (LAT), plusieurs points clés de l'astronomie γ concernant les modèles de pulsar et de blazar en particulier pourraient être en partie résolus.

La seconde partie est consacrée au projet GLAST et à ses deux détecteurs embarqués : le LAT et le GLAST Burst Monitor (GBM). La satellisation impose de nombreuses contraintes d'encombrement, de masse, de consommation électrique, mais aussi de fiabilité et de résistance aux vibrations et à des cycles de variation de température et de pression. Ces contraintes se répercutent sur la conception des détecteurs et le choix des matériaux. Le GBM est composé d'une douzaine de détecteurs scintillateurs NaI et BGO, à large champ de vue, et sera dédié à l'étude des émissions transitoires de haute énergie. Adjoint au LAT, il permettra l'étude des sursauts γ sur sept ordres de grandeur en énergie. Le LAT est l'instrument principal de GLAST, son fonctionnement et les technologies employées seront décrits en détail. Le LAT est un télescope à conversion de paire et comprend donc un trajectographe à pistes de silicium jouant aussi le rôle de convertisseur grâce à des couches de tungstène, et un calorimètre de cristaux de scintillateur CsI(Tl) lus par des photodiodes. Le LAT sera de plus recouvert par un bouclier d'anticoïncidence pour l'identification des particules chargées.

L'étalonnage en énergie du LAT passe par l'étalonnage en énergie des détecteurs CsI. Cet étalonnage sera réalisé au sol, avant le lancement, en utilisant les muons cosmiques qui laissent un dépôt d'énergie proche de leur minimum d'ionisation, et il sera amélioré en vol grâce aux ions cosmiques relativistes. La réponse de la scintillation des cristaux de CsI(Tl) aux dépôts d'énergie des ions lourds est fortement non linéaire et mal connue, il convient donc de la mesurer sur de larges gammes d'énergie et d'ions en vue d'assurer l'étalonnage en vol. La troisième partie de ce document est dédiée à l'étude de la réponse des détecteurs CsI de GLAST aux ions lourds de basse énergie et constitue la première partie du travail de thèse. Cette étude s'appuie sur les données acquises lors d'un faisceau-test mené au GANIL par le groupe astroparticules du CENBG au printemps 2003.

Les rayons cosmiques devraient être très utiles pour l'étalonnage des détecteurs CsI, mais ils constitueront aussi un bruit de fond important lors des phases d'observation. Le flux de photon γ est de cinq ordres de grandeur plus faible que le flux de rayons cosmiques, et malgré la présence du bouclier d'anticoïncidence, la majorité des déclenchements du LAT sera due en particulier aux protons qui composent l'essentiel du rayonnement cosmique. Les hadrons cosmiques peuvent engendrer des réactions nucléaires dans le satellite ou dans le détecteur, avec pour conséquence d'importants dépôts d'énergie dans le calorimètre. Les algorithmes de rejet des évènements hadroniques sont élaborées à partir de `GlastRelease`, le code de simulation Monte-Carlo de GLAST basé sur la plate-forme logicielle GEANT4. La simulation des cascades hadroniques est réputée difficile, d'autant plus sur une aussi large gamme d'énergie. La quatrième partie de ce document présente les résultats obtenus dans le cadre du travail de thèse, pour la validation de différents modèles de cascades hadroniques disponibles dans GEANT4. La qualification des simulations est établie par la confrontation des résultats des simulations avec des données acquises sous faisceau au CERN et au GSI et pour les observables pertinentes au calorimètre de GLAST.

Première partie

Astronomie Gamma

L'astronomie γ est un domaine d'étude très récent, à peine plus de 30ans, qui entre aujourd'hui dans une phase capitale de développement avec l'arrivée d'une nouvelle génération de détecteurs très prometteurs tant au sol que dans l'espace.

Les sites d'émission des rayons γ sont multiples, ceci étant lié au fait que les processus d'émission non thermique, mis en jeux sont variés selon la gamme d'énergie considérée[61]. Autour du MeV, on retrouve par exemple une partie de l'émission du centre de notre galaxie avec la raie d'annihilation électron-positron à $511keV$ et les raies de désintégration des noyaux radioactifs. A plus haute énergie, le rayonnement synchrotron des électrons relativistes s'enroulant autour des lignes de champ magnétique est la composante principale de l'émission Gamma de nombreuses sources galactiques et extragalactiques telles que les nébuleuses de pulsar ou les noyaux actifs de galaxie. L'effet Compton inverse des électrons relativistes sur des champs de photons de basse énergie, éventuellement issus du rayonnement synchrotron, produit une deuxième bosse dans le spectre de nombreux émetteurs.

Une autre source d'émission provient des rayons cosmiques de très haute énergie qui interagissent sur les atomes et les molécules du milieu interstellaire et génèrent des gerbes de particules dont un grand nombre de pions neutres. La désintégration de ces pions neutres qui présentent un large spectre en énergie, conduit à la production de photons γ.

GLAST s'intéressera à tous les objets célestes émetteurs de photons γ haute énergie parmi lesquels on compte les blazars, les pulsars, les sursauts γ, l'émission diffuse galactique et extragalactique. L'étude de la matière noire par une éventuelle détection d'un signal dû à l'annihilation de particules supersymétriques n'est pas non plus exclue.

1 Généralités

L'astrophysique des hautes énergies est large et diverse puisqu'elle rassemble le domaine des rayons X de $0.1keV$ à $20keV$, le domaine des rayons γ de $20keV$ à plusieurs dizaines de TeV, qui nous intéresse particulièrement ici, et les rayons cosmiques avec tout type de particules d'énergie allant du GeV au PeV et même au-delà[85]. Les techniques d'observation dépendent de la gamme d'énergie considérée, autour du GeV les télescopes spatiaux à conversion de paire sont plus adaptés, alors qu'au TeV seuls les télescopes Cherenkov au sol peuvent obtenir des résultats. Les processus physiques d'intérêt en astronomie γ concernent à la fois l'accélération des particules chargées et les mécanismes d'émission et de diffusion des photons de haute énergie.

1.1 Historique

L'astronomie γ a émergé en 1973 lorsque l'armée américaine a rapporté que leurs satellites du réseau VELA qui surveillaient la Terre afin de contrôler le respect du moratoire sur les essais nucléaires atmosphériques, avaient détecté pas moins de 16 sursauts Gamma d'origine extra-solaire durant la période 1969-1972 [63]. Ont alors suivi deux missions spatiales dédiées à l'étude des rayons γ de haute énergie, l'une américaine, SAS-2 [17] dès 1972 et l'autre européenne COS-B [18] en 1975. Ces deux missions ont commencé la cartographie du ciel dans ce domaine, en insistant sur le plan galactique, et détecté le premier noyau actif de galaxie émetteur à haute énergie : 3C 273.

Il fallut ensuite attendre avril 1991 et le lancement du satellite CGRO pour voir le réel développement de l'astronomie γ. CGRO a embarqué trois instruments essentiels : BATSE dédié à l'étude des sursauts Gamma et qui a confirmé leur isotropie [21], COMPTEL qui a détecté de manière directe la raie de désexcitation à $1.809MeV$ d'^{26}Al dans le plan galactique [28], et EGRET [60] qui a établi le premier catalogue des sources émettrices au-dessus de $100MeV$, incluant pas moins de 66 noyaux actifs de galaxie parfaitement identifiés [52], et plus encore non identifiés.

L'astronomie γ au sol n'a démarré qu'en 1989 lorsque l'observatoire WHIPPLE a collecté la lumière Cherenkov issue de photons d'énergie entre $400GeV$ et $10TeV$ en provenance de la nébuleuse du Crabe [67]. Les observatoires Cherenkov se sont ensuite multipliés, citons par exemple, HEGRA [4], CAT [29], CELESTE [26], CANGAROO [94], pour arriver en 2003 à l'observatoire HESS [13] [25] qui obtient des résultats exceptionnels tant par la quantité de sources observées que par sa grande résolution angulaire [5].

Dans l'espace, le télescope INTEGRAL [112], en opération depuis novembre 2002, cumule lui aussi d'excellentes observations dans le domaine des rayons γ mous, $20keV - 10MeV$, avec notamment une impressionnante cartographie du plan galactique et la détection de très nombreux sursauts Gamma. Pour la bande d'énergie comprise entre $10MeV$, le seuil haut d'INTEGRAL et $100GeV$, le seuil bas de HESS, il faudra attendre le lancement de GLAST en août 2007 pour obtenir une couverture optimale. Notons toute fois que le télescope spatial AGILE devrait être lancé courant 2005 pour couvrir la gamme d'énergie $30MeV - 50GeV$ avec des capacités observationnelles assez limitées.

1.2 Méthodes observationnelles

Selon l'énergie des rayons γ, les techniques de détection diffèrent. A basse énergie, i.e. en dessous d'une dizaine de MeV, le détecteur IBIS sur INTEGRAL utilise un masque codé [41] qui arrête une partie des rayons γ incidents avant qu'ils ne touchent la caméra, mais qui permet ensuite par déconvolution d'améliorer la résolution angulaire et la mesure du bruit de fond de ciel. A plus haute énergie, le photon doit générer une cascade électromagnétique pour être détecté et deux solutions s'ouvrent alors : la conversion de paire dans un détecteur satellisé ou l'utilisation de l'atmosphère comme calorimètre.

1.2.1 Les satellites : l'exemple d'EGRET

Le télescope EGRET, embarqué sur le satellite CGRO, est assez représentatif des méthodes appliquées pour la détection des photons γ d'énergie entre quelques dizaines de MeV et quelques centaines de GeV. Comme le montre la figure 1.1, EGRET est composé de deux chambres à étincelles qui convertissent le photon en paire électron-positron et mesurent les traces des deux particules produites afin de reconstituer la direction du photon incident. La première chambre à étincelles disposent de plans rapprochés pour assurer la conversion du photon et la seconde de plan espacés pour améliorer la mesure des traces.

En aval des chambres à étincelles, qui jouent le rôle de convertisseur-trajectographe, sont placés 36 blocs de détecteur scintillateur NaI(Tl), optiquement couplés pour former un calorimètre monolithique de 8 longueurs de radiation d'épaisseur. La lecture de ce calorimètre est assurée par 16 photomultiplicateurs disposés en deux groupes dont les signaux analogiques sont sommés avant d'être envoyés dans deux circuits d'analyse, l'un pour les basses énergies et l'autre pour les hautes énergies.

Les flux de photons γ étant très faible devant le flux de rayons cosmiques, EGRET est doté d'un détecteur en anticoïncidence constitué d'un seul bloc de scintillateur plastique en forme de dôme. Ce détecteur est capable d'identifier les particules chargées avec une très grande efficacité et est donc utilisé comme veto dans le système de déclenchement.

Le système de déclenchement est assuré par deux plans de 4×4 détecteurs scintillateurs plastiques placés en amont et en aval de la deuxième chambre à étincelles, voir la figure 1.1. Les coïncidences entre les deux plans de scintillateurs déclenchent l'acquisition et permettent la mesure du temps de vol de la paire électron-positron créée en amont par la conversion du photon.

EGRET a réellement lancé l'astronomie γ avec la détection de dizaines de nouvelles sources identifiées ou non, il n'en reste pas moins que les technologies employées ont montré leur limite. L'utilisation de chambres à étincelles implique un temps mort important, handicapant pour les observations des sursauts Gamma, et la consommation de gaz. Les réserves de gaz étaient prévues pour une durée de 2 ans mais la

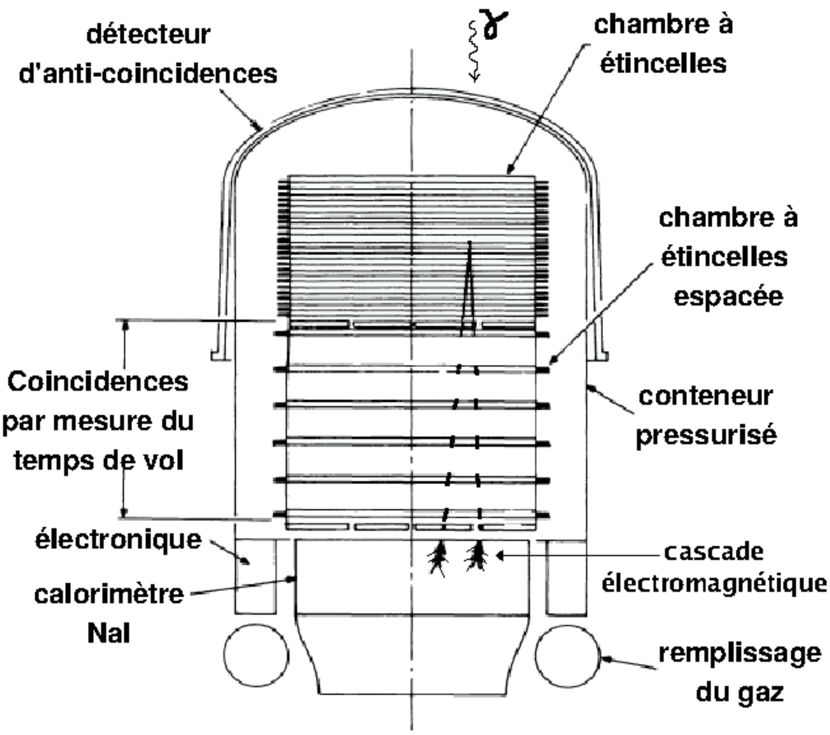

FIG. 1.1 – Schéma du télescope spatial EGRET embarqué sur CGRO [60]

mission s'est poursuivi durant 7 ans, alternant périodes d'inactivité et période d'observation lors d'évènements particulièrement intéressants. Par ailleurs, le caractère monobloc du bouclier d'anticoïncidence est responsable de la perte d'une grande partie des évènements de haute énergie en raison des particules chargées rétrodiffusées qui peuvent déclencher le veto du détecteur en anticoincidence. Le chapitre 6 montrera comment GLAST a profité de l'expérience EGRET pour surmonter les problèmes évoqués.

1.2.2 Les télescopes au sol : l'exemple de HESS

Les photons γ de haute énergie provoquent des cascades électromagnétiques dans l'atmosphère qui joue le rôle de calorimètre, et la lumière Cherenkov émise par les particules de la gerbe est collectée soit par un réseau de miroirs, comme dans le cas de l'échantillonneur CELESTE, soit par un ou plusieurs télescopes imageurs comme dans le cas de l'expérience HESS.

Les télescopes imageurs sont constitués de multiples petits miroirs et d'une caméra de plusieurs centaines de photomultiplicateurs, placée au point focal, lieu où l'image angulaire de la gerbe électromagnétique est projetée (figure 1.2 à gauche). HESS utilise actuellement un réseau de 4 télescopes imageurs de $13m$ de diamètre placés aux quatre angles d'un carré de $120m$ de côté (Figure 1.2 à droite). Chaque télescope est équipé d'une caméra de 960 photomultiplicateurs couvrant un angle de 5° dans le ciel. L'utilisation de plusieurs télescopes simultanément donne une vision stéréoscopique de la cascade électromagnétique et permet une meilleure reconstruction de ses paramètres[3]. Cette technique apporte à HESS une meilleure résolution angulaire, une meilleure résolution en énergie et surtout une meilleure identification des évènements hadroniques et leptoniques qui permet d'abaisser le seuil en énergie. En effet, le rejet des évènements hadroniques est aussi un problème pour les télescopes au sol, la conséquence principale étant des seuils élevés en énergie, de l'ordre de $100GeV$ pour HESS.

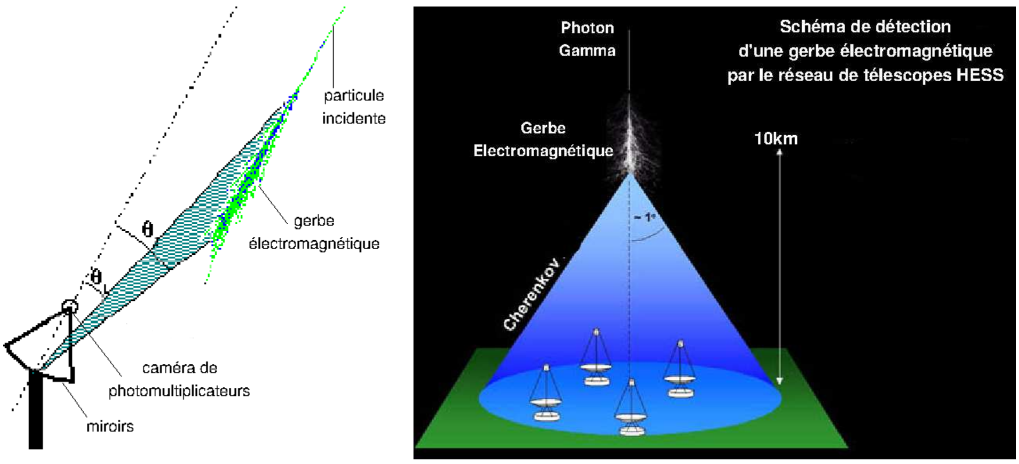

FIG. 1.2 – Principe de détection d'une cascade électromagnétique atmosphérique : à gauche, détail pour un télescope (adapté de [26]), et à droite pour le réseau de télescopes imageurs Cherenkov de HESS.

Actuellement en première phase du projet, l'observatoire HESS donne déjà des résultats intéressants avec la découverte de nombreuses nouvelles sources : 14 sources, dont 8 dans le plan galactique, ont été découvertes par HESS et figurent dans son catalogue en juin 2005. La deuxième phase du projet promet l'ajout d'un très grand télescope au centre du champ pour abaisser au maximum le seuil en énergie.

1.2.3 Couverture du ciel

La gamme d'énergie est très large et les méthodes observationnelles sont très différentes, le problème se pose lorsqu'il s'agit de regrouper les différentes observations pour avoir une vision complète du spectre d'émission d'une source donnée. En particulier, comme le montre la figure 1.3, la zone d'énergie située autour de $50GeV$ a jusqu'à présent été mal étudiée en raison des difficultés expérimentales. A cette énergie, les flux de photons γ sont très faibles et les télescopes spatiaux ne disposent pas d'une surface effective suffisante pour une bonne détection. Les télescopes Cherenkov disposent eux d'une grande surface collectrice, mais leur seuil de détection en énergie reste jusqu'à présent supérieur à $100GeV$ mis à part quelques télescopes échantillonneurs comme STACEE ou CELESTE. En fait, l'observatoire HESS espère réussir, dès janvier 2006, à descendre son seuil en énergie vers $50GeV$, le télescope spatial AGILE [88] devrait être lancé d'ici la fin de l'année 2005 pour couvrir une gamme d'énergie de $30MeV$ à $50GeV$, et GLAST devrait, dès 2007, englober proprement cette énergie critique pour l'étude des noyaux actifs de galaxie et des pulsars.

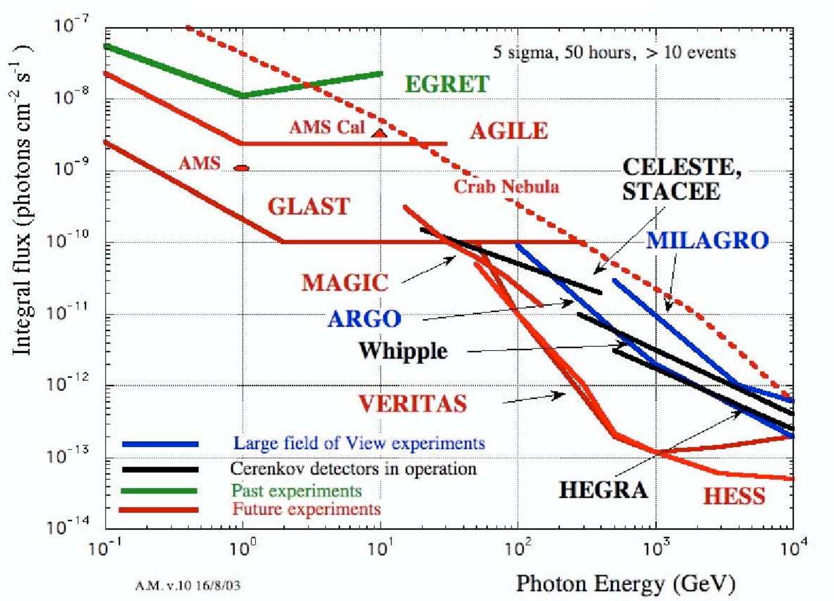

FIG. 1.3 – Sensibilité à 5 déviations standards des détecteurs dédiés à l'astronomie Gamma. Pour les télescopes Cherenkov (VERITAS, MAGIC, WHIPPLE, HESS, CELESTE, STACEE, HEGRA) la sensibilité est calculée pour 50 heures d'observation, et pour les télescope spatiaux (EGRET, AGILE, AMS, GLAST), sur 1 année d'observation [76].

L'essentiel des données observationnelles en astronomie γ de haute énergie provient des observations du télescope spatial EGRET et du télescope imageur Cherenkov HESS. Les résultats de ces deux expériences majeures serviront de référence pour la description des différentes sources de photons γ.

1.3 Rappels de physique

Les processus physiques pertinents pour la compréhension des objets émetteurs de photons γ concernent d'une part, l'accélération des particules chargées et d'autre part, l'émission, la diffusion ou l'absorption des photons de haute énergie. Les mécanismes principaux sont présentés ici et quelques mécanismes plus spécifiques seront décrits au cours du chapitre 2.

1.3.1 Processus de Fermi

Le processus de Fermi est prépondérant parmi tous les processus d'accélération des particules chargées, l'autre processus important étant l'accélération par un champ électrique qui est essentiellement restreint au domaine des pulsars.

Accélération d'ordre 2

Fermi a remarqué lui même en 1949 [34] qu'une particule chargée qui entre en collision avec une irrégularité du champ magnétique est réfléchie, gagne de l'énergie si le champ magnétique possède un mouvement opposé à sa trajectoire et en perd dans le cas contraire. L'interaction étant plus probable dans le premier cas en raison d'une plus grande vitesse relative, les rayons cosmiques gagnent de plus en plus d'énergie jusqu'à ce qu'ils s'échappent de la zone de champ magnétique. Tel quel, le gain d'énergie moyen d'un rayon cosmique réfléchi par un mur magnétique se déplaçant à la vitesse V est d'ordre 2 et est donné par la relation 1.1 :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 \tag{1.1}$$

Accélération d'ordre 1

Le processus décrit initialement par Fermi n'est pas assez efficace, et ne permet pas aux rayons cosmiques de dépasser des énergies de l'ordre du GeV. L'idée a cependant été reprise et intégrée dans le cas d'une onde de choc localisée que la particule traverse à de multiples reprises. La particule gagne de l'énergie à chaque passage à travers l'onde de choc[1] et le gain d'énergie d'ordre 1 est donné par l'équation 1.2 si l'on note $v1$ la vitesse caractéristique du milieu 1 et $v2$ celle du milieu 2 :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \tag{1.2}$$

Le lieu du choc des restes de supernova avec le milieu interstellaire est un endroit particulièrement adapté pour ce type d'accélération. La grande dimension des chocs permet aux rayons cosmiques d'atteindre des énergies importantes, jusqu'à $10^{15}eV$, avant de s'échapper. De plus, l'un des immenses intérêts du mécanisme d'accélération de Fermi, qu'il soit d'ordre 1 ou 2, est d'aboutir naturellement à un spectre en énergie en loi de puissance d'indice -2 (pour un gaz monoatomique), très proche des indices observés pour les rayons cosmiques $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2.7}$. Les modèles d'accélération de rayons cosmiques peinent à dépasser des énergies de $10^{15} - 10^{17}eV$ alors que des rayons cosmiques d'énergie bien supérieure ($10^{20}eV$) ont été observés. L'expérience AUGER, dédiée à l'étude de ces rayons cosmiques, apportera sans doute des réponses quant à leur origine.

[1]Pour la particule , la vitesse apparente du milieu dans lequel elle entre est toujours supérieure à la vitesse du milieu qu'elle quitte.

1.3.2 Désintégration de π_0

Les hadrons chargés accélérés à des vitesses relativistes peuvent induire des réactions nucléaires violantes lorsqu'ils interagissent avec les noyaux des atomes de la matière environnante. Ces réactions nucléaires produisent un grand nombre de pions neutres, π_0, instables qui se désintègrent en produisant des photons γ selon l'équation 1.3.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{1.3}$$

Le spectre en énergie des photons produits présente un maximum vers $E_\gamma \sim m_{\pi^0}c^2/2 = 67.5MeV$ pour des pions au repos. Dans les spectres d'émission des objets, la présence d'une bosse très large autour de l'énergie E_γ serait une signature de ce type de processus hadronique. La désintégration des π_0 issus de l'interaction des rayons cosmiques sur les noyaux du milieu interstellaire est une composante importante de l'émission γ diffuse galactique et extragalactique. La désintégration des π_0 est de plus, le seul mécanisme d'orgine hadronique capable de rivaliser avec les processus leptoniques de production de photons γ dans certains objets célestes.

1.3.3 Rayonnement de freinage

Un électron qui traverse de la matière subit une décélération due au champ électromagnétique des noyaux et perd donc de l'énergie par rayonnement. Ce processus est prépondérant pour les électrons entre $10MeV$ et $1GeV$, et augmente d'autant que le numéro atomique du milieu traversé est grand.

La perte d'énergie par rayonnement de freinage est proportionnelle à l'énergie de la particule et l'on définit ainsi une grandeur caractéristique correspondant à la distance pour laquelle l'énergie de l'électron est réduit par un facteur $1/e^2$ pour la perte d'énergie par radiation. Cette grandeur est appelée longeur de radiation et est notée X_0 dans ce document.

La longeur de radiation peut être calculée de manière efficace en utilisant la formule proposée par Dahl, selon [83]. Pour un matériau de numéro atomique Z et de nombre de masse A, X_0 est donnée par l'équation 1.4.

$$X_0 = \frac{716.4\, g\, cm^{-2}\, A}{Z(Z+1)ln(287/\sqrt{Z})} \tag{1.4}$$

La longueur de radiation dans le CsI vaut $X_0 = 1.85cm$. Par définition, indépendamment du matériau ou de l'énergie, la perte d'énergie par longueur de radiation est toujours égale à $\frac{E_e}{e}$. Le rayonnement de freinage est un des processus jouant un rôle prépondérant dans le développement des cascades électromagnétiques.

[2] attention, ici $e = exp(1)$

1.3.4 Rayonnement de courbure

Les électrons de facteur de Lorentz γ, accélérés dans un champ magnétique dont les lignes de champ possèdent une courbure ρ_{RC}, perdent de l'énergie par rayonnement de courbure selon un taux $\dot{\gamma_{RC}}$ donné par

$$\dot{\gamma_{RC}} = -\frac{2}{3}\frac{e^2}{m_e c}\frac{\gamma^4}{\rho_{RC}^2} \tag{1.5}$$

et les photons émis possèdent un spectre en loi de puissance E^{-4}, piqué à $E_\gamma = \epsilon_{RC} m_e c^2$ avec ϵ_{RC} valant

$$\epsilon_{RC} = \frac{3}{2}\hbar c\frac{\gamma^3}{\rho_{RC}} \tag{1.6}$$

Le rayonnement de courbure prend de l'importance dès lors que la présence de champs magnétiques intenses induit des rayons de courbures faibles ; les pulsars sont donc le lieu privilégié de ce type de rayonnement en astronomie γ. Les protons perdent aussi de l'énergie par rayonnement de courbure, mais ce processus est limité par rapport au cas des électrons car la perte d'énergie est inversement proportionnelle à la masse de la particule.

1.3.5 Emission synchrotron

Les électrons relativistes s'enroulent autour des lignes de champ magnétique et perdent de l'énergie par rayonnement synchrotron. Pour une particule de masse m, de charge e et de facteur de Lorentz γ, dans un champ magnétique de densité d'énergie $W_B = B^2/2\mu_0$, la puissance totale rayonnée P_{synch} et la fréquence d'émission préférentielle ν_c sont données par les équations 1.7, où $\sigma_T = \frac{8\pi}{3}r_e^2$ est la section efficace de Thomson.

$$\begin{cases} P_{synch} = -\frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2 W_B & \text{puissance totale rayonnée} \\ \nu_c \sim \gamma^2\frac{eB}{2\pi m} & \text{fréquence d'émission préférentielle} \end{cases} \tag{1.7}$$

L'émission synchrotron des électrons est bien plus importante que pour les protons en raison de la différence de masse. Des électrons accélérés à $1TeV$, ayant donc $\gamma \sim 10^6$, soumis à un champ magnétique $B \sim 10nT$ [3] ,émettent ainsi des photons de $10MeV$. Le spectre d'émission synchrotron d'une distribution de particules de loi de puissance E^{-p} suit aussi une loi de puissance en $E^{-\frac{p-1}{2}}$.

[3] valeur typique admise pour la nébuleuse du Crabe

1.3.6 Diffusion Compton inverse

Les photons peuvent gagner de l'énergie par diffusion Compton inverse sur les électrons relativistes. Dans le référentiel de l'électron, il s'agit d'un effet Compton normal. Si l'on note $E_\gamma = \epsilon m_e c^2$ l'énergie du photon, alors l'électron relativiste de facteur de Lorentz γ voit un photon d'énergie γE_γ.

Si le photon possède une énergie faible dans le référentiel de l'électron, i.e. $\gamma\epsilon << 1$, on est en régime de diffusion Thomson de section efficace $\sigma_T = 0.665 barns$, et le photon diffusé possède une énergie $E'_\gamma = \gamma^2 E_\gamma$. L'électron n'a perdu que peu d'énergie selon l'équation 1.8.

$$E_e \sim \gamma m_e c^2 - \gamma^2 E_\gamma \sim \gamma m_e c^2 (1 - \gamma\epsilon) \tag{1.8}$$

Si le photon possède une grande énergie dans le référentiel de l'électron, i.e. $\gamma\epsilon \sim 1$, on est en régime de Klein-Nischina avec une section efficace donnée par l'équation 1.9 et qui décroît rapidement à mesure que le photon à plus d'énergie.

$$\sigma_{KN} \sim \frac{3}{8}\sigma_T\left(\frac{ln(2\epsilon)}{\epsilon} + \frac{1}{2}\right) \tag{1.9}$$

Le photon diffusé possède une énergie E'_γ donnée par l'équation 1.10.

$$E'_\gamma \sim \gamma.(\gamma E_\gamma) \sim \gamma.(\gamma\epsilon).m_e c^2 \sim \gamma m_e c^2 \tag{1.10}$$

On observe donc un transfert quasi-total d'énergie de l'électron vers le photon.

Pour un électron relativiste, dans un champ isotrope de photons mous de fréquence ν_s et de densité d'énergie W_{ph}, la puissance totale dissipée P_{IC} et la fréquence des photons diffusés ν_{IC} sont données par les équations 1.11.

$$\begin{cases} P_{IC} = -\frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 \beta^2 W_{ph} & \text{puissance totale rayonnée} \\ \nu_{IC} \sim \frac{4}{3}\gamma^2 \nu_s & \text{fréquence des photons diffusés} \end{cases} \tag{1.11}$$

De même que pour le rayonnement synchrotron, le spectre d'émission Compton inverse d'une distribution de particules de loi de puissance E^{-p} suit aussi une loi de puissance en $E^{-\frac{p-1}{2}}$.

2 Les sources émettrices de rayons γ

Les sources se classent naturellement en sources galactiques et extragalactiques. Les dimensions des objets considérées sont sans communes mesures mais les processus d'émission en jeu sont assez proches. Ils nécessitent dans la plupart des cas l'accélération de particules chargées (cavité accélératrice et fort champ électrique, chocs et processus de Fermi), l'émission de photons (désintégration de π^0, rayonnement de freinage, rayonnement synchrotron) et éventuellement une amplification de l'émission (effet Compton inverse, facteur Doppler relativiste).

2.1 Sources galactiques

2.1.1 Le soleil

Le soleil est l'étoile la plus proche de la Terre et certainement la plus étudiée, mais son fonctionnement reste mal compris par bien des aspects. Les sursauts solaires en particulier n'en finissent pas de surprendre les observateurs, par leur violence et les quantités incroyables d'énergie dispersée. Depuis les années 1970, on sait que les sursauts solaires produisent des photons γ au-dessus du MeV.

L'accélération des particules chargées dans l'environnement solaire est assez mal connue. Selon une première théorie, l'accélération aurait lieu en même temps que l'éjection de matière provoquée par la reconnection des lignes de champ magnétique près de la base des boucles magnétiques coronales telles celle présentée sur la figure 2.1. L'accélération stochastique des particules par processus de Fermi est aussi envisagée au lieu du choc de la matière éjectée sur l'environnement extra solaire.

Les particules accélérées sont essentiellement des électrons, des protons et éventuellement des ions légers, ce qui induit la possibilité de deux processus d'émission de photon γ de haute énergie. D'une part, les protons accélérés peuvent induire des réactions nucléaires sur la matière environnante et entraîner la production de π^0 qui se désintègrent en photons. D'autre part, les photons γ peuvent être produits par le rayonnement de freinage des particules chargées dans le champ électromagnétique des noyaux : les électrons émettent des photons dont le spectre en énergie s'étend jusqu'à l'énergie des primaires.

L'observation par EGRET de la série de sursauts solaires de 1991 [97] a constitué un pas important pour la compréhension des processus en action. Lors du sursaut le plus intense du 11 juin 1991, mesuré par EGRET, une émission continue pendant plusieurs heures a été observée jusqu'à $2GeV$, comme le montre la figure 2.2. D'abord, l'ajustement du spectre en énergie des photons ne peut se faire qu'en considérant les deux modèles d'émission : désintégration de π^0 et rayonnement de freinage des électrons. Ensuite, on ne sait pas si tous les sursauts solaires ont une émission haute énergie aussi prolongée, mais le problème est posé de l'explication de cette longévité : soit les particules sont accélérées ponctuellement dès le début du sursaut puis stockées dans les boucles de champ magnétique où elles émettent les photons γ, soit les particules sont accélérées pendant plusieurs heures, en continu, alimentant en permanence l'émission haute énergie.

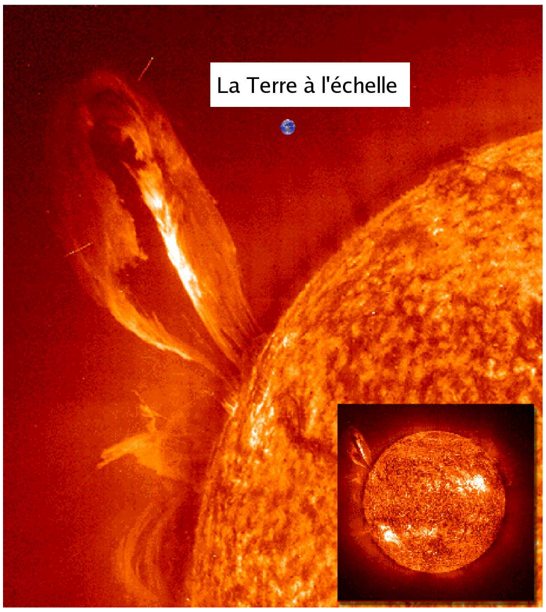

FIG. 2.1 – Eruption solaire de HeII à 304Å, avec une image de la Terre à l'échelle pour comparaison. Les lignes de champ magnétique sont gelées dans le plasma éjecté et forment donc des boucles dans lesquelles les particules chargées sont emprisonnées. Crédits image : Solar & Heliospheric Observatory (SOHO)

L'évolution du spectre au cours du sursaut donne des indications sur ce point précis. En effet, dans le cas du modèle de capture, la composante du rayonnement de freinage devrait décroître plus rapidement que la composante des π^0, car les e^- devraient perdre leur énergie plus rapidement. Aucun durcissement du spectre n'a été observé par EGRET, mais l'importance des incertitudes sur les mesures ne permet pas de conclure définitivement.

GLAST, grâce à sa bonne résolution angulaire, est susceptible de cartographier avec précision les sites d'émission des photons γ et donc de déterminer si ceux-ci sont plutôt très localisés vers la base des boucles magnétiques ou plutôt étendus sur une grande partie des boucles. Un autre avantage de GLAST est son faible temps mort qui lui permettra d'étudier les sursauts solaires dès les premiers instants, alors qu'EGRET était complètement saturé par le flux intense des particules émises lors du sursaut. GLAST embarquera en plus un moniteur de sursaut Gamma, le GBM, capable de mesurer la partie basse énergie du spectre et de résoudre les raies d'émission nucléaire. Lancé en août 2007 pour une durée de mission de 10 ans, GLAST devrait couvrir quasiment entièrement le 24ième cycle d'activité solaire.

2.1.2 Pulsars

Les premières sources ponctuelles observées dans le domaine d'énergie γ se sont révélées être des pulsars, étoiles à neutrons en rotation rapide. Les pulsars constituent la deuxième classe d'objets par leur nombre dans le catalogue d'EGRET avec pas moins de six pulsars γ identifiés et deux autres sources non confirmées.

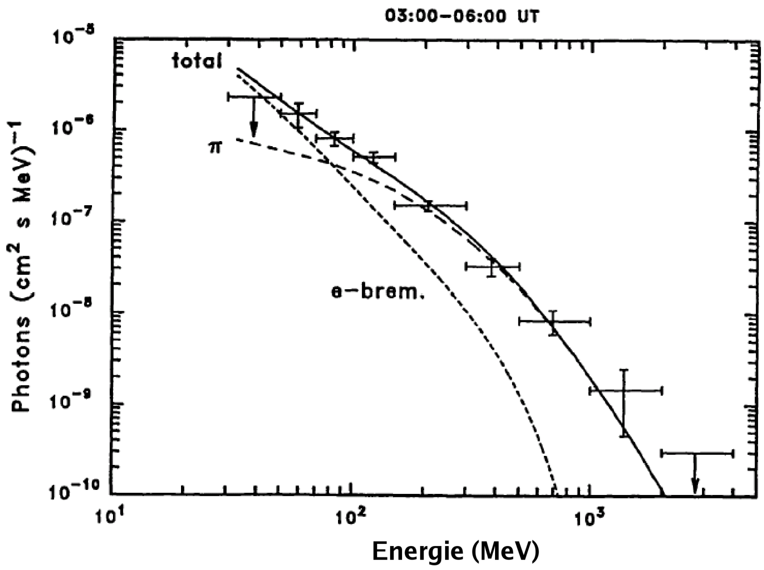

FIG. 2.2 – Spectre du sursaut solaire du 11 juin 1991 mesuré par EGRET et ajusté par un modèle prenant en compte les deux composantes hadroniques (notée (π) et leptoniques (notée $e - brem$), extrait de [97].

Formation

Au cours de leur vie, les étoiles subissent plusieurs phases d'équilibre, durant lesquelles la pression gravitationnelle est compensée par la pression radiative de la combustion du coeur, et de contraction rapide qui intervient lorsque la combustion est ralentie par manque de comburant. Les étoiles les plus massives fusionnent ainsi les noyaux d'hydrogène, puis d'hélium, de carbone, d'oxygène et de silicium qui forment un noyau de fer, élément le plus stable. La dernière phase de combustion du silicium en fer ne dure pas plus de 24 heures, à la suite de quoi, le coeur de l'étoile s'effondre sur lui-même. Si l'étoile est très massive, plus de dix masses solaires, rien ne peut contrebalancer la pression gravitationnelle et un trou noir se forme. Si l'étoile est un peu moins massive, de l'ordre de six à huit masses solaires, les électrons qui ne peuvent se condenser en raison du principe d'exclusion de Pauli, sont capturés par les protons et le coeur de l'étoile se neutronise en gaz de Fermi dégénéré. La pression de dégénérescence des neutrons compense la pression gravitationnelle et le coeur se stabilise en étoile à neutron. Lors de l'effondrement très rapide du coeur, une onde de choc se créée et les couches externes sont alors éjectées violemment dans l'espace donnant lieu au phénomène de supernovae.

Une étoile de plusieurs masses solaires a un rayon de l'ordre de $R_0 \sim 10^6 km$ alors que les étoiles à neutron ont un rayon de l'ordre de $R_{NS} \sim 10 km$ et une densité proche de la densité nucléaire. La conservation du moment cinétique explique la grande vitesse de rotation ω_{NS} des étoiles à neutron, évaluée par l'équation 2.1, avec

ω_0 la vitesse de rotation initiale de l'étoile[1] :

$$\omega_{NS} = (\frac{R_0}{R_{NS}})^2 \omega_0 \sim 10^{10} \omega_0 \sim 3000.tr/s \tag{2.1}$$

Le pulsar le plus rapide connu à ce jour est le pulsar PSR 1937+21 avec un période de seulement $1.56ms$. Pour les pulsars γ, le pulsar du Crabe détient ce record avec une période de $33ms$. Ajoutons de plus, que le champ magnétique, gelé dans la matière, subit le même facteur d'amplification pour atteindre des valeurs de l'ordre de $10^{12}G$.

Modèles de pulsar

Les premiers modèles de pulsar imaginaient un objet compact fortement magnétisé et entouré de vide. Goldreich et Julian [40] ont montré que cela ne pouvaient être le cas[2] et ont calculé la distribution ρ_{GJ} de charges dans l'environnement du pulsar dans le cas simple où les axes de rotation $\vec{\Omega}$ et du dipôle magnétique $\vec{B}$ sont alignés :

$$\rho_{GJ} = -\frac{\vec{\Omega}.\vec{B}}{2\pi c} \frac{1}{(1 - (\frac{\Omega r}{c})^2 sin^2\theta)} \tag{2.2}$$

Le calcul de la distribution de charge prend de plus pour hypothèse la corotation de la magnétosphère avec l'étoile à neutron en raison du gèle des lignes de champ magnétique dans la matière. Deux conséquences sont remarquables : l'existence du cylindre de lumière, région au-delà de laquelle la corotation n'est plus possible à cause de la limite de la vitesse de la lumière, et l'existence de zones de neutralité là où $\vec{\Omega}.\vec{B} = 0$. La distribution de charge, présentée sur la figure 2.3, reste aujourd'hui encore à la base des calculs des modèles d'émission les plus récents bien qu'en réalité l'émission pulsée implique que l'axe du dipôle magnétique ne peut être aligné avec l'axe de rotation et que la compacité de l'objet nécessiterait un calcul dans le cadre de la relativité générale.

Deux modèles concurrents sont aujourd'hui capables d'expliquer l'émission haute énergie des pulsars et certaines de leurs caractéristiques : le modèle de la calotte polaire (*Polar Cap*) et le modèle de la cavité externe (*Outer Gap*). Ces deux modèles prédisent l'accélération des particules chargées dans des régions limitées de la magnétosphère, appelées cavités accélératrices, où règnent des champs électriques intenses et parallèles aux lignes de champ magnétique. Le lieu désigné de ces cavités accélératrices distinguent ces deux modèles.

---

[1] Le soleil, par exemple, tourne sur lui-même en 26 jours à l'équateur.

[2] La présence inévitable de forts champs électriques près de la surface arracherait les électrons et déstabiliserait la magnétosphère.

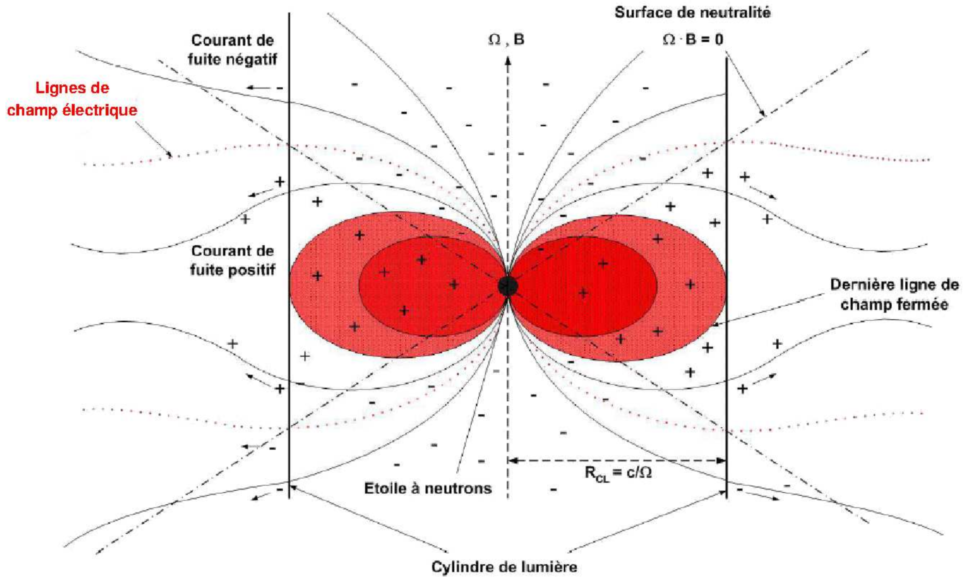

FIG. 2.3 – Distribution de charge pour le modèle du pulsar aligné, extrait de [33]. On repère le cylindre de lumière, la surface de neutralité et la dernière ligne de champ fermée.

Modèle de la calotte polaire

Pour le modèle de la calotte polaire, les cavités accélératrices se forment aux pôles dans une zone proche de la surface du pulsar. A la surface de l'étoile à neutron, la densité de charge vaut ρ_{GJ} et le champ électrique parallèle aux lignes de champ magnétique est nul. A mesure que l'on s'écarte de la surface, la zone où les lignes de champ sont ouvertes s'agrandit et le flux d'électrons s'échappant en suivant ces lignes de champ augmente plus rapidement que le flux d'électrons en provenance de la surface de l'étoile. Au sein de cette zone déplétée règne un champ électrique intense capable d'accélérer les électrons à haute énergie (Figure 2.4).

Une cavité accélératrice d'une longueur de $100m$ et un champ électrique de l'ordre de $10^{12}V$, accélèrent facilement les électrons jusqu'à $100TeV$, soit un facteur de Lorentz $\gamma \sim 10^8$. Dès lors que les rayons de courbures des lignes de champ magnétique sont faibles, les photons émis par rayonnement de courbure atteignent le domaine de la dizaine de GeV, selon l'équation 1.6. Cependant, les problèmes d'absorption et de matérialisation des photons compliquent largement le calcul du spectre d'émission.

Dans les cavités accélératrices, les photons se matérialisent en paire $e^{\pm}$ par interaction avec le champ magnétique intense[3] : pour un photon d'énergie E_γ, dont la trajectoire fait un angle ψ avec la direction du champ magnétique, la création de paire est possible si $E_\gamma.sin(\psi) \geq 2m_ec^2$. Dès que l'énergie du photon ou l'angle avec la ligne de champ magnétique est grand, le photon a une grande probabilité de se matérialiser avant de sortir de la magnétosphère du pulsar[33].

Les positrons issus des créations de paires peuvent être accélérés vers l'étoile,

[3]la probabilité de cette réaction est non nulle car le champ magnétique peut absorber du moment angulaire

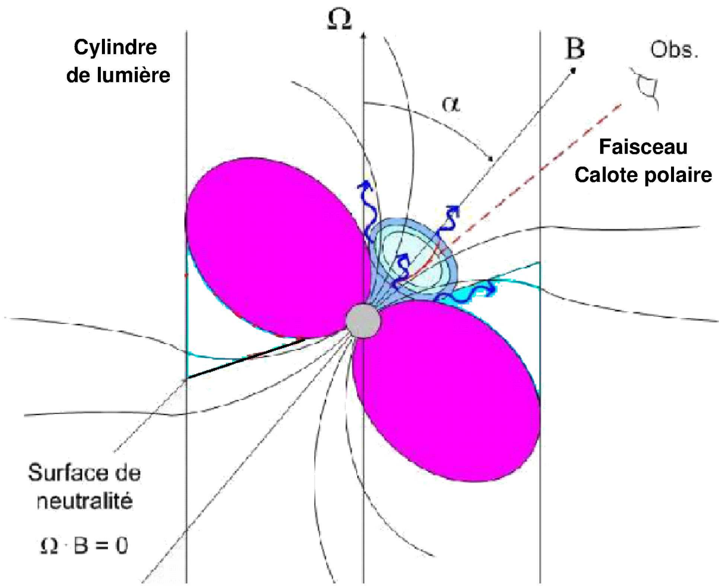

FIG. 2.4 – Modèle de la calotte polaire, extrait de [33].

émettre des photons (par rayonnement de courbure), et ces derniers provoqueront aussi un front de création de paire $e^{\pm}$ près de l'étoile. Selon [51], la cavité accélératrice est ainsi délimitée par l'écrantage du champ électrique par le phénomène de création de paire et se situe dans une zone comprise entre 0.5 et 1 R_{NS} au-dessus de la calotte polaire.

Les photons γ émis par rayonnement de courbure ont une direction d'émission parallèle aux lignes de champ magnétique et peuvent éventuellement sortir de la magnétosphère. Cependant, sachant que les photons se propagent en ligne droite alors que les lignes de champ sont courbes, la création de paire par interaction avec le champ magnétique (intense près des pôles) engendre une coupure du spectre de type super-exponentielle vers $10GeV$ pour le modèle de la calotte polaire.

Modèle de la cavité externe

Le modèle de la cavité externe situe la cavité accélératrice loin des pôles du pulsar à la limite du cylindre de lumière et près de la zone de neutralité $\vec{\Omega}.\vec{B} = 0$. Comme le montre le schéma de la figure 2.5, la zone principale serait ainsi limitée par :

- une couche chargée à la limite de la région où les lignes de champ sont fermées
- une couche chargée à la surface des lignes de champ ouvertes
- du côté de l'étoile par la zone de neutralité
- de l'autre côté par le cylindre de lumière

La zone déplétée se forme parce que les charges sont évacuées par les lignes de champ ouvertes à la limite du cylindre de lumière, puis elle se stabilise grâce aux créations de paires. Celles-ci sont essentiellement dues, dans ce modèle, aux interactions des photons γ de haute énergie avec des photons de basse énergie en

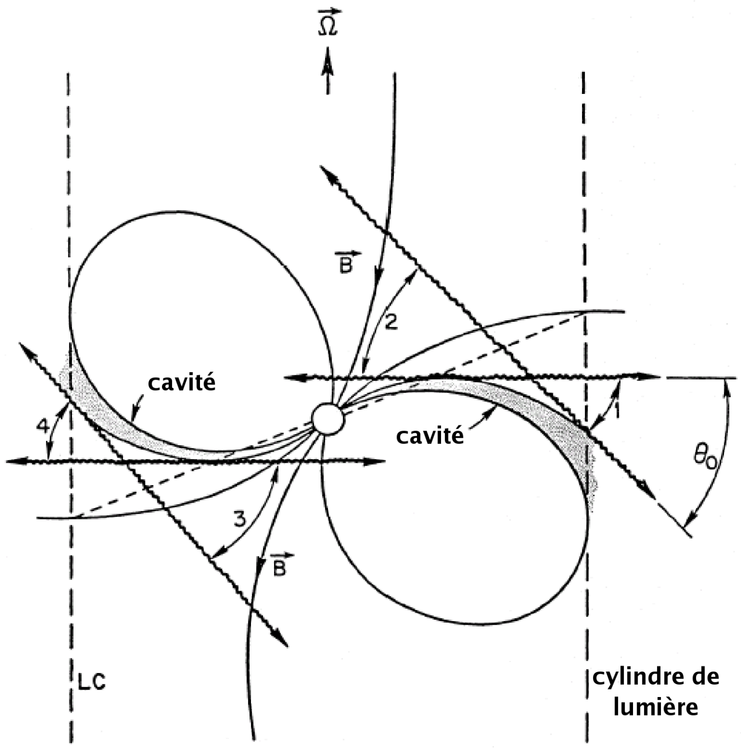

FIG. 2.5 – Modèle de la cavité externe, extrait de [23]. Le schéma montre deux des cavités accélératrices et les cônes d'émission associés, mais deux autres cavités symétriques sont présentes.

provenance de la surface chaude de l'étoile. Pour deux photons d'énergie $E_1 = \epsilon_1 m_e c^2$ et $E_2 = \epsilon_2 m_e c^2$, la matérialisation est possible si $\epsilon_1 \epsilon_2 (1 - cos(\theta)) > 2$, et la section efficace d'interaction est maximum juste au-dessus du seuil, i.e. pour $\epsilon_2 \sim \frac{4}{\epsilon_1}$. Ainsi, les photons au GeV interagissent avec les rayons-X, et les photons au TeV avec les photons du rayonnement infrarouge.

La cavité accélératrice étant éloignée du pulsar, le champ magnétique est moins important et le phénomène de création de paire par interaction avec le champ magnétique est aussi plus faible. Les photons émis par le rayonnement de courbure des électrons accélérés dans la cavité sortent donc de la magnétosphère du pulsar à des énergies plus élevées que dans le cas du modèle de la calotte polaire. La coupure haute énergie est de forme exponentielle et intervient au-dessus de $50 GeV$. De plus, ce modèle n'exclut pas la possibilité d'émission de photons de très haute énergie (au TeV) par diffusion Compton inverse, mais aucune émission pulsée à de telles énergies n'a été observée pour le moment par les télescopes au sol.

Observations et prédictions

Tous les pulsars observés par EGRET présentent un spectre d'émission très dur avec des énergies au-dessus de $5 GeV$. Les deux modèles ont des prédictions très différentes pour la partie haute énergie des spectres, le modèle de la calotte polaire présentant une coupure bien plus forte que celle du modèle de la cavité externe. La figure 2.6 présente le spectre d'émission du pulsar VELA tel que mesuré par EGRET, et ajusté par chacun des deux modèles. La largeur des barres d'erreur sur les observations d'EGRET ne permet pas de conclure, mais le LAT devrait lever toute ambiguïté sur ce point, au moins pour les pulsars les plus brillants.

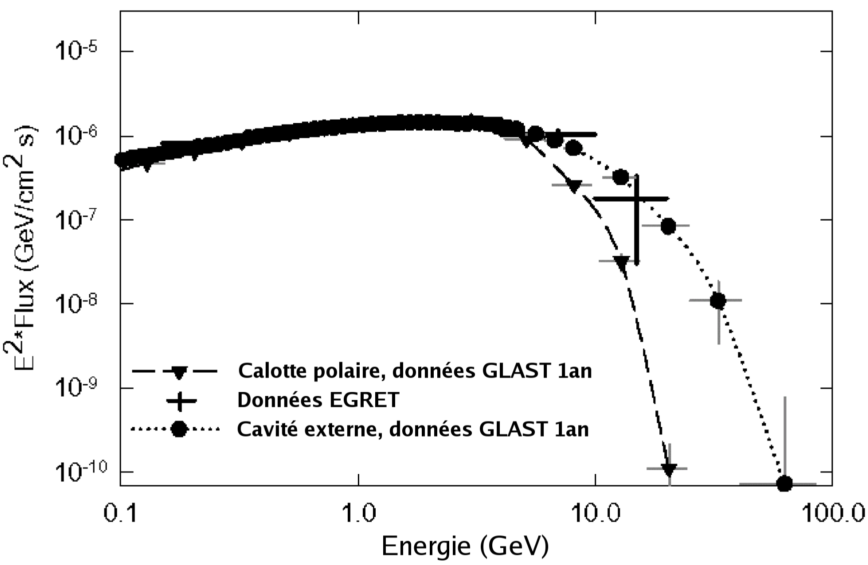

FIG. 2.6 – Spectre d'émission du pulsar VELA, ajusté par les modèles de calotte polaire et de la cavité externe, extrait de [72]. Dans les deux cas, des données GLAST simulées pour une année d'observation ont été superposées.

D'autre part, pour le modèle de la calotte polaire, l'émission radio provient de la même région que l'émission haute énergie, ce qui n'est pas le cas pour le modèle de la cavité externe. La proportion de pulsars γ émetteurs radio par rapport aux non-émetteurs radio, prédite par le modèle de la calotte polaire est bien plus grande que celle prédite par le modèle concurrent. La statistique des pulsars γ connus est bien trop faible pour pouvoir conclure aujourd'hui, mais le LAT sera en mesure de détecter plus d'une centaine de nouveaux pulsars donnant ainsi l'espoir de répondre à cette question.

Grâce à sa grande surface effective, les données de GLAST devraient être suffisamment riches pour tenter la recherche d'émission pulsée en aveugle sur toutes les sources galactiques, en particulier sur celles susceptibles d'être des pulsars non-émetteurs radio. Nombre des sources non-identifiées d'EGRET, situées dans le plan galactique, sont très probablement des pulsars.

Les étoiles à neutron sont d'excellents laboratoires pour l'étude de la physique en condition extrême de champs gravitationnel et magnétique, et pour l'accélération des particules à de très grandes énergies. L'observation de ces objets à toutes les longueurs d'onde est indispensable pour couvrir tous les phénomènes physiques mis en jeu et les photons γ en particulier sont essentiels pour l'étude des mécanismes fondamentaux moteurs des objets compacts.

2.1.3 Restes de supernova et Plérions

Lors de l'explosion d'une étoile en supernova, de grandes quantités de matière (de l'ordre d'une masse solaire), en particulier des éléments lourds, sont éjectées dans l'espace à des vitesses relativistes et entrent en collision avec les gaz du milieu interstellaire. Le spectre d'émission des restes de supernova dépend de quatre paramètres essentiels que sont leur âge, le type de la supernova, la densité du milieu interstellaire local et la présence ou non d'un pulsar en leur sein [71]. La durée de vie d'un reste de supernova est de l'ordre de 100000ans, après cela, les gaz sont trop froids et trop dilués pour être observés.

Les restes de supernova sont considérés comme le lieu privilégié de l'accélération des rayons cosmiques par processus de Fermi, mais cela n'a pu jusqu'à présent être démontré avec certitude. Cependant, les récentes observations de l'observatoire HESS qui a réussi, lors de sa phase d'essai en fonctionnement stéréoscopique, à résoudre pour la première fois au TeV les restes d'une supernova (Figure 2.7), laissent présager des avancées prochaines sur la question.

Emission haute énergie

Les restes de supernova en tant qu'accélérateur de rayons cosmiques, accélèrent de la même façon les électrons à des vitesses relativistes, jusqu'à plusieurs dizaines de TeV. Les électrons accélérés sont généralement ceux du reste de supernova, mais ils peuvent aussi être émis par un pulsar lorsque celui-ci est présent. Le pulsar fournit un flux permanent d'électrons relativistes et entretient ainsi une onde de choc stationnaire avec les couches internes du reste de supernova : le système est alors appelé plérion.

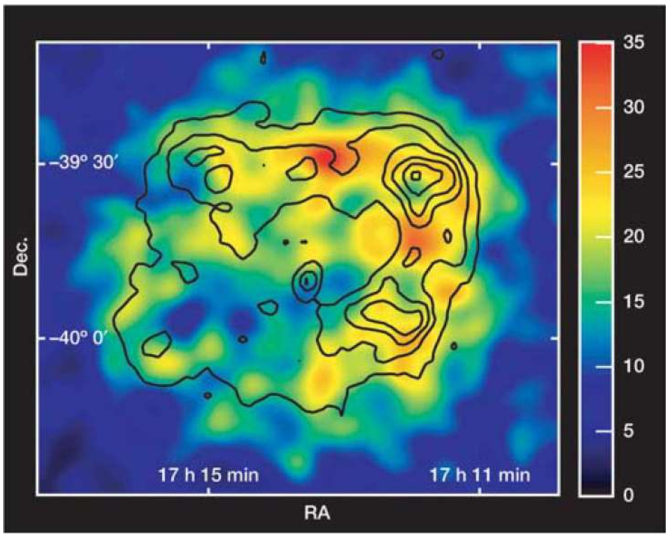

FIG. 2.7 – Le reste de supernova RX J1713.7-3946, tel que vue par HESS en utilisant deux télescopes, pour des photons γ d'énergie supérieure à $800 GeV$, extrait de [5]. Le code de couleur donne la significativité du signal en unité de déviation standard.

Les électrons accélérés au TeV, ayant donc $\gamma \sim 10^6$, soumis à un champ magnétique $B \sim 10nT$,émettent ainsi des photons de $10MeV$ par rayonnement synchrotron. Les photons peuvent aussi gagner de l'énergie par diffusion Compton inverse sur les électrons relativistes. Les photons comptonisés peuvent être externes ou bien issus de l'émission synchrotron et l'on parle alors de processus SSC : *Synchrotron Self Compton*. Dans ce dernier cas, les électrons relativistes de facteur de Lorentz γ émettent des photons d'énergie $\gamma^2 \frac{eB}{2\pi m_e}$ qui sont comptonisés par ces mêmes électrons

pour acquérir une énergie $\gamma^4 \frac{eB}{2\pi m_e}$ en régime de Thomson et l'on comprend mieux l'émission au TeV observée en provenance des restes de supernova.

Spectre d'émission d'une nébuleuse

Les plérions sont le siège d'une activité intense due à la fois au choc des éjectâts de la supernova sur le milieu interstellaire et à l'onde de choc stationnaire des électrons relativistes en provenance du pulsar sur la zone interne des restes de la supernova. La nébuleuse du Crabe est une référence en la matière, son spectre s'étend largement du domaine radio jusqu'au domaine des très hautes énergies. Le spectre d'émission de la nébuleuse du Crabe s'ajuste assez bien par un modèle de type SSC, prenant donc en compte l'émission synchrotron qui étend le spectre quasiment du domaine radio jusqu'au GeV puis l'émission Compton inverse qui apparaît dans le domaine du TeV. Une contribution non négligeable de production des γ de haute énergie d'origine hadronique n'est cependant pas exclue.. La nébuleuse du Crabe est l'objet de référence pour l'astronomie γ en raison de l'intensité et de la stabilité de son flux.

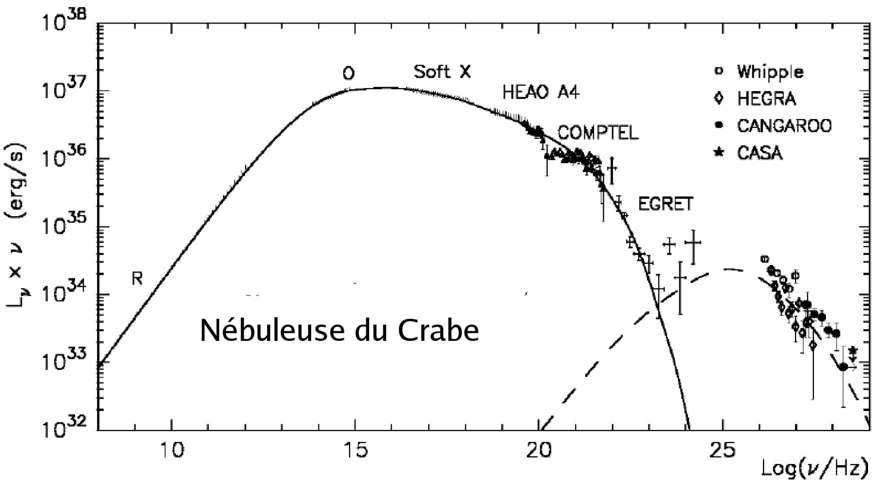

FIG. 2.8 – Spectre de la nébuleuse du Crabe, ajusté par un modèle SSC, extrait de [72].

2.1.4 Emission diffuse galactique

L'émission dominante du ciel γ est le fond diffus galactique et constitue environ 60%[56] des photons mesurés par EGRET. L'émission diffuse galactique est essentiellement due à l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire : une composante hadronique provient de la désintégration des π_0 issus des interactions noyau-noyau, et une composante leptonique provient de l'émission synchrotron des électrons et des positrons, et éventuellement de la diffusion Compton inverse. L'étude de l'émission diffuse galactique contribue à améliorer notre connaissance de la distribution des rayons cosmiques galactiques, hadrons ou leptons, mais il ne faut pas non plus négliger l'importance des sources non résolues dont on ne peut soustraire l'émission du fond diffus.

Des modèles évolués prenant en compte les équations de transport des rayons cosmiques, la densité de noyaux primaires, les sections efficaces d'interaction et la distribution de gaz dans le milieu interstellaire, reproduisent assez bien l'émission diffuse galactique d'un point de vue globale. Cependant, les observations d'EGRET ont mis en évidence un excès de flux au-dessus du GeV par rapport à tous les modèles existant jusqu'à lors. La figure 2.9 montre un excès significatif à 3 déviations standards entre les mesures d'EGRET et le modèle de Hunter et al [56] qui est pourtant l'un des plus exhaustifs dans la prise en compte des différentes composantes.

L'excès observé peut être partiellement expliqué par la mauvaise connaissance actuelle des lieux d'accélération des rayons cosmiques, en particulier de la distribution des restes de supernova. Cependant, malgré des hypothèses extrêmes sur ce genre de paramètre, les modèles n'arrivent pas à renforcer suffisamment leur flux. Une autre explication plus attrayante serait que les flux de rayons cosmiques mesurés au voisinage du soleil et qui sont à la base de tous le modèles, ne soient pas représentatifs de la moyenne galactique.

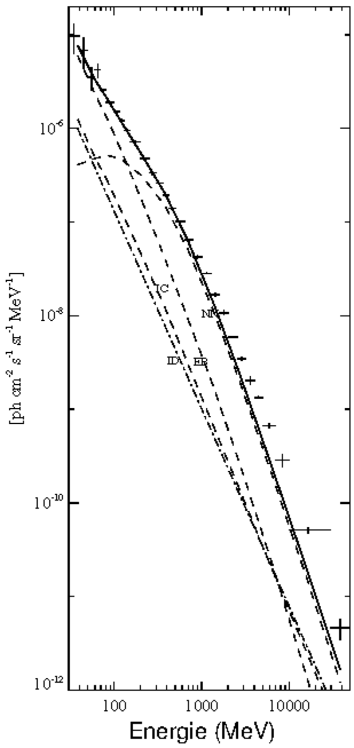

FIG. 2.9 – Spectre de l'émission diffuse galactique mesuré par EGRET et comparé au modèle de Hunter et al. [56]. Les données EGRET sont représentées par les croix : la barre verticale est l'erreur statistique à une déviation standard, et la barre horizontale la gamme d'énergie intégrée. Le meilleur ajustement du modèle est la ligne pleine continue et les composantes individuelles sont en trait pointillé et identifié : (NN) pour nucléon-nucléon, (EB) pour le rayonnement de freinage des électrons, (IC) pour l'émission Compton inverse et(ID) pour l'émission diffuse isotrope.

Grâce à sa grande surface effective, le LAT devrait améliorer la mesure du fond diffus galactique proposant plus de statistique sur des boîtes d'observation plus petites, et confirmer la présence de l'excès au-dessus de $1GeV$ observé par EGRET. De plus, l'observation d'un grand nombre de nouvelles sources, dont des restes de supernova, devrait apporter une meilleure connaissance de la distribution spatiale des accélérateurs cosmiques et donc des distributions de rayons cosmiques dans la galaxie. De manière rétroactive, une excellente connaissance de l'émission diffuse galactique est indispensable pour la détection et l'étude précise des sources ponctuelles.

2.2 Sources extragalactiques

2.2.1 Noyaux Actifs de Galaxie

Les noyaux actifs de galaxie ont d'abord été découverts grâce à leur émission radio intense, puis l'identification de leur contrepartie optique a suivi. Cygnus A fut le premier en 1945, avec une luminosité absolue de l'ordre de $L_{abs} \simeq 10^{45} erg/s$. Ces objets présentent des raies spectrales optiques prononcées, comme les étoiles mais avec un décalage fort vers le rouge qui leur a valu une première appellation de Quasar, pour *Quasi Stellar Radio Source*. Il fallu attendre Zeldovitch[114] et Salpeter[96] en 1964 pour voir apparaître l'idée de trou noir super-massif de 10^6 à 10^9 masses solaires capables de générés d'aussi grandes luminosités par le mécanisme d'accrétion.

Classification

Aujourd'hui, les noyaux actifs de galaxie (NAG) sont observés dans tous les domaines de longueur d'onde et ont été classés en diverses catégories selon la puissance de leur émission radio et selon leur morphologie. Les galaxies de Seyfert sont des galaxies spirales, au noyau optiquement mince, n'émettant pas en radio et présentant des raies d'émission larges et étroites pour les Seyfert 1, ou uniquement étroites pour les Seyfert 2. Les galaxies radio sont des galaxies elliptiques avec une forte émission radio en provenance du noyau et des jets relativistes s'étendant sur des distances considérable de l'ordre du megaparsec. Si les jets sont peu collimatés, les galaxies sont dites Fanaroff-Riley de type I (voir la figure 2.10), et si les jets sont très collimatés et montrent des zones d'émission intense au niveau des chocs, les galaxies sont dites Fanaroff-Riley de type II. Les QSO (*Quasi Stellar Object*) sont des objets non résolus, n'émettant pas en radio et dont le spectre montre des raies d'émission larges et étroites, ainsi que des raies d'absorption. Les Quasars émetteurs radio, objets non résolus, se distinguent en deux classes selon l'indice spectral de la loi de puissance de leur émission radio : si l'indice est inférieur à 0.5, on parle de *Flat Spectrum Radio Quasars* ou FSRQ, sinon de *Steep Spectrum Radio Quasars*.

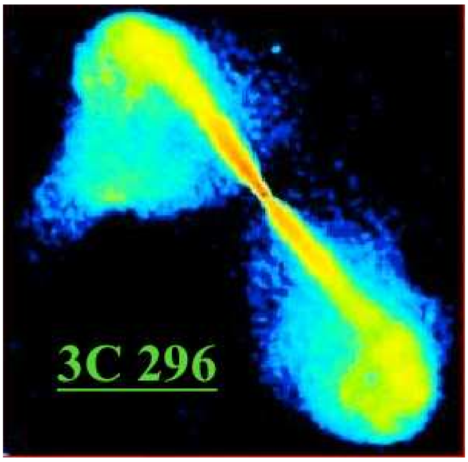

FIG. 2.10 – Image de 3C296, galaxie de Fanaroff-Riley de type I, dans le domaine optique.

Parmi toutes catégories, certains NAG émetteurs radio ont pour particularité de montrer un spectre d'émission continue et des flux d'émission éminemment variables qui leur a donné leur nom de *blazars*. Le terme blazar se réfère aussi au premier objet découvert de ce type, baptisé BL Lacertae, identifié initialement comme une étoile variable. Le flux des blazars peut varier de plusieurs ordres de grandeur, sur des durées allant de quelques minutes à plusieurs mois et sur tout ou partie de leur gamme d'émission. Les blazars, identifiés grâce à l'émission optique et radio, ont été détectés par la suite dans le domaine γ par EGRET jusqu'à $10GeV$.

La majorité des blazars détectés par EGRET l'ont été dans leur état haut, c'est à dire lors de fortes augmentations de flux, et n'ont pu être observés dans leur état quiescent. EGRET n'en a pas moins détectés 66 blazars identifiés, dont 46 FSRQ et

17 BL Lacs, et une bonne fraction des sources non identifiés est attribuée aux blazars. Plusieurs blazars ont été observés, entre quelques centaines de GeV et $10TeV$, par les télescopes au sol et même à ces énergies extrêmes des variations importantes de flux ont été mesurées au cours d'une même nuit d'observation [6].

Modèle de noyau actif

Un modèle global décrivant une structure commune pour tous les noyaux actifs de galaxie réussit assez bien à expliquer tous les types d'émission. Au centre du NAG siège un trou noir super-massif d'environ 10^8 masses solaires autour du quel tourne un disque d'accrétion plus épais proche du centre qu'à l'extérieur, figure 2.11. Autour du disque d'accrétion, des nuages de gaz chaud, un tore de gaz moléculaires et des nuages de gaz plus froid en orbite, expliquent la présence des raies d'émission et d'absorption. A plus grande distance se trouvent de larges régions de gaz HII, lieu intense de formation d'étoiles. Une partie des NAG, dont les blazars, présentent enfin des jets de matière relativistes se terminant par d'immenses zones de choc en arc.

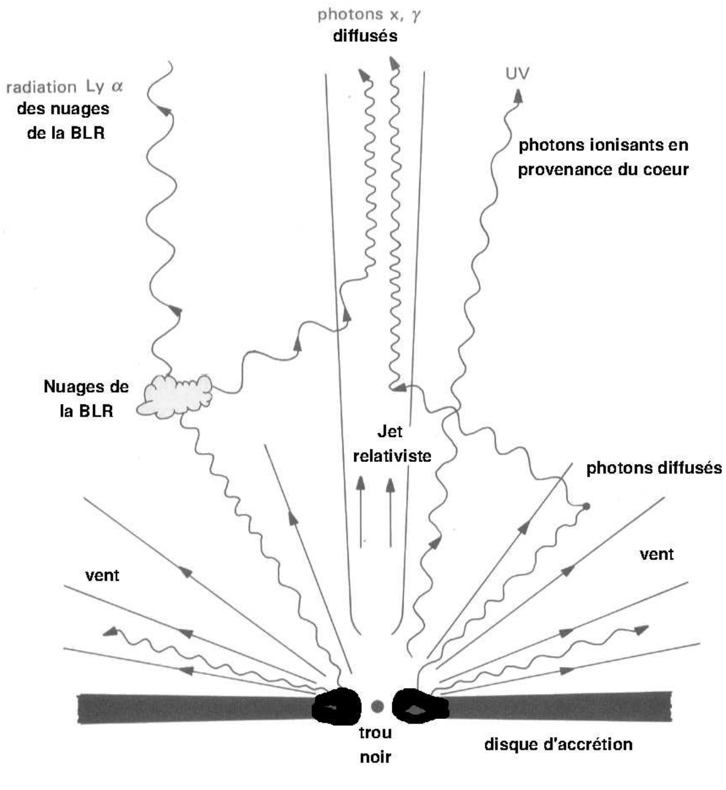

FIG. 2.11 – Modèle simplifié de noyaux actif de galaxie, adapté de [95]. BLR désigne une région où les raies d'émission sont larges, correspondant à de grandes vitesses de déplacement des nuages de gaz (effet Doppler).

L'énergie des NAG est d'origine gravitationnelle : pour un trou noir de Kerr (en rotation), l'efficacité de conversion de la matière en énergie par le mécanisme d'accrétion atteint 42% si l'on considère que la matière part de l'infini et arrive jusqu'à l'horizon du trou noir. Cependant la pression gravitationnelle est compensée par la pression radiative, et l'équilibre entre les deux pressions définit la limite de luminosité d'Eddington $L_{Edd} = 1.3\,10^{46} erg.s^{-1}$. La luminosité apparente des blazars peut parfois dépasser la limite d'Eddington en raison d'effets relativistes.

Modèles d'émission

La présence de jets sur les NAG émetteurs radio revêt une importance capitale. La formation des jets est expliquée par la présence d'instabilités magnétiques à la surface de la zone interne du disque d'accrétion en rotation. La matière est éjectée à des vitesses relativistes, ce qui implique un double effet de collimation du jet et d'amplification de l'énergie émise. Pour un jet de matière de facteur de Lorentz γ et faisant un angle θ avec la ligne de visée de l'observateur, les fréquences d'émission subissent un effet Doppler de facteur $\mathfrak{D}$ donné par l'équation 2.3.

$$\mathfrak{D} = \frac{1}{\gamma(1 - \beta cos(\theta))} \tag{2.3}$$

Un photon d'énergie E_γ est donc amplifié par effet Doppler à une énergie $\mathfrak{D}E_\gamma$. Lorsque le jet est dirigé vers l'observateur, $cos(\theta) \simeq 1$ d'où $\mathfrak{D} \sim 2\gamma$, l'émission est collimatée dans un cône d'angle $1/\gamma$, et la luminosité est ainsi amplifiée d'un facteur de l'ordre de $2\gamma^3$.

L'émission haute énergie des blazars provient essentiellement de la base des jets relativistes, et se traduit par un spectre à deux bosses. L'hypothèse d'une émission d'origine leptonique est souvent favorisée, l'émission de la première bosse étant attribuée au rayonnement synchrotron et celle de la seconde bosse à l'effet Compton inverse pour lequel deux sources de photons sont envisagées. Une première hypothèse avance la comptonisation des photons du rayonnement synchrotron, processus SSC, mais une seconde hypothèse propose la comptonisation de photons externes d'origine thermique en provenance du disque d'accrétion. La présence d'une contribution d'origine hadronique via la production de π_0 par les protons accélérés dans le jet n'est pas exclue.

Les variations du flux d'émission des blazars, les sursauts, sont attribués aux instabilités magnétohydrodynamiques présentent à la base des jets et qui entraînent l'expulsion de boules de plasma à des intervalles de temps irréguliers. L'augmentation du flux entraîne un décalage de la position du maximum des bosses synchrotrons et Compton inverse vers de plus hautes énergies. D'autre part, la position et l'amplitude de ces deux maxima d'émission varient sur plusieurs ordres de grandeur selon les noyaux actifs de galaxie observés. Donato et al [30] ont montré que les blazars se distribuent selon une séquence avec leur densité spectrale d'énergie changeant de manière continue à mesure que leur puissance bolométrique change : les objests peu lumineux ont un pic synchrotron dans la bande UV-X mous et un pic Compton inverse entre le GeV et le TeV. Les deux composantes ont approximativement la même puissance et à mesure que la luminosité bolométrique augmente, les deux pics se décalent vers des fréquences plus basses, et le pic Compton devient de plus en plus dominant, voir la figure 2.12.

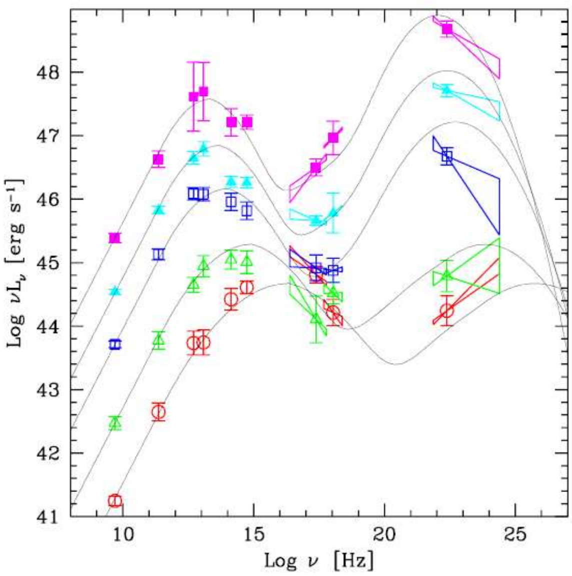

FIG. 2.12 – Densité spectrale d'énergie moyennée pour l'émission de différents blazars, extrait de [30]. Les points correspondent aux observations à différentes longueurs d'onde et pour différents blazars. Les spectres en trait plein sont des ajustements d'un spectre d'émission pour lequel le seul paramètre ajusté est la luminosité bolométrique dont dépendent tous les autres paramètres. La première bosse du spectre est due à l'émission synchrotron, et la seconde à l'émission Compton inverse.

L'interprétation la plus répandue pour expliquer la grande diversité des noyaux actifs de galaxie consiste à les rassembler sous un seul type d'objet que l'on observerait sous des angles différents leur conférant ainsi des propriétés propres. Une autre interprétation met en avant des variations intrinsèques des paramètres physiques d'un blazar à l'autre. Les données disponibles ne permettent pas de conclure à l'un ou l'autre de ces deux scénari, à haute énergie notamment la statistique des blazars observés est insuffisante et biaisée car la majorité n'ont pu être observés que dans leur état haut.

Prédictions

La fonction de lumière des blazars définit le nombre de blazars en fonction de leur luminosité. La fonction de lumière est intéressante car elle permet à partir des observations actuelles, celles d'EGRET en particulier, de prédire le nombre de blazars potentiellement observables par le LAT en fonction de sa sensibilité aux sources ponctuelles. L'évaluation de la fonction de lumière des blazars est très difficile car elle dépend fortement du fond γ diffus et des propriétés de variabilité des blazars, deux paramètres mal connus. Selon la figure 2.13 présentant la fonction de lumière des blazars évaluée par Stecker[100], le LAT devrait en découvrir plusieurs milliers.

Une telle augmentation de la statistique des blazars connus permettrait de valider ou non l'hypothèse d'un objet unique vu sous différents angles.

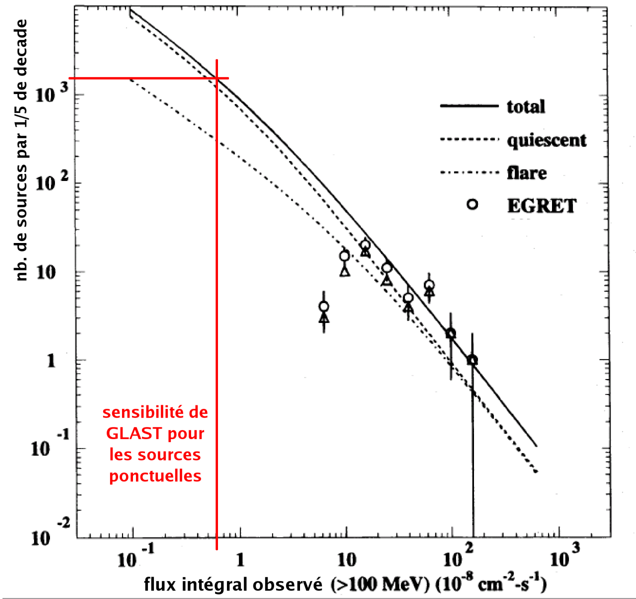

FIG. 2.13 – Nombre de blazars observables en fonction du flux intégral au-dessus de $100 MeV$, adapté de [100]. Selon la sensibilité attendue pour GLAST, plusieurs milliers de blazars pourraient être découverts.

Grâce à sa grande sensibilité et à son grand champ de vue, le LAT sera à même de suivre l'évolution temporelle de l'émission des blazars sur de longues durées et avec une grande résolution temporelle, fournissant ainsi des informations essentielles pour la compréhension des mécanismes responsable de ces instabilités. De vastes programmes d'observation multi-longueurs d'onde sont prévus avec les observatoires Cherenkov au sol pour les mesures au TeV, mais aussi avec les radiotélescopes et autres observatoires à basse énergie, afin de suivre l'évolution temporelle des spectres dans leur totalité.

2.2.2 Sursauts Gamma

Les sursauts γ sont les sources les plus intenses et les plus lointaines connues à ce jour, avec des luminosités dépassant de plus de 1000 fois celles des NAG et des variations temporelles de l'ordre de quelques millisecondes. Les sursauts γ ont été les premiers objets observés dans le domaine des trés hautes énergies et ont pu ensuite être observés sur une large gamme de longueurs d'onde. Leur origine est longtemps restée mystérieuse, et seuls les milliers de sursauts observés par BATSE, embarqué sur CGRO, ont permis de démontrer leur isotropie et donc leur origine extragalactique qui était, a priori, difficilement envisageable compte tenu de la puissance de leur émission. BATSE a pu mesurer autant de sursauts grâce à son grand champ de vue et parce que sa gamme d'énergie correspond au maximum du spectre d'émission des sursauts γ. EGRET n'a observé que 4 sursauts ayant une énergie supérieure à $100 MeV$ dans sa chambre à étincelles, et 30 ayant une énergie supérieure à $1 MeV$ dans son calorimètre. Actuellement, le télescope spatial INTEGRAL est le mieux adapté pour l'étude des sursauts γ pour les énergies inférieures à $10 MeV$, et a mesuré près d'un sursaut par mois depuis son lancement en octobre 2002.

Deux classes de sursauts se distinguent, les sursauts courts pour lesquels l'émission transitoire ne dure qu'une fraction de seconde ($T \sim 0.2 s$), et les sursauts longs qui durent quelques secondes à quelques minutes ($T \sim 20 s$). Les sursauts γ longs présentent deux phases : une émission transitoire intense de courte durée et une émission rémanente lentement décroissante plus ou moins stable comme le montre le premier graphe de la figure 2.14. La figure 2.14 montre aussi que les paramètres principaux de l'émission, tels que les deux pentes du spectre et l'énergie de coupure varient au cours du sursaut. Une grande partie des sursauts γ longs ont des contreparties en X, en optique et en radio, mais certains, baptisés *dark bursts* ne sont observés que dans le domaine γ. Sursauts courts et sursauts longs présentent de plus des spectres d'émission très différents, ce qui permet d'inférer l'existence de deux types de sources très différentes.

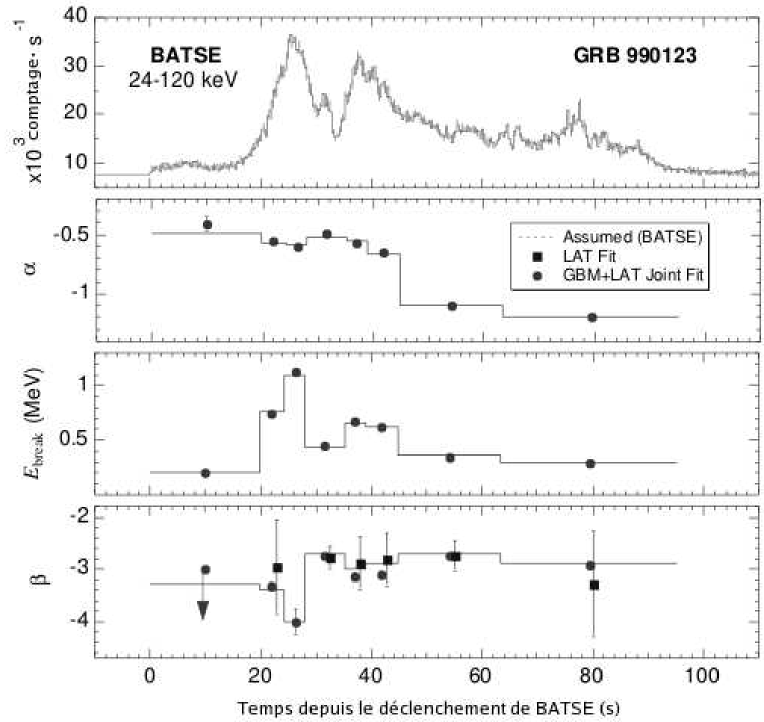

FIG. 2.14 – Courbe de lumière d'un sursaut γ observé par BATSE et simulation de ce que pourraient mesurer le LAT et le GBM, adapté de [62]. α et β sont les indices des lois de puissance du spectre à basse et à haute énergie, respectivement. E_{break} est l'énergie de coupure. L'association du LAT et du GBM devraient pouvoir permettre le suivi de ces paramètres au cours du sursaut.

Un modèle global de sursaut baptisé, modèle de la boule de feu (*fireball model*), se dégage pourtant et permet d'expliquer la plupart des émissions transitoires haute énergie. Le modèle de la boule de feu (Figure 2.15) considère un trou noir en rotation avec un disque d'accrétion et un jet dans l'axe de rotation. Une boule de matière est éjectée et ralentie rapidement à mesure de son expansion, transformant l'énergie interne du plasma chaud en énergie cinétique pour l'accélération et la focalisation relativistes de paires électrons-positrons. Les modèles intègrent aussi des zones de choc aux lieux où les boules de plasma rapides dépassent les plus lentes à l'intérieur du jet. Au niveau de ces chocs, l'accélération des particules par processus de Fermi est envisagée.

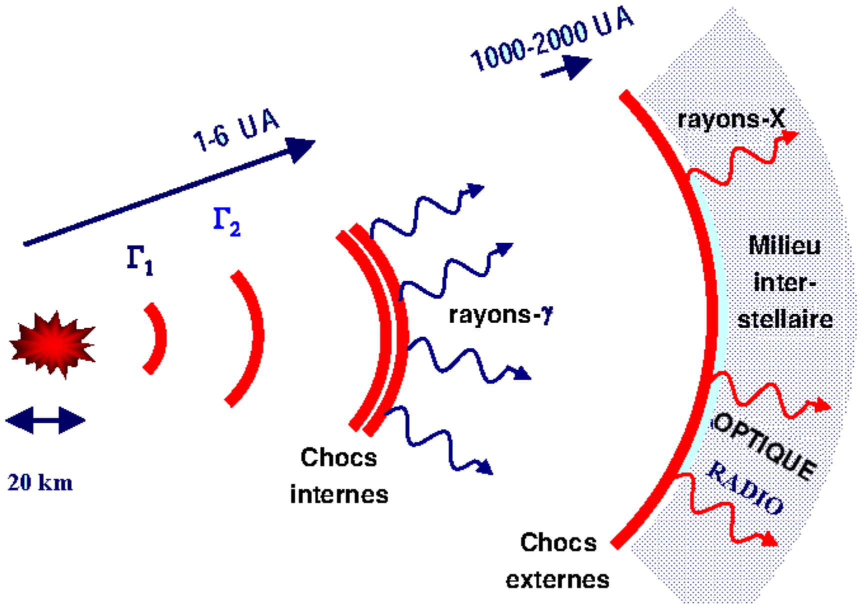

FIG. 2.15 – Modèle de la boule de feu, adapté de [57].

Les particules accélérées sont des électrons et des positrons pour les modèles leptoniques plus à même d'expliquer les sursauts courts car les pertes d'énergie de ces leptons sont rapides. Les modèles hadroniques accélèrent des protons et expliquent plus aisément les sursauts longs et énergétiques. Dans les deux cas, le rayonnement γ est émis par rayonnement synchrotron et effet Compton inverse, directement à partir des paires $e^{\pm}$ issus du plasma pour les modèles leptoniques ou d'abord par rayonnement synchrotron des protons pour les modèles hadroniques. L'émission γ donne des informations capitales sur l'énergie maximale des particules réussissant à sortir du jet malgré l'absorption par création de paire, et permet ainsi d'évaluer le facteur de Lorentz global du jet de matière à environ $\gamma \sim 100 - 1000$. En effet, si le facteur de Lorentz global du jet est grand, moins de photons de basse énergie sont disponibles pour la matérialisation par création de paire des photons γ. D'autre part, l'émission rémanente serait due au choc de la boule de feu sur la matière environnante (Figure 2.15).

D'autres sources sont par ailleurs envisagées comme responsables des émissions transitoires de haute énergie. Au premier rang se trouvent les hypernovae, explosion d'étoiles super-massives à la fin de leur vie puis vient l'évaporation de trous noirs primordiaux prévus entre autre par certaines théorie de gravité quantique, ou encore la coalescence d'une étoile et d'un trou noir, ou de deux étoiles à neutron, dans un système binaire. La majorité des théories émises expliquent cependant plus facilement les sursauts longs que les sursauts courts. Par ailleurs, les sursauts γ sont aussi prédits comme source possible d'accélération de rayons cosmiques de très haute énergie : en raison des grand facteur de Lorentz des jets, les protons pourraient être accélérés jusqu'à $10^{20}eV$.

GLAST embarquera deux instruments, le LAT télescope principal et le GBM dédié à l'étude des sursauts, permettant ainsi leur étude sur une large gamme d'énergie. Le LAT disposant d'un temps mort faible et d'une grande surface effective, il sera possible de suivre avec une bonne résolution temporelle l'évolution du spectre au cours des sursauts, et notamment de confirmer certaines théories prédisant le passage d'une domination de la composante leptonique au début des sursauts vers une domination de la composante hadronique par la suite. L'intérêt du GBM, moniteur de sursaut γ, en plus du LAT, sera discuté au chapitre 5.

2.2.3 Emission diffuse extragalactique

Les premiers télescopes spatiaux dédiés à l'astronomie γ, SAS2 et COS-B, ont mesuré une émission diffuse isotrope au-dessus de $100MeV$. EGRET a confirmé l'existence de ce fond diffus, en observant 36 régions du ciel indépendantes et éloignées du plan galactique. Les mesures d'EGRET, compatibles avec une émission isotrope, indiquent un spectre d'émission en loi de puissance en $E^{-2.1\pm0.03}$ pour $100MeV < E_\gamma < 10GeV$ selon la figure 2.16. L'indice de cette loi de puissance est très proche de celui mesuré pour les blazars d'EGRET, ce qui tend à confirmer l'hypothèse que les blazars non connus apportent une forte contribution à l'émission diffuse extragalactique mesurée par EGRET. Cette contribution est aujourd'hui difficile à évaluer car elle est très liée à la fonction de lumière des blazars qui est mal connue. Cependant, il faut reconnaître que selon les modèles d'émission choisis pour les blazars, ceux-ci peuvent contribuer jusqu'à 100% du fond diffus selon Stecker et al[100].

Une autre contribution importante et non moins complexe à évaluer est la contamination par l'émission du halo galactique qui est forcément présente et qui dépend fortement de paramètres difficiles à évaluer tels que la taille du halo, le spectre des électrons cosmiques ou l'importance de la diffusion Compton inverse dans cette émission haute énergie.

Les données du LAT devraient permettre d'améliorer les connaissances de l'émission diffuse extragalactique selon différentes voies. D'une part, le LAT observera en permanence de larges zones hors du plan galactique grâce à son grand champ de vue, améliorant ainsi la statistique. D'autre part, le LAT devrait découvrir et identifier un grand nombre de sources qui pourront être directement soustraites pour déterminer l'émission diffuse, et l'amélioration de la connaissance de l'émission des blazars en particulier permettrait de mieux prendre en compte leur contribution.

En diminuant largement les contributions de toutes les composantes connues, on peut espérer réussir à mettre en évidence des composantes plus exotiques et d'intérêt cosmologique dont on suspecte l'existence telles que l'annihilation à grande échelle de baryon-antibaryon dans l'univers primordial, l'évaporation de trous noirs

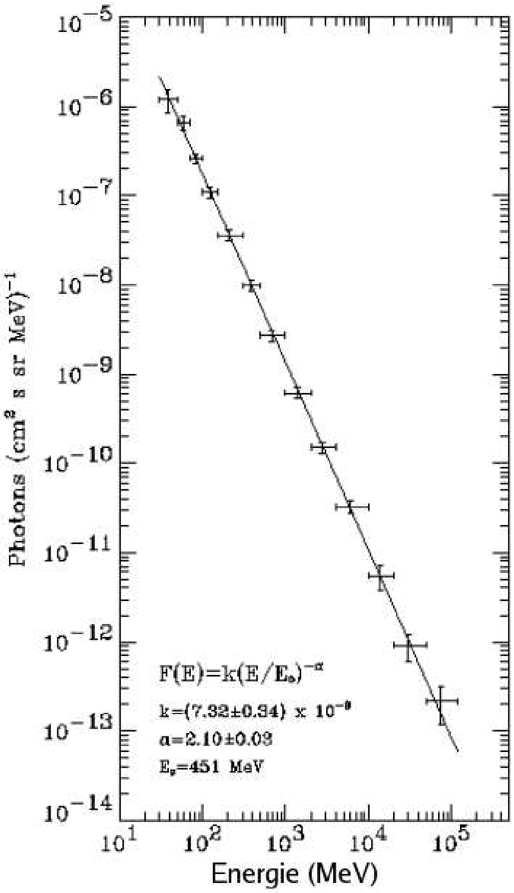

FIG. 2.16 – Spectre de l'émission γ diffuse extragalactique mesurée par EGRET, extrait de [99].

primordiaux ou encore l'annihilation de particules supersymétriques.

2.2.4 Matière noire

L'univers observable tel qu'on le conçoit aujourd'hui serait constitué à 80% de matière noire non baryonique, dont on ignore la nature exacte mais dont plusieurs faits expérimentaux révèlent la présence. La preuve la plus évidente de la présence en grande quantité de matière noire, c'est à dire non observable directement, est l'étude des vitesses de rotation des galaxies. Dès 1933, Zwicky a découvert que les vitesses de rotation des galaxies des amas de la Chevelure de Bérénice (Coma) étaient bien trop grandes pour assurer la cohésion de l'amas, à moins de postuler l'existence d'une énorme quantité de matière invisible. Cette preuve reste néanmoins âprement discutée.

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer la nature de cette matière sombre, notamment l'existence de particules massives faiblement interactives, baptisés WIMP pour *Weakly Interacting Massive Particles* prédites par les théories supersymétriques.

Parmi ces particules certaines sont particulièrement intéressantes puisqu'elles pourraient être à l'origine d'une émission de photons γ. Dans ce domaine le candidat le plus sérieux est le neutralino χ, particule supersymétrique la plus légère, qui pourrait s'annihiler par les relations $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ et $\chi\chi \rightarrow \gamma Z$. La signature d'une telle émission γ serait une raie d'émission à l'énergie de masse de la particule, qui pourrait éventuellement être détectable par le LAT comme le montre la figure 2.17.

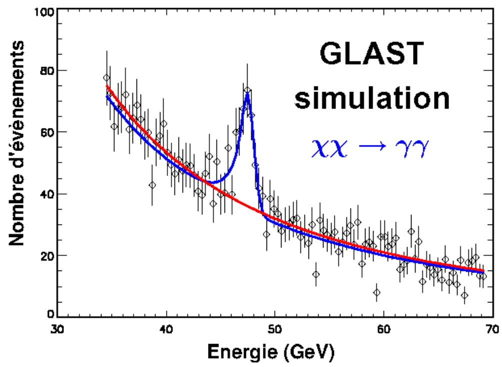

FIG. 2.17 – Simulation d'une raie d'annihilation $\chi\chi$ vue par le LAT, extrait de [42].

La physique des particules a commencé au début du siècle dernier avec l'étude des rayons cosmiques et la remarquable découverte d'une nouvelle particule, le muon en 1937. L'observation d'une raie d'émission par le LAT montrant l'existence des particules supersymétriques serait une nouvelle preuve de l'intérêt de l'observation de l'univers là où les conditions physiques sont plus extrêmes encore que celles atteintes par les accélérateurs de particules sur Terre.

2.3 Etat des lieux

Les sources identifiées de photons γ sont aujourd'hui mal connues, que celles-ci soit galactiques ou extragalactiques. Les méthodes observationnelles utilisées jusqu'à présent ont permis la découverte de nombreuses sources mais les études précises ont été fortement limitées par les performances des instruments. Les télescopes au sol ont des seuils trop hauts en énergie et les télescopes spatiaux des surfaces de collection trop faibles pour l'acquisition des données nécessaires.

La nouvelle génération de détecteurs, représentée au sol par l'observatoire HESS et dans l'espace par GLAST, devrait permettre un pas de plus vers la compréhension des sources de photons γ. Outre l'étude des sources déjà connues mais qui demandent des données plus précises, les nouveaux instruments pourraient aussi découvrir de nouvelles classes d'émetteurs haute énergie comme les amas de galaxie ou les systèmes binaires formés d'un trou noir et d'une étoile à neutron [4].

La spécificité de l'émission γ tient au fait qu'elle a lieu dans les parties les plus centrales des objets, au plus près des phénomènes physiques qui les animent. Contrairement aux particules chargées qui sont largement diffusées par les champs magnétiques extragalactiques et galactiques, les photons γ se propagent en ligne droite et autorisent une localisation précise des sites d'émission. De plus, dans le domaine du MeV, le phénomène d'absorption par création de paire est très limité, ce qui permet l'étude d'objets célestes lointains : le LAT devrait observer des dizaines de blazars de redshift supérieur à $z = 4$. L'astronomie γ permet ainsi de sonder les conditions physiques extrêmes qui existent au sein des émetteurs, et de tester les limites des modèles théoriques existants.

[4] un tel système a été récemment observé par HESS au TeV [7]

3 Le rayonnement cosmique

Tout l'intérêt de l'astronomie γ spatiale est de s'affranchir de l'atmosphère pour mesurer les photons dans un calorimètre stable et parfaitement connu, mais la conséquence inévitable est que l'on ne dispose plus de la protection de l'atmosphère et du géomagnétisme face aux rayons cosmiques qui bombardent la Terre à chaque instant. GLAST devrait orbiter à une altitude de $575km$, et sera donc soumis à cet intense rayonnement. Pour GLAST, en phase d'observation, le rayonnement cosmique constitue un bruit de fond important que l'on devra soustraire comme cela sera évoqué section 6.4. La connaissance et la modélisation du fond cosmique sont donc indispensables, et étaient en partie l'objet de l'expérience qui a consisté à faire voler en ballon un prototype d'une des 16 tours du LAT en 2001 [74].

3.1 Protons, hélium et ions lourds

Le rayonnement cosmique est composé en grande partie de protons, mais aussi de noyaux plus lourds, d'électrons, de positrons, de muons et de photons. Les protons et les particules α se répartissent selon deux composantes. La composante primaire est constituée par les protons provenant essentiellement de l'extérieur du système solaire, possédant un spectre énergétique en loi de puissance en $E^{-2.83}$ [74]. Ces particules sont ralenties par les vents solaires et le spectre est donc modulé en flux et en énergie selon l'activité du soleil. Les cosmiques sont aussi soumis au champ magnétique terrestre (lui aussi modulé par l'activité solaire et dépendant de la latitude) qui induit une coupure du spectre vers $1GeV/n$, comme le montre la figure 3.1 pour les particules α. La composante secondaire est issue de l'interaction des primaires avec l'atmosphère, et peuple essentiellement le spectre à basse énergie, sous la coupure géomagnétique.

A l'altitude de GLAST, les rayons cosmiques sont essentiellement des protons pour 95% et des noyaux d'hélium pour 5%, le reste étant constitué de noyaux plus lourds parmi lesquels des ions de Carbone, d'Oxygène, d'Azote et de Fer. Le spectre en énergie des ions lourds cosmiques est semblable à celui des protons, avec un maximum entre $2GeV/n$ et $6GeV/n$, une coupure en dessous de $1GeV/n$, et peut être prédit par le logiciel CREME96[1], développé et maintenu au Naval Research Laboratory. Leur flux est faible devant celui des protons, et leur identification par le détecteur en anticoincidence (ACD) permettra leur rejet avec une excellente efficacité, cependant la diversité des ions lourds cosmiques relativistes sera utile pour le suivi en vol de l'étalonnage en énergie des nombreuses voies d'électronique du calorimètre, voir le paragraphe 6.5.2.

3.2 Electrons et positrons

Les électrons et positrons se répartissent eux selon trois composantes : une composante primaire d'origine galactique, une composante secondaire montante et une composante tertiaire descendante. La composante primaire, constituée à plus de 90%

[1] CREME96 est disponible à l'adresse internet suivante : `https ://creme96.nrl.navy.mil/`

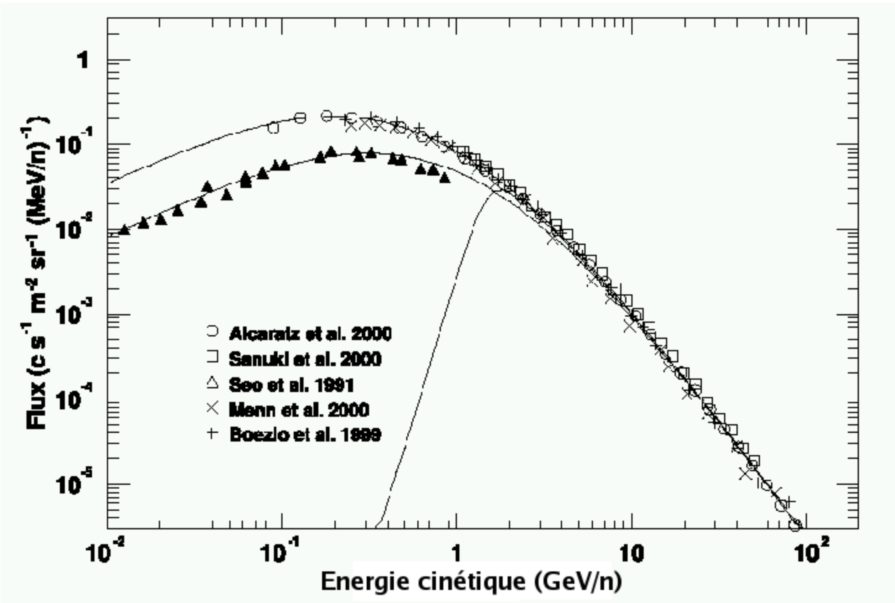

FIG. 3.1 – Spectre de particules α cosmiques. Aux données AMS et BESS est superposé le modèle développé par Mizuno et al [74] montrant la coupure du spectre à $1GeV$. Le spectre des protons est semblable à celui des particules α avec un flux supérieur d'un ordre de grandeur.

d'électrons, possède un spectre en énergie en loi de puissance d'indice -3.3 et une distribution angulaire uniforme [74]. Les composantes secondaires et tertiaires sont issues de l'interaction des cosmiques primaires (protons, noyaux ou électrons) avec l'atmosphère et contiennent une proportion en moyenne équivalente de positrons et d'électrons. Ces composantes peuplent la partie basse énergie et possèdent un spectre en loi de puissance plus dur que la composante primaire. Ces rayons cosmiques sont aussi soumis aux vents solaires et au géomagnétisme.

Pour les muons, leur court temps de vie fait que la composante primaire est négligeable. Seuls les muons atmosphériques pourraient être pris en compte, cependant leur flux reste faible à l'altitude de GLAST.

3.3 Albédo γ

Les photons γ font aussi partie du fond cosmique. La composante primaire est le fond Gamma diffus, évoqué au paragraphe 2.2.3 et possédant un spectre en énergie en loi de puissance d'indice -2.15 au-dessus de $1MeV$, mais son flux n'est que le dixième de la composante secondaire. Les γ secondaires montants et descendants sont issus des réactions des cosmiques primaires avec l'atmosphère et du rayonnement de freinage des électrons et des positrons. La composante descendante concerne assez peu GLAST en raison de son altitude, la composante montante, aussi appelée albédo terrestre, est en revanche à prendre soigneusement en compte. L'albédo γ est tout d'abord intéressant en lui-même car il permet de mieux comprendre les interactions des vents solaires avec l'atmosphère terrestre. Pour l'astronomie γ spatiale, il s'agit d'un fond de vrais photons très difficiles à identifier : la moitié des γ mesurés par EGRET sont des photons d'albédo et GLAST volera quasiment à la même altitude qu'EGRET. L'étude des données d'EGRET [86] a permis d'établir une cartographie précise de cette émission, voir la figure 3.2, et sera une base indispensable pour adapter en conséquence la stratégie de pointé de GLAST.

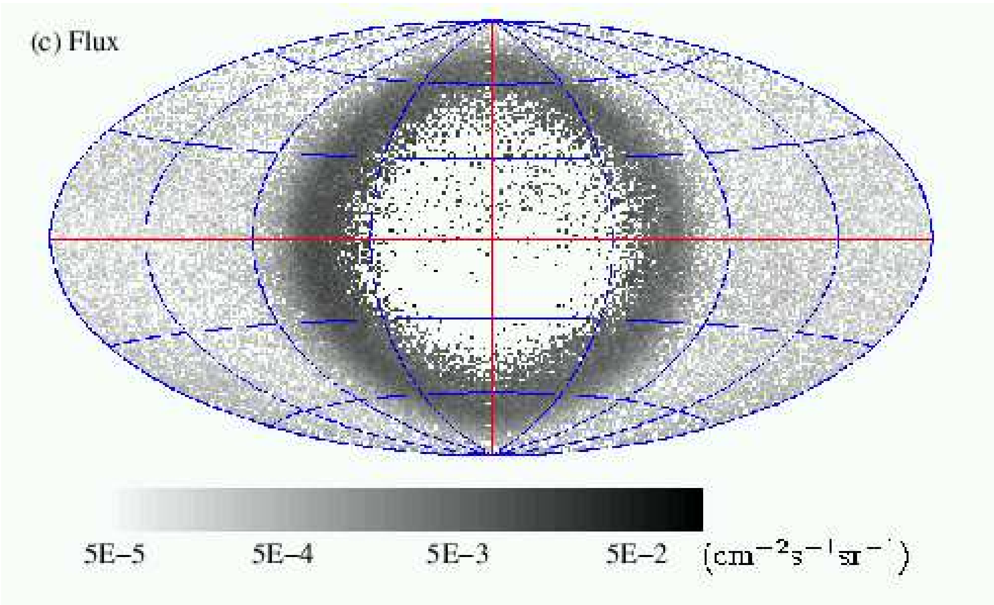

FIG. 3.2 – Carte du flux de photons γ d'albédo en coordonnées de Hammer-Aitoff centrées sur la Terre, à partir des observations de la première année d'EGRET entre $100 MeV$ et $300 MeV$, extrait de [86].

Deuxième partie

GLAST

GLAST est un projet international, mené et financé essentiellement par la National Space Agency, avec la participation de la France, de l'Italie, de la Suède, du Japon et de l'Allemagne. Le lancement du satellite est prévu pour août 2007, date qui ne devrait plus varier beaucoup à présent. Le satellite embarquera deux instruments, le Large Area Telescope, télescope principal, et le GLAST Burst Monitor, dédié à l'étude des sursauts-γ. La satellisation impose de nombreuses contraintes sur la construction des détecteurs. La masse embarquée limite la taille des détecteurs et peut contraindre le choix des matériaux comme c'est le cas pour le calorimètre du LAT. La puissance électrique fournie uniquement par les panneaux solaires reste relativement faible en rapport aux dimensions des détecteurs et impose une électronique adaptée au plus juste.

Dans l'espace comme au sol, le rayonnement cosmique est responsable de la très grande majorité des déclenchements des télescopes Gamma. Le LAT subira un intense rayonnement de cosmiques, essentiellement des protons qui présentent un spectre en énergie en loi de puissance avec un maximum vers quelques GeV et coupé en dessous du GeV par la coupure géomagnétique. Le rayonnement cosmique comprend aussi des électrons, des positrons et des photons γ d'albédo particulièrement difficile à identifier.

Le LAT n'est pas très adapté à l'observation des émissions transitoires, et il était indispensable de lui adjoindre un détecteur dédié à leur étude compte tenu de leur importance scientifique. Le moniteur de sursaut Gamma se compose de détecteurs scintillateurs NaI et BGO à très large champ de vue et couvrant le domaine d'énergie correspondants au maximum du spectre d'émission des sursauts Gamma.

Le LAT comprend 16 modules identiques assemblés en un carré 4×4, et recouverts d'un bouclier d'anticoïncidence constitué de 89 tuiles scintillantes. Chacune des 16 tours comprend un calorimètre de 8 couches croisées de 12 cristaux de CsI lus par des doubles photodiodes à chaque extrémité, surmonté d'un trajectographe à piste de silicium, qui joue aussi le rôle de convertisseur grâce à des couches de tungstène. L'étalonnage en énergie des cristaux de CsI du calorimètre du LAT est réalisé au sol en utilisant les muons cosmiques et sera suivi en vol grâce aux ions cosmiques relativistes.

Le mode d'observation privilégié pour le LAT sera le mode balancement, pour lequel le LAT pointera au Nord puis au Sud au cours de deux orbites successives. Grâce à son grand champ de vue, le LAT couvrira tout le ciel au cours de ces deux orbites de 95 minutes et en une journée d'observation la sensibilité de détection des sources ponctuelles atteindra celle d'EGRET sur toute la durée de sa mission.

4 Le satellite

GLAST a pour objectif d'améliorer les connaissances en astronomie Gamma en proposant des capacités observationnelles d'un ordre de grandeur supérieures à ses prédécesseurs. Le LAT, instrument principal, est quasiment conçu comme un détecteur classique de physique des particules, mais il devra fonctionner dans l'espace, environnement bien plus contraignant que celui d'un accélérateur.

4.1 Présentation

Le lancement de GLAST est prévu pour le mois d'août 2007, du centre spatial Kennedy, par un lanceur de type `Delta II 2920-10H`. L'altitude visée est de $575km$ avec une inclinaison de 28.5 degrés, ce qui donne une période orbitale de 95 minutes. GLAST embarque deux instruments, le LAT *Large Array Telescope*, et le GBM *GLAST Burst Monitor*. Le GBM est constitué des plusieurs détecteurs scintillateurs disposés tout autour du satellite, comme le montre la figure 4.1, afin de disposer d'un champ de vue le plus large possible pour rechercher les émissions transitoires intenses dont les sursauts γ, à basse énergie entre $5keV$ et $30MeV$. Le LAT est le

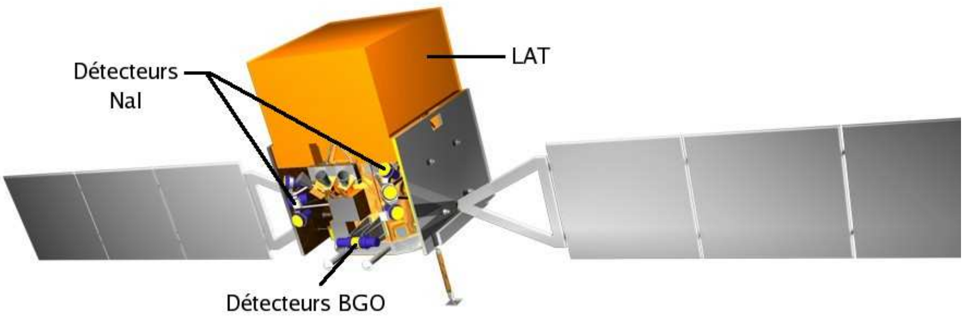

FIG. 4.1 – Vue globale du satellite, crédits image à Spectrum Astro

coeur de GLAST, il observera le ciel des photons γ de $20MeV$ à $300GeV$, avec une résolution angulaire inférieure à $0.15°$ au-dessus de $10GeV$, pour un champ de vue de 2.4 stéradians. De par ses excellentes caractéristiques, GLAST devrait être 25 fois plus sensible que son prédécesseur, EGRET sur CGRO (Tableau 4.1), complémentant ainsi le domaine couvert par la nouvelle génération de télescopes au sol et offrant même un recouvrement assez large de la gamme d'énergie $50GeV - 300GeV$, qui permettra l'inter-étalonnage des détecteurs et des méthodes observationnelles. Le télescope spatial italien AGILE dont le lancement est prévu dans le courant de l'année 2005, dispose d'une technologie proche de celle de GLAST mais avec des dimensions d'un ordre de grandeur inférieure. AGILE devrait néanmoins proposer des résultats intéressants pour l'astronomie Gamma, pour GLAST et pour les télescopes au sol, en étant pour quelques temps le seul instrument en vol dans ce domaine.

Caractéristique/Mission	EGRET	AGILE	GLAST/LAT
Champ de vue (sr)	0.5	3	2.4
Résolution Angulaire †	1.3°	0.7°	0.4°
Surface Effective $^\star(cm^2)$	1100	500	10000
Sensibilité ‡	10^{-7}	$< 10^{-7}$	3×10^{-9}
Résolution en énergie*	20%	100%	10%
Gamme d'énergie (GeV)	0.02 - 30	0.03 - 50	0.03 - 300
Temps Mort	$100ms/evt$	$100\mu s/evt$	$30\mu s/evt$
Précision de la datation	$100\mu s$	$\leq 5\mu s$	$\leq 3\mu s$

TAB. 4.1 – Comparaisons des caractéristiques attendues pour le télescope spatial GLAST, avec celles de son prédécesseur EGRET et celles de son concurrent direct AGILE [38][105] : † à 1 GeV, $\star$ à 100MeV, ‡ $ph.\,cm^{-2}\,s^{-1}$ au-dessus 100MeV.

4.2 Les contraintes du spatial

Le fait que le télescope soit envoyé dans l'espace n'est en rien anodin, les contraintes habituelles inhérentes aux grands projets se font plus fortes et de nouvelles contraintes apparaissent. Ces contraintes nécessitent une gestion des risques accrues afin d'optimiser le rapport coût/performance : en cas de défaillance matériel, l'accroissement rapide des coûts et des délais est inévitable et l'investissement à réaliser doit permettre que l'instrument remplisse sa mission scientifique. Par exemple, l'impossibilité d'intervenir sur le détecteur après son lancement impose, d'une part, l'utilisation de technologies éprouvées quitte à négliger les performances de technologies de pointe, et d'autre part, la redondance des modules critiques pour parer à toute défaillance. Encore plus spécifiquement, le coût de la mise en orbite impose des limites fortes sur la masse et la géométrie du détecteur, et la puissance électrique est limitée aux performances des panneaux solaires. Le stress intense du décollage doit aussi bien sûr être considéré.

4.2.1 Masse

La charge utile allouée au LAT à bord du satellite est de $3000kg$, selon le tableau 4.2 tiré de [53]. Au prix moyen de 10000$ pour satelliser 1kg en orbite basse, il est indispensable à la fois d'optimiser le choix des matériaux et d'être certain d'éviter tout excès de poids superflu. Le calorimètre du LAT constitue à lui seul la moitié de la charge utile, et a limité l'éventail des choix pour le matériau scintillant qui est finalement le CsI, dont la densité permet l'obtention d'un bon compromis entre la segmentation, la compacité et la masse du calorimètre.

L'estimation de la masse des différentes parties est assez juste à quelques pourcent près, et la marge de 8% disponible en mai 2005 est satisfaisante pour espérer une masse finale inférieure aux $3000kg$ disponibles.

Masse(kg)	Estimation	Allouée
Trajectographe	514.0	510.0
Calorimètre	1374.3	1440.0
ACD	286.2	295.0
Mecanique	366.6	386.6
Electronique	230.1	240.0
Systèmes	7.0	8.0
LAT Total	2778.5	2879.6
Marge (kg)	221.5	
Disponible		3000.0

TAB. 4.2 – Composition de la masse du LAT évaluée en mai 2005. La marge disponible est de 8% pour une marge conseillée de 5.2%

4.2.2 Puissance électrique

A bord du satellite, la puissance électrique disponible est uniquement fournie par les panneaux solaires et est donc assez limitée. La puissance totale allouée au LAT est de $650W$ ce qui correspond à moins que la puissance délivrée par deux alimentations standards de PC[1], pour un détecteur de 3 tonnes.

Puissance(Watts)	Estimation	Calcul	Mesure	Alouée
ACD	11.5	3.9	5.2	10.5
Trajectographe	146.9	-	145.4	153.0
Calorimètre	67.4	0.6	66.8	71.0
Acquisition	321.2	87.2	190.8	327.5
Surveillance	20.4	-	-	35.0
LAT Total	567.4	91.7	408.2	597.0
Puissance Allouée	650.0			
% Reserve	14.6%			

TAB. 4.3 – Détail de la consommation électrique du LAT évaluée en mai 2005. La marge disponible est de 14.6% pour une marge conseillée de 5%.

Selon le tableau 4.3, tiré de [53], le trajectographe ($80m^2$ de pistes silicium) et le système d'acquisition consomment l'essentiel de la puissance. La consommation électrique globale d'un module est plus difficile à évaluer que sa masse, et les mesures sur les deux premières tours du LAT ont révélé une surconsommation probable de $13.8W$ pour les 16 tours par rapport aux prévisions. Fort heureusement la marge de manoeuvre disponible est assez large puisqu'elle reste malgré cela de l'ordre de $50W$.

[1] La puissance d'une alimentation d'un ordinateur personnel est généralement de $350W$

4.2.3 Transmission des données

La limite sur la puissance électrique limite aussi la capacité de calcul du système d'acquisition embarqué. Les flux de données internes, en particulier la gestion du déclenchement de l'acquisition, doivent être traités de manière suffisamment rapide pour limiter le temps mort de l'instrument. De plus, pour éviter toute perte de données en cas de défaillance d'une partie du système, celles-ci sont enregistrées quatre fois[53], ce qui limite en partie les capacités de traitement.

Les flux de données internes au LAT disposent de larges bandes passantes, ce qui va permettre l'ajustement en conséquence des différents filtres physiques qui déterminent les différents niveaux de déclenchement. En revanche, une fois les données pertinentes sélectionnées intervient le transfert vers le sol, pour lequel la bande passante est limitée à environ trois cents d'évènements par seconde selon les dernières estimations.

4.2.4 Phase de lancement

Lors de la phase de décollage de la fusée, le détecteur subit d'intenses contraintes mécaniques, et une fois en orbite, il doit être capable d'affronter de fortes variations de température, notamment en cas de perte de contrôle et de mauvaise orientation par rapport au soleil. Tous les détecteurs sont donc soumis séparément à des tests de vibration à différentes fréquences et à des cycles de variation de température sous vide avec des températures extrêmes allant généralement de -30°C à +40°C.

Ces tests de résistance n'ont pas été sans conséquences sur la phase de recherche et développement, on peut citer à titre d'exemple le problème du choix de la colle utilisée pour rendre les photodiodes solidaires des cristaux de CsI et qui dans un premier temps se craquelaient lors des cycles en température.

Chaque élément ayant été soigneusement testé, l'ensemble du LAT, après son assemblage au SLAC[2], sera expédié au NRL[3] pour subir de nouveaux une large série de tests de résistance aux vibrations et aux variations de température concernant tout l'instrument. Un échec de ces tests auraient des conséquences dramatiques sur l'avenir de GLAST.

[2]Stanford Linear Accelerator Center
[3]Naval Research Laboratory

5 Le Moniteur de sursaut Gamma

Les sursauts Gamma et plus généralement, les émissions transitoires intenses à haute énergie, tiennent une place importante et prometteuse dans l'astronomie γ comme cela a été évoqué au paragraphe 2.2.2. GLAST se devait donc de s'adapter pour mieux les observer, en tenant compte de leurs caractéristiques : distribution isotrope et émission transitoire donc non prévisible. Au LAT, télescope principal a donc été adjoint un détecteur spécifique, le GBM[62] développé par la collaboration entre le Max Planck Institute for Extra-terrestrial Physics (Allemagne) et National Space an Technology Center (USA) et dédié à l'étude des émissions transitoires.

5.1 Intérêt

Le LAT seul n'est pas un très bon détecteur de sursauts Gamma parce que l'émission des sursauts Gamma présente un spectre avec une cassure et un maximum de flux autour de quelques centaines de keV, donc largement en dehors de la gamme d'énergie du LAT, voir la figure 5.4.

Le GBM va tout d'abord permettre d'augmenter le nombre de détection de sursauts grâce à un champ de vue de plus $8.6sr$, et servira de déclencheur pour ces évènements pour le LAT, ordonnant éventuellement un re-pointé du satellite en quelques minutes, grâce à ses capacités de localisation en temps réel. L'intérêt du GBM est aussi de couvrir la partie basse énergie de $5keV$ à $30MeV$, contenant les caractéristiques les plus importantes des spectres qui seront ainsi mesurés de manière continue de quelques keV à plusieurs centaines de GeV.

D'autre part le GBM dispose de caractéristiques très proches de celles de son prédécesseur BATSE, voir le tableau 5.1, ce qui autorisera l'utilisation de ses données pour enrichir la base de données de BATSE et profiter d'une grande statistique de mesures cohérentes.

Valeur	GBM	BATSE
Gamme d'énergie	$< 10keV$ et $> 25MeV$	$25keV - 10MeV$
Champ de vue	tout le ciel non	$4\Pi sr$
	cculté par la Terre	
Résolution en énergie (1)	$< 10\%$	$< 10\%$
Temps mort par évènement	$< 15\mu s$	
Sensibilité au sursaut (2)	$< 0.5\gamma\ cm^{-2}s^{-1}$	$0.2\gamma\ cm^{-2}s^{-1}$
Localisation pour l'alerte (3)	$\sim 15°$	$\sim 25°$
Localisation finale (4)	$\sim 3°$	$\sim 1.7°$

TAB. 5.1 – Comparaison des caractéristiques du GBM embarqué sur GLAST et de BATSE embarqué sur CGRO
(1) 1-σ, entre $0.1MeV$ et $1MeV$
(2) entre $50MeV$ et $300keV$
(3) Calculé à bord ; sursaut d'une seconde à $10\gamma\ cm^{-2}s^{-1}$ et $E \simeq 50 - 300keV$
(4) Localisation finale ; $10\gamma cm^{-2}s^{-1}$, 50 - 300 keV

5.2 Détecteurs

Le GBM se compose de 12 détecteurs scintillateurs NaI et de 2 détecteurs scintillateurs BGO, placés sur les côtés du satellite comme le montre la figure 5.1. Les deux détecteurs BGO seront placés sur des faces opposées du satellite et à chacun sera associé trois détecteurs NaI placés dans le plan équatorial. Les quatre détecteurs NaI restant formeront un carré et seront orientés à 45° par rapport au plan équatorial. Ainsi disposé, les détecteurs NaI couvriront $8.6sr$ et les détecteurs BGO quasiment tout le ciel.

FIG. 5.1 – Disposition des détecteurs du GBM sur GLAST, crédits image à Spectrum Astro

Tous les détecteurs scintillateurs du GBM sont équipés de photomultiplicateurs Hamamatsu R877 modifiés en vue d'obtenir les caractéristiques techniques suivantes : réponse bien définie à 1 électron, réponse stable en température et dans le temps, blindage procurant une bonne protection aux champs électromagnétiques.

5.2.1 NaI

Les cristaux de NaI sont des disques de $127mm$ de diamètre et $12.7mm$ d'épaisseur protégés dans un emballage hermétique car le NaI est très hygroscopique. L'emballage est composé d'un film réfléchissant pour optimiser la mesure de la scintillation et d'une structure en aluminium. La fenêtre en Béryllium séparant le cristal du photomultiplicateur ne mesure que $0.2mm$ d'épaisseur, ce qui contribue à descendre le seuil bas en énergie à seulement $5keV$. Les détecteurs NaI, présentés sur la figure 5.2, couvriront donc une gamme d'énergie allant de $5keV$ à $1MeV$.

5.2.2 BGO

Les cristaux de BGO sont des cylindres de $127mm$ de diamètre et de $127mm$ de longueur protégés dans un emballage en plastique renforcé à la fibre de carbone et au titane. La déformation thermique de l'emballage est proche de celle du BGO, et procure à la fois l'étanchéité à la lumière et une grande stabilité structurelle. Les cristaux de BGO sont équipés d'un photomultiplicateur à chaque extrémité,

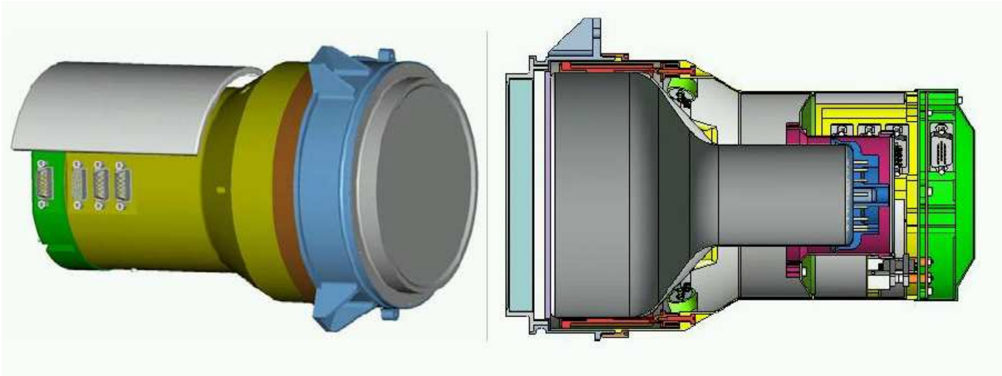

FIG. 5.2 – Vue de trois quarts et de profil en coupe d'un détecteur NaI, extrait de [62].

ce qui assure une lecture plus homogène de la scintillation et offre une redondance du signal en cas de défaillance matérielle. Les détecteurs BGO, dont un exemplaire est présenté sur la figure 5.3, couvriront une gamme d'énergie allant de $150keV$ à $30MeV$, et procureront donc le recouvrement avec la partie basse énergie du LAT.

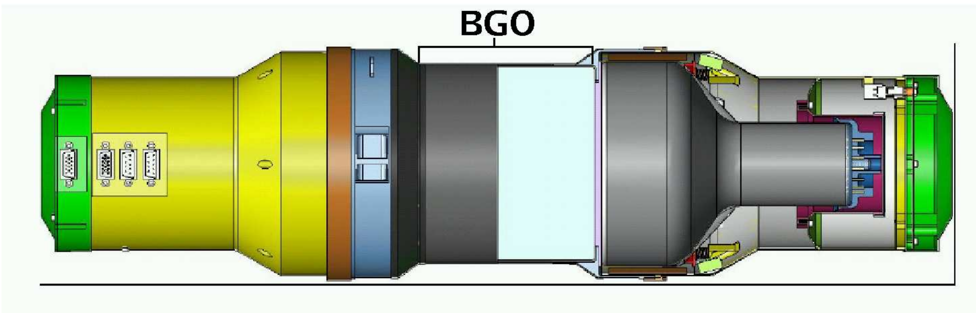

FIG. 5.3 – Vue de profil d'un détecteur BGO, extrait de [62].

5.3 Données

5.3.1 Déclenchement

Le déclenchement est effectué lorsqu'une forte augmentation du taux de comptage est enregistrée sur plusieurs détecteurs. L'augmentation doit être supérieure à

5.5 déviations standards, pour une énergie entre $50keV$ et $300keV$ et sur une durée $\Delta T = 1.024s$. La sensibilité du GBM étant de l'ordre de $1\gamma cm^{-2}s^{-1}$, on s'attend à enregistrer environ 150 émissions transitoires par an.

5.3.2 Localisation

La localisation est réalisée par comparaison des taux de comptage des différents détecteurs selon le principe mis au point pour le détecteur BATSE, et interviendra à trois niveaux :

- *A bord en temps réel :* la précision est de l'ordre de 15° en $1.8s$ et permettra le déclenchement du LAT et son éventuel re-pointé.
- *Au sol automatiquement :* la précision est de l'ordre de 5° en $5s$ et alertera les réseaux de surveillance au sol des émissions transitoires.
- *Au sol manuellement :* la précision est de l'ordre de 3° en une journée avec intervention humaine pour la localisation finale.

5.3.3 Spectre et courbe de lumière

Les données fournies par les différents détecteurs seront enregistrées selon le schéma suivant :

- les données continues, enregistrées sur deux échelles de temps ($8.2s$ et $0.256s$) correspondent au mode de surveillance en l'absence de déclenchement. Ces données seront analysées au sol pour l'étude des sursauts comme mesure du fond diffus, et pour détecter les sursauts n'ayant pas déclenchés l'acquisition, les sursauts longs en particulier.
- les données ponctuelles, dédiées au suivi temporel fin des sursauts sur une échelle de temps de $2\mu s$. Ces données permettront la localisation à bord, et l'étude spectrale des sursauts. L'étude de l'évolution du spectre en énergie au cours du sursaut devrait éclairer le lien entre les émissions à basse et à haute énergie.

Associer les données du GBM et du LAT fournira une mesure du spectre en énergie des sursauts Gamma sur 7 ordres de grandeur comme le montre la figure 5.4.

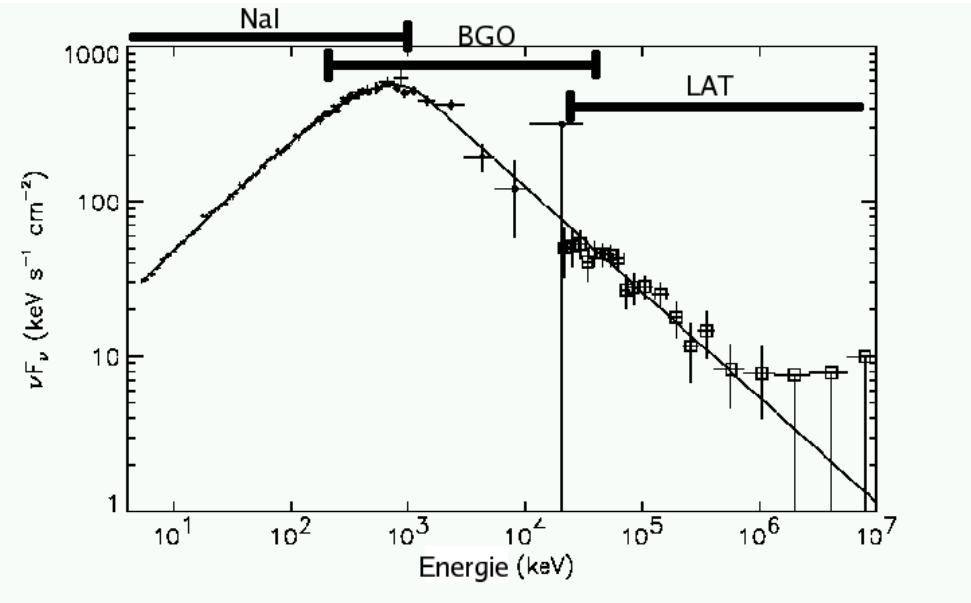

FIG. 5.4 – Simulation du spectre d'émission du sursaut Gamma $GRB940217$ tel que pourrait l'observer GLAST, extrait de [62].

6 Le LAT

Le LAT est un télescope dans la mesure où il est dédié à l'observation des objets célestes, cependant la particularité de son domaine d'énergie fait qu'il est conçu comme un détecteur de physique des particules. Le LAT est composé de 16 tours formant un carré 4×4 d'environ $1.5m$ de côté pour $1.2m$ de haut, enfermé dans un ACD, *Anti coïncidence Detector*, segmenté qui permet l'identification des particules chargées, en effet seuls les photons nous intéressent lors des observations. Chaque tour est constituée d'un trajectographe et d'un calorimètre (Figure 6.1).

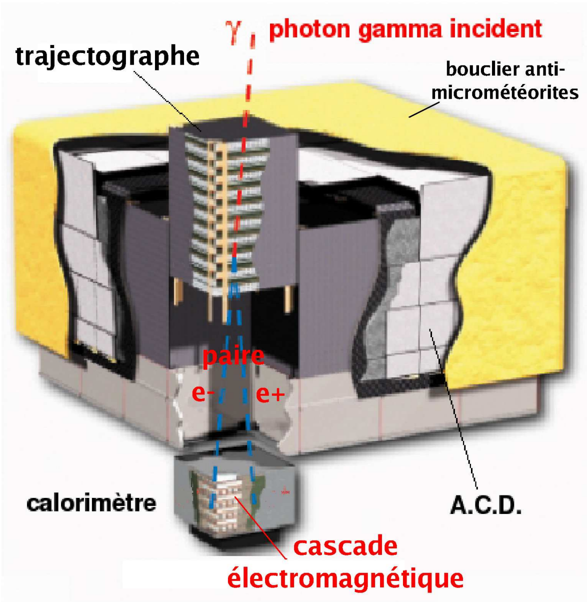

FIG. 6.1 – Vue en coupe du LAT

Comme le montre la figure 6.2, le photon traverse l'ACD, est converti en paire e^+/e^- dans le trajectographe, puis crée une gerbe électromagnétique dans le calorimètre. Chaque électron de la gerbe électromagnétique dépose de l'énergie par ionisation et rayonnement de freinage dans le CsI, ce qui entraîne une production de lumière qui se propage le long de chaque barreau et que l'on récupère à chaque extrémité dans des photodiodes. La mesure du dépôt d'énergie dans le calorimètre, via la quantité de lumière produite, permet de remonter à l'énergie de la particule incidente en utilisant éventuellement les données issues du trajectographe. Les données du calorimètre sont aussi utilisées pour améliorer la précision sur la direction reconstruite dans le trajectographe.

6.1 Trajectographe

Le trajectographe joue un rôle triple, il doit convertir le photon incident en paire $e^\pm$ et déterminer sa direction d'origine par reconstruction du vertex, mais il est aussi la voie principale de déclenchement de l'acquisition du LAT. Le trajectographe est

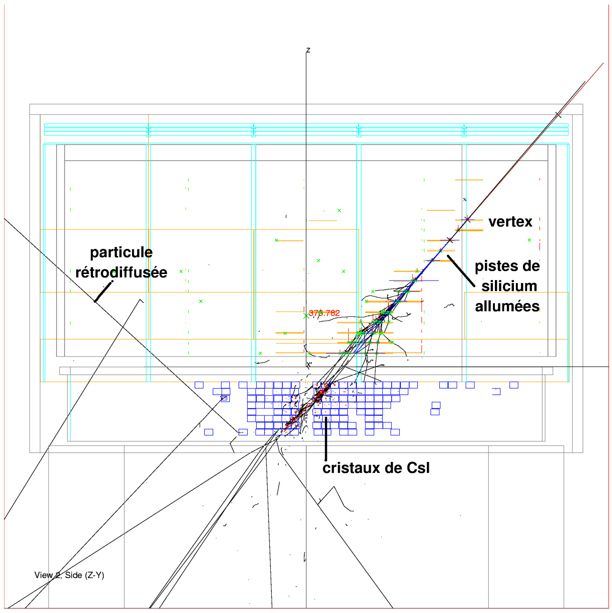

FIG. 6.2 – Simulation d'un photon γ de $5GeV$ générant une cascade électromagnétique dans le calorimètre du LAT.

formé de couches superposées de Silicium, pour la mesure des traces, et de Tungstène pour la conversion du photon en paire e^+/e^-. Le trajectographe du LAT sera la plus grande surface de Silicium jamais construite, couvrant pas moins de $80m^2$ pour 884736 voies d'électronique.

6.1.1 Structure

Chaque tour du trajectographe (voir la figure 6.3) est constituée de 18 cadres superposés dont la structure en Carbone composite maintient une couche de convertisseur en Tungstène placée entre deux couches orthogonales de détecteurs à piste de Silicium. Chaque couche de convertisseur est suivie de deux plans XY de Silicium pour la reconstruction du vertex, et ceux-ci ne sont séparés que de $3mm$ pour une meilleure localisation spatiale.

Les 12 premiers cadres supportent chacun 0.03 longueurs de radiation de Tungstène, afin de limiter la diffusion multiple qui est la source d'erreur dominante sur la direction reconstruite pour les particules de moins de quelques GeV. Les 4 modules suivant supportent chacun 0.18 longueurs de radiation de Tungstène, dans le but d'augmenter fortement le taux de conversion de photons dans le trajectographe, qui doit atteindre 65% selon les spécifications. Les 2 derniers cadres ne possèdent pas de couche de Tungstène : il est inutile de convertir le photon dans ces couches car au moins trois couches successives sont nécessaires pour pouvoir reconstruire le vertex.

L'électronique est placée sur des plaques couvrant les faces latérales de chaque tour, et propose à la fois une faible consommation et une redondance de la lecture des voies et de l'alimentation des détecteurs. La protection thermique est assurée par d'autres plaques externes en fibre de Carbone et Aluminium.

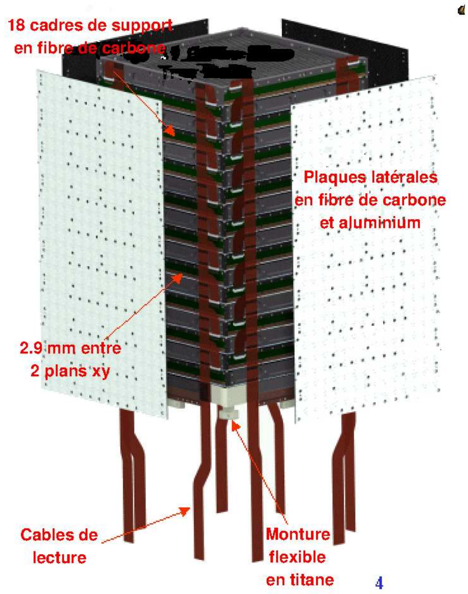

FIG. 6.3 – Une tour du trajectographe.

6.1.2 Détecteurs à piste de Silicium

Chaque module ou cadre est composé de 4 échelles de 4 détecteurs à piste de Silicium mesurant $8.95cm \times 8.95cm$ pour $400\mu m$ d'épaisseur (Figure 6.4). Le nombre de pistes de Silicium par détecteur est de 384 avec

une distance inter-bande de $228\mu m$. Ces détecteurs ont été fournis par Hamamatsu Photonics, et sont de très grande qualité puisqu'ils ne comportent initialement que 0.2% de pistes défaillantes. Par ailleurs, les différents détecteurs sur une même échelle doivent être alignés avec une précision meilleure que $40\mu m$, et la planéité doit être inférieure à $100\mu m$.

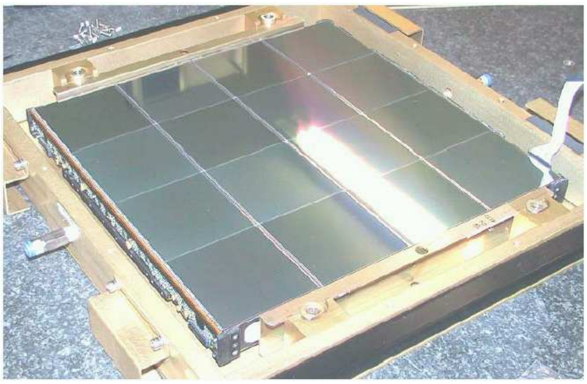

FIG. 6.4 – Echelles de Silicium en place dans leur cadre et déposées sur leur structure en fibres de Carbone, photographie extraite de [10].

L'électronique de lecture dispose d'une suppression des zéros en ligne qui permet de limiter le nombre de voies effectivement acquises pour ne conserver que celles qui sont pertinentes. Les données contiennent donc le numéro de la voie et l'information sous la forme du temps pendant lequel le signal reste au-dessus du seuil, baptisé TOT[1]. Cette information est très utile puisque ce temps est corrélé au dépôt d'énergie. L'étude des TOT pour les prises de données en muons cosmiques réalisées sur les premières tours de vol du LAT montre d'une part, un pic correspondant au dépôt d'énergie des muons (Figure 6.5) et d'autre part que le TOT est, au premier ordre, inversement proportionnel à l'angle d'incidence des muons et proportionnel à la longueur de piste silicium traversée. La résolution en énergie permet de distinguer les évènements où une seule particule traverse une piste, des évènements pour lesquels deux particules traversent la même piste, ce qui est une information importante pour la reconstruction du vertex, notamment à haute énergie.

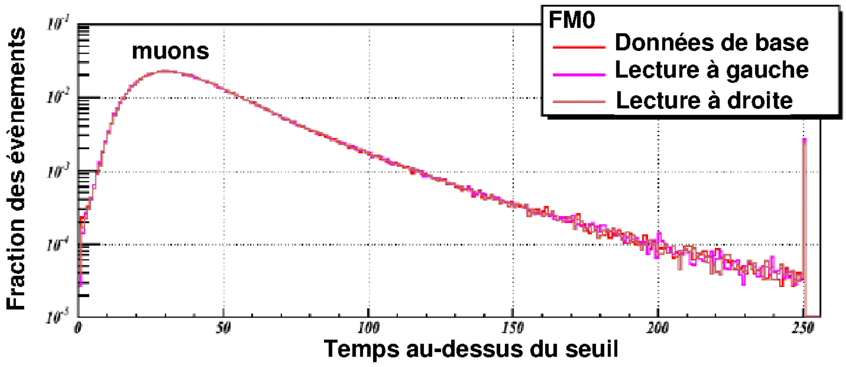

FIG. 6.5 – Temps, en pas codeur, passé par le signal au-dessus du seuil pour une prise de données en muons cosmiques avec la première tour de vol FM0, figure extraite de [69].

6.1.3 Caractéristiques

Les premiers trajectographes de vol construits sont d'excellentes qualités, le tableau 6.1 rappelle leur caractéristiques principales qui doivent absolument respecter les spécifications pour que le LAT dispose de la résolution angulaire et du taux de rejet du bruit de fond attendus.

D'autre part, les données en muons cosmiques permettent de vérifier l'alignement des échelles, des cadres et des tours, alignement dont il faudra tenir compte pour la reconstruction de la direction des particules.

Le choix des détecteurs à piste de Silicium apportent de nombreux avantages par rapport à la chambre à ionisation utilisée par EGRET : la fonction de réponse est plus étroite, le temps mort est beaucoup plus court, et la durée de vie est bien plus grande car elle n'est pas limitée par la réserve de gaz disponible.

[1]Time Over Threshold

Caractéristique	Paramètre	Valeur
Surface effective		
	Surface géométrique	$19630cm^2$
	Efficacité de conversion	65%
Fonction de réponse (PSF)		
	Distance Convertisseur/Détecteur	$2.9mm$
	Matériaux entre les tours	$0.051X_0$
	Résolution spatiale avec 2 plans	$0.17°$
	Taux d'occupation par le bruit	10^{-5}
	Zone morte	11.2%
Déclenchement		
	Efficacité de détection	$> 98\%$
	Bruit de déclenchement	$< 10Hz$
	Taux de temps mort à $10kHz$	$<< 10\%$
Identification	1MIP versus 2MIP (TOT)	$> 4\sigma$

TAB. 6.1 – Caractéristiques du trajectographe.

6.2 Calorimètre

Le calorimètre électromagnétique a pour mission principale la mesure de l'énergie des photons γ qui engendrent une cascade électromagnétique en son sein, mais il apporte aussi des informations pertinentes pour la trajectographie et le rejet des particules du fond cosmique. Chacun des seize modules du calorimètre se compose de 8 couches croisées de 12 barreaux de CsI enchâssés dans une structure en Carbone composite, développée et construite au Laboratoire Leprince-Ringuet de l'Ecole polytechnique. La figure 6.6 présente une vue éclatée d'un module, et montre la structure en couche des faces latérales : plaque de fermeture en Aluminium, circuit électronique de lecture, puis protection thermique et électromagnétique en Aluminium.

La disposition hodoscopique des barreaux de CsI (chaque couche est orthogonale à la précédente) améliore grandement les capacités de reconstruction de la direction d'incidence des particules photons, hadrons, ou ions. Grâce à son épaisseur de 8.4 longueurs de radiation à incidence normale, il sera possible de reconstruire l'énergie de photons incidents jusqu'à $300GeV$.

6.2.1 Détecteurs CsI

Composition des CDE

Les détecteurs du calorimètre sont composés de barreaux de CsI(Tl) qui mesurent $326mm \times 26.7mm \times 19.9mm$ et sont emballés dans un film réfléchissant (VM2000) qui a la double fonction de les protéger de la lumière extérieure et de limiter les pertes lumineuses. Comme le montre la figure 6.7, à chaque extrémité des barreaux est collée une double photodiode (Hamamatsu $S8576-01$) composée d'une grande photodiode et d'une petite photodiode, 6 fois plus petite. Le choix de la colle est

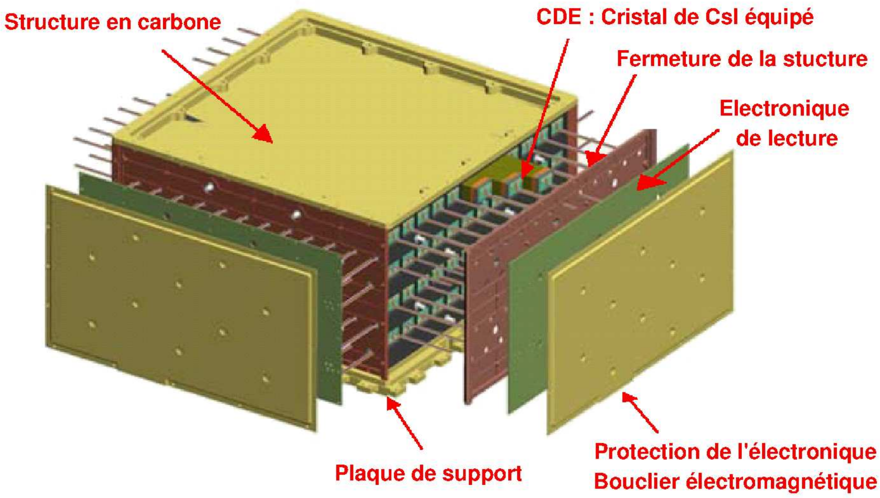

FIG. 6.6 – Vue éclatée d'un module du calorimètre.

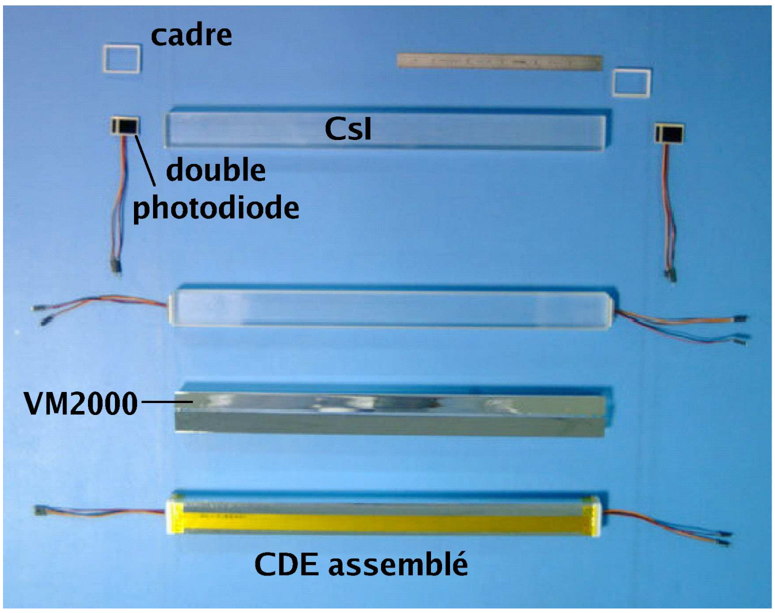

FIG. 6.7 – Les éléments composant un CDE, et un CDE assemblé.

crucial car celle-ci doit avoir des propriétés de transmission optique optimales et doit pouvoir résister aux tests multiples de résistance aux cycles de température et de pression, et aux vibrations. La photodiode est, de plus, maintenue par un cadre en plastique qui la protège en procurant une surface d'appuis sur la structure. Chaque photodiode est connectée à deux circuits électroniques, l'un à fort gain et l'autre à faible gain, si bien que l'on dispose de 4 voies d'électronique ayant chacune un gain différent et ceci pour chaque extrémité de chaque barreau, ce qui donne au LAT la large gamme d'énergie requise :

- LEX8 ($2MeV < E < 200MeV$) : grande diode et amplificateur à fort gain.
- LEX1 ($5MeV < E < 1.6GeV$) : grande diode et amplificateur à gain faible.
- HEX8 ($100MeV < E < 12.8GeV$) : petite diode et amplificateur à fort gain.
- HEX1 ($100MeV < E < 102.4GeV$) : petite diode et amplificateur à gain faible.

Par la suite on appellera CDE *Crystal Detector Element* un cristal de CsI emballé dans son film réfléchissant et équipé de ses doubles photodiodes (Figure 6.7).

Atténuation de la lumière et localisation

La fonction première des CDE est la mesure de l'énergie, mais ils seront aussi utilisés pour localiser le centroïde du dépôt d'énergie en leur sein, grâce à l'atténuation de la lumière lors de sa propagation le long d'un barreau. De part cette propriété, la quantité de lumière mesurée par chaque photodiode à chaque extrémité d'un CDE sera asymétrique en fonction du lieu du dépôt d'énergie. Sous l'hypothèse que l'atténuation soit linéaire tout au long du cristal[2], l'asymétrie est déterminée par l'équation 6.1 pour une particule traversant le barreau à une distance x de son centre :

$$L = (1 - \beta x)E \quad \text{et} \quad R = (1 + \beta x)E \tag{6.1}$$

où L est la lumière collectée à l'extrémité gauche du barreau.
R est la lumière collectée à l'extrémité droite du barreau.
β est le coefficient d'atténuation de la lumière par unité de longueur.
E est la quantité de lumière mesurée quand la particule est au centre du barreau.

De l'équation 6.1, on déduit immédiatement la quantité de lumière rapportée au centre du barreau, quelque soit la position du dépôt d'énergie :

$$E = \frac{L + R}{2} \tag{6.2}$$

Pour toutes les analyses de données réalisées dans les parties III et IV de cette thèse, et pour lesquelles seul le dépôt total d'énergie dans les CDE est d'intérêt, on ne considérera que cette quantité de lumière E.

[2]ceci est vrai sauf aux extrémités du cristal

Mettons cependant ici en évidence le pouvoir de localisation de la mesure de l'asymétrie lumineuse, en utilisant les données du faisceau-test mené au CERN en 2003. L'équation 6.1 permet de dériver l'équation 6.3 qui indique que la position du dépôt d'énergie est proportionnelle à l'asymétrie lumineuse :

$$x = \frac{1}{\beta}\frac{L-R}{L+R} \tag{6.3}$$

Ainsi, dès lors que l'on a mesuré le facteur d'atténuation, on reconstruit aisément la position du centroïde du dépôt d'énergie. La figure 6.8 met en évidence la corrélation entre la position d'une particule ionisante, donnée ici par le trajectographe, et l'asymétrie des quantités de lumière mesurées à chaque extrémité du cristal. Pour les

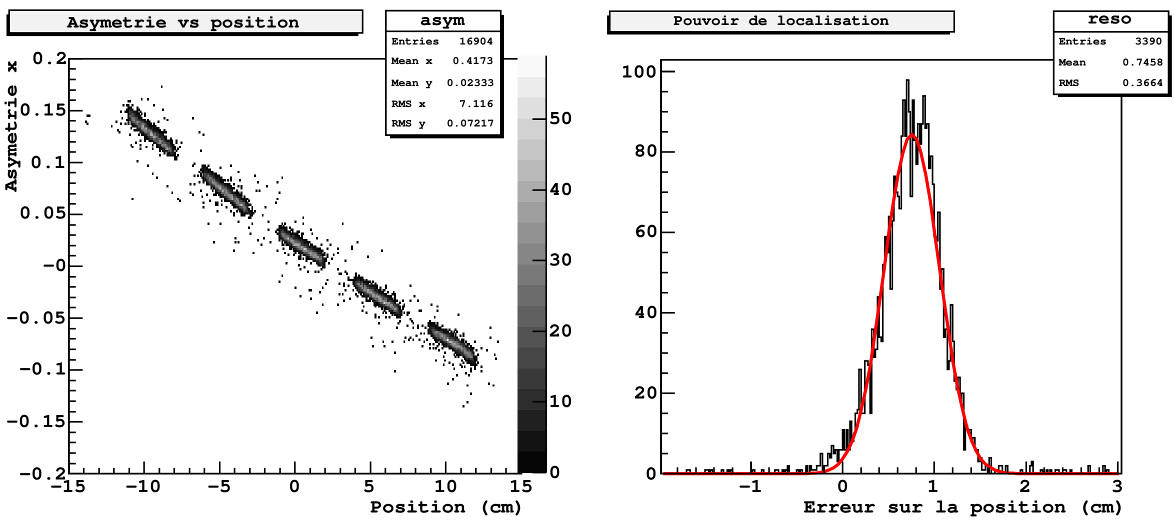

FIG. 6.8 – Electrons à $20GeV/c$ dans le barreau central de la quatrième couche du calorimètre du faisceau-test CERN (voir le paragraphe 17). A gauche, asymétrie lumineuse en fonction de la position donnée par le trajectographe. A droite, différence entre la position donnée par le trajectographe et la position reconstruite grâce à l'asymétrie lumineuse. Le pouvoir de localisation est donné par la largeur de la gaussienne ajustée et vaut $3.1mm$, pour des dépôts d'énergie dans le cristal de l'ordre de $1GeV$.

gerbes électromagnétiques, la résolution sur la position du centroïde de la gerbe sera de l'ordre de quelques millimètres, comme le montre la figure 6.8. Pour les muons, la résolution est dégradée par les faibles dépôt d'énergie et n'est pas meilleure que $5mm$.

Sélection des cristaux de CsI de GLAST

Les cristaux de CsI ont été fournis par la société Amcrys-H basée en Ukraine, et de fortes contraintes ont été appliquées pour la sélection d'un lot homogène des 1536 barreaux nécessaires à la construction des 16 tours du calorimètre du LAT [48]. Les premières contraintes tiennent à la géométrie des barreaux car ceux-ci doivent s'enchâsser parfaitement dans la structure en Carbone qui les accueille : l'erreur sur les dimensions doit être comprise entre $+0.0mm$ et $-0.4mm$ à $20°C$, la non-planéité ne doit pas excéder $0.2mm$, et le parallélisme des faces doit être respecté à $0.2mm$.

L'efficacité de scintillation est aussi contrôlée en réalisant pour chaque barreau des prises de données en source ^{22}Na collimatée. L'intensité de la scintillation doit être suffisante pour proposer une bonne résolution en énergie du spectre (notamment de la raie à $511keV$), et ne doit pas s'écarter de plus de 10% de la valeur médiane calculée sur les 96 barreaux d'une même tour, plus les barreaux de rechange. Les spécifications recquierent une mesure de $5000e^-/MeV$ par les grandes diodes et de $800e^-/MeV$ pour les petites diodes [46].

L'atténuation de la lumière lors de sa propagation le long d'un barreau est mesurée et doit être de $40\%\pm10\%$ d'une extrémité à l'autre du barreau. Le degré de polissage de la surface des barreaux joue ici un rôle important et a été adapté avec soin afin d'obtenir le facteur d'atténuation souhaité. En effet, l'atténuation doit être suffisamment faible pour conserver un seuil le plus bas possible en énergie, mais suffisamment forte pour permettre de localiser avec une bonne résolution le lieu du dépôt d'énergie grâce à l'asymétrie de la quantité de lumière collectée à chaque extrémité.

D'autre part, la résistance aux radiations est un point capital. En effet, la dose moyenne en orbite à l'altitude de GLAST est de l'ordre de $1krad$ par an, auquel il faut éventuellement ajouter une dose de $1krad$ en cas de sursaut solaire important. La durée de vie prévue pour GLAST est de dix ans, et les spécifications imposent que la réduction de la scintillation due à l'irradiation sur cette période soit inférieure à 50%. Le travail de la collaboration suédoise [12] a montré sur plusieurs échantillons que cette contrainte était respectée. Des échantillons de CsI ont été prélevés avant le découpage des barreaux, puis irradiés à des doses croissantes par une source de ^{60}Co et un faisceau de protons à $180MeV$. Le contrôle de la scintillation par mesure du pic à $511keV$ d'une source ^{22}Na a permis de démontrer que la réduction de la scintillation pour une dose $17krad$ est inférieure à 28% [12].

6.2.2 Electronique

La lecture de la scintillation de chaque barreau est étagée sur 4 gammes d'énergie : LEX8, LEX1, HEX8 et HEX1. Comme le montre la figure 6.9, pour chaque photodiode (grande et petite), le signal est tout d'abord pré-amplifié puis séparé en deux voies : l'une sert de signal rapide, mise en forme avec un temps de $0.5\mu s$, l'autre est le signal analogique, mis en forme avec un temps de $3.5\mu s$ avant d'être de nouveau séparé en deux pour l'amplification selon les deux gains $\times1$ et $\times8$.

Pour ces deux signaux analogiques, la valeur lue par le codeur est l'amplitude du signal à l'instant t_{delai} par rapport au début du signal. La valeur de $t_{delai} \sim 1.6\mu s$ est réglable et a été ajustée pour maximiser l'amplitude du signal des muons cosmiques.

Le codeur est capable de coder $2.5V$ sur 4096 canaux, avec des piédestaux de l'ordre de 800 canaux.

Les voies rapides de chaque photodiode passent chacune dans un discriminateur afin d'obtenir des signaux logiques utilisables pour le déclenchement du LAT. Pour la voie rapide du circuit basse énergie (FLE), le seuil du discriminateur est ajustable entre $5MeV$ et $400MeV$. Pour la voie du circuit haute énergie (FHE), le seuil du discriminateur est ajustable entre $500MeV$ et $100GeV$.

Le circuit électronique comprend aussi une partie logique qui permet la gestion de la lecture des voies, trois modes de lecture sont possibles :

- automatique : le circuit choisit tout seul la voie correspondant au meilleur gain parmi les quatre disponibles, et les voies ne contenant pas de signal ne sont pas enregistrées (suppression des zéros).
- 1 gain sur 4 : la lecture de la voie correspondant au gain choisi est forcée par le circuite électronique.
- 4 gains : toutes les voies sont lues et enregistrées par l'acquisition, ce gain sera utilisé pour l'étalonnage. L'importante quantité d'information à lire fait que le temps mort de l'instrument est alors de $600\mu s$.

Ce circuit d'électronique dispose de plus d'un convertisseur numérique analogique permettant de réaliser des injections de charge d'amplitude souhaitée dans les pré-amplificateurs. Les injections de charge sont utilisées pour mesurer les non-linéarités de l'électronique et pour inter-étalonner les gains des voies d'une même photodiode.

L'électronique primaire du calorimètre peut donc s'adapter à toutes les situations grâce à ses nombreux modes de fonctionnement, aux réglages possibles des différents seuils et gains, et aux injections de charge.

6.2.3 Caractéristiques

Le calorimètre dispose donc de détecteurs performants associés à une électronique versatile qui lui permettent de couvrir la large gamme d'énergie requise avec une bonne résolution. Grâce à la disposition hodoscopique des détecteurs, le calorimètre procurera aussi des informations essentielles sur la direction d'incidence des particules.

Le tableau 6.2 résume les caractéristiques du calorimètre du LAT, qui respectera sans problème les spécifications recommandées. Dans ses premières lignes, le tableau 6.2 montre l'importance des informations fournies par le calorimètre pour le déclenchement de l'acquisition, cette étape sera décrite plus en détail dans le chapitre 6.4 suivant. D'autre part, on remarque que la résolution en énergie pour un détecteur CsI est donnée pour un ion Carbone, le chapitre 6.5.2 décrira l'étalonnage en énergie des détecteurs par les ions cosmiques relativistes.

6.3 Détecteur d'anticoïncidence

L'ACD constitue le premier rempart du LAT face à l'intense flux de rayons cosmiques. Pour 100000 rayons cosmiques, un seul rayon γ traversera le LAT, et l'objectif principal de l'ACD est donc l'identification des particules chargées avec

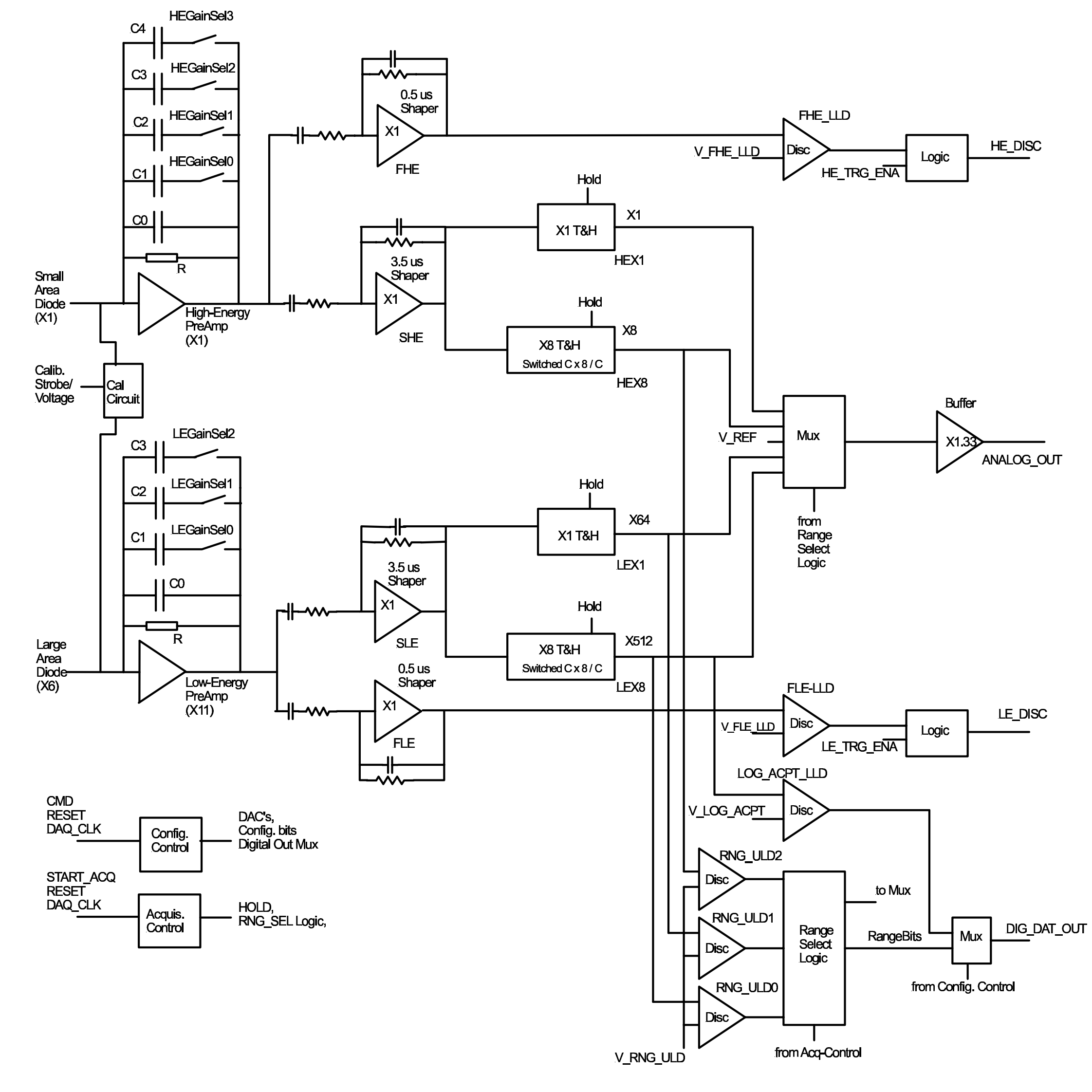

Figure 1. GCFE Block Diagram

Fig. 6.9 – Schéma de l'électronique primaire d'un CDE du calorimètre du LAT, extraite de [8].

Caractéristique	Paramètre	Performance
Déclench. Basse Energie	efficacité	$> 93\%$ à $1GeV$ dans $6X_0$
	temps de latence	$< 1\mu s$
Déclench. Haute Energie	efficacité	$> 91\%$ à $20GeV$ et $E_{depot} > 10GeV$
	temps de latence	$< 1\mu s$
Stabilité	voies actives	$> 99\%$ en 5 ans
Energie LAT	gamme LAT	$20MeV - 300GeV$
	résolution	$< 20\%$ à $2MeV < E < 100MeV$
	résolution	$< 10\%$ à $100MeV < E < 10GeV$
	résolution $\theta > 60^{\circ}$	$< 60\%$ à $10GeV < E < 100GeV$
Energie crystal	gamme crystal	$2MeV - 100GeV$
	résolution 1σ	$< 0.5\%$ pour un ^{12}C à $E > 100MeV/n$
Surface Effective	par module	$> 1100cm^2$
Résolution Spatiale	position en 3D	$< 1.75cm$ pour les MIP
	angulaire	$8.5^{\circ} \times cos(\theta)$ pour les MIP
Temps mort	par évènement	$< 19\mu s$

TAB. 6.2 – Caractéristiques du calorimètre du LAT

une excellente efficacité afin d'opposer un veto sur le système de déclenchement. Cependant, l'efficacité de détection des particules chargées ne doit pas induire de coupure importante des évènements haute énergie à cause des particules rétrodiffusées, comme cela fut le cas pour le télescope EGRET. Par ailleurs, la résolution en énergie de chaque détecteur doit permettre l'identification des ions lourds qui seront utilisés pour l'étalonnage en énergie du calorimètre.

6.3.1 Détecteur segmenté

L'ACD est segmenté en 89 détecteurs scintillateurs plastiques, appelés tuiles, voir la figure 6.1, et couvre entièrement les trajectographes des 16 tours mais pas les calorimètres. Les tuiles sont de différentes tailles selon leur emplacement mais l'ordre de grandeur est environ $30cm \times 30cm$ pour une épaisseur de $1cm$ de plastique scintillant de type Bicron BC-408 ou Eljen EJ-200. Comme le montre la figure 6.10, la lumière est récupérée sur chaque tuile par deux faisceaux de fibres optiques à décalage spectral entièrement insérées et collées dans des cannelures à la surface du plastique scintillateur. Chaque faisceau de fibres optiques est connecté à un tube photomultiplicateur, et certaines tuiles (au nombre de dix) sont courbées afin de permettre le passage des fibres optiques aux endroits critiques. Les tuiles, détecteurs plastiques scintillants équipés de fibre optique pour la lecture, ont été conçues et fabriquées par le `Fermilab`, spécialiste en la matière.

L'électronique de lecture est composée de 2 groupes de 6 châssis électroniques, chaque circuit étant équipé de 2 alimentations haute tension pouvant supporter 18 photomultiplicateurs. Le câblage est réalisé de telle sorte que le dysfonctionnement de l'un des châssis d'électronique n'entraîne la perte de l'information que d'un des deux photomultiplicateurs de chaque tuile concernée. Même dans ce cas, les spé-

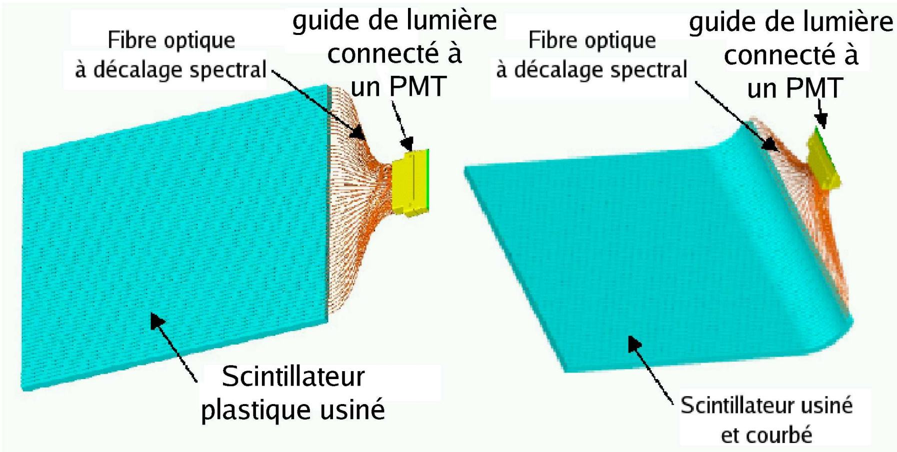

FIG. 6.10 – Tuiles scintillantes composant le détecteur d'anticoïncidence, schéma extrait de [58].

cifications concernant le taux de rejet des particules chargées seraient quasiment respectées. Dans le même ordre d'idée, les alimentations haute tension sont ajustables pour compenser le vieillissement des photomultiplicateurs.

De part sa position de couche externe du LAT, tout l'ACD est protégé par un bouclier en Kevlar qui a un double rôle de protection thermique et de protection contre les micro-météorites. En effet, si une seule tuile du détecteur venait à être transpercée par une micro-météorite, ce trou dans la première ligne de protection serait dramatique et il serait alors très difficile d'obtenir un taux de rejet acceptable des particules chargées.

6.3.2 Emission vers l'arrière

Dans une cascade électromagnétique, la grande majorité des particules se propage vers l'avant, mais une faible fraction d'entre elles est émise vers l'arrière et peut donc, dans le cas d'un télescope à conversion de paire, déposer de l'énergie dans le détecteur d'anticoïncidence comme le montre la figure 6.11. La majorité des particules rétrodiffusées sont des photons secondaires de basse énergie, quelques centaines de keV, qui interagissent par effet Compton avec des électrons, lesquels ont alors suffisamment d'énergie pour générer du signal dans les détecteurs situés en amont.

Pour EGRET disposant d'un détecteur d'anticoïncidence monobloc, l'émission vers l'arrière est responsable d'une perte de surface effective d'un facteur 2 entre $1GeV$ et $10GeV$. Grâce à la segmentation de l'ACD de GLAST, il sera possible de corréler la position des tuiles touchées avec la direction d'incidence reconstruite de la particule afin de limiter les effets de self-veto dus à l'émission vers l'arrière.

L'objectif pour GLAST est que les faux veto concernent moins de 20% des bons évènements γ à $300GeV$. Une expérience menée au CERN en 2002 par l'équipe de l'ACD a permis d'évaluer par les simulations que ce taux de faux vétos ne devrait pas dépasser 7% [75].

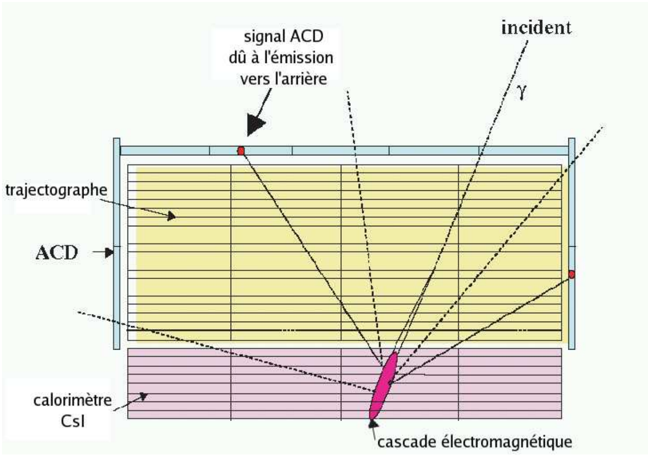

FIG. 6.11 – Emission vers l'arrière dans un calorimètre électromagnétique

6.3.3 Efficacité

En vue d'obtenir un taux de rejet de 1 pour 10^5 au niveau de la totalité de l'instrument, l'ACD doit être capable d'identifier les particules chargées avec un taux d'efficacité de 0.9997. L'ACD est capable de séparer les photons et les ions, mais il faut l'aide du trajectographe pour rejeter les électrons et gagner encore un ordre de grandeur.

Les protons cosmiques que l'on veut identifier sont proches du minimum d'ionisation et déposent donc environ $2MeV$ dans un centimètre de scintillateur plastique. Pour atteindre l'efficacité requise, il suffit, a priori, d'abaisser le seuil de déclenchement, comme le montre la figure 6.12. Cependant lorsque le seuil est trop bas, le risque est alors d'augmenter de manière dramatique le nombre de faux vétos, évoqués au paragraphe précédent.

L'efficacité des tuiles a été mesurée à l'aide des muons cosmiques, dont les données ont permis de normaliser les simulations pour extrapoler les courbes d'efficacité vers les valeurs très élevées recherchées. En s'appuyant sur leur expérience menée au CERN, l'équipe de l'ACD a déterminé qu'en imposant un seuil de $0.3MIP$ sur chaque tuile, le taux d'efficacité atteint est supérieur à 0.9997 et le taux de faux vétos bien inférieur à 20%.

L'ACD, qui est d'hors et déjà construit, devrait donc satisfaire toutes les spécifications, seuls les derniers tests de fonctionnement et environnementaux restent à réaliser pour que le détecteur soit qualifié pour le vol.

6.4 Déclenchement

Le LAT se doit de disposer de plusieurs niveaux de déclenchement de l'acquisition afin de rejeter au maximum le bruit de fond, lequel est pour GLAST essentiellement constitué par les rayons cosmiques : à son maximum le taux de cosmiques traversant le LAT atteindra $10kHz$, alors que la nébuleuse du Crabe, source de référence de l'astronomie γ, ne sera responsable que d'un photon γ par minute. Le premier niveau

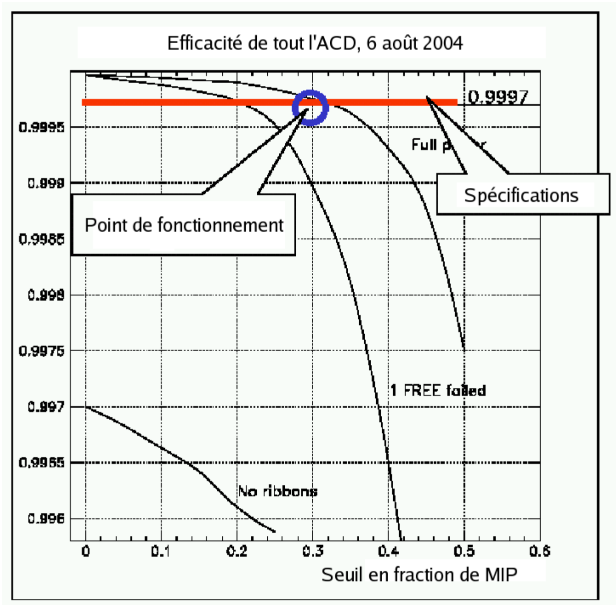

FIG. 6.12 – Courbe d'efficacité au passage d'une particule chargée proche du minimum d'ionisation pour le détecteur d'anticoïncidence en fonction du seuil de déclenchement, extraite de [1].

de déclenchement du LAT consiste essentiellement à vérifier s'il s'est passé quelque chose dans le trajectographe ou dans le calorimètre selon l'un des tests suivant [93] :

- Trajectographe : 3 plans XY successifs sont touchés
- Calorimètre basse énergie (CAL-LO) : le seuil ($\sim 100MeV$) est dépassé sur au moins une voie basse énergie d'un CDE.
- Calorimètre haute énergie (CAL-HI) : le seuil ($\sim 1GeV$) est dépassé sur au moins une voie haute énergie d'un CDE. Le veto ACD est alors interrompu pour améliorer l'acceptance pour les évènements à haute énergie.

Le taux de déclenchement pour ce premier niveau est de l'ordre de $4000Hz$. Cependant, l'essentiel de ces déclenchements sera provoqué par le rayonnement cosmique et non par des photons γ, et la bande passante limitée de l'émission vers le sol autorise un taux de déclenchement maximum de l'ordre de $40Hz$ seulement. Le deuxième niveau de déclenchement prend donc la forme d'un filtrage en ligne embarqué afin de réduire le taux de déclenchement et d'optimiser l'envoi d'évènements γ au sol. Le filtrage en ligne se doit de rester basique et de n'utiliser que des variables simples pour limiter les calculs et ne pas augmenter le temps mort de l'instrument. L'idée directrice est de contrôler quelques corrélations simples entre les données provenant des différents détecteurs, par exemple :

- ACD : identification des particules chargée protons ou ions par rapport aux γ, la corrélation entre les tuiles touchées et la direction d'incidence reconstruite dans le trajectographe et le calorimètre est nécessaire pour éviter de couper les évènements à forte émission vers l'arrière.

- Trajectographe : discrimination entre les électrons et les photons lorsque le premier plan ne contient aucune piste de Silicium touchée.
- Calorimètre : reconnaissance des photons d'albédo en imposant que la topologie du dépôt d'énergie soit compatible avec une cascade électromagnétique descendante et avec les traces reconstruites dans le trajectographe.

Après le filtrage en ligne, la proportion de photons γ, dans les données envoyées au sol, n'est que de l'ordre de 50%. La phase d'analyse des données devra donc aussi disposer d'algorithmes performants pour rejeter le maximum d'évènements du fond cosmique, constituant ainsi un troisième niveau de sélection. En fait, le rejet du bruit de fond cosmique est un point essentiel de la réussite de la mission. Le taux minimum de rejet final requis par les spécifications est de 10^5 pour 1, l'objectif étant fixé en fait à 10^6 pour 1 qui est le taux admis pour EGRET et qui devrait être facilement atteint vu les performances de l'ACD. L'élaboration des filtres nécessaires pour atteindre un tel niveau de sélection s'appuie largement sur des simulations Monte-Carlo qui mettent notamment en jeu la modélisation des cascades hadroniques, réputée difficile. La validation des simulations de cascade hadronique par comparaison avec des données faisceaux sera l'objet de la partie IV de cette thèse.

6.5 Etalonnage en énergie du calorimètre du LAT

L'étalonnage en énergie du calorimètre du LAT est crucial, attention cependant, il ne s'agit pas ici d'un étalonnage direct qui permettrait d'obtenir immédiatement l'énergie des photons, mais bien de l'étalonnage en énergie de chacune des voies de chacun des CDE constituant les 16 sous-calorimètres. Toutes les voies seront pré-étalonnées avant le décollage grâce aux muons cosmiques, mais compte tenu du stress subit au décollage et des dérives possibles de l'électronique dues au vieillissement prématuré provoqué par l'irradiation par les rayons cosmiques, un suivi de l'étalonnage en vol est indispensable.

6.5.1 Pré-étalonnage en énergie au sol

Rappelons tout d'abord que chaque CDE dispose de 8 voies d'électronique (2 photodiodes disposant chacune de 2 amplificateurs, pour chaque extrémité, voir la figure 6.9) qui doivent toutes être étalonnées en énergie si l'on veut bénéficier de toute la gamme dynamique. L'étalonnage en énergie est réalisé en utilisant les muons cosmiques et des injections de charge au niveau des préamplificateurs. Les injections de charge consistent à utiliser un générateur pour soumettre les différentes voies d'électronique à une séquence de signaux de tensions connues, constituant ainsi les courbes caractéristiques (signal injectée (mV), signal codé ($pascodeurs$)) pour chaque voie. Idéalement, la courbe caractéristique est une droite dont la pente dépend du gain de l'électronique, mais l'expérience met en évidence la présence de non-linéarités qui peuvent atteindre 10% pour de faibles tensions et les gains forts. Les injections de charge permettent l'inter-étalonnage des voies en assurant la correction des non-linéarités[3].

L'équation 6.4 explicite l'étalonnage de la voie LEX8 directement à partir des données muons.

$$LEX8(MeV) = (LEX8(pas\ codeur) - Pied(pas\ codeur)) \times Gain \qquad (6.4)$$

où • $LEX8(MeV)$ est l'énergie mesurée en MeV pour la voie LEX8.
• $LEX8(pas\ codeur)$ est le nombre de pas codeurs lu pour la voie LEX8
• $Pied(pas\ codeur)$ est le piédestal en pas codeur pour la voie LEX8
• $Gain$ est le coefficient de conversion des pas codeur en MeV et est obtenu par le dépôt d'énergie des muons cosmiques.

Pour toutes les voies, les piédestaux sont obtenus par l'ajustement par une gaussienne du pic présent dans les codeurs pour les CDE qui n'ont pas mesuré de dépôt d'énergie. Pour la conversion des *pas codeurs* en MeV, on utilise le dépôt d'énergie laissé par les muons cosmiques proches du minimum d'ionisation. En effet, au niveau de la mer, la distribution des muons cosmiques (voir [81]) présente une énergie moyenne autour de $4GeV$, et un maximum en angle à $0°$. Le dépôt d'énergie des muons proches du minimum d'ionisation est bien connu et suit une distribution de Landau dont la valeur la plus probable est à $11.2MeV$ pour $19.9mm$ de CsI . Pour limiter l'élargissement de la distribution de dépôt d'énergie dû à la distribution angulaire, il est nécessaire de réaliser une sélection des muons verticaux et proches du centre du barreau pour passer outre les problèmes d'atténuation. La sélection des bonnes trajectoires est réalisée en utilisant le fait que les couches sont croisées et qu'un muon traversant un barreau de CsI dépose au minimum $\frac{1}{5} \times 11.2MeV$.

Lors des prises de données en muons cosmiques, le déclenchement peut être assuré de différentes manières, soit par le calorimètre lui même, soit par deux détecteurs scintillateurs plastiques placés au-dessus et en dessous du calorimètre, ou encore par le trajectographe si celui-ci est présent. Il est nécessaire d'acquérir plusieurs millions d'évènements afin de limiter l'incertitude statistique pour l'étalonnage de chaque CDE.

L'étalonnage des différentes voies se fait par inter-étalonnage avec la voie LEX8. La séquence de l'étalonnage pour l'ensemble des voies se déroule comme suit :

- LEX8 : L'étalonnage est direct par le dépôt d'énergie des muons cosmiques.
- HEX8 : La voie HEX8 dispose d'un mode étalonnage $HEX8_\mu$ pour lequel le gain de l'électronique est plus fort et permet de mesurer le dépôt d'énergie des muons. Après inter-étalonnage de $HEX8_\mu$(gain $\times 10$) sur LEX8 par le dépôt d'énergie des muons cosmiques, $HEX8_\mu$ est inter-étalonné sur HEX8 par injection de charge.
- LEX1 (respectivement HEX1) : L'inter-étalonnage de LEX1 (HEX1) sur LEX8 (HEX8) est assuré par les injections de charge qui permettent aussi de tenir compte des non-linéarités, en prenant pour référence la valeur centrale de 2000 pas codeurs.

[3]Le principe de l'injection de charge sera repris pour l'inter-étalonnage des amplificateurs du faisceau-test GANIL, voir la fin de la section 9.3.2

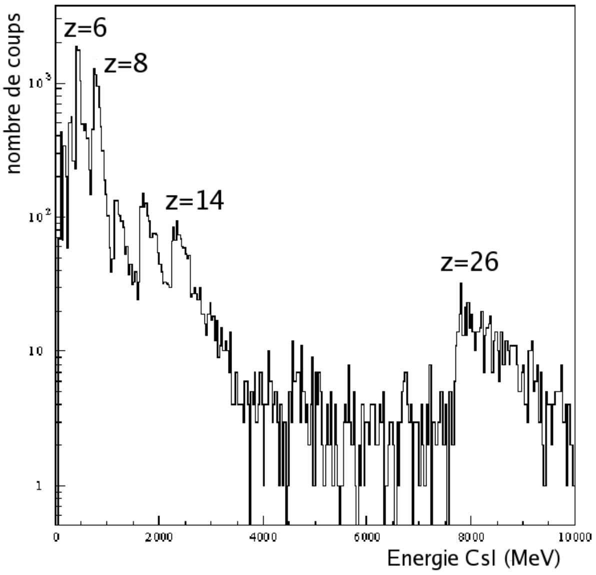

FIG. 6.13 – Simulation du spectre du rayonnement cosmique mesuré par un barreau de CsI en phase d'étalonnage en vol. Les pics sont numérotés par le numéro atomique de l'ion correspondant.

L'étalonnage par les muons cosmiques est obtenu avec une précision de l'ordre de quelques pour cent pour chaque voie d'électronique autour de 2000 pas codeur. Tous les modules de vol seront donc étalonnés en énergie au sol par cette technique qui permet en outre de vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble de l'électronique et de l'acquisition.

6.5.2 Étalonnage en énergie en vol

A plusieurs GeV par nucléon, les rayons cosmiques sont proches du minimum d'ionisation et déposent environ $Z^2 \times 11.2MeV$ [4] dans chaque CDE traversé. Ainsi si l'on convolue le spectre du rayonnement cosmique avec la courbe dE/dx de dépôt d'énergie par ionisation, on obtient un spectre multi-pics dans lequel chaque pic distinct correspond à un ion différent mais identifiable (Figure 6.13). Chaque CDE devrait ainsi mesurer ce spectre à partir duquel il est possible d'étalonner chacune des 4 voies d'électronique. Les protons, par exemple, permettront d'étalonner le gain le plus fort LEX8 en déposant (comme les muons) environ $11.2\,MeV$ et les ions fer en déposant près de $8GeV$ étalonneront le gain le plus faible HEX1. En utilisant en particulier, p, He, C, N, O, Si, Fe, on étalonnera ainsi toutes les chaînes d'électronique sans avoir recours aux injections de charge indispensables si l'on ne dispose que des muons. En revanche, les ions cosmiques peuvent eux générer des cascades hadroniques dans le calorimètre, ce qui a pour effet d'élargir les distributions. Une sélection appropriée des ions qui ne provoquent pas de réaction nucléaire est donc indispensable pour découvrir le spectre de dépôt d'énergie présenté sur la figure 6.13.

[4] Z est le numéro atomique de l'ion

Comme le rayonnement est intense, une journée de données en mode étalonnage devrait suffire pour avoir suffisamment de statistique pour étalonner tous les CDE au pour cent près, voir [47].

Un autre problème est soulevé lorsque l'on veut réaliser l'étalonnage en énergie avec des ions. En effet, l'étalonnage en énergie du CsI consiste à convertir la quantité de lumière générée dans le scintillateur, et mesurée par les photodiodes, en énergie déposée. Or, si pour les électrons la quantité de lumière produite est directement proportionnelle au dépôt d'énergie, elle est fortement non linéaire pour les ions lourds en fonction de la nature et de l'énergie de l'ion à cause des effets de quenching qui seront développés au paragraphe 7.2.

Il apparaît donc nécessaire de mesurer les facteurs de quenching, soit $\frac{dL(ion)}{dL(e^-))}$ selon la définition de la section 7.2 pour les barreaux de CsI de GLAST, pour un maximum d'ions et sur une large gamme d'énergie afin de comprendre au mieux la réponse des détecteurs. Dans ce cadre, deux campagnes de faisceau-test dédiées aux ions lourds ont été menées en 2003 : la première au GANIL [5] avec des ions lourds de basse énergie (de 0 à $73MeV/n$), la seconde au GSI [6] à plus haute énergie (jusqu'à $1.7GeV/n$). La détermination des facteurs de quenching à l'aide des données du faisceau-test mené au GANIL fera l'objet de la partie III de cette thèse.

6.6 Stratégie de pointé

Grâce à son grand champ de vue, le LAT est capable de couvrir 20% du ciel à chaque instant. Etant de plus satellisé en orbite basse, avec une période orbitale courte, le mode d'observation privilégié sera le mode balayage ou *rocking mode*. Pour ce mode, le LAT pointera alternativement à 35° au nord du zénith puis à 35° au sud du zénith, se balançant régulièrement vers le sud ou vers le nord au cours de chaque orbite.

La figure 6.14 présente des cartes de couverture du ciel et de sensibilité pour différentes durées d'observation en mode balayage. La carte supérieure correspond à une durée d'observation de $100s$, et la partie claire correspond donc au ciel vue par le LAT. La carte centrale est obtenue après une orbite d'observation et montre un taux de couverture du ciel de 75% : le LAT observera la totalité du ciel en deux orbites, une inclinaison nord et la suivante sud. La carte inférieure est générée par la simulation d'une journée d'observation, soit 16 orbites, et présente une exposition presque uniforme sur tout le ciel : une journée d'observation avec le LAT permettra d'obtenir une sensibilité de détection des sources ponctuelles égale à celle d'EGRET pour toute la durée de sa mission. Le mode balayage devrait être retenu pour toute la première année de la mission GLAST afin d'obtenir une cartographie précise de tout le ciel dans le domaine γ.

Un mode pointé est aussi prévu pour l'étude précise de source particulière mais les détails de ce mode d'observation reste à définir. En effet, pointer le LAT parfaitement face à la source est inutile, d'une part parce que l'épaisseur du calorimètre

[5] Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
[6] Gesellschaft für Schwerionenforschung

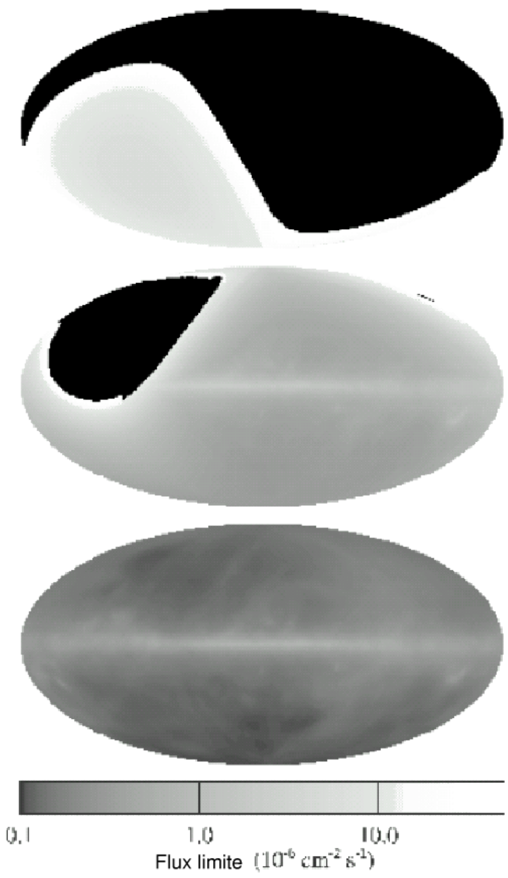

FIG. 6.14 – Sensibilité et couverture du ciel par le LAT, pour (de haut en bas) : 100s, une orbite et une journée d'observation.

est moindre que si l'on pointe à angle[7], et d'autre part à cause de l'importance de la taille des espaces qui séparent les tours entre elles (environ $4.5cm$). Ces espaces inter-tours qui ont augmenté au cours de la conception pour résoudre certains problèmes techniques, rendent très complexe la reconstruction des évènements proches de ces trous.

Comme beaucoup de télescope, GLAST pourra aussi être re-pointé en des circonstances particulières comme les GRB détectés par le GBM, ou pour l'observation de blazars en période d'activité forte. Dans le même ordre d'idée, GLAST participera activement aux campagnes multi-longueurs d'onde et l'on attend beaucoup du recoupement des observations avec les télescopes Cherenkov atmosphériques au sol.

[7]selon la simulation, la résolution en énergie est la meilleur pour un angle de 10°.

Troisième partie

Etude de la réponse du CsI(Tl) aux ions lourds de basse énergie : faisceau-test GLAST au GANIL

Le CsI(Tl) est utilisé comme détecteur scintillateur depuis plus de 50 ans en physique nucléaire en raison de sa fiabilité et de son grand pouvoir d'arrêt. On rappellera tout d'abord les mécanismes responsables de la scintillation du CsI, en particulier le rôle du thallium, avant de décrire les effets de quenching et leur interprétation théorique en terme de défauts et d'impuretés.

Après avoir expliqué l'objectif des mesures proposées pour la caractérisation du quenching dans les détecteurs CsI de GLAST, on détaillera le dispositif expérimental mis en oeuvre lors du faisceau-test mené au GANIL : les détecteurs CsI(Tl) et silicium, les observables mesurées (énergies et temps de vol), ainsi que les deux méthodes de détermination du quenching prenant pour référence le dépôt d'énergie dans un détecteur silicium ou la mesure du temps de vol des ions.

On commencera ensuite l'analyse des données par l'étalonnage en énergie des détecteurs silicium, à l'aide d'une source et grâce aux particules du pic élastique, et des détecteurs CsI(Tl) par une source de ^{22}Na. La méthode de détermination du quenching par les corrélations $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ sera décrite et mènera aux résultats recherchés. La comparaison des résultats issus de plusieurs lots de données mettra en évidence un problème avec les détecteurs silicium épais : l'interprétation du problème observé mènera à une solution en vue d'obtenir un accord de tous les lots de données et la mesure de quenching pour les ions les plus légers.

L'analyse se poursuivra par l'étude du temps de vol des particules qui confirmera les problèmes observés sur les détecteurs silicium épais et confortera l'interprétation apportée. Les valeurs de quenching obtenues par la mesure du temps de vol sont cohérentes avec les valeurs issues des corrélations $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$.

Pour faciliter l'utilisation des valeurs de quenching obtenues, on introduira alors une forme fonctionnelle établie par l'expérience INDRA et qui permet d'exprimer simplement la quantité de lumière produite dans le CsI en fonction du dépôt d'énergie. Après avoir déterminé nos paramètres propres pour cette fonctionnelle, on présentera les résultats du faisceau-test mené au GANIL et ceux du faisceau-test mené au GSI à plus haute énergie pour en évaluer la cohérence.

7 Les effets de quenching dans le CsI

L'intensité de scintillation du CsI dopé au thallium dépend non linéairement de paramètres tels que la nature et l'énergie des particules responsables de la scintillation. En outre, la qualité des cristaux, le taux de dopants, la température et l'électronique de mesure sont aussi des paramètres non négligeables lors de l'étude des effets de quenching.

7.1 Scintillation du CsI(Tl)

La scintillation du CsI pur ne génère qu'une faible quantité de lumière dans une gamme de longueur d'onde allant du bleu à l'ultra-violet. Le dopage du CsI avec du thallium permet d'amplifier la quantité de lumière produite d'un ordre de grandeur, en ajoutant notamment une composante d'émission dans le jaune à 5500Å. Comme le montre la figure 7.1, ce domaine de longueur d'onde convient parfaitement à l'utilisation de photodiode au silicium mais beaucoup moins aux tubes photomultiplicateurs. L'intensité de la scintillation du CsI augmente très fortement dès l'introduction du dopant puis se stabilise lorsque la concentration molaire en thallium atteint environ $c = 0.1\%$ [50]. La concentration molaire standard en thallium dans les cristaux de CsI dédiés aux détecteurs pour la physique nucléaire varie entre 0.1% et 1%.

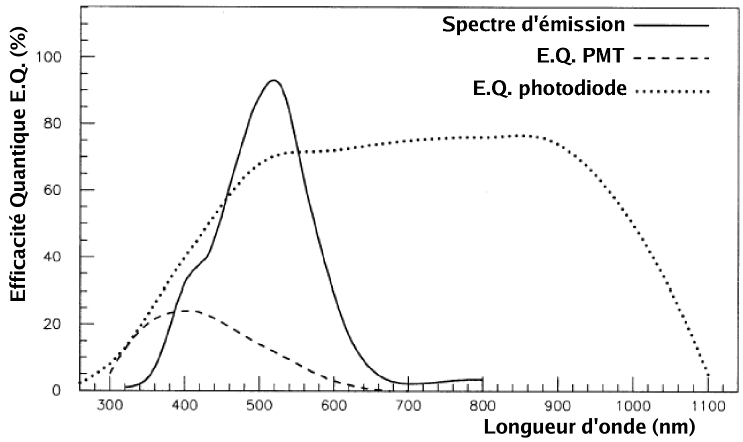

FIG. 7.1 – Spectre d'émission de la scintillation du CsI(Tl) en unité arbitraire, et efficacité quantique d'un tube photomultiplicateur à photocathode bi-alkaline et d'une photodiode au silicium, extrait de [68]

L'intensité de la scintillation du CsI dépend aussi de la température [68], variant de l'ordre de 0.5% par degré Celsius autour de 20°C. Si l'on considère des températures plus extrêmes, l'effet est important sur les temps caractéristiques de la scintillation : plus la température est basse, plus la scintillation est lente. Selon le temps de mise en forme de l'électronique utilisée, l'effet d'une variation de température sur la mesure de la quantité de lumière mesurée dans le cristal peut alors être importante [108]. Pour une utilisation standard, la dépendance en température de la scintillation reste de l'ordre de quelques pour-cent.

Les mécanismes responsables de la scintillation du CsI(Tl) ne sont pas parfaitement connus et plusieurs contributions sont nécessaires pour expliquer la largeur du spectre d'émission de la figure 7.1. Pour ce qui concerne la composante à 5500Å, les mécanisme mis en jeu et rapportés dans [79] et [80] sont les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{ll} Tl^{++} + electron \longrightarrow (Tl^{+})^{\star} \longrightarrow Tl^{+} + photon & \text{scintillation} \\ Tl^{+} + trou \longrightarrow Tl^{++} & \text{régénérescence} \end{array} \right. \tag{7.1}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} Tl^{+} + electron \longrightarrow (Tl^{\circ})^{\star} \longrightarrow Tl^{\circ} + photon & \text{scintillation} \\ Tl^{\circ} + trou \longrightarrow Tl^{+} & \text{régénérescence} \end{array} \right. \tag{7.2}$$

Ce modèle met en jeu des paires électron/trou créées par ionisation et qui se recombinent sur des sites thallium. Les noyaux de thallium se désexcitent ensuite en émettant un photon. Pour compléter cette vision réductrice, il faut prendre en compte le rôle des atomes d'iode qui peuvent piéger des trous et les transférer vers les atomes de thallium pour les exciter [27][89].

Du point de vue du signal mesuré, les caractéristiques temporelles de la scintillation du CsI(Tl) sont très intéressantes. Le temps de monté du signal est très court, de l'ordre de la nanoseconde, en revanche le temps de décroissance est exponentiel et comprend deux composantes :

- composante rapide : le temps caractéristique de cette composante varie de $0.4\mu s$ à $1\mu s$ selon la nature de la particule responsable de la scintillation.
- composante lente : le temps caractéristique de cette composante est de l'ordre de $7\mu s$ et ne dépend pas de la nature de la particule.

De plus, l'intensité de la composante rapide dépend fortement de la nature des particules, alors que la composante lente très peu. Pour mettre à profit cette caractéristique, il suffit de mesurer séparément chacune des deux composantes, en intégrant le signal dans une fenêtre rapide (de 0 à quelques centaines de ns) et dans une fenêtre lente (au-delà de la μs) pour pouvoir identifier les particules grâce à la corrélation entre le signal rapide et le signal lent. Cette technique est communément utilisée en physique nucléaire pour l'identification des ions légers : proton, deuton, triton, hélium et lithium.

7.2 Quenching : saturation de la scintillation dans le CsI(Tl)

Pour toutes les particules chargées qui ne sont pas des ions lourds, la production de lumière dans le CsI est proportionnelle au dépôt d'énergie par ionisation. Lorsqu'un ion lourd traverse un matériau scintillant, le dépôt d'énergie par ionisation est localement très important et la densité d'ionisation est donc très forte le long de la colonne d'ionisation. Cette grande densité d'ionisation autorise l'ouverture d'autres voies de recombinaison pour les paires électron/trou telles que des impuretés forcément présentes dans le cristal, figure 7.2. Les défauts de la structure cristalline, dont ceux provoqués par le passage de l'ion, offrent aussi d'autres voies de désexcitation non-radiatives. Puisque toutes les paires ne produisent pas de lumière en se recombinant, on observe une saturation de la production de lumière par rapport au dépôt d'énergie par ionisation, appelée quenching.

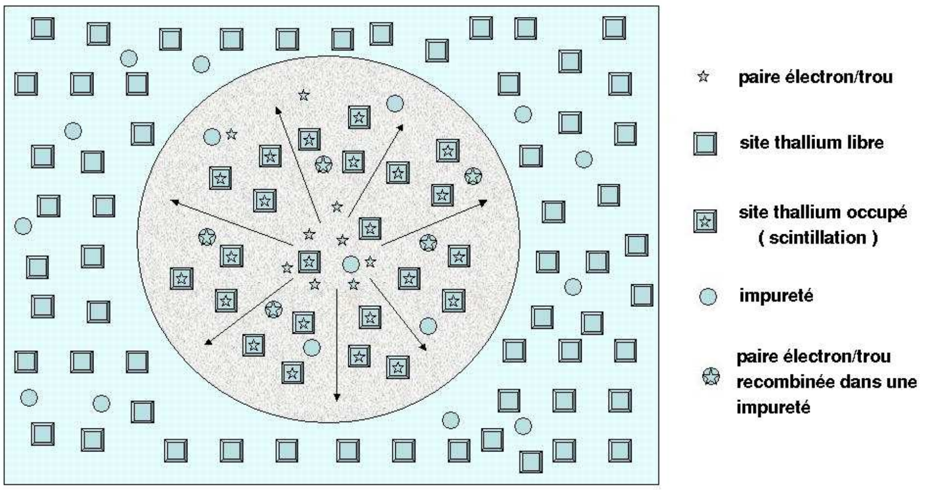

FIG. 7.2 – Schéma montrant la saturation de la scintillation entraînant les effets de quenching dans une section de la colonne d'ionisation (en foncé) créée par le passage d'un ion lourd.

L'effet de quenching est connu depuis fort longtemps et les études de Birks [19][20] dans le domaine restent une référence. Birks, le premier, a exprimé la production de lumière dans les scintillateurs organiques en prenant en compte le quenching selon l'équation 7.3, qui traduit simplement le quenching comme la capture d'une partie des paires électron/trou par les défauts introduits dans le cristal par le passage d'un ion.

$$\frac{dL}{dx} \propto \frac{S\frac{dE}{dx}}{1 + KB\frac{dE}{dx}} \tag{7.3}$$

où • $\frac{dL}{dx}$ est la quantité de lumière produite par unité de longueur de matériau traversé.

• $S\frac{dE}{dx}$ est le nombre de paires électron/trou créées par le dépôt d'énergie par ionisation de l'ion. S est donc proportionnel à l'efficacité de scintillation.

• $B\frac{dE}{dx}$ est le nombre de défauts créés localement par le passage de l'ion.

• K est la probabilité de capture d'une paire électron/trou par un défaut de la structure cristalline.

A partir de l'équation 7.3, on déduit l'efficacité de scintillation différentielle décrite par l'équation 7.4, et qui s'applique avec succès même pour les scintillateurs inorganiques comme le CsI.

$$\frac{dL}{dE} \propto \frac{S}{1 + KB\frac{dE}{dx}} \tag{7.4}$$

La formulation de Birks (eq. 7.4) est robuste à basse énergie ($E_c < 50MeV/n$) et pour les ions de numéro atomique relativement faible ($z < 16$), mais atteint ses limites à plus haute énergie et pour les ions plus lourds lorsque la production d'électron-δ devient non-négligeable. Les électrons-δ sont des électrons choqués par l'ion incident et dont l'énergie cinétique peut atteindre plusieurs centaines de keV. Ces électrons sortent alors de la colonne d'ionisation dont le rayon ne fait que $400nm$, et vont déposer leur énergie à distance avec une efficacité de scintillation maximum et atténuent donc globalement les effets du quenching. Les électrons-δ sont aujourd'hui pris en compte dans des modèles plus complets tel celui développé par la collaboration INDRA [79][80].

Les effets de quenching sont donc fortement non-linéaires en fonction du numéro atomique, de la masse et de l'énergie cinétique des ions. Plus simplement, pour un même dépôt d'énergie dans le CsI la quantité de lumière générée par le passage d'un ion est inférieure à celle d'un électron. On définit pour la suite le facteur de quenching comme le rapport de ces deux quantités de lumière : $Q = \frac{dL(ion)}{dL(e^-))}$.

De nombreuses expériences ont mesuré la réponse de détecteurs CsI(Tl) aux ions lourds pour caractériser le quenching, mais en raison des nombreux facteurs évoqués précédemment (température, dopage, méthode de mesure de la scintillation, temps de mise en forme du signal, qualité du cristal, ...), les résultats des mesures diffèrent d'un facteur important. Le tableau 7.1 présente les valeurs des coefficients $\frac{L}{E}$ dérivés des résultats de différentes expériences pour l'oxygène et le carbone entre $5MeV/n$ et $30MeV/n$ et montre des écarts de plus de 30%.

7.3 Objectifs du faisceau-test

Les écarts constatés sur les valeurs de quenching mesurées par diverses expérience, montrent que la bonne connaissance de la réponse des CDE de GLAST nécessite des mesures propres de leur scintillation pour divers types de particules dont les ions lourds. L'expérience menée au GANIL avec un faisceau de $^{78}_{36}Kr$ à $73MeV/n$ a permis la mesure du facteur de quenching pour tous les ions, des protons au krypton, d'énergie allant de 0 à $73MeV/n$ pour des détecteurs CsI de vol de GLAST. Cette expérience fut de plus un prélude important pour le faisceau-test de plus grande ampleur mené au GSI et couvrant la partie haute énergie de 0.6 à $1.7GeV/n$.

Ions	Carbone					Oxygène			
$E(MeV/n)$	Q_Q	Q_C	Q_S	Q_I		Q_Q	Q_C	Q_S	Q_I
5	0.33	0.28	0.43	0.28		0.31	0.25	0.35	0.35
10	0.52	0.38	0.54	0.43		0.44	0.31	0.46	0.50
20	-	0.44	0.69	0.58		-	0.36	0.58	0.63
30	-	0.46	0.78	0.65		-	0.41	0.65	0.70

TAB. 7.1 – Valeurs du coefficient $\frac{L}{E}$ selon différentes sources, pour les ions carbone et oxygène. Pour les données de Stracener[102](1990), le coefficient Q_S est calculé en prenant pour référence la scintillation au passage d'un noyau d'hélium, pour lequel le quenching est très faible. Pour les données de Quinton[91](1959) et de Colonna[73][24](1992), les coefficients Q_Q et Q_C sont calculés en prenant pour référence la scintillation au passage d'un proton. Pour les données de la collaboration INDRA[79][80](2000), le coefficient Q_I est calculé à partir de la paramétrisation proposée, et rapportée au chapitre 13

8 Mise en oeuvre du faisceau-test

Le faisceau-test GLAST au GANIL[120] a duré une semaine en avril 2003 et a rassemblé le groupe astroparticules du CENBG et trois membres permanents du GANIL : A. Peghaire, A. Chbihi et J. Galin qui ont largement participé à la mise en place de l'expérience et aux prises de données.

8.1 Dispositif expérimental

8.1.1 Géométrie

Le dispositif utilisé pour l'expérience est constitué de deux associations de détecteurs presque identiques. Chaque lot comprend un CDE (détecteur CsI de vol de GLAST) et trois détecteurs silicium placés juste devant le barreau de CsI comme le montre la figure 8.1. Le CDE supérieur est associé à deux détecteurs silicium minces de $89\mu m$ d'épaisseur placés symétriquement de part et d'autre du centre du barreau, et à un détecteur silicium épais de $500\mu m$. Le CDE inférieur est associé à deux détecteurs silicium minces, l'un de $89\mu m$ et l'autre de $84\mu m$, placés symétriquement de part et d'autre du centre du barreau, et à un détecteur silicium épais de $500\mu m$.

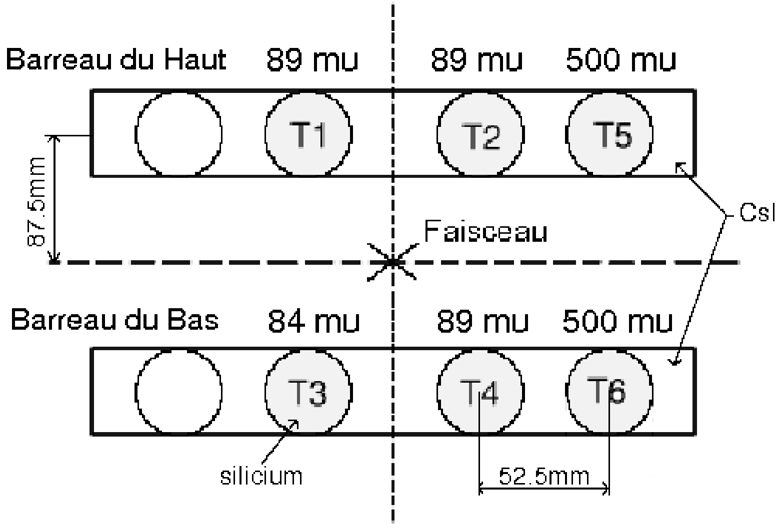

FIG. 8.1 – Disposition à 0° des éléments du dispositif, 6 détecteurs silicium notés de T1 à T6 et 2 CDE.

L'ensemble du dispositif est soutenu par un bras pivotant qui permet de placer l'ensemble à des angles compris entre 0° et 11° par rapport à l'axe du faisceau et à $2m$ du porte-cible, voir la photographie 8.2.

8.1.2 Faisceau, cibles et déclenchement

Le faisceau incident est un faisceau d'ions de ^{78}Kr d'énergie $73MeV/n$, soit une énergie cinétique totale d'environ $5.7GeV$ par particule. Cette faible énergie justifie

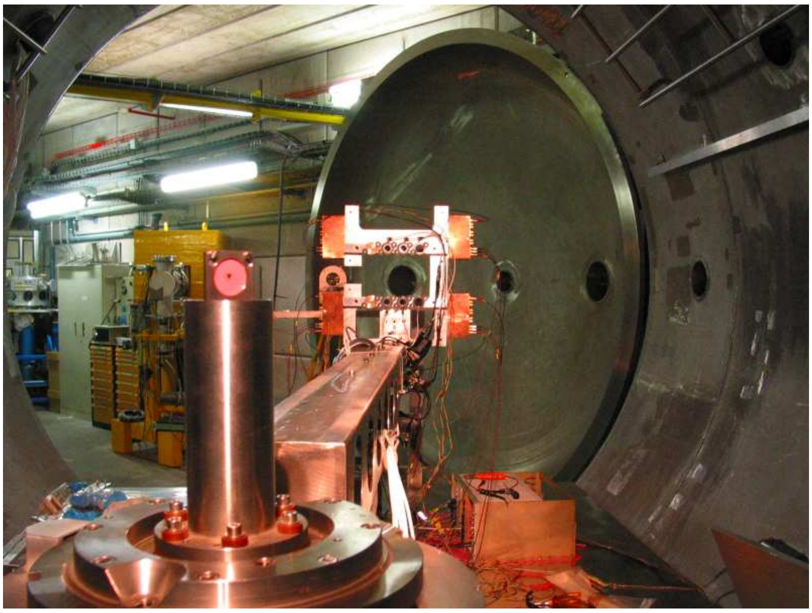

FIG. 8.2 – A l'intérieur de la cuve à vide, on distingue le porte cible au premier plan, puis le bras mobile qui supporte le détecteur placé à son extrémité.

que l'expérience soit installée dans la cuve à vide `Nautilus` sur la ligne G4 du GANIL. Pour produire un maximum d'espèces d'ions et couvrir la plus large gamme d'énergie, nous avons utilisé des cibles de nature et d'épaisseur différentes :

- 4 cibles d'Or : 2.11, 220, 492 et 540 mg/cm^2
- 2 cibles de Plomb : 54.7 et 454 mg/cm^2

La figure 8.3 présente le principe de fonctionnement de l'expérience : les détecteurs silicium sont utilisés pour identifier les fragments, numéro atomique et énergie, ce qui permet ensuite de calculer le dépôt d'énergie dans le détecteur CsI situé en aval, afin de le comparer à la quantité de lumière mesurée par les photodiodes. Le déclenchement est réalisé sous faisceau par un `OU` logique des détecteurs silicium, et l'enregistrement des données permet de savoir quels détecteurs ont déclenché l'acquisition pour chaque évènement. On trouvera le schéma global de l'électronique sur la figure 8.4. La chaîne d'électronique des voies CsI se compose d'une photodiode, d'un pré-amplificateur à bas bruit et d'un amplificateur[1] disposant d'une sortie logique rapide et d'une sortie analogique mise en forme avec un temps caractéristique de $5\mu s$. La sortie rapide est utilisée pour le déclenchement de l'acquisition, notamment lors des prises de données avec un générateur d'impulsion. La sortie mise en forme est le signal envoyé dans le codeur et enregistré par l'acquisition. Nous disposons d'amplificateurs `source` à gain fort pour les prises de données en source, et d'amplificateurs `faisceau` à gain faible pour les prises de données sous faisceau. De plus, des amplificateurs à temps de mise en forme variable ont été utilisés sur les petites diodes afin d'étudier une éventuelle influence du temps de mise en forme du signal

[1] Les pré-amplificateurs et amplificateurs ont été développés spécifiquement par le service électronique du CENBG

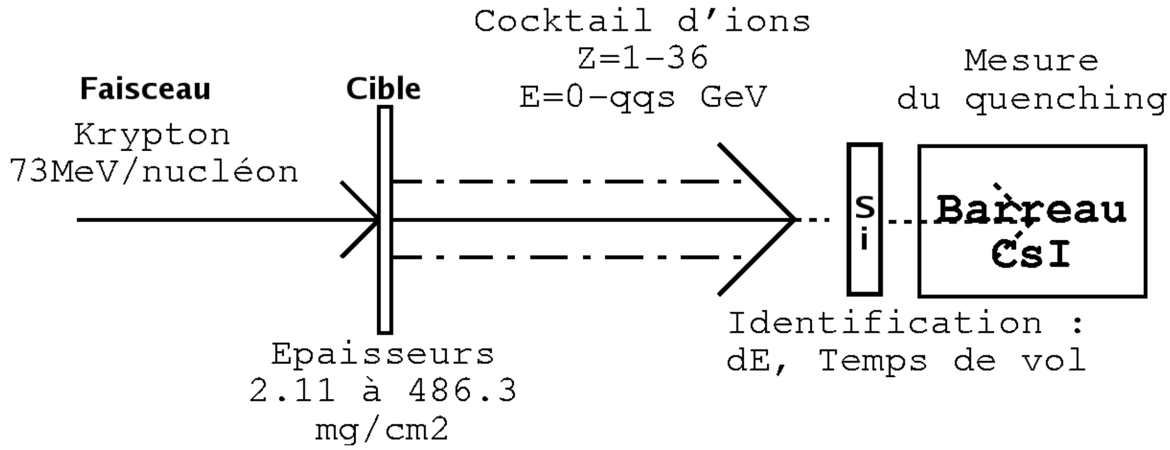

FIG. 8.3 – Principe de l'expérience : le faisceau de Krypton frappe la cible provoquant des réactions nucléaires qui éjectent des ions. Ces ions traversent le détecteur silicium où ils sont identifiés (nature et énergie) puis s'arrêtent dans le scintillateur CsI dans lequel on mesure la quantité de lumière générée. En comparant la quantité de lumière mesurée et le dépôt d'énergie attendu selon le calcul effectué en prenant en compte la nature et l'énergie de l'ion, on déduit le facteur de quenching.

sur la mesure du quenching, voir l'annexe A.3.

L'acquisition en temps réel est assurée par un système `Lynx-OS` pilotant un châssis VME. Le programme d'acquisition a été développé spécifiquement pour ce faisceau-test et permet l'écriture des données sur disque dur à une fréquence d'environ $1kHz$. Le codeur utilisé est un module VME commercial de type `CAEN V785 Peak Sensing ADC` capable de coder des signaux analogiques de 0 à 4V sur 12 bits pour chacune de ses 32 voies. Comme son appellation l'indique, la valeur codée par le convertisseur correspond au maximum du signal vu dans une fenêtre temporelle, ici de largeur $10\mu s$ puisque le temps de mise en forme des amplificateurs est de $5\mu s$.

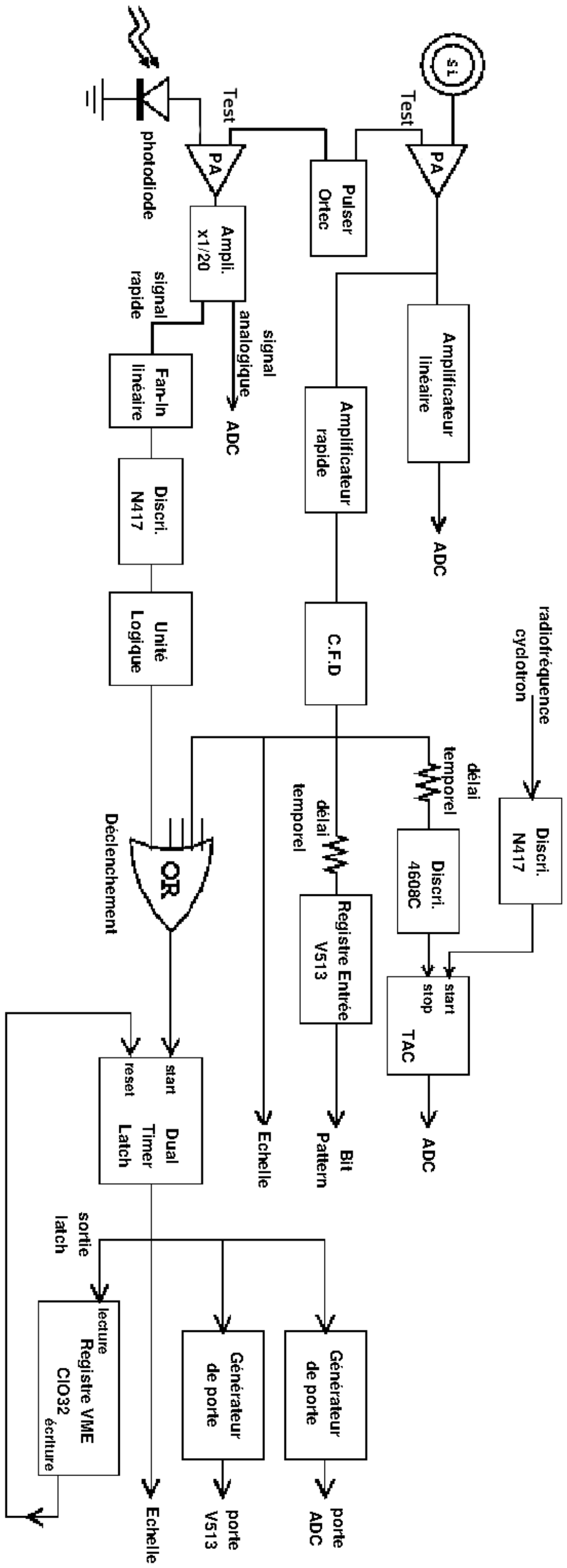

FIG. 8.4 – Schéma global de l'électronique d'acquisition

8.1.3 Notations et définitions

Afin de faciliter la lecture, on rappelle ici les notations adoptées pour l'appellation des différents détecteurs et voies d'électroniques CsI, l'utilisateur a le faisceau dans le dos :

- GDGH : Grande Diode du barreau du Haut, côté Gauche
- GDDH : Grande Diode du barreau du Haut, côté Droit
- PDGH : Petite Diode du barreau du Haut, côté Gauche
- PDDH : Petite Diode du barreau du Haut, côté Droit
- GDGB : Grande Diode du barreau du Bas, côté Gauche
- GDDB : Grande Diode du barreau du Bas, côté Droit
- PDGB : Petite Diode du barreau du Bas, côté Gauche
- PDDB : Petite Diode du barreau du Bas, côté Droit
- GDHs : $\frac{GDGH+GDDH}{2}$ Lumière mesurée par les grandes diodes du barreau du haut
- GDBs : $\frac{GDGB+GDDB}{2}$ Lumière mesurée par les grandes diodes du barreau du bas
- PDHs : $\frac{PDGH+PDDH}{2}$ Lumière mesurée par les petites diodes du barreau du haut
- PDBs : $\frac{PDGB+PDDB}{2}$ Lumière mesurée par les petites diodes du barreau du bas

Sur le barreau du haut, les pré-amplificateurs des Grandes Diodes et des Petites Diodes sont inversés, il ne sont remis en bonne place qu'après la fin du faisceau et l'ouverture de la cuve.

Les détecteurs silicium sont nommés de T1 à T6 selon le schéma de la figure 8.1. On appelle télescope l'association d'un détecteur silicium et du détecteur CsI correspondant, qui permet d'obtenir les histogrammes à 2 dimensions $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$, voir la figure 9.3 page 105. Par exemple le télescope T1-GDHs permet d'obtenir l'histogramme $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ avec E_{CsI} donnée par les grandes diodes du barreau de CsI du haut et ΔE_{Si} donnée par le premier détecteur silicium du barreau du haut.

8.2 Déroulement de l'analyse

L'analyse des données fut difficile, pour diverses raisons qui seront explicitées au fur et à mesure du déroulement de l'étude, et qui justifient le chemin choisi pour présenter les résultats obtenus.

Grâce à la redondance des données, on a pu comparer les courbes de lumière obtenues à partir des différents télescopes. Ces comparaisons ont montré que les détecteurs silicium mince ont bien fonctionné, mais que les résultats issus des détecteurs silicium épais sont incompatibles entre-eux et avec ceux des détecteurs minces.

Différentes hypothèses ont été avancées pour expliquer ces résultats contradictoires, la première étant une erreur sur l'épaisseur des détecteurs silicium épais, épaisseurs qui n'ont pu être re-mesurées a posteriori. L'idée initiale fût d'essayer d'utiliser les cartes de corrélation entre le dépôt d'énergie dans le silicium et la mesure du temps de vol. Les lignes de corrélation observées peuvent être reproduites très précisément par le calcul, et auraient dû permettre de déterminer avec précision les trois paramètres que sont : le temps de référence, l'étalonnage en énergie, et l'épaisseur réelle de silicium. Malheureusement, il a été impossible par cette méthode d'obtenir un accord raisonnable entre le calcul et les données, malgré une exploration très large de l'espace des phases.

La deuxième solution avancée fût d'essayer d'ajuster l'épaisseur de silicium dans les calculs afin d'ajuster au mieux les courbes de lumière des télescopes épais sur celles des télescopes minces, en considérant valable l'étalonnage en énergie des détecteurs silicium épais. Une fois de plus il a été impossible d'obtenir un accord satisfaisant.

L'idée de la présence d'une zone non-déplétée ,ou zone morte, à l'arrière des détecteurs silicium épais a alors fait son chemin et la présence de ce degré de liberté supplémentaire a finalement permis d'obtenir un accord raisonnable de tous les lots de données. Cependant, les hypothèses émises étant fortes, l'étude de la mesure des temps de vol est de nouveau apparue nécessaire pour venir conforter les résultats. La mesure des temps de vol est en effet indépendante de l'étalonnage en énergie des détecteurs silicium et le calcul des courbes de lumière ne dépend que très peu de l'épaisseur totale de silicium pour les ions de haute énergie.

9 Etalonnage en énergie des détecteurs

L'étalonnage en énergie des différents détecteurs est basé sur le principe de référence explicité par l'équation (9.1) suivante :

$$E = \alpha(c - c_0) \text{ MeV} \tag{9.1}$$

où E est l'énergie en MeV.
c est le nombre de pas codeur lu par l'ADC.
c_0 est la valeur du piédestal en pas codeur.
α est le coefficient de conversion en MeV par pas codeur.

9.1 Piédestaux

La détermination de la valeur des piédestaux nécessite de recourir à plusieurs sources d'information, il faut en effet tenir compte à la fois du bruit de l'électronique lors de l'acquisition et d'éventuelles non linéarités du codeur ou des amplificateurs.

– Données faisceau : dans les données sous faisceau, les piédestaux remplissent les canaux correspondant à la valeur vue par le codeur dans une voie lorsqu'une autre voie a déclenché (voir figure 9.1).

– Données au générateur d'impulsions : on injecte dans toute l'électronique un signal issu d'un générateur d'impulsions, ceci pour différentes amplitudes, dans le but de vérifier la linéarité du codeur et de caractériser le gain des amplificateurs. A chaque amplitude correspond un pic dans chaque voie du codeur. Une régression linéaire sur tous les pics permet de déterminer la valeur à l'origine qui correspond au piédestal à vide, soit la valeur lue lorsqu'aucun signal ne rentre dans la voie. Puis une régression d'ordre 2 appliquée sur les pics faibles (faible nombre de canaux dans le codeur) permet de tenir compte de la non-linéarité du codeur à bas canaux et de déterminer la valeur la plus juste du piédestal. On s'assure ensuite que le raccord entre les deux ajustements est correct (voir figure 9.2). La valeur du piédestal donnée par l'ajustement d'ordre 2 est la valeur correcte retenue pour la suite de l'analyse.

– Incertitude : les incertitudes statistiques sont négligeables car sous faisceau comme pour les prises de données au générateur d'impulsions, on dispose d'un très grand nombre d'évènements. L'incertitude d'origine systématique sur la détermination des piédestaux est donnée par la différence entre les valeurs mesurées sous faisceau et les piédestaux déterminés au générateur d'impulsions. Cette incertitude est faible, inférieure à 3 pas codeur sur 100 en général. Pour certaines voies, on ne dispose pas de données au générateur d'impulsions appropriées, on estime alors la valeur du piédestal par la valeur mesurée sous faisceau et l'incertitude systématique est fixée à 3 pas codeur, soit le maximum observé sur les autres voies.

Les valeurs obtenues figurent dans le tableau récapitulatif 9.8, page 118.

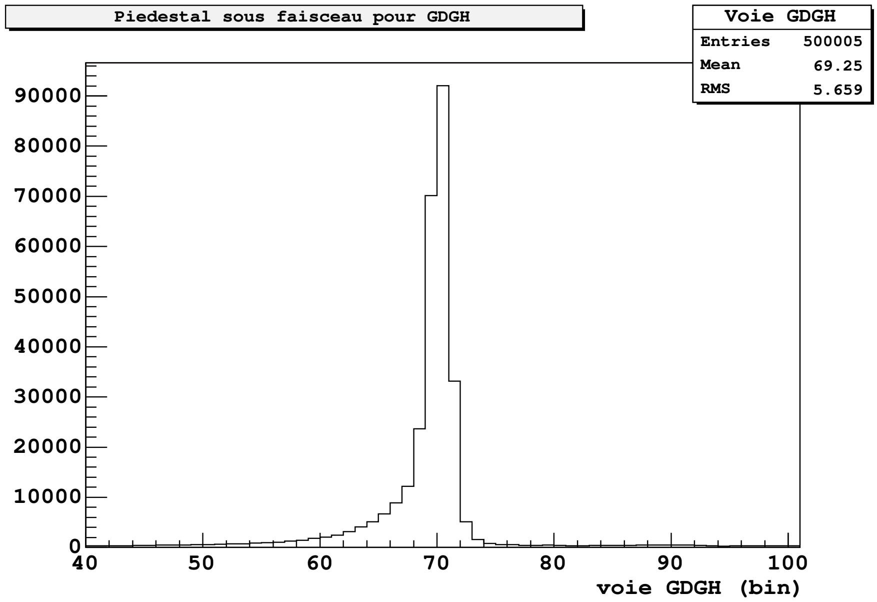

FIG. 9.1 – Piédestal sous faisceau pour la voie GDGH. La valeur moyenne du pic donne la valeur du piédestal. Les coups sous le piédestal sont dus aux variations de la ligne de base dont la tension est parfois négative.

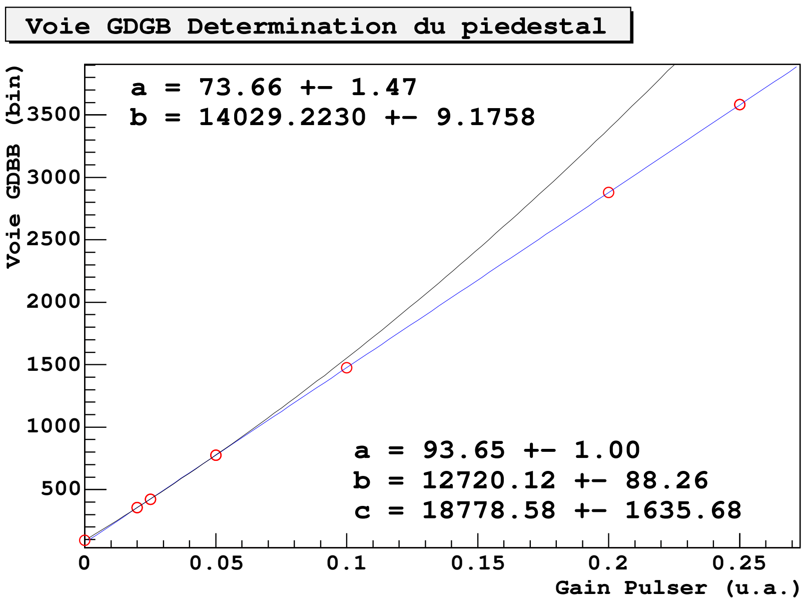

FIG. 9.2 – Détermination des piédestaux : Ajustement d'ordres 1 et 2 pour GDGB, la courbure caractéristique d'une non-linéarité à faible tension est très légère à cette échelle, mais est néanmoins bien réelle.

9.2 Détecteurs Silicium

Chaque barreau de CsI est équipé de 2 détecteurs silicium minces et d'un détecteur silicium épais. Les détecteurs minces sont étalonnés par deux voies indépendantes : d'une part à l'aide d'une source alpha trois pics, et d'autre part grâce aux ions des pics de diffusion élastiques. Les détecteurs épais ne peuvent être étalonnés en énergie qu'à partir des prises de données en source.

9.2.1 Etalonnage en énergie par les pics élastiques

Lorsque les ions de Krypton du faisceau traversent la cible sans provoquer de réaction nucléaire, l'interaction est uniquement de type élastique. Ce cas de figure est le plus probable ; dans les données ceci se traduit par une accumulation statistique de points qui forme ce que l'on appelle le pic de diffusion élastique et dont on peut calculer précisément l'énergie à partir de l'énergie incidente du faisceau, de l'épaisseur de cible et de l'épaisseur de silicium traversée (voir le tableau 9.1 résumant ces calculs). Cette méthode n'est pas applicable aux détecteurs silicium épais T5 et T6 car leur électronique est très largement saturé par les dépôts d'énergie des ions des pics élastiques. Ceux-ci seront étalonnés par une source comme décrit au paragraphe 9.2.2. On remarque de plus que les effets de la cinématique sur les calculs de dépôt d'énergie sont négligés car dans tous les cas les angles mis en jeu sont inférieurs à 15°, d'où des erreurs ne dépassant pas 3.5% [1] dans les rares cas extrêmes et généralement inférieures à 1%.

Cibles	Code `eloss_b`			$^{78}_{36}Kr$ à $73MeV/n$				
				Cible		Silicium $89\mu m$		Si $84\mu m$
Nb	Nature	densité	épaisseur	ΔE	E_{fin}	ΔE_{Si}	E_{fin}	ΔE_{Si}
		(g/cm^3)	(mg/cm^2)	(MeV)	(MeV)	(MeV)	(MeV)	(MeV)
2	$^{197}_{79}Au$	19.3	2.11	11.5	5682.5	194.0	5488.4	183.1
3	$^{208}_{82}Pb$	11.3	56	303.2	5390.8	201.6	5189.2	190.2
4	$^{197}_{79}Au$	19.3	197	1149.6	4544.4	228.3	4316.4	215.4
5	$^{197}_{79}Au$	19.3	426.4	2767.6	2926.4	316.0	2610.3	298.3
6	$^{208}_{82}Pb$	11.3	465.2	2986.6	2707.4	334.9	2372.5	316.1
7	$^{197}_{79}Au$	19.3	486.3	3278.7	2415.3	364.7	2050.6	344.2
								règle de 3

TAB. 9.1 – Tableau présentant les résultats, exprimés en MeV, du code de calcul de dépôt d'énergie `eloss_b`. Les valeurs de dépôt d'énergie, ΔE_{Si}, pour un détecteur silicium de $89\mu m$ et de $84\mu m$ correspondent au dépôt d'énergie pour les ions du pic élastique pour chaque épaisseur de cible.

La figure 9.3 représente, en ordonnée, l'énergie déposée dans un détecteur silicium mince, et en abscisse, la lumière générée dans le détecteur CsI associé. Ce type de graphe sera appelé par la suite `carte` $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$.

[1] $cos(15°) = 0.966$

Sur cette carte (Figure 9.3), à chaque pic de diffusion élastique correspond une cible différente et donc une énergie différente dans T1. Cette carte a été créée en sommant plusieurs prises de données, à chacune correspond une épaisseur de cible (voir le tableau 9.1).

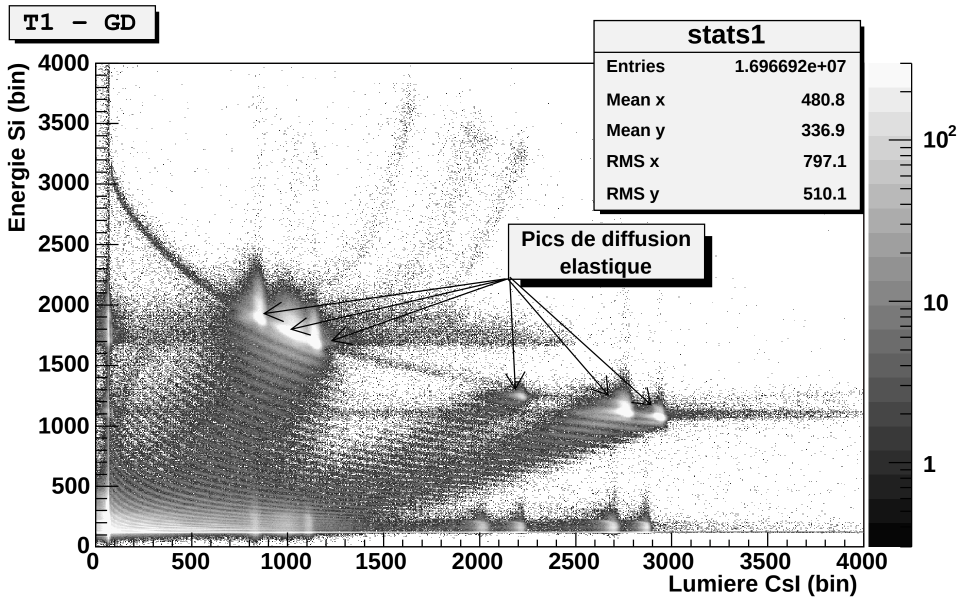

FIG. 9.3 – Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ non étalonnée, pour le télescope T1-GDHs et les données faisceau ^{78}Kr. On repère les 6 pics de diffusion élastique correspondant aux 6 cibles.

Pour déterminer les centroïdes des distributions de dépôt d'énergie des pics élastiques, on choisit une prise de donnée pour chaque cible et l'on trace la carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$. On sélectionne ensuite le pic de diffusion élastique que l'on projette sur l'axe ΔE_{Si} (ordonnée), enfin on ajuste une gaussienne[2] sur le pic obtenu. A partir des valeurs moyennes des gaussiennes de tous les pics élastiques on établit une régression linéaire sur les résultats du code de calcul de dépôt d'énergie (tableau 9.1) pour obtenir les coefficients d'étalonnage en énergie (α équation 9.1). Pour chaque détecteur, la régression linéaire pourrait nous donner à la fois la pente et le piédestal, cependant, dans la mesure où les piédestaux ont été déterminés avec précision antérieurement (voir chapitre 9.1), on préfère introduire les valeurs de ces piédestaux dans l'ajustement pour obtenir une plus grande précision sur les valeurs de pente. Les résultats figurent dans le tableau 9.2. Les pics élastiques étant parfaitement résolus, l'incertitude statistique sur les valeurs des pentes est très faible. L'introduction des incertitudes systématiques de 2% sur l'épaisseur des cibles (mesure de leur masse) et de 1% sur l'épaisseur des détecteurs silicium (données constructeur) dans le calcul de l'énergie des pics élastiques permet d'établir que l'incertitude totale sur les valeurs des pentes reste inférieure à 1%.

[2]la distribution de dépôt d'énergie par ionisation d'un ion est une gaussienne.

9.2.2 Vérification de l'étalonnage

Une autre méthode d'étalonnage en énergie des détecteurs silicium a été utilisée afin de conforter les résultats précédents. Cette méthode d'étalonnage en énergie consiste à utiliser des prises de données effectuées avec une source émettant des particules α à trois énergies différentes, et baptisée `source alpha 3 pics` : 5157keV (^{239}Pu) , 5486keV (^{241}Am) , 5805keV (^{244}Cm). La source est simplement posée devant chaque lot de détecteurs à l'intérieur de la cuve à vide, et le gain des amplificateurs des détecteurs silicium minces est augmenté à $\times 500$ (le gain utilisé lors des prises de données sous faisceau est $\times 20$). Pour les détecteurs silicium épais, le gain des amplificateurs est le même sous faisceau et en source. La figure 9.4 montre à titre d'exemple les résultats du codage pour la voie T6 lors d'une prise de données en source triple.

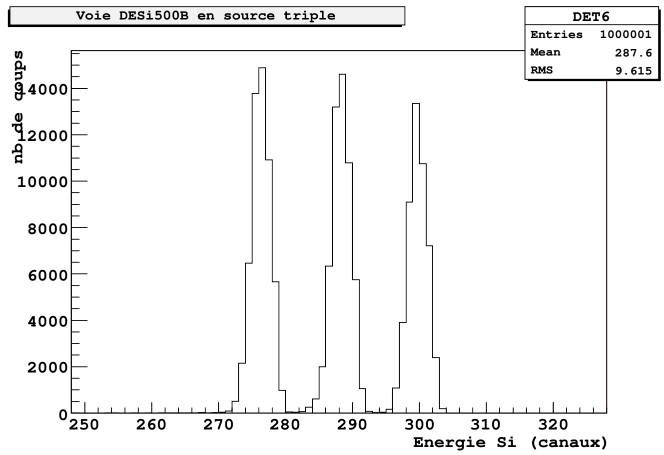

FIG. 9.4 – Spectre en énergie mesurée par le détecteur T6 lors d'une prise de données en source triple (Pu, Am, Cm).

Chacun des trois pics mesurés par chaque détecteur silicium est ajusté afin d'obtenir les valeurs centrales de chaque pic en nombre de pas codeur, puis par une régression linéaire sur les énergies correspondant aux pics, on obtient pour chaque détecteur silicium le coefficient de conversion des pas codeur en énergie. La dernière étape consiste à inter-étalonner les gains des amplificateurs entre $\times 500$ et $\times 20$ en utilisant la même méthode que celle qui sera décrite au paragraphe 9.3.2. On obtient finalement une nouvelle valeur d'étalonnage en énergie qui correspond à $\frac{1}{\alpha}$ dans l'équation (9.1).

Les calculs de dépôt d'énergie dans le silicium sont d'une grande précision et l'on remarque sur la figure 9.5 le bon accord entre les données étalonnées en source et le calcul utilisé pour l'étalonnage direct par les pics élastiques, pour toutes les cibles et pour trois des détecteurs silicium.

La méthode utilisée ci-dessus a permis au cours de sa mise en oeuvre de détecter une erreur de mesure de l'épaisseur des cibles 5 et 7, selon le tableau 9.1. En effet, initialement, les données et le calcul étaient incohérents pour ces 2 cibles uniquement, une nouvelle mesure précise par pesée a révélé les valeurs réelles de leur épaisseur.

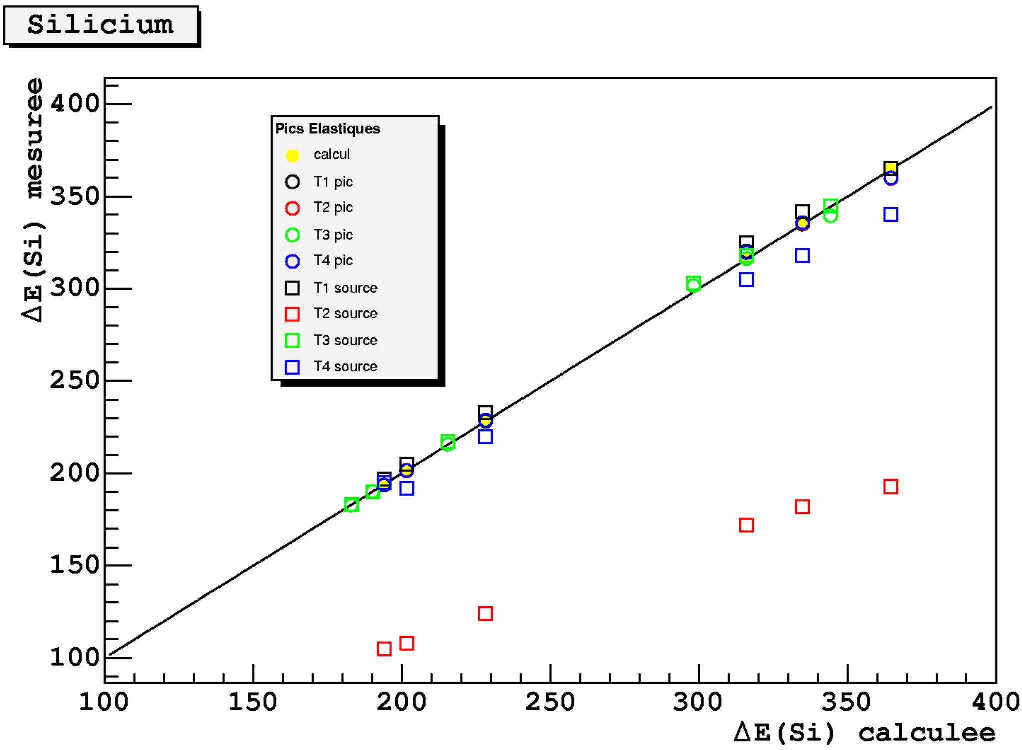

FIG. 9.5 – $\Delta E_{Si}(MeV)$ mesurée à partir des étalonnages en source et par les pics élastiques, en fonction de $\Delta E_{Si}(MeV)$ calculée pour les pics élastiques. Les 6 valeurs différentes en abscisse correspondent aux 6 épaisseurs de cible (voir tableau 9.1). Les carrés pour lesquels l'énergie mesurée est trop faible correspondent au problème d'étalonnage du détecteur T2.

Le problème de l'étalonnage du détecteur T2 provient sans doute d'un problème d'inter-étalonnage des amplificateurs, certaines positions de pics sont suspectes en comparaison avec les autres détecteurs silicium, mais il n'a pas été possible d'en déterminer la cause malgré un contrôle à l'oscilloscope au cours de l'expérience.

Une fois cet accord obtenu (à 5% près), l'étalonnage absolu (α dans l'équation (9.1)) a finalement été défini à partir des pics élastiques uniquement. Les coefficients de conversion ont été calculés de façon à situer les pics élastiques précisément aux valeurs attendues par le calcul, car l'exactitude de l'accord sur ce point de référence est cruciale. Dans le tableau 9.2, α_{src} est la pente calculée à l'aide des prises de données en source, et α_{pic} est la pente établie grâce aux pics élastiques. Pour les détecteurs épais, seul l'étalonnage en source est possible.

Si	$\alpha_{pic}(MeV/canal)$	piédestal (canal)	$\alpha_{src}(MeV/canal)$
T1	0.2030 ± 0.0019	122.5 ± 0.3	0.2087
T2	0.1298 ± 0.0012	89.4 ± 0.4	0.0704
T3	0.2300 ± 0.0021	104.0 ± 0.4	0.2322
T4	0.2217 ± 0.0020	91.5 ± 0.8	0.2113
T5		81.1 ± 0.1	$0.02643 \pm 2.2\%$
T6		97.5 ± 0.5	$0.02768 \pm 0.6\%$

TAB. 9.2 – Valeurs des pentes de conversion en (MeV/canal) pour les 6 détecteurs silicium. α_{src} correspond aux prises de données en source, et α_{pic} aux pics élastiques. Les piédestaux sont ceux du chapitre 9.1 et sont exprimés en unité de pas codeur. On utilisera les coefficients α_{pic} pour la suite de l'analyse des détecteurs silicium minces.

9.3 Détecteurs CsI

Initialement, il était prévu d'étalonner les barreaux de CsI à partir des muons cosmiques. Avec des amplificateurs appropriés, les muons permettent d'étalonner en énergie les grandes diodes de chacun des barreaux de manière indépendante. Plusieurs prises de données en `muons` ont été réalisées, malheureusement pour des raisons qui restent inexpliquées, il n'a pas été possible de parvenir à un étalonnage en énergie cohérent entre les deux barreaux de CsI. Finalement, l'étalonnage en énergie a été réalisé à l'aide d'une source-γ ^{22}Na avec une bonne précision.

9.3.1 Inter-étalonnage des voies

Rappelons tout d'abord que l'on dispose de deux barreaux de CsI, chaque barreau étant équipé d'une grande et d'une petite photodiode à chaque extrémité. Les différentes voies d'électronique peuvent être inter-étalonnées grâce aux données faisceau, ce qui est intéressant notamment pour corriger les différences de gain entre les deux côtés et pour étalonner les petites diodes sur les grandes.

– <u>Gauche versus Droite :</u> Pour chaque barreau, on peut tracer l'amplitude du signal de la grande diode gauche en fonction de celle de la grande diode droite, après soustraction des piédestaux. Apparaissent alors trois droites de corrélation correspondant aux trois détecteurs silicium placés devant le barreau comme le montre la figure 9.6. L'atténuation de la lumière le long du

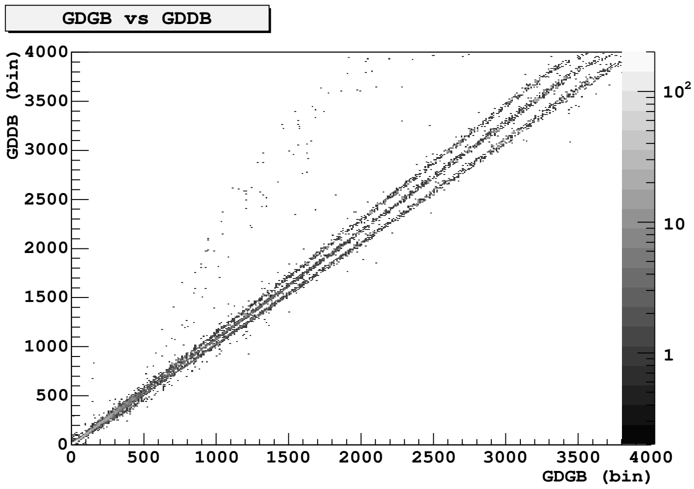

FIG. 9.6 – Inter-étalonnage gauche et droite pour les grandes diodes du barreau du bas. Chaque droite de corrélation correspond à un détecteur silicium et donc à une position sur le barreau de CsI.

barreau est responsable des différents rapports de quantité de lumière (écart des pentes des droites) correspondant aux positions des détecteurs silicium . L'inter-étalonnage consiste à calculer la correction de gain δ nécessaire sur l'une ou l'autre extrémité, de manière à ce que les droites des détecteurs silicium placés symétriquement par rapport au centre du barreau soit symétriques par rapport à la première bissectrice. A l'aide des coefficients ainsi calculés, on peut ensuite considérer la somme pondérée $\frac{Gauche+\delta\times Droite}{2}$ qui permet de s'affranchir de l'atténuation de la lumière dans le barreau. Cet inter-étalonnage est réalisé pour chaque couple de photodiodes Droite/Gauche, les résultats figurent dans le tableau 9.3. La corrélation Droite/Gauche est forte et l'incertitude sur les coefficients obtenus est inférieure à 1%.

Gauche		δ		Droite
GDGH	=	1.1	$\times$	GDDH
GDGB	=	0.94	$\times$	GDDB
PDGH	=	1.03	$\times$	PDDH
PDGB	=	1.35	$\times$	PDDB

TAB. 9.3 – Valeur des coefficients d'inter-étalonnage Droite vs Gauche pour chaque couple de photodiodes.

– <u>Petites diodes versus Grandes diodes :</u> Les voies des petites diodes produisent théoriquement un signal d'amplitude 36 fois inférieure [3] aux voies des grandes diodes et on ne peut donc pas utiliser la source ^{22}Na (voir section 9.3.2) pour les étalonner directement. On utilise en fait la corrélation entre les quantités de lumière vues par les grandes et les petites diodes après inter-étalonnage Droite/Gauche, pour étalonner les petites diodes sur les grandes. La figure 9.7 présente cette corrélation pour le barreau du bas. En effet, une fois les chaînes d'amplificateurs fixées, le rapport des gains des signaux des grandes diodes sur les petites diodes ($\frac{GD}{PD}$) est constant quelles que soient les particules traversant le CsI. Le calcul des résidus de la régression linéaire (Figure 9.7 pour le barreau du bas) , montre que l'incertitude sur l'inter-étalonnage est inférieure à 1% au-dessus de 500 pas codeur dans les petites diodes. Pour minimiser l'incertitude à 1%, on considérera les grandes diodes pour les plus faibles dépôt d'énergie, puis les petites diodes pour les dépôts d'énergie plus élevés, et on opérera la transition à 500 pas codeur dans les petites diodes.

Le tableau 9.4 suivant rapporte le résultat des régressions linéaires pour chaque barreau et pour différentes prises de données. La valeur de l'étalonnage choisie, $\frac{GD}{PD}$, est la valeur moyenne calculée dans la dernière colonne.

données	163/90	162/91	158/96	$< \frac{GD}{PD} >$
GDHs / PDHs	1.061	1.063	1.060	$1.061 \pm 1\%$
GDBs / PDBs	0.161	0.163	0.16	$0.161 \pm 1\%$

TAB. 9.4 – Résultats des régressions linéaires pour les prises de données choisies, valeur du coefficient d'inter-étalonnage $\frac{GD}{PD}$

– Haut versus Bas : Il est aussi indispensable d'inter-étalonner le barreau de CsI du haut et celui du bas. En effet, les grandes diodes du barreau du haut ne peuvent être étalonnées en source ^{22}Na à cause de l'inversion des pré-amplificateurs mentionnée au paragraphe 8.1.3. Pour cela on utilise les pics élastiques vus par les petites diodes. En effet si l'on ne connaît pas exactement quelle est l'énergie vue par les barreaux pour les ions du pic élastique, à cause du quenching, on sait que cette énergie doit être la même pour les deux barreaux car le quenching est une propriété intrinsèque du CsI. A partir des pics élastiques correspondant à chaque cible on calcule par régression linéaire le coefficient d'inter-étalonnage des petites diodes que l'on utilisera dans l'équation 9.2.

$$BH = \alpha_{HB} \times BB \tag{9.2}$$

où BH représente la lumière vue dans le barreau de CsI du Haut.
BB représente la lumière vue dans le barreau de CsI du Bas.
α_{HB} est le coefficient d'inter-étalonnage entre le barreau du Haut et celui du Bas.

[3]Un facteur 6 dû au rapport des surfaces des photodiodes et un facteur 6 dû au rapport des gains des pré-amplificateurs.

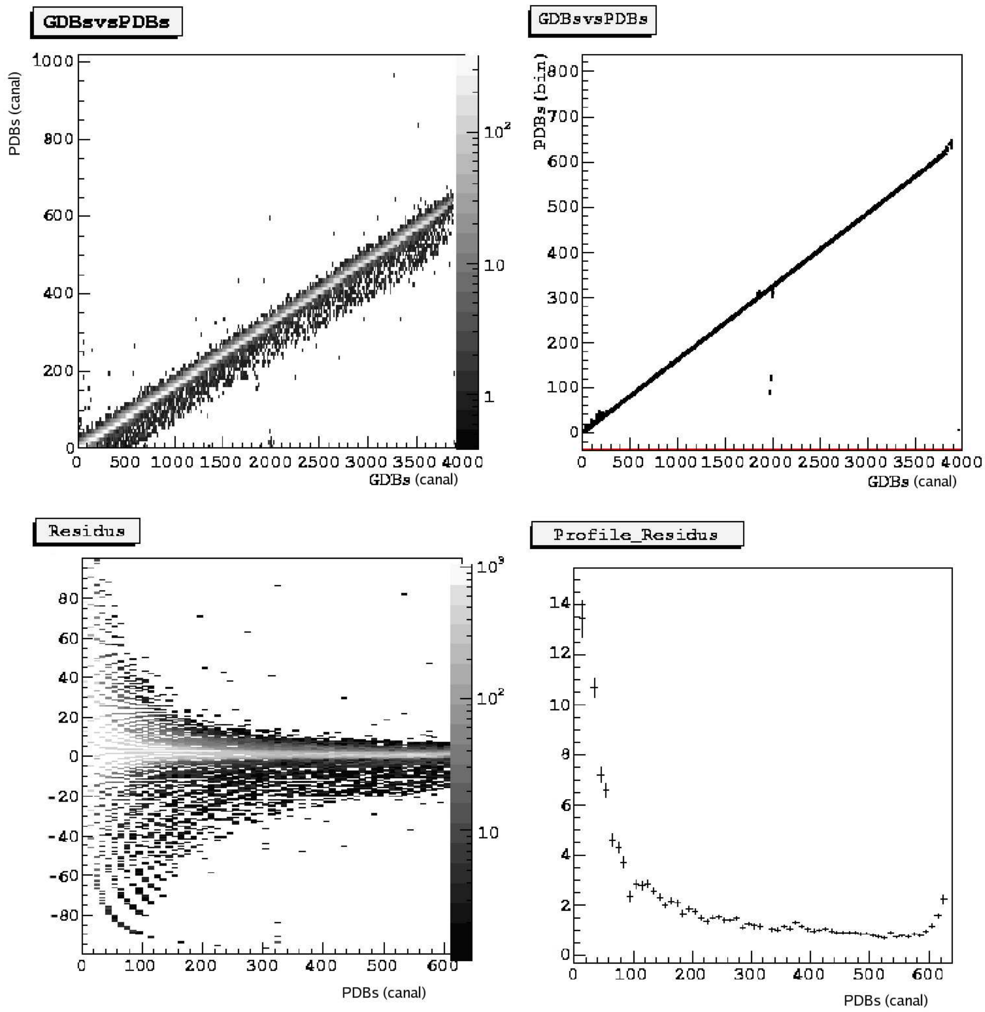

FIG. 9.7 – Inter-étalonnage des Grandes Diodes et des Petites Diodes pour le barreau du bas : **en haut à gauche**, GDBs (abscisse) versus PDBs (ordonnée), **en haut à droite**, la régression linaire GDBs vs PDBs, **en bas à gauche**, résidus de la régression en % en fonction de PDBs (abscisse), **en bas à droite**, profil transverse des résidus. Le profil transverse des résidus montre que l'incertitude sur l'inter-étalonnage est inférieure à 1% pour $PDBs > 500$ pas codeur.

Les pics ont été relevés dans le tableau 9.5 et le résultat de la régression linéaire est présenté par la figure 9.8. La valeur d'inter-étalonnage obtenue entre le barreau de CsI du haut et celui du bas est $\alpha_{HB} = 1.297 \pm 0.005$. Cette valeur est bien plus élevée que ce à quoi l'on aurait pu s'attendre, peut-être y a-t-il ici un effet dû à l'inversion des pré-amplificateurs.

	T2-PDHs				T4-PDBs			
	$\Delta E_{Si}(MeV)$		$E_{CsI}(bin)$		$\Delta E_{Si}(MeV)$		$E_{CsI}(bin)$	
Cible	pic	σ	**pic**	σ	pic	σ	**pic**	σ
2	192.6	2.3	**2999**	12.5	192.8	2.7	**2313**	7.3
3	200.7	2.4	**2800**	18.3	200.4	2.8	**2165**	12.6
4	227.7	2.6	**2237**	14.9	227.9	2.8	**1733**	11.4
5	319.6	4.0	**1118**	17.2	321.5	4.5	**838.1**	17.0
7	360.2	4.0	**821**	14.8	363.8	3.6	**619.7**	12.6

TAB. 9.5 – Inter-étalonnage du barreau de CsI du haut et de celui du bas à l'aide des pics élastiques vus par les petites diodes. Les valeurs sont données en MeV pour les détecteurs silicium et en pas codeur pour les voies CsI.

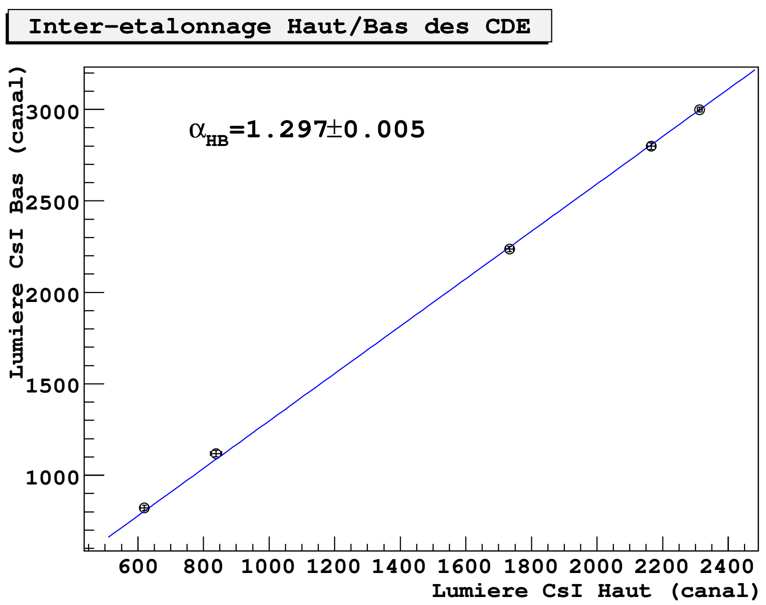

FIG. 9.8 – Régression linéaire sur les dépôts d'énergie correspondant aux pics élastiques pour inter-étalonner le barreau du haut et le barreau du bas. α est la pente de la droite ajustée.

9.3.2 Etalonnage en source ^{22}Na

L'étalonnage en énergie des détecteurs CsI est réalisé à partir de prises de données en source ^{22}Na. La source est simplement déposée sur le détecteur CsI que l'on souhaite étalonné. Le détecteur mesure normalement le pic à $511 keV$ des photons issus de l'annihilation des positrons, le pic à $1275keV$ des photons de désexcitation et un pic à $1786keV$ correspondant aux coïncidences (empilement). La figure 9.9 présente la superposition d'une simulation Monte-Carlo et de la voie GDGB, et montre que le seuil de déclenchement était trop élevé ce qui fait que le pic à $511keV$ est coupé. Les pics à $1275keV$ et $1786keV$ sont en revanche bien identifiés et l'on remarque la présence d'une composante de fond à toutes les énergies, provenant de l'empilement d'évènements de la source et probablement aussi de rayons cosmiques traversant une partie du barreau.

La simulation Monte-Carlo a été réalisée avec GEANT4, en prenant en compte un simple barreau de CsI. Les projectiles sont des positrons de $30keV$ (ceux-ci vont s'annihiler dans le film enveloppant le cristal de CsI) et des photons de $1275keV$. Pour une fraction des évènements positrons et photons, les énergies mesurées dans le détecteur sont sommées pour simuler les coïncidences[4]. A la simulation ont été appliqués, un bruit gaussien de $60keV$ correspondant à la largeur du piédestal, la résolution en énergie du détecteur de 5%, et une composante constante pour l'empilement. Les paramètres ont été ajustés afin que la simulation s'accorde au mieux avec les données, l'objectif étant uniquement de vérifier l'étalonnage en énergie et de montrer que l'on comprend les traits principaux du spectre observé.

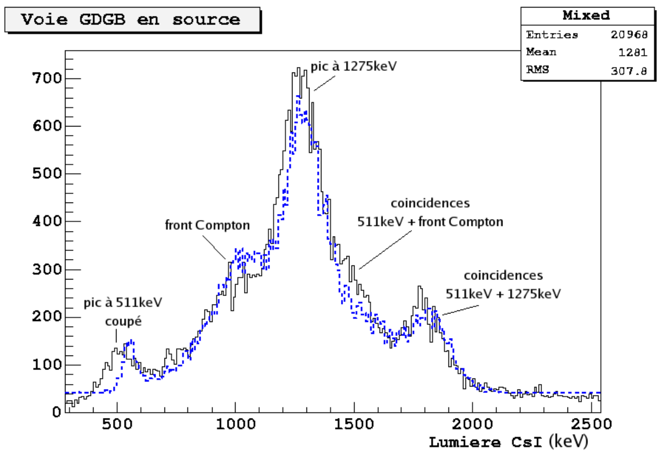

FIG. 9.9 – Spectre de la source ^{22}Na : superposition d'une simulation Monte-Carlo réalisée avec GEANT4, en pointillés, sur la mesure de la voie GDGB étalonnée, en trait continu.

Les énergies déposées sont faibles, on utilise donc des amplificateurs `source` de gain fort, qui sont ensuite inter-étalonnés avec les amplificateurs `faisceau`. De plus, seules les grandes diodes possèdent une surface et des pré-amplificateurs de gain suffisant pour détecter la source. Du fait de l'inversion des pré-amplificateurs, l'ensemble de l'étalonnage en énergie des détecteurs CsI est réalisé à partir des grandes diodes du barreau du bas.

Pour l'étalonnage en énergie, seuls les "pics" à $1275keV$ et $1786keV$ sont utilisables. La procédure d'ajustement est la suivante :

[4]la simulation présentée contient précisément : 20000 γ à $1275keV$, 20000 e^+ à $30keV$ et 80000 évènements en coincidence, taux élevé qui s'explique par le seuil élevé de déclenchement.

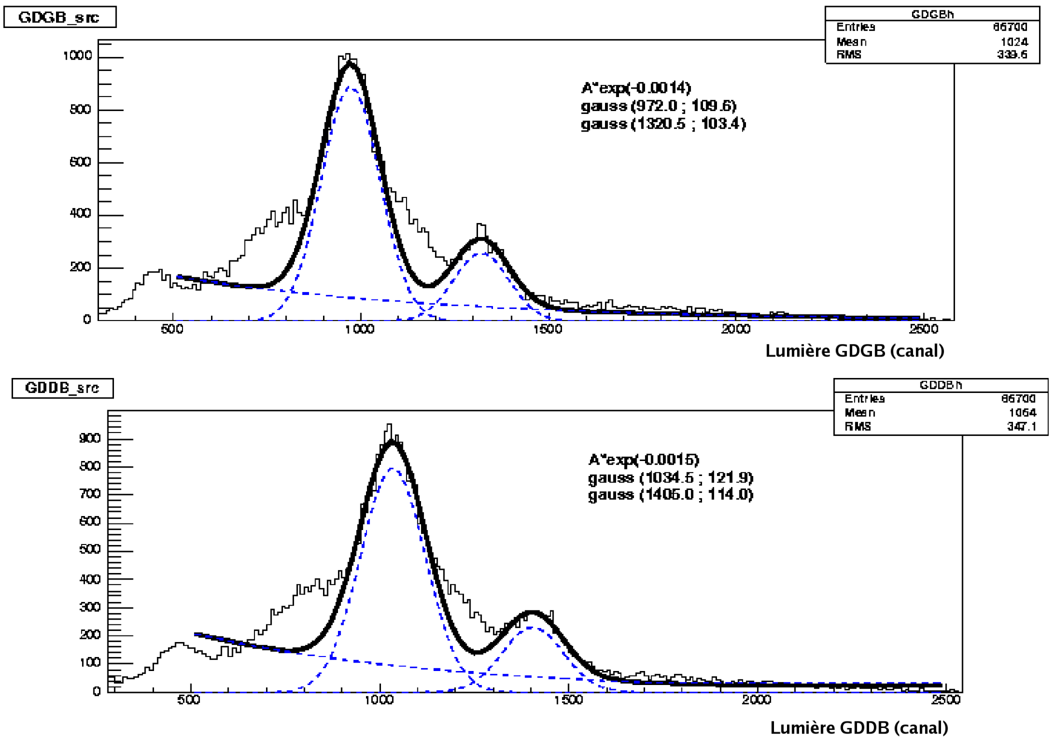

FIG. 9.10 – Spectre de la source ^{22}Na, mesuré par les grandes diodes du barreau du bas. La courbe continue représente la fonction ajustée pour déterminer les positions des 2 pics. Les courbes en pointillés représentent les différentes composantes.

- ajustement d'une fonction `exponentielle + gaussienne1 + gaussienne2` pour déterminer les paramètres de l'exponentielle qui permet de prendre en compte la composante de fond observée.
- ajustement de la fonction `exponentielle(fixée) + gaussienne1` sur le premier pic pour déterminer les paramètres de la première gaussienne.
- ajustement de la fonction `exponentielle(fixée) + gaussienne1(fixée) + gaussienne2` sur le second pic pour déterminer les paramètres de la seconde gaussienne.
- superposition de la fonction `exponentielle(fixée) + gaussienne1(fixée) + gaussienne2(fixée)` sur le spectre, pour vérifier la qualité de l'ajustement.

Pour évaluer la précision de l'ajustement, on introduit une erreur de $\pm1\%$ sur les valeurs moyennes des gaussiennes, puis l'on superpose de nouveau l'ensemble de la fonction sur les spectres. Ceci nous permet d'affirmer que l'erreur systématique sur la position des pics est inférieure à 1% comme le montre la figure 9.11.

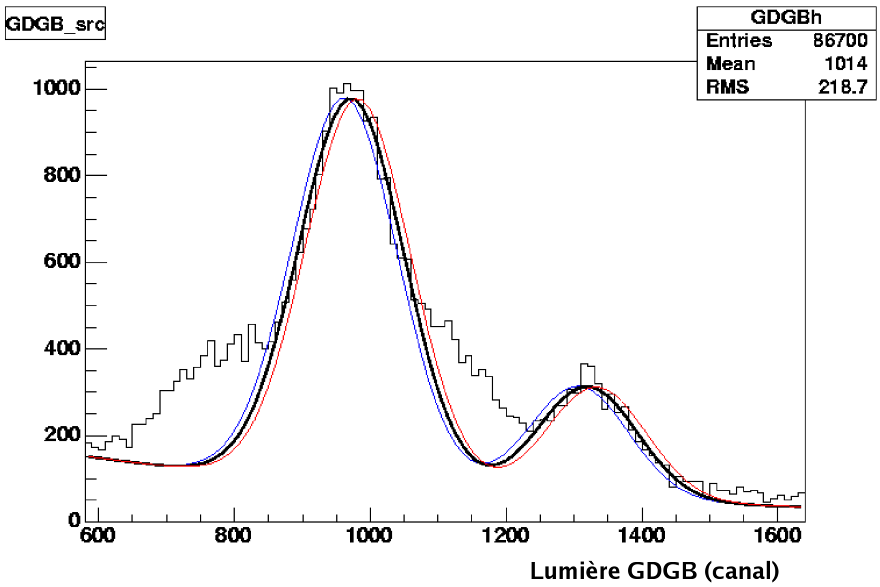

FIG. 9.11 – Spectre de la source ^{22}Na, mesuré par les grandes diodes du barreau du bas. Les valeurs moyennes des gaussiennes ont été décalées de $\pm1\%$ pour démontrer la précision de l'étalonnage.

Pour déterminer les coefficients d'étalonnage en MeV par pas codeur, on établit une régression linéaire sur les pics à $1275keV$ et $1786keV$, en introduisant de plus les piédestaux tels que calculés section 9.1. Les résultats des régressions linéaires, coefficients $1/\alpha_{x6}$, sont présentés dans le tableau 9.7.

L'étape finale consiste à inter-étalonner les amplificateurs `source` et `faisceau` à l'aide de prises de données au générateur d'impulsions [5] : pour chaque chaîne d'électronique, on envoie un signal pulsé dont on fait varier de manière connue

[5] Le générateur utilisé est un ORTEC Precision Pulse Generator avec une précision et une linéarité annoncées de l'ordre $\pm0.1\%$

l'amplitude. A chaque amplitude correspond un pic dans la voie correspondante, voir l'exemple de la figure 9.12. On relève la valeur médiane de chaque pic puis l'on fait une régression linéaire des pas codeur sur les amplitudes des pulses pour caractériser le gain d'amplification de la chaîne d'électronique. Par comparaison des gains déterminés pour les amplificateurs `source` et `faisceau`, on inter-étalonne les deux chaînes d'électronique pour chaque voie comme le montre le tableau 9.6.

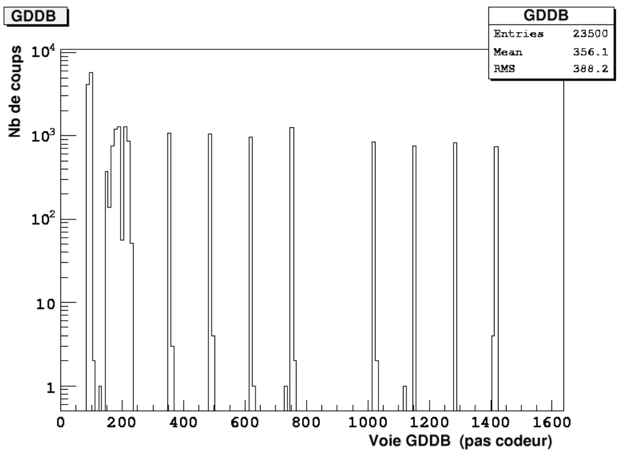

FIG. 9.12 – Mesure au générateur d'impulsions pour la voie GDDB : à chaque pic correspond une amplitude déterminée par le générateur d'impulsions. Lorsque les tensions appliquées successivement sont trop proches, les pics se superposent, ce que l'on observe ici autour de 200 pas codeur.

On applique alors ces coefficients d'inter-étalonnage des amplificateurs pour obtenir les valeurs finales d'étalonnage en énergie pour les grandes diodes du barreau du bas avec les amplificateurs `faisceau`, voir le tableau 9.7 qui donne les coefficients α de l'équation 9.1.

Ampli. x1/20	**GDGB**		**GDDB**	
Gain	pic	σ	pic	σ
10.0	1417	0.7	1585.0	4.6
9.0	1285	1.0	1439.0	3.0
8.0	1152	1.0	1285.0	3.0
7.0	1019	1.0	1142.0	3.0
5.0	752.6	1.0	838.4	5.0
4.0	619.5	1.0	691.2	2.0
3.0	486.4	1.0	537.9	2.0
2.0	353.3	1.0	392.6	4.0
Pente	**133.03**±0.05		**149.4**±0.3	
Pied	87.4±0.3		92.5±2.2	
Ampli. x6	**GDGB**		**GDDB**	
Gain ($\times 10^{-2}$)	pic	σ	pic	σ
10.0	1766.8	207.3	1990.0	77.0
9.0	1573.0	138.5	1801.4	82.4
8.0	1414.1	128.3	1605.4	80.2
7.0	1249.6	115.5	1419.1	71.3
5.0	914.6	114.5	1034.8	78.5
4.0	744.3	55.5	837.4	55.2
3.0	576.9	47.6	642	56.7
2.0	413.4	48.5	451.4	56.4
1.0	251.1	47	269	53.8
Pente	**167.4**±0.9		**192.1**±0.5	
Pied	77.7±5.3		71.1±2.8	
Rapport $\frac{x6}{x1/20}$	**125.9**±0.5%		**128.6**±0.3%	
	104.9%		107.1%	de 120

TAB. 9.6 – Inter-étalonnage des amplificateurs `source`(*Ampli.* $\times$ 6) et `faisceau`(*Ampli.* $\times$ 1/20). Les valeurs moyennes et largeurs des pics sont données en pas codeur, et les valeurs de Gain du générateur d'impulsion en unité arbitraire. Le rapport théorique des gains des amplificateurs est de 120, ce que l'on retrouve à moins de 10% près.

	GDGB	**GDDB**
Pics Source	($canal$)	($canal$)
pied($canal$)	93.7 ± 2.7	93.2 ± 1.0
$1.275 MeV$	$972.0 \pm 1\%$	$1034.5 \pm 1\%$
$1.786 MeV$	$1320.5 \pm 1\%$	$1405.0 \pm 1\%$
$\frac{1}{\alpha_{\times 6}}(canal/MeV)$	688.1 ± 4.4	736.9 ± 4.6
Rapport$\frac{\times 6}{\times 1/20}$	$125.9 \pm 0.5\%$	$128.6 \pm 0.3\%$
$\frac{1}{\alpha}(canal/MeV)$	$5.467 \pm 0.8\%$	$5.732 \pm 0.7\%$
$\alpha(MeV/canal)$	$0.183 \pm 0.8\%$	$0.174 \pm 0.7\%$

TAB. 9.7 – Etalonnage en énergie des grandes diodes du barreau du bas : en multipliant les coefficients d'étalonnage en source $\alpha_{\times 6}$ et d'inter-étalonnage des amplificteurs, on obtient les valeurs des coefficients α de l'equation 9.1 exprimées en (MeV/pas codeur).

9.4 Tableau récapitulatif de l'étalonnage

Le tableau 9.8 rappelle les coefficients d'étalonnage en énergie ainsi que les piédestaux pour l'ensemble des détecteurs.

Voie	**GvsD**	**GDvsPD**	**HvsB**	$\alpha(MeV/canal)$	Err_α	$c_0(canal)$
GDGH	1			**0.9385**	1.8%	**69.4**±0.1
GDDH	1.1			**1.0323**	1.8%	**93.1**±0.2
GDGB	1			**0.1829**	0.8%	**93.7**±2.7
GDDB	0.94			**0.1744**	0.7%	**93.2**±1.0
PDGH	1	1.0612	0.771	**0.8843**	1.4%	**64.8**±0.1
PDDH	1.03			**0.9108**	1.4%	**79.5**±0.1
PDGB	1	0.1594	1.297	**1.1469**	1.3%	**85.5**±3.0
PDDB	1.28			**1.4680**	1.3%	**85.9**±3.0
$T1_E$				**0.2034**	0.9%	**122.5**±3.0
$T2_E$				**0.1301**	0.9%	**89.4**±0.4
$T3_E$				**0.2307**	0.9%	**104.0**±0.4
$T4_E$				**0.2217**	0.9%	**91.5**±0.8
$T5_E$				**0.0264**	2.2%	**81.1**±3.0
$T6_E$				**0.0277**	0.6%	**97.5**±3.0

TAB. 9.8 – Tableau récapitulatif des coefficients d'étalonnage en énergie des détecteurs. Les valeurs finales d'étalonnage sont affichées en caractères gras.

- GvsD : Rapport des signaux des diodes Gauches et Droites.
- GDvsPD : Rapport des signaux des Grandes Diodes et des Petites Diodes.
- HvsB : Rapport des signaux entre le Barreau CsI du Haut et le Barreau CsI du Bas.

- α : Coefficient de conversion en MeV par pas codeur de l'équation 9.1.
- c_0 : Piédestal en pas codeur de l'équation 9.1.
- Err_α : pourcentage d'incertitude sur les valeurs de α.

10 Méthode de détermination du quenching

Le quenching est déterminé par les courbes de dépendance entre la quantité de lumière mesurée et le dépôt d'énergie attendu dans le CsI pour chaque espèce d'ion. Le dépôt d'énergie dans les détecteusr silicium est bien connu, et les détecteurs silicium ont une réponse linéaire, ils servent donc de point de référence entre les données et le calcul pour établir les courbes de lumière. La quantité de lumière mesurée est exprimée en MeV grâce à l'étalonnage en énergie du CsI réalisé avec une source ^{22}Na et donc en l'absence d'effet de quenching.

10.1 Cartes $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$

A l'aide des coefficients d'étalonnage des détecteurs, nous sommes maintenant en mesure d'établir des cartes *énergie déposée dans le détecteur silicium* (ΔE_{Si}) en fonction de l'*énergie mesurée dans le détecteur CsI* (E_{CsI}) complètement étalonnées en énergie et ceci pour chaque télescope. Pour obtenir des cartes $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ avec un maximum de statistique, on somme les prises de données pour lesquelles les conditions de câblage sont similaires mais qui en revanche présentent des différences de nature de cible et de position angulaire du détecteur, ceci dans le but de couvrir au mieux tout le plan, c'est à dire toute la gamme de noyaux produits ainsi que leur gamme d'énergie.

Sur la carte 10.1, on voit apparaître une alternance de zones de haute et de faible densité de coups qui forment une structure de lignes parallèles. En fait, à chaque ligne correspond une espèce d'ion donnée et les pics élastiques, correspondant au faisceau de krypton, donnent la référence $z = 36$. Pour reconnaître chaque espèce, il suffit de compter de ligne en ligne à partir de la référence, sachant qu'un décalage d'une ligne vers le bas correspond à diminuer le numéro atomique de 1 pour les noyaux lourds. Pour les noyaux légers, z=1 et z=2, il faut être particulièrement prudent car on distingue les lignes correspondant aux isotopes : proton, deuton et triton ont chacun une ligne distincte sur les télescopes épais (voir annexe A.1).

L'objectif annoncé est de déterminer pour chaque espèce d'ion la dépendance (E_{CsI}, ΔE_{Si}), donc de reconnaître et d'extraire la ligne de chaque z à partir de la carte. La méthode choisie consiste à tracer *manuellement* les séparatrices (entre les lignes de z, figures 10.2 et 10.3) puis à utiliser un algorithme qui détermine la ligne médiane, pondérée par le nombre de coups, entre chacune d'entre elles.

Pour chaque canal sur l'axe des abscisses (CsI), on calcule la moyenne pondérée sur l'axe des ordonnées (Si) à l'aide de l'équation 10.1.

$$Y_m = \frac{\sum_{bin_y=bin_b}^{bin_h} nbcps \times bin_y}{\sum_{bin_y=bin_b}^{bin_h} nbcps} \tag{10.1}$$

où Y_m est la valeur médiane calculée.

bin_y est le numéro du canal sur l'axe Y (Si).

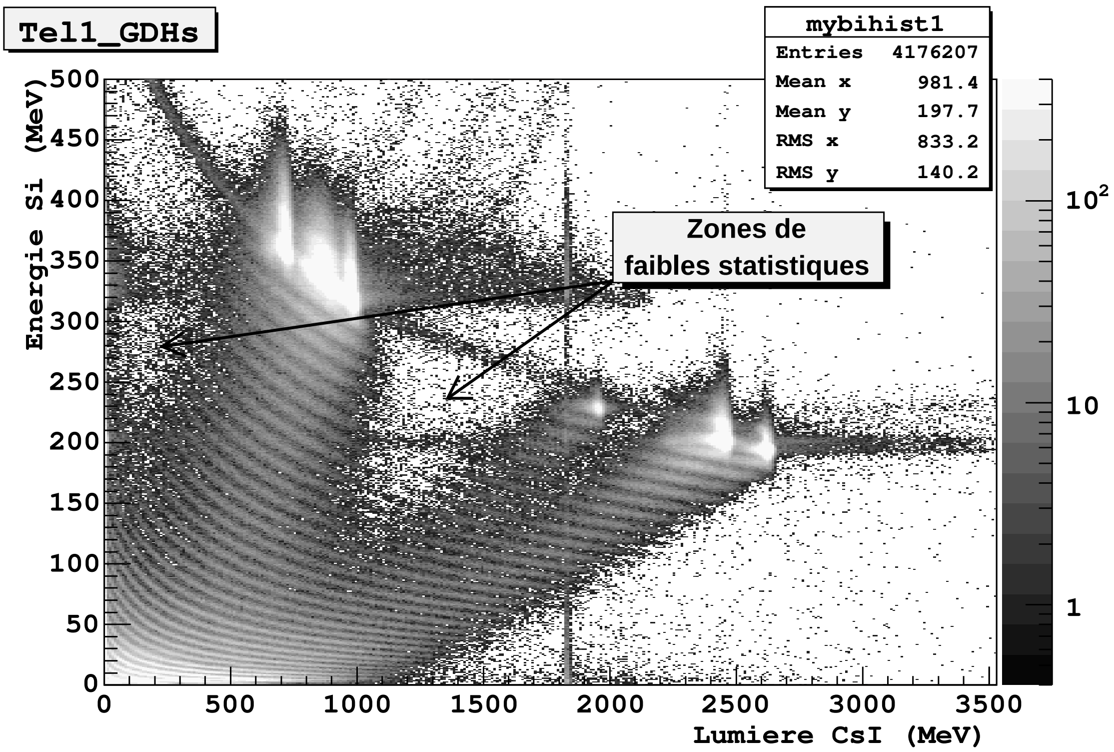

FIG. 10.1 – Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ étalonnée en énergie pour le télescope T1-GDHs et les données faisceau ^{78}Kr. On repère les 6 pics de diffusion élastique correspondant aux 6 cibles et des zones de faibles statistiques.

bin_b est le numéro du canal sur l'axe Y pour la séparatrice du bas.
bin_h est le numéro du canal sur l'axe Y pour la séparatrice du haut.
$nbcps$ est le nombre de coups dans le canal bin_y à l'abscisse X considéré.

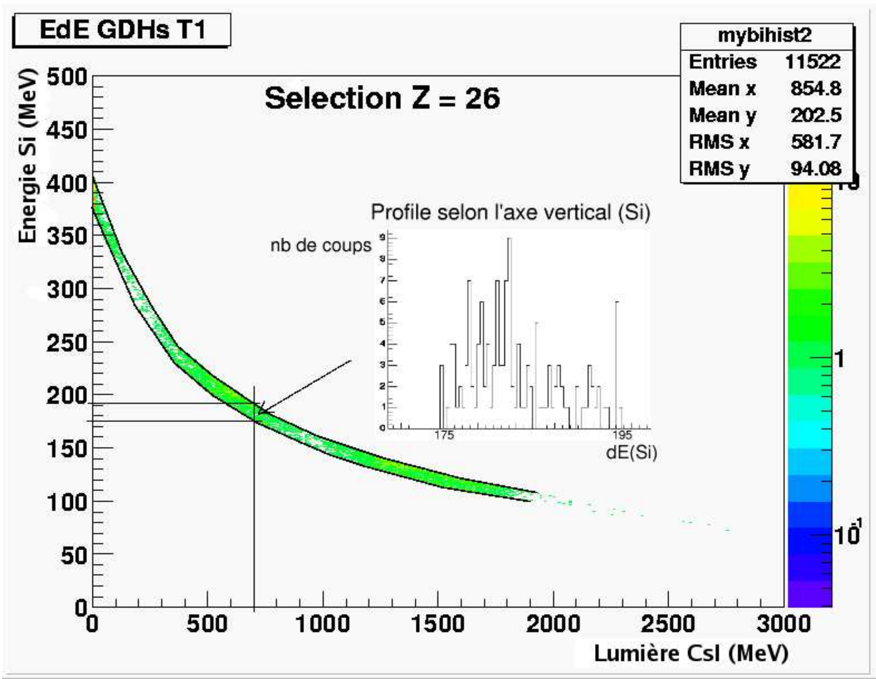

FIG. 10.2 – Algorithme de reconnaissance des lignes : sélection d'une ligne grâce aux séparatrices, calcul de la moyenne pondérée pour chaque bin de l'axe des abscisses.

Les lignes ainsi extraites caractérisent la dépendance $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ pour chaque ion. La figure 10.3 montre les deux étapes nécessaires à l'obtention des lignes, en offrant un gros plan sur les z faibles.

A partir des lignes obtenues, on crée pour chaque z un tableau des coordonnées des points $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$, en échantillonnant canal par canal ($\delta_{GDHs} = 10MeV$ et $\delta_{GDBs} = 2MeV$) l'axe des abscisses, c'est à dire pour la lumière mesurée par le détecteur CsI.

La reconnaissance des lignes est directement liée à une bonne statistique sur tout le plan. Evidemment, la répartition des coups n'est pas homogène, en fonction des régions du plan concernées l'erreur sur la position des lignes est donc plus ou moins importante. Pour les z élevés notamment, deux zones de très faible statistique ressortent, à basse énergie dans le CsI et à plus haute énergie entre les deux lots de cible (voir figure 10.1).

10.2 Calcul de dépôt d'énergie par ionisation

Les calculs sont réalisés par un programme en Fortran de calcul de dépôt d'énergie par ionisation, baptisé `eloss_b`, et basé sur la formule de Bethe-Bloch. Comme

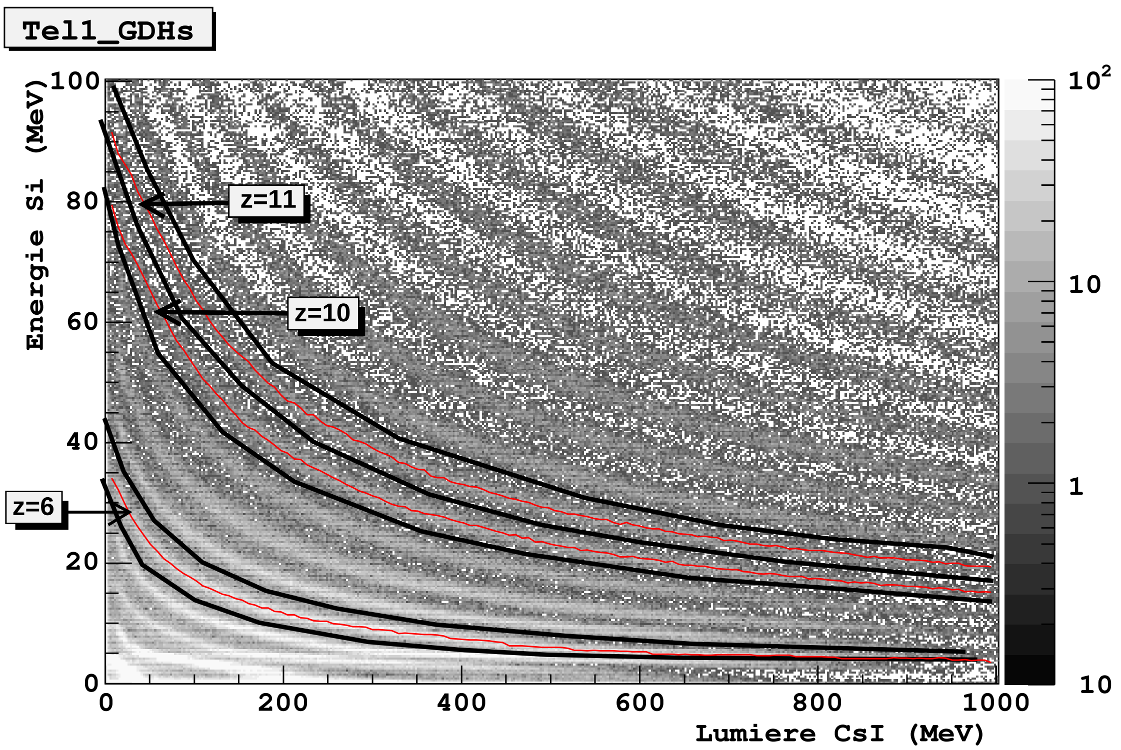

FIG. 10.3 – Détermination des lignes de z : en trait épais, les séparatrices tracées à la main, puis en trait fin, les lignes reconnues par l'algorithme.

paramètre d'entrée, il faut lui fournir les différents matériaux traversés après la cible (Silicium, CsI), et la nature des différents ions.

Concernant les matériaux traversés, les épaisseurs des quatre détecteurs silicium minces sont bien connues, au micron près, en revanche pour les détecteurs épais, on n'a pas de valeur exacte. De même pour les barreaux de CsI, leurs caractéristiques sont bien connues puisque ce sont de vrais CDE de vol de GLAST, cependant le film réfléchissant qui les entoure et qui permet notamment de les mettre à l'abri de toute source lumineuse, est un polymère baptisé `VM2000`[1] dont la composition exacte n'est pas connue. Il importe de prendre au mieux en compte ce matériau car une partie des ions très lents s'arrêtent dedans, ce qui induit une coupure à très basse énergie. La composition choisie est celle du Mylar qui est le matériau le plus proche, mais la densité est bien celle du VM2000.

Matériau	Composition	Densité (g/cm^3)	Epaisseur
Si	^{28}Si	2.33	89μm
VM2000	$C_4H_4O_2$	1.33	65μm
CsI(Tl)	$^{133}Cs^{127}I$	4.51	19.9mm

TAB. 10.1 – Liste des matériaux utilisés dans le code de calcul de dépôt d'énergie par ionisation.

Pour la nature des ions, le programme ne simule pas les réactions nucléaires et la production d'ions provoquée par l'impact du faisceau de krypton sur la cible. Il faut donc fournir la nature isotopique des différents ions qui vont traverser les détecteurs. Pour cela, on utilise une routine du modèle `EPAX`[103][104][122] qui donne pour chaque espèce d'ion la masse de l'isotope le plus probable pour la production par réaction nucléaire. Ce sont ces isotopes que nous avons utilisés pour le calcul avec `eloss_b`.

A partir des données ci-dessus, `eloss_b` calcule pour chaque élément et pour la gamme d'énergie qui nous intéresse (de 0 à $73MeV/n$), le dépôt d'énergie dans chaque matériau. Le pas de calcul est de $730keV/n$. En sortie, le code renvoie un tableau (z, ΔE_{Si}, dE(VM2000), E_{CsI}) à partir duquel on peut reconstruire une carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ calculée comme le montre la figure 10.4.

A ce point de l'analyse, on a pour chaque ion, la dépendance $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ issue d'une part des données et d'autre part du calcul, qu'il convient de comparer en utilisant la valeur du dépôt d'énergie dans le silicium comme référence et un code d'interpolation.

10.3 Utilisation de la référence Silicium

Pour une espèce d'ions donnée, le dépôt d'énergie dans le silicium détermine l'énergie cinétique de la particule et permet de calculer le dépôt d'énergie attendue dans le CsI. En comparant ce dépôt d'énergie à la quantité de lumière mesurée dans

[1] Ce film réfléchissant est distribué par l'entreprise 3M sous l'appellation `3M Radiant Light Film VM2000` et est constitué de plusieurs couches de polyester et de polyéthylène naphtalate.

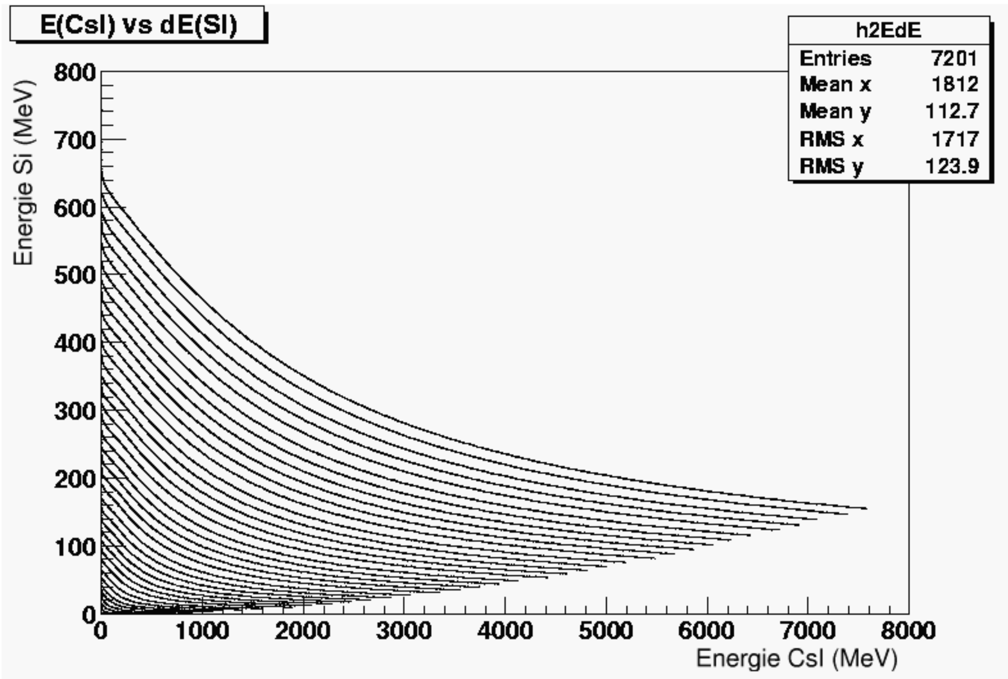

FIG. 10.4 – Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ calculée par `eloss_b` pour un télescope mince pour des ions allant des protons au krypton de 0 à $73 MeV/n$.

le CsI pour le dépôt d'énergie correspondant mesuré dans le silicium, on obtient la valeur du quenching. Le dépôt d'énergie dans le silicium est donc utilisé comme référence pour corréler le dépôt d'énergie calculé et la quantité de lumière effectivement mesurée dans le CsI comme le montre la figure 10.5

Le programme d'interpolation par courbe de spline intervient pour faire la correspondance entre les données et la simulation. Dans la mesure où il appelle de nombreuses routines externes, nous avons vérifié son bon fonctionnement sur un polynôme standard. En sortie de ce programme, on obtient pour chaque élément, un nouveau tableau qui nous donne les paramètres suivants : ΔE_{Si}, E_{CsI}(mesurée), E_{CsI}(calculée). Le pas de calcul est lié à l'échantillonnage de la ligne de z initial, on a donc un pas tous les $10 MeV$ dans le CsI du haut et un pas tous $2 MeV$ dans le CsI du bas.

10.4 Courbes de lumière

Les tableaux (ΔE_{Si}, E_{CsI}(mesurée), E_{CsI}(calculée)) obtenus précédemment permettent de tracer les courbes de lumière pour chaque espèce d'ion, à savoir la quantité de lumière mesurée (axe des ordonnées, exprimée en MeV grâce à l'étalonnage en source-γ ^{22}Na) en fonction du dépôt d'énergie (en MeV sur l'axe des abscisses) dans le CsI comme le montre la figure 10.6. Le quenching est mis en évidence par le fait que les deux coordonnées ont des valeurs différentes (la droite tracée correspond à la fonction identité) et ne dépendent pas linéairement l'une de l'autre. L'énergie mesurée (ordonnée) provient des lignes de la figure 10.3, alors que l'énergie attendue

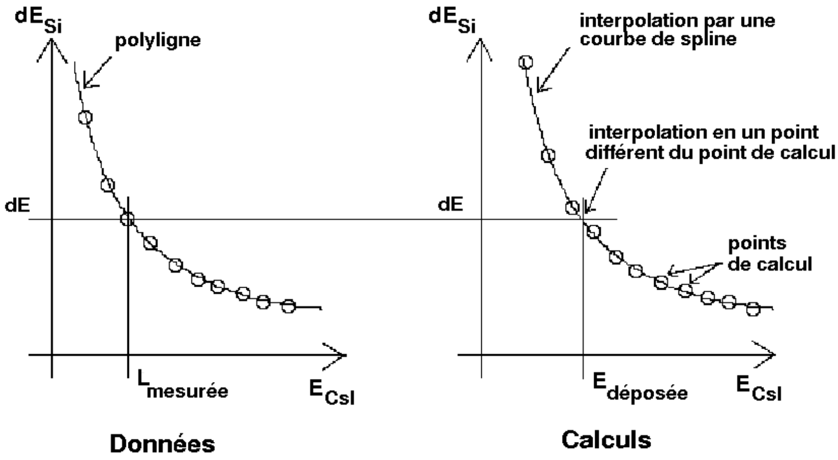

FIG. 10.5 – Fonctionnement du programme d'interpolation. On compare L_{CsI}(mesurée) et E_{CsI}(déposée) pour un même ΔE_{Si}

(abscisse) est donnée par la figure 10.4 pour $\Delta E_{Sicalculee} = \Delta E_{Simesuree}$.

Pour la majorité des ions, nous disposons de 8 lots de données différents mais en partie liés par les inter-étalonnages : 4 détecteurs silicium minces à associer aux grandes diodes et aux petites diodes. La section 11 montrera que les courbes de lumière obtenues avec ces 8 télescopes sont superposables à quelques pour cent près (5%) sur la plus grande partie des zones de recouvrement ce qui conforte l'étalonnage en énergie de détecteurs.

De plus, rappelons que le dispositif est aussi équipé de deux détecteurs silicium épais, afin de permettre la mesure des courbes de lumière des ions les plus légers ($z < 6$). Cependant il a été très complexe d'obtenir des résultats cohérents entre les télescopes épais et les télescopes minces. Ces problèmes seront abordés en détail dans les sections 11 et 12 suivantes. Les courbes de lumière des ions légers sont présentées sur la figure 10.7 et montrent que les effets de quenching sont très faibles, voir nuls dans nos barres d'erreur, pour les protons et les particules α, puis qu'ils s'amplifient rapidement à mesure que les ions sont plus lourds.

10.5 Incertitudes sur les courbes de lumière

10.5.1 Incertitudes systématiques dues à la méthode de détermination du quenching

La méthode de détermination des lignes de z n'est pas parfaite. De manière évidente elle introduit un biais lorsque la courbure de la ligne devient trop forte

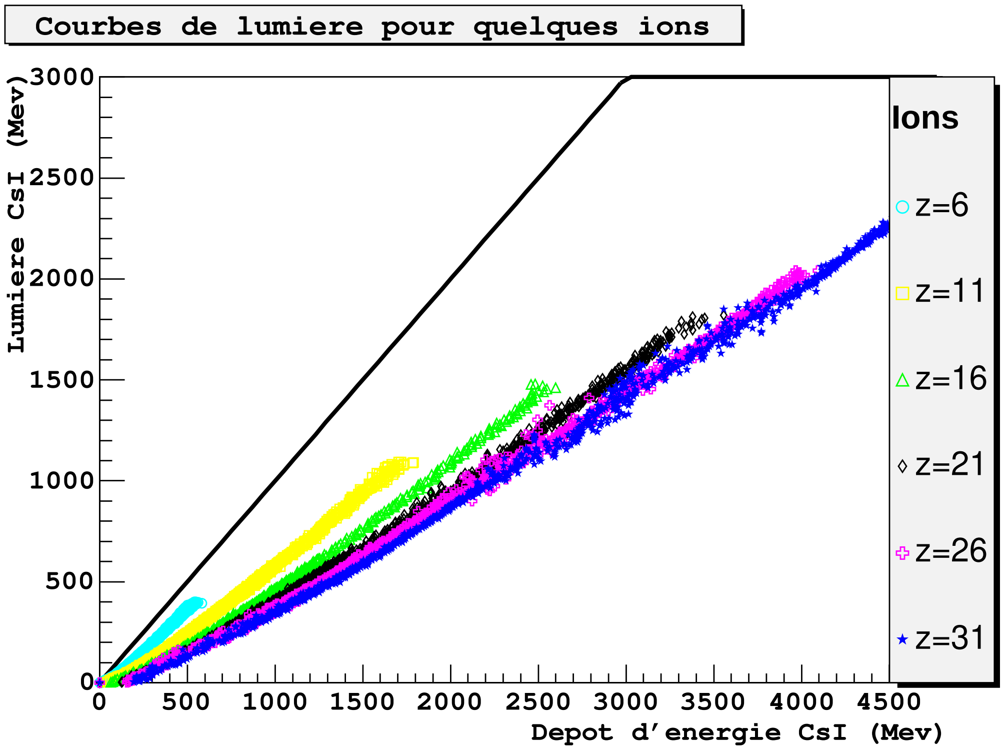

FIG. 10.6 – Courbes de lumière (E_{CsI}(mesurée), E_{CsI}(calculée)) pour quelques ions. La droite noire correspond à la réponse idéale du détecteur.

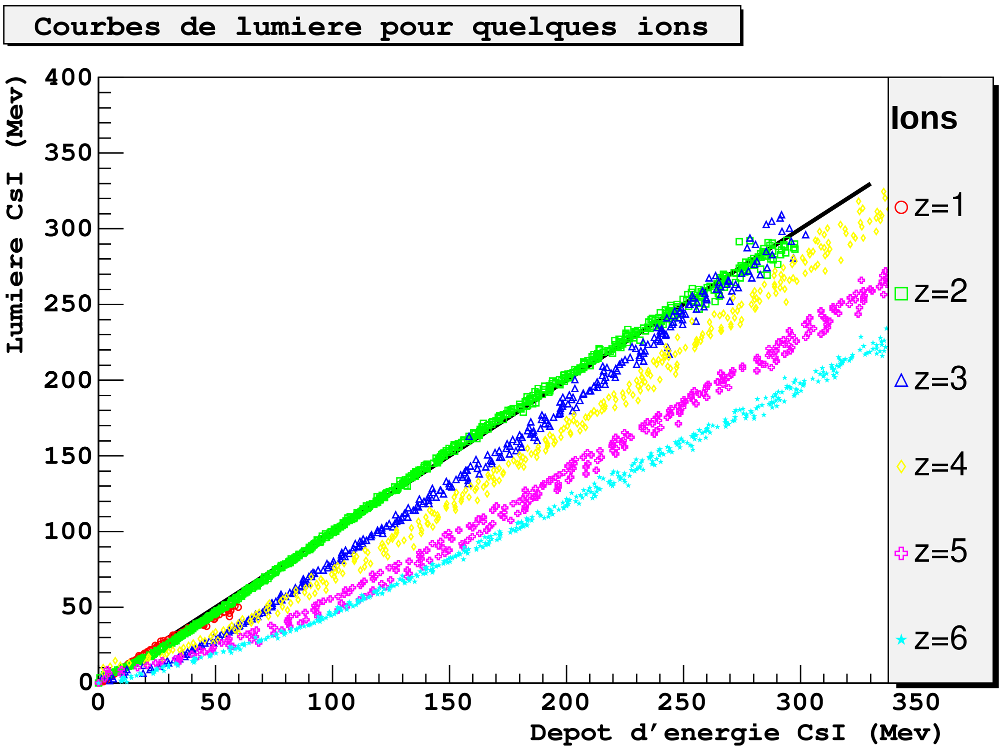

FIG. 10.7 – Courbes de lumière pour les ions légers. Les protons et les particules α sont très peu, voir non soumis au quenching. L'effet de quenching est de plus en plus fort à mesure que le z de l'ion augmente.

ou bien lorsque, au contraire la ligne est très plate, le ΔE_{Si} dépend fortement de l'échantillonnage. Pour caractériser ces incertitudes systématiques, cette méthode a été appliquée sur des données simulées avec GEANT4 v5.2, sans prendre en compte les effets de quenching. La simulation considère un télescope mince Si(89μm) et un barreau de CsI. L'échantillonnage de la carte (E_{CsI}, ΔE_{Si}) est similaire à celui utilisé pour les vraies données. On a donc pu comparer les valeurs de E_{CsI}, déterminées par l'algorithme, avec les valeurs initiales, pour quelques ions sur la figure 10.8.

Des résultats obtenus, on déduit que pour les z élevés ($z > 10$) l'erreur reste inférieure à 3% sur la plus grande partie de la courbe. D'autre part, avec un télescope épais et un échantillonnage plus fort de la carte (E_{CsI}, ΔE_{Si}) on peut réduire de même l'incertitude en dessous des 3% pour les z les plus faibles. Ceci est conforté par l'utilisation des grandes diodes à basse énergie et des petites diodes à haute énergie dans le CsI.

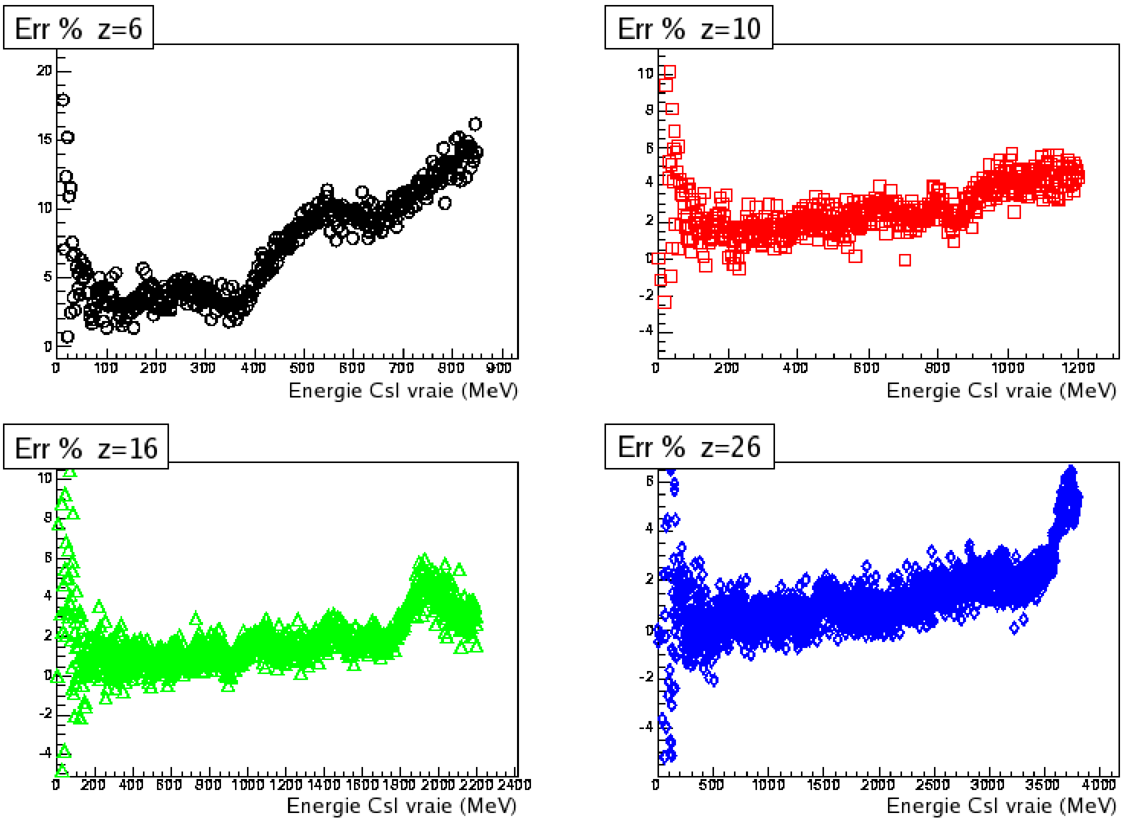

FIG. 10.8 – Incertitudes systématiques induites par la méthode de détermination du quenching sur une carte (E_{CsI}, ΔE_{Si}) calculée avec GEANT4

10.5.2 Calcul de l'incertitude globale

L'incertitude sur les courbes de lumière est due à trois sources principales :

– étalonnage en énergie des détecteurs silicium : ΔE_{Si}

– étalonnage en énergie des détecteurs CsI : E_{CsI}

– méthode de reconstruction des lignes.

A l'aide du tableau 9.8 page 118, on établit que l'incertitude sur l'énergie E_{CsI} et sur l'énergie silicium ΔE_{Si} sont globalement inférieures à 2% (en supposant une erreur de 5% sur les piédestaux et en propageant les erreurs de manière quadratique). Pour être plus précis, ces incertitudes peuvent dépasser 2% à très basse énergie et deviennent de l'ordre de 1% à haute énergie.

Les incertitudes systématiques sont de l'ordre de 3% d'aprés le chapitre 10.5.1. Pour déterminer quelle est l'influence sur les courbes de lumière d'une erreur sur la valeur de ΔE_{Si}, on utilise la simulation GEANT4. On détermine les courbes de lumière une première fois avec le bon ΔE_{Si}, puis une deuxième fois avec 2% d'erreur : $1.02 * \Delta E_{Si}$. On compare ensuite les énergies trouvées dans chaque cas pour quelques ions. L'erreur induite sur l'énergie CsI est de l'ordre de 3%.

Ainsi, s'il on ajoute les 3 sources d'erreur quadratiquement, on trouve une incertitude globale de l'ordre de 4 à 5%. De plus, l'incertitude est plus faible à mesure que l'on monte en énergie et que les ions sont plus lourds. Ce calcul ne prend pas en compte les erreurs statistiques sur la position des ligne (E_{CsI}, ΔE_{Si}), dans la mesure où elles sont négligeables sur la plus grande partie des lignes. Cependant, on voit apparaître les erreurs statistiques sous forme de dispersion des points des courbes de lumière pour une gamme d'énergie donnée et pour les ions les plus lourds (voir figures 10.1 et 10.6).

D'autre part, à cause des problèmes rencontrés avec les détecteurs silicium épais, l'incertitude sur les courbes de lumière pour les ions légers ($z < 6$) que l'on ne peut mesurer qu'avec les télescopes épais, est plus importante et plutôt de l'ordre de 15%.

Globalement, les mesures de quenching effectuées sont valables pour tous les ions de $z = 1$ à 36 et pour des énergies allant de 0 à $73 MeV/n$. Cependant, pour le carbone et l'azote, les mesures s'arrêtent à environ $50 MeV/n$ car les énergies correspondantes sont à la limite de la dynamique de l'électronique des télescopes minces et épais.

11 Les différents lots de données

A raison de 3 détecteurs silicium pour chaque CDE, et de deux mesures de la scintillation par CDE (grandes et petites diodes), on crée par association pas moins de 12 télescopes, donc 12 lots de courbes de lumière avec un recouvrement partiel. Ces lots de données ne sont pas parfaitement indépendants, mais la comparaison des résultats permet tout de même de vérifier l'étalonnage en énergie des détecteurs et la cohérence de la méthode appliquée.

11.1 Télescopes minces

Chaque détecteur CsI est pourvu de deux détecteurs silicium minces, et l'on peut donc comparer les courbes de lumière provenant des différents télescopes afin de vérifier leur cohérence et de s'assurer ainsi du bon étalonnage en énergie des détecteurs silicium. De plus, pour un même détecteur CsI, on dispose de la mesure de lumière des grandes diodes et des petites diodes, que l'on peut comparer en association avec un même détecteur silicium pour vérifier le bon inter-étalonnage des petites diodes sur les grandes.

11.1.1 Comparaisons T1-GDHs et T2-GDHs

La figure 11.1 représente les courbes de lumière obtenues pour $z = 12$ et $z = 24$, avec deux télescopes différents. Les cercles ouverts forment les courbes de lumière issues de l'association de T1 avec les grandes diodes du barreau du haut, et les diamants forment les courbes de T2 avec les même grandes diodes du barreau du haut. A droite de la figure 11.1 apparaît le rapport des quantités de lumière mesurées à partir des deux télescopes, point par point, et ajusté par une régression linéaire. Dans ce cas , on voit sur les deux exemples ci-dessous que la dispersion est faible mis à part aux valeurs extrêmes pour des causes statistiques. De cet accord, on déduit la cohérence de l'étalonnage en énergie des détecteurs silicium T1 et T2.

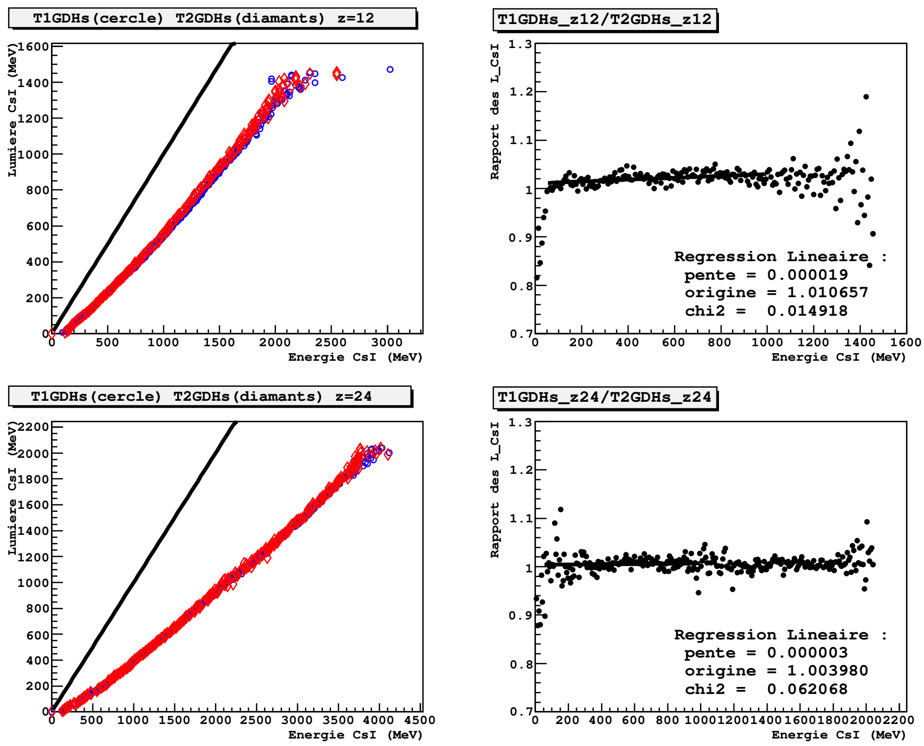

FIG. 11.1 – Comparaison des courbes de lumière pour T1-GDHs et T2-GDHs

11.1.2 Comparaisons T3-GDBs et T4-GDBs

De même que dans la section précédente (11.1.1), on compare ici les résultats issus de l'association de T3 et des grandes diodes du barreau du bas (cercles ouverts) avec les résultats provenant de T4 et des même grandes diodes (diamants). La figure 11.2 ci-dessous montre l'accord des résultats entre ces deux lots de données pour $z = 8$ et $z = 16$ à titre d'exemple. D'autre part, on se souvient que T3 est le détecteur mince dont l'épaisseur diffère de celle des autres ($84\mu m$ au lieu de $89\mu m$), et il est satisfaisant de constater que les courbes de lumière obtenues sont identiques. De cet accord, on déduit la cohérence de l'étalonnage en énergie des détecteurs silicium T3 et T4.

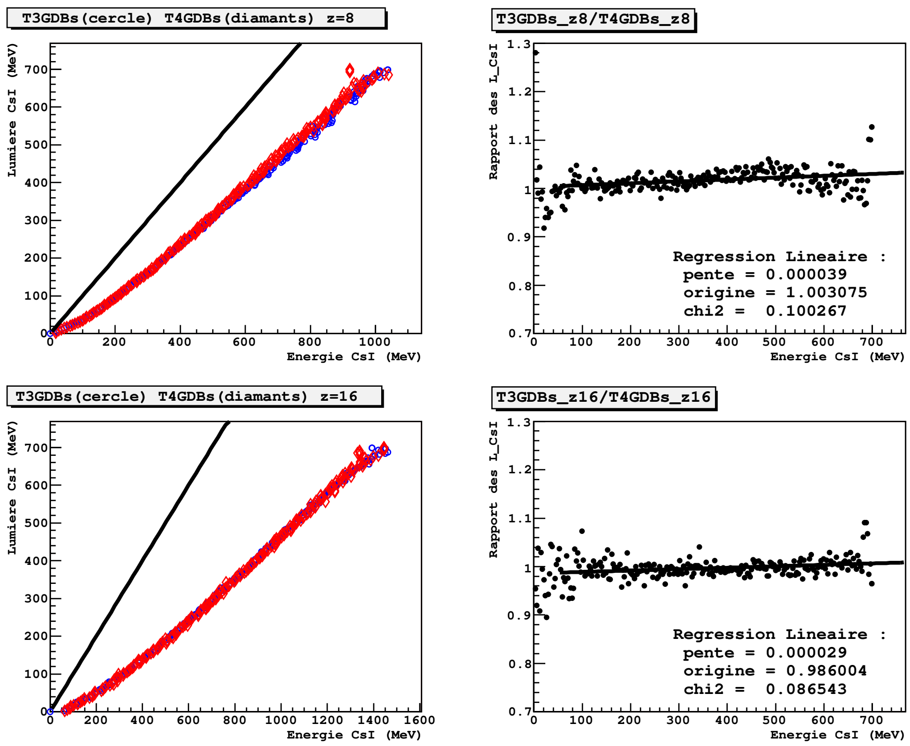

FIG. 11.2 – Comparaison des courbes de lumières pour T3-GDBs et T4-GDBs

11.1.3 Comparaison T4-GDBs et T4-PDBs

On veut maintenant comparer les résultats issus des grandes diodes T4-GDBs et ceux issus des petites diodes T4-PDBs, qui ont été inter-étalonnées en énergie. Sur le détecteur CsI du bas, la différence des gains des deux chaînes d'électronique est réellement d'un facteur 36, on dispose tout de même d'une zone de recouvrement des courbes de lumière de quelques centaines de MeV pour comparer les résultats. Comme le montre la figure 11.3 pour quelques ions, l'accord est bon entre les deux

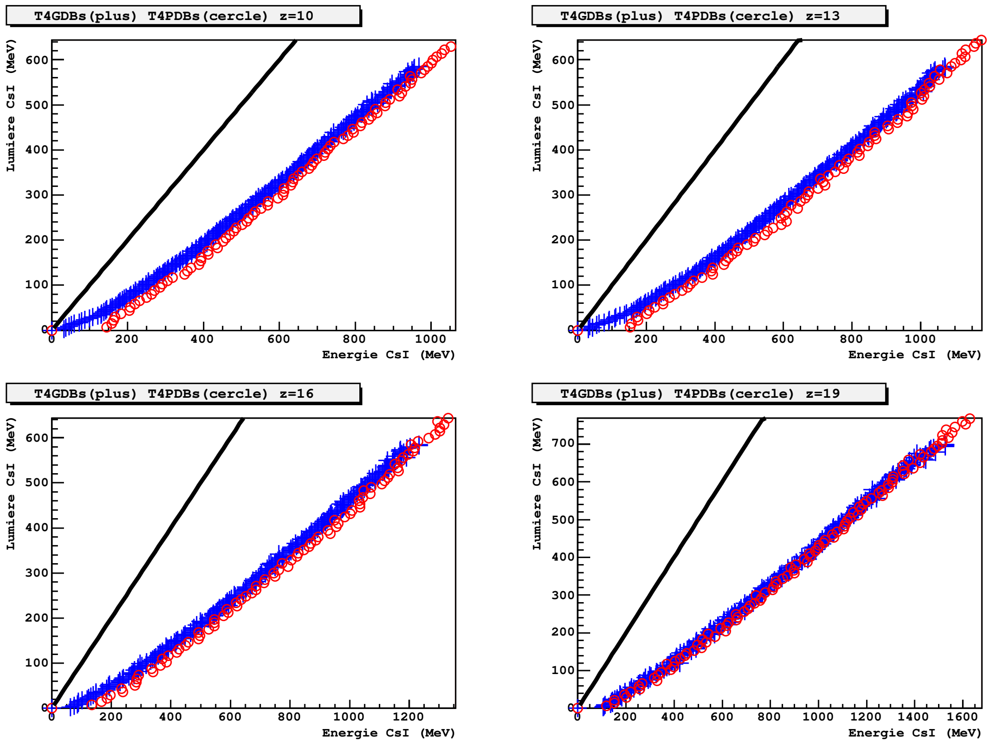

FIG. 11.3 – Comparaison des courbes de lumière grandes diodes (T4-GDBs) et petites diodes (T4-PDBs), pour $z = 10, 13, 16, 19$.

lots de données, ce qui permet de confirmer de bonnes valeurs de piédestaux et un bon inter-étalonnage des voies CsI sur le barreau du bas. La cohérence n'est pas parfaite cependant, mais reste correcte compte tenu de la différence de dynamique entre les deux chaînes d'électronique.

11.1.4 Comparaison T1-GDHs et T1-PDHs

Sur le détecteur CsI du haut, l'inversion des pré-amplificateurs fait que les deux chaînes d'électronique, grandes et petites diodes, possèdent quasiment le même gain, et donc que les courbes de lumière couvrent le même domaine d'énergie, ce qui facilite la comparaison. Comme le montre la figure 11.4 pour quelques ions, l'accord est très

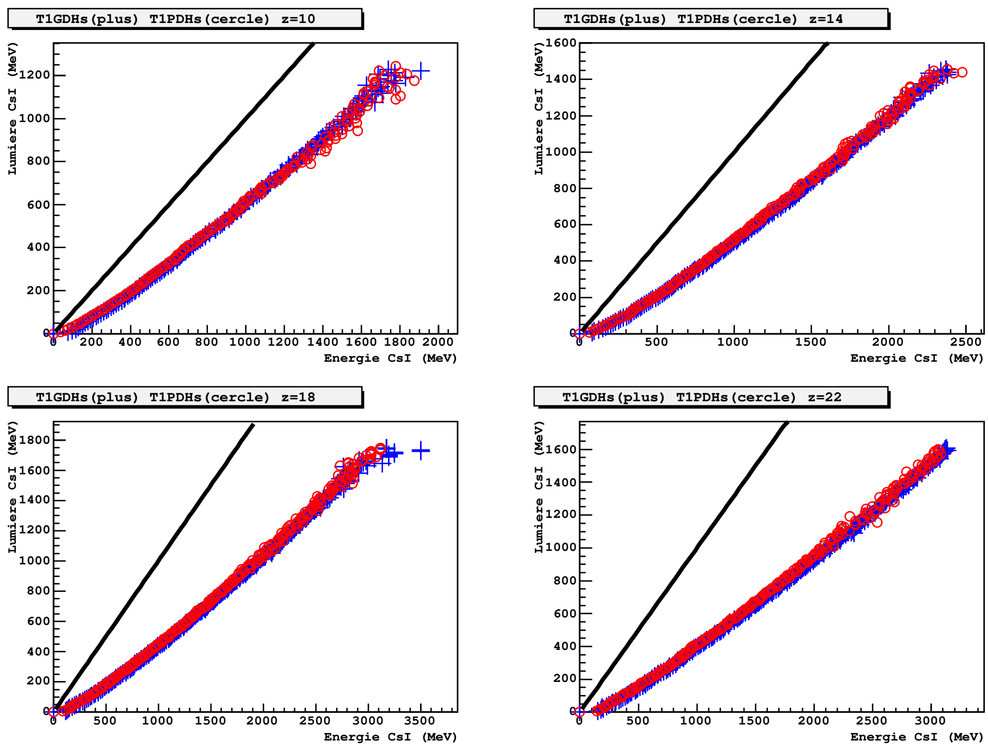

FIG. 11.4 – Comparaison des courbes de lumière pour T1-GDHs et T1-PDHs pour $z = 10, 14, 18, 22$.

bon entre les deux lots de données, ce qui permet de confirmer de bonnes valeurs de piédestaux et un bon inter-étalonnage des voies CsI du détecteur CsI du haut.

11.1.5 Comparaison T2-PDHs et T3-PDBs

L'intérêt est ici de comparer deux lots de données qui ne sont liés que par l'inter-étalonnage entre les deux détecteurs CsI. Les données silicium et CsI sont différentes. Le premier lot de données est issu de l'association de T2 avec les petites diodes du barreau du haut (croix), et le second de T3 avec les petites diodes du barreau du bas (cercles). Pour les ions lourds présentés sur la figure 11.5, $z = 13, 17, 21$, l'accord est

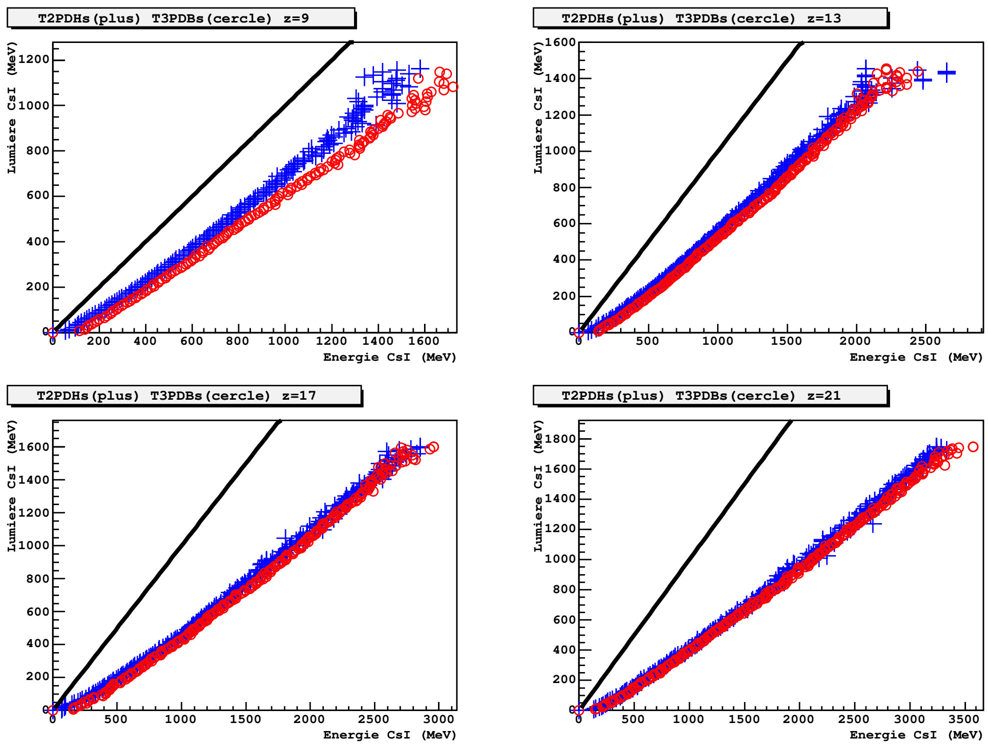

FIG. 11.5 – Comparaison des courbes de lumières T2-PDHs (+) et T3-PDBs (∘) pour $z = 9, 13, 17, 21$.

bon entre les deux lots de données à quelques pour-cent près. Cependant, un écart plus important est constaté à basse énergie et pour les z plus faibles ($z = 9$ sur la figure 11.5) celui-ci est certainement dû aux imprécisions sur la mesure des petites diodes du barreau du bas pour lesquelles la quantité de lumière mesurée est alors très faible. Afin de réduire au maximum ce type d'erreur, on s'appuie sur les mesures des grandes diodes pour les z faibles et sur les petites diodes pour les z élevés.

11.2 Télescopes épais : Comparaison T5-GDHs et T6-GDBs

La figure 11.6 ci-dessous permet de comparer les courbes de lumière issues des détecteurs silicium épais : T5 associé aux grandes diodes du barreau du haut et T6 associé aux grandes diodes du barreau du bas. Ces courbes de lumière ont été obtenues en supposant pour les calculs que les détecteurs silicium épais ont une épaisseur de $500\mu m$, soit leur épaisseur attendue. Les valeurs de quenching obtenues sont très différentes pour les deux télescopes et des comparaisons précédentes, on déduit que le problème provient des détecteurs silicium épais.

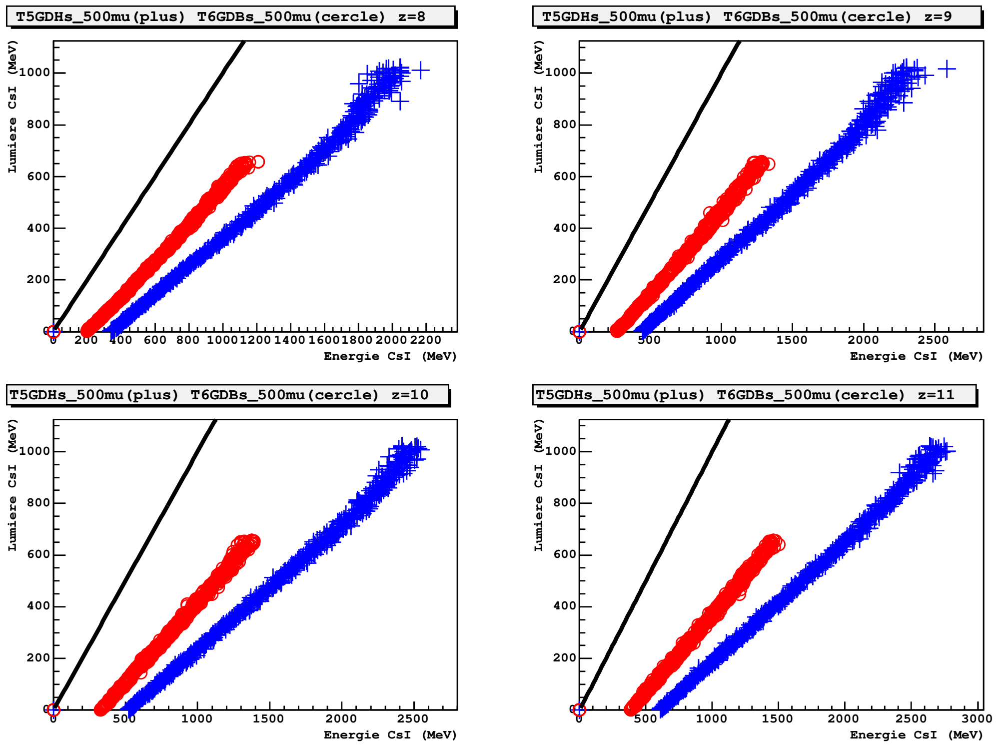

FIG. 11.6 – Comparaison des courbes de lumières T5-GDHs et T6-GDBs, en utilisant les épaisseurs théoriques de $500\mu m$

11.3 Le problème posé par les télescopes épais

11.3.1 Observations

Les courbes de lumière issues des détecteurs silicium épais sont incompatibles entre elles et avec celles issues de télescopes minces. Ces courbes de lumière ont été obtenues en supposant pour les calculs que les détecteurs silicium épais ont une épaisseur de $500\mu m$, soit leur épaisseur attendue. On remarque de plus que les courbes de lumière des télescopes épais ne passent pas par l'origine comme elles le devraient et comme c'est à peu prés le cas pour celles des télescopes minces. Les désaccords constatés prouvent que les problèmes observés concernent les deux détecteurs silicium épais de manière non complètement identiques. Comprendre l'origine de ces incohérences est indispensable pour obtenir les courbes de lumière pour les ions les plus légers.

11.3.2 Interprétation

Les comparaisons réalisées dans la section précédente permettent d'établir le raisonnement suivant :

- les télescopes minces déterminent les mêmes valeurs de quenching, ce qui conforte l'étalonnage en énergie des détecteurs CsI et des détecteurs silicium minces. Les détecteurs silicium épais sont donc les seuls responsables du désaccord entre les courbes de lumière.
- l'étalonnage en source des détecteurs silicium épais est indépendant de leur épaisseur car les particules α émises par la source ne traversent guère plus de $30\mu m$ de silicium. L'étalonnage en source a fonctionné pour les détecteurs minces, et les spectres mesurés par les détecteurs épais permettent d'identifier parfaitement chaque pic, figure 9.4. L'étalonnage en source peut donc être conservé pour les détecteurs épais.
- la valeur théorique de $500\mu m$ pour les épaisseurs des détecteurs silicium épais est très certainement fausse et n'a malheureusement pas pu être mesurée a posteriori, il est nécessaire de déterminer quelles sont les épaisseurs réelles. Cependant, faire varier la seule épaisseur totale des détecteurs ne suffit pas à retrouver l'accord entre les lots de données.
- le fait que les courbes de lumière ne passent pas par l'origine peut s'interpréter par la présence d'une *zone morte*, non déplétée, à l'arrière des détecteurs silicium, comme le montre la figure 11.7. L'énergie déposée par les ions dans cette *zone morte* n'est pas mesurée par le détecteur.

11.3.3 Détermination des épaisseurs

Différentes combinaisons d'épaisseur de silicium ont été testées. On fait varier l'épaisseur totale, l'épaisseur de silicium actif et l'épaisseur de silicium passif, aussi appelée *zone morte* et située à l'arrière du détecteur. En résumé, l'épaisseur de la zone active permet de faire varier la pente des courbes de lumière, alors que l'épaisseur de la zone morte permet de faire passer ces courbes par l'origine.

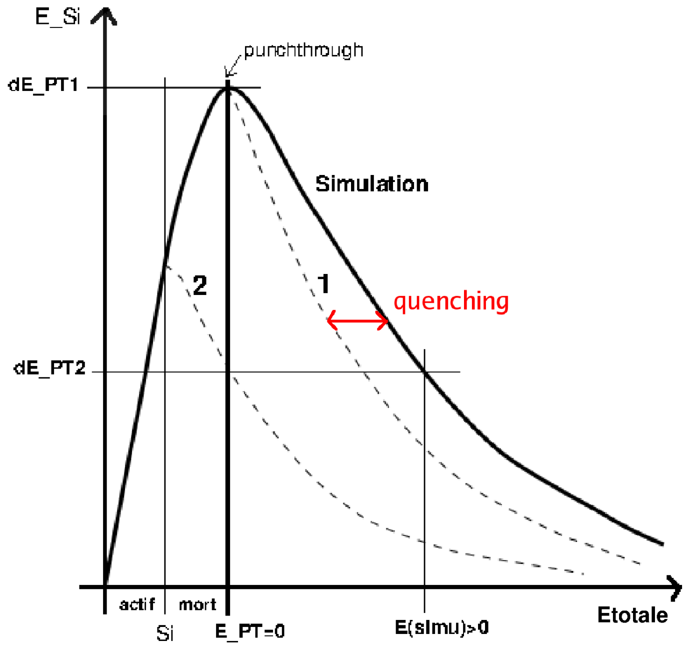

FIG. 11.7 – Dépendance (E_{Si}, E_{CsI}) : la ligne pointillée libellée 1 représente un premier lot de données pour lequel un détecteur silicium en fonctionnement standard est associé à un détecteur CsI. La ligne continue représente le calcul correspondant à ce premier lot de données. La ligne pointillée libellée 2 représente le deuxième lot de données pour lequel le détecteur silicium possède une zone morte couvrant environ la moitié de son épaisseur. On s'intéresse à l'énergie CsI pour laquelle la particule traverse juste le détecteur silicium : pour les données 1 et la simulation, cette énergie est la même et correspond à $E\_PT = 0$. Pour les données 2, on part de $E\_PT = 0$ et l'on détermine la référence silicium dE_PT2 qui mène à $E(simu) > 0$, car la simulation qui ne prend pas en compte la zone de silicium mort. La courbe de lumière ne passe donc pas par l'origine.

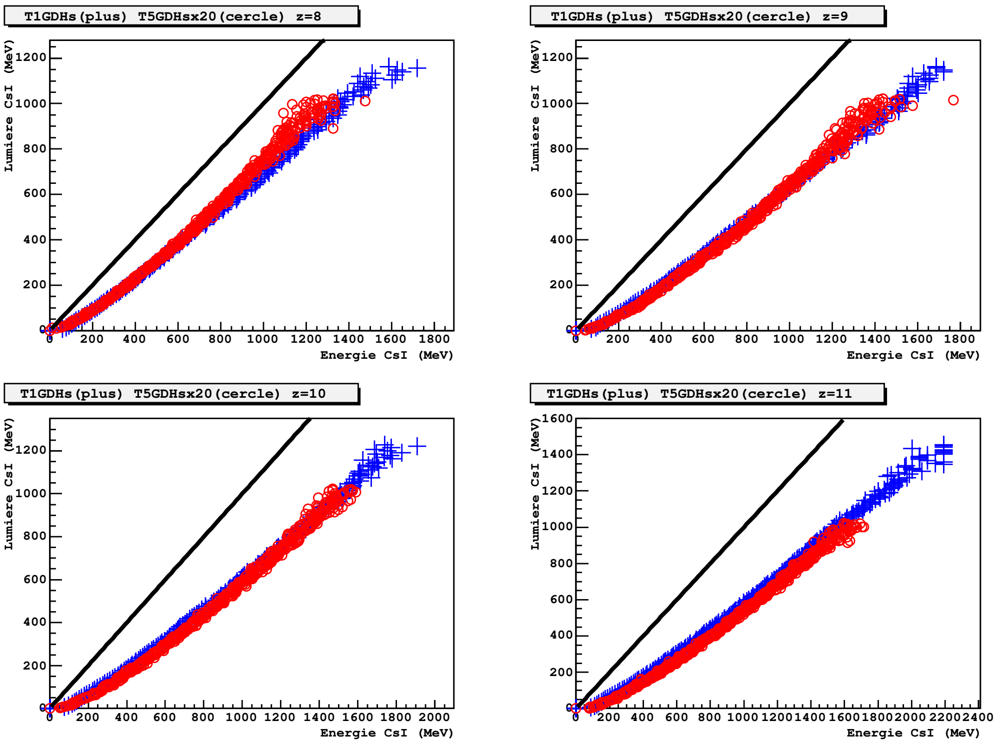

FIG. 11.8 – Comparaison des courbes de lumières T1-GDHs et T5-GDHs : l'épaisseur de T5 a été ajustée à $600\mu m$, $350\mu m$ de silicium actif puis $250\mu m$ de silicium passif.

Pour le télescope épais du barreau du haut, `T5-GDHs`, les courbes de lumière sont cohérentes avec celles des télescopes minces pour une épaisseur de $600\mu m$, $350\mu m$ de silicium actif puis $250\mu m$ de silicium passif, selon la figure 11.8.

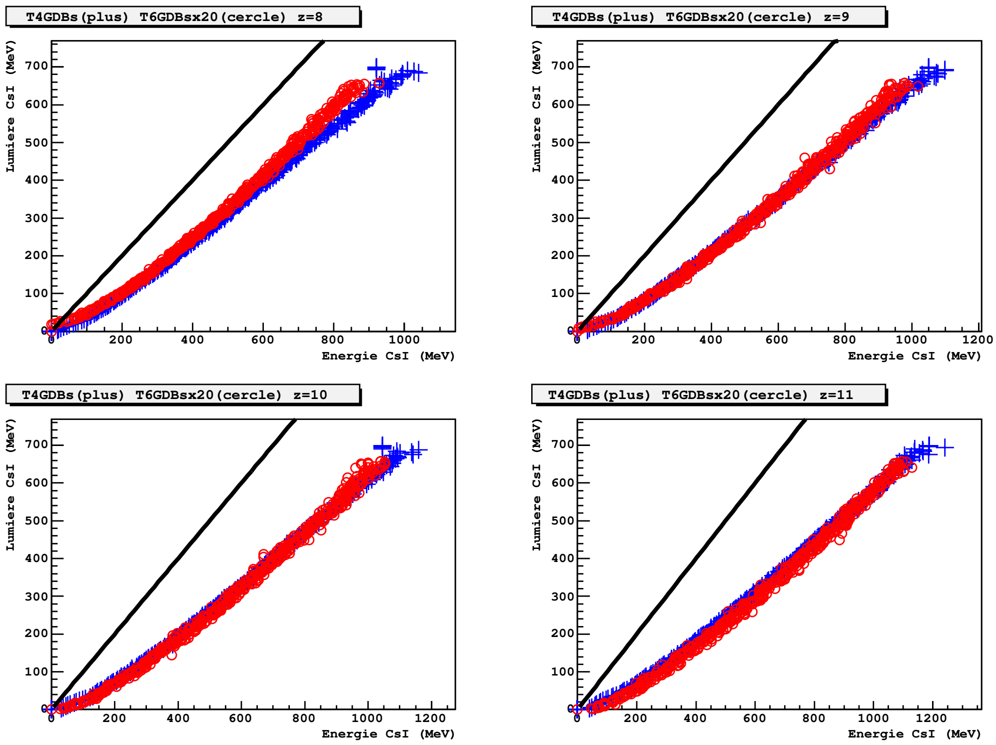

FIG. 11.9 – Comparaison des courbes de lumières T4-GDBs et T6-GDBs : l'épaisseur de T6 a été ajustée à $600\mu m$, $420\mu m$ de silicium actif puis $180\mu m$ de silicium passif.

Pour le télescope épais du barreau du bas, `T6-GDBs`, les courbes de lumière sont cohérentes avec celles des télescopes minces pour une épaisseur de $600\mu m$, $420\mu m$ de silicium actif puis $180\mu m$ de silicium passif, selon la figure 11.9.

A ce point, les courbes de lumière sont globalement toutes cohérentes (à environ 10% près), notamment pour les ions les plus légers entre les deux télescope épais comme le montre la figure 11.10. Il convient cependant de tester les hypothèse fortes émises à propos des détecteurs silicium épais. Pour cela, l'étude du temps de vol des particules, qui est une mesure complètement indépendante, offre une nouvelle référence solide.

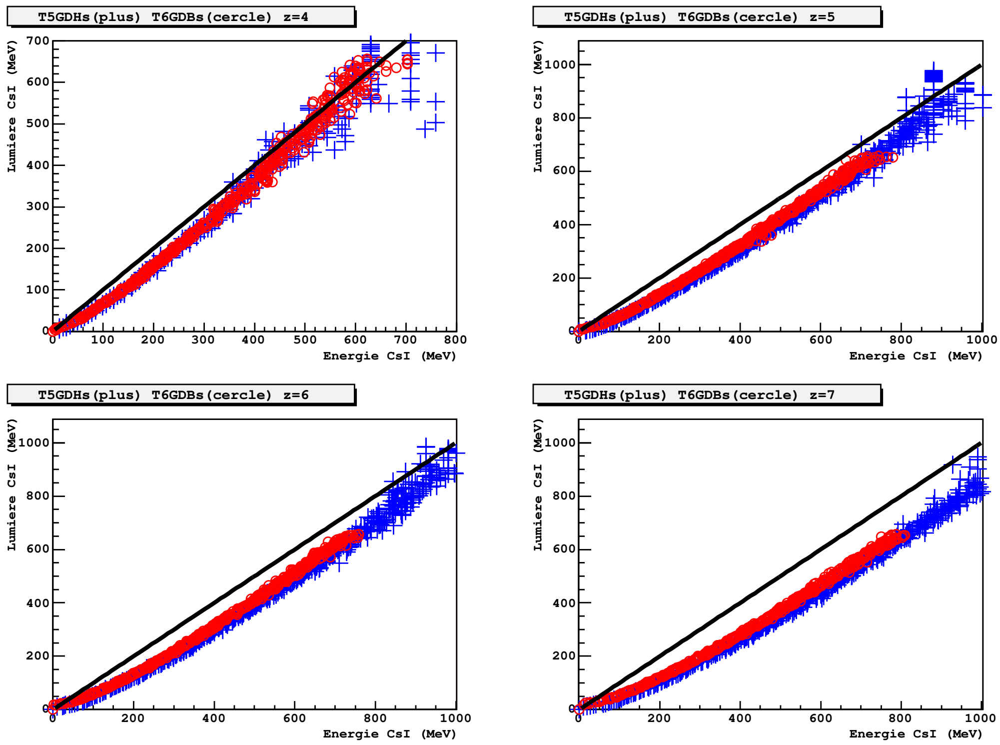

FIG. 11.10 – Comparaison des courbes de lumières T5-GDHs et T6-GDBs : l'épaisseur de T5 a été ajustée à $600\mu m$, $350\mu m$ de silicium actif puis $250\mu m$ de silicium passif, l'épaisseur de T6 a été ajustée à $600\mu m$, $420\mu m$ de silicium actif puis $180\mu m$ de silicium passif. L'accord obtenu entre courbes de lumière pour les ions les plus légers est tout à fait acceptable.

12 Etude en temps de vol

Lors du faisceau-test, le temps de vol des particules a été mesuré sur chaque détecteur silicium à l'aide de `TAC`[1] et avec pour référence en temps la radio fréquence cyclotron de l'accélérateur. La période de la radio-fréquence du cyclotron est de $T_{hf} = 83.3ns$, et impose l'arrêt du `TAC`. Le départ est donné par le déclenchement d'un détecteur silicium au passage d'une particule. La réponse du `TAC` est codée sur 4095 canaux par le codeur et permet de couvrir en moyenne une dynamique de $80ns$. Pour les particules lentes, dont le temps de vol est supérieur à $80ns$, le `TAC` sature le codeur, cependant si la particule est très lente elle peut être mesurée comme une particule rapide par un effet de réflexion,correspondant à un décalage d'une période de la radio-fréquence.

12.1 Etalonnage en temps

L'étalonnage est réalisé en trois étapes, une première à l'aide d'un module électronique qui sert d'étalon en temps (`Time Calibrator`) et permet d'effectuer la conversion des pas codeur en nanoseconde, la seconde consiste à distinguer les particules lentes des rapides, puis il faut déterminer le temps de référence t_0 pour obtenir le temps de vol absolu. L'équation (12.1) suivante explicite l'étalonnage en temps :

$$t_{calc} = -(\alpha(c_t - c_0) + t_{hf} - t_{lim} - t_0) \tag{12.1}$$

où t_{calc} le temps de vol des particules en ns.
c_t est le nombre de **pas codeur**.
c_0 est la valeur du **piédestal** en pas codeur.
α est le coefficient de **conversion** en ns par canal.
t_{hf} est la période de la radio-fréquence du cyclotron, soit $83.3ns$ (fréquence de $12000Hz$).
t_{lim} est le temps limite à partir duquel on considère les particules lentes, en ns.
t_0 est le temps de référence en ns.

12.1.1 Gains

Le `Time Calibrator` envoie une série de pulses espacés temporellement de $10ns$ dans les `TAC` comme le montre la figure 12.1 pour la voie T6. On ajuste chaque pic avec une gaussienne pour déterminer les centroïdes puis on fait une régression linéaire en prenant le premier pic comme référence pour calculer le facteur de conversion des pas codeur en ns, voir la figure 12.2 pour la voie T6. Les coefficients de conversion obtenus figurent dans le tableau 12.1 page 148. Compte tenu de la résolution des pics du `Time Calibrator` et des résultats des ajustements, l'erreur statistique sur ces coefficients α est de l'ordre de 0.2%. On note $t_{brut} = \alpha(c_t - c_0)$ le temps de vol avant la correction du t_0.

[1]Time to Amplitude Converter

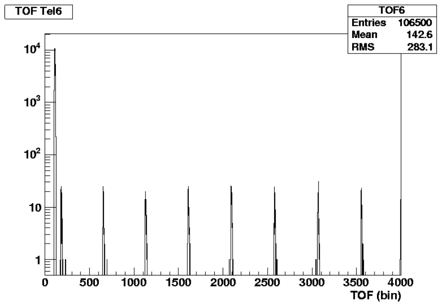

Fig. 12.1 – Etalonnage de la mesure du temps sur la voie T6 en utilisant le `Time Calibrator`.

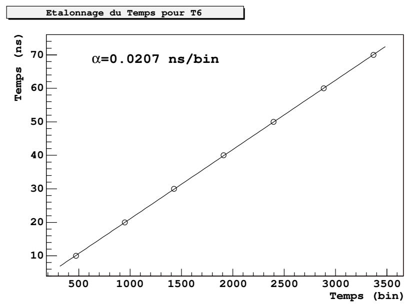

Fig. 12.2 – Régression linéaire sur les pics de l'étalonnage en temps pour la voie T6.

12.1.2 Temps de vol modulo T_{hf}

Le temps de vol des particules les plus lentes est mesuré avec une période de radio-fréquence de retard. Sur la figure 12.3, par exemple, la partie haute du plan est occupée majoritairement par des particules lentes. La seconde étape de l'étalonnage consiste à réorganiser le plan en opérant une réflexion par rapport au temps total mesurable, pour ramener les particules lentes à leur vraie temps de vol par rapport aux particules rapides. Le temps limite t_{lim} est fixé arbitrairement environ $4ns$ au-dessus du temps des particules du pic élastique, ce qui conduit à l'équation 12.2.

$$\begin{cases} \text{Pour} \quad t_{brut} \leq t_{lim} \quad \text{on a :} \quad t = t_{brut} + t_{hf} - t_{lim} \\ \text{Pour} \quad t_{brut} > t_{lim} \quad \text{on a :} \quad t = t_{brut} - t_{lim} \end{cases} \tag{12.2}$$

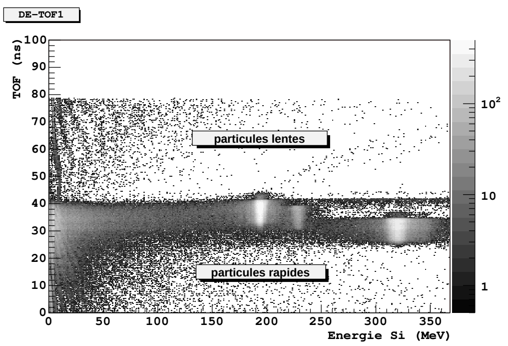

Fig. 12.3 – Carte (ΔE_{Si}, t_{brut}), faisceau ^{78}Kr sur plusieurs cibles.

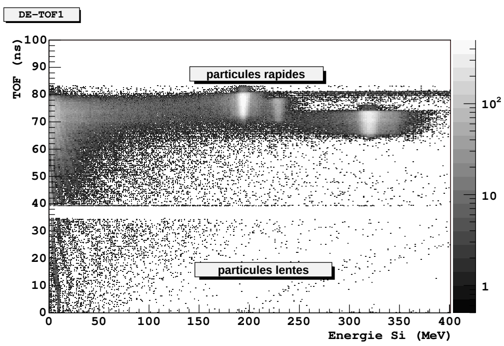

Fig. 12.4 – Carte (ΔE_{Si}, t), faisceau ^{78}Kr sur plusieurs cibles.

Les temps limites choisis figurent dans le tableau 12.1 page 148. On observe qu'une partie des données est manquante, pour $34ns < t < 38ns$ sur la figure 12.4, cela est dû à un réglage inadéquat du gain du `TAC` qui fait que l'on ne couvre pas les $83.3ns$ de la radio-fréquence synchrotron. Cette lacune se retrouve sur tous les détecteurs avec plus ou moins d'importance.

12.1.3 Temps absolu t_0

On étudie les pics élastiques vus par les cibles minces, et on calcule la vitesse théorique et donc le temps de vol théorique des particules qui forment le pic élastique. Ceci permet de déterminer le temps de référence t_0 de manière absolue et indépendante. Le code de dépôt d'énergie `eloss_b` nous donne l'énergie cinétique des particules du pic élastique en sortie de cible (tableau 9.1 page 104) puis la formule (12.3) nous permet de calculer la vitesse et donc le temps de vol théorique t_{calc}.

$$v = \beta \mathbf{c} = \mathbf{c}\sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \frac{E_{kin}}{mc^2})^2}} \tag{12.3}$$

La figure 12.5 montre le pic élastique vu par chaque détecteur silicium dans le plan (E_{CsI}, Temps de vol) lorsque l'on utilise la cible la plus mince. Les pics élastiques sont ensuite projetés sur l'axe des temps de vol, comme le montre la figure 12.6, afin de déterminer le temps moyen et le temps du maximum de chaque pic. Le temps du maximum est utilisé pour calculer le temps de référence alors donné par l'équation 12.1 avec $t_{calc} = 18.6ns$ qui est le temps de vol théorique des ions ^{78}Kr de $5682.5MeV$ du pic élastique de la cible 2 (tableau 9.1), sur une distance de $2.08m$. Pour le détecteur T1, selon la figure 12.6, $t_{brut}(max) = 39.0$, dont on déduit $t = t_{brut} + t_{hf} - t_{lim} = 39.0 + 83.3 - 44.0 = 78.3$, puis l'on résout $t_{calc} = 18.6 = -(t - t_0) = -(76.7 - t_0)$ qui donne $t_0 = 96.9ns$. Les coefficients obtenus pour tous les détecteurs figurent dans le tableau 12.1 page 148.

12.1.4 Discussions et résultats

Sur les figures 12.5 et 12.6, on observe que les pics élastiques pour les détecteurs silicium minces sont très étalés en temps de vol ce qui rend très imprécise la mesure du temps de référence t_0. Sur les détecteurs silicium épais, les ions du pic élastiques déposent beaucoup d'énergie, saturent très largement l'électronique des détecteurs et ne devraient donc pas apparaître dans le plan (E_{CsI}, Temps de vol). Les pics visibles sur les graphes de T5 et T6 proviennent d'ions pour lesquels le dépôt d'énergie ΔE_{Si} est incorrectement mesurée[2] mais pour lesquels on espère correcte la mesure du temps de vol.

D'autre part, le t_0 dépend du câblage du déclenchement, ainsi il faut remarquer que dans le cas des prises de données en ions légers (proton, deuton, triton, hélium) pour lesquels les conditions de déclenchement ont été modifiées, les valeurs de t_0 déterminées par la méthode précédente ne sont plus valables. De plus, le fait est que l'on ne peut appliquer de nouveau la méthode car les données temps de vol de ces prises de données sont de trop médiocre qualité. Quelques résultats permettant

[2] l'électronique des détecteurs silicium épais est trés largement saturée par les forts dépôts d'énergie correspondant aux pics de diffusion élastique.

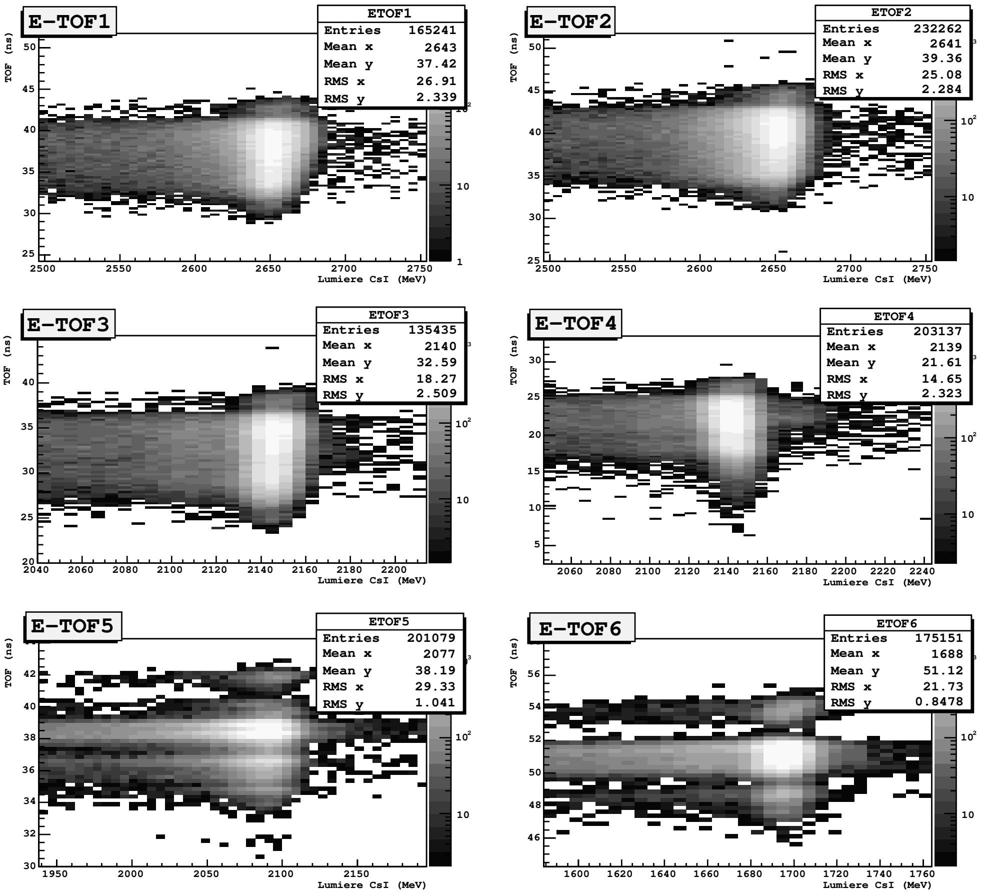

FIG. 12.5 – Temps de vol du pic élastique de la cible 2 sur les 6 détecteurs silicium dans le plan (E_{CsI}, TOF).

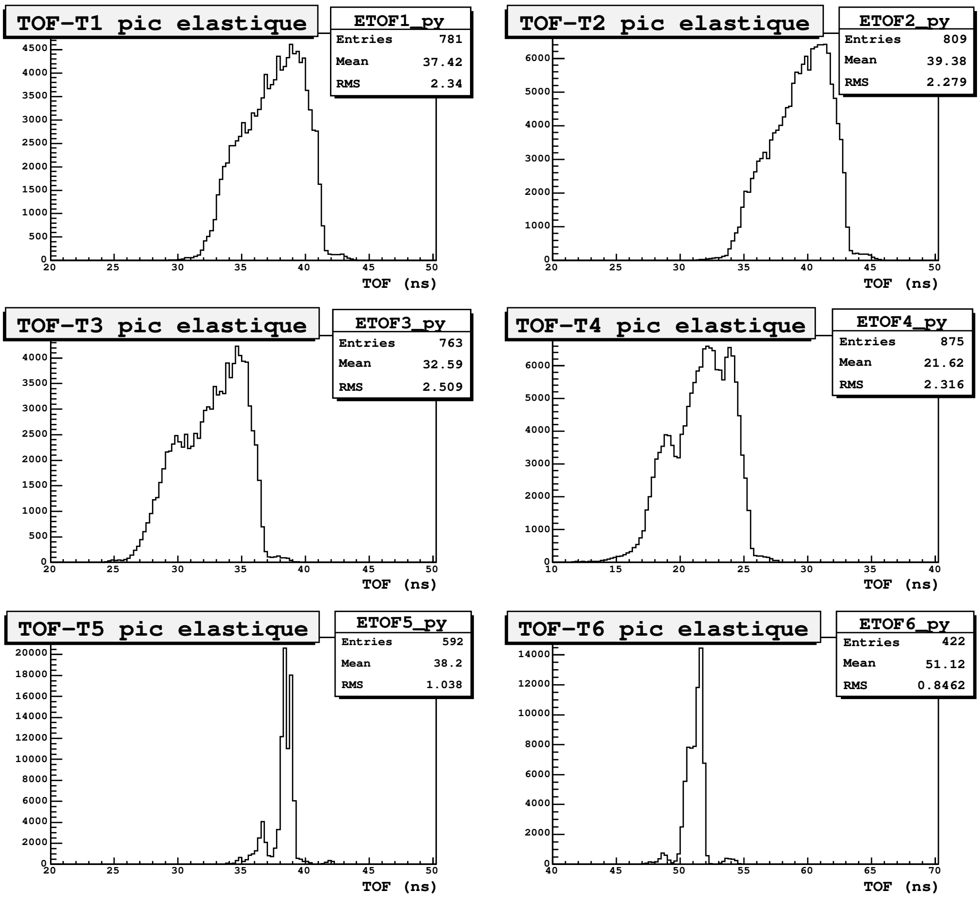

FIG. 12.6 – Temps de vol des particules du pic élastique de la cible 2, pour les 6 détecteurs silicium. Les pics sont très étalés en temps, quasiment sur $10ns$ pour les détecteurs minces, et montrent de plus des pics secondaires d'amplitude importante. Cette grande dispersion sur la mesure des temps de vol apparaîtra sur les courbes de lumière dérivées.

de conforter l'étalonnage en énergie des détecteurs à l'aide des ions légers, seront présentés en annexe A.1.

Le tableau 12.1 présente les coefficients d'étalonnage obtenus pour la mesure du temps de vol des particules. L'incertitude sur le temps de référence est donnée par la largeur des pics. Les détecteurs épais présentent des pics plus étroits que les détecteurs minces, cependant n'oublions pas que les évènements mesurés saturent très largement en énergie les détecteurs épais .

Voie	$\alpha(ns/canal)$	Pied (canal)	$t_0(ns)$	$t_{lim}(ns)$
$T1_t$	$0.0204 \pm 0.2\%$	103.3 ± 2.1	96.9 ± 2.3	44.0
$T2_t$	$0.0211 \pm 0.2\%$	83.4 ± 0.2	96.7 ± 2.3	46.0
$T3_t$	$0.0203 \pm 0.2\%$	91.4 ± 1.8	95.5 ± 2.5	41.0
$T4_t$	$0.0191 \pm 0.2\%$	110.8 ± 0.8	93.1 ± 2.5	31.0
$T5_t$	$0.0201 \pm 0.2\%$	96.0 ± 1.3	99.1 ± 1.1	41.0
$T6_t$	$0.0207 \pm 0.2\%$	92.0 ± 3.0	97.0 ± 0.9	56.0

TAB. 12.1 – Coefficients d'étalonnage pour la mesure des temps de vol.

12.2 Etude des cartes (ΔE_{Si}, Temps de vol)

Le temps de vol des particules peut aussi être associé avec les dépôts d'énergie dans les détecteurs silicium. La figure 12.7 représente le dépôt d'énergie dans le détecteur silicium T6 en fonction du temps de vol mesuré par T6 ; à chaque ligne correspond une espèce d'ion, et les points de rebroussement correspondent aux particules qui traversent totalement l'épaisseur active de silicium.

En superposant le calcul `eloss` sur les cartes $(\Delta E_{Si}, TOF)$, on peut contrôler la cohérence des étalonnages en énergie et en temps de vol, ainsi que les épaisseurs réelles de silicium actif des détecteurs épais. Comme le montre la figure 12.8, les courbes se superposent bien pour les détecteurs minces, confirmant une nouvelle fois les étalonnages en temps et en énergie. Pour les détecteurs épais, la partie haute est compatible (ions haute énergie) à condition d'appliquer une correction $\Delta t_0 = 2.5ns$, déterminée à partir des corrélations (E_{CsI}, TOF) dans le chapitre suivant. Pour la partie basse où l'on dépend de manière critique de l'épaisseur, les courbes ne se superposent pas parfaitement. Cependant, aux incertitudes près annoncées sur les épaisseurs ($30\mu m$) à la section 11.3.3, l'accord entre les données et le calcul est acceptable et confirme les hypothèses avancées sur les détecteurs épais.

12.3 Détermination du quenching à l'aide du temps de vol

La mesure absolue du temps de vol nous donne l'énergie cinétique des particules et permet donc de calculer directement le dépôt d'énergie dans le CsI connaissant l'épaisseur totale de matière traversée. On est donc capable de créer de nouvelles

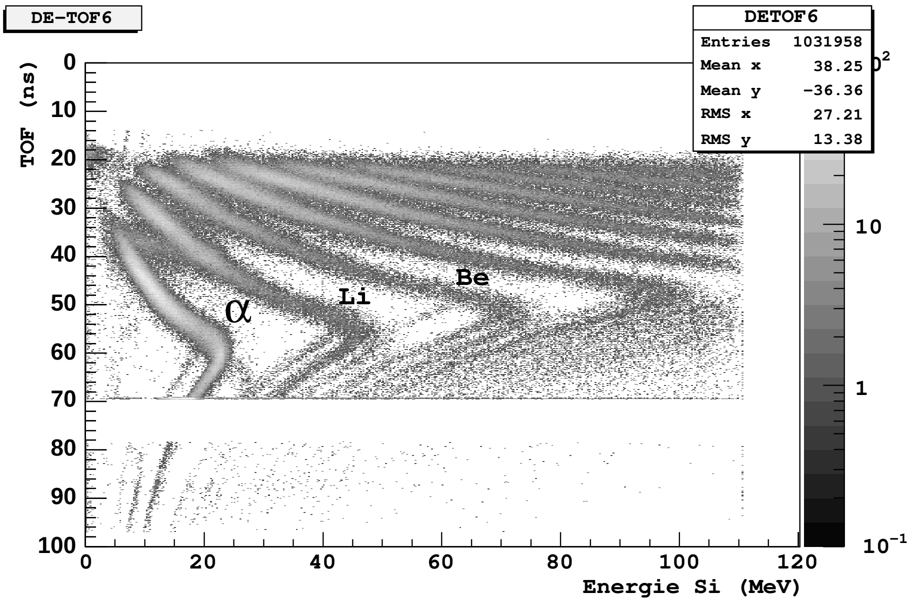

FIG. 12.7 – Cartes $(\Delta E_{Si}, TOF)$ pour le détecteur silicium T6. La ligne de z à plus faible dépôt d'énergie dans le silicium correspond aux particules α. On remarque l'absence de ligne pour le ^8Be instable.

courbes de lumière à partir de ces seules informations, indépendemment de l'étalonnage en énergie des détecteurs silicium.

12.3.1 Détecteurs minces

La première étape consiste à sélectionner une espèce d'ion, ici les ions $z = 8$ comme le montre la figure 12.9. La sélection est faite dans le plan $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ à l'aide des séparatrices (en haut à gauche), on ne conserve qu'une ligne de z (en haut à droite), puis on contrôle le plan $(\Delta E_{Si}, TOF)$ (en bas à gauche) et on obtient la corrélation (E_{CsI}, TOF) qui nous intéresse (en bas à droite).

Les courbes (E_{CsI}, TOF) pour $z = 8$ issues des 4 détecteurs silicium minces sont compatibles entre elles, ce qui prouve le bon étalonnage de la mesure des temps de vol. La courbe calculée avec `eloss` met en évidence l'effet de quenching : pour un même temps de vol, le dépôt d'énergie mesuré dans le CsI est inférieur au dépôt d'énergie calculé comme le montre la figure 12.10.

En comparant les courbes (E_{CsI}, TOF) au calcul `eloss` on peut obtenir la courbe de lumière comme le montre la figure 12.11. On a pu vérifier pour $z = 6$, $z = 8$ et $z = 10$, que les courbes de lumière obtenues à partir des temps de vol pour les 4 détecteurs silicium minces sont cohérentes avec celles précédemment établies à partir des cartes $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$, ce qui confirme le bon étalonnage en énergie et en temps des détecteurs silicium minces.

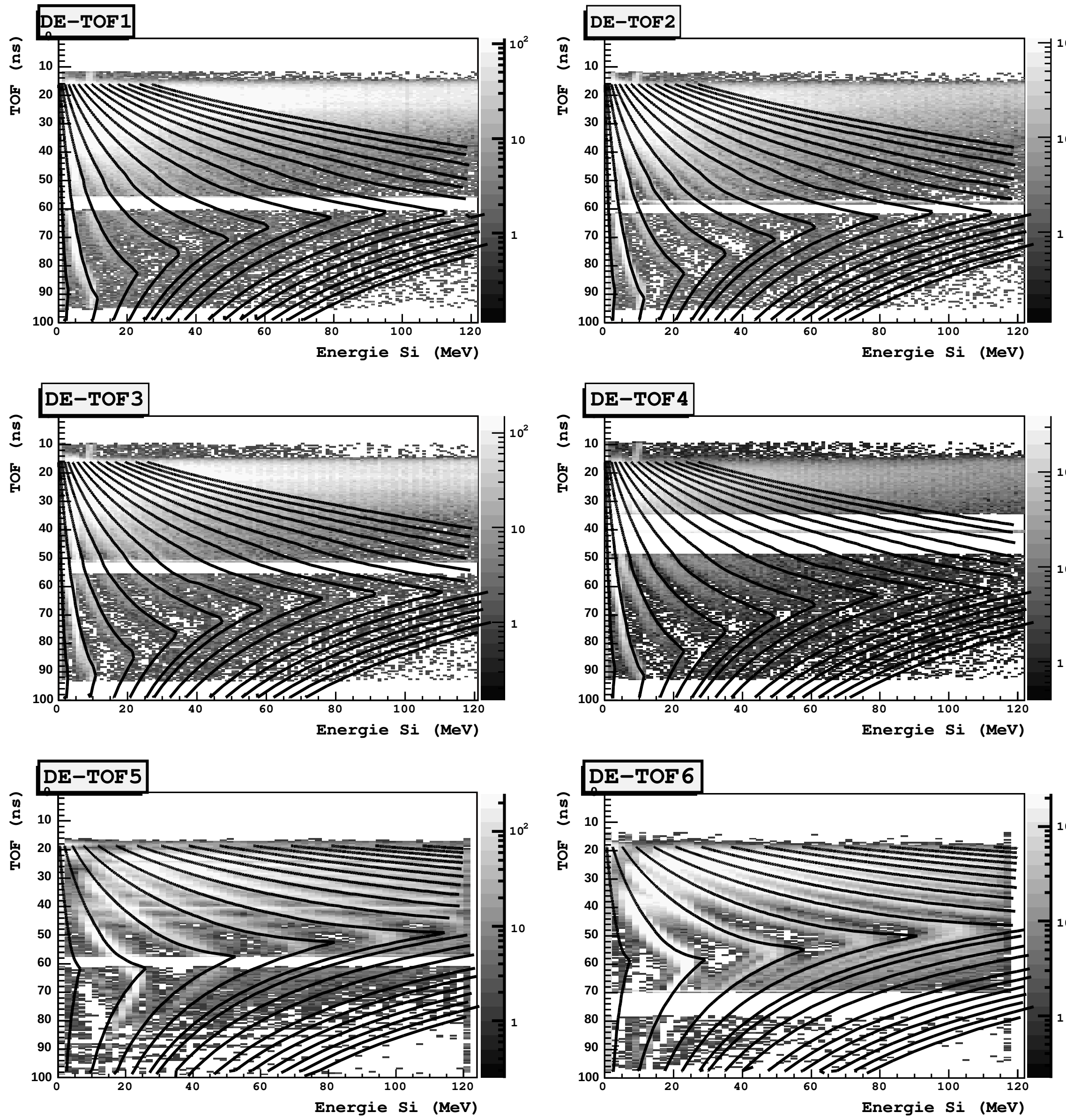

FIG. 12.8 – Carte $(\Delta E_{Si}, TOF)$ pour tous le détecteurs silicium. Les courbes calculées par le code `eloss` sont superposées en noir. Le temps de référence t_0 est augmenté de $2.5ns$ pour les détecteurs silicium épais.

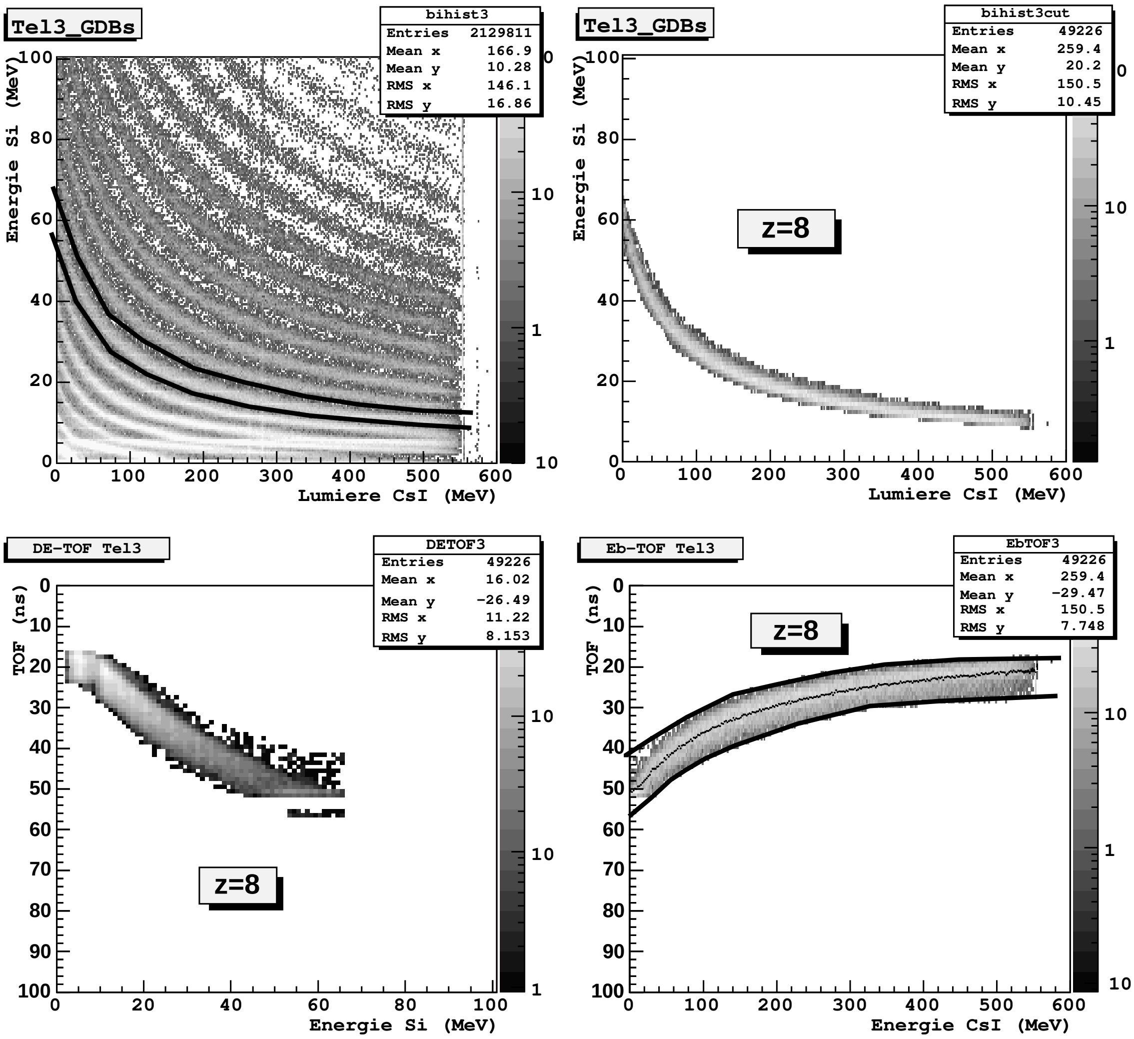

FIG. 12.9 – Sélection des ions oxygène $z = 8$ sur le télescope T3 pour les grandes diodes du barreau du bas dans les plans $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$, $(\Delta E_{Si}, TOF)$ et (E_{CsI}, TOF) qui permet d'extraire une courbe de lumière.

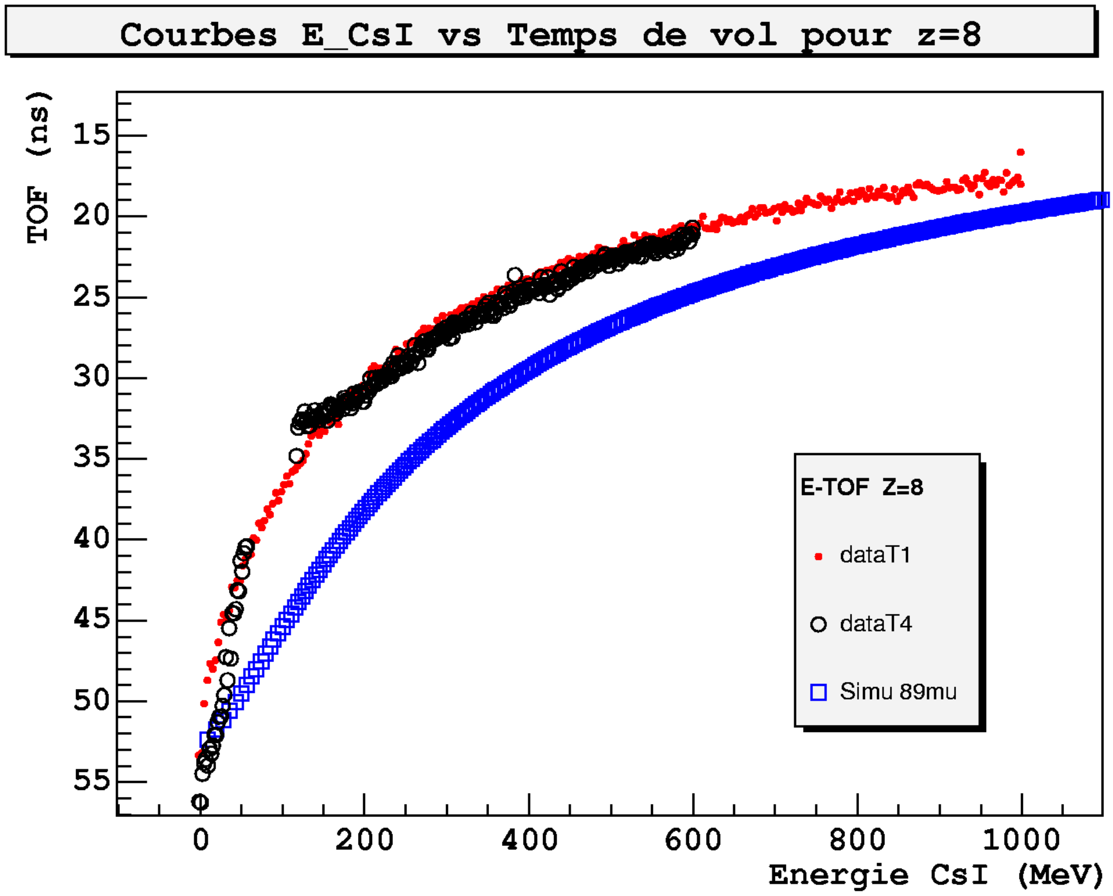

FIG. 12.10 – Courbes (E_{CsI}, TOF) pour $z = 8$ obtenues à partir des télescopes minces T1-GDHs et T4-GDBs. La courbe (E_{CsI}, TOF) calculée à l'aide du code `eloss` pour une épaisseur de silicium de $89\mu m$ met en évidence l'effet de quenching dans le CsI.

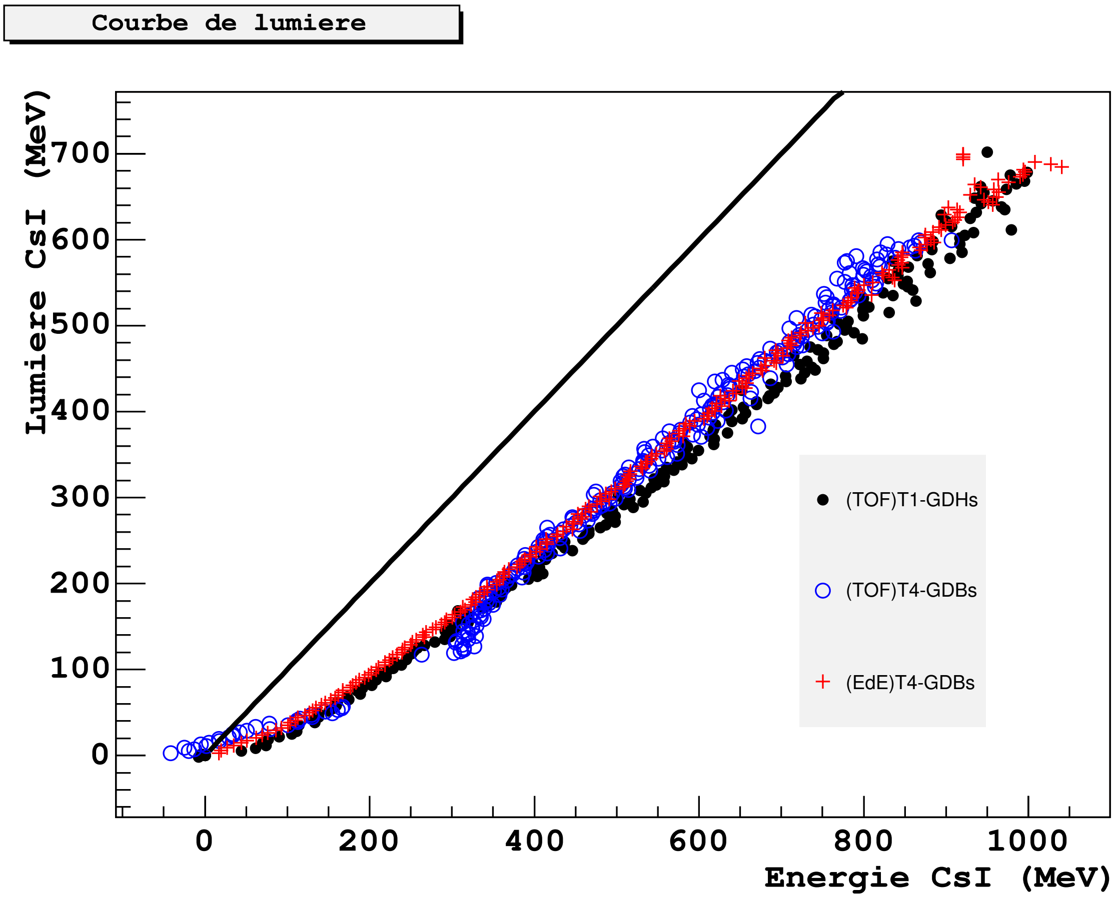

FIG. 12.11 – Courbes de lumière issues des temps de vol pour les télescopes minces T1-GDHs et T4-GDBs pour $z = 8$. Les croix définissent la courbe de lumière établie à partir de la carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ du télescope T4-GDBs, voir la section 10. Ces courbes de lumière établies par deux méthodes différentes et sur différents télescopes sont compatibles entre elles à environ 10% près.

12.3.2 Détecteurs épais

De même que pour les détecteurs minces, il est possible de déterminer les courbes de lumière à partir des mesures de temps de vol des détecteurs silicium épais. Les courbes de lumière obtenues sont cohérentes entre elles en utilisant les temps de référence t_0 du tableau 12.1. Cependant, pour que les courbes de lumière issues des détecteurs silicium épais soit cohérentes avec celles issues des détecteurs minces, il est nécessaire d'ajouter $2.5ns$ aux temps de référence des détecteurs épais (Figure 12.12). Les épaisseurs utilisées dans le calcul des courbes (E_{CsI}, TOF) avec `eloss` sont celles

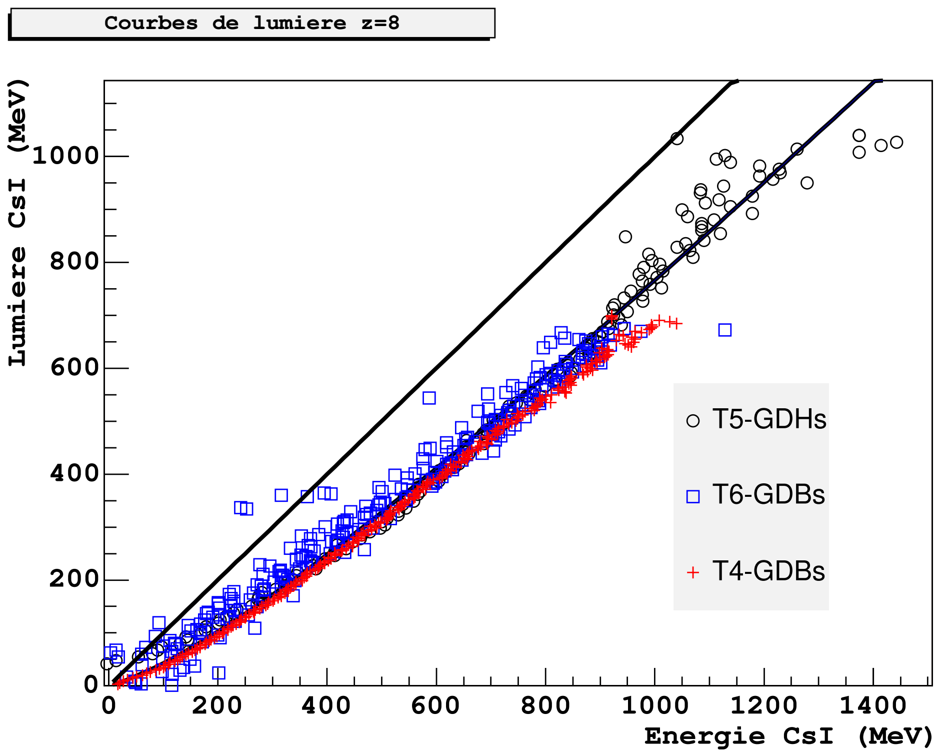

FIG. 12.12 – Courbes de lumière issues des temps de vol pour les 2 télescopes épais pour $z = 8$, avec correction du t_0 de 2.5ns. La courbe formée par les croix a été établie à partir de la carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ du télescope T4-GDBs, voir chapitre 10. Ces courbes de lumière sont compatibles entre elles.

déterminées paragraphe 11.3.3, cependant seule l'épaisseur totale de silicium entre en jeu ici, et elle a une faible importance à haute énergie. L'accord obtenu entre les courbes de lumière est donc une indication supplémentaire que l'épaisseur réelle des détecteurs silicium épais est bien celle déterminée au paragraphe 11.3.3. En revanche, bien que l'on puisse s'attendre à ce que les temps de référence des temps de vol des détecteurs épais soit mal mesurés, selon les observations du paragraphe 12.1.4, la correction nécessaire $(2.5ns)$ est franchement forte. L'intérêt majeur de l'étalonnage des détecteurs silicium épais sur les détecteurs silicium minces par les courbes de lumière reste donc la détermination du quenching pour les ions les plus légers $(z < 6)$, inaccessibles par les détecteurs silicium minces.

13 Comparaison avec l'expérience INDRA

Les courbes de lumière mesurées contiennent toute l'information en nous donnant le lien direct entre la production de lumière et le dépôt d'énergie pour chaque ion. Cependant, il est intéressant de disposer de cette information sous forme analytique comme cela est proposé par la collaboration INDRA, ce qui permet de plus de comparer les valeurs de quenching mesurées avec nos CDE et celles mesurées avec les détecteurs CsI d'INDRA.

13.1 Présentation d'INDRA

INDRA est détecteur axisymétrique 4π destiné à la détection des produits de réaction nucléaire, couvrant une large gamme dynamique ($1MeV - 6GeV$). La couche externe du détecteur est constituée de scintillateurs CsI(Tl) couplés à des tubes photomultiplicateurs. Une couche de détecteur silicium, pour la plupart d'épaisseur $300\mu m$, précède la couche de détecteur CsI(Tl). La collaboration INDRA a aussi étudié les effets de quenching dans des détecteurs CsI(Tl) [79][80]. L'identification de la nature des ions est réalisée grâce aux lignes de corrélation $\Delta E_{Si} - L_{CsI}$ et l'énergie des fragments est déduite du dépôt d'énergie dans les détecteurs silicium. La scintillation totale des détecteurs CsI(Tl) est déterminée à partir de deux mesures du signal, intégré entre 0 et $400ns$ puis entre $1600ns$ et $3100ns$. De plus, dans les références [79] et [80], une forme fonctionnelle simplifiée est introduite pour caractériser les courbes de lumière et obtenir une expression simple du quenching. Cette fonctionnelle est rappelée ci-dessous 13.1, et prend en compte le dépôt d'énergie des ions en $\frac{AZ^2}{E_0}$, le quenching sous une forme semblable à l'équation de Birks et les électrons-δ qui tendent à réduire les effets de quenching à haute énergie.

$$L = a_1 \left\{ E_0 \left[1 - a_2 \frac{AZ^2}{E_0} ln \left(1 + \frac{1}{a_2 \frac{AZ^2}{E_0}} \right) \right] + a_4 a_2 AZ^2 ln \left(\frac{E_0 + a_2 AZ^2}{E_\delta + a_2 AZ^2} \right) \right\} \tag{13.1}$$

où • **L** est la quantité de lumière générée dans le CsI.
- $\mathbf{E_0}$ est l'énergie déposée dans le CsI.
- **Z** et **A** sont respectivement le numéro atomique et la masse de l'ion.
- $\mathbf{a_1}$ caractérise le gain et vaut théoriquement 1. dans notre cas.
- $\mathbf{a_2}$ caractérise le quenching.
- $\mathbf{a_3}$ et $\mathbf{a_4}$ permettent de prendre en compte les électrons δ.
- dans cette approximation, $\mathbf{a_4 = 0}$ pour $E/A \leq \mathbf{a_3}$ et $\mathbf{a_4 \neq 0}$ sinon.
- $E_\delta = A \times a_3$

Dans la référence [80], cette forme fonctionnelle est ajustée sur les données issues d'une expérience mettant en jeu un système Xe+Sn à 32 et 50 MeV par nucléon, dans le but de dériver les paramètres propres de quenching pour les détecteurs CsI d'INDRA. Nous pourrons donc comparer les valeurs de ces paramètres à ceux issus de nos données.

13.2 Détermination des coefficients de quenching

Dans notre cas, le coefficient a_1 vaut 1. car dans l'équation 13.1, pour un photon γ, on a $L = a_1 * E_0$, ce qui correspond à notre étalonnage en source ^{22}Na du CsI. On ajuste donc la fonctionnelle 13.1, en imposant $a_1 = 1.$, sur chaque z, puis on moyenne chacun des coefficients a_2, a_3 et a_4. La distribution de chacun de ces coefficients en fonction de z est présentée figure 13.1. La dispersion sur les coefficients est assez forte, le tableau 13.1 donne les coefficients moyens de la fonctionnelle sur différentes plages de z, ce qui permet d'apprécier les incertitudes. Il est aussi intéressant de comparer les coefficients obtenus avec ceux d'INDRA comme le montre le tableau 13.1. Les coefficients INDRA sont ceux recommandés dans le tableau 1 de [80] et l'incertitude d'ordre statistique est d'une unité sur le dernier chiffre.

La fonctionnelle est valable pour tous les ions et toutes les énergies de 0 à $73MeV/n$. Le meilleur accord est obtenu pour $z = 6$ à $z = 26$ comme le montre la superposition de la fonctionnelle à quelques courbes de lumière sur la figure 13.2. Une fois les coefficients de la fonctionnelle obtenus, il est possible de prendre en compte assez simplement les effets de quenching dans les calculs, afin de comparer le calcul corrigé du quenching et les données ; cet exercice est présenté en annexe A.2.

GANIL	a_1	a_2	a_3	a_4
$Moyenne(6 < z \leq 20)$	1.	0.36	2.8	0.44
$Moyenne(20 < z \leq 35)$	1.	0.27	3.8	0.45
$Moyenne(6 \leq z \leq 35)$	1.	0.32 ± 0.12	3.4 ± 1.0	0.45 ± 0.05
$INDRA$	variable.	0.25 ± 0.01	3.1 ± 0.1	0.27 ± 0.01

TAB. 13.1 – Calculs de coefficients moyens de la fonctionnelle INDRA.

L'écart entre les valeurs des coefficients INDRA et nos valeurs est mis en évidence sur la figure 13.3 qui montre les courbes de lumière obtenues pour chaque lot de paramètres. Pour les ions de masses intermédiaires $z < 16$, l'écart sur la prédiction de la scintillation reste inférieure à 10%. En revanche pour les ions plus lourds, lorsque les effets de quenching sont plus forts, l'écart est de plus en plus important et dépasse déjà les 25% pour $z = 26$ à $5GeV$ de dépôt d'énergie.

Les différences observées sur les valeurs de quenching entre l'expérience INDRA et nos valeurs peuvent avoir plusieurs origines. D'une part, pour l'expérience INDRA les valeurs de quenching se distribuent selon deux lots de détecteurs, en particulier les coefficients a_2 de la fonctionnelle diffèrent d'un facteur 3 (Figure 7.c de [80]). La qualité des cristaux de CsI(Tl) utilisée est donc une première explication, et cela justifie la sélection drastique des cristaux utilisés pour le calorimètre du LAT (voir la section 6.2.1). D'autre part, les méthodes de mesure de la scintillation sont très différentes : INDRA utilise des photomultiplicateurs et détermine la scintillation totale à partir des mesures distinctes des composantes lentes et rapides, alors que nous avons utilisé des photodiodes associées à un circuit électronique préamplificateur-amplificateur dont le temps de mise en forme est de $5\mu s$, ce qui peut avoir une incidence compte tenu des propriétés temporelles particulières de la scintillation du CsI, voir la section 7.1 et l'annexe A.3.

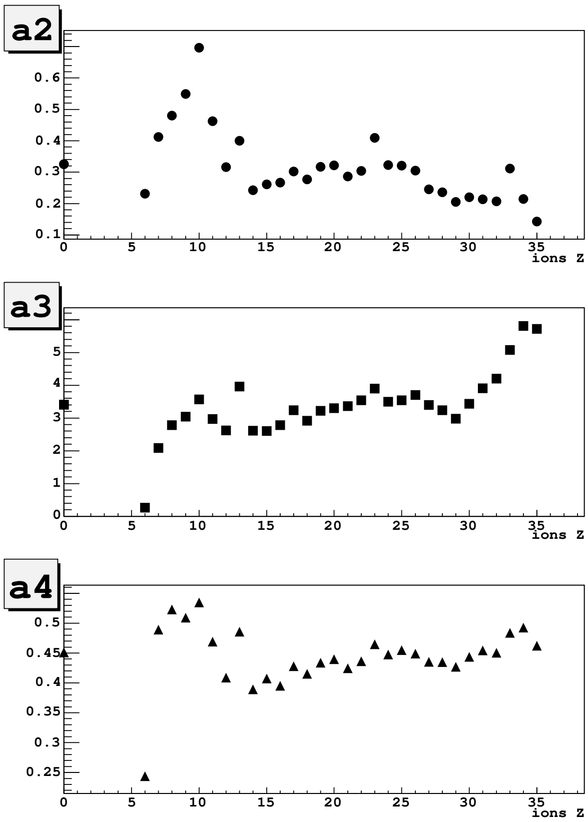

FIG. 13.1 – Distribution en fonction du z de l'ion, pour chacun des coefficients de l'équation 13.1 : fonctionnelle simplifiée INDRA de paramétrisation du quenching.

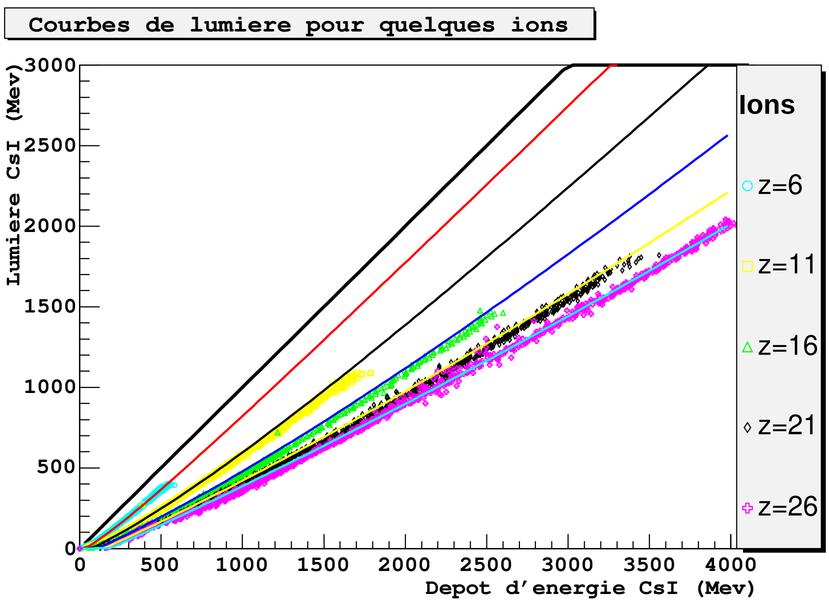

FIG. 13.2 – Superposition des courbes de lumière et de la forme fonctionnelle paramétrant le quenching avec les coefficients GANIL du tableau 13.1 pour $6 < z < 35$.

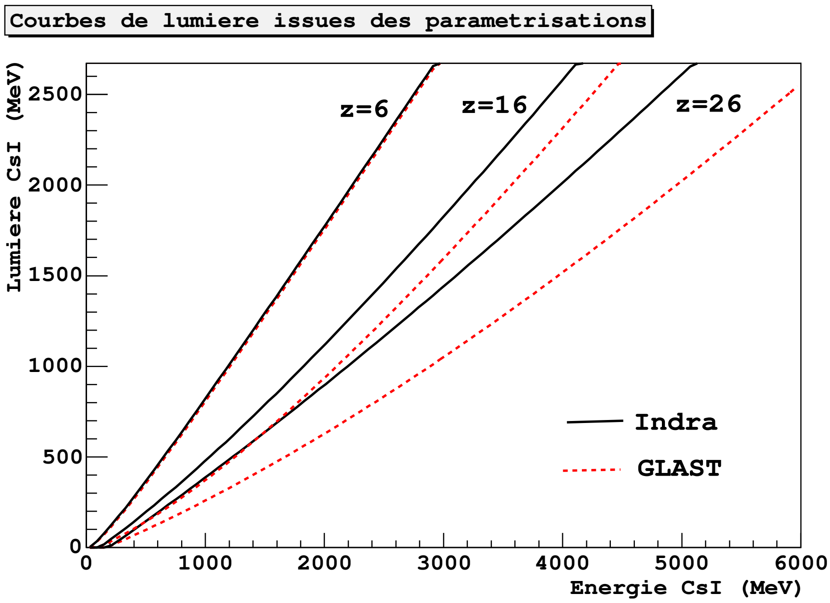

FIG. 13.3 – Superposition des formes fonctionnelles paramétrées avec les coefficients de l'expérience INDRA et ceux obtenus lors du faisceau-test GANIL (tableau 13.1 pour $6 < z < 35$).

13.3 Facteurs de quenching

Au paragraphe 7.2, on a défini le facteur de quenching comme étant $\frac{dL(ion)}{dL(e^-))}$, alors

que l'on a mesuré lors du faisceau-test GANIL est la courbe de lumière $L(E)$ puisque les ions s'arrêtent dans le CsI et y déposent toute leur énergie. La fonctionnelle INDRA nous permet de reproduire avec une bonne précision les courbes de lumière $L(E)$ mais aussi par simple dérivation le facteur de quenching $\frac{dL(E)}{dE}$. Les facteurs de quenching pour les ions les plus intéressants pour GLAST (C, N, O, Fe) sont représentés sur la figure 13.4.

Sur cette figure ont aussi été reportés les résultats du faisceau-test mené au GSI avec des ions lourds de haute énergie, de $0.6GeV/n$ à $1.7GeV/n$, voir la note de B. Lott et F. Piron [70] pour le détail de l'analyse. Les facteurs de quenching obtenus à haute énergie sont pour le moins surprenant puisqu'ils induisent des effets de quenching négatif "anti-quenching" : $\frac{dL(E)}{dE} > 1$. Ces résultats ont été obtenus sur deux calorimètres disposant de CDE semblables mais équipés avec des électroniques différentes. De nombreux contrôles ont permis de confirmer la réalité des facteurs de quenching supérieurs à 1. On remarque de plus que ces facteurs de quenching ne sont pas incompatibles avec les mesures réalisées à basse énergie lors du faisceau-test GANIL, ce qui justifie a posteriori la nécessité de mesures du quenching sur la plus large gamme d'énergie possible.

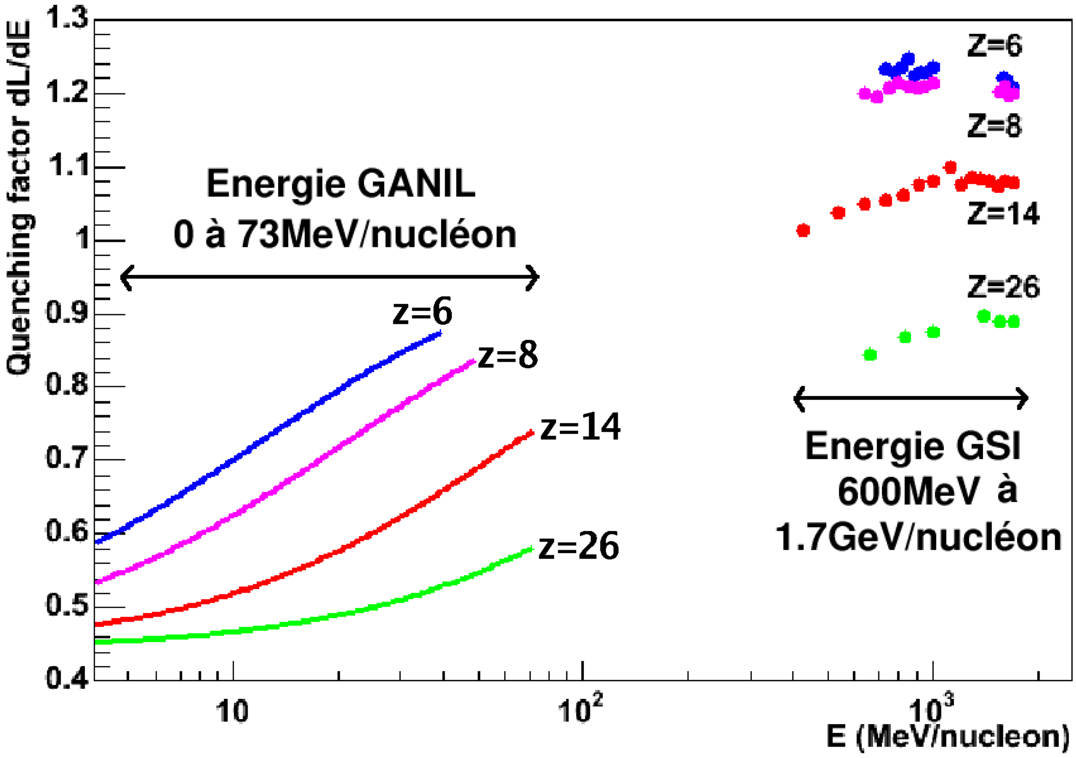

Fig. 13.4 – Facteur de quenching selon les données GANIL à basse énergie et les données GSI à haute énergie selon [70].

L'hypothèse la plus convaincante émise jusqu'à présent est que l'anti-quenching pourrait s'expliquer si l'on prend en compte les propriétés temporelles de la scintillation du CsI. En effet, la scintillation du CsI possède deux composantes (voir la section 7.1 et [108]), une rapide $\tau \leq 1\mu s$ qui varie selon la nature de la particule, et une lente $\tau \simeq 7\mu s$ qui est la même pour toutes les particules. Pour les protons, la composante lente représente environ 30% de la scintillation totale alors qu'elle est quasiment négligeable pour les ions les plus lourds. Or le temps de mise en forme caractéristique des amplificateurs utilisés est de l'ordre de $3.5\mu s$, et l'on comprend alors que la composante lente de la scintillation soit filtrée par l'électronique. L'effet de coupure est très fort sur la scintillation des protons et quasiment négligeable sur la scintillation des ions lourds. Pour résumer, l'anti-quenching observé pourrait être du à l'impact du temps de mise en forme de l'électronique sur des signaux qui ont une forme différente pour les protons et ions lourds. Une nouvelle expérience a été menée en juillet 2005 au GSI par le groupe astroparticules du CENBG pour essayer de valider cette hypothèse par la mesure de la forme des signaux, mais les premiers résultats de l'analyse ne sont pas concluants. Le phénomène d'anti-quenching reste donc incompris.

Par ailleurs, on note sur la figure 13.4 que les facteurs de quenching sont à peu près constant entre $1GeV/n$ et $1.7GeV/n$, parce que les ions approchent du minimum d'ionisation, ce qui est de bon augure pour l'extrapolation des facteurs de quenching à plus haute énergie dans l'optique de l'étalonnage par les ions cosmiques relativistes, décrit au paragraphe 6.5.2. En première approximation, si l'on tient compte des erreurs de mesure et d'extrapolation sur les facteurs de quenching, on s'attend à pouvoir étalonner chaque voie de chaque CDE avec une précision de l'ordre de 3% selon [70].

Quatrième partie

Test des modèles de cascades hadroniques disponibles sur la plate-forme GEANT4

Le flux de photon γ est très faible, même pour les sources les plus puissantes, ce flux ne dépasse pas quelques photons par minutes. L'extraction du signal du bruit de fond hadronique intense est donc extrêmement difficile et nécessite des filtres de déclenchement et d'analyse raffinés. Le travail réalisé pour l'élaboration des filtres permettant l'identification des particules fait appel majoritairement au code de simulation Monte-Carlo de l'instrument, `GlastRelease`, basé sur la plate-forme logicielle GEANT4.

GEANT4 met à disposition de l'utilisateur plusieurs modèles de simulation des cascades hadroniques. Jusqu'à présent, seul le modèle par défaut, baptisé LHEP, a été utilisé dans `GlastRelease`, et bien que ce code repose pour l'essentiel sur le code GHEISHA, réputé pour fournir des distributions moyennes assez sûre, aucune vérification spécifique n'a été réalisée. L'objectif du travail présenté ici est justement de qualifier les divers modèles de cascades hadroniques proposés dans GEANT4, dans le cadre des calorimètres du LAT, en confrontant les résultats des simulations avec des données faisceau.

Après avoir décrit les problèmes spécifiques inhérents à la simulation des cascades hadronique, le principe de fonctionnement de chacun des modèles testés sera explicité, permettant une première approche comparative sur des observables basiques des produits de réaction telles que leur distribution de charge ou le spectre en énergie des protons.

Les modèles valables à basse énergie, autour du GeV, seront qualifiés sur les données du faisceau-test mené au GSI en 2003. Le détecteur utilisé était un prototype de calorimètre d'une tour du LAT, soumis à un faisceau de protons de $1.7GeV$ et de deutons de $3.4GeV$ d'énergie cinétique. La description du dispositif expérimental sera suivie de l'analyse des données et des coupures utilisées avant la comparaison avec les résultats des simulations GEANT4 utilisant chacune un modèle de cascade hadronique différent. La comparaison des observables choisies, telles que le dépôt d'énergie totale dans le calorimètre et le nombre total de cristaux de CsI ayant reçus de l'énergie, permettra d'exclure le modèle dit de cascade binaire, de la suite de l'analyse et de valider l'utilisation du modèle de cascade intranucléaire de Bertini plutôt que le modèle par défaut.

A haute énergie, les données dont on dispose sont celles de l'expérience GLAST au CERN en 2003 durant laquelle un calorimètre composé de 8 couches de 6 cristaux de CsI horizontaux, a été soumis à des faisceaux contenant une fraction de pions à $10GeV/c$ et $20GeV/c$. L'étude des données s'attachera tout d'abord à l'identification des composantes hadroniques et leptoniques des particules du faisceau, autorisant une première approche comparative des cascades électromagnétiques et hadroniques pour les observables propres au calorimètre : dépôts d'énergie totale et par couche, nombre de cristaux ayant reçus de l'énergie, etc. La méthode de reconstruction de l'énergie des cascades électromagnétiques par ajustement du profil longitudinal de dépôt d'énergie sera appliquée à toutes les données pour vérifier d'une part, dans quelle mesure elle permet l'identification des particules et d'autre part, si les simulations reproduisent bien ses paramètres. L'étude à haute énergie montrera que le modèle LHEP, utilisé par défaut dans GEANT4, fournit des résultats tout à fait satisfaisant dans le cadre qui nous intéresse.

14 Motivations et procédure de test

Dans l'espace GLAST sera bombardé par des dizaines de milliers de protons chaque seconde, et plus de la moitié d'entre eux engendreront des cascades hadroniques. Leur rôle en tant que bruit de fond de déclenchement pour l'acquisition de GLAST est primordial, et bien simuler ces évènements est donc indispensable. A cause de leur complexité, seule une comparaison la plus directe possible entre les simulations et de vraies cascades hadroniques mesurées lors de faisceau-tests permet le contrôle de la qualité des simulations.

14.1 Objectifs des faisceau-tests

Le rejet des évènements hadroniques, en particulier des protons qui constituent 95% des rayons cosmiques, est une des clés de la réussite de GLAST comme cela a été évoqué au paragraphe 6.4. Or que ce soit pour le filtrage embarqué ou pour l'analyse au sol, tous les algorithmes de rejet sont élaborés en utilisant `GlastRelease`, le code de simulation de type Monte-Carlo du LAT. `GlastRelease` a pour base la plate-forme de simulation GEANT4 [2] qui dispose de différents modules pour la simulation des cascades hadroniques. Dans le cas de GLAST, la gamme d'énergie à couvrir va de quelques MeV à plusieurs dizaines de GeV et de nombreux processus physiques, pas toujours bien maîtrisés, entrent donc en jeu (cascade intranucléaire et inter-nucléaire, pré-équilibre, évaporation, fission...).

Vérifier la justesse de ces simulations est donc indispensable, et fait partie des objectifs des campagnes de faisceau-test menées au GSI[1] et au CERN[2] en 2003, via la comparaison des résultats des simulations de cascades hadroniques avec de vraies données faisceau. Pour la partie basse énergie, on s'appuiera sur les données protons à $1.7GeV$ et deutons à $3.4GeV$ d'énergie cinétique prises lors du faisceau-test GSI. Pour la partie haute énergie, les données du faisceau-test CERN qui contiennent des hadrons (essentiellement des pions) à $10GeV/c$ et à $20GeV/c$, serviront de référence.

Le choix des observables pour lesquelles on comparera données et simulation est primordial, en effet l'objectif n'est pas de valider la ou les théories sur lesquelles s'appuie la simulation, mais bien de valider les résultats pour ce qui concerne l'étude des problèmes de rejet des cascades hadroniques dans le calorimètre du LAT.

14.2 Choix des observables pertinentes

14.2.1 Observables directes

Pour nos calorimètres, les seules données dont on dispose sont les dépôts d'énergie par barreau, il existe cependant de nombreuses manières de les combiner. La figure 14.1 montre le dépôt moyen d'énergie par barreau et le nombre de fois que chaque barreau est touché (quand son énergie est supérieure à $50MeV$), pour les cascades hadroniques (environ 10000 évènements) et électromagnétiques (environ 40000

[1] Gesellschaft für Schwerionenforschung

[2] Organisation européenne pour la recherche nucléaire

évènements), selon les données du faisceau-test CERN. Ces graphes permettent de visualiser en deux dimensions les caractéristiques différenciant les deux types de cascades. La propriété première d'une gerbe électromagnétique, évidente sur la figure

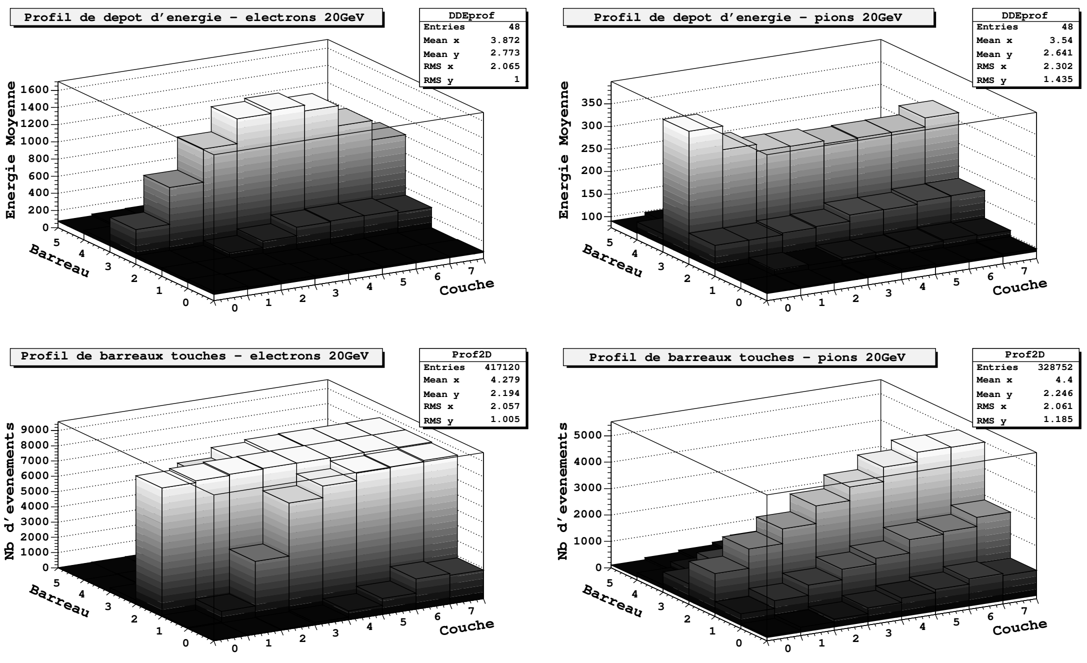

FIG. 14.1 – Données faisceau CERN à 20GeV/c. Profils de dépôt d'énergie et d'occupation des barreaux : à gauche, pour les cascades électromagnétiques générées par des électrons, et à droite pour des cascades hadroniques générées par des pions.

14.1 , est le profil longitudinal de dépôt d'énergie de la gerbe, qui est régulier et suit une fonction Γ alors qu'il n'a pas de propriété particulière pour une cascade hadronique. L'étude des dépôts d'énergie par couche est donc la première observable pertinente. Une autre propriété des cascades électromagnétiques est leur extension spatiale, la gerbe s'élargit à mesure qu'elle avance dans le calorimètre alors que la cascade hadronique a de nouveau une extension moins forte et moins régulière si l'on s'en tient à la figure 14.1. Pour caractériser cette extension spatiale, il est intéressant d'étudier le nombre de barreaux touchés, c'est à dire qui ont reçu plus d'énergie qu'un seuil déterminé. Le nombre de barreaux touchés par couche, que l'on appellera par la suite multiplicité par couche, est la deuxième observable.

A ces deux premières observables, on associera l'étude des distributions de dépôt total d'énergie , et du nombre total de barreaux touchés dans tout le calorimètre que l'on appelle multiplicité totale, afin de confirmer les résultats obtenus séparément sur les différentes couches.

14.2.2 Reconstruction en énergie des cascades électromagnétiques

caractéristiques physiques

Lorsqu'un électron ou un photon de haute énergie traverse un matériau épais, il génère une cascade électromagnétique constituée de photons, d'électrons et de positons de plus basse énergie provenant de la production de paire et du rayonnement de freinage. Le profil longitudinal de dépôt d'énergie d'une cascade électromagnétique est raisonnablement bien décrit par une fonction Γ pour des énergies incidentes comprises entre 1GeV et 100GeV, comme le montre l'équation 14.1, selon [84] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0\, b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{14.1}$$

où • dE est le dépôt d'énergie.
• t est la quantité de matière traversée en unité de longueur de radiation.
• a est un paramètre de forme propre au CsI.
• b est un paramètre d'échelle propre au CsI.
• Γ est la fonction Gamma généralisée.
• E_0 est l'énergie du photon ou de l'électron incident.

Cependant, cette équation qui décrit bien le comportement global, ne révèle pas qu'évènement par évènement les fluctuations sont grandes sur les dépôts d'énergie dans chaque couche du calorimètre, comme on pourra le vérifier sur la figure 17.13.

Pour caractériser l'extension latérale de la gerbe, on utilise le rayon de Molière, qui vaut $R_M = 3.8cm$ pour le CsI : 90% de la gerbe électromagnétique est contenu dans un cylindre de rayon R_M, soit un diamètre d'environ 3 largeurs de CDE dans nos calorimètres. Pour plus de détails, sur le développement des cascades électromagnétiques, on pourra se référer à [43].

reconstruction

Une méthode de reconstruction de l'énergie des gerbes électromagnétiques au-dessus de quelques GeV consiste à ajuster le profil longitudinal de dépôt d'énergie, échantillonné couche par couche dans le calorimètre, par une distribution Γ appropriée, comme le montre la figure 14.2. Dans la mesure où cette propriété est propre aux cascades électromagnétiques, la méthode de reconstruction est certainement aussi une bonne méthode de rejet des cascades hadroniques. Essentiellement, on s'attend à ce que le χ^2 de l'ajustement soit bien meilleur pour les cascades électromagnétiques que pour les cascades hadroniques.

L'ajustement du profil longitudinal échantillonné sur les 8 couches du calorimètre a été réalisé avec la fonction suivante, selon une méthode directement inspirée de l'algorithme officiel de reconstruction correspondant (`CalRecon`) inclus dans

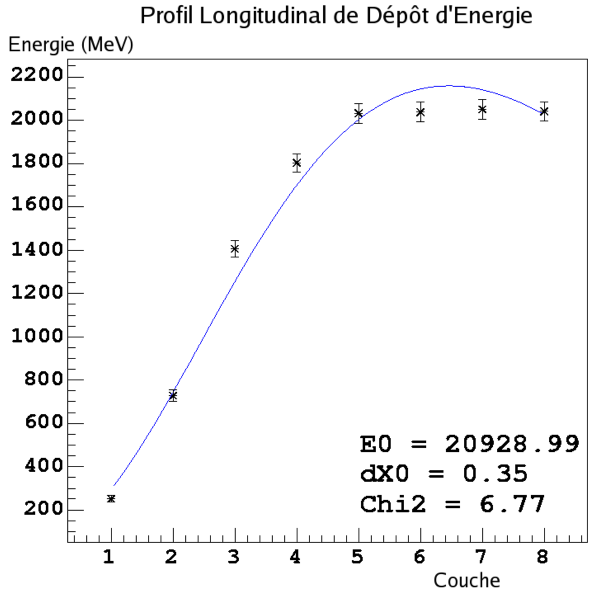

FIG. 14.2 – Profil longitudinal de dépôt d'énergie, ajusté par une fonction Γ, pour un évènement e^- à $20GeV/c$ issu des données du faiceau-test CERN. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur stochastique sur le dépôt d'énergie et sont donc en $\sqrt{\Delta E_i}$

`GlastRelease`. Soit l'équation (14.2) qui définit le dépôt d'énergie dans la i^{eme} couche du calorimètre :

$$\Delta E_i = -E_0 * \left(\Gamma(\alpha, \frac{(i + dX_0) * B_{X_0}}{\lambda}) - \Gamma(\alpha, \frac{(i + dX_0) * B_{X_0} + 1}{\lambda}) \right) \tag{14.2}$$

où • E_0 est l'énergie initiale de la particule en MeV.
• Γ est la fonction Gamma généralisée.
• $\alpha = 2.65 * e^{0.15 * log(E_0/1000.)}$ paramétrée dans [106]
• $\lambda = 2.29 * e^{-0.031 * log(E_0/1000.)}$ paramétrée dans [106]
• $B_{X_0} = \frac{18.5\ cm}{19.9\ cm}$ est une constante qui permet de passer en unité de barreau à partir de la longueur de radiation dans le CsI.
• dX_0 est le point de départ de la gerbe.

Pour l'ajustement, les paramètres E_0 qui est l'énergie recherchée et dX_0 qui correspond en théorie au point de départ de la gerbe en unité de longueur de radiation, sont laissés complètement libres. Les paramètres α et λ sont liés aux propriétés intrinsèques du CsI et à la géométrie du calorimètre [84]. Pour le calcul du χ^2, l'erreur choisie sur le dépôt moyen d'énergie par couche ΔE_i est en $\sqrt{\Delta E_i}$, qui correspond à l'erreur stochastique sur le dépôt d'énergie.

Les résultats de l'ajustement sont donc E_0, dX_0 et le χ^2, distributions qui permettront de comparer de manière indirecte les données faisceau et les simulations.

Cette méthode de reconstruction n'étant valable que pour les électrons de haute énergie (au-dessus de $5GeV$ environ)[3], les comparaisons ne seront réalisées que pour les données du faisceau-test CERN.

14.2.3 Observables propres aux cascades hadroniques

La particularité des cascades hadroniques réside dans leur grande diversité. Lors des collisions centrales, une multitude de particules se propage dans tout le calorimètre. Les cascades hadroniques ainsi créées peuvent engendrer des dépôts d'énergie très importants dans un grand nombre de CDE. On verra par exemple qu'un pion à $20GeV/c$ génère des cascades hadroniques qui peuvent facilement déposer jusqu'à $5GeV$ dans le calorimètre.

Au contraire, une réaction nucléaire très périphérique n'arrachera que quelques nucléons et donnera lieu à un très faible dépôt d'énergie et à peu de barreaux touchés. De plus, deux réactions nucléaires de même type peuvent donner lieu à des cascades de topologie très différentes si l'une à lieu dans la première couche et l'autre dans la dernière couche du calorimètre.

Afin de caractériser cette grande dispersion dans la topologie des évènements hadroniques, on introduit de nouvelles observables. L'écart-type des dépôt d'énergie par couche permet de vérifier que les simulations reproduisent bien la grande diversité des cascades hadroniques. Le maximum du profil longitudinal de dépôt d'énergie par couche aide à la caractérisation de l'intensité et du développement des réactions nucléaires. En association à cette variable on comparera aussi l'indice de la couche contenant le maximum d'énergie : pour une cascade hadronique à basse énergie, la couche qui contient le maximum d'énergie correspond souvent à la couche dans laquelle à lieu la réaction. A plus haute énergie, la cascade se développe et atteindra parfois son maximum de dépôt d'énergie dans la couche suivante.

14.3 Listes des observables testées

Résumons ici l'ensemble des observables présentées qui serviront de base au test des simulations de cascade hadronique par confrontation avec les données faisceau CERN et GSI :

- dépôt d'énergie par couche, noté par la suite E_{couche}.
- nombre de barreaux touchés par couche : multiplicité par couche, notée M_{couche}.
- dépôt total d'énergie dans tout le calorimètre, noté E_{Totale}
- nombre total de barreaux touchés dans tout le calorimètre : multiplicité totale, notée M_{Totale}.
- variables de la reconstruction du profil longitudinal de dépôt d'énergie : énergie reconstruite notée E_0, départ de la gerbe noté dX_0 et χ^2 de l'ajustement.
- écart-type des dépôts d'énergie par couche.

[3]en dessous de $5GeV$ d'autres méthodes de reconstruction, basées notamment sur la corrélation entre l'énergie totale et l'énergie dans la dernière couche du calorimètre, sont en cours de développement.

- énergie maximum des dépôts d'énergie par couche, notée E_{Max}, et indice de la couche correspondante, noté J_{Emax}.

Ces observables constituent une base de travail et l'on ne se privera pas de vérifier d'autres variables au cours de l'analyse si cela peut aider à la compréhension de certaines caractéristiques inattendues.

15 La simulation des cascades hadroniques

Simuler les cascades hadroniques est extrêmement difficile car de nombreux phénomènes physiques et de larges gammes d'énergie sont mis en jeu. Plusieurs modèles sont disponibles sur la plate-forme GEANT4, nous verrons que les différences fondamentales qui les distinguent n'ont pas forcément de conséquences sur les observables qui nous intéressent.

15.1 Section efficace d'interaction inélastique

Le premier pas avant même d'envisager la simulation d'une cascade hadronique est de définir quelle est la section efficace d'interaction inélastique des particules du faisceau (proton, pion ou deuton) avec le CsI. Cette section efficace intervient avant même le choix de l'un des modèles de cascade et sera donc la même pour tous. GEANT4 utilise pour cela une partie du code GHEISHA (voir le paragraphe 15.3.1) qui détermine les sections efficaces par interpolation à partir de données tabulées. La section efficace d'interaction inélastique de protons d'énergie cinétique $1.7GeV$ sur des noyaux de CsI est de $1308mbarn$ selon le calcul de GEANT4 et varie très peu entre $1.7GeV$ et $20GeV$, et même au-delà [111].

A basse énergie, les mesures de cette section efficace à partir des données du faisceau-test GSI se sont révélées peu concluantes en raison de problèmes causés par l'émission de particules vers l'arrière. Les résultats de cette étude figurent dans l'annexe B.3. A haute énergie, les données du faisceau-test CERN ne permettent pas d'envisager la mesure de la section efficace car la composition exacte du faisceau n'est pas connue.

15.2 Idées générales sur la physique des cascades hadroniques

GEANT4 propose différents codes capables de simuler les réactions nucléaires pour les hadrons de quelques GeV d'énergie cinétique, dont les réactions hadron-noyau lourd qui nous intéressent particulièrement. Tous sont plus ou moins basés sur le principe des cascades intranucléaires et inter-nucléaires présentées par le schéma 15.1. La cascade intranucléaire a été introduite dès 1947 par Serber [98] qui le premier a remarqué que lors des collisions particule-noyau à haute énergie, la longueur d'onde de De Broglie des particules incidentes est très petite devant la distance caractéristique séparant les nucléons à l'intérieur du noyau. On considère donc que la particule incidente choque le noyau en interagissant de manière incohérente avec les nucléons du noyau. La validité de cette hypothèse limite les modèles de cascade intranucléaire aux hadrons d'énergie supérieure à $200MeV$ environ.

Les cascades hadroniques peuvent être décrites selon trois phases :

– <u>cascade intranucléaire :</u> le projectile interagit individuellement avec les nucléons du noyau, et génère des particules secondaires (protons, neutrons, pions, deutons etc...) qui peuvent à leur tour interagir avec un autre nucléon du même

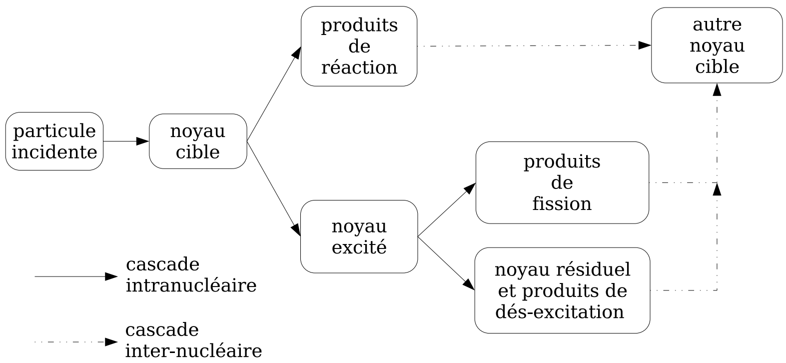

Fig. 15.1 – Schéma d'une cascade hadronique : le proton incident interagit avec les nucléons d'un noyau et génère une cascade intranucléaire, les produits de réaction dont éventuellement le proton initial lui-même peuvent alors interagir de la même façon avec d'autres noyaux provoquant alors une cascade inter-nucléaire.

noyau ou poursuivre leur trajectoire et interagir de la même manière avec un autre noyau (cascade inter-nucléaire).

- pré-équilibre : le noyau cible chauffé par la cascade intranucléaire est loin de l'équilibre thermodynamique, une partie des nucléons est dotée d'une grande énergie cinétique, les excitons. Le noyau se thermalise et émet des excitons et des noyaux légers (jusqu'aux particules alpha).
- fission/évaporation : le noyau thermalisé possède une forte énergie d'excitation résiduelle. La dissipation d'énergie peut se traduire par un simple changement d'état et émission d'un photon γ, par évaporation d'un ou plusieurs nucléons (ou noyaux légers). Si l'énergie résiduelle est suffisante, les noyaux les plus lourds peuvent même fissionner, les processus d'évaporation et de fission étant alors en concurrence. Les travaux de Weisskopf et Ewing sont la référence dans ce domaine [110].

15.3 Détails sur les modèles disponibles dans GEANT4

Passons maintenant en revue les différents codes de simulation de cascades hadroniques disponibles dans GEANT4. Pour mieux qualifier et distinguer ces codes, on s'appuiera sur quatre graphes présentant les caractéristiques importantes des produits de réaction :

- Multiplicité : le nombre de particules secondaires.
- Charge : la distribution de charge des particules secondaires.

- Px : Distribution des impulsions selon l'axe du faisceau des particules secondaires.
- Angle : Distribution angulaire par rapport à l'axe du faisceau des particules secondaires : 0° à l'avant, 180° à l'arrière.

Les graphes ont été obtenus en simulant, pour chaque modèle, un faisceau de proton d'énergie cinétique 1.7GeV à incidence normale sur un calorimètre CsI semblable à celui du LAT. Tous les modèles inclus dans GEANT4 acceptent comme projectile une large gamme de hadrons (protons, pions, neutrons, lambdas, kaons...) mais aucun n'est capable de simuler les cascades hadroniques induites par les ions légers (deuton, tritium, hélium) de quelques GeV.

15.3.1 Code GHEISHA : modèle LHEP

LHEP est le modèle utilisé par GEANT4 par défaut. Il est basé sur le code GHEISHA développé depuis 1978 par H. Fesefeldt [35] pour la simulation des interactions hadron-noyau. L'implémentation dans GEANT4 se sépare en deux branches : la partie LEP de quelques centaines de MeV à $20GeV$ que l'on utilisera dans cette étude, et la partie HEP de $20GeV$ à $10TeV$.

Le modèle LEP s'appuie sur le principe de la cascade intranucléaire décrit précédemment, et seule la première interaction hadron-noyau est simulée dans le détail. Les autres interactions dans le noyau sont simulées en générant des hadrons supplémentaires, simplement traités comme des particules secondaires capables ellesmêmes de générer leur propre cascade intranucléaire. Le paramètrage du modèle LEP commence par le calcul du nombre moyen N_m de hadrons produits par la cascade hadronique, donné par $N_m = C(s)A^{1/3}N_{ic}$, où A est le nombre de masse du noyau cible, $C(s)$ est une fonction de l'énergie du centre de masse, et N_{ic} est le nombre de hadrons générés par la première interaction hadron-nucléon. Une partie des nucléons participe à la cascade intranucléaire, et les nucléons restant, en particulier ceux à fort moment transverse sont remplacés par des pions ou des kaons.

Le nombre total de hadrons dans la cascade intranucléaire est tiré au hasard dans une distribution Poissonnienne de moyenne N_m. D'autres tirages aléatoires du même type sont réalisés pour déterminer :

- les multiplicités combinées de toutes les particules $w(\vec{a}, n1, ..., n_i, ...)$ pour $i = \pi^+, \pi^-, \pi^0, p, n, ...$ ainsi que les corrélations entre elles.
- les nombres quantiques additifs : énergie, charge, étrangeté et nombre de baryons dans tout l'espace des phases.
- les produits de réactions issus des phénomènes de fission et d'évaporation.

Une fonction universelle $f(\vec{b}, \frac{x}{P_T}, m_T)$ est utilisé pour les distributions des nombres quantiques additifs, avec x la variable de Feynman, P_T le moment transverse, m_T la masse transverse, et $\vec{a}$ et $\vec{b}$ sont des paramètres dépendants de la nature du projectile et de la cible. L'énergie du projectile n'a d'influence que sur les distributions de multiplicité et sur la taille de l'espace des phases.

La partie haute énergie, HEP, reprend les grandes lignes du modèle LEP, mais des corrections importantes sont apportées sur les états finaux pour mieux reproduire les données, et conserver certaines quantités comme l'énergie par exemple.

LHEP est ainsi un modèle entièrement paramétré, ajusté sur les données, mais le grand nombre de ses paramètres ajustables dont l'interprétation physique est parfois floue, implique qu'il ne peut être considéré que comme un générateur d'évènements. Ses principaux atouts sont la large gamme d'énergie couverte, sa bonne reproduction des valeurs moyennes des distributions et des temps de calcul rapide.

La figure 15.2 montre que ses produits de réaction ne sont que des ions légers, les seuls noyaux lourds apparaissant sont les noyaux cibles, ce qui est du au fait que le modèle simule les phases d'évaporation et de fission par simple émission de nucléons supplémentaires, sans pour autant modifier le noyau émetteur. Ceci n'est pas physique mais ne nous permet pas de préjuger des performances de ce modèle pour nos observables. On notera d'autre part que la distribution de charge des produits de réactions présente globalement les mêmes caractéristiques pour des protons à $20GeV/c$.

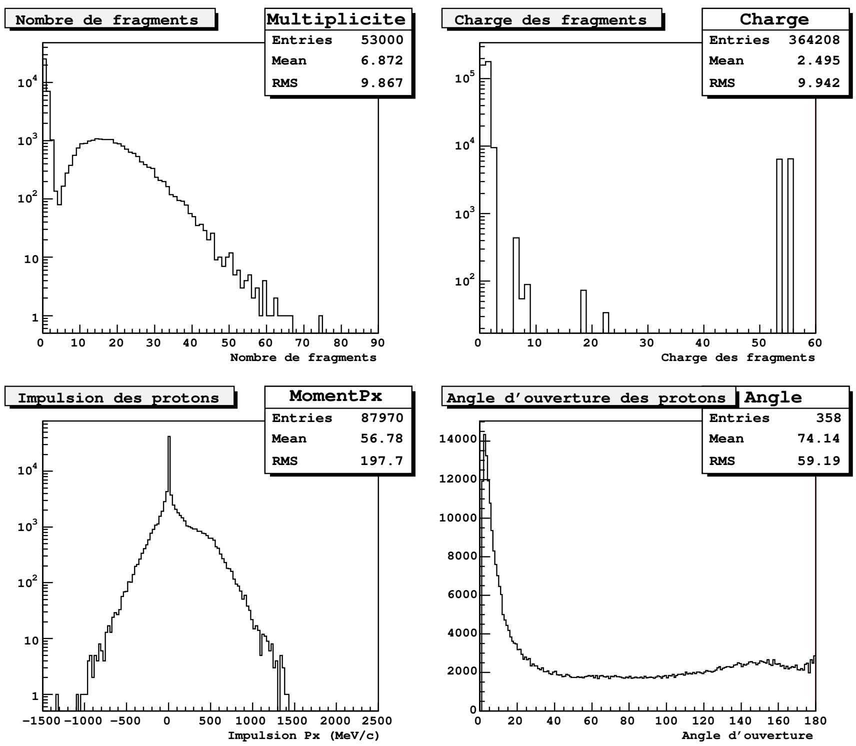

FIG. 15.2 – Caractéristiques principales des produits de réaction pour le modèle LHEP : nombre de fragments, distribution de charge des fragments, moments selon l'axe du faisceau et angle par rapport au faisceau (0° à l'avant, 180° à l'arrière). Simulation de protons d'énergie cinétique $1.7GeV$ interagissant dans un cristal de CsI.

Code GHEISHA avec les interactions lepton-noyau : modèle LHEP-GN

LHEP-GN est basé sur le modèle LHEP et y ajoute les interactions gamma-noyau, électron-noyau, positron-noyau et muon-noyau en dessous de $3GeV$. L'interaction se résume à un transfert d'énergie vers le noyau et la particule incidente est diffusée. Cependant, les résultats issus de ce modèle sont très proches de ceux obtenus avec LHEP seul, en ce qui concerne nos observables. On ne montrera pas les comparaisons données et simulations pour ce modèle car les résultats sont identiques à ceux du modèle LHEP.

15.3.2 Cascade intranucléaire de Bertini : modèle BERT

Le modèle de cascade intranucléaire de Bertini est sans doute le plus éprouvé puisque les premiers résultats ont été obtenus par H.W. Bertini dès 1963 [14] à basse énergie puis en 1969 [15] et 1971 [16] pour des énergies allant de $300 MeV$ à $3000 MeV$. Le code implémenté dans GEANT4 est issu du code `INUCL` [107][101] et est aujourd'hui valable pour des protons, neutrons ou pions, projectiles d'énergie cinétique entre $100 MeV$ et $10 GeV$. Ce code inclut le modèle de cascade intranucléaire de Bertini avec excitons de Griffin [44] [45], un modèle de pré-équilibre, un modèle d'explosion simple du noyau, un modèle de fission et un modèle d'évaporation.

La caractéristique originale introduite par Bertini et qui a été conservée dans son principe, est de modéliser le noyau cible par une sphère centrale et deux coquilles ayant chacune une densité de proton égale à la valeur moyenne de la charge dans la région considérée, et un rapport neutron/proton simplement égal à celui du noyau. Les énergies de liaison des noyaux sont paramétrées par combinaison de données expérimentales et des résultats de la formule de masse de Kümmel [65]. La distribution des moments des nucléons est celle d'un gaz de Fermi de température nulle.

Après la modélisation du noyau cible, l'algorithme décrivant la cascade hadronique se déroule selon les étapes suivantes :

1. Choix d'un point d'entrée dans le noyau, de manière uniforme.

2. Choix du libre parcours moyen du projectile en fonction de la section efficace totale d'interaction projectile-nucleon et de la densité de nucléon de la région du noyau traversée.

3. Calcul du moment du noyau cible, du type de réaction et des 4-moments des produits de réaction, issus de l'interaction projectile-nucleon. Le calcul utilise la cinématique et les sections efficaces des interactions particule-particule en s'appuyant sur les données expérimentales et la formulation de Letaw [66].

4. Mise à jour du modèle d'excitons au cours du développement de la cascade.

5. Si le principe d'exclusion de Pauli l'autorise, et si $E_{particule} > E_{coupure} \simeq 2 MeV$, la cascade continue et chaque particule secondaire est traitée selon l'étape 2.

Après la cascade, l'énergie d'excitation du noyau résiduel est utilisée comme paramètre d'entrée du modèle de pré-équilibre. L'implémentation du modèle de pré-équilibre, qui prend en compte les excitons, s'inspire dans la pratique des paramétrisations établies par Ribansky [92] et Kalbach [59]. L'émission des nucléons est isotrope dans le référentiel du centre de masse des excitons. L'implémentation du modèle de fission/évaporation, qui fait appelle au formalisme de Weisskopf, est adaptée de la méthode de programmation de Dostrowski [31][32]. L'émission isotrope des particules se poursuit jusqu'à ce que l'énergie d'excitation soit inférieure à $0.1 MeV$.

D'un point de vue purement pratique, la figure 15.3 montre que le modèle de Bertini produit une belle distribution de la charge des produits de réaction, on voit notamment les quasi-cibles, absentes pour le modèle LHEP et caractéristiques des réactions nucléaires périphériques.

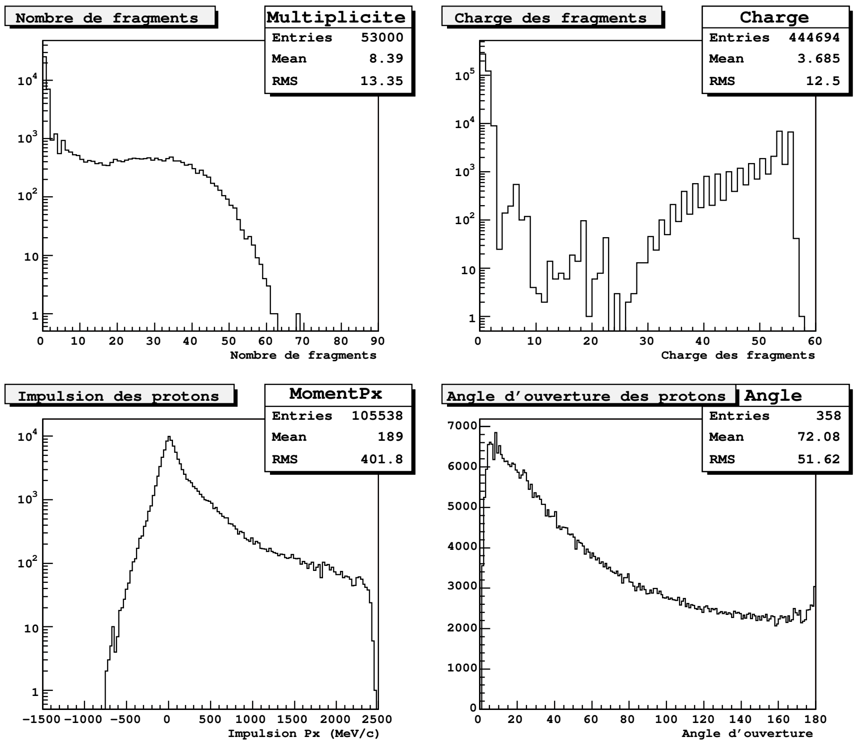

FIG. 15.3 – Caractéristiques principales des produits de réaction pour le modèle BERT : nombre de fragments, distribution de charge des fragments, moments selon l'axe du faisceau et angle par rapport au faisceau (0° à l'avant, 180° à l'arrière). Simulation de protons d'énergie cinétique $1.7 GeV$ interagissant dans un cristal de CsI.

15.3.3 Cascade Binaire : modèle BIC

Le modèle de cascade binaire [36] est développé depuis quelques années de manière spécifique dans le cadre de GEANT4, pour répondre aux demandes des expériences principales du LHC, dotées d'immenses calorimètres hadroniques, et aux problèmes de radioprotection qui nécessitent une parfaite description de la production des particules secondaires.

Le domaine d'énergie et le type de projectile couverts sont les mêmes que pour le modèle Bertini. D'un point de vue théorique, ce modèle est bien plus évolué en prenant en compte un grand nombre de résonances de masse et d'autre part en proposant un modèle de noyau entièrement modélisé en trois dimensions. Pour les noyaux lourds par exemple, $(A \geq 17)$, la distribution de densité nucléaire est déterminée par une distribution de Woods-Saxon [113] associée à une répartition angulaire isotrope, de même que le moment des nucléons. La valeur du moment initial des nucléons est tirée au hasard entre 0 et $P_F^{max}(r) = \hbar c(3\pi^2\rho(r))^{1/3}$ dans l'approximation de Thomas-Fermi. Le noyau est mis au repos en ajustant les moments de quelques nucléons. Les distributions de densité nucléaire et de moment déterminent directement le potentiel nucléaire utilisé pour simuler l'effet collectif de la matière nucléaire sur le mouvement des particules primaires et secondaires. Chaque nucléon est enfin décrit par un paquet d'onde Gaussien, et la fonction d'onde du noyau vaut simplement le produit tensoriel des fonctions d'onde des nucléons.

L'algorithme de traitement d'une cascade hadronique se déroule alors comme suit :

1. Construction du noyau en trois dimensions

2. Tirage aléatoire du paramètre d'impact sur le nucléon cible le plus proche.

3. Calcul de la date à laquelle le projectile sera le plus proche du nucléon cible, qui correspond donc à la date de l'interaction.

4. Choix des réactions selon les données de section efficace d'interaction projectile-nucléon, en prenant en compte les résonances.

5. Transport du système dans le potentiel nucléaire à la date de première réaction par résolution numérique de l'équation du mouvement.

6. Génération des produits de réactions, acceptés pour respecter le principe d'exclusion de Pauli, vis à vis notamment du fait que le noyau initial est dans son état fondamental.

7. Chaque hadron produit peut interagir de nouveau avec un autre nucléon du noyau et développer la cascade intranucléaire.

La cascade intranucléaire se poursuit tant qu'il reste au moins un nucléon dont l'énergie cinétique est supérieure à $75MeV$ et prend fin lorsque l'énergie cinétique moyenne des nucléons est inférieure à $15MeV$. Les restes du noyau et les excitons sont ensuite traités par des modèles de pré-équilibre et de dèsexcitation nucléaire qui ne sont pas directement inclus dans le modèle de cascade binaire mais qui sont des modules correspondant de GEANT4.

Le modèle de pré-équilibre est composé selon l'approche de Gudima [49] qui considère le noyau excité et les excitons (nucléons et trous), et calcule ensuite les probabilités de transition intranucléaires en fonction des états accessibles, en faisant appel à la paramétrisation de Kalbach [59]. L'émission de neutrons, deutons, tritium et hélium, est aussi autorisée selon un schéma proche du modèle de Weisskopf et Ewing [110], qui est aussi utilisé pour les problèmes d'évaporation. Globalement, les modules de GEANT4 traitant le pré-équilibre, l'évaporation et la fission disposent des mêmes bases théoriques que les modèles utilisés pour le modèle de Bertini.

La figure 15.4 présente une distribution de charges semblable à celle du modèle Bertini et fait donc apparaître les distributions de quasi-cibles. En revanche, on remarque une plus faible proportion de particules à grand angle.

15.3.4 Modèles de type QGS pour les très hautes énergies

D'autres modèles d'interaction hadronique ont été implémentés dans GEANT4, notamment par les grandes collaborations des futurs détecteurs du LHC. Ainsi, à

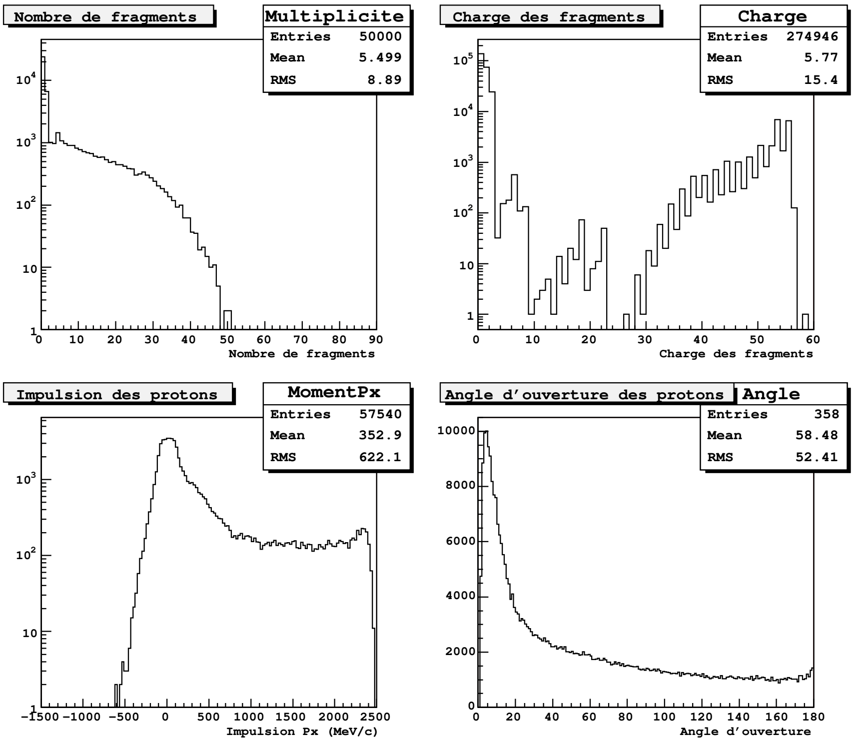

FIG. 15.4 – Caractéristiques principales des produits de réaction pour le modèle BIC : nombre de fragments, distribution de charge des fragments, moments selon l'axe du faisceau et angle par rapport au faisceau ($0°$ à l'avant, $180°$ à l'arrière). Simulation de protons d'énergie cinétique $1.7GeV$ interagissant dans un cristal de CsI.

très haute énergie, de manière générale, au-dessus de $25GeV$, il est conseillé d'utiliser les modèles de type QGS *(Quark Gluon String)*. Plus spécifiquement, les modèles QGSP et QGSC dans GEANT4, utilisent le même modèle de noyau que celui décrit pour le modèle de cascade binaire, mais les interactions hadron-nucléon sont ensuite décrites par des interactions entre partons pour simuler la cascade intranucléaire.

Ces modèles sont valides pour des hadrons incidents d'énergie supérieure à $10GeV$ et allant jusqu'à $10TeV$ et n'ont donc été testés que sur les données à $20GeV/c$ du faisceau-test CERN. Les résultats obtenus à cette énergie sont tout à fait comparables à ceux du modèle LHEP, à quelques pour-cent près, et on ne détaillera donc pas leurs caractéristiques. On trouvera les comparaisons données et simulation dans l'annexe C pour le modèle QGSC.

16 Faisceau-test GLAST au GSI en 2003

Le faisceau-test GLAST au GSI s'est déroulé pendant trois semaines en novembre 2003 et a réuni les groupes astroparticules et noyaux exotiques du CENBG, le groupe astroparticules du LPTA, le groupe astroparticules du LLR, le groupe GLAST du N.R.L. responsable du calorimètre du LAT et un groupe d'experts de la ligne FRS au GSI. L'objectif principal du faisceau-test était la mesure des facteurs de quenching présentés sur la figure 13.4., mais les données prises en ions légers permettent aussi le test des codes de simulation des cascades hadroniques à quelques GeV.

16.1 Dispositif expérimental

L'expérience a été installée sur la ligne du FRS [1], le séparateur de fragments du GSI. Le faisceau primaire est un faisceau d'ions mono-énergétiques qui ont été accélérés dans le SIS, synchrotron à ions lourds. Pour obtenir un faisceau de protons, on utilise un faisceau primaire de ${}^{12}C$ à 1.7GeV par nucléon, en entrée du FRS. Comme le montre la figure 16.1, les ions carbone viennent frapper une cible provoquant des réactions nucléaires dont les fragments sont transportés à travers le circuit d'aimants du séparateur de fragment. Les produits de réaction couvrent tous les ions du carbone au proton, de 0 à quelques GeV par nucléon, mais seul une fraction possède les caractéristiques cinétiques adéquates pour ressortir du FRS selon les réglages choisis.

La ligne FRS dispose en outre de détecteurs propres (voir la figure 16.1) qui permettent d'identifier la nature (charge, énergie) des fragments ressortant du FRS, notamment dans le plan (Temps de vol, Dépôt d'énergie par ionisation).

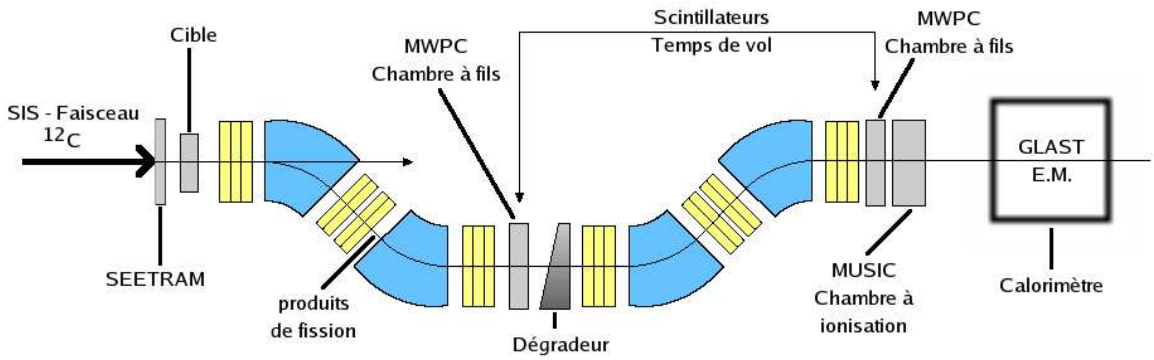

FIG. 16.1 – Schéma de la ligne du FRS : `Fragment Separator`. Les ions primaires frappent la cible et les produits de réaction sont injectés dans l'optique du séparateur de fragments. Le réglage des aimants et les détecteurs de la ligne autorisent la sélection et l'identification des particules qui arrivent dans le calorimètre.

[1]FRagment Separator

Le calorimètre principal est baptisé EM pour `Engineering Model`. L'EM possède quasiment les caractéristiques d'un calorimètre de vol de GLAST pour ce qui est de la géométrie et de l'électronique. Ce prototype n'était pas équipé de trajectographe car ajouter de la matière en amont du calorimètre aurait détérioré l'énergie des particules et compromis les mesures utilisant les données du FRS, indispensables aux mesures de quenching. L'EM est posé sur une table mobile qui permet de le positionner dans le plan orthogonal au faisceau, et sur un pivot qui permet de faire varier l'angle d'attaque du faisceau ou de le placer face au ciel pour collecter les muons cosmiques.

16.2 Electronique et déclenchement

16.2.1 Ligne FRS

Pour le FRS, nous avons utilisé l'électronique et le système d'acquisition standard de la ligne. Cependant, lors des prises de données en ions légers (proton, deuton, alpha) il a fallu adapter le système en ajoutant un détecteur scintillateur épais derrière les détecteurs scintillateurs standards, pour améliorer l'efficacité du déclenchement de l'acquisition. En effet, le FRS est dédié à l'étude des ions lourds et l'on comprend donc que les scintillateurs comme la chambre à ionisation ne soit pas adaptés aux faibles dépôt d'énergie des ions légers. Ce dernier point a pour conséquence que l'on ne pourra pas utiliser les détecteurs du FRS pour l'étude des protons et des deutons car leurs caractéristiques sont très mal mesurées.

16.2.2 E.M.

L'EM est un prototype de calorimètre de vol de GLAST. A ce titre, il est constitué de 8 couches croisées de 12 CDE qui disposent chacun des 8 voies d'électronique, soit 4 voies à chaque extrémité : LEX8 (Emax=200MeV), LEX1 (Emax=1.6GeV), HEX8 (Emax=12.8GeV), HEX1 (Emax=102.4GeV) qui permettent de couvrir une très large gamme d'énergie. L'électronique intégrée n'est pas tout à fait celle de vol qui n'était alors pas encore fixée mais ses caractéristiques en sont très proches.

Le système d'acquisition de l'E.M., développé au NRL, est basé sur un châssis VME[2] (visible sur la figure 16.2) piloté par un PC. Parmi la multitude d'options de configuration, deux nous intéressent particulièrement. La première permet de configurer l'électronique en mode étalonnage, mode qui permet l'acquisition des quatre gains et non seulement du plus adapté par rapport au dépôt d'énergie. Le second autorise le choix du mode de déclenchement, externe ou interne avec des seuils ajustables. Pour les séquences de prise de données en protons, l'acquisition est déclenché par un signal externe provenant d'un détecteur scintillateur plastique épais et enregistre les 8 voies d'électronique par barreau ainsi que le temps de l'horloge interne du VME.

[2]Versa Module Europa

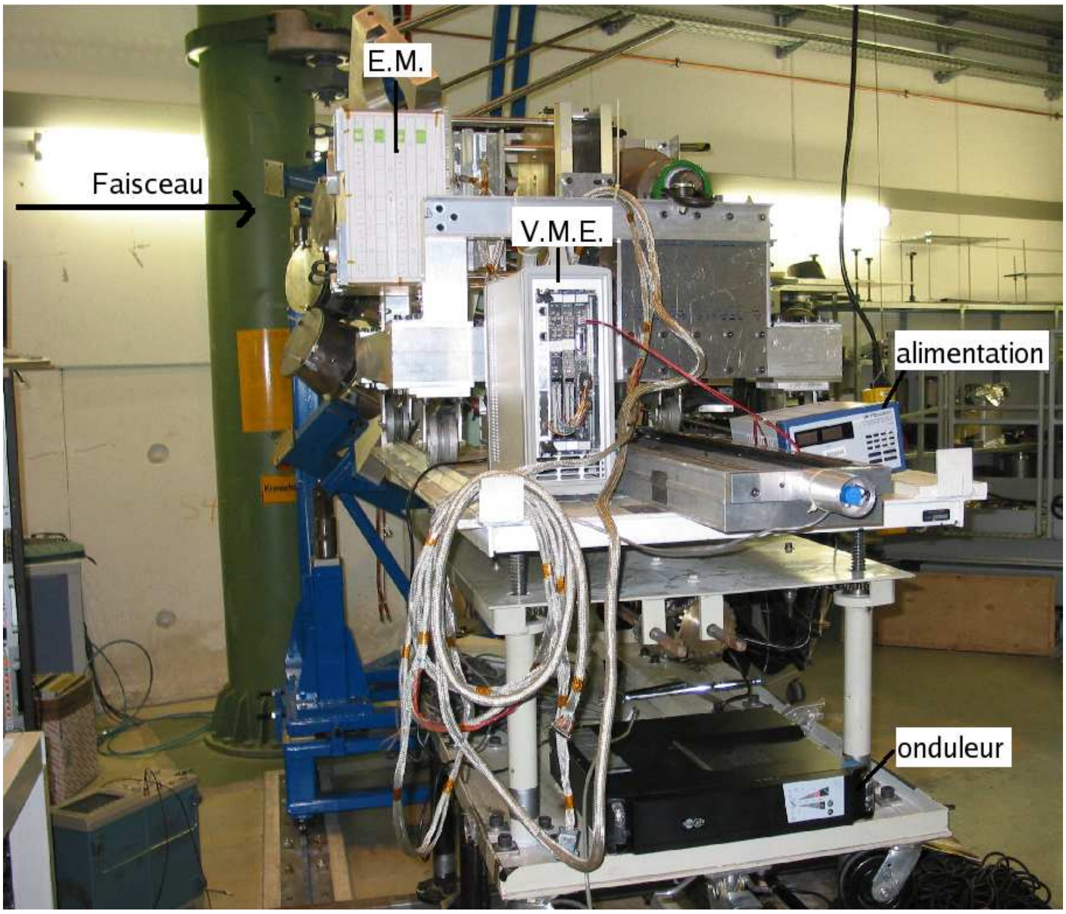

FIG. 16.2 – L'E.M., en place sur sa table mobile, fait face au faisceau. On remarque également, le châssis VME, le boîtier d'alimentation de l'électronique et l'onduleur.

16.2.3 Déclenchement de l'acquisition

Pour les mesures de quenching, l'un des points clés de la réussite de l'expérience était le couplage parfait évènement par évènement des flux de données provenant du FRS et de l'EM. Ce couplage est absolument nécessaire lorsqu'il s'agit d'utiliser les détecteurs du FRS pour identifier chaque particule qui entre dans l'EM. Dans le cas des protons et des deutons qui nous intéressent ici particulièrement, on ne peut s'appuyer que sur les données de l'EM en raison de l'inadaptation des détecteurs évoquée dans le paragraphe précédent.

Ainsi, pour ces ions légers le couplage a moins d'importance, mentionnons cependant que le système d'acquisition le plus lent est celui de l'EM[3] et qu'il a fallu utiliser une temporisation de $700\mu s$ en veto pour assurer le couplage événement par évènement avec l'acquisition du FRS qui est bien plus rapide. L'ajout de cette temporisation implique que le temps mort de l'acquisition de l'EM est fixé à $700\mu s$, ce qui est utile pour l'étude des problèmes d'empilement présentée en annexe B.1.

16.3 Analyse des données

16.3.1 Etalonnage des détecteurs

Ligne FRS

On ne détaillera pas ici l'étalonnage des différents détecteurs du FRS, à savoir, les chambres à fils, les scintillateurs pour la mesure du temps de vol, et la chambre à ionisation car ils ne seront pas utiliser pour l'analyse.

Intéressons nous en revanche au principe de sélection des particules traversant le FRS, on pourra se référer à [39] pour plus de détails. Pour une particule de moment p, exprimé en GeV/c, et de charge q, le rayon de giration ρ dans le champ magnétique B est donné par la relation :

$$B\rho = \frac{p(GeV/c)}{0.3q} \tag{16.1}$$

Le chemin optique du FRS impose un rayon de giration ρ, fixé dans chacun de ses deux virages. La relation 16.1 entraîne qu'en choisissant B, on sélectionne les particules pour lesquelles le rapport $\frac{p}{q}$ convient. On remarque ici que $B\rho \sim \frac{p}{q} \sim \frac{A}{Z}$ où A est le nombre de masse et Z le numéro atomique de la particule. La sélection du rapport $\frac{p}{q}$ est donc directement liée à la sélection du rapport $\frac{A}{Z}$. De plus, un dégradeur achromatique est présent sur la ligne entre les deux virages. Le dépôt d'énergie des produits de réaction dans le dégradeur varie comme $\frac{Z^2}{A}$, ce qui permet d'optimiser la séparation spatiale des isotopes dans le plan focal final de la ligne.

Le réglage des aimants des deux virages de la ligne FRS permet donc de sélectionner les fragments possédant des rapports $\frac{A}{Z}$ et $\frac{p}{q}$ donnés au centre du plan focal

[3] l'acquisition des 8 voies d'électronique des CDE induit un temps mort de l'ordre de $600\mu s$

final et donc dans le calorimètre pour ce qui nous concerne. Pour les prises de données avec les ions légers, le réglage est tel que l'on sélectionne les ions avec $\frac{A}{Z} = 2$ au centre du plan focal, d'où la présence des deutons qui déposent environ $11.2MeV$ dans un CDE.

Le réglage du faisceau pour les protons est un peu particulier puisque pour ces particules seulement $A = Z = 1$. La sélection est donc à priori très forte mais il est possible d'avoir également quelques noyaux d'^3He et d'^4He. De plus, les protons relativistes peuvent facilement provoquer des réactions nucléaires dans n'importe quelle partie de la ligne et les particules légères, issues des réactions, sont susceptibles de ressortir par hasard dans le plan focal du faisceau.

E.M.

L'EM est le prototype de calorimètre de vol et à ce titre, il a été pré-étalonné comme tel par S. Checktman[4] qui a, pour l'essentiel, élaboré la méthode décrite au paragraphe 6.5.1. Après avoir étalonné tous les barreaux en énergie grâce aux muons cosmiques, on peut contrôler l'étalonnage sur la prise de données en proton que l'on veut analyser. En effet, les protons à $1.7GeV$ sont proches du minimum d'ionisation et laissent le même dépôt d'énergie que les muons cosmiques. On superpose le résultat d'une simulation GEANT4 avec des protons de $1.7GeV$ pour vérifier l'étalonnage, et un écart d'environ 4% sur la valeur la plus probable des distributions est alors mis en évidence. Cette erreur systématique d'étalonnage, déjà rapporté dans [70], concerne toutes les voies que l'on peut vérifier et l'on se doit donc de la corriger pour plus de cohérence. La correction est simplement réalisée en ajoutant un coefficient de 96% à l'étalonnage en énergie de toutes les voies, les distributions réelles et simulées de dépôt d'énergie sont alors parfaitement calées comme le montre la figure 16.3 pour les 4 premières couches du calorimètre.

De plus, pour les données qui nous intéressent, à savoir les protons de $1.7GeV$ et les deutons de $3.4GeV$, on constate que les dépôt d'énergie par barreau ne dépassent pas 1GeV. Les deux premiers gains suffisent donc pour cette analyse : LEX8 est utilisé jusqu'à $100MeV$, et LEX1 au-delà.

On ajoute à cela un seuil à $5MeV$ par barreau au-dessus du quel on considère qu'un barreau est *touché* et à partir duquel on considère son énergie non nulle. Grâce à ce seuil, on définit la multiplicité par couche qui correspond au nombre de barreaux touchés par couche.

Le dernier point important de l'étalonnage en énergie est de rappeler qu'il n'est pas valable pour les ions lourds en raison des forts effets de quenching subits par la production de lumière dans le CsI (voir le paragraphe 7.2). En conséquence, à supposer que la simulation reproduise parfaitement les cascades hadroniques, alors les distributions simulées d'énergie par couche seraient probablement différentes des mesures car le dépôt d'énergie des ions, ici issus des réactions nucléaires, est forcément mal mesuré. Une solution pourrait être d'inclure les effets de quenching dans la simulation, mais ceci est difficile car le quenching est une fonction non-linéaire du numéro atomique, de la masse et de l'énergie de l'ion. Le quenching est donc

[4]personnel du NRL

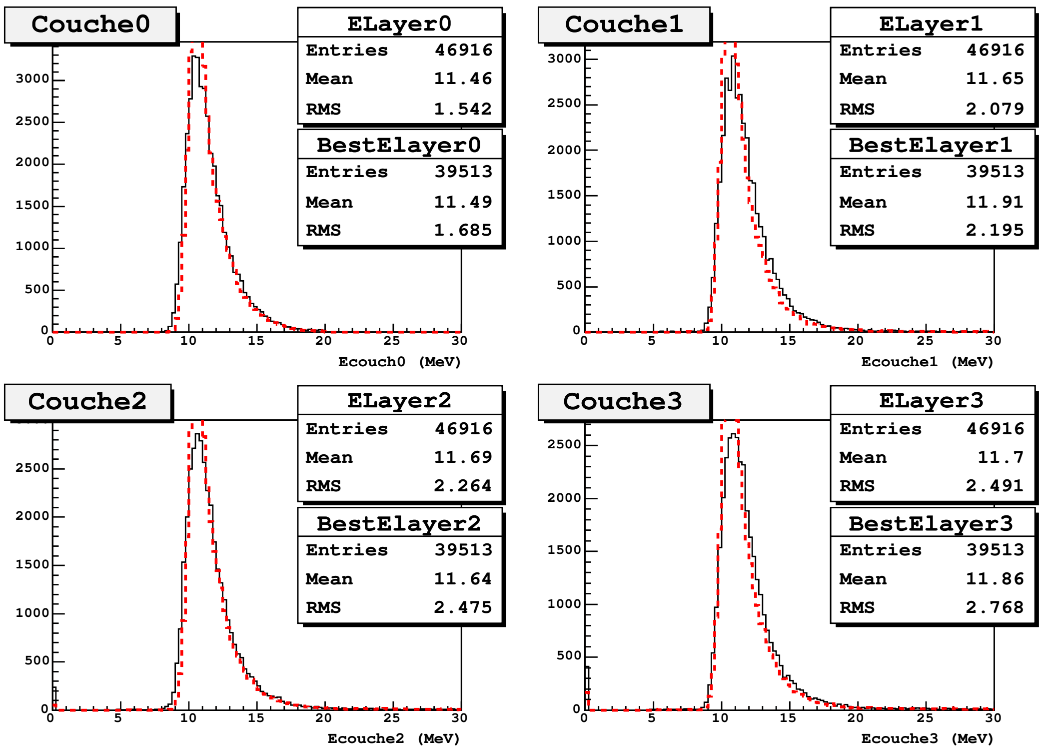

FIG. 16.3 – Contrôle de l'étalonnage en énergie pour les 4 premières couches du calorimètre après la correction d'un effet systématique de 4%. Les données protons sont en trait continu et la simulation en trait interrompu. L'excellent accord montré ici entre données et simulations sert de base aux futures comparaisons pour les cascades hadroniques.

une limite possible pour la validation des simulations de cascades hadroniques par comparaison aux données faisceau.

16.3.2 Coupures

Les prises de données intéressantes sont celles contenant des particules légères, protons ou deutons. Les prises de données en proton, dédiées au contrôle de l'étalonnage en énergie des CsI, sortent donc d'emblée du lot et seront utilisées pour l'étude des cascades hadroniques générées par des protons d'énergie cinétique $1.7GeV$. D'autre part, les deutons repérés dans les prises de données en ions légers permettront l'étude des cascades hadroniques générées par des deutons d'énergie cinétique $3.4GeV$.

Comme évoqué au paragraphe 16.2.3, les détecteurs du FRS ne sont pas adaptés aux ions légers et l'on ne peut donc utiliser que le calorimètre pour identifier les particules. De plus, les particules légères très énergétiques sont susceptibles de provoquer des réactions nucléaires au sein même de la ligne du FRS, ainsi, très probablement, une partie des produits de réactions vient enrichir le faisceau en particules de nature diverse et non connue. Il est donc nécessaire d'appliquer des coupures suffisamment fortes afin de garantir la plus forte proportion possible de protons (ou de deutons) pour l'étude des cascades hadroniques.

La figure 16.4 présente les coupures appliquées pour sélectionner au mieux les protons et les deutons. On impose d'abord que la particule dépose entre $8MeV$ et $20MeV$ dans le barreau d'entrée de la première couche et qu'elle ne dépose de l'énergie que dans ce barreau. La troisième coupure impose qu'au moins un barreau soit touché dans la deuxième couche, ceci afin d'éviter les problèmes posés par les interstices. Grâce aux deux premières coupures, on impose d'avoir une particule proche du minimum d'ionisation et de charge 1, donc très probablement un proton, respectivement un deuton, compte tenu des caractéristiques du faisceau de chaque prise de données concernée.

Comme on peut le remarquer sur la figure 16.4, les coupures appliquées sont fortes et suppriment un quart de tous les évènements, qui plus est les simulations montrent que les évènements coupés sont essentiellement des cascades hadroniques. Ceci s'explique du fait de l'émission de particules vers l'arrière lors des réactions nucléaires à grandes multiplicités. Par exemple, on constate que la moitié des réactions engendrées dans la deuxième couche du calorimètre provoquent un dépôt d'énergie supérieur à $20MeV$ dans la première couche. Les problèmes d'émission vers l'arrière seront détaillés dans l'annexe B.2, et ses conséquences sur la mesure de la section efficace totale d'interaction des protons sur le CsI seront évoquées dans l'annexe B.3. On doit donc s'attendre à ce que les coupures suppriment plus les réactions nucléaires à forte émission vers l'arrière que les autres. La figure 16.5 présente le dépôt total d'énergie dans le calorimètre avant et après coupures, et permet de vérifier que la sélection restent assez équilibrée de ce point de vue.

Les coupures appliquées présentent par ailleurs l'avantage de résoudre les problèmes d'empilement dus à des taux de comptage un peu trop élevés. Il arrive parfois que deux protons arrivent quasiment au même instant dans le détecteur, le dépôt d'énergie dans la première couche vaut alors deux fois le dépôt d'énergie d'un proton, et est par conséquent supérieur à $20MeV$. Ces évènements gênants sont ainsi

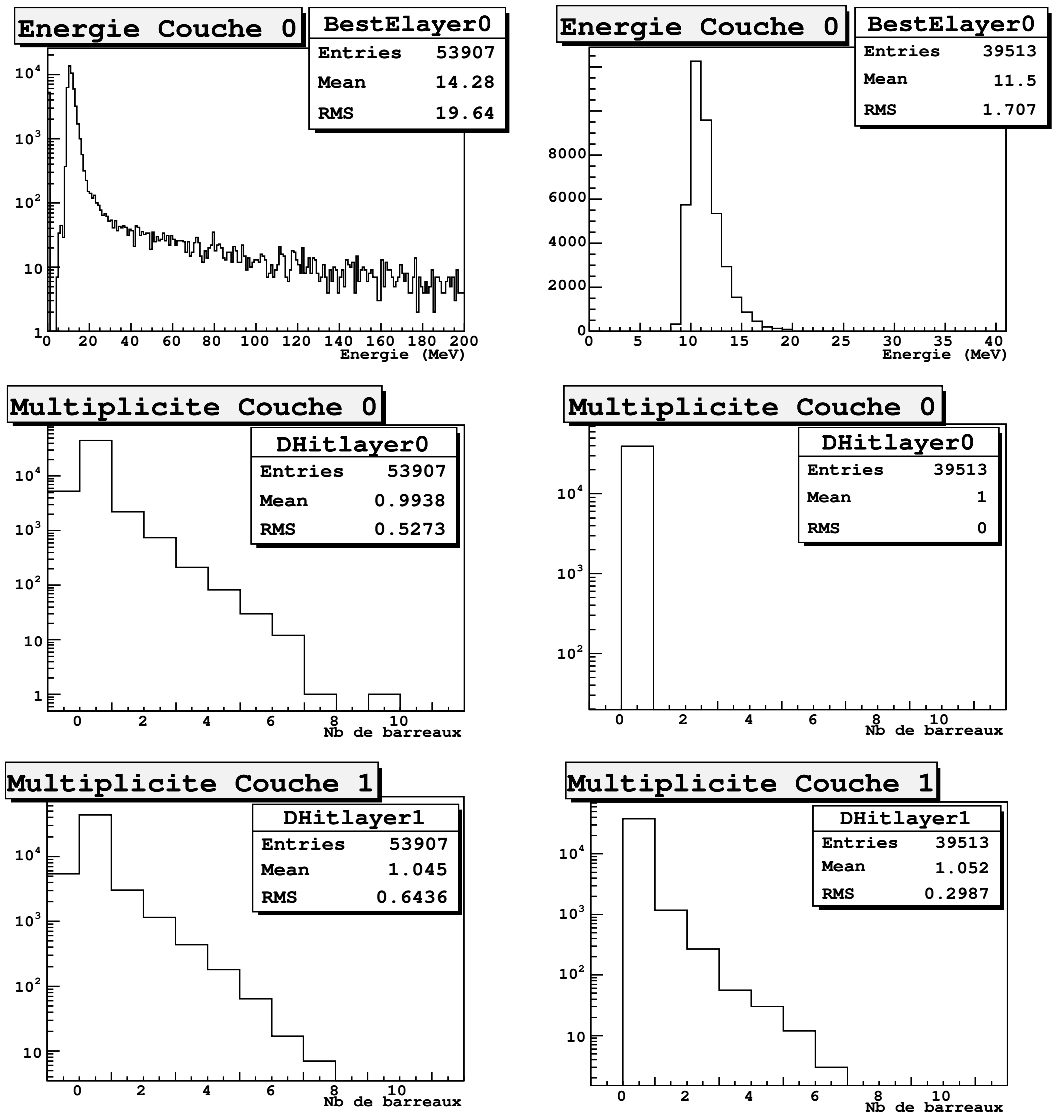

FIG. 16.4 – Coupures sur les premières couches pour la sélection des protons : à gauche, avant coupures et à droite, après coupures. En haut, la coupure sur le dépôt d'énergie permet la sélection des protons déposant entre 8MeV et 20MeV dans un seul barreau de la première couche. En bas, on impose que la particule dépose de l'énergie dans au moins un barreau de la deuxième couche afin d'éviter les évènements pour lesquels la particule passe entre deux barreaux.

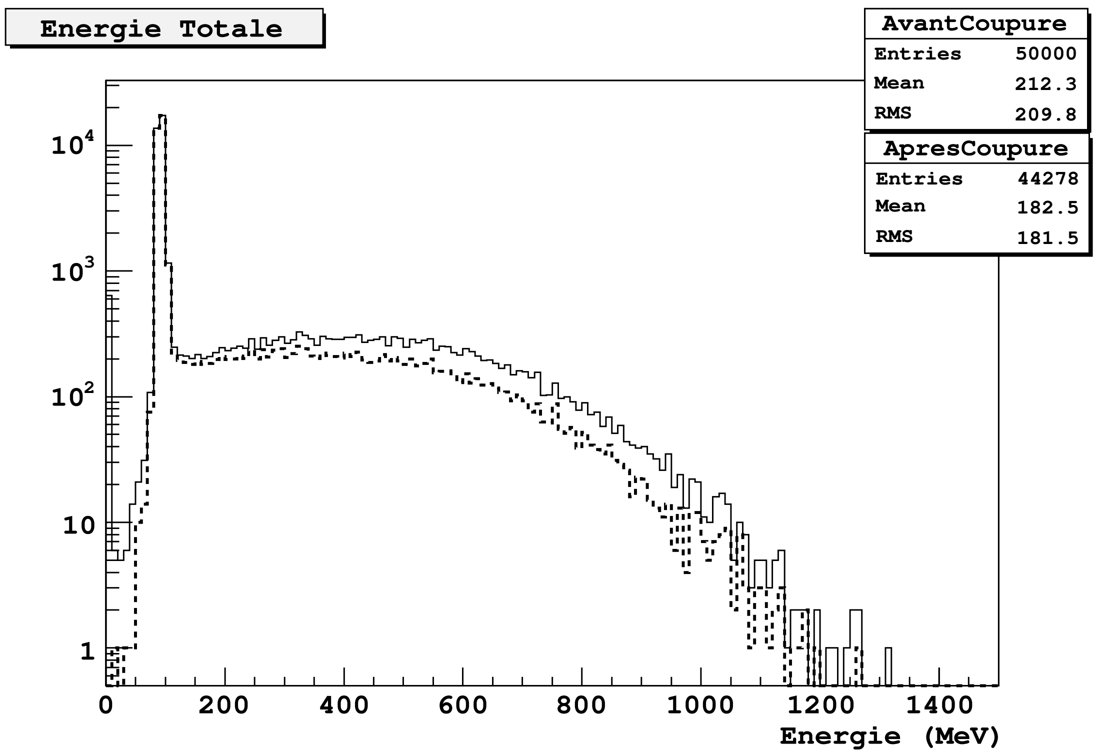

FIG. 16.5 – Simulation de 50000 protons avec le modèle BERT : influence des coupures sur le dépôt total d'énergie dans le calorimètre. En trait continu, histogramme avant coupures, et en trait interrompu, histogramme après coupures. Les coupures suppriment environ 30% des cascades hadroniques, et de façon préférentielle celles à fort dépôt d'énergie mais l'effet reste peu important.

naturellement rejetés par nos coupures. Les problèmes d'empilement sont traités en détail dans l'annexe B.1.

16.4 Simulations et résultats - protons 1.7GeV

16.4.1 Simulation en protons à 1.7GeV

Le code de simulation est de type Monte-Carlo, basé sur la plate-forme GEANT4 dans sa version 6.2 correctif 02. La géométrie du détecteur considère 8 couches croisées de 12 barreaux de CsI, la structure en carbone qui les sépare, et une plaque d'aluminium qui sert de couvercle. La géométrie prend aussi en compte les principaux détecteurs du FRS, essentiellement des scintillateurs plastiques, et les 2 mètres d'air séparant la fenêtre de sortie et l'EM. On remarquera cependant que des simulations prenant en compte uniquement les barreaux de CsI donnent des résultats semblables aux incertitudes statistiques près.

Il est difficile de maîtriser le profil du faisceau car les seuls informations disponibles sont celles de l'EM. Les dépôts d'énergie barreau par barreau dans les deux premières couches croisées montrent que des protons sont présents dans 3 barreaux juxtaposés, horizontalement comme verticalement, avec un fort excès dans le barreau central dans les deux cas. On approximera donc le faisceau par un profil gaussien dans les deux plans et dont les largeurs sont ajustées en conséquence.

Nous avons généré 53000 protons à incidence normale d'énergie cinétique $1.7GeV$ afin de constituer un lot de données simulées aussi proche que possible de la prise de données réelles. On applique ensuite exactement les mêmes coupures aux données simulées que celles appliquées aux données faisceau et explicitées au paragraphe 16.3.2.

16.4.2 Comparaisons données et simulation

Pour toutes les comparaisons données et simulation, chaque histogramme simulé est normalisé par le nombre d'évènements sur l'histogramme correspondant issu des données. Le facteur de normalisation est généralement proche de 1 car le nombre d'évènements simulés est quasiment égal au nombre d'évènements présents dans les données. L'objectif est de comparer la forme des distributions afin de vérifier que tous les types d'évènements présents dans les données sont reproduits par les simulations dans les bonnes proportions. De plus, on calcule, pour chaque observable, l'écart entre les moyennes et l'écart entre les écarts-types afin de quantifier les résultats obtenus. Le tableau 16.1 présente les valeurs et les différences entre données et simulations pour les deux premiers moments des distributions. Les notations des observables sont celles utilisées au paragraphe 14.3 page 167. Pour les dépôts d'énergie par couche et les multiplicités par couche, les valeurs données sont celles des deux premiers moments de la quatrième couche qui est représentative des tendances observées. Comme cela est explicité par la suite, ce tableau à lui seul ne permet pas de juger de la validité d'une simulation, mais constitue un point d'appui intéressant.

Moyennes des distributions pour les données et les modèles LHEP et BERT							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart-type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	28	1.1	201	8.9	23	3.8	23
LHEP	32	1.2	211	9.0	25	3.7	25
Δ_{LHEP}	4	0.1	10	0.1	2	-0.1	2
BERT	26	1.2	182	9.0	23	3.9	18
Δ_{BERT}	-2	0.1	-19	0.1	22	0.1	-5
Ecarts-types des distributions pour les données et les modèles LHEP et BERT							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart-type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	62	0.6	220	2.5	36	2.2	43
LHEP	68	0.6	231	2.6	40	2.2	45
Δ_{LHEP}	-6	-	11	0.1	4	-	2
BERT	49	0.6	181	2.6	33	2.3	32
Δ_{BERT}	-13	-	-39	0.1	-3	0.1	-11

TAB. 16.1 – Données GSI protons à $1.7GeV$. Ecart entre les deux premiers moments des distributions réelles et simulées quantifiant les différences entre ces distributions : pour une variable X, $\Delta_{LHEP} = X_{LHEP} - X_{donnees}$ et $\Delta_{BERT} = X_{BERT} - X_{donnees}$

Dépôt d'énergie et multiplicité par couche pour les modèles LHEP et BERT

Les figures 16.6 et 16.7 présentent les comparaisons données et simulations pour les dépôts d'énergie et le nombre de barreaux touchés par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés. L'accord entre données et simulations apparaît très bon sur ces deux figures. Le premier canal de chaque histogramme est coupé pour assurer une meilleur visibilité des distributions, mais ce premier canal, qui contient environ 85% de la statistique, est bien reproduit par les deux simulations : à 1% pour les dépôts d'énergie et à 5% pour les multiplicités. Le tableau 16.1 montre un écart important sur la valeur des écarts-types des dépôts d'énergie pour la simulation BERT (22%), ce qui traduit un léger manque d'évènements à fort dépôt d'énergie pour ce modèle. Cependant, le nombre d'évènements concernés est très faible, à peine 0.5%.

Dépôt total d'énergie et multiplicité totale pour les modèles LHEP, BERT et BIC

La figure 16.8 présente les comparaisons données et simulations pour le dépôt total d'énergie dans le calorimètre et le nombre total de barreaux touchés : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés. Les distributions de dépôt total d'énergie mettent en évidence un manque d'évènements entre $100MeV$ et $200MeV$ dans les simulations. Dans le détail, les canaux correspondant aux MIP ($80MeV \leq E_{Tot} < 100MeV$ et 8 barreaux touchés)

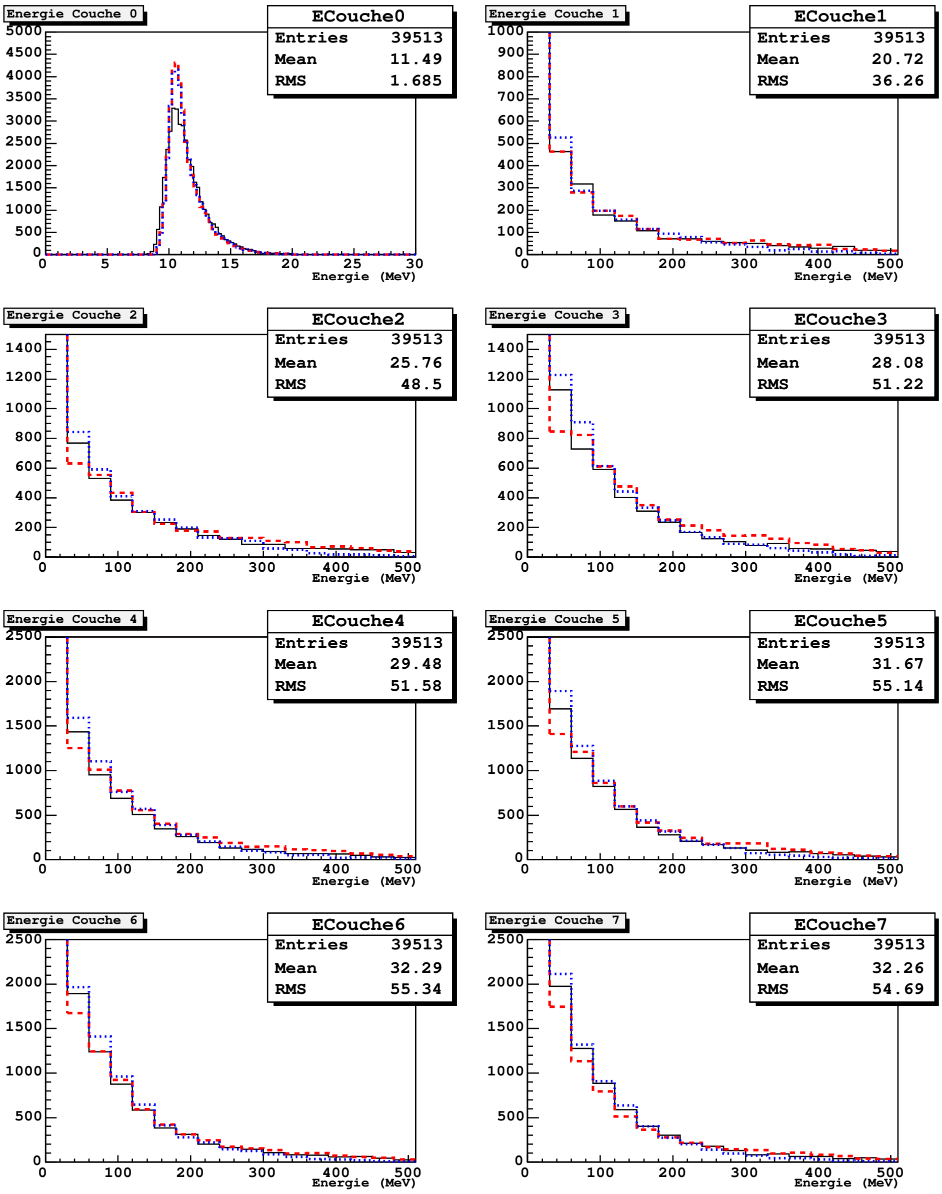

FIG. 16.6 – Protons à 1.7GeV. Dépôt d'énergie par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés. L'accord est bon entre les données et les simulations LHEP et BERT.

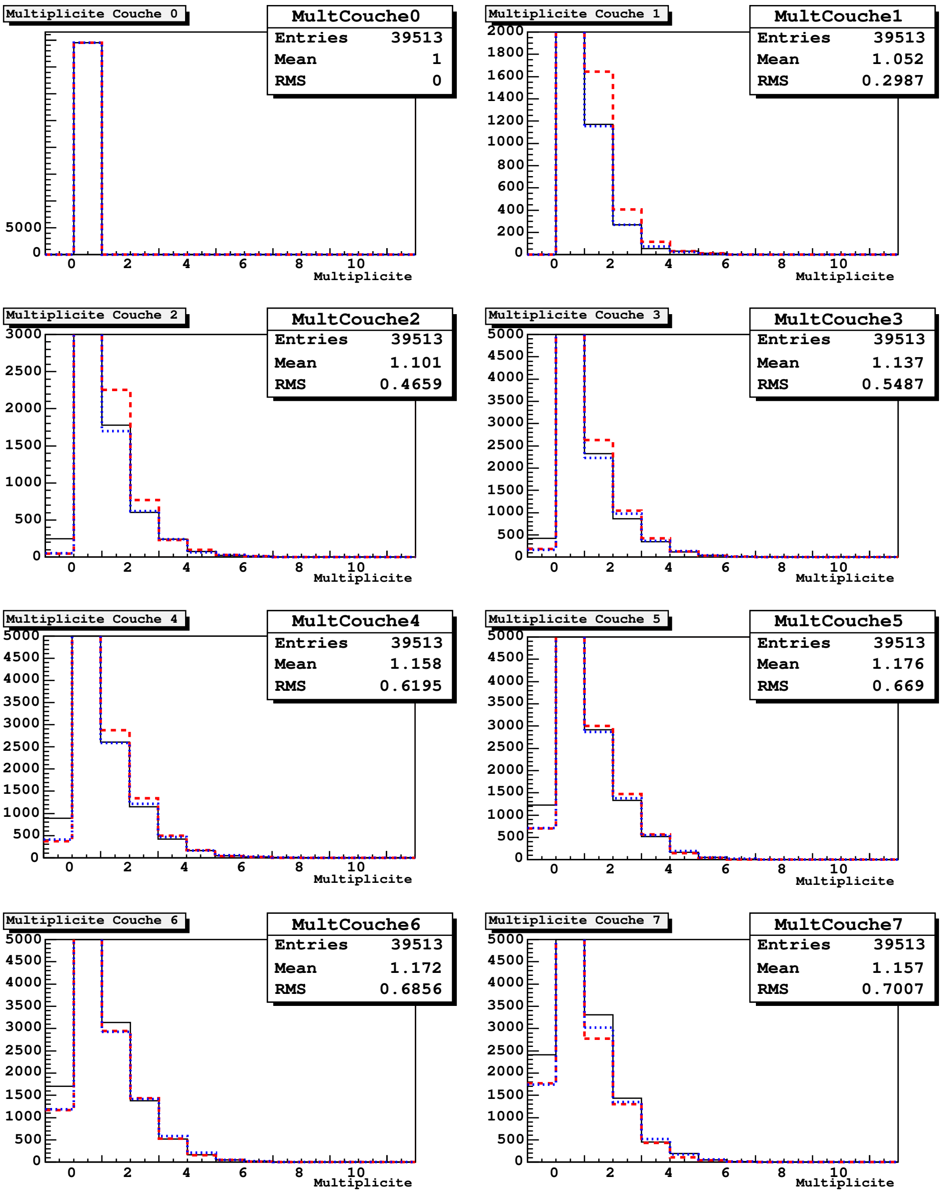

FIG. 16.7 – Protons à 1.7GeV. Multiplicité par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés. L'accord est bon entre les données et les simulations LHEP et BERT.

sont bien reproduits par les simulations avec un écart de l'ordre de 8%, mais dès le canal suivant ($E_{Tot} \geq 100 MeV$ et 9 barreaux touchés) on mesure un écart de plus de 40% sur le nombre d'évènements. En fait, si l'on intègre le nombre d'évènements pour lesquels $100 MeV \leq E_{Tot} \leq 200 MeV$, le déficit est de l'ordre d'un facteur 5 pour le modèle LHEP et seulement de 20% pour le modèle BERT. Cette observation est à mettre en relation avec le paragraphe 15.3.2 où l'on a observé que le modèle de Bertini reproduit mieux les réactions nucléaires périphériques, qui déposent peu d'énergie, que le modèle LHEP. La même constatation peut être faite pour les distributions de multiplicité totale sur lesquelles on constate un plus grand nombre d'évènements de multiplicité 9 et 10 dans les données que dans les simulations. Pour ces graphes, l'écart sur les valeurs moyennes et les écarts-types, présenté dans le tableau 16.1, n'a pas vraiment de sens tant les distributions sont différentes.

La figure 16.9 présente les comparaisons données et simulations pour le dépôt total d'énergie dans le calorimètre et le nombre total de barreaux touchés : données en trait continu et simulation BIC en pointillés. Il apparaît ici que le comportement du modèle BIC est pour le moins suspect : la distribution d'énergie totale est décalée vers les basses énergies et semble bien reproduire les données aux alentours de $200 MeV$, cependant ces évènements présentent de fortes valeurs de multiplicité. L'association de faibles dépôts d'énergie et de fortes multiplicités est mis en évidence sur la figure 16.10 qui présente le profil de la multiplicité totale en fonction du dépôt total d'énergie pour les données, la simulation LHEP et la simulation BIC. Le profil du modèle BIC n'est pas compatible avec les données et traduit une mauvaise simulation de la topologie des cascades hadroniques, qui a été constaté de la même façon avec les deutons de $3.4 GeV$. On ne poursuivra donc pas l'étude pour le modèle de cascade binaire qui est d'ores et déjà disqualifié.

La figure 16.11 présente la même corrélation pour la simulation BERT. Le profil de la simulation BERT est en accord avec les données sur l'essentiel de la gamme d'énergie et surtout sur l'essentiel de la statistique.

Dépôt maximum d'énergie et numéro de la couche associée, écart-type du profil longitudinal pour les modèles LHEP et BERT

La section précédente a révélé des différences conséquentes pour le dépôt total d'énergie, il importe donc de poursuivre les comparaisons pour mieux comprendre leur origine. La figure 16.12 propose les comparaisons données et simulations pour la distribution du dépôt d'énergie maximum sur les 8 couches d'un profil longitudinal, l'indice de la couche correspondante, ainsi que la distribution de l'écart-type des profils longitudinaux. Pour la simulation LHEP,ces nouvelles distributions en énergie présentent exactement les mêmes défauts que pour le dépôt total d'énergie : le déficit d'évènements à faible dépôt maximum d'énergie et à faible écart-type, caractéristique des réactions périphériques, est de l'ordre d'un facteur 4. La simulation BERT se comporte mieux, comblant relativement bien la partie très basse énergie, mais présentant en revanche un manque d'évènements pour les forts dépôts d'énergie. Ceci se traduit par un écart de plus de 20% sur les deux premiers moments de la distribution d'écart-type du profil longitudinal d'après le tableau 16.1. L'indice de la couche qui a le maximum de dépôt d'énergie est assez bien reproduit par la

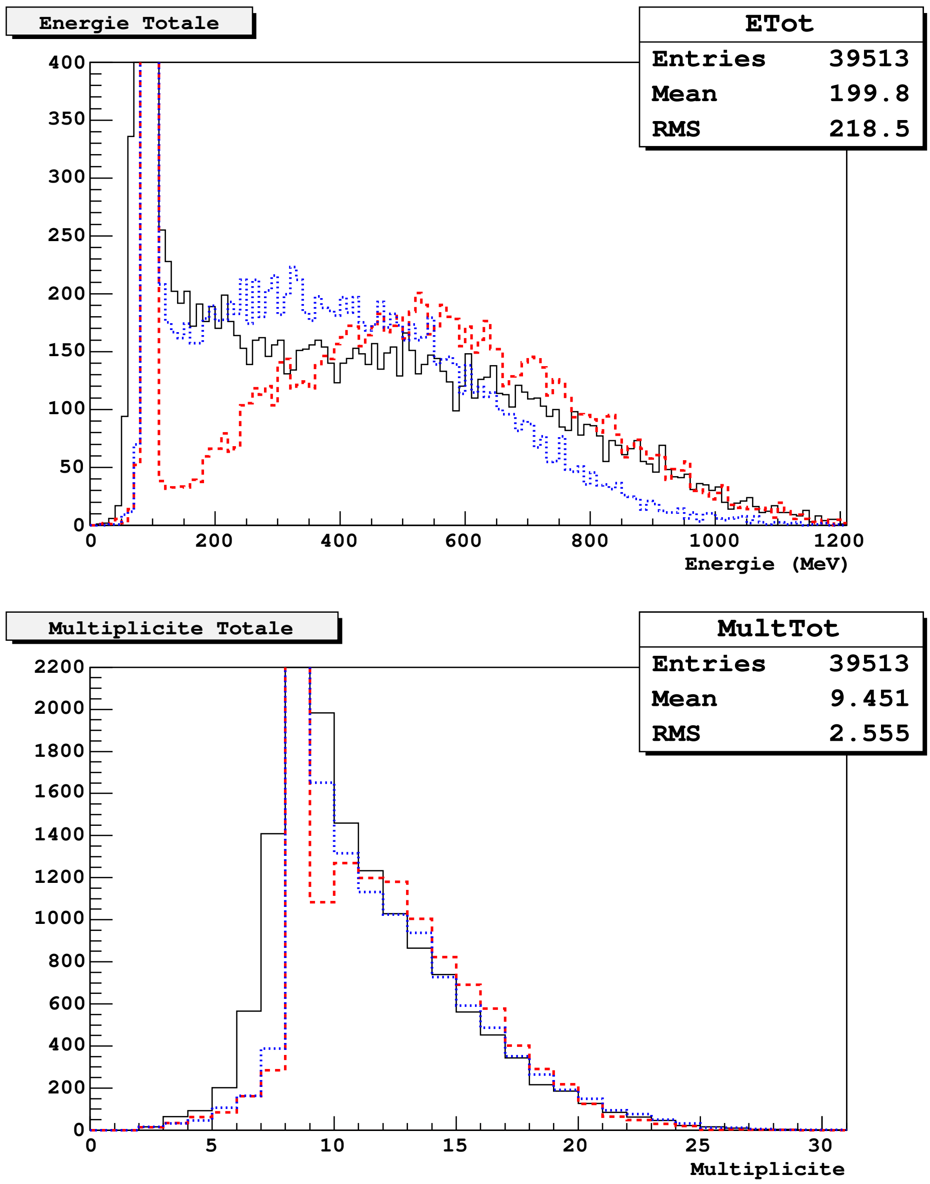

FIG. 16.8 – Protons à 1.7GeV. Dépôt total d'énergie et multiplicité totale pour les données en trait continu, le modèle LHEP en trait interrompu et le modèle BERT en pointillés. Les simulations reproduisent mal ces deux distributions pour les faibles dépôts d'énergie ($E_{Totale} \simeq 200MeV$) et les faibles multiplicités (9 ou 10 barreaux).

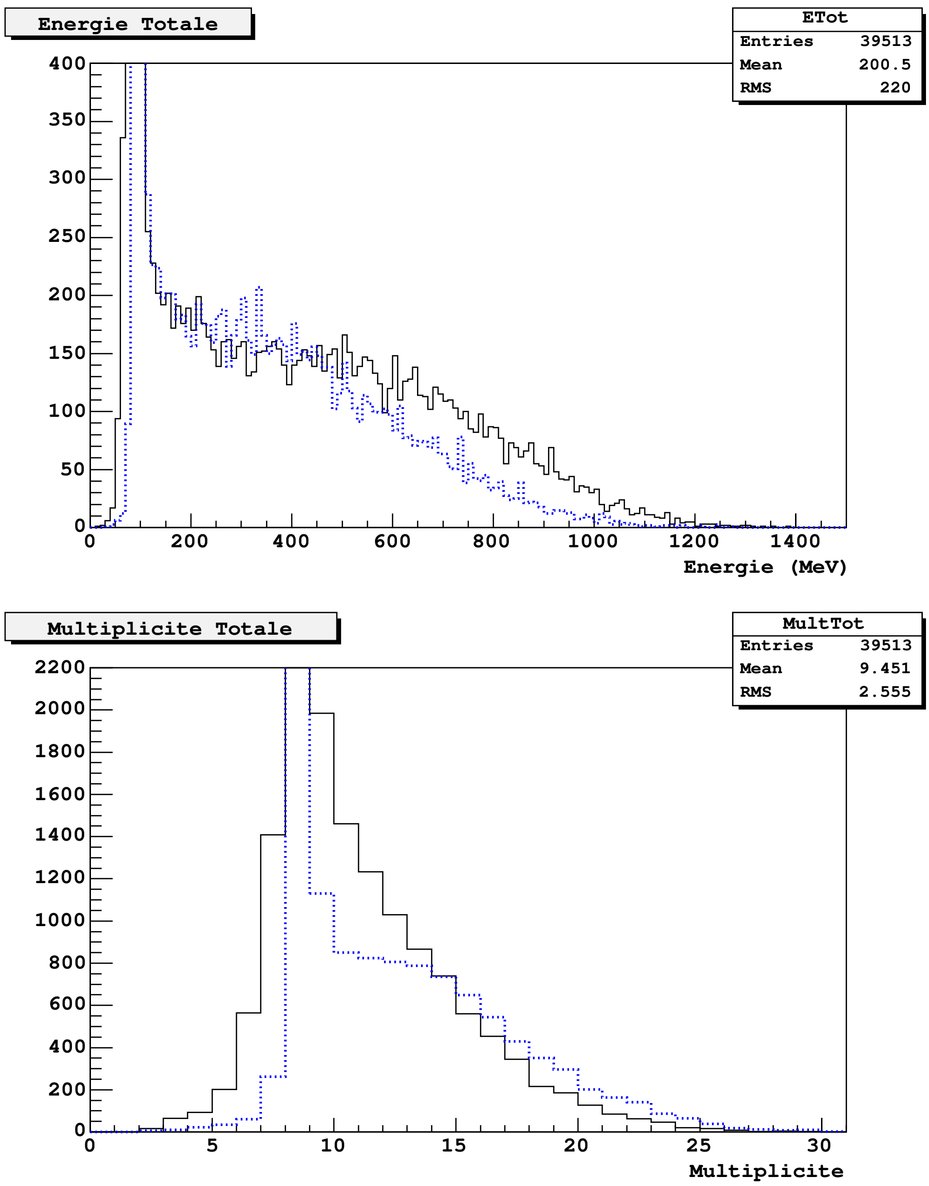

FIG. 16.9 – Protons à 1.7GeV. Dépôt total d'énergie et multiplicité totale pour les données en trait continu, et le modèle BIC en pointillés. Le modèle BIC reproduit mieux la distribution de dépôt d'énergie autour de 200MeV mais les multiplicités associées ne correspondent pas.

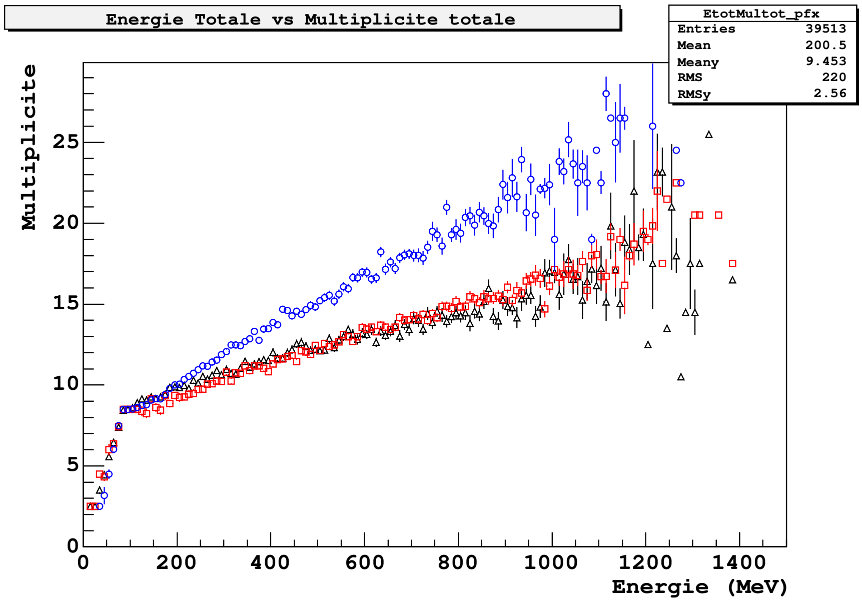

FIG. 16.10 – Protons à 1.7GeV. Multiplicité totale en fonction du dépôt total d'énergie pour les données (triangles), le modèle LHEP (carrés) et le modèle BIC (cercles). Le profil du modèle BIC ne correspond pas aux données.

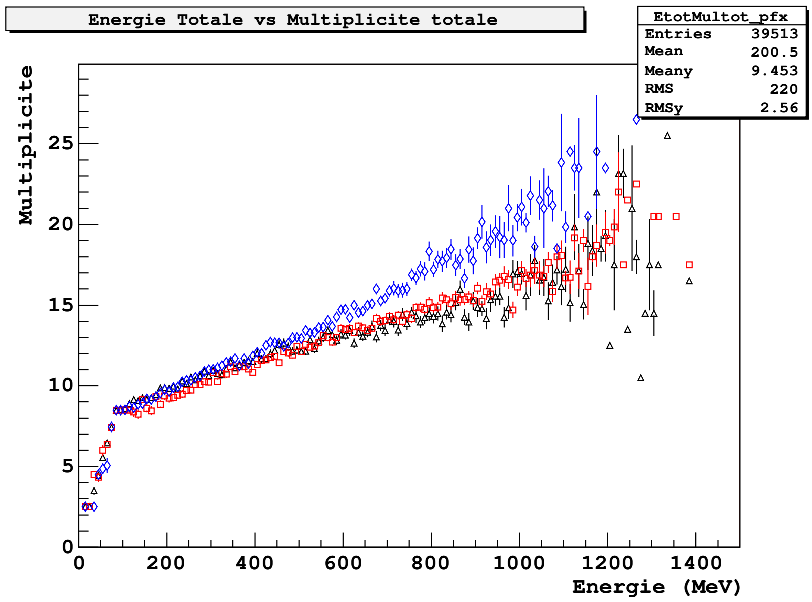

FIG. 16.11 – Protons à 1.7GeV. Multiplicité totale en fonction du dépôt total d'énergie pour les données (triangles), le modèle LHEP (carrés) et le modèle BERT (losanges). Les profils sont en accord entre 0MeV et 700MeV là où se trouve l'essentielle de la statistique.

simulation, il caractérise l'importance du développement des cascades hadroniques dans le calorimètre.

Dépôt maximum d'énergie couche par couche et multiplicités associées pour les modèles LHEP et BERT

Le maximum de dépôt d'énergie est utilisé comme marqueur du lieu de la réaction nucléaire. En fait, pour la simulation LHEP, 80% des réactions nucléaires déposent leur maximum d' énergie dans la couche où elles ont lieu, et ce taux est de 63% pour le modèle de Bertini, voir l'annexe B.2.

On s'intéresse donc aux dépôts maximum d'énergie couche par couche : pour chaque évènement, on détermine quelle couche a le maximum d'énergie et si cette énergie est supérieure à $20MeV$, on met cette énergie dans l'histogramme de la couche correspondante. Les figures 16.13 et 16.14 présentent les dépôts maximum d'énergie couche par couche, et les multiplicités associées. Les multiplicités ne révèlent pas de structure particulière, en revanche les dépôts maximum d'énergie par couche montrent une nette évolution entre le début et la fin du calorimètre. Pour les données faisceau, alors que les premières couches sont semblables, les deux dernières couches sont décalées vers de plus faibles énergies. La dernière couche en particulier est très nettement différente des autres couches. Cette différence est due au fait que si la réaction nucléaire a lieu dans la dernière couche alors le maximum de dépôt d'énergie sera forcément dans cette couche, alors que pour les autres couches le développement de la cascade peut donner lieu à un dépôt d'énergie supérieur dans l'une des couches suivantes.

On remarque alors que la simulation LHEP ne reproduit pas du tout cette caractéristique mais que la simulation BERT la reproduit plutôt bien, même si les largeurs des distributions sont un peu faibles par rapport aux données comme cela a aussi été constaté au paragraphe précédent.

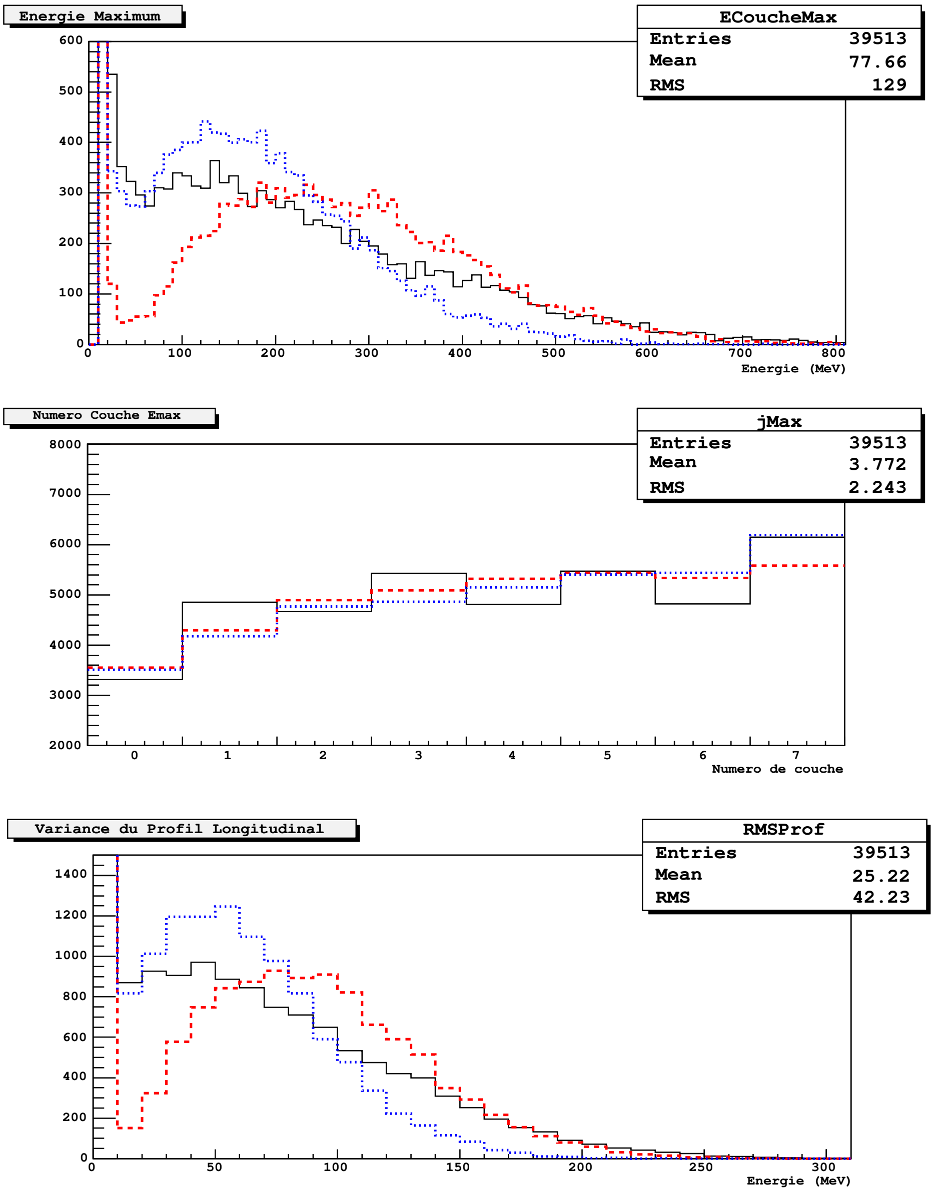

FIG. 16.12 – Protons à 1.7GeV. Dépôt maximum d'énergie, numéro de la couche correspondante et écart-type du profil longitudinal pour les données en trait continu, le modèle LHEP en trait interrompu et le modèle BERT en pointillés.

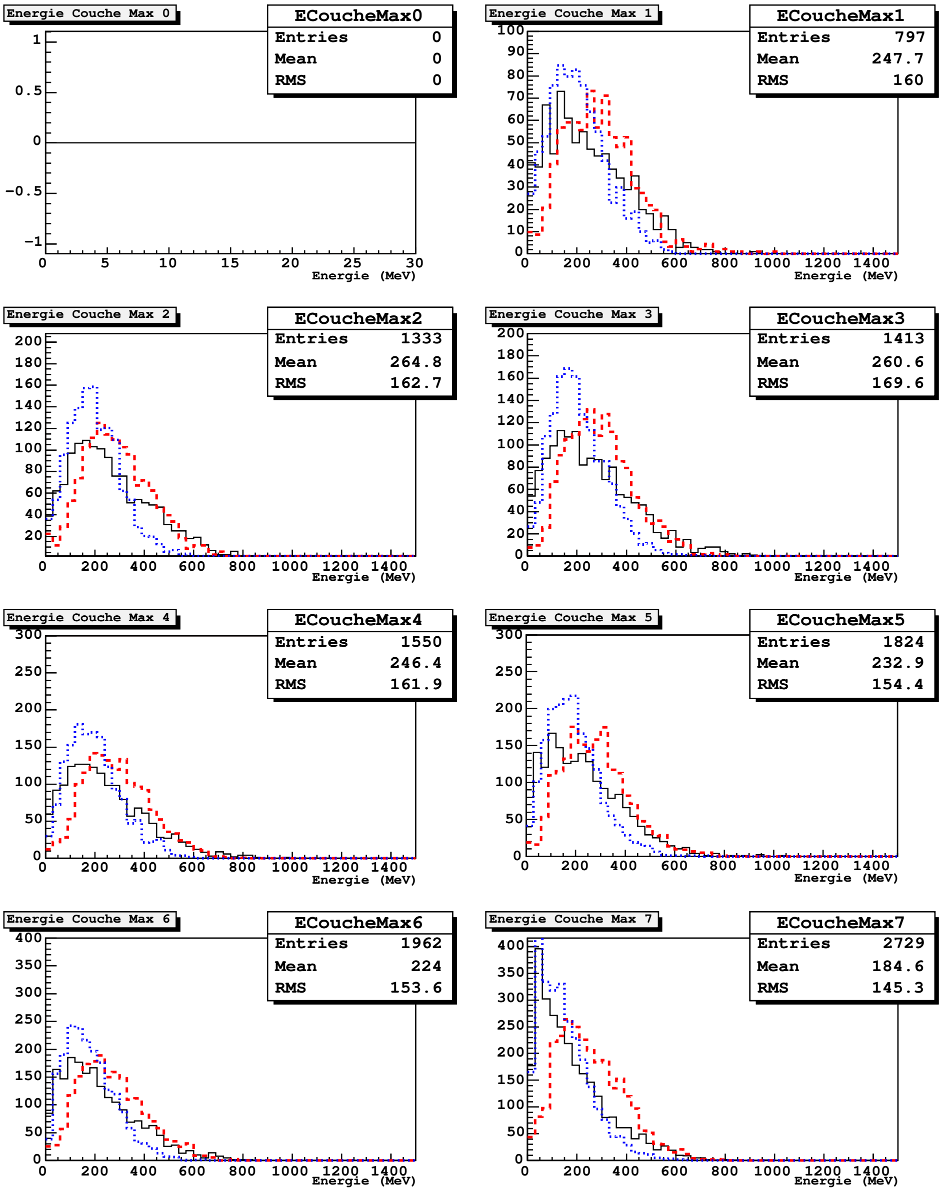

FIG. 16.13 – Protons à 1.7GeV. Dépôt d'énergie maximum par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés. Pour toutes les couches, la simulation LHEP présente un fort déficit d'évènement à basse énergie. La distribution particulière propre à la dernière couche n'est bien reproduite que par la simulation BERT.

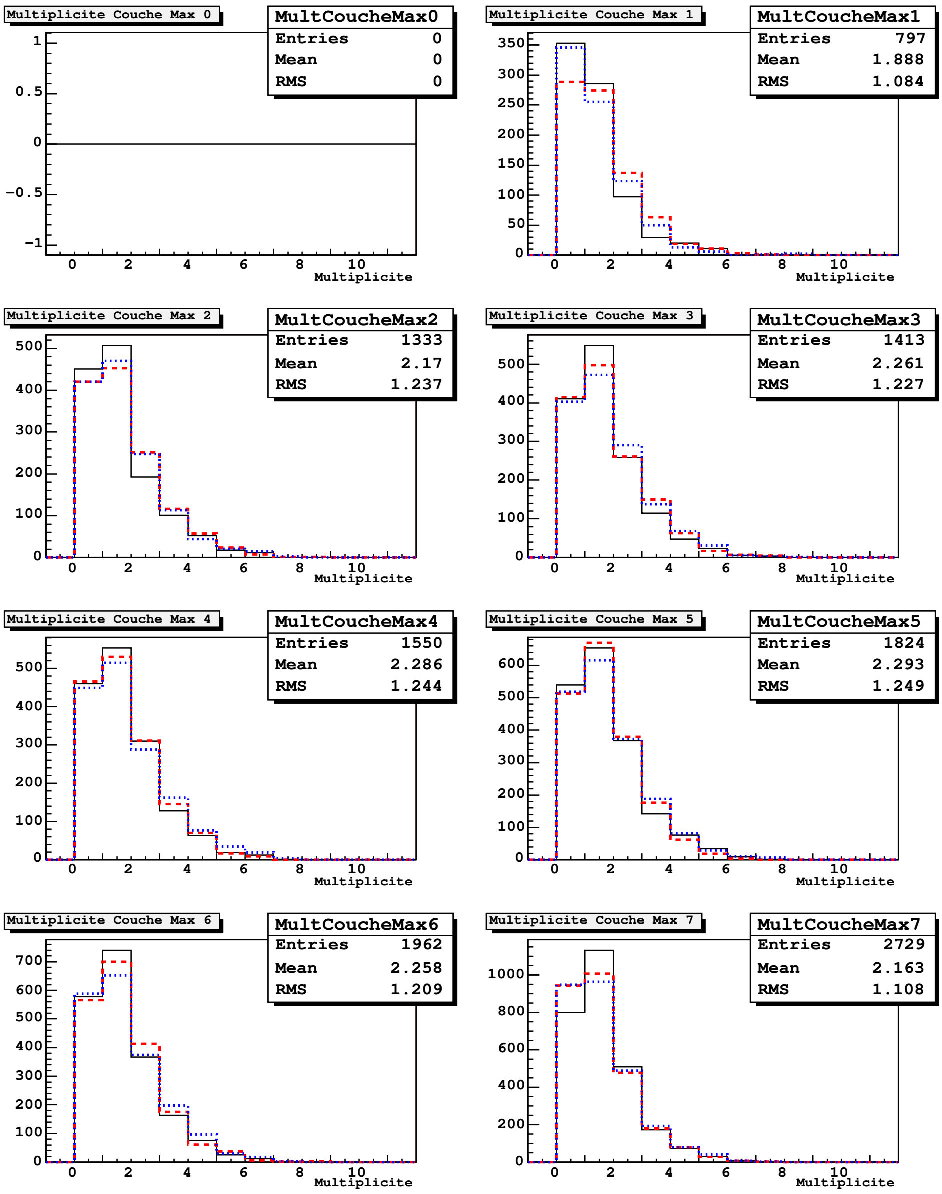

FIG. 16.14 – Protons à 1.7GeV. Multiplicité par couche correspondant au maximum d'énergie : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés. Ces distributions sont très bien reproduites par les deux simulations.

16.5 Simulations et résultats - deutons 3.4GeV

16.5.1 Simulation de deutons

Le code de simulation utilisé pour les comparaisons avec les deutons est le même que celui pour les protons puisque du point de vue de la géométrie et du profil faisceau les conditions sont identiques.

De plus, il est avéré que les codes de simulation de cascades hadroniques dont on dispose ne sont pas capables de simuler les réactions nucléaires provoquées par des deutons de quelques GeV. Les simulations sont donc réalisées avec des protons d'énergie cinétique $3.4GeV$. Dans ce domaine d'énergie, les caractéristiques des cascades hadroniques des protons et des deutons sont très semblables. Ce fait, bien qu'assez difficile à expliquer théoriquement, est observé dans les données expérimentales. En particulier, l'expérience menée au CERN et rapportée dans [87] et [54], montre que les distributions de multiplicité de neutrons produites par les réactions de spallation induites par différents hadrons (proton, anti-proton, pion, kaon, deuton) d'impulsions entre $1GeV/c$ et $5GeV/c$ sont très proches. Pour une même énergie cinétique, l'écart sur la moyenne des multiplicités de neutrons pour des deutons et des protons n'est que de 5%. D'un point de vue théorique, l'hypothèse proposée consiste à considérer qu'à ses énergies, la nature de la particule qui chauffe le noyau n'a que très peu d'influence sur sa dés-excitation.

Dans la suite on compare donc nos observables pour des données faisceau en deutons à $3.4GeV$ et des simulations en protons de $3.4GeV$. L'intérêt de forcer quand même la comparaison avec les deutons est d'avoir un point de contrôle à une énergie différente ($3.4GeV$ au lieu de $1.7GeV$) et donc d'infirmer ou de confirmer les problèmes décelés à $1.7GeV$.

16.5.2 Comparaisons données et simulation

Le principe adopté pour comparer données et simulation est le même que pour les protons de $1.7GeV$. Le tableau 16.2 présente les valeurs et les différences entre données deutons et simulations pour les deux premiers moments des distributions.

Dépôt d'énergie et multiplicité par couche pour les modèles LHEP et BERT

La figure 16.15 montre que les distributions de dépôt d'énergie simulées avec des protons de $3.4GeV$ sont en assez bon accord avec les données deutons, et ceci pour les deux simulations. Le premier canal, coupé à l'affichage, est reproduit à 5% prés et contient plus de 80% des évènements. Dans le détail cependant, on remarque un léger manque d'évènements dans les simulations pour les dépôts d'énergie par couche de l'ordre de $100MeV$. De plus, l'écart sur les premiers moments de ces distributions, présentées dans le tableau 16.2 , atteint tout de même 25%, et ceci parce que les distributions manquent aussi d'évènements à haute énergie. Pour les multiplicités par couche, figure 16.16, on constate dans la simulation, un léger déficit d'évènements pour lesquels il y a deux ou trois barreaux touchés par couche, mais avec peu de conséquences sur les valeurs moyennes et les écarts-types (tableau 16.2).

Moyennes des distributions pour les données et les modèles LHEP et BERT							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart-type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	45	1.3	273	10.0	32	4.0	39
LHEP	37	1.2	244	9.6	30	3.8	29
Δ_{LHEP}	-8	-0.1	-29	-0.4	-2	-0.2	-10
BERT	37	1.3	241	9.9	31	3.9	27
Δ_{BERT}	-9	-	-32	-0.1	-1	-0.1	-12
Ecarts-types des distributions pour les données et les modèles LHEP et BERT							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart-type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	109	0.9	328	4.1	59	2.2	68
LHEP	86	0.8	310	3.7	51	2.2	56
Δ_{LHEP}	-23	-0.1	-18	-0.4	-8	-	-12
BERT	82	0.9	306	4.2	54	2.2	51
Δ_{BERT}	-27	-	-22	0.1	-5	-	-17

TAB. 16.2 – Données GSI deutons à $3.4GeV$. Ecart entre les deux premiers moments des distributions réelles et simulées quantifiant les différences entre ces distributions : pour une variable X, $\Delta_{LHEP} = X_{LHEP} - X_{donnees}$ et $\Delta_{BERT} = X_{BERT} - X_{donnees}$

De manière générale, l'accord reste acceptable entre données et simulation, mais il est significativement moins bon que pour les protons de $1.7GeV$.

Dépôt d'énergie et multiplicité totale pour les modèles LHEP et BERT

Comme pour les protons à $1.7GeV$, les distributions simulées de dépôt total d'énergie de la figure 16.8 montrent un défaut d'évènements à basse énergie par rapport aux données. Le nombre d'évènements simulés dont le dépôt d'énergie totale est compris entre $130MeV$ et $400MeV$ est inférieur de 50% à celui mesuré dans les données. De plus, pour les canaux masqués à l'affichage et qui concernent la moitié de la totalité des évènements, l'écart entre données et simulations et aussi important puisque de l'ordre de 30%. Pour la multiplicité totale, les deux modèles donnent des résultats très proches qui montrent aussi un défaut d'évènements autour de 10 barreaux touchés. D'un point de vue plus global, l'écart entre les deux premiers moments de ces distributions n'est que de 10%, soit environ $30MeV$ pour le dépôt d'énergie. L'écart entre les deux modèles LHEP et BERT est moins important qu'à $1.7GeV$, cependant le modèle de Bertini reste un peu plus proche des données. Comme on pouvait s'y attendre, les simulations ne reproduisent qu'approximativement les réactions périphériques ($E_{Totale} \simeq 200MeV$ et $M_{Totale} \simeq 10$) à $3.4GeV$ comme à $1.7GeV$.

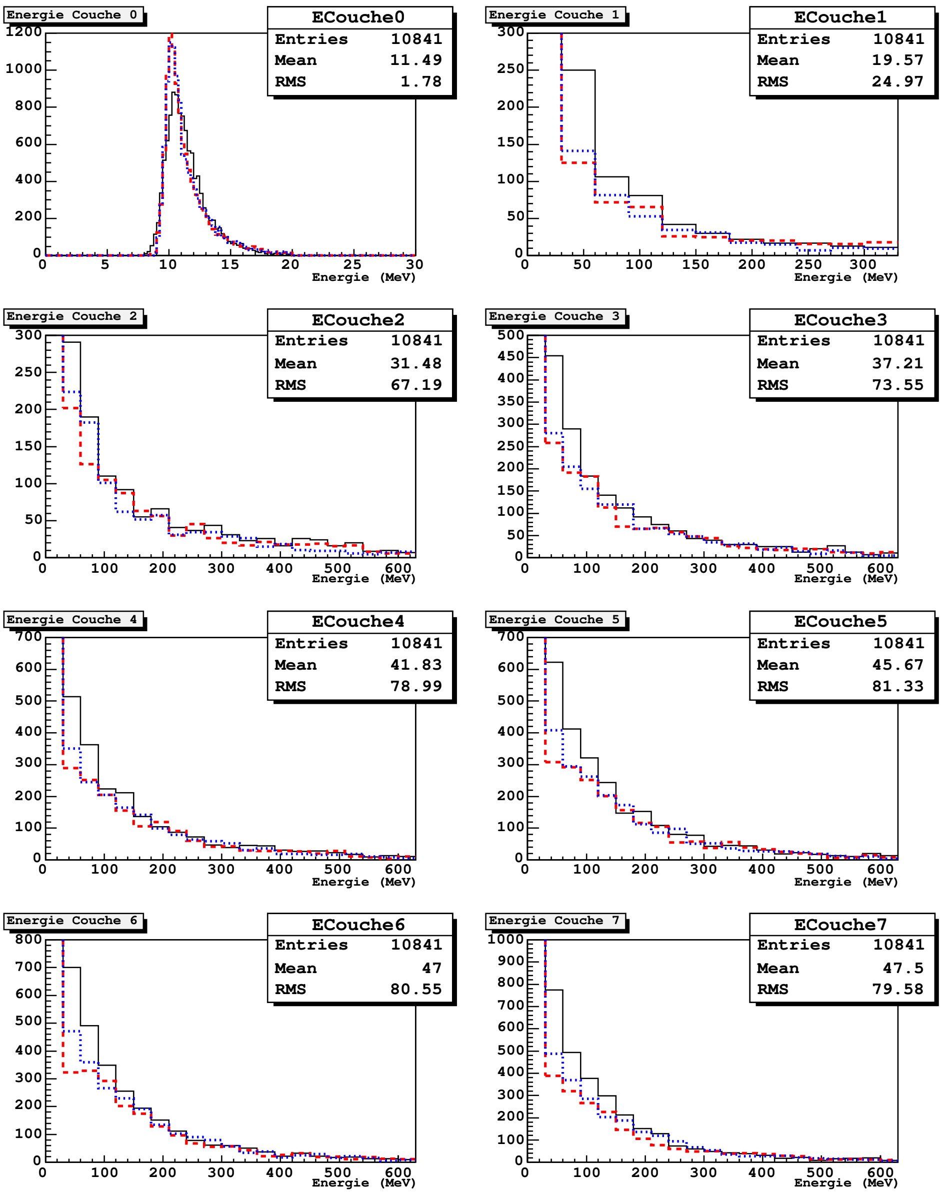

FIG. 16.15 – Deutons à 3.4GeV. Dépôt d'énergie par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés. L'accord est correct entre les données et les simulations LHEP et BERT, malgré un déficit d'évènements aux alentours de 100MeV d'énergie déposée.

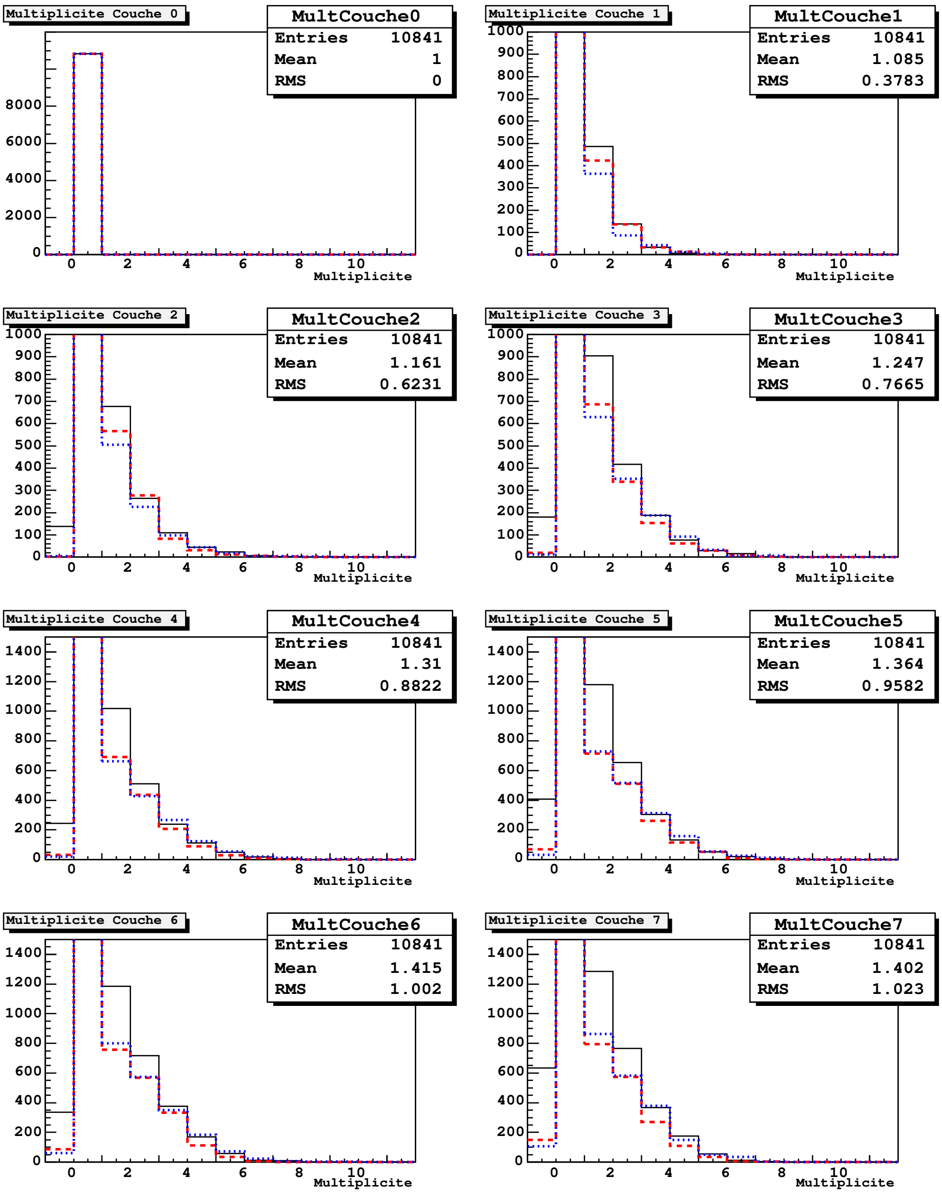

FIG. 16.16 – Deutons à 3.4GeV. Multiplicité par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés. L'accord est bon entre les données et les simulations LHEP et BERT.

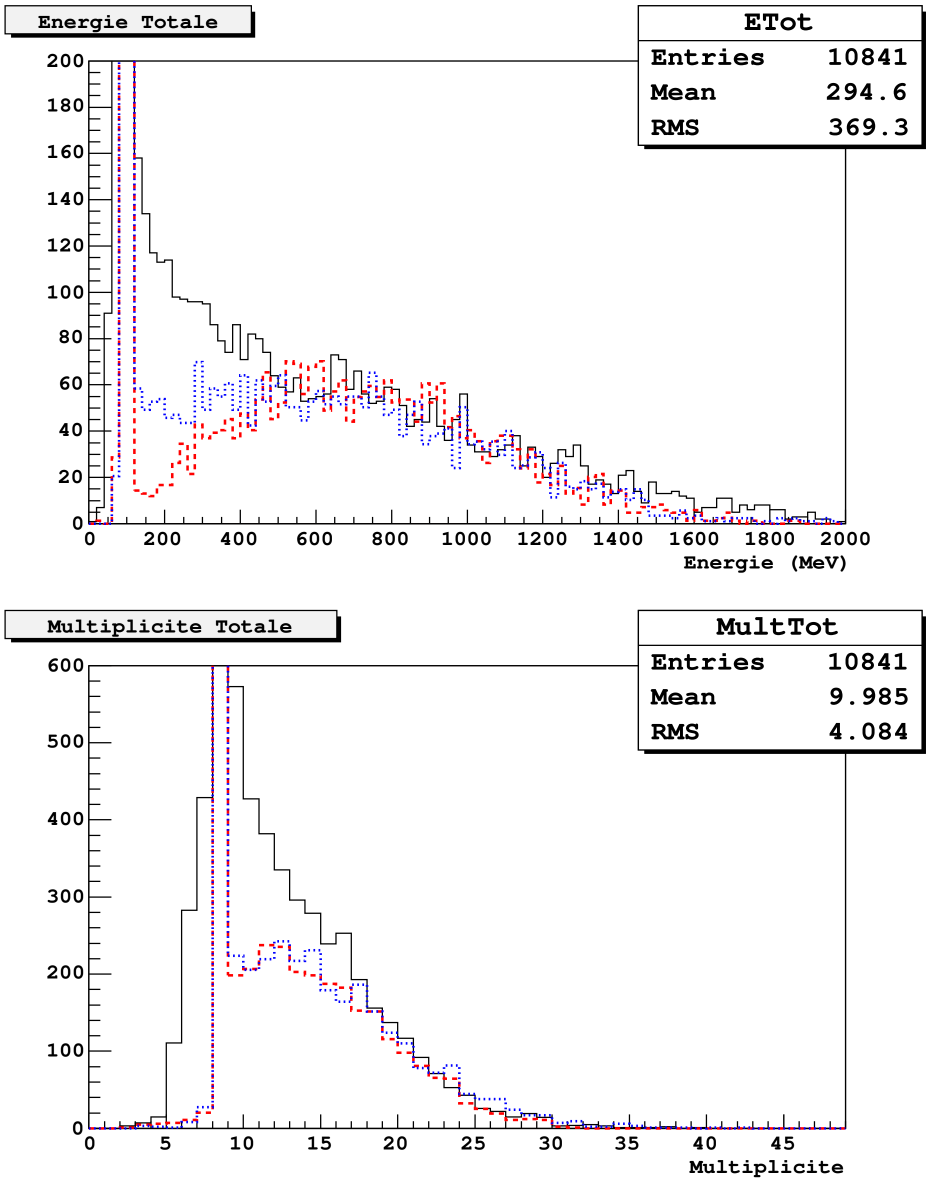

FIG. 16.17 – Dépôt d'énergie et multiplicité totale pour les données en trait continu, le modèle LHEP en trait interrompu et le modèle BERT en pointillés : données deutons à 3.4GeV et simulations protons à 3.4GeV.

Dépôt maximum d'énergie et numéro de la couche associée, écart-type du profil longitudinal pour les modèles LHEP et BERT

La figure 16.18 propose les comparaisons données et simulations pour la distribution de dépôt d'énergie maximum sur les 8 couches d'un profil longitudinal, l'indice de la couche correspondante, ainsi que la distribution de l'écart-type des profils. Comme le montre le tableaux 16.2, les premiers moments de ces distributions sont reproduits à 10% près par les simulations, mais plus encore qu'à $1.7GeV$, les distributions simulées de dépôt maximum d'énergie et d'écart-type de profil longitudinal montrent les mêmes défauts que la distribution d'énergie totale avec un manque conséquent d'évènements à faible et à très haute énergie. On remarque de nouveau que l'écart entre les deux modèles est moins fort à $3.4GeV$ qu'à $1.7GeV$, tout en laissant un léger avantage au modèle de Bertini.

Dépôt maximum d'énergie couche par couche et multiplicités associées pour les modèles LHEP et BERT

Comparons à présent les dépôts maximum d'énergie couche par couche et les multiplicités associées, voir les figures 16.19 et 16.20 sur lesquelles les données apparaissent en trait continu, la simulation LHEP en trait interrompu et la simulation Bertini en pointillés. Les distributions de dépôt maximum d'énergie semblent ici moins bien reproduites par la simulation qu'elle ne le sont à $1.7GeV$, particulièrement pour le modèle de Bertini. De plus, les multiplicités par couche sont très différentes entre données et simulation : ces multiplicités sont piquées à deux barreaux touchés dans les données alors qu'elles sont piquées à un seul barreau touché dans les simulations. Rappelons nous tout d'abord que le dépôt maximum d'énergie correspond dans la majorité des cas au lieu de la réaction nucléaire, et ensuite que dans les données les particules sont des deutons alors que ce ne sont que des protons dans les simulations. On en conclut que très probablement ces figures montrent la limite des comparaisons possibles entre les cascades hadroniques des deutons et des protons pour nos observables particulières.

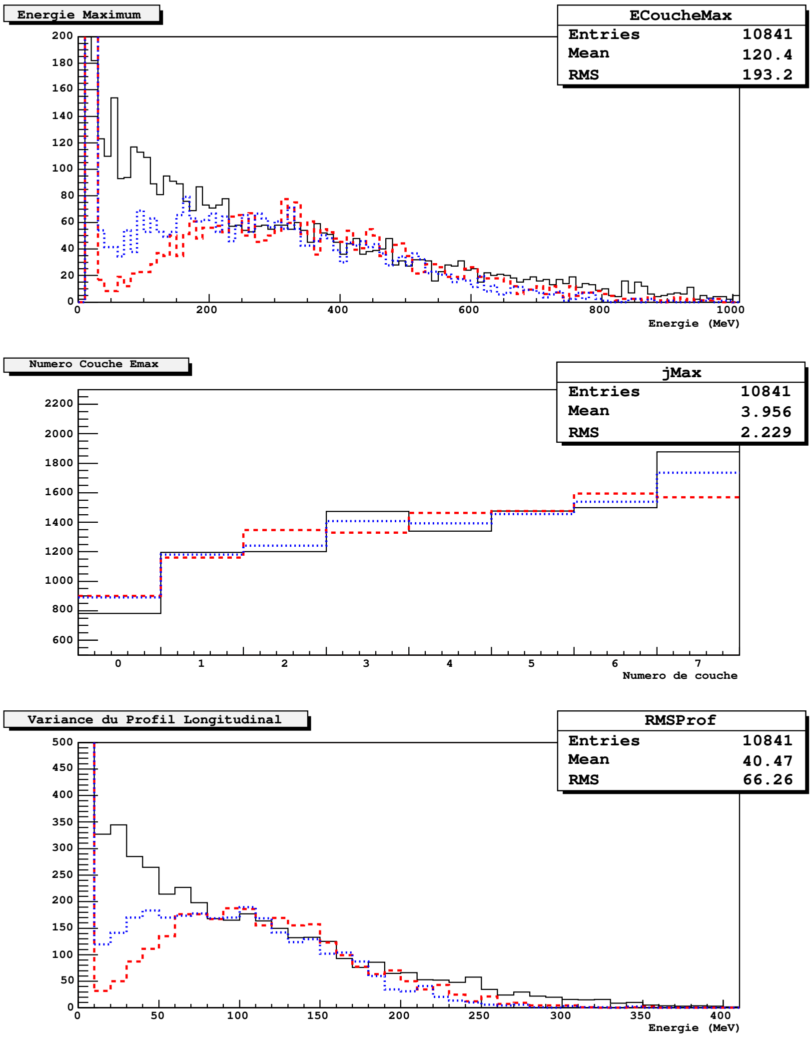

FIG. 16.18 – Energie maximum, numéro de la couche correspondante et écart-type du profil longitudinal pour les données en trait continu, le modèle LHEP en trait interrompu et le modèle BERT en pointillés : données deutons à 3.4GeV et simulations protons à 3.4GeV.

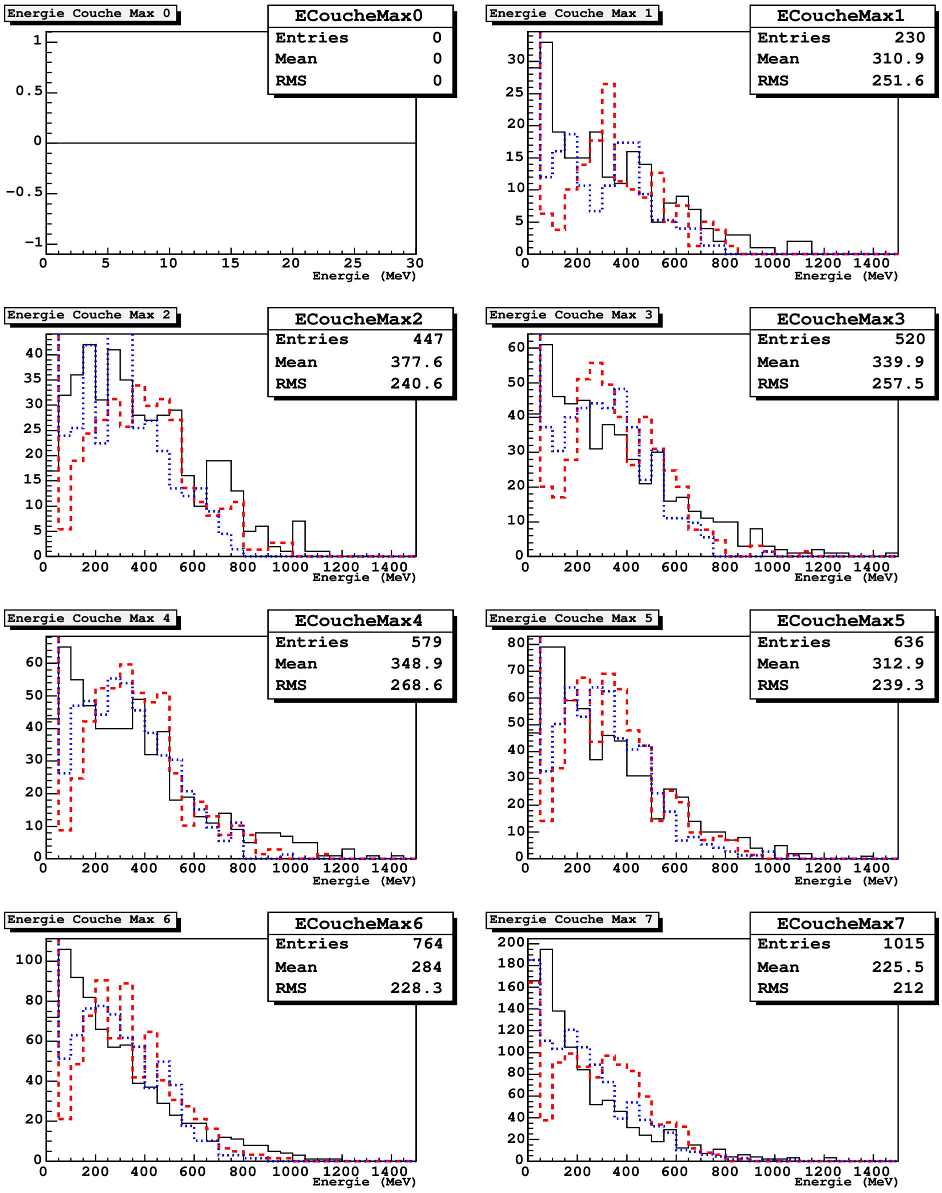

FIG. 16.19 – Deutons à 3.4GeV. Dépôt d'énergie maximum par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés.

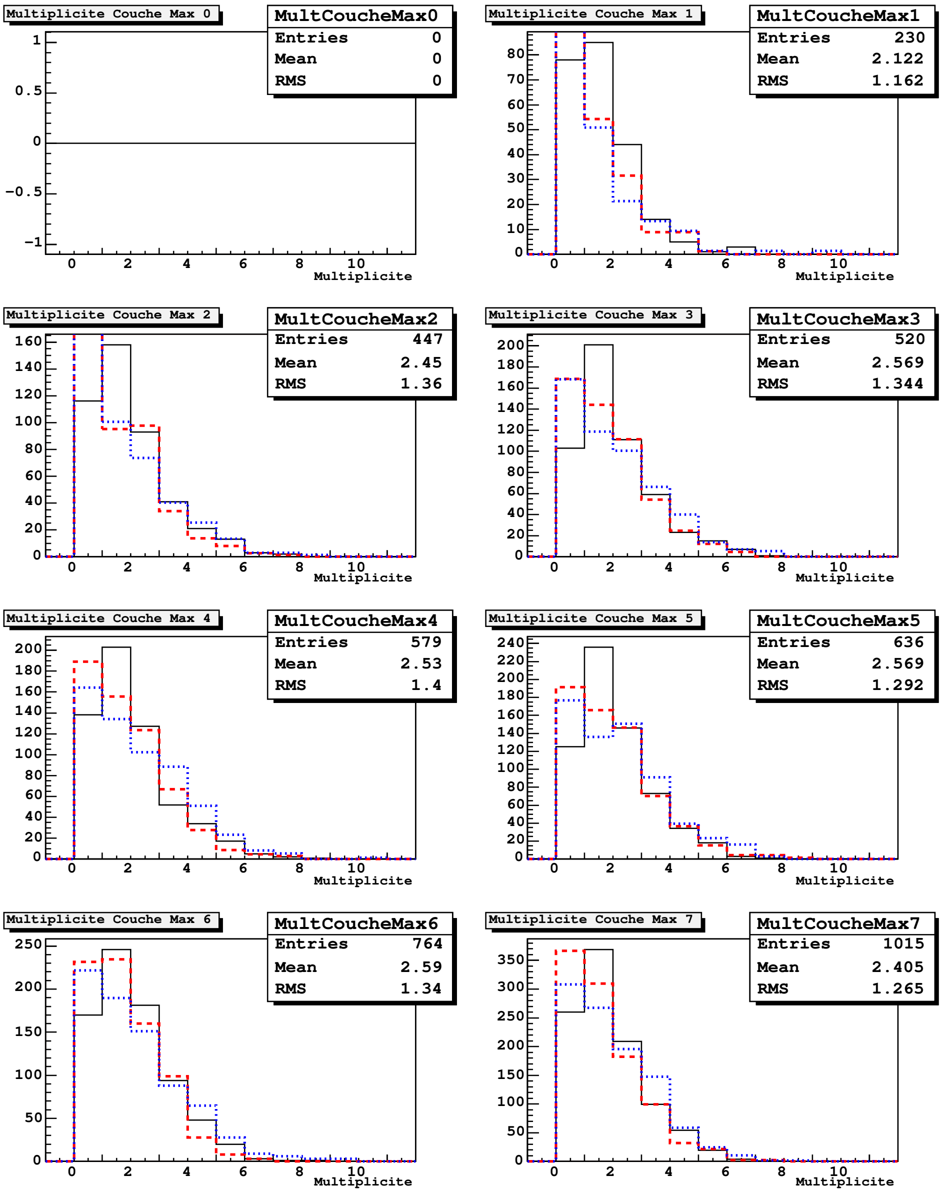

FIG. 16.20 – Deutons à 3.4GeV. Multiplicité par couche correspondant au maximum d'énergie : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation BERT en pointillés.

16.6 Conclusions sur le test des simulations à basse énergie

Les comparaisons données et simulations pour les protons de $1.7GeV$ et pour les deutons de $3.4GeV$ ont révélé un bon accord pour les distributions de dépôt d'énergie et de multiplicité par couche pour les modèles LHEP et BERT. Des différences sont en revanche apparues pour les distributions de dépôt total d'énergie et de multiplicité totale : les simulations LHEP et BERT présentent un déficit du nombre d'évènements autour de $200MeV$, et pour des multiplicités de 9 et 10 barreaux. Les distributions issues du modèle de Bertini sont en meilleur accord avec les données, mais les différences restent conséquentes. Le modèle de cascade binaire (BIC) présente un comportement en désaccord avec les données, associant des dépôts d'énergie plus faibles et des multiplicités plus grandes, ce qui le rend inadapté à nos besoins. L'étude plus poussée des distributions de dépôt maximum d'énergie et de l'écart-type des profils longitudinaux confirme que le modèle de Bertini propose des résultats plus proche des données que le modèle LHEP.

Pour les protons de 1.7GeV, les comparaisons des distributions de dépôt maximum d'énergie couche par couche et des multiplicités associées montrent de même que le modèle de Bertini reproduit bien la topologie des réactions nucléaires, propagation et émission vers l'arrière. Les mêmes comparaisons à 3.4GeV montrent les limites de la comparaison des cascades hadroniques des protons et des deutons, les distributions de multiplicité par couche pour les dépôts maximum d'énergie étant piquées à deux barreaux pour les données deuton et à un barreau pour les simulations proton.

A la lumière de cette étude, il apparaît tout d'abord que les divers modèles de simulation de cascade hadronique à quelques GeV d'énergie cinétique ne donnent pas de très bon résultats dans le traitement des réactions nucléaires périphériques qui présentent de faible dépôt total d'énergie et des multiplicités totales proches de 8 barreaux. Parmi les modèles testés, le modèle de Bertini donne les résultats les plus proches des données pour les observables qui nous intéressent, bien que les écarts constatés pour le dépôt total d'énergie dans le calorimètre atteignent environ 20%. Le modèle de Bertini devrait donc être préférentiellement utilisé pour générer les données Monte-Carlo dédiées à l'étude des algorithmes de suppression des cascades hadroniques en dessous de $10GeV$.

17 Faisceau-test GLAST au CERN en 2003

Le faisceau-test GLAST au CERN a duré 3 semaines, dont 10 jours plein de faisceau, en août 2003 et a rassemblé le groupe astroparticules du CENBG, des collaborateurs du DAPNIA, M. Prest et E. Vallaza collaborateurs italiens qui ont fourni le trajectographe et le système d'acquisition, un groupe de chercheurs suédois de la Stockholms Universitet, ainsi que R. Terrier de l'APC. L'objectif principal du faisceau-test était la mesure des cascades électromagnétiques à haute énergie afin de valider la simulation Monte-Carlo. Comme les données contiennent aussi une certaine proportion de hadrons, elles sont ici analysées avec pour objectif l'étude des cascades hadroniques.

17.1 Description de l'expérience

17.1.1 Le dispositif expérimental

L'expérience a été installée sur la ligne H6 du SPS et le dispositif expérimental était composé selon le schéma 17.1 :

- Détecteurs scintillateurs plastiques (P1 et P2) : S1 mesure $4cm \times 4cm$, et S2 devrait mesurer $2cm \times 2cm$ mais mesure plutôt $2cm \times 2.5cm$ si l'on en croit le trajectographe (Figure 17.3). S1 et S2 sont utilisés en coïncidence pour assurer le déclenchement de l'acquisition uniquement sur les particules du faisceau.
- Trajectographe (T1 et T2) : le trajectographe, apporté par des collaborateurs italiens [90], est constitué de 2 modules contenant chacun 2 couches croisées (XY) de silicium d'épaisseur $410\mu m$, formant un carré de $9.5 \times 9.5\ cm^2$.
- Plaques de plomb : la possibilité de disposer des plaques de plomb d'épaisseur connue a permis d'une part de faire varier la zone d'échantillonage longitudinal des cascades électromagnétiques, et d'autre part, de se rapprocher du cas de LAT en simulant la présence de matière supplémentaire en amont du calorimètre, soit l'équivalent des 1.4 longueurs de radiation du trajectographe.
- Calorimètre (C1 et C2) : le calorimètre se compose de deux modules. C1 est formé de 8 couches de 6 CDE horizontaux. C2 est formé de 3 couches de 5 barreaux de CsI(Tl) fournis par le NRL[1], plus petits et ne disposant que d'une photodiode à chaque extrémité. Le calorimètre est placé sur un plateau rotatif, lui même posé sur une table mobile autorisant des translations verticales et horizontales dans le plan transverse à l'axe du faisceau. Dans la suite, on ne s'intéresse qu'au calorimètre principal C1.

Pour résumer simplement le principe de l'expérience, une particule du faisceau traverse d'abord les deux scintillateurs plastiques qui déclenchent l'acquisition, puis le trajectographe en silicium qui repère précisément sa position. Elle traverse ensuite une plaque de plomb qui permet simplement d'augmenter la quantité de matière traversée et arrive enfin dans le calorimètre où, selon sa nature, elle dépose de l'énergie par ionisation, génère une cascade électromagnétique ou une cascade hadronique.

[1]Naval Research Laboratory

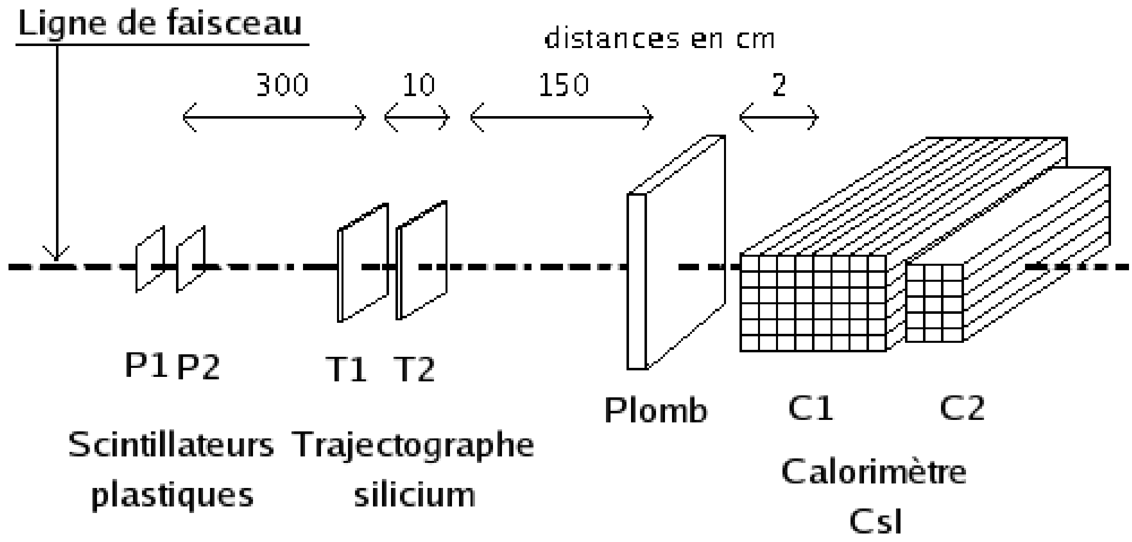

FIG. 17.1 – Mise en place des éléments principaux du dispositif expérimental sur la ligne de faisceau.

17.1.2 Les faisceaux

La campagne de faisceau-test nous a permis de disposer de 10 jours plein de faisceau, quasiment sans interruption, sur la ligne H6 du SPS qui fournit un faisceau primaire de protons à $450GeV/c$ et à partir duquel nous avons obtenu des faisceaux d'électrons, de positrons ou de muons de moment allant de $10GeV/c$ à $150GeV/c$. Les faisceaux que l'on utilisera par la suite pour cette analyse sont listés dans le tableau 17.1.

Impulsion	Particules
$10GeV/c$	e^-
$20GeV/c$	e^-
$20GeV/c$	μ^-

TAB. 17.1 – Faisceaux utilisés dans cette analyse pour l'étude des cascades hadroniques.

Les faisceaux à 150, 120, 80 et $50GeV/c$ sont des faisceaux secondaires, et qui sont donc quasiment purs dans le sens où la proportion de hadrons par rapport aux positrons est de l'ordre de 2%. Les coupures permettant de séparer hadrons et positrons n'étant pas parfaites, il est très difficile d'extraire des données sur les cascades hadroniques avec suffisamment de statistique pour ces énergies par rapport à la quantité de données acquises. En revanche, les faisceaux d'électrons à $10GeV/c$ et $20GeV/c$ sont des faisceaux tertiaires fortement dégradés et contenant en des proportions approximativement équivalentes des électrons, des muons et des hadrons.

De plus, ces impulsions sont les plus proches de celles du rayonnement cosmique et sont donc les plus pertinentes pour l'étude proposée. On remarque aussi le faisceau de muons à $20GeV/c$, utile pour l'étalonnage en énergie des détecteurs et les tests de localisation.

17.1.3 Schéma de l'électronique et déclenchement

Le schéma 17.2 présente l'électronique du système d'acquisition utilisé lors des phases sous faisceau de l'expérience. Le déclenchement est assuré par les coïncidences entre les deux scintillateurs plastiques associés chacun à un tube photomultiplicateur et à un discriminateur. Pour les phases de vérification, réalisées avec un générateur d'impulsions, on peut aussi déclencher l'acquisition directement sur certaines voies du calorimètre.

En fonction de l'énergie du faisceau, on utilise ou non des atténuateurs pour éviter la saturation des codeurs. Les amplificateurs des voies CsI sont interchangeables pour les grandes diodes : pour les prises de données en muons on utilise des amplificateurs de gain dit $\times 1$, et pour les prises de données faisceau, des amplificateurs de gain dit $\times 1/20$. Le codage des $192 + 30$ voies du calorimètre est assuré par 7 modules VME CAEN V785, disposant chacun de 32 voies et capable de coder 4000mV sur 12 bits.

Des échelles permettent de contrôler le taux de déclenchement des scintillateurs et le taux réel d'acquisition que l'on maintient aux alentours de quelques centaines de Hertz afin de limiter les problèmes éventuels d'empilement ou de temps mort trop important.

17.2 Analyse des données, extraction des observables

17.2.1 Etalonnage des détecteurs

Trajectographe

Le trajectographe a été aligné au millimètre avec la ligne du faisceau, les scintillateurs plastiques, et le centre du troisième barreau de la première couche du calorimètre. Rappelons ici que le calorimètre est le seul élément mobile, ainsi, après alignement, le faisceau frappe toujours le centre du trajectographe. Le trajectographe dispose de deux caractéristiques particulières. D'une part, la suppression des zéros en ligne avant acquisition, ce qui permet de réduire grandement la quantité de données en n'enregistrant que les bandes de silicium dont le signal analogique dépasse un seuil donné. D'autre part, entre les bandes de silicium principales sont disposées des bandes de silicium secondaires, appelées *floating strip*, qui ne sont pas connectées à l'ASIC et qui améliore la sensibilité du détecteur sans augmenter le nombre de voies d'acquisition [64].

La réduction des données du trajectographe est entièrement réalisé par un programme fourni par nos collaborateurs italiens ([90], [11]). Elle se déroule selon trois étapes :

- soustraction des piédestaux, déterminés à l'aide de sessions dédiées durant lesquelles l'acquisition du trajectographe est forcée à vide, indépendemment

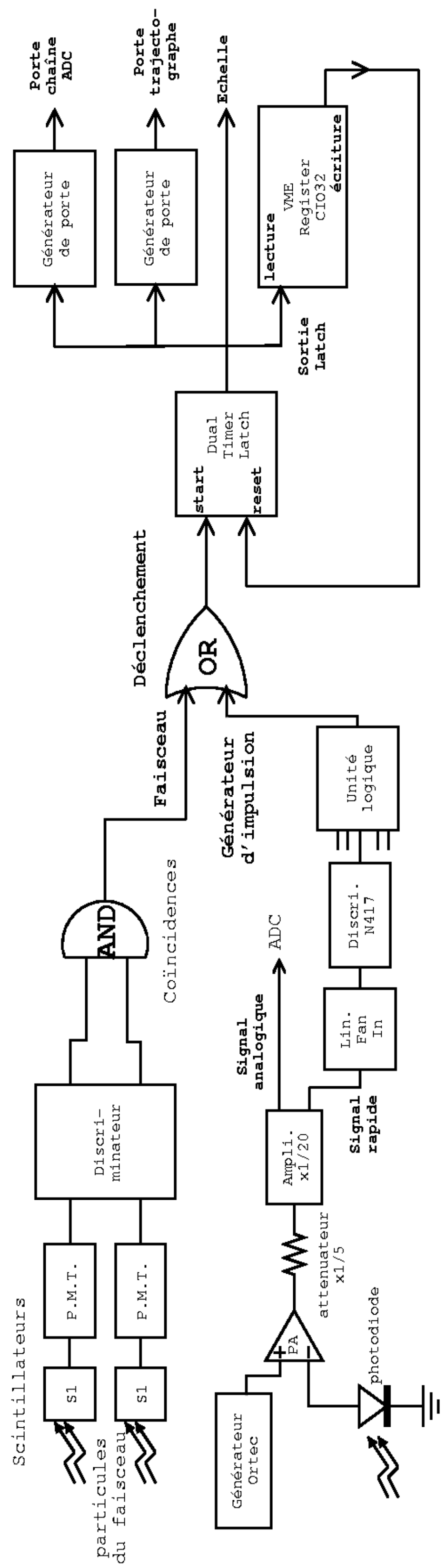

FIG. 17.2 – Schéma de l'électronique d'acquisition

d'évènement physique.

- soustraction du mode commun, qui correspond à la valeur moyenne du nombre de pas codeur lus pour toutes les bandes de silicium, pour chaque ASIC.
- reconstruction de la position du point de passage de la particule dans chacune des deux couches XY du trajectographe en utilisant l'information analogique complète sur les bandes de silicium touchées.

La résolution en position par rapport au centre du trajectographe est donnée comme étant de l'ordre de $40\mu m$ en utilisant l'information analogique. En fait, chacune des couches XY est constituée de 384 bandes de silicium pour couvrir 95mm, ce qui donne une distance inter-bande $d = 242\mu m$. Si l'on ne considère que l'information logique (bande de silicium touchée ou non), on peut facilement calculer quelle est, dans ce cas, la résolution théorique du détecteur. En effet, la résolution du détecteur est minimum lorsqu'une particule passe exactement entre 2 bandes de silicium juxtaposées. La distribution de bandes de silicium touchées est alors simplement une fonction carrée constante pour les deux bandes touchées et nulle ailleurs. La résolution en position est déterminée par l'écart-type de cette distribution, et se calcule donc comme suit :

où • d est la distance inter-bande (*pitch*)
• nd est la position du centre de la n-ième bande
• $(n+1)d$ est la position du centre de la (n+1)-ième bande
• $u = x - (n+1/2)d$: premier changement de variable
• $v = u/d$: deuxième changement de variable
• σ est la résolution recherchée.

$$\sigma^2 = \int_{-\inf}^{+\inf} (x - < x >)^2 f(x) dx = \int_{nd}^{(n+1)d} (x - < x >)^2 \frac{dx}{d}$$

$$\sigma^2 = \int_{nd}^{(n+1)d} (x - (n+1/2)d)^2 \frac{dx}{d} = \int_{-d/2}^{d/2} u^2 \frac{du}{d} = \int_{-1/2}^{1/2} d^2 v^2 dv = \frac{d^2}{12}$$

$$\sigma = \frac{d}{\sqrt{12}} = \frac{242\mu m}{\sqrt{12}} \simeq 67\mu m$$

La résolution théorique en position uniquement acquise par l'information logique est donc de l'ordre de $67\mu m$. Compte tenu des 10cm séparant T1 et T2, et des 150cm séparant le trajectographe du calorimètre, on en déduit que la résolution en position à l'entrée du calorimètre est inférieure au millimètre, ce qui est largement suffisant pour opérer une sélection sur les particules qui entrent dans le calorimètre par un barreau précis, ou pour couper les évènements pour lesquels la particule passe entre les barreaux. Par exemple, on peut avoir très simplement un profil du faisceau dans chacune des couches du trajectographe, comme le montre la figure 17.3.

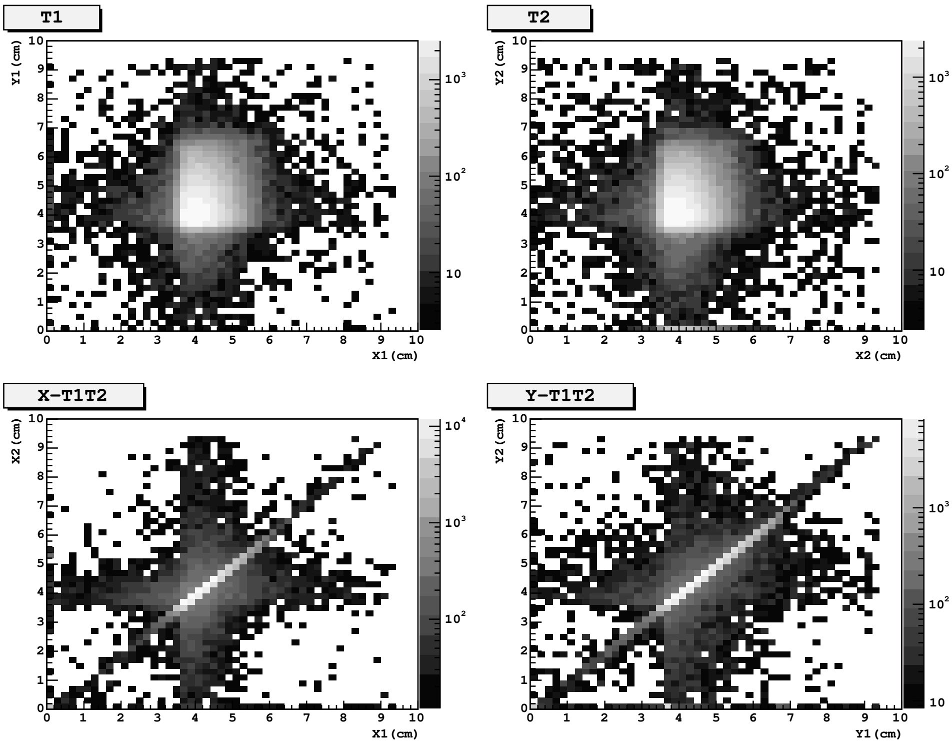

FIG. 17.3 – Profil du faisceau à 20GeV/c dans chacune des 2 couches du trajectographe en silicium : en haut à gauche, X vs Y pour T1, en haut à droite, X vs Y pour T2. Les deux graphes, en bas à gauche, X de T1 vs X de T2, en bas à droite Y de T1 vs Y de T2, permettent de vérifier les corrélations des positions données par T1 et T2. Les évènements situés sur la diagonale présentent une bonne corrélation.

Calorimètre CsI

La photographie 17.4 permet de mieux appréhender la géométrie du calorimètre. L'étalonnage en énergie du calorimètre CsI a été réalisé par B. Lott, puis contrôlé et en partie amélioré par S. Svensson lors de son stage de fin d'étude. L'étalonnage est obtenu en utilisant un faisceau de muons mono-cinétiques à $20GeV/c$ pour lesquels le dépôt d'énergie par ionisation dans le CsI est très bien connu. L'équation (17.1) de l'étalonnage en énergie s'écrit comme suit :

$$E_i = (C_i - C_{i_0} + b_i \times e^{-(C_i - C_{i_0})a_i}) \times \alpha_i \times att_i \times gain_i \times gdpd_i \qquad (17.1)$$

où • E_i est l'énergie mesurée en MeV
• C_i est le nombre de pas codeur lu par l'ADC pour la voie i
• C_{i_0} est le piédestal en pas codeur pour la voie i
• a_i, b_i sont des coefficients qui permettent de prendre en compte les non-linéarités

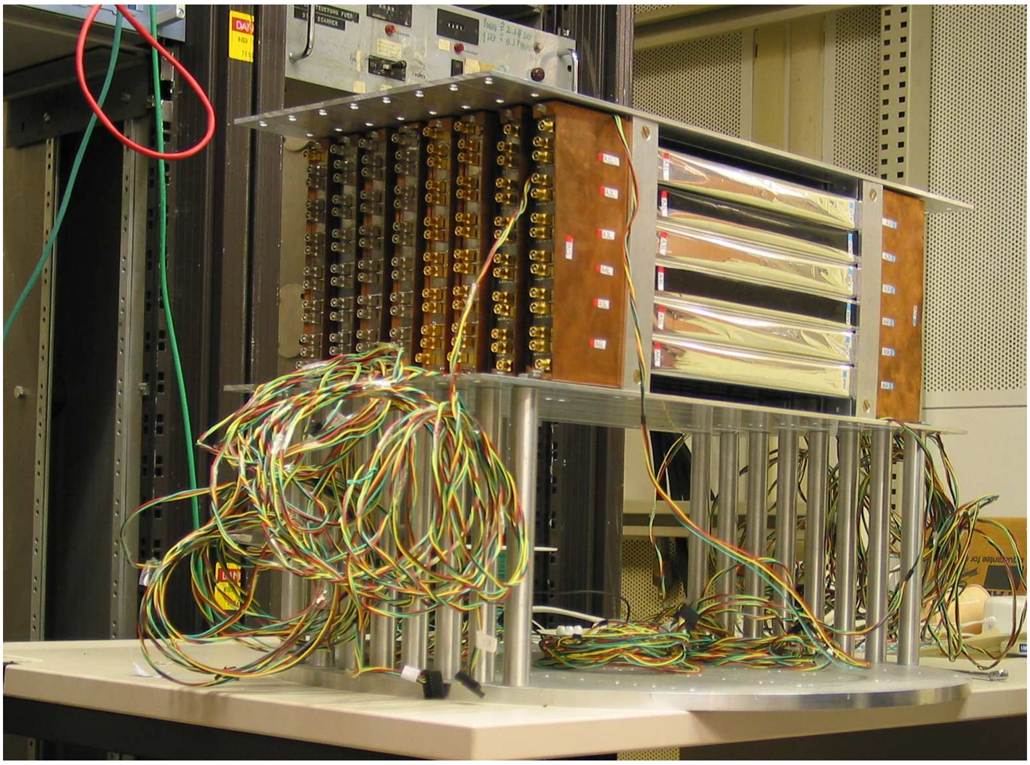

FIG. 17.4 – Les 8 couches de 6 barreaux horizontaux de CsI du calorimètre.

des codeurs à bas canaux.

• α_i est le coefficient d'étalonnage en énergie pour la voie i, directement issu des données obtenues en muons. Pour chaque grande diode, on ajuste le spectre de dépôt d'énergie des muons sur le même spectre simulé pour obtenir le coefficient de conversion des pas codeurs en MeV.

• $gain_i$ est le coefficient d'inter-étalonnage de l'amplificateur à fort gain utilisé pour le faisceau de muons et de l'amplificateur à gain faible utilisé pour les hadrons sur la voie i.

• att_i est le coefficient de l'atténuateur ajouté sur la voie i lors des faisceaux à plus de $50GeV/c$.

• $gdpd_i$ est le coefficient d'inter-étalonnage des petites diodes sur les grandes diodes pour la voie i.

Cette équation d'étalonnage un peu complexe permet de prendre en compte des non-linéarités observées parfois à bas canaux entre les diodes de chaque extrémité d'un même barreau de CsI, comme le montre la figure 17.5. Avec cette correction, l'étalonnage se fait comme suit : pour chaque grande diode, on ajuste le spectre de dépôt d'énergie des muons sur le même spectre simulé, puis on inter-étalonne les amplificateurs hadrons et muons grâce à un générateur d'impulsions, les petites diodes sur les grandes diodes grâce aux données faisceau et on prend finalement en compte le gain des atténuateurs lorsqu'ils sont présents. D'une manière générale, l'étalonnage ainsi obtenu donne des coefficients de conversion de l'ordre de $1MeV$ par pas

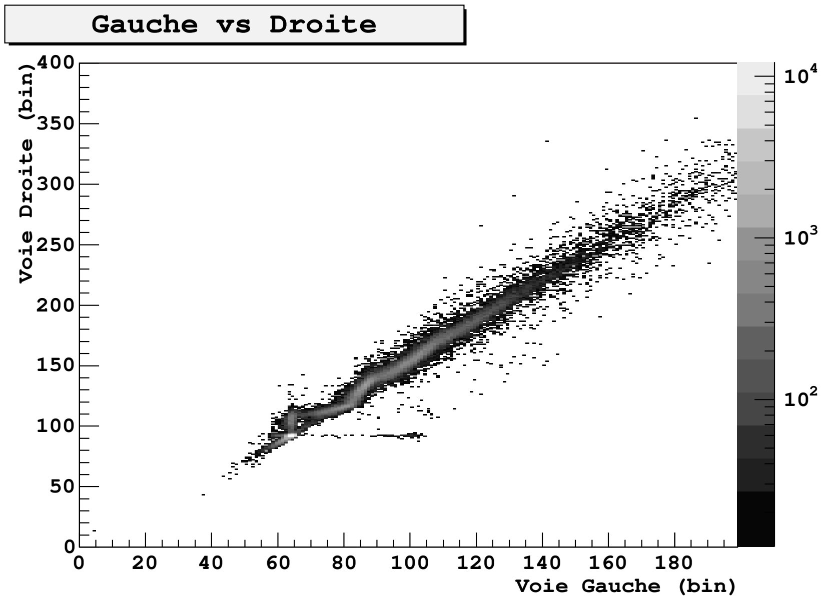

FIG. 17.5 – Diode droite en fonction de diode gauche d'un même barreau pour lequel on observe de fortes non-linéarités.

codeur pour les grandes diodes et de $7MeV$ par pas codeur pour les petites diodes. La précision de l'étalonnage est de l'ordre de 3%, incertitude que l'on conserve au final sur le dépôt d'énergie par barreau si l'on utilise les grandes diodes jusqu'à environ 2GeV et les petites diodes au-dessus pour éviter tout problème supplémentaire de saturation et de non-linéarité .

17.2.2 Sélection des cascades hadroniques

Sélection en position

Le faisceau est relativement large, et le déclenchement est assuré par les coïncidences entre les deux détecteurs scintillateurs plastiques dont le plus petit mesure environ $\sim 2cm \times 2.5cm$ selon la figure 17.3. Les CDE du calorimètre ne sont pas parfaitement jointifs, que ce soit sur une même couche ou même d'une couche à l'autre. Plus précisément, sur une même couche, l'interstice vertical entre les barreaux mesure environ $1.5mm$. Toutes les particules du faisceau qui passent par un interstice au lieu de traverser un barreau seront forcément mal mesurées, et les effets attendus sont difficilement reproductibles par la simulation, notamment d'un point de vue statistique. La meilleure solution consiste donc à couper ces évènements lors de l'analyse en utilisant les informations du trajectographe.

A $20GeV/c$ par exemple, on utilise une prise de données en muons, centré sur le troisième barreau du calorimètre et on trace l'énergie vue par les barreaux 3 et 4 (barreaux centraux), en fonction de la position donnée par le trajectographe. Le premier graphe de la figure 17.6 permet de repérer la position verticale du barreau 3 dans la première couche du trajectographe : les muons déposent environ $12MeV$ dans le barreau et on voit donc une forte accumulation de coups autour de cette énergie entre deux valeurs distinctes de position ($4cm - 4.6cm$) dans le trajectographe, qui correspondent aux bords du barreau. En utilisant, les combinaisons associées, les barreaux centraux sont repérés verticalement. Horizontalement, on visualise l'intersection du barreau, du deuxième scintillateur et de la largeur du faisceau, ce qui permet de couper les queues du profil faisceau.

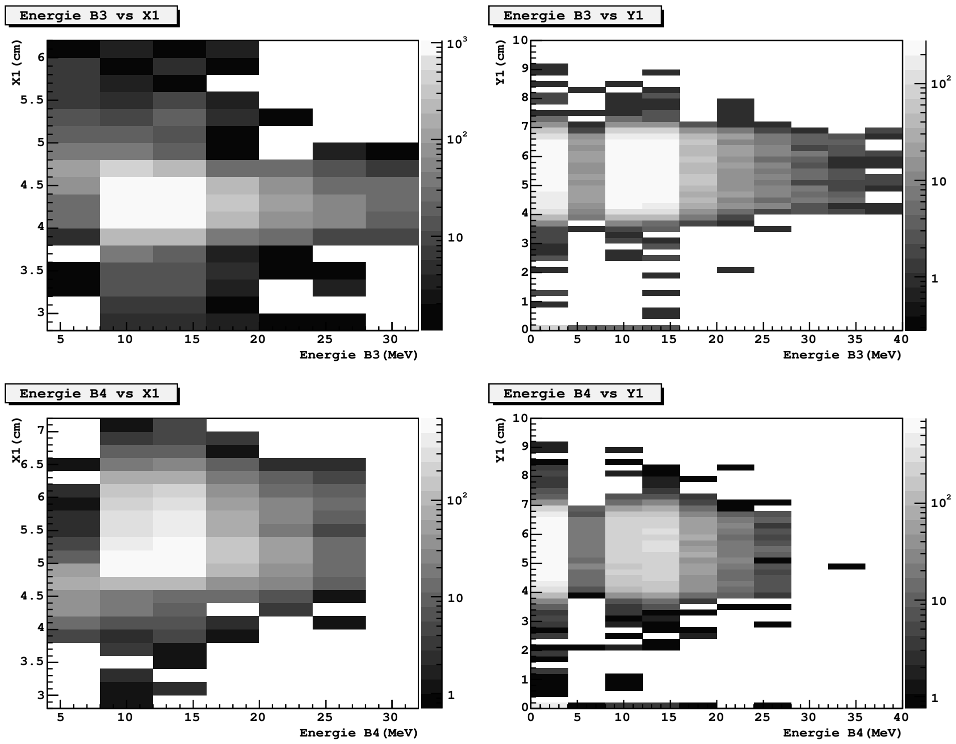

FIG. 17.6 – Energie dans les barreaux centraux 3 et 4 en fonction de la position donnée par le premier module du trajectographe, T1. Pour le barreau 3, le pic muon à 12MeV est situé entre $4cm - 4.6cm$ selon X1 et entre $4cm - 7cm$ selon Y1. Pour le barreau 4, le pic muon à 12MeV est situé entre $4.8cm - 5.4cm$ selon X1 et entre $4cm - 7cm$ selon Y1.

On sélectionne donc finalement uniquement les particules qui touchent franchement l'un ou l'autre des deux barreaux centraux de la première couche. A $20GeV/c$, on dispose d'une forte statistique ce qui permet de ne conserver que les particules traversant le troisième barreau, dans le but d'autoriser éventuellement des comparaisons barreau par barreau avec la simulation.

Coupure des particules uniquement ionisantes

La composition exacte du faisceau n'est pas connue, on peut néanmoins supposer que pour un faisceau tertiaire d'électrons, on a aussi des muons, des pions et pourquoi pas des anti-protons. Or, lorsqu'elles ne font pas de réactions nucléaires, ces particules sont indiscernables par le calorimètre. Puisqu'on ne peut raisonnablement espérer simuler correctement des compositions exotiques de faisceau, il est préférable de supprimer les évènements correspondants aux particules uniquement ionisantes lors de l'analyse.

Une coupure simple et efficace consiste à considérer l'énergie totale déposée dans le calorimètre. En effet, le calorimètre est composé de 8 couches, et pour les particules qui nous intéressent, le dépôt d'énergie au minimum d'ionisation dans un barreau est de l'ordre de $12MeV$. Un MIP doit donc laisser près de $96MeV$ au total dans le calorimètre. Sur les prises de données en muons, utilisées pour l'étalonnage, les grandes diodes voient le pic correspondant au dépôt d'énergie des MIP. Ces prises de données permettent d'une part, d'ajuster au mieux le seuil sur l'énergie totale puisque l'on compte directement le nombre de particules coupées, et d'autre part, de vérifier que la coupure qui est à basse énergie sera aussi valable lorsque l'on repassera aux amplificateurs à gain faible.

L'étude d'une prise de données en muons a permis de déterminer qu'un seuil à $200MeV$ sur l'énergie totale permet de conserver la majorité des MIP, que l'énergie totale déposée soit évaluée à partir des grandes diodes, ou des petites diodes, pour lesquelles l'électronique est la même que celle utilisée lors de l'étude des cascades. De plus, les simulations ont permis par la suite de valider l'efficacité de cette coupure avec un seuil à $200MeV$.

Pour la suite de l'étude des cascades hadroniques, les MIP seront coupées en imposant que l'énergie totale déposée dans le calorimètre soit supérieure à $200MeV$

Séparation des cascades hadroniques et électromagnétiques

Après la coupure sur les particules proches du minimum d'ionisation, il reste dans les données deux types d'évènement : les cascades hadroniques et les cascades électromagnétiques. Il convient donc de les discerner dans le but d'étudier séparément chacune des deux populations. En fait, la physique des cascades électromagnétiques étant bien connue et bien simulée, elles seront utilisées pour ajuster les paramètres de la simulation afin de permettre une étude approfondie sur les résultats des simulations de cascades hadroniques. Parmi les méthodes connues de reconstruction de l'énergie des cascades électromagnétiques, on trouve celle qui utilise la corrélation entre l'énergie totale déposée dans tout le calorimètre et l'énergie déposée dans la dernière couche. Si l'on trace ces deux dépôts d'énergie pour nos données faisceau à $20GeV/c$, après coupure des MIP, on obtient la figure 17.7.

La figure 17.7 montre la présence de deux populations bien distinctes dans le plan (Energie Totale, Energie Dernière Couche). Simuler uniquement des hadrons d'une part, et uniquement des électrons d'autre part, figure 17.8, permet de vérifier qu'à chacune de ces populations correspondent les cascades hadroniques, à faible dépôt d'énergie, et les cascades électromagnétiques, à fort dépôt d'énergie. La coupure choisie à $20GeV/c$ est représentée sur la figure 17.7. L'aide des simulations a permis d'ajuster la coupure au mieux, et d'optimiser la proportion de hadrons par rapport aux électrons. Le problème est évidemment de couper suffisamment les électrons tout en conservant le maximum de hadrons. On remarquera cependant que les deux distributions sont bien séparées et que l'efficacité de la coupure est très bonne et surtout très sûre dans la mesure où elle n'est que peu affectée par la variation des paramètres.

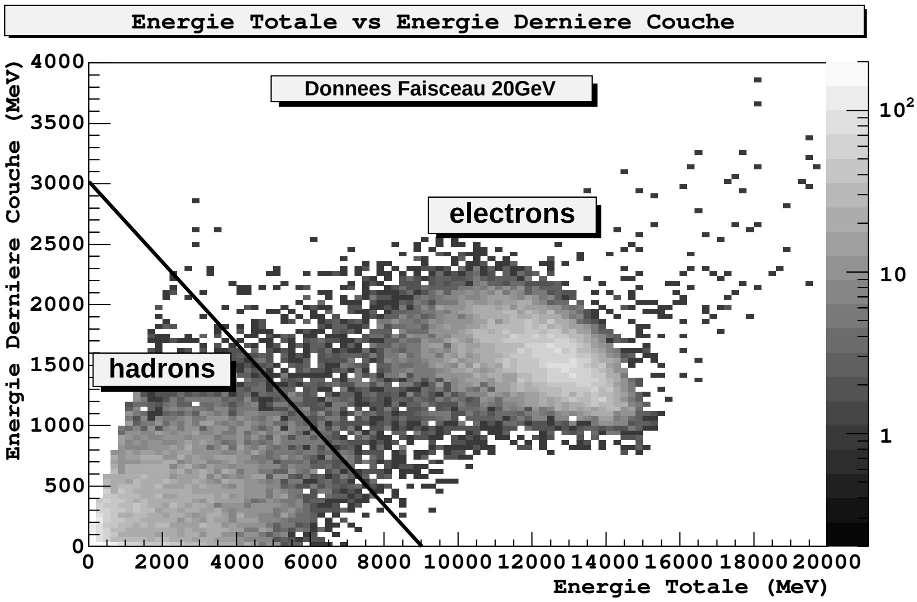

FIG. 17.7 – Dépôt d'énergie total dans le calorimètre, en fonction de l'énergie déposée dans la dernière couche. Les cascades hadroniques et électromagnétiques sont fortement distinctes.

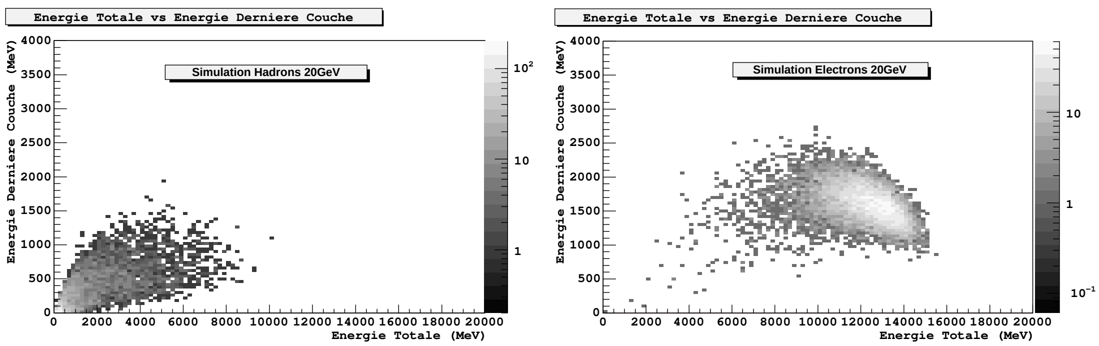

FIG. 17.8 – Dépôt d'énergie total dans le calorimètre, en fonction de l'énergie déposée dans la dernière couche : à gauche, simulation d'électrons à $20GeV/c$, et à droite, simulation de pions à $20GeV/c$.

Le tableau 17.2 présente les paramètres des coupures permettant de séparer les cascades hadroniques et électromagnétiques pour les données à $10 GeV/c$ et $20 GeV/c$. Soit la coupure baptisée `Hadron` qui permet de de sélectionner les cascades hadroniques :

$$EnergieDerniereCouche < a - \frac{EnergieTotale}{b}$$

Impulsion GeV/c	a (MeV)	b
20	3000	3
10	1200	4

TAB. 17.2 – Paramètres de la coupure `Hadron` en fonction de l'impulsion du faisceau

Le tableau 17.3 présente l'efficacité des coupures utilisées, obtenue à partir de faisceaux mono-cinétiques simulés pour chaque type de particule. L'efficacité des coupures ne dépend pas de l'impulsion initiale des particules du faisceau.

nom de la coupure	particule simulée	rejet MIP	Sélection cascades hadroniques	Sélection cascades électromagnétiques
Etotale>200MeV	proton	100%	72%	néant
Hadron	proton	0%	98%	néant
non Hadron	électron	néant	néant	99.5%

TAB. 17.3 – Paramètres et efficacités des coupures utilisées.

L'efficacité des coupures est excellente, cependant pour les faisceaux secondaires, le taux de positrons est de l'ordre de 98%. Les coupures ne permettent pas d'isoler une proportion suffisamment grande de cascades hadroniques.

Exercice de comptage

A partir d'hypothèses simplistes sur la nature des différentes particules du faisceau, et des efficacités des coupures déduites des simulations, on peut s'exercer à un exercice de comptage dans le but de reconstituer la composition du faisceau et donc d'évaluer la proportion de hadrons après coupure des électrons. L'hypothèse de base est que le faisceau contient uniquement des pions π^-, des muons μ^- et des électrons e^-. Soit la prise de données 8615 qui contient 100000 évènements à 20GeV :

- Coupure Trajectographe : après coupure sur la position restent 58675 évènements.
- non `Hadron` : après la coupure pour sélectionner les cascades électromagnétiques restent 17094 évènements, comme cette coupure est efficace à 99.5% on en déduit qu'il y a environ 17200 électrons.

– Hadron : après coupure pour sélectionner les cascades hadroniques restent 41581 évènements dont tous les muons et 98% des pions.
– Hadron et non MIP : après coupure pour ne conserver que les pions ayant produit des réactions nucléaires restent 12658 évènements qui correspondent à 72% de tous les pions ayant produits des réactions. Sachant que le taux de réaction des pions dans tout le calorimètre est de 50%, on en déduit que le nombre initial de pion est d'environ 35000.

En résumé, si l'on somme les $17500e^-$ et les $35000\pi^-$, il faut ajouter environ $7800\mu^-$ pour obtenir un total approchant les 60000 évènements de la prise de données 8615 après sélection dans le trajectographe. A partir de l'efficacité des coupures, on déduit qu'après la coupure en position, celle sur les particules proches du minimum d'ionisation et la sélection des cascades hadroniques, il reste 12500 évènements dont à peu près $60e^-$ et $12440\pi^-$ pour une fraction de cascades hadroniques très satisfaisante puisque de l'ordre de 99.5%.

17.2.3 Résultats : Electrons et hadrons à $20GeV/c$

Présentons maintenant quelques résultats faisceau, afin de se familiariser avec les variables intéressantes et de comparer les distributions obtenues pour les hadrons et les électrons à $20GeV/c$.

Dépôt d'énergie et multiplicité par couche pour les données à $20GeV/c$

La figure 17.9 présente les distributions de dépôt d'énergie par couche, pour les cascades hadroniques en trait continu et pour les cascades électromagnétiques en trait interrompu. Le pic du premier canal a été en partie coupé à l'affichage, il correspond aux hadrons n'ayant pas encore produits de réaction nucléaire. On constate que l'intensité de ce pic diminue à mesure que l'on avance dans le calorimètre et que les hadrons provoquent des réactions nucléaires. Les gerbes électromagnétiques se développent plus tôt et atteignent leur maximum de dépôt d'énergie en moyenne dans la sixième couche.

La figure 17.10 présente les distributions de nombre de barreaux dits "touchés" par couche, pour les cascades hadroniques en trait continu et pour les cascades électromagnétiques en trait interrompu. A $20GeV/c$, un barreau est considéré comme touché lorsque le dépôt d'énergie correspondant est supérieur à $50MeV$, son énergie est alors ajouté au dépôt d'énergie par couche. On constate sur ce graphe les mêmes effets que ceux constatés pour les dépôts d'énergie par couche. En fait, dépôt d'énergie et nombre de barreaux touchés, par couche, sont à peu près proportionnels pour les deux types de cascade.

Dépôt total d'énergie et multiplicité totale pour les données à $20GeV/c$

La figure 17.11 présente le dépôt d'énergie total et le nombre total de barreaux touchés dans l'ensemble des huit couches du calorimètre. Pour des hadrons et des électrons de même énergie initiale, on constate que les dépôts d'énergie et la multiplicité sont très différents ; la cascade électromagnétique est bien plus développée et

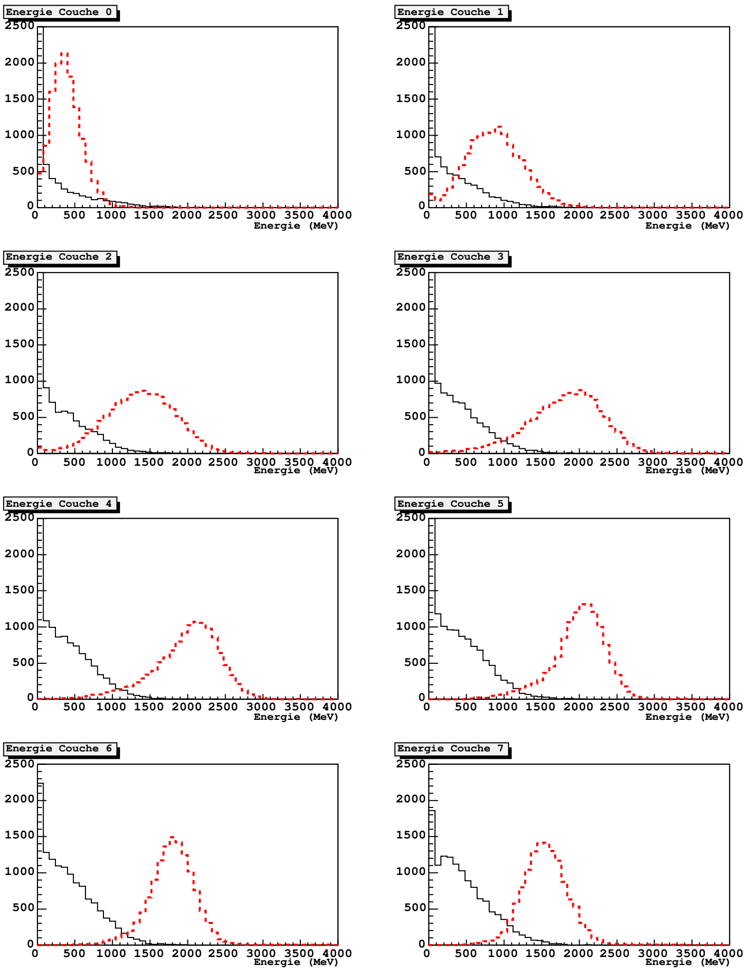

FIG. 17.9 – Dépôt d'énergie dans chaque couche du calorimètre pour les cascades hadroniques en trait continu et pour les cascades électromagnétiques en trait interrompu. Faisceau incident à $20GeV/c$.

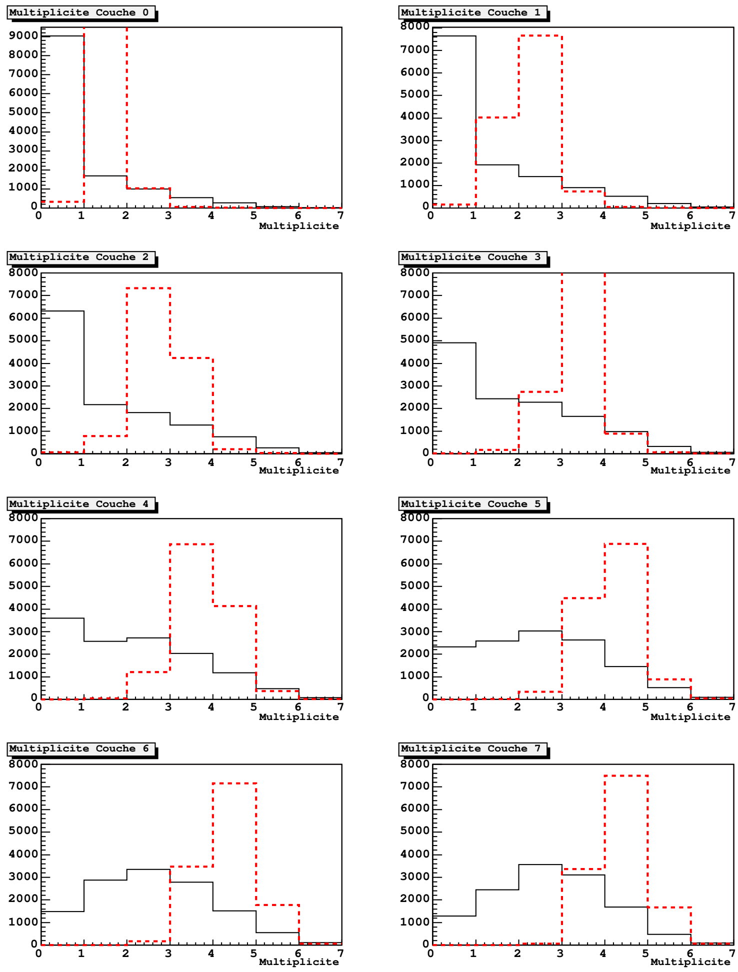

FIG. 17.10 – Nombre de barreaux touchés par couche pour les cascades hadroniques en trait continu et pour les cascades électromagnétiques en trait interrompu. Faisceau incident à $20GeV/c$.

dépose bien plus d'énergie que la cascade hadronique. Cependant, on peut vérifier aisément grâce aux simulations que si l'on compare les gerbes électromagnétiques produites par des électrons incidents de $5GeV/c$ à nos gerbes hadroniques à $20GeV/c$, le résultat n'est plus aussi contrasté.

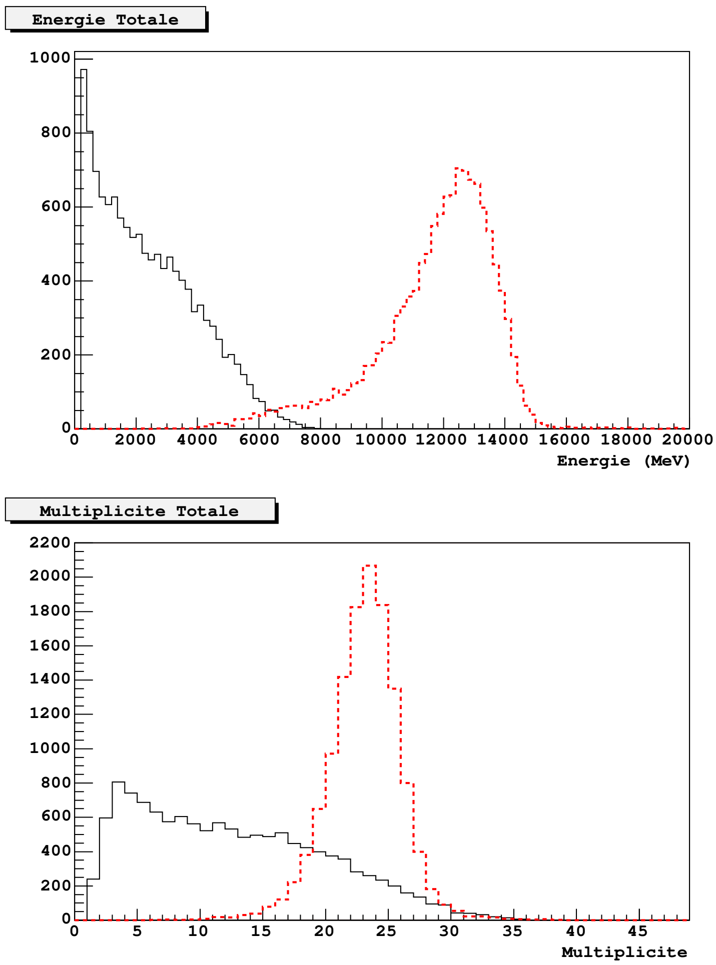

FIG. 17.11 – Dépôt d'énergie et multiplicité totale pour les cascades hadroniques en trait continu et pour les cascades électromagnétiques en trait interrompu. Faisceau incident à $20GeV/c$.

Ajustement du profil longitudinal pour les données à $20GeV/c$

La figure 17.12 présente les résultats de l'ajustement par une fonction Γ tel que décrit au paragraphe 14.2.2. Le premier graphe présente l'énergie reconstruite : la distribution est assez étroite et très proche de $20GeV$ pour les cascades électromagnétiques, et bien plus étendue et plutôt proche de $5GeV$ pour les cascades hadroniques. Le second graphe correspond au point de départ de la cascade : si la distribution est piquée autour de 0 pour les cascades électromagnétiques, elle est très étalée pour les cascades hadroniques. Le dernier graphe montre la distribution de χ^2 des ajustements : la distribution des χ^2 pour les cascades électromagnétiques est plus étroite et plus proche de 0., cependant on remarque que le recouvrement est très fort avec la distribution correspondant aux cascades hadroniques. Lorsque le χ^2 de l'ajustement est bon, l'énergie reconstruite et le point départ de la gerbe sont aussi compatibles avec les valeurs obtenues pour des gerbes électromagnétiques. Nombre de cascades hadroniques ressemblent fortement à des cascades électromagnétiques, et seront particulièrement difficile à rejeter :

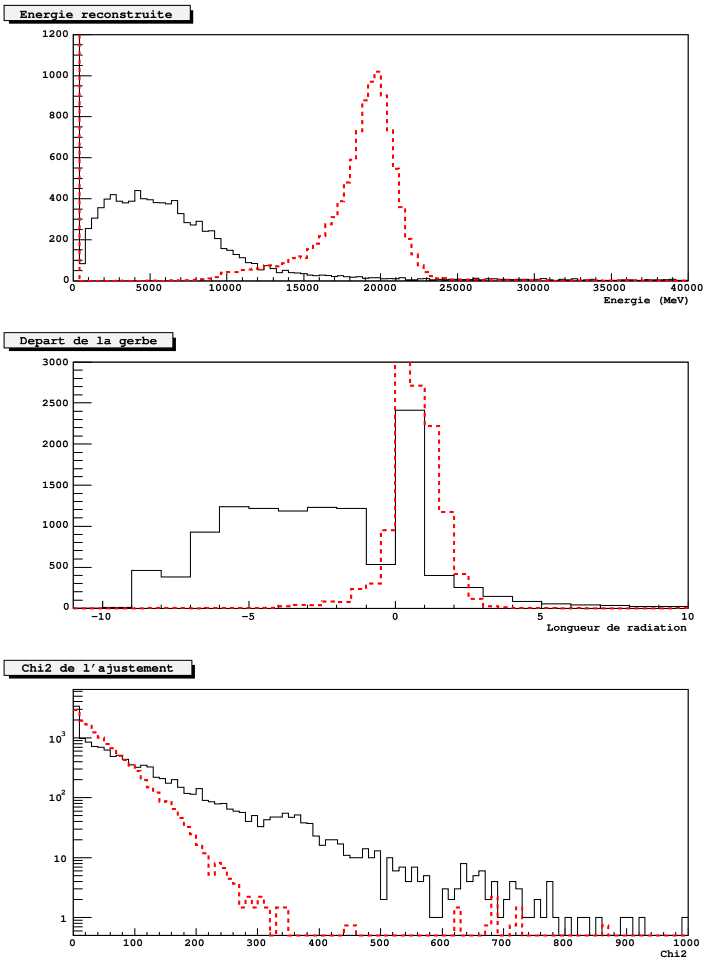

FIG. 17.12 – Résultat de l'ajustement du profil longitudinal pour les cascades hadroniques en trait continu et pour les cascades électromagnétiques en trait interrompu. Faisceau incident à $20 GeV/c$.

17.3 Validation des simulations

17.3.1 Précisions sur la simulation

La simulation est basée sur la plate-forme de type Monte-Carlo GEANT4, dans sa version 6.2 correctif 02 : G4v6.2p02. Le calcul par défaut des cascades intranucléaires fait appel au code LHEP valable entre $1GeV$ et $10TeV$ [2], mais qui ne permet pas de simuler d'éventuelles réactions nucléaires produites par les ions des produits de réaction (voir le paragraphe 15.3.1).

La géométrie du dispositif simulé prend en compte : le trajectographe sous la forme d'une plaque de silicium d'épaisseur totale $0.04X_0$[3], une plaque de plomb d'épaisseur $1.5X_0$, et le calorimètre formé de 8+3 couches de barreaux de CsI de dimension : $326 \times 26.7 \times 19.9$ mm. On simule les 3 couches à cause de la possibilité de *backsplash* des particules des cascades, cependant aucun effet significatif n'a été remarqué sur nos observables. De plus, les couches sont espacées de $15mm$ et les barreaux dans une couche de $2mm$. L'épaisseur de la plaque de plomb et les espaces entre les barreaux ont été ajustés à l'aide des données des gerbes électromagnétiques. On compare notamment le profil longitudinal moyen, comme le montre la figure 17.13. L'accord entre données et simulation se doit d'être vrai à quelques pour cent près.

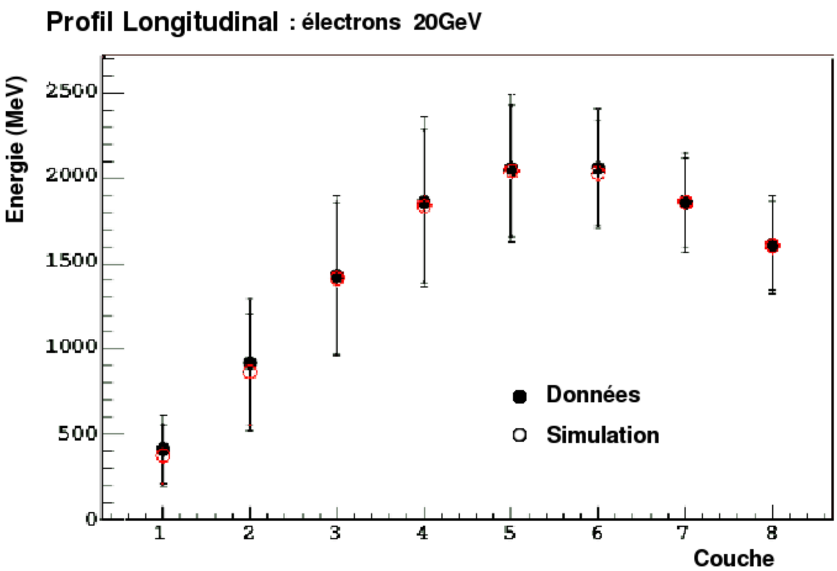

FIG. 17.13 – Profil longitudinal d'une cascade électromagnétique générée par un électron incident de 20GeV/c : comparaison données et simulation. Les barres verticales représentent la largeur des distributions de dépôt d'énergie par couche.

Le faisceau simulé a un profil gaussien, inspiré des profils faisceaux dessinés par le trajectographe, et coupé afin que les particules n'entrent que par le barreau central de la première couche : le troisième en partant du bas.

Concernant la nature des particules, le faisceau est un faisceau d'électrons et l'on peut logiquement penser que les hadrons qu'il contient sont des pions négatifs. Cependant, d'une part, on ne peut exclure la présence d'autres hadrons, des anti-protons par exemple, et d'autre part, l'intérêt pour GLAST est de valider les simulations pour les protons, qui composent l'essentiel du rayonnement cosmique.

[2]Le modèle de Bertini n'est pas valable au-dessus de $10GeV$ et ne peut donc être utilisé ici.
[3]X_0 longueur de radiation, vaut $1.85cm$ dans le CsI, soit environ l'épaisseur d'un barreau.

De même qu'à plus basse énergie, l'expérience rapportée dans [55] et [109] a montré que les distributions angulaires, de charge et de multiplicité des particules chargées produites lors des collisions hadrons-noyaux entre $5GeV/c$ et $15GeV/c$, dépendent non pas de la nature du hadron incident (proton, pion et même ^3He), mais de l'énergie totale disponible pour chauffer le noyau cible. Cette propriété, observée expérimentalement, est de plus généralement assez bien reproduite par les codes de cascades intranucléaires. Ainsi, valider les codes de cascades hadroniques pour les pions permet dans une large mesure de les valider aussi pour les autres hadrons et en particulier pour les protons. On choisit donc de simuler un faisceau de pions, ce qui correspond de manière probable à la majorité des hadrons du faisceau, et la présence éventuelle d'anti-protons ne devrait pas engendrer d'erreurs conséquentes.

17.3.2 Comparaisons données et simulation LHEP à 20GeV/c

Les comparaisons données et simulation sont réalisées selon le même schéma qu'à basse énergie, et chaque histogramme simulé est renormalisé sur les données par le nombre total d'évènements. Le tableau 17.4 présente les valeurs et les différences entre données et simulation à $20GeV/c$ pour les deux premiers moments des distributions, de même qu'au paragraphe 16.4. Seules les comparaisons entre les données et la simulation en pions seront présentées par la suite, mais l'on a fait figurer ici les résultats pour une simulation en protons afin de montrer que le choix du hadron incident n'a que peu d'influence sur nos observables.

Moyennes des distributions pour les données et le modèle LHEP							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart-type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	333	1.7	2404	12.1	786	4.7	258
pions	318	1.8	2237	12.4	630	5.2	205
Δ_{pion}	-15	0.1	-167	0.3	-156	0.5	-53
proton	304	1.6	2109	12.0	589	5.1	191
Δ_{proton}	-29	-0.1	-295	-0.1	-197	0.4	-67
Ecarts-types des distributions pour les données et le modèle LHEP							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart-type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	352	1.5	1614	7.4	416	2.3	138
pion	310	1.4	1604	7.8	334	2.0	113
Δ_{pion}	-42	-0.1	-10	0.4	-82	-0.3	-25
proton	309	1.5	1626	7.9	327	2.0	109
Δ_{proton}	-43	-0.1	12	0.4	-89	-0.3	-29

TAB. 17.4 – Données CERN à $20GeV/c$. Ecart entre les deux premiers moments des distributions réelles et simulées quantifiant les différences entre ces distributions : pour une variable X, $\Delta_{pion} = X_{pion} - X_{donnees}$ et $\Delta_{antiproton} = X_{antiproton} - X_{donnees}$.

A $20GeV/c$, on dispose d'une bonne statistique avec pas moins de 12000 cascades hadroniques restant après coupures selon les comptes du paragraphe 17.2.2.

Dépôt d'énergie et multiplicité par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

Les figures 17.14 et 17.15 montrent que la forme générale est bien reproduite par la simulation tant pour les dépôts d'énergie par couche que pour le nombre de barreaux touchés par couche. Le premier canal de chaque histogramme en énergie est de nouveau coupé pour assurer une meilleure visibilité des distributions. Pour la couche 0, ce premier canal, $0 < E < 40MeV$, contient environ 75% des évènements et est reproduit à 2% près par la simulation. Pour la couche 7, la simulation présente un déficit d'évènements de 30% mais sans conséquence réelle car le premier canal ne contient que 10% des évènements. Selon le tableau 17.4, les moyennes des distributions sont très proches avec à peine $15MeV$ de différence sur $300MeV$, mais la différence sur l'écart-type atteint tout de même $40MeV$ ce qui traduit un léger manque d'évènements à haute énergie ($E_{couche} > 1.5GeV$), associé à un léger excès à basse énergie ($E_{couche} < 200MeV$) dans la simulation, notamment dans les premières couches du calorimètre.

Dépôt total d'énergie et multiplicité totale : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

Le dépôt total d'énergie et la multiplicité totale présentés par la figure 17.16 mettent en évidence un bon accord entre données et simulation, et aucun déficit d'évènement n'est constaté pour les forts dépôt d'énergie ou pour les grandes multiplicités. Dans le détail, on remarque tout de même que pour les faibles dépôts d'énergie, $E_{Total} \simeq 500MeV$, le nombre d'évènements dans les données est plus faible que dans la simulation, mais la différence reste inférieure à 25% sur les 3 canaux concernés et l'accord sur les premiers moments des distributions est excellent selon le tableau 17.4.

Ajustement du profil longitudinal : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

Les résultats de l'ajustement par une fonction Gamma, figure 17.17, sont plus surprenants. En effet, si l'énergie reconstruite et le paramètre de départ de la gerbe sont parfaitement conformes à ce que l'on attend, les distributions de χ^2 des données et de la simulation sont très différentes : les deux sont de forme exponentielle mais avec une pente environ deux fois plus faible dans les données que dans la simulation.

En regardant quelques évènements ayant un faible χ^2, on observe des différences notables sur l'énergie maximum des profils longitudinaux. La différence est en réalité générale, comme le montre la figure 17.18 la distribution simulée d'énergie maximum a une moyenne et une largeur inférieures de 20% par rapport aux données. En fait, le χ^2 est ici une mesure de la dispersion des dépôts d'énergie le long du profil longitudinal, ainsi si l'on compare les distributions de l'écart-type de ces profils, figure 17.19, on se rend compte que la dispersion est plus grande dans les données

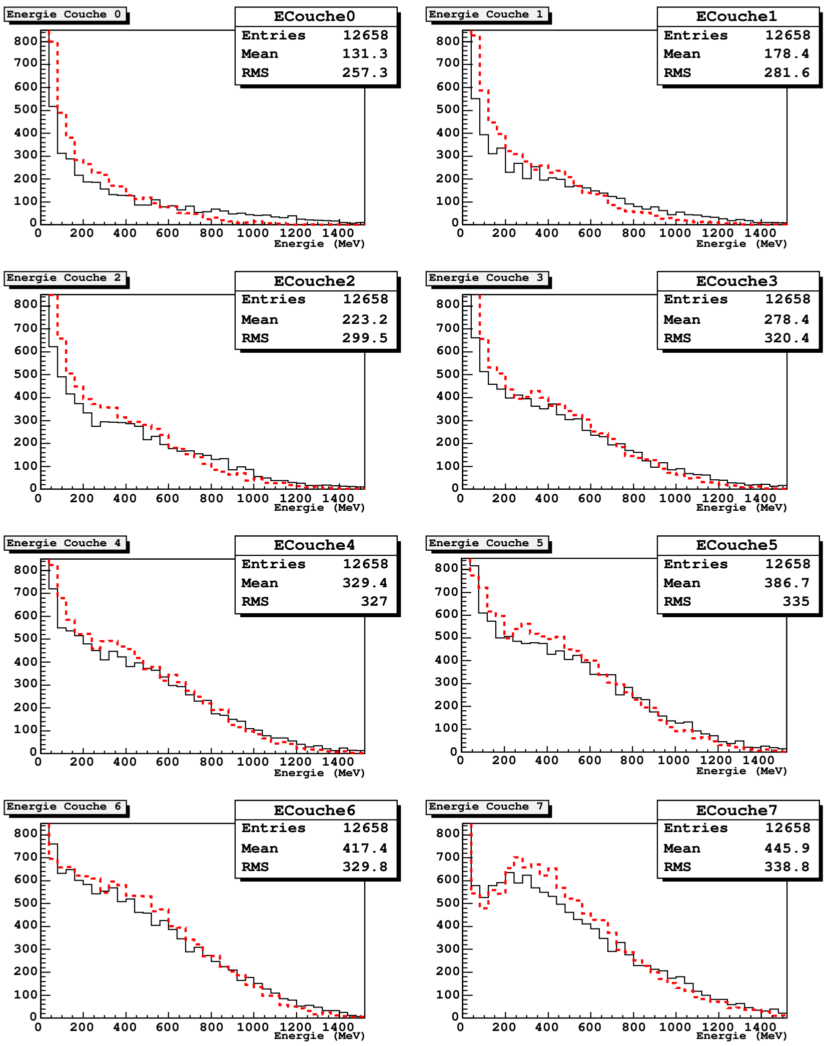

FIG. 17.14 – Pions à $20GeV/c$. Dépôt d'énergie par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu. L'accord est bon entre les données et la simulation LHEP.

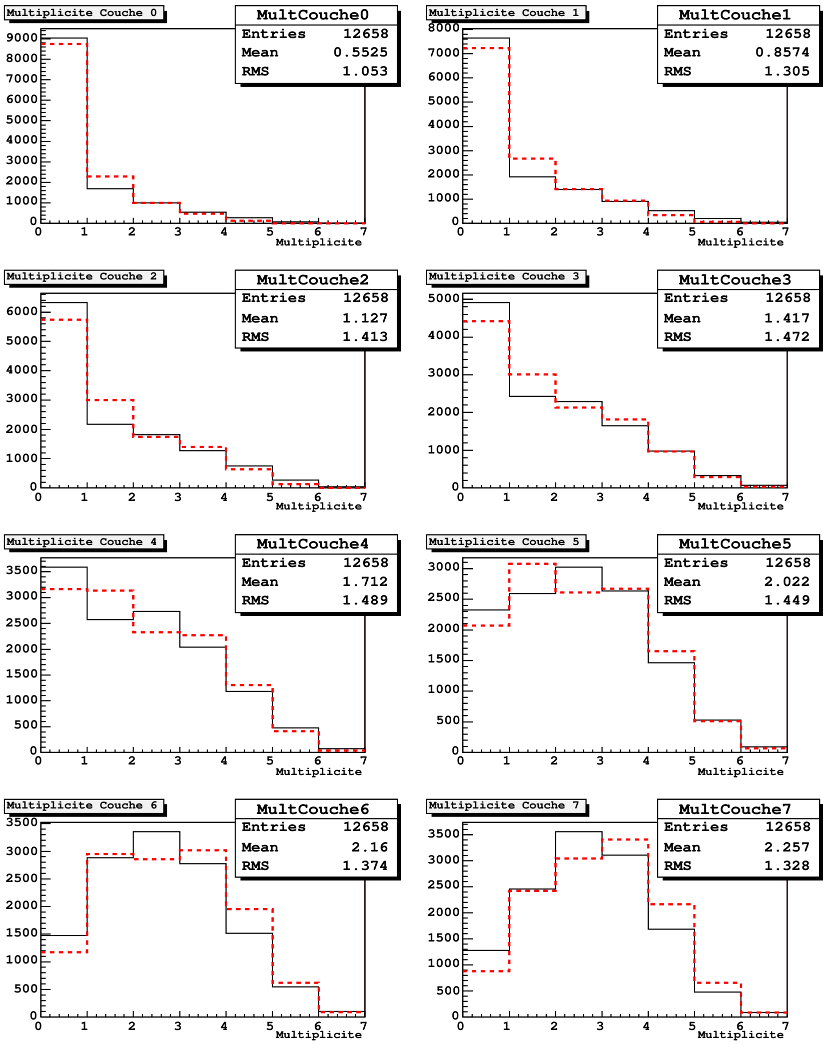

FIG. 17.15 – Pions à $20 GeV/c$. Multiplicité par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

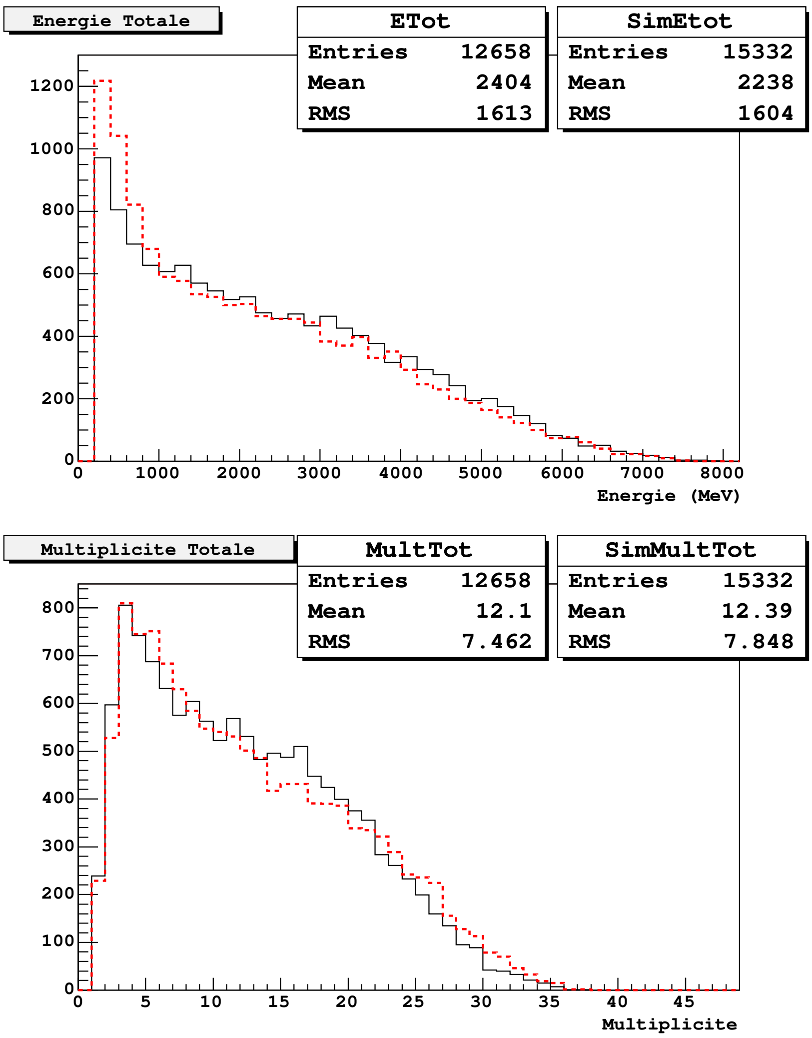

FIG. 17.16 – Pions à $20 GeV/c$. Dépôt total d'énergie et multiplicité totale : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

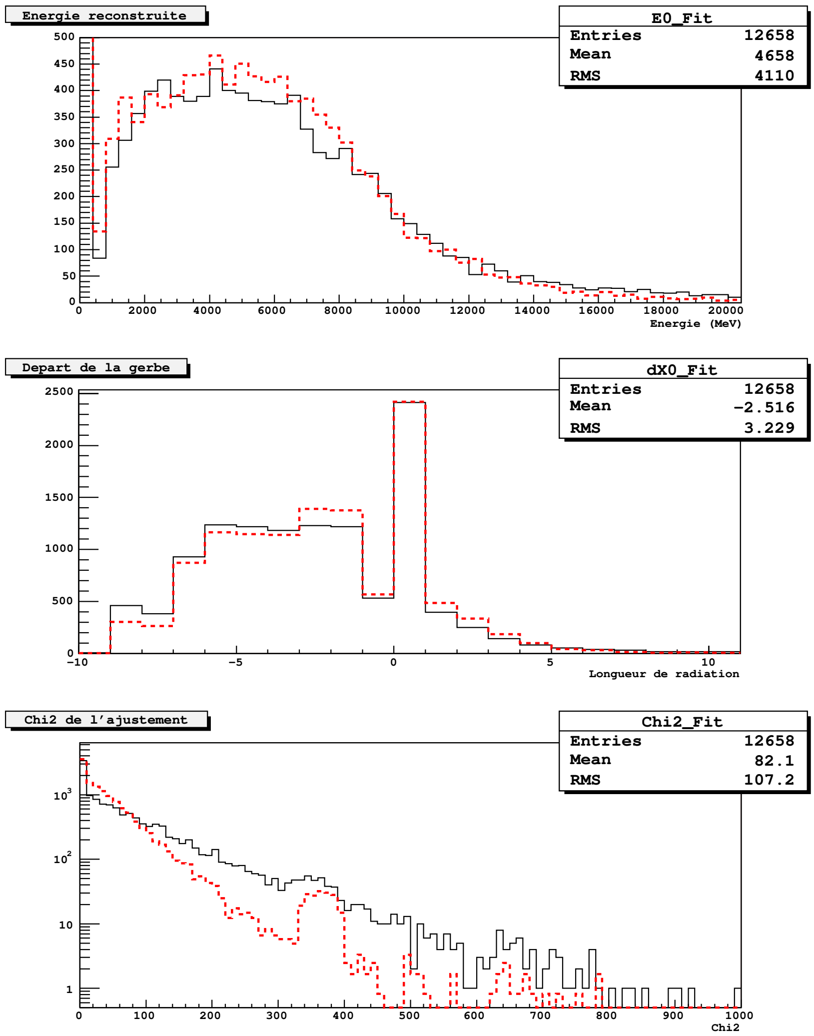

FIG. 17.17 – Pions à $20GeV/c$. Résultat de l'ajustement du profil longitudinal : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

que dans la simulation. Ceci n'est pas en soi surprenant, mais l'on sait que ces distributions (Energie Maximum, écart-type, χ^2) sont en accord pour les cascades électromagnétiques à mieux que 5% près ; les différences observées pour les cascades hadroniques ne sont donc pas dues à l'expérience elle-même.

L'étape suivante consiste à recalculer l'écart-type des profils longitudinaux en enlevant la couche qui contient l'énergie maximum pour obtenir les distributions de la figure 17.20 qui présentent un très bon accord entre données et simulation. On peut donc conclure que la simulation ne reproduit pas très bien les évènements pour lesquels l'énergie maximum déposée dans une couche est forte, évènements pour lesquels la réaction nucléaire est violente. Ces évènements rappellent les quelques évènements à fort dépôt d'énergie par couche qui sont présents dans les données mais absents de la simulation.

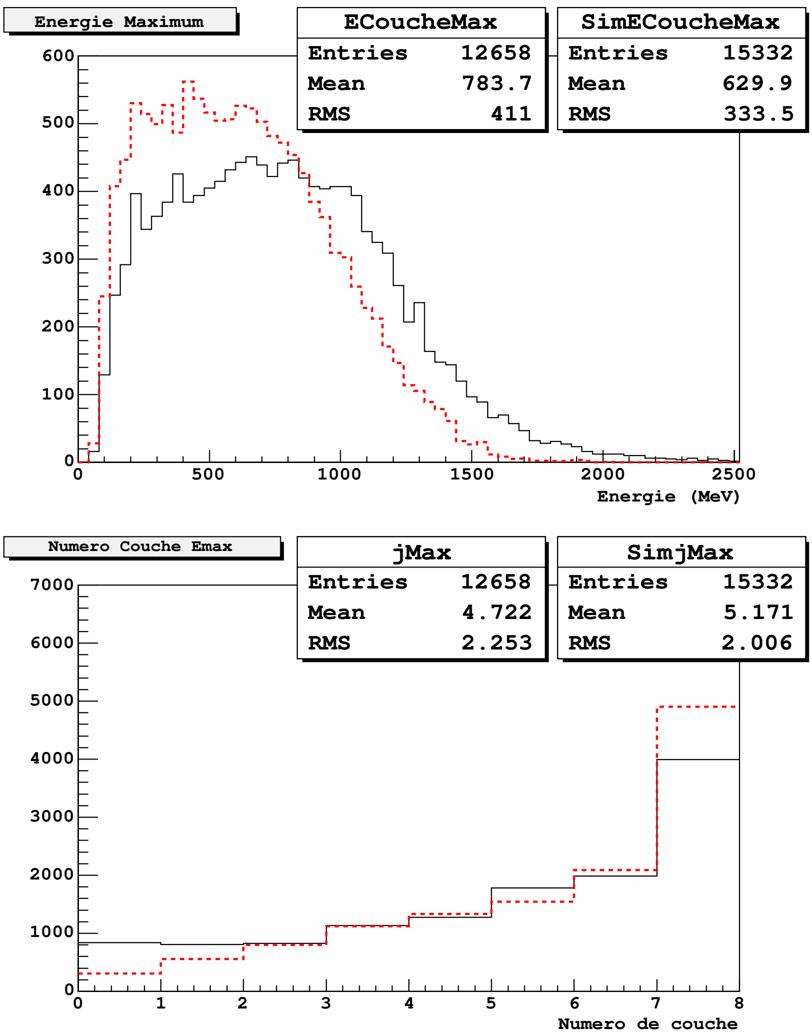

FIG. 17.18 – Pions à $20 GeV/c$. Dépôt maximum d'énergie et numéro de la couche correspondante pour les données en trait continu, le modèle LHEP en trait interrompu.

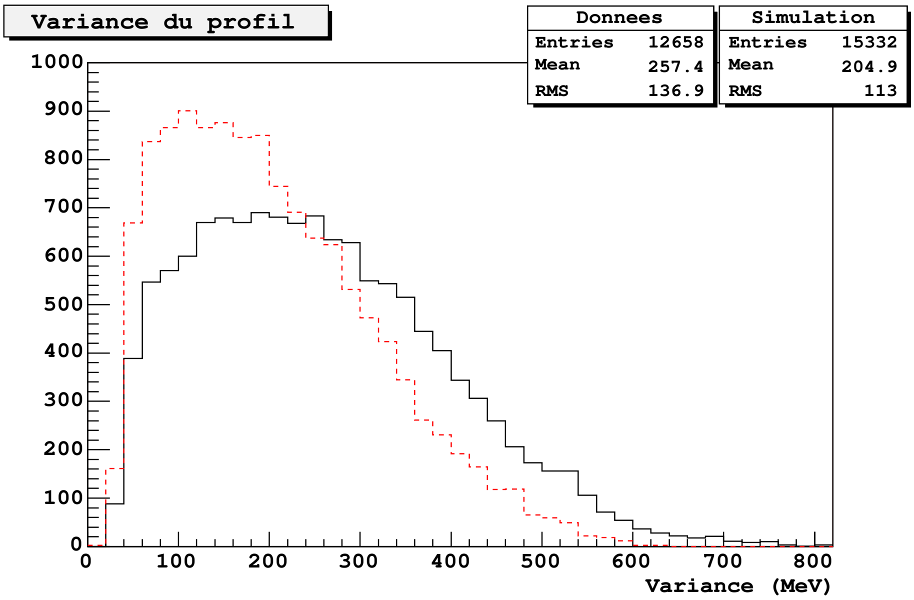

FIG. 17.19 – Pions à $20 GeV/c$. Ecart-type des profils longitudinaux : données, en trait continu, et simulation en trait interrompu. Les écart-types sont bien plus faibles dans la simulation que dans les données.

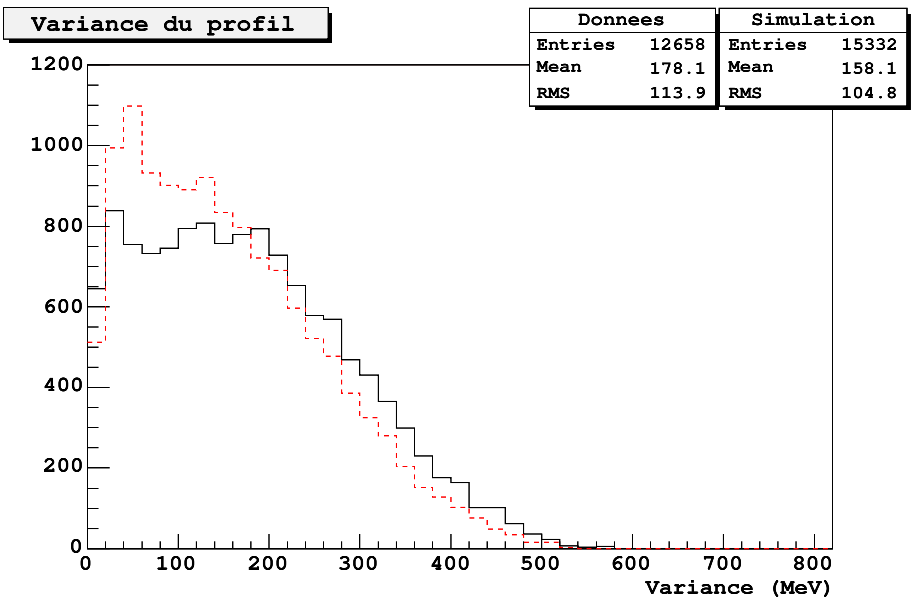

FIG. 17.20 – Pions à $20 GeV/c$. Ecart-type des profils longitudinaux si l'on ne tient pas compte de l'énergie de la couche qui a le maximum d'énergie sur chaque profil : données, en trait continu, et simulation en trait interrompu. On retrouve un meilleur accord entre les données et la simulation, notamment pour les variances élevées.

Globalement, la simulation reproduit assez bien nos observables pour les cascades hadroniques générées par des pions à $20 GeV/c$. Les dépôts d'énergie maximum par couche et la dispersion sur les dépôts d'énergie sont un peu moins bien reproduits. Cependant, les différences observées vont plutôt en faveur des algorithmes de rejet des cascades hadroniques, en effet, on peut inférer que si les algorithmes de rejet fonctionnent sur les simulations, ils fonctionneront aussi sur les données qui ont une plus grande dispersion.

17.3.3 Comparaisons données et simulation LHEP à $10GeV/c$

Pour l'étude des cascades hadroniques à $10GeV/c$, le seuil sur le dépôt d'énergie par barreau a été descendu à $30MeV$, afin de conserver le maximum de l'énergie déposée dans le calorimètre, en accord avec l'étude des gerbes électromagnétiques à $10GeV/c$. De plus, le nombre d'évènements disponibles n'est que le tiers de la statistique disponible à $20GeV/c$, malgré des coupures moins fortes sur la position des particules dans le trajectographe.

Le tableau 17.5 présente les valeurs et les différences entre données et simulations à $10GeV/c$ pour les deux premiers moments des distributions. Seules les comparaisons entre les données et la simulation en pions seront présentées par la suite, mais l'on a fait figurer ici les résultats pour une simulation avec des anti-protons à $10GeV/c$ [4] afin de montrer qu'une éventuelle contribution d'anti-protons n'aurait que peu d'influence sur les résultats.

Moyennes des distributions pour les données et le modèle LHEP							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart - type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	228	1.7	1606	12.2	572	4.1	186
pion	185	1.9	1294	12.8	382	4.7	125
Δ_{pion}	-43	0.2	-312	0.6	-190	0.6	-61
antiproton	193	1.9	1337	13.2	404	4.6	132
$\Delta_{antiproton}$	-35	0.2	-269	1.0	-167	0.5	-54
Ecarts-types des distributions pour les données et le modèle LHEP							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart - type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	241	1.4	900	6.2	311	2.4	101
pion	175	1.5	818	7.1	182	2.2	61
Δ_{pion}	-66	0.1	-82	0.9	-129	-0.2	-40
antiproton	184	1.5	843	7.2	200	2.2	64
$\Delta_{antiproton}$	-57	0.1	-57	1.0	-111	-0.2	-37

TAB. 17.5 – Données CERN à $10GeV/c$. Ecart entre les deux premiers moments des distributions réelles et simulées quantifiant les différences entre ces distributions : pour une variable X, $\Delta_{pion} = X_{pion} - X_{donnees}$ et $\Delta_{antiproton} = X_{antiproton} - X_{donnees}$.

D'un point de vue global, les comparaisons données et simulation à $10GeV/c$ confirment les observations à $20GeV/c$ en tout point. Comme le montre les figures 17.21, 17.22, la simulation reproduit assez bien nos observables pour ce qui est des distributions d'énergie et de multiplicité par couche. L'écart sur les dépôts d'énergie atteint tout de même $43MeV$ sur $220MeV$, mais la différence sur le nombre de barreaux touchés n'est que de 0.12 pour une moyenne à 1.7. Pour ce qui est des

[4] pour un anti-proton à $10GeV/c$, l'énergie totale disponible pour chauffer le noyau cible vaut, la somme de son énergie cinétique, $9.1GeV$, et de l'énergie libérée par son annihilation avec un proton,$1.88GeV$, soit un total d'environ $11GeV$ et donc 10% de plus que pour un pion à $10GeV/c$

distributions de dépôt d'énergie totale et de multiplicité total, figure 17.23, l'accord est tout juste acceptable et l'on devine la présence probable de quelques électrons ayant passés les coupures pour $E_{Totale} \sim 2200 MeV$ et $M_{Totale} \sim 17$. On remarque de plus que les différences constatées sur la distribution de dépôt d'énergie totale sont les mêmes que celles constatées à $20 GeV/c$.

Le dépôt maximum d'énergie, voir figure 17.24, est lui très mal reproduit par la simulation, l'effet est bien plus accentué qu'à $20 GeV/c$, et l'écart sur les premiers moments est de plus de 40%. En revanche, les observables de l'ajustement du profil longitudinal présentées sur la figure 17.25 montrent un bon accord entre données et simulation, si l'on excepte la différence de pente des distributions de χ^2 de l'ajustement, identique à celle constatée à $20 GeV/c$.

Pour les données à $10 GeV/c$, l'accord est moins évident qu'à $20 GeV/c$, mais l'on ne conclut cependant pas à un désaccord majeur. En fait, les écarts constatés sont de même nature que ceux constatés à $20 GeV/c$, mais ceux-ci sont amplifiés par le manque de statistique et par le fait que quelques centaines de MeV dans tout le calorimètre correspondent à de faibles dépôt d'énergie par barreau et donc à une forte incertitude sur les dépôts d'énergie.

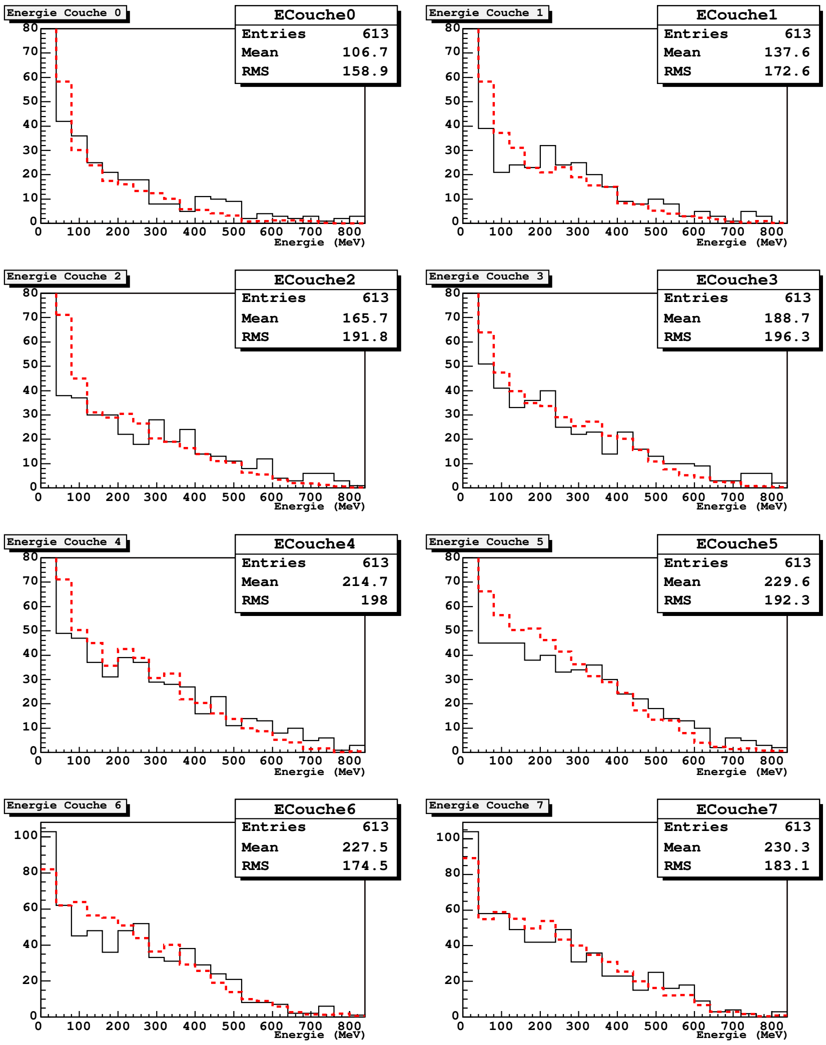

FIG. 17.21 – Pions à $10 GeV/c$. Dépôt d'énergie par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

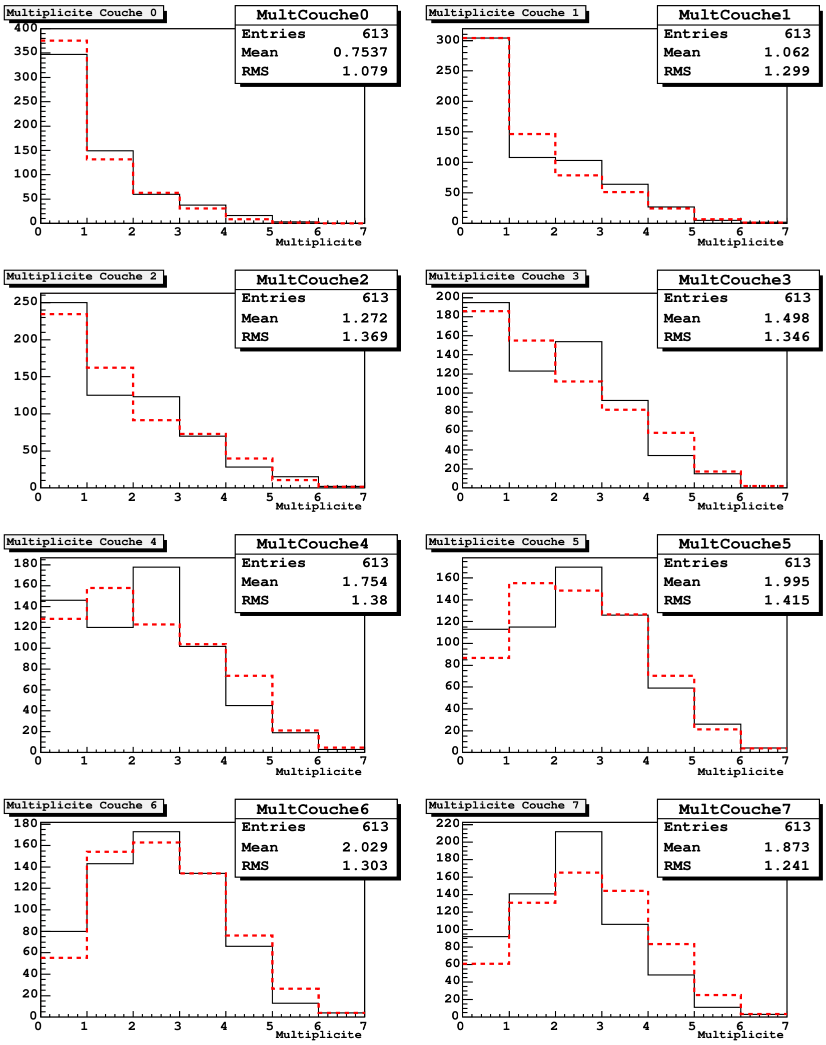

FIG. 17.22 – Pions à $10GeV/c$. Multiplicité par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

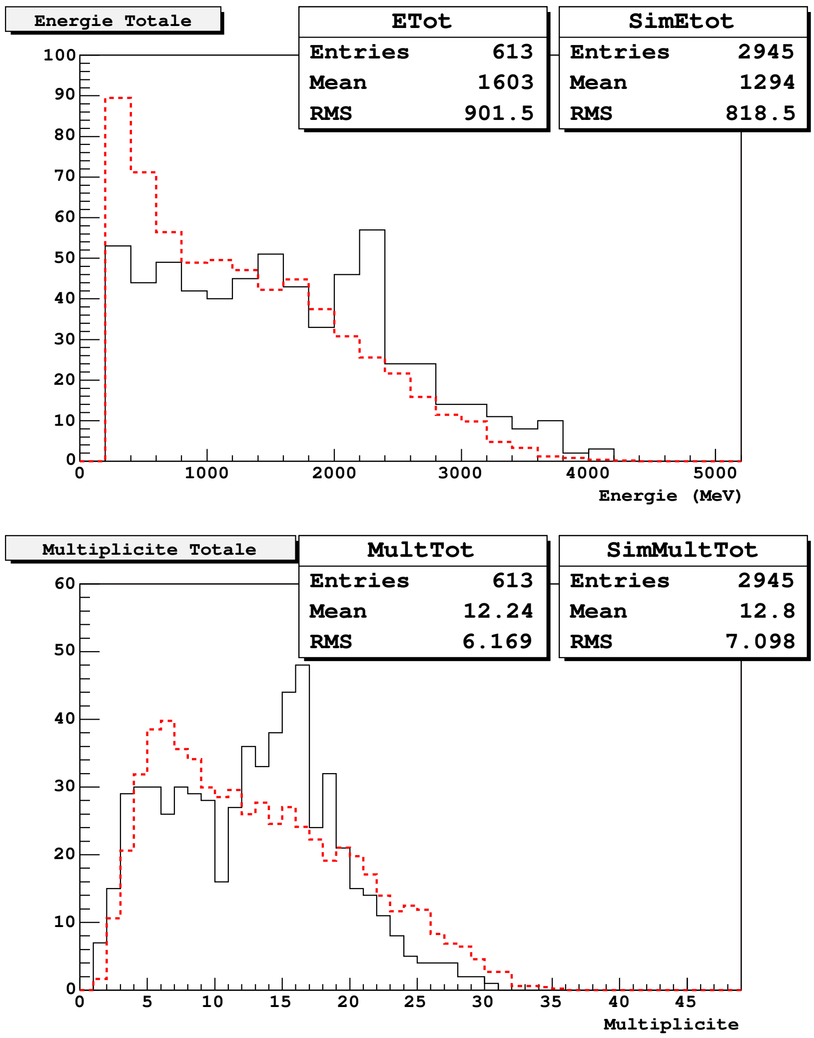

FIG. 17.23 – Pions à $10 GeV/c$. Dépôt total d'énergie et multiplicité totale : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

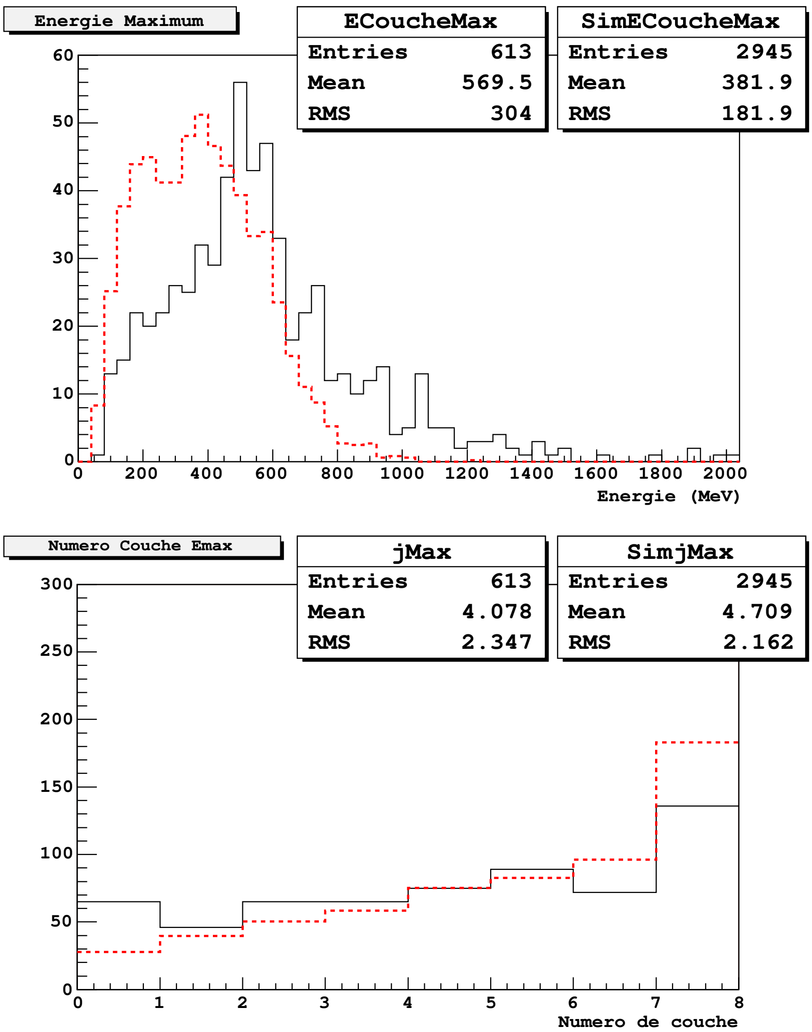

FIG. 17.24 – Pions à 10GeV. Dépôt maximum d'énergie et numéro de la couche correspondante pour les données en trait continu, le modèle LHEP en trait interrompu.

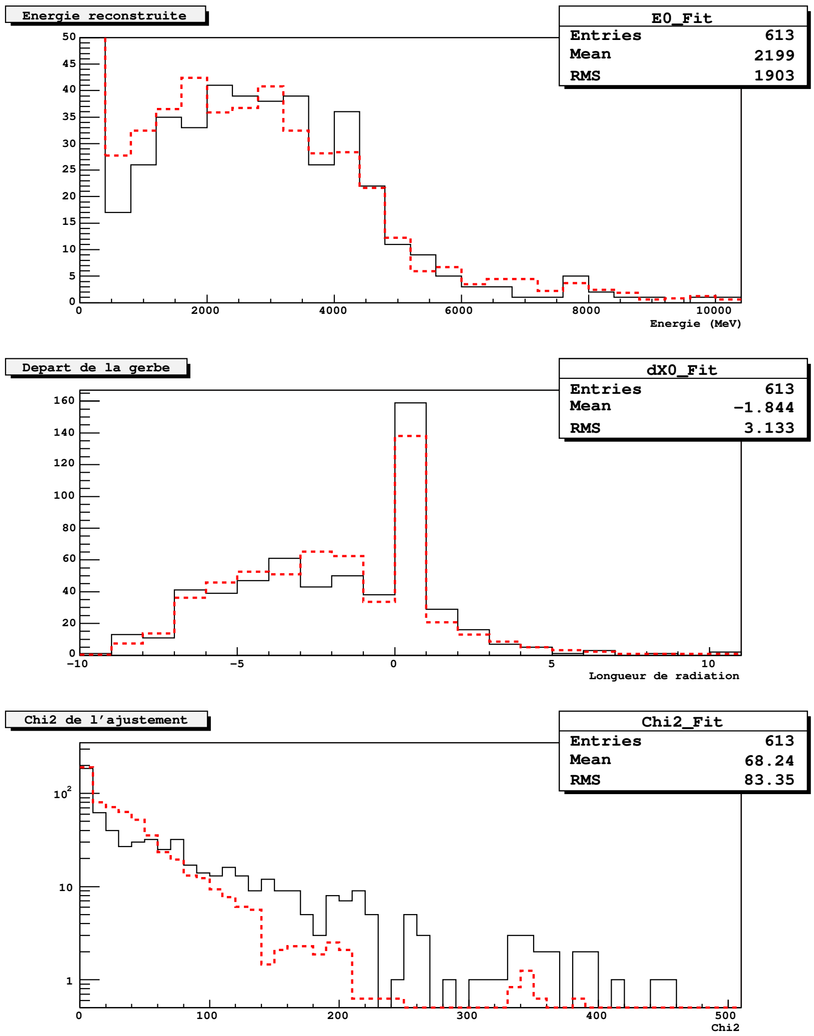

FIG. 17.25 – Pions à $10 GeV/c$. Résultat de l'ajustement du profil longitudinal : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu.

17.4 Conclusions sur les cascades hadroniques

La campagne de faisceau-test menée au CERN en 2003 avec un calorimètre électromagnétique de barreaux de CsI semblables aux détecteurs de vol de GLAST et un faisceau de hadrons à $10GeV/c$ et $20GeV/c$ a permis de confronter les résultats des simulations de cascades hadroniques à de vraies données.

Le code Monte-Carlo GEANT4 incluant le modèle de cascade hadronique LHEP a été validé avec succès sur les données obtenues pour des faisceaux de hadrons à $20GeV/c$. La simulation reproduit bien les distributions des observables à notre disposition : dépôt d'énergie par couche, nombre de barreaux touchés par couche, dépôt d'énergie total, multiplicité totale ainsi que les variables de reconstruction. Les différences les plus importantes observées concernent, de manière générale, la variance des distributions de dépôt d'énergie qui est un peu faible dans la simulation. Cependant, ces différences restent acceptables et n'auront à priori pas d'impact négatif sur l'élaboration des algorithmes de rejet des cascades hadroniques.

Les résultats sont un peu plus mitigés à $10GeV/c$, certainement en partie à cause de la faible statistique disponible dans les données et de la faiblesse des dépôts d'énergie mesurés. Cependant, aucun comportement absurde de la simulation n'a été observé et l'on considère que l'accord reste acceptable.

D'un point de vue global, les comparaisons menées entre données et simulations pour les cascades hadroniques entre $1.7GeV$ et $20GeV$ indiquent l'utilisation des modèles suivant pour générer les données Monte-Carlo dédiées à l'étude des problèmes de rejet des cascades hadroniques dans le LAT :

- $E_c < 10GeV$: modèle de cascade intranucléaire de Bertini (BERT).
- $E_c > 10GeV$: modèle paramétré GHEISHA (LHEP).

Conclusion

Le LAT entre actuellement dans la fin de sa phase d'intégration, les 16 tours prennent leur place peu à peu dans leur cadre d'accueil et les calorimètres sont étalonnés en énergie grâce aux muons cosmiques. L'acquisition de muons cosmiques permet aussi la mesure de l'alignement des tours, la vérification du bon fonctionnement du système d'acquisition et de l'analyse des données sur plusieurs tours. A la fin de l'intégration qui est en cours au SLAC, le LAT s'envolera pour le NRL où il subira de nouveaux tests de résistance aux vibrations et aux cycles de température.

En vol, l'étalonnage en énergie des cristaux de CsI sera amélioré en utilisant les ions cosmiques relativistes, ce qui nécessite de connaître parfaitement la réponse du CsI aux ions lourds dont on sait qu'elle est fortement non linéaire en fonction de la nature et de l'énergie de l'ion. La première partie de ma thèse a été consacrée à l'étude de la réponse des détecteurs CsI de GLAST aux ions lourds de basse énergie par l'analyse des données acquises avec un faisceau-test au GANIL. L'analyse a conduit à la paramétrisation des facteurs de quenching pour tous les ions du proton au krypton d'énergie allant de 0 à $73MeV$ par nucléon. L'étude de la réponse à haute énergie s'est appuyée sur les données de l'expérience sous faisceau menée au GSI et a permis la détermination du quenching pour des ions lourds relativistes d'énergie entre $600MeV$ par nucléon et $1.7GeV$ par nucléon. Cette expérience a mis en évidence des effets d'anti-quenching dont l'origine n'a pu être déterminée avec certitude. L'étude réalisée à basse énergie a montré toute son importance pour la validation des propriétés des détecteurs, de l'électronique et des méthodes employées. De plus, pour les énergies proches de $1.7GeV$ par nucléon, les ions approchent du minimum d'ionisation, ce qui explique que les facteurs de quenching mesurés ont tendance à se stabiliser. Ainsi, les connaissances acquises sur la réponse des détecteurs CsI de GLAST aux ions lourds sont aujourd'hui suffisantes pour envisager sereinement l'étalonnage en vol.

Le projet GLAST progresse aussi du point de vue logiciel par le développement de son code de simulation `GlastRelease`. Pour la partie Monte-Carlo, la programmation de la géométrie des détecteurs est quasiment arrêtée mais les choix de la version de GEANT4 et du modèle de cascade hadronique à utiliser dans GEANT4 ne sont pas encore fixés. Concernant l'analyse des données et des simulations, une partie de l'effort actuel porte sur le développement d'outils spécifiques à l'identification des évènements leptoniques et hadroniques. La mise en commun de ces outils devrait permettre l'élaboration d'algorithmes de sélection performants basés sur le principe des réseaux de neurones.

La dernière partie de cette thèse a montré que le modèle de cascade intranucléaire de Bertini reproduit mieux que les autres modèles disponibles sous GEANT4, les données du faisceau-test GSI à basse énergie, en particulier l'énergie totale déposée dans le calorimètre. A haute énergie le modèle LHEP, utilisé par défaut dans GEANT4, donne des résultats satisfaisants selon les comparaisons réalisées avec les données du faisceau-test CERN. Je recommande donc l'utilisation du modèle de cascade intranucléaire de Bertini dans `GlastRelease`, en-dessous de $10GeV$, pour la génération des évènements hadroniques dédiés à l'étude des problèmes de rejet du fond cosmique et d'identification des γ. On remarquera en particulier que les algorithmes basés sur le principe des réseaux de neurones ne peuvent être efficaces que s'ils sont bien entraînés, ce qui dans le cas présent nécessite des simulations de bonne qualité tant pour les cascades électromagnétiques que pour les cascades hadroniques.

Cependant, déterminer plus précisément quelle est l'influence de la qualité des simulations utilisées sur l'efficacité des algorithmes, reste difficile à réaliser en raison de la nécessité de disposer de données adaptées. En effet, il est possible de comparer les simulations entre elles mais les conclusions seraient difficiles à tirer, seules les données peuvent servir de référence. Ce type de comparaison nécessiterait de plus de très longs temps de calcul. De manière plus spécifique, il serait sans doute plus aisé de vérifier l'impact du choix du modèle de cascade hadronique sur les différents outils utilisés par les algorithmes d'identification. De nouvelles données faisceau à différentes énergies, à angles multiples, avec des particules identifiées pour limiter les coupures lors de l'analyse et avec un détecteur semblable à une tour du LAT, permettraient de compléter l'étude des qualités des différents modèles selon les domaines d'énergie[5].

Par ailleurs, les modèles de cascades hadroniques ne sont pas figés, des modifications sont apportées à chaque nouvelle version de GEANT4, soit tous les six mois environ. Les tests présentés dans cette thèse ont été réalisés pour les modèles de cascades hadroniques tels que disponibles dans la version 6.2.p02 de GEANT4, hors `GlastRelease` utilisera très probablement la version 7.1 actuellement en cours, et peut-être même une version ultérieure. Les modifications apportées aux modèles de cascades hadroniques entre ces deux versions sont minimes et ne devraient pas influencer les résultats obtenus, cependant une nouvelle vérification des modèles lorsque le choix de la version de GEANT4 sera arrêté, apparaît nécessaire.

[5]Une nouvelle campagne de faisceau-tests au SPS et au PS est prévu pour l'été 2006.

Annexes

A Faisceau-test GANIL

A.1 Etude des ions légers

Au cours de l'expérience, quelques prises de données ont été réalisées avec des paramètres particuliers de manière à acquérir un maximum de particules légères (proton, deuton, triton, hélium). Pour cela, le câblage du déclenchement a été modifié et les gains des amplificateurs des détecteurs silicium épais multipliés par 4 (gain $\times 50$ à $\times 200$). Les figures A.1 et A.2 montrent ces données pour les deux télescopes épais T5-GDHs et T6-GDBs. Sur ces cartes $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$, on a superposé le calcul `eloss` pour les 4 espèces d'ion légers (proton, deuton, triton, hélium). Le quenching étant faible, voir négligeable, pour ces ions, les courbes calculées sont en accord à 10% près avec les données. Le calcul prend en compte les épaisseurs de silicium déterminées par les courbes de lumière.

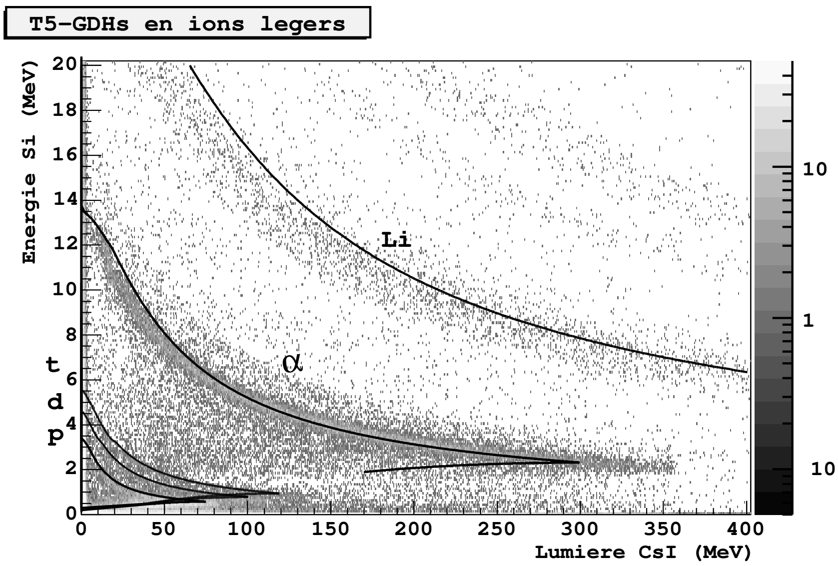

FIG. A.1 – Cartes $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ pour le télescope T5-GDHs.

A.2 Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ corrigée du quenching

Après avoir caractérisé entièrement le quenching pour tous les ions et pour toutes les énergies, il est possible de l'introduire dans les calculs. A partir du code de dépôt d'énergie `eloss` (voir chapitre 10.2), on peut corriger la carte de la figure 10.4 page 125 du quenching en utilisant la fonctionnelle "INDRA" avec nos coefficients et superposer le résultat obtenu aux données comme le montre la figure A.3. L'accord est très bon sur la plus grande partie de la carte ; il ne se dégrade que pour les Z les plus élevés et à haute énergie.

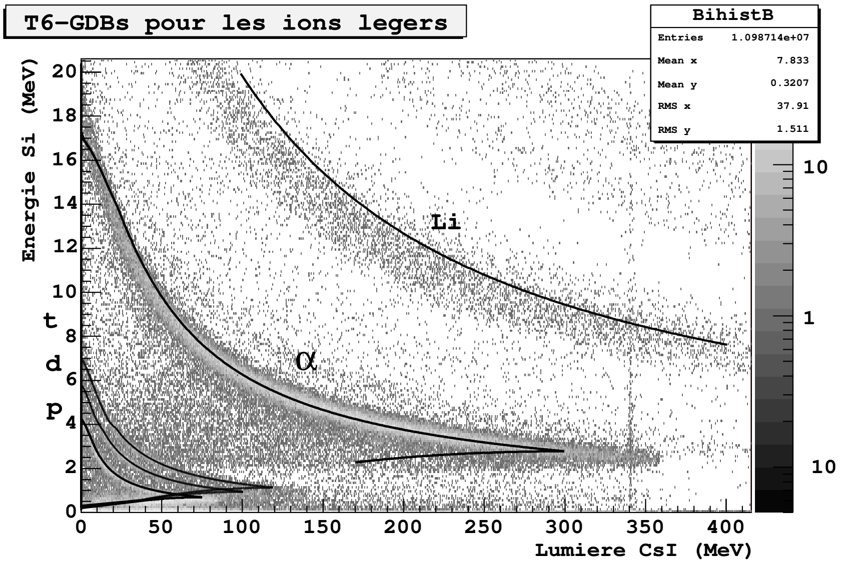

FIG. A.2 – Cartes $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ pour le télescope T6-GDBs.

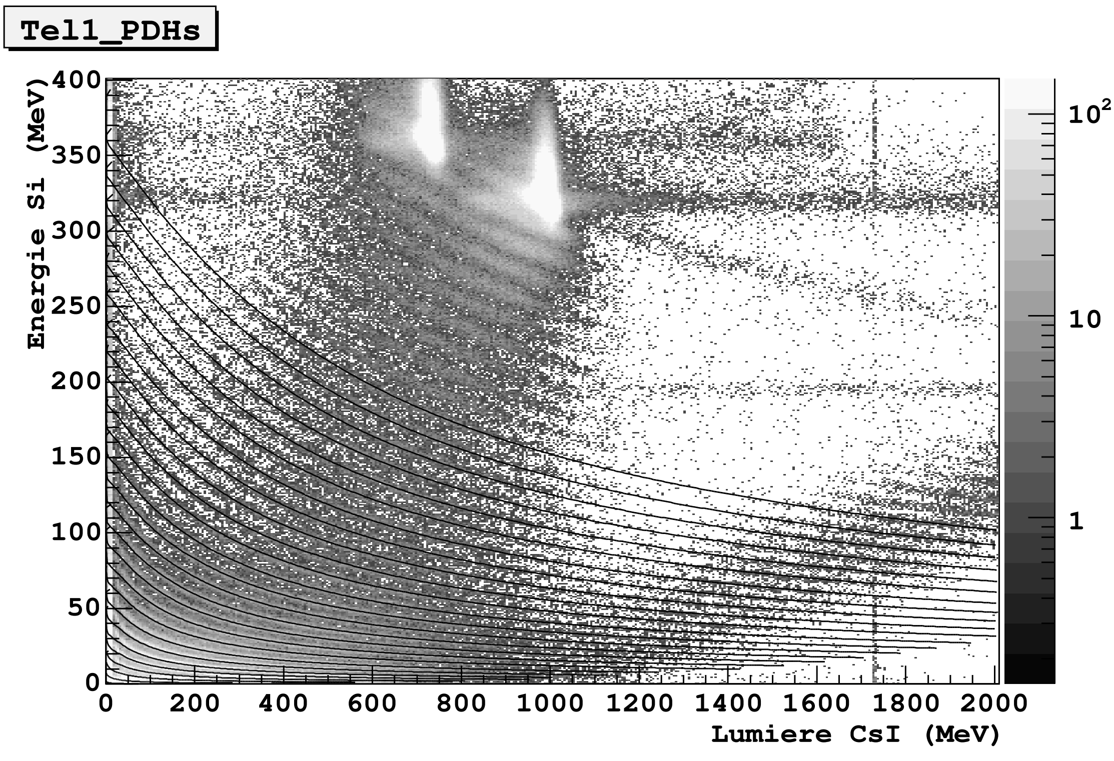

FIG. A.3 – Carte (E_{CsI}, ΔE_{Si}) étalonnée en énergie sur laquelle on a superposé les résultats du calcul de dépôt d'énergie `eloss` corrigé du quenching en utilisant la fonctionnelle INDRA avec les coefficients du tableau 13.1.

A.3 Influence du temps de mise en forme

Au cours de l'expérience, les signaux des petites diodes ont été amplifiés en utilisant des amplificateurs linéaires à temps de mise en forme variable, afin d'étudier un éventuel effet de ce temps sur les valeurs mesurées de `quenching`. Le `quenching` étant un effet non linéaire en fonction de Z, on s'attend à ce que le temps de mise en forme ait une influence sur la mesure du `quenching` car la composante rapide de décroissance de la scintillation dépend du Z de l'ion.

Afin de mettre en évidence un éventuel effet, il est indispensable d'avoir une solide référence. La meilleure approche est d'utiliser les grandes diodes sur lesquelles le temps de mise en forme n'a pas été changé au cours de l'expérience. Le signal des grandes diodes passe par les amplificateurs conçus à Bordeaux, leur temps de mise en forme est fixé à $5\mu s$, ce qui est bien plus long que le temps caractéristique de la composante rapide de décroissance de la scintillation du CsI qui varie entre $0.5\mu s$ et $1\mu s$.

La figure A.4 présente les signaux attendus en sortie d'amplificateur pour deux ions différents et deux temps de mise en forme différents. Pour ce calcul on ne considère que la composante rapide du signal, qui est à priori prédominante et la seule à varier pour les ions lourds. En notant, $\tau_i = \{0.5, 1\}\mu s$ la constante de décroissance de la composante rapide, $\tau_{PA} = 50\mu s$ la constante de décroissance du pré-amplificateur de charge, et $\tau_j = \{0.5, 5\}\mu s$ la constante de mise en forme de l'amplificateur, les signaux présentés ont pour transformée de Fourier la fonction f de l'équation A.1 avec $p = j\omega$.

$$f(p) = \frac{1}{1+\tau_i p} \times \frac{1}{1+\tau_{PA} p} \times \frac{\tau_j p}{1+\tau_j p} \qquad \text{(A.1)}$$

On s'intéresse à l'amplitude des signaux, qui est la variable enregistrée, et l'on s'attend à ce que le rapport des amplitudes des signaux entre z1 et z2 soit différent pour chaque temps de mise en forme. Pour l'exemple de la figure A.4, cette différence est de l'ordre de $\frac{0.1311/0.19988}{0.1670/0.3287}$ ~15%.

L'effet recherché est non linéaire par rapport à Z, en comparant grandes diodes et petites diodes, on peut donc s'affranchir de toute renormalisation. En effet, pour chaque type d'amplificateur (ou chaque temps de mise en forme), on doit obtenir une valeur unique du rapport $\frac{GD}{PD}$ ou encore de la pente $GD = f(PD)$, ceci pour chaque Z.

La figure A.5 présente la méthode utilisée :

- en haut à droite : sélection d'une ligne de Z à partir des données des grandes diodes sur une carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$. On utilise pour cela les séparatrices.
- en bas à droite : grâce à la coupure sur les grandes diodes, on sélectionne le même Z sur la carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ issue des petites diodes.
- en haut à gauche : comparaison des signaux grandes diodes (axe des abscisses, étalonnés en MeV) et petites diodes (axe des ordonnées, données brutes).

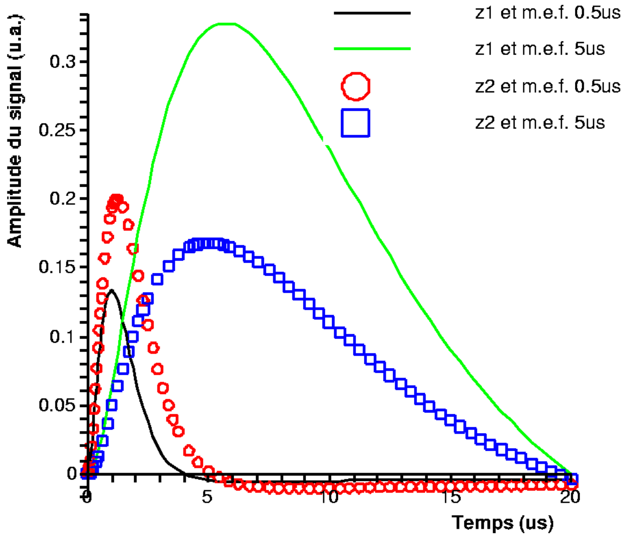

FIG. A.4 – Simulation des signaux en sortie d'amplificateur pour deux ions z1 et z2, et pour deux temps de mise en forme (m.e.f.) $0.5\mu s$ et $5\mu s$. Le temps caractéristique de décroissance de la scintillation pour z1 est de $0.5\mu s$, et il est de $1\mu s$ pour z2.

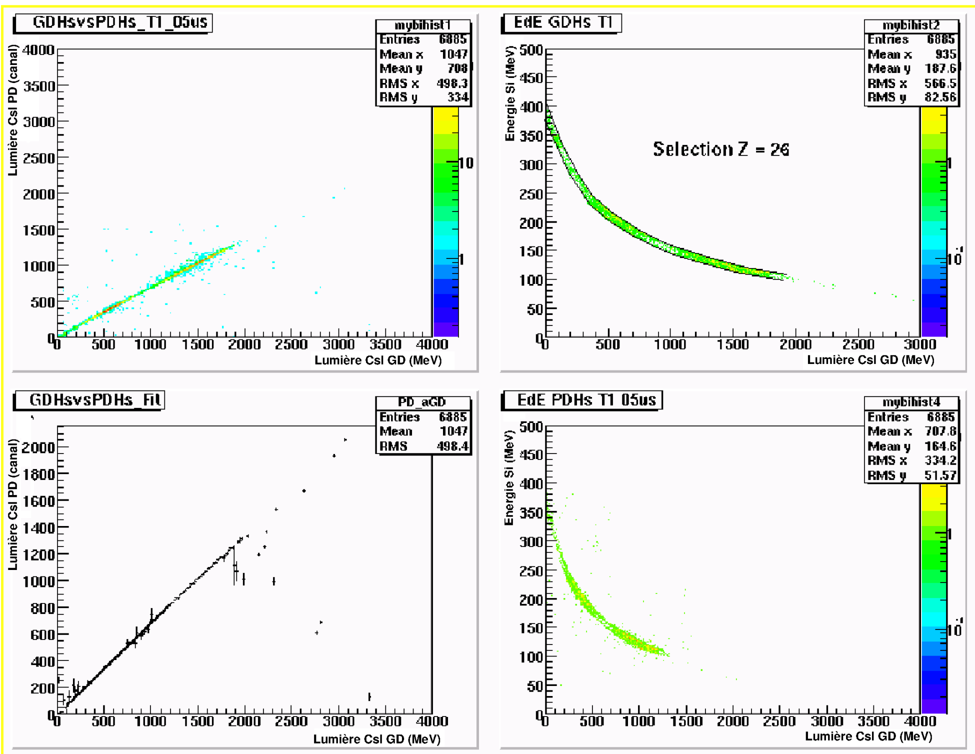

FIG. A.5 – Extraction du rapport des signaux grandes diodes et petites diodes pour un ion donné.

– en bas gauche : détermination du rapport de signaux $\frac{GD}{PD}$ par projection et régression linéaire à partir du graphe précédent.

Les rapports $\frac{GD}{PD}$ obtenus par cette méthode, pour tous les Z pairs entre $Z = 6$ et $Z = 30$ (sauf $Z = 12$), et pour les temps de mise en forme $0.5\mu s$, $2\mu s$ et $6\mu s$ sont résumés sur la figure A.6.

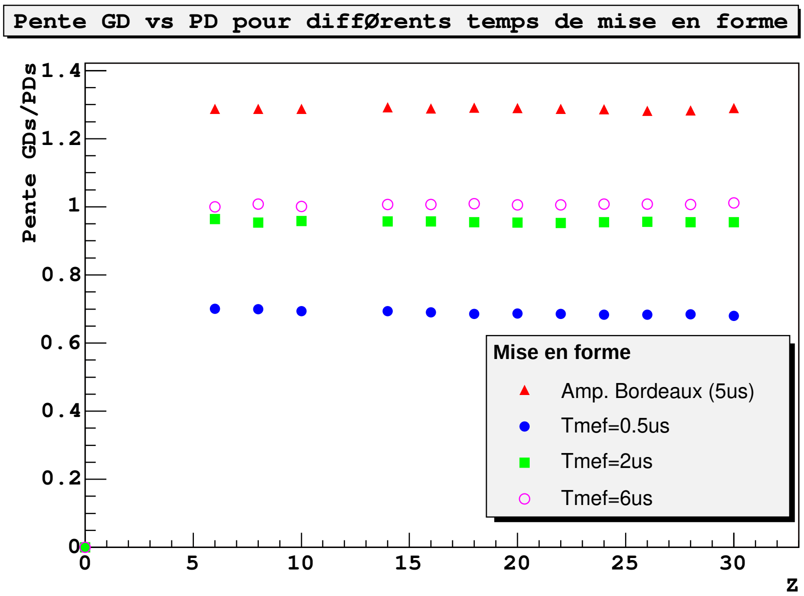

FIG. A.6 – Rapport des signaux grandes diodes et petites diodes pour différents temps de mise en forme. Les rapports mesurés sont indépendants de la nature de l'ion considéré.

Sur cette figure A.6, on remarque que le rapport $\frac{GD}{PD}$ change lorsque le temps de mise en forme change. En revanche, il est clair que le rapport $\frac{GD}{PD}$ ne dépend quasiment pas du type d'ion considéré. La dépendance maximum observée reste faible puisqu'elle est obtenue pour un temps de mise en forme de $0.5\mu s$, et la variation du rapport $\frac{GD}{PD}$ n'est que de 2% sur la gamme de Z étudiée.

Le calcul simple prédisant un écart de l'ordre de 15% s'appuie sur des temps de décroissance très différents d'un ion à l'autre : $0.5\mu s$ pour z1 et $1\mu s$ pour z2. En réalité, les différences ne sont peut-être pas aussi fortes pour les ions lourds étudiés ici : en prenant $0.5\mu s$ pour z1 et $0.6\mu s$ pour z2, la différence attendue n'est que de 4%. On conclut donc que pour les ions lourds au-dessus du Carbone, l'influence du temps de mise en forme sur la mesure du quenching est un effet négligeable.

B Faisceau-test GSI

B.1 Mise en évidence de l'empilement

Lorsque le taux de comptage est trop élevé par rapport au temps caractéristique de l'acquisition, il peut arriver que deux particules soient présentes pour une même acquisition dans le détecteur, l'une des deux seulement ayant déclenché l'acquisition. Dans le cas des protons, ce phénomène se traduit par des dépôts d'énergie correspondant à deux fois $12MeV$ par barreau traversé. Ainsi si l'on sélectionne les évènements pour lesquels l'énergie dans la première couche est comprise entre $18MeV$ et $30MeV$, on obtient la figure B.1 qui présente, dans chaque couche, une partie du pic de dépôt d'énergie à $12MeV$ correspondant aux évènements simples et un pic à $24MeV$ correspondant à l'empilement de deux protons (Figure B.2).

Pour ces mêmes évènements, le dépôt d'énergie total montre lui aussi un pic un $8 \times 12MeV \simeq 96MeV$ et un pic à $8 \times 2 \times 12MeV \simeq 192MeV$. En revanche les deux protons déposent de l'énergie dans le même barreau comme le montre la distribution du nombre total de barreaux touchés sur la figure B.2, qui est piquée uniquement pour une multiplicité égale à 8.

L'étude de l'empilement passe par l'étude de la distribution du temps séparant l'arrivée de deux particules consécutives, donc séparant deux déclenchement successifs et qui est présentée sur la figure B.3 en unité de cycle d'horloge, non étalonnée donc. L'étalonnage est réalisé en utilisant le pic correspondant au temps mort de l'acquisition, fixé à $700\mu s$. La distribution des temps d'arrivée suit théoriquement une loi de Poisson dont la fréquence est caractérisée par la pente de l'exponentielle ajustée sur la figure B.3. On remarque ici que la distribution semble avoir plusieurs constantes de temps, l'exponentielle a été ajustée de manière à prendre en compte sa partie la plus rapide.

L'ajustement détermine la fréquence ν de la poissonnienne : $\nu = 693.46Hz$. La durée sur laquelle on considère les coïncidences entre deux évènements de la poissonnienne est de $\tau = 3.5\mu s$, temps caractéristique de mise en forme de l'électronique de l'EM. La fréquence de l'empilement ν_p est alors simplement donnée par la formule :

$$\nu_p = 2\nu^2\tau = 3.37Hz$$

Pour la prise de données 165 qui contient 53000 évènements, on déduit le nombre d'empilements $N_p = \frac{\nu_p}{\nu} \times 53000 \simeq 260$. Sachant que 40% [1] seulement de ces évènements ne produiront pas de réactions nucléaires dans le calorimètre, on évalue à environ 100 le nombre d'évènements pour lesquels le dépôt d'énergie totale correspond à environ $192MeV$, ce qui est en accord avec le nombre d'évènements que l'on compte dans le pic de la figure B.2 après soustraction du fond continu.

[1]environ 63% des protons ne produisent pas de réactions nucléaires dans le calorimètre : $40\% \simeq 63\% \times 63\%$

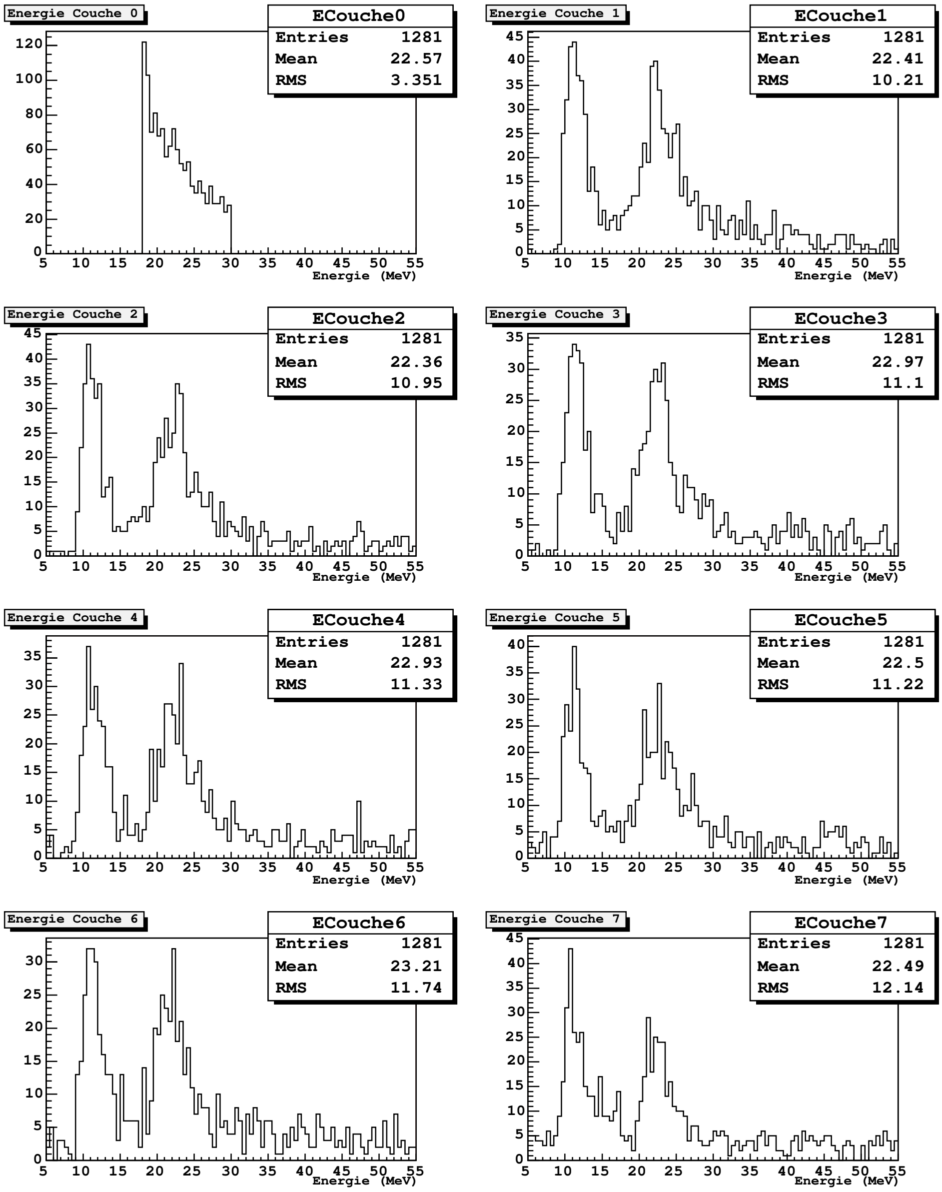

FIG. B.1 – Mise en évidence de l'empilement dans les dépôt d'énergie par couche pour la prise de données 165 en protons. La sélection est effectuée dans la première couche qui doit contenir entre $18MeV$ et $30MeV$. Dans toutes les couches, on retrouve alors la présence des deux pics : le premier correspond aux évènements simples, le second à l'empilement de deux protons.

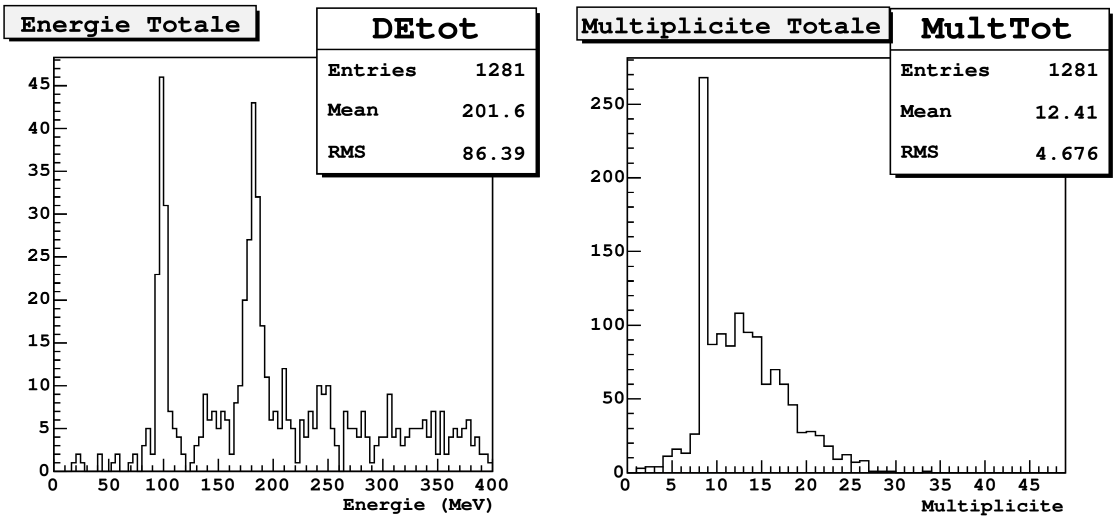

FIG. B.2 – Mise en évidence de l'empilement pour le dépôt total d'énergie et la multiplicité totale pour la prise de données 165 en protons. Le dépôt d'énergie des évènements doubles correspond à environ $8 \times 2 \times 12 MeV \simeq 192 MeV$, le nombre de barreaux touchés restant égal à 8.

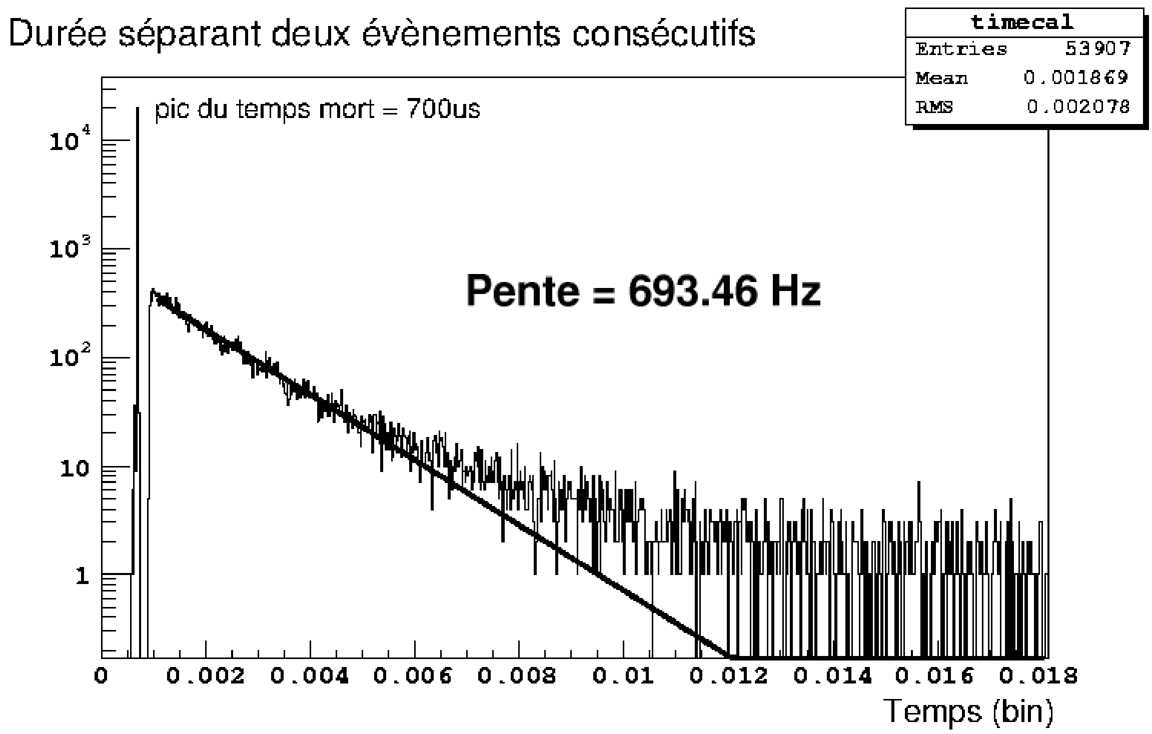

FIG. B.3 – Distribution poissonnienne de la durée séparant l'arrivée de deux évènements. L'ajustement par une exponentielle donne une pente $693.5 Hz$ qui caractérise la moyenne de la poissonnienne. Le pic à $t = 0.00185$ pas codeur correspond au temps mort de l'acquisition et correspond exactement à $700 \mu s$

B.2 Brève étude de l'émission vers l'arrière

L'émission vers l'arrière d'une partie des produits de réaction nucléaire a de multiples conséquences. Comme marqueur du lieu des réactions nucléaires, on utilise l'importance du dépôt d'énergie en s'appuyant sur la figure B.4 qui présente le numéro de la couche qui a vu le plus d'énergie en fonction du numéro de la couche dans laquelle a eu lieu la réaction nucléaire pour le modèle de Bertini. La figure montre que dans plus de 60% des cas, les cascades hadroniques déposent leur maximum d'énergie dans la couche de la réaction nucléaire. Avec la simulation LHEP, ce taux atteint 80%.

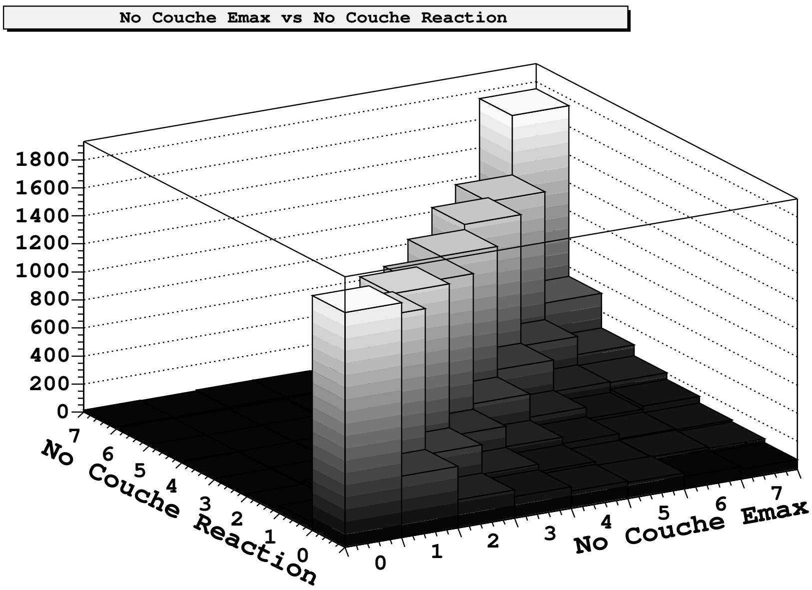

Fig. B.4 – Numéro de la couche qui a le maximum d'énergie en fonction du numéro de la couche dans laquelle a lieu la réaction pour la simulation utilisant le modèle BERT : pour 63% des évènements, cette couche est là même.

La figure B.5 présente les dépôts d'énergie dans la couche 1 où l'on s'attend à mesurer un MIP lorsque le maximum de dépôt d'énergie du profil est dans une des couches suivantes, donc lorsque la réaction nucléaire a lieu dans l'une des couches suivantes. On remarque alors que la moyenne même des dépôts d'énergie dans la couche 1 est supérieure à $20 MeV$ lorsque la réaction nucléaire est située dans les couches 2 ou 3. Cette méthode bien que sous estimant l'émission vers l'arrière, démontre tout de même son influence sur les dépôts d'énergie bien en amont dans le calorimètre.

B.3 Section efficace d'interaction inélastique

L'objectif est ici d'essayer de mesurer la section efficace d'interaction inélastique des protons sur le CsI uniquement à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre. L'idée directrice consiste à mesurer la disparition des protons qui déposent entre

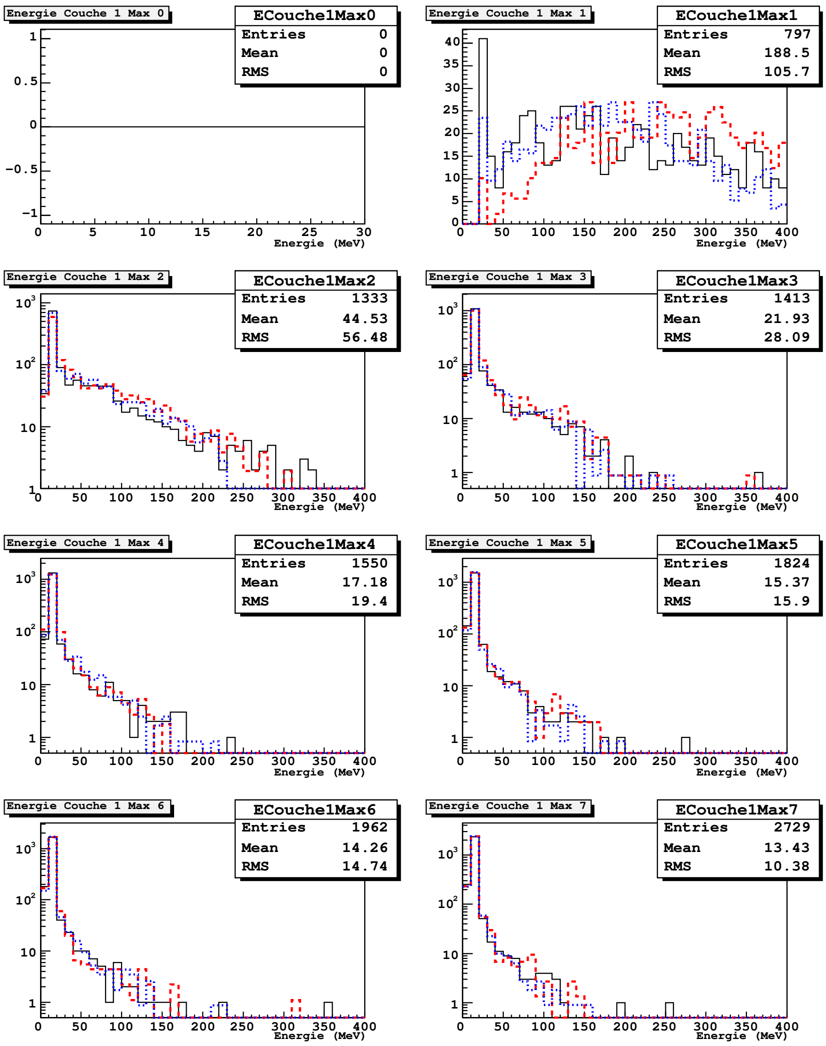

FIG. B.5 – Protons 1.7GeV. Dépôt d'énergie dans la couche 1 lorsque le maximum d'énergie est déposé dans une des couches suivantes : données en trait continu, modèle LHEP en trait interrompu et modèle BERT en pointillés. Les deux simulations reproduisent assez bien les données.

$8MeV$ et $20MeV$ par couche à mesure qu'une partie d'entre eux provoquent des réactions nucléaires dans les couches successivement traversées. On considère qu'un proton n'a pas encore provoqué de réaction nucléaire dans une couche si le dépôt d'énergie dans la couche correspondante est compris entre $8MeV$ et $20MeV$. On compte alors le nombre de protons correspondant dans chaque couche, et ce nombre suit une loi exponentielle décroissante dont la pente est liée à la section efficace recherchée comme le présente l'équation B.1.

$$N_{mips} = N_0 \, e^{-\frac{\sigma_{inel} \rho \, X \, N_A}{\frac{1}{2} M_{CsI}} x} \tag{B.1}$$

où • N_{mips} est le nombre d'évènements au MIP.
- N_0 est une constante
- σ_{inel} est la section efficace d'interaction inélastique.
- x est le numéro de la couche du calorimètre.
- $X = 1.99cm$ est l'épaisseur d'un barreau de CsI.
- $\rho = 4.51g.cm^{-3}$ est la densité volumique du CsI.
- $N_A = 6.02\,10^{23}$ est le nombre d'Avogadro.
- $M_{CsI} = 260g.mol^{-1}$ est la masse molaire du CsI.

La figure B.6 présente le résultat des comptages réalisés pour les données faisceau, la simulation LHEP et la simulation BERT. Pour ces comptages, aucune coupure n'a été appliquée pour ne pas supprimer une partie des réactions et perturber la mesure de section efficace. On remarque de plus que l'ajustement des fonctions exponentielles n'a été fait que sur les 7 premières couches. En effet, le point de la dernière couche pour les simulations est visiblement trop haut : la géométrie du calorimètre simulé ne prend pas en compte la matière (plaque d'aluminium et électronique) située derrière la dernière couche et responsable d'effets d'émission vers l'arrière donc de dépôt d'énergie dans la dernière couche.

A partir des pentes mesurées, on évalue les sections efficaces présentées dans le tableau B.1. Première remarque, les sections efficaces d'interaction inélastique mesurées sont 40% inférieures à la section efficace introduite dans la simulation et qui vaut, rappelons le : $\sigma_{inel} = 1308mb$. Cet écart important est lié à la méthode de mesure qui ne permet pas de prendre en compte les effets forts de l'émission vers l'arrière. Prenons par exemple la première couche, selon les simulations, plus de la moitié des évènements pour lesquels le proton produit une réaction nucléaire dans la deuxième couche provoque un dépôt d'énergie supérieur à 20MeV dans la première couche, et ce même effet se produit avec les couches suivantes. Au final, dans les premières couches en particulier, les mesures présentent un déficit du nombre d'évènements dont le dépôt d'énergie est compris entre $8MeV$ et $20MeV$ par couche, et la mesure de la section efficace est faussée. La méthode employée ne permet donc pas de retrouver la totalité de la section efficace d'interaction inélastique des protons sur le CsI.

Cependant, si la simulation est correcte et reproduit bien l'émission vers l'arrière des réactions nucléaires, l'effet sur la mesure de la section efficace devrait être le

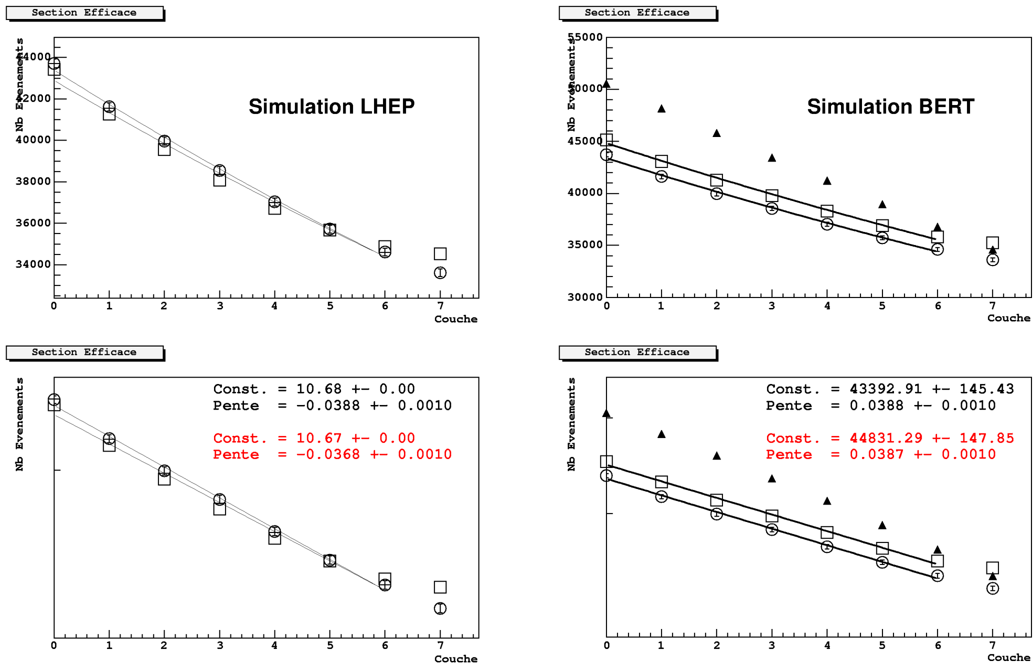

FIG. B.6 – Nombre d'évènements par couche pour lesquels le dépôt d'énergie par couche est compris entre $8MeV$ et $20MeV$. Les cercles ouverts sont issus des données faisceau du run 165. Le graphe inférieur est en échelle logarithmique afin de présenter l'ajustement par une fonction exponentielle. A gauche, les carrés correspondent à la simulation LHEP et à droite à la simulation BERT. Les triangles pleins correspondent aux valeurs attendues selon le marquage des réactions dans la simulation.

données	pente	$\sigma_{inel}(mb)$
Faisceau	0.0388	933.6
BERT	0.0387	933.6
LHEP	0.0367	885.5
BIC	0.0296	712.2

TAB. B.1 – Tableau des section efficaces d'interaction inélastique évaluées à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Les sections évaluées sur les simulations LHEP et BERT sont proches de celles évaluées sur les données. L'évaluation à partir de la simulation BIC est en revanche bien inférieure et traduit une mauvaise reproduction de la topologie des cascades hadroniques, notamment de l'émission vers l'arrière.

même pour les données faisceau et les simulations. Le tableau B.1 montre alors que les modèles BERT et LHEP donnent de meilleurs résultats que le modèle de cascade binaire, en proposant la même section efficace que celle mesurée dans les données.

C Cascades hadroniques à haute énergie

C.1 Modèle QGSC et données Pions à $20 GeV/c$

Le modèle QGSC semble conférer un peu plus d'énergie aux réactions nucléaires que les autres modèles. Ainsi, que ce soit pour les dépôts d'énergie par couche, le dépôts d'énergie totale ou la variance des profils longitudinaux, le modèle QGSC donne des résultats un peu plus proches des données que le modèle LHEP, voir le tableau C.1. La figure C.5 qui présente le dépôt maximum d'énergie, montre de manière évidente l'amélioration apportée par le modèle QGSC par rapport au modèle LHEP.

Cependant, les différences restent finalement faibles, voir par exemple les distributions de χ^2 de l'ajustement par une fonction Gamma sur la figure C.4. Il n'apparaît donc pas nécessaire d'utiliser ce modèle dans `GlastRelease`, la simulation officielle de GLAST, d'autant plus que le temps de calcul est augmenté de 45%.

Moyennes des distributions pour les données et le modèle LHEP							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart-type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	332	1.7	2404	12.1	785	4.7	258
LHEP	318	1.8	2237	12.4	629	5.2	204
Δ_{LHEP}	-14	0.1	-167	0.3	-156	0.5	-53
QGSC	344	1.8	2489	13.0	738	5.0	236
Δ_{QGSC}	12	0.1	-85	0.9	-47	0.3	-22
Ecarts-types des distributions pour les données et le modèle QGSC							
Variables	E_{couche}	M_{couche}	E_{Totale}	M_{Totale}	E_{Max}	J_{Emax}	$Ecart-type$
unité	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV	barreaux	MeV
données	352	1.5	1614	7.4	415	2.3	137
LHEP	310	1.4	1604	7.8	333	2.0	113
Δ_{LHEP}	-42	-0.1	-10	0.4	-82	-0.3	-24
QGSC	339	1.4	1702	8.1	363.0	2.1	121
Δ_{QGSC}	-13	-0.1	88	0.7	-52	-0.2	-16

TAB. C.1 – Données CERN à $20 GeV/c$. Ecart entre les deux premiers moments des distributions réelles et simulées quantifiant les différences entre ces distributions : pour une variable X, $\Delta_{LHEP} = X_{LHEP} - X_{donnees}$ et $\Delta_{QGSC} = X_{QGSC} - X_{donnees}$. Les particules utilisées pour les simulations sont des pions.

Sur les figures C.1, C.2, C.3, C.4 et C.5, les données sont représentées en trait continu, la simulation LHEP en trait interrompu et la simulation QGSC en trait pointillé.

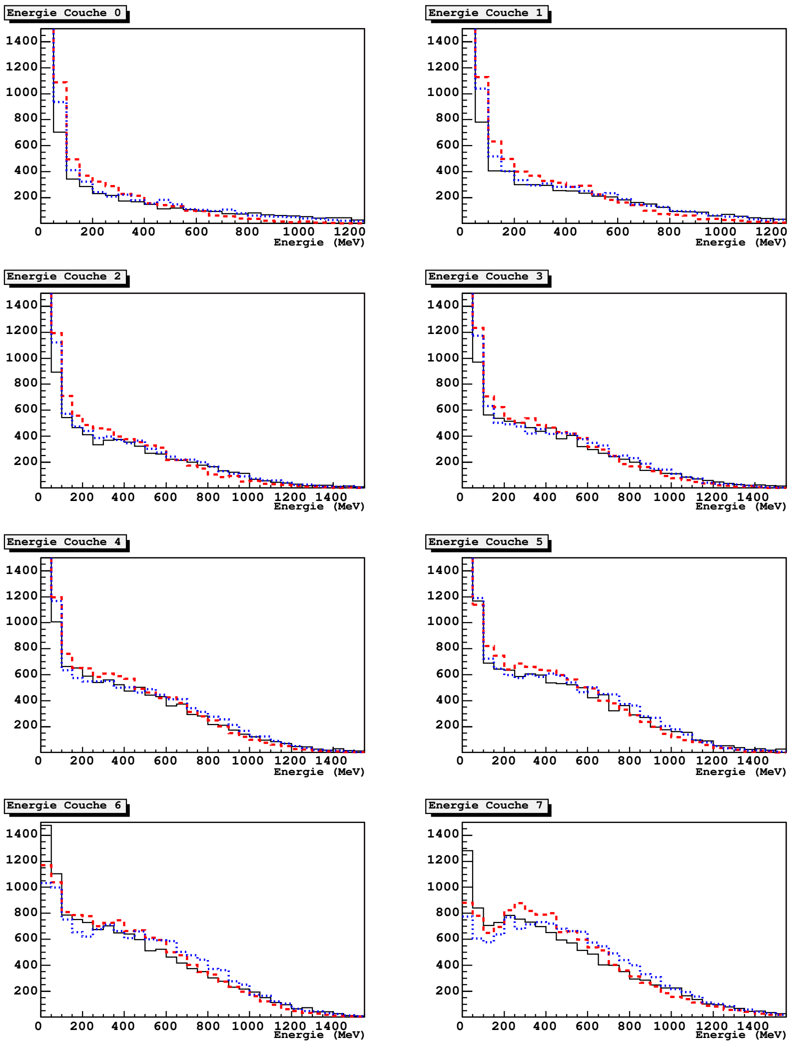

FIG. C.1 – Pions à $20 GeV/c$. Dépôt d'énergie par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation QGSC en pointillés.

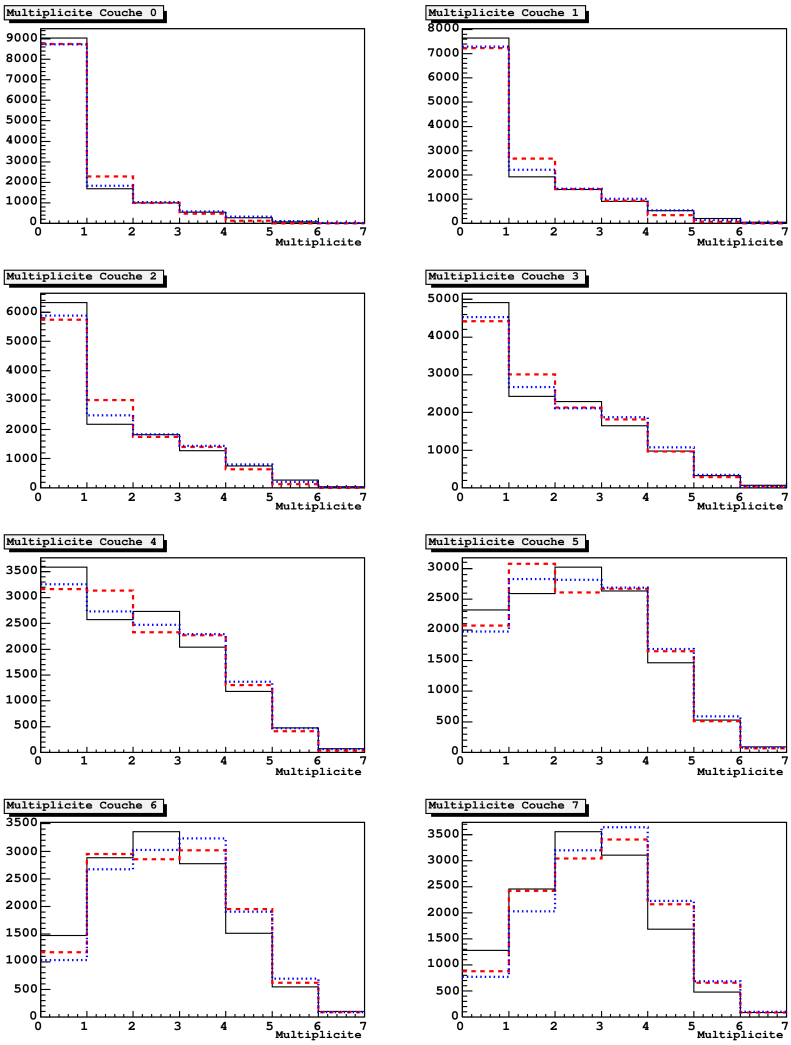

FIG. C.2 – Pions à $20GeV/c$. Multiplicité par couche : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation QGSC en pointillés.

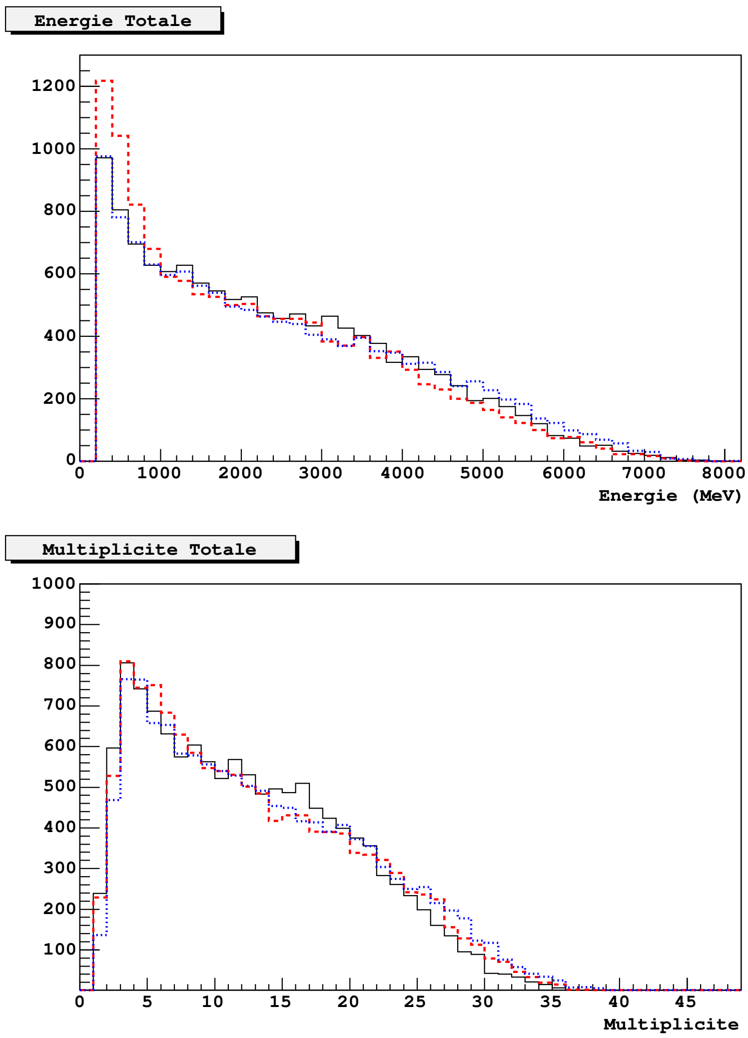

FIG. C.3 – Pions à $20 GeV/c$. Dépôt d'énergie et multiplicité : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation QGSC en pointillés.

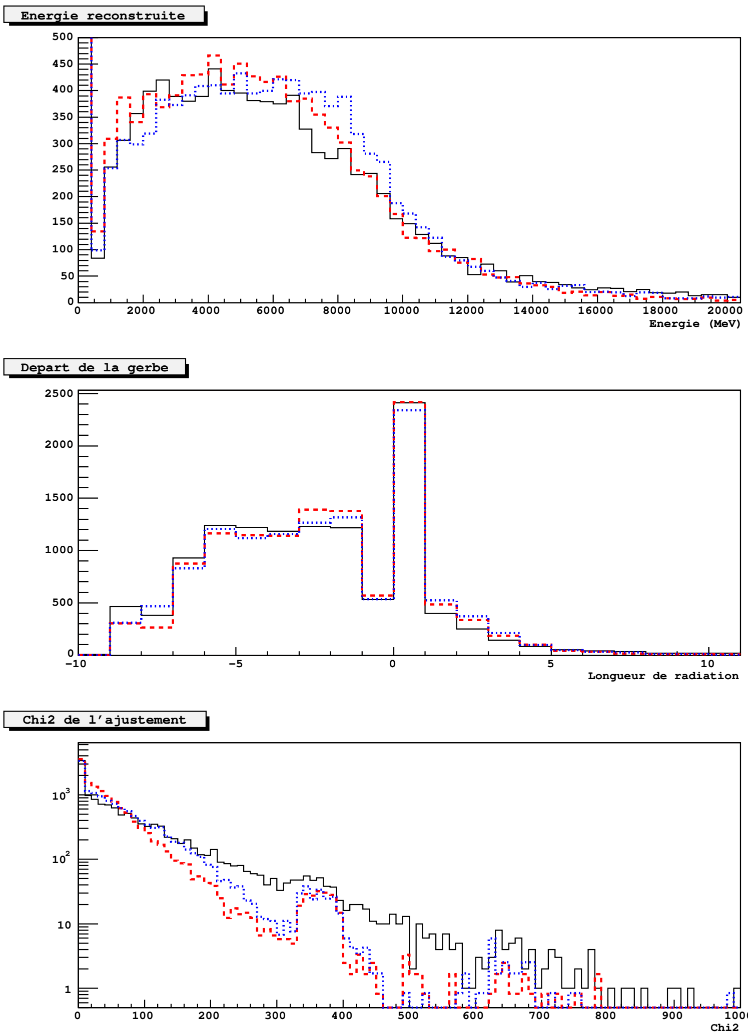

FIG. C.4 – Pions à $20GeV/c$. Ajustement du profil longitudinal : données en trait continu, simulation LHEP en trait interrompu et simulation QGSC en pointillés.

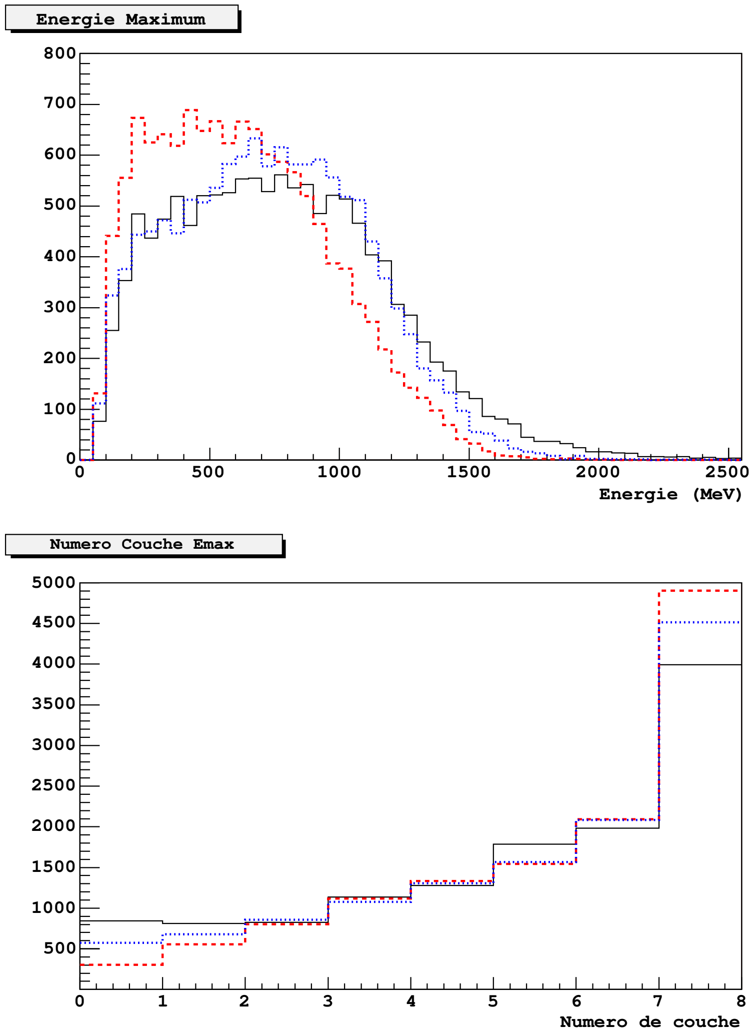

Fig. C.5 – Pions à $20GeV/c$. Dépôt maximum d'énergie et numéro de la couche correspondante pour les données en trait continu, le modèle LHEP en trait interrompu et le modèle QGSC en pointillés.

Index bibliographique

`arXiv`	arXiv.org e-Print archive
`ACD`	Note interne GLAST, sous-système ACD
`A&A`	Astronomy & Astrophysics
`A&AS`	Astronomy & Astrophysics Supplement
`ApJ`	Astrophysical Journal
`ApJL`	Astrophysical Journal Letters
`ApJS`	Astrophysical Journal Supplement Series
`Astropart. Phys.`	Astroparticle Physics
`LAT`	Note interne GLAST, sous-système LAT
`NIM`	Nuclear Instruments and Methods in Physics Research
`Nucl. Phys.`	Nuclear Physics
`PER`	GLAST Pre Environmental Review
`Phys. Rev.`	Physical Review
`Phys. Rev. Let.`	Physical Review Letters

Bibliographie

[1] ACD Team, *GLAST Large Area Telescope : AntiCoincidence Detector (ACD) Pre Environmental Review*, ACD PER, 8 Juin 2005

[2] Agostinelli S. et al *Geant 4 - a simulation toolkit.*, NIM A506, 250-303 (2003)

[3] Aharonian F. et al, *The Potential of Ground Based Arrays of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes : I. Determination of Shower Parameters*, Astropart. Phys. 6, 343-368 (1997)

[4] Aharonian F. et al, *Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV γ-rays from Mkn 501 during a state of high activity.*, A&A 327, L5-L8 (1997)

[5] Aharonian F. et al, *High energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant*, Nature 432, 75-77 (2004)

[6] Aharonian F. et al, *Observations of Mkn 421 in 2004 with H.E.S.S.at large zenith angles*, arXiv :astro-ph/0506319, 14 Juin 2005

[7] Aharonian F. et al, *Discovery of the Binary Pulsar PSR B1259-63 in Very-High-Energy Gamma Rays around Periastron with H.E.S.S*, arXiv :astro-ph/0506280, 20 Juin 2005

[8] Ampe J. et Johnson W.N., *GLAST LAT Design Description of the Glast Calorimeter Front-End Electronics (GCFE) ASIC*, LAT-SS-01972-01 (2003)

[9] Atwood W. B. and GLAST Collaboration..., *Gamma Large Area Silicon Telescope (GLAST) applying silicon strip detector technology to the detection of gamma rays in space*, NIM A342, 302-307 (1994)

[10] Baldini L., *The GLAST Silicon Tracker Construction*, Présenté à : International conference on radiation effects on semiconductor materials, detectors and devices, Florence (2004)

[11] Barbiellini G. et al, *The Agile Silicon Tracker : testbeam results of the prototype silicon detector.*, NIM A490, 146-158 (2002)

[12] Bergenius S. et al, *Radiation Hardness Tests of CsI(Tl) Crystals for the GLAST Electromagnetic Calorimeter*, Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference (2003)

[13] Bernlöhr K. et al, *The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I : layout and components of the system*, Astropart. Phys. 20, 111-128 (2003)

[14] Bertini H. W., *Low Energy Intranuclear-Cascade Calculation*, Phys. Rev. 131, Nb. 4 (1963)

[15] Bertini H. W., *Intranuclear-Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900MeV and Comparisons with Experiment*, Phys. Rev. 188, Nb. 4 (1969)

[16] Bertini H. W. and Guthrie P., *Results from Medium-Energy Intranuclear-Cascade Calculation*, Nucl. Phys. A169, (1971)

[17] Bignami, G.F. et al, *SAS-2 Gamma ray Telescope, Mission Overview*, ApJ 198, 163 (1975)

[18] Bignami G.F., *Gamma Ray Telescope*, Space Sci. Instr. 1 (1975) 245.

[19] Birks J.B., *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon, New York (1964)

[20] Birks J.B., *The Specific Fluorescence of Anthracene and Other Organic Materials*, Phys. Rev. 84, 364-365 (1951)

[21] Briggs M.S., *BATSE observations of the large-scale isotropy of gamma-ray bursts.*, ApJ 459, 40-63 (1996)

[22] Buckley James H., *What the Wild Things Are*, Science 279, 676-677 (1998)

[23] Cheng K.S., Ho C. et Ruderman M., *Energetic Radiation From Rapidly Spinning Pulsars. I. Outer Magnetosphere Gaps.*, ApJ 300, 500-521 (1986)

[24] Colonna D. et al, *Calibration of the response function of CsI(Tl) scintillators to intermediate-energy heavy ions*, NIM A321, 529-534 (1992)

[25] Cornils R. et al, *The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part II : mirror alignment and point spread function*, Astropart. Phys. 20, 129-143 (2003)

[26] De Naurois M., Holder J., et al, *Measurement of the Crab flux above 60 GeV with the CELESTE Cherenkov telescope.*, ApJ 566, 343-357 (2002)

[27] Derenzo S. E. and Weber M. J., *Ab-Initio Cluster Calculations of Hole Transport and Activator Excitation in CsI :Tl and CsI :Na*, Présenté à : SCINT97 International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications, Shanghai, China, Sept, 1997

[28] Diehl R. et Dupraz C., *COMPTEL observations of Galactic 26Al emission.*, A&A 298, 445-460 (1995)

[29] Djannati-Ataï A. et al, *Very High Energy Gamma-ray spectral properties of Mkn 501 from CAT Cerenkov telescope observations in 1997.*, A&A 350, 17-24 (1999)

[30] Donato D. et al, *Hard X-ray properties of blazars*, arXiv.org :astro-ph/0105203, 5 novembre 2001

[31] Dostrovsky I. et al, *Monte Carlo Calculations of High-energy Nuclear Reactions. III. Application to Low-energy Calculcations.*, Phys. Rev. 119, 2098 (1960)

[32] Dostrovsky I. et al, *Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaproation Processes. V. Emission of Particles Heavier than ^4He.*, Phys. Rev. 118, 791-793 (1960)

[33] Durand E., *Recherche de Photons Pulsés au-dessus de 30GeV dans le Crabe et PSR B1951+32 avec le Détecteur Cherenkov Atmosphérique CELESTE*, Thèse de Doctorat de l' Université de Bordeaux I (2003)

[34] Fermi E., *On The Origin of the Cosmic Radiation*, Phys. Rev. 75, nb.8 (1949)

[35] Fesefeldt H., *The GHEISHA program*, RWTH Aachen Report PITHA 85/02 (1985)

[36] Folger G., Wellisch J.P., *The Binary Cascade*, Présenté à : Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP) conference, Interlaken, Switzerland, September 2004

[37] GEANT4 Physics Reference Manual, Chapter IV. Hadronic Interactions

[38] Giuliani A. *Gamma-ray Emission From The Galactic Plane : A New Model For Agile*, Universita Degli Studi Di Milano Bicocca Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali, Dottorato di Ricerca in Astronomia e Astrofisica XVII ciclo (2005)

[39] Geissel H. et al, *The GSI projectile fragment separator (FRS) : a versatile magnetic system for relativistic heavy ions.*, NIM B70, 286-297 (1992)

[40] Goldreich P. et Julian W.H., *Pulsar Electrodynamics*, Astrophysical Journal v.157, p.869 (1969)

[41] Goldwurm A. et al, *Gamma-Ray Imaging with the Coded Mask IBIS Telescope*, Proceedings of the 4th INTEGRAL workshop, arXiv :astro-ph/0102386, 22 Février 2001

[42] Gondolo P., *How Can We Make Sure We Detect Dark Matter ?*, arXiv :hep-ph/0501134, 15 Janvier 2005

[43] Grindhammer G. et Peters S., *The Parameterized Simulation of Electromagnetic Showers in Homogeneous and Sampling Calorimeters*, arXiv :hep-ex/0001020, 10 Janvier 2000

[44] Griffin J. J., *Statistical Model of Intermediate Structure*, Phys. Rev. Let. 17, 478-481 (1966)

[45] Griffin J. J., *Statistical Model of Intermediate Structure*, Physics Letters 24B, 5-7 (1967)

[46] Grove J. Eric et al, *Calorimeter CDE Light Yield Calibration*, GLAST LAT Technical Note, LAT-TD-00381-01

[47] Grove J. Eric, *How do we calibrate the calorimeter on orbit ?*, NRL-SEM 1997-02

[48] Grove J. Eric et al, *LAT Calorimeter CsI Crystal Performance Requirements*, GLAST LAT Design Specification, LAT-SS-00820-03

[49] Gudima K. K., Mashnik S. G. and Toneev V. D., *Cascade-exciton model of nuclear reactions*, NIM A401, 329-361 (1983)

[50] Gwin R. et Murray R.B., *Scintillation Process in CsI(Tl). I. Comparison with Activator Saturation Model*, Phys. Rev. 131, No.2 (1963)

[51] Harding A. et Muslimov A., *Particle acceleration zones above pulsar polar caps : electron and positron pair formation fronts.*, ApJ 508, 328-346 (1998)

[52] Hartman R. C., *The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, ApJS 123, 79 (1999)

[53] Hascall P., *GLAST Large Area Telescope : LAT System Engineering*, GLAST LAT Project - GSFC Monthly Review, 24 Mai 2005

[54] Hilscher D. et al, *Neutron production by hadron-induced spallation reactions in thin and thick Pb and U targets from 1 to 5GeV.*, NIM A414, 100-116 (1998)

[55] Hsi W.-c. et al, *Formation of Hot Nuclei with GeV p and π^- Beams*, Phys. Rev. Let. 79, No. 5 (1997)

[56] Hunter S. D. et al, *EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane*, ApJ 481, 205-240 (1997)

[57] Hurley K., *Cosmic Gamma-Ray Bursts, The Current Status*, Présentation aux rencontres de Moriond, Very High Energy Phenomena in the Universe (2005)

[58] Johnson T. et al, *Fabrication and Assembly Procedure for the Anti-coincidence Detector (ACD) Tile Detector Assembly (TDA)*, Procedure : ACD-PROC-000059, 16 Octobre 2002

[59] Kalbach C., *Exiton Number Dependance of the Griffin Model Two-Body Matrix Element*, Z Physik A 287, 319-322 (1997)

[60] Kanbach G. et al, *The project EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) on NASA's Gamma-Ray Observatory (GRO)*, Space Science Reviews (ISSN 0038-6308), vol. 49, 69-84 (1988)

[61] Kembhavi A.K. et Narlika J.V., *Quasars and Active Galactic Nuclei, An Introduction*, Cambridge University Press, Edition 1999, Chapitre 11.8

[62] Von Kienlin A., *The GLAST Burst Monitor for GLAST*, Proceedings of the SPIE-Conference in Glasgow (2004)

[63] Klebesadel R.W., Strong I.B., and Olson R.A, *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin*, ApJ 182, 85 (1973)

[64] Krammer M. et Pernegger H., *Signal collection and position reconstruction of silicon strip detectors with $200\mu m$ readout pitch.*, NIM A397 232-242 (1997)

[65] Kümmel H. et al, *A new mass law with shell and deformation corrections*, Nucl. Phys. 81, 129-154 (1966)

[66] Letaw J. R., *Proton-nucleus total inelastic cross sections - an empirical formula for E greater than 10 MeV*, ApJS 51, 271 (1983)

[67] Lewis D.A. et al, *TeV observations of the Crab nebula with the Whipple Observatory high resolution imaging gamma-ray telescope.*, Bulletin of the American Astronomical Society 21, 768-769 (1989)

[68] Liu Y. et al, *Studies of prototype CsI(Tl) crystal scintillators for low-energy neutrino experiments*, NIM A482, 125-143 (2002)

[69] Loparco F. et Mazziotta N., *GLAST : Study of the ToT for Triggering and Track Layers*, Instrument Analysis Group Weekly Meetings - 17 Juin 2005

[70] Lott B. and Piron F. et al. for the GLAST collaboration, *Response of the GLAST LAT Calorimeter to Relativistic Heavy Ions*, N.I.M. in Physics Research, to be submitted 14 July 2005

[71] Lyne A.G. et Graham-Smith F, *Pulsar Astronomy, second edition*, Cambridge University Press (1998)

[72] McEnery J., Moskalenko I. et Ormes J., *GLAST : Understanding The High Energy Gamma-ray Sky*, arXiv :astro-ph/0406250, 9 Juin 2004

[73] Michaelian K. et Menchaca-Rocha A., *Model of ion-induced luminescence based on energy deposition by secondary electrons*, Phys. Rev. B49, Nb. 22 (1994)

[74] Mizuno T. et al, *Cosmic-Ray Background Flux Model Based on a Gamma-Ray Large Area Space Telescope Balloon Flight Engineering Model*, ApJ 614, 1113-1123 (2004)

[75] Moiseev A.A. et al, *Observation and simulations of the backsplash effects in high-energy γ-ray telescopes containing a massive calorimeter*, Astropart. Phys. 22, 275-283 (2004)

[76] Morselli A., *The Gamma Large Array Space Telescope : GLAST*, Chineese. Journal of Astronomy and Astrophysics, v3, Suppl. 520-530 (2003)

[77] Murray R.B., Meyer A., *Scintillation Response of Activated Inorganic Crystals to Various Charged Particles*, PhysRev 122, No.3 (1961)

[78] *Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing, Chapter 14.3*, Cambridge University Press (1992)

[79] Parlog M., Borderie B., Rivet M.F., Tabacaru G., Chbihi A., Elouardi M., Le Neindre N., Lopez O., Plagnol E., Tassan-Got L., INDRA collaboration, *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions (Part I) : recombination and delta – electrons*, NIM A482, 674-692 (2002)

[80] Parlog M., Borderie B., Rivet M.F., Tabacaru G., Chbihi A., Elouardi M., Le Neindre N., Lopez O., Plagnol E., Tassan-Got L., INDRA collaboration, *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions (Part II) : calibration and identification in the INDRA array*, NIM A482, 693-706 (2002)

[81] Particle Data Group, Review of Particle Physics (2004), Chapitre 24.3

[82] Particle Data Group, Review of Particle Physics (2004), Chapitre 27.2

[83] Particle Data Group, Review of Particle Physics (2004), Chapitre 27.4

[84] Particle Data Group, Review of Particle Physics (2004), Chapitre 27.5

[85] Paul J., *Gamma-Ray Astronomy Today*, The Gamma-Ray Universe, Proceedings des XXXVII Rencontres de Moriond (2002)

[86] Petry D., *The Earth's Gamma-ray Albedo as observed by EGRET.*, arXiv :astro-ph/0410487, 20 Octobre 2004

[87] Pienkowski L. et al, *Neutron multiplicity distributions for 1.94 to 5GeV/c proton-, antiproton-, pion-, kaon-, and deuteron-induced spallation reactions on thin and thick targets.*, Phys. Rev. C56, No. 4 (1997)

[88] Pittori C. et Tavani M. et al, *Scientific Goals and Instrument Performance of the Gamma-Ray Imaging Detector AGILE*, Nucl. Phys. B134, 72-74 (2004)

[89] Popov A. I. et al, *Time-resolved luminescence of CsI-Tl crystals excited by pulsed electron beam*, NIM B122, 602-605 (1997)

[90] Prest M. et al, *The Agile Silicon Tracker : an innovative γ-ray instrument for space.*, NIM A501, 280-287 (2003)

[91] Quinton A.R. et al, *Fluorescent Response of Cesium Iodide Crystals to Heavy Ions*, Phys. Rev. 115, No. 4 (1959)

[92] Ribantsky I. et al, *Pre-equilibrium decay and the exciton model*, Nucl. Phys. A205, 545-560 (1973)

[93] Ritz S. et al, *GLAST Large Area Telescope Onboard Filter Status*, LAT Collaboration Meeting, 15 Septembre 2003

[94] Roberts M.D. et al, *TeV gamma-ray observations of southern BL Lacs with the CANGAROO 3.8m Imaging Telescope.*, A&A 337, 25-30 (1998)

[95] Robson I., *Active Galactic Nuclei*, Wiley-Praxis Series in Astronomy and Astrophysics (1996)

[96] Salpeter E. E., *Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects.*, ApJ 140, 796 (1964)

[97] Schneid E. J., *EGRET observations of X-class solar flares.*, A&AS 120, 299-302 (1996)

[98] Serber R., *Nuclear Reactions at High Energies*, Phys. Rev. 72, No. 11 (1947)

[99] Sreekumar P. et al, *EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-ray Emission*, ApJ 494, 523-534 (1998)

[100] Stecker F.W. et Slamon M.H., *The Gamma-Ray Background From Blazars : A New Look*, ApJ 464, 600-605 (1996)

[101] Stepanov N. V., ITEP Preprints ITEP-91 (1983), ITEP-129 (1985), ITEP-81 (1987), ITEP-55-88, Moscow (1988) [in Russian]

[102] Stracener D.W. et al, *Dwarf Ball and Dwarf Wall : Design, instrumentation, and response characteristics of a 4small pi, Greek CsI(Tl) plastic phoswich multidetector system for light charged particle and intermediate mass fragment spectrometry*, NIM A194, 485-503 (1990)

[103] Sümmerer K. et al, *Target fragmentation of Au and Th by 2.6GeV protons*, Phys. Rev. C42, 2546 (1990)

[104] Sümmerer K. and Blank B., *Modified empirical parametrization of fragmentation cross sections*, Phys. Rev. C61, 034607 (2000)

[105] Tavani M. et Barbiellini G., *Science with Agile*, Proceedings CP587, GAMMA 2001, Gamma-Ray Astrophysics 2001, edited by S.Ritz et al (2001)

[106] Terrier R., *Calorimetrie et recherche de sources en astronomie gamma spatiale.* Thèse de doctorat (27 septembre 2002), Laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie - College de France (IN2P3/CNRS), Université Denis Diderot - Paris VII.

[107] Titarenko Yu. E. et al, *Experimental and Computer Simulations Study of Radionuclide Production in Heavy Materials Irradiated by Intermediate Energy Protons*, arXiv :nucl-ex/9908012, 19 Août 1999

[108] Valentine J. et al, *Temperature dependence of CsI(Tl) gamma-ray scintillation decay time constants and emission spectrum*, NIM A325, 147-157 (1993)

[109] Viola V.E. et al, *Probing the nuclear EOS with GeV light-ion beams.*, Nucl. Phys. A626, 287c-294c (1997)

[110] Weisskopf V. F. et Ewing D. H., *On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements*, Phys. Rev. 57, 472-485 (1940)

[111] Wellisch H.P. and Axen D., *Total reaction cross section calculations in proton-nucleus scattering*, PhyRev C54, Nb.3, 1329-1332 (1996)

[112] Winkler C. et al *The INTEGRAL mission*, A&A Special Issue, volume 411 (2003)

[113] Woods R. et Saxon S., *Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering*, Phys. Rev. 95, 577-578 (1954)

[114] Zeldovich Y. B. et Novikov I. D. , Soviet Phys. Dokl., 158, 811 (1964)

Sites Internet

---

[115] NASA - GLAST web site - http ://glast.gsfc.nasa.gov/

[116] SLAC - GLAST web site - http ://www-glast.stanford.edu/

[117] NRL - GLAST web site - http ://heseweb.nrl.navy.mil/glast/

[118] GEANT4 - http ://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html

[119] James F. Ziegler - *The Stopping and Range of Ions in Matter* - http ://www.srim.org/

[120] Grand Accélérateur National d'Ions Lourds - http ://ganinfo.in2p3.fr/

[121] Gesellschaft für Schwerionenforschung - http ://www.gsi.de/

[122] K. Sümmerer and B. Blank, *EPAX Version 2.1 An Empirical Parametrization of Projectile-Fragmentation Cross Sections*, http ://www-wnt.gsi.de/hellstr/asp/gsi/epaxv21m.asp

[123] http ://www.physik.rwth-aachen.de/ harm/geant/gheisha/index.html

Résumé

GLAST est la nouvelle génération de télescope spatial pour l'étude des rayons γ et devrait très largement améliorer notre connaissance du ciel à haute énergie, dès son lancement en août 2007.

Les données du faisceau-test mené au GANIL avec des ions de basse énergie, ont permis de contribuer à l'étalonnage en énergie du LAT. Ces données ont été analysées pour mesurer la non-linéarité de la production de lumière dans le CsI en réponse au dépôt d'énergie des ions, des protons au krypton et pour des énergies allant de 0 à $73MeV$ par nucléon. Les résultats obtenus se sont révélés complémentaires aux mesures de scintillation du CsI, réalisées lors du faisceau-test mené au GSI pour des ions lourds relativistes . La connaissance de la non-linéarité de la réponse des cristaux de CsI de GLAST aux ions de haute énergie est indispensable pour réaliser l'étalonnage en énergie en orbite des détecteurs à l'aide des rayons cosmiques.

Le rejet des évènements hadroniques est un autre problème clé pour GLAST, or, l'élaboration des algorithmes repose sur la simulation Monte-Carlo officielle de GLAST, `GlastRelease`. Les cascades hadroniques mesurées lors du faisceau-test mené au GSI et lors d'un autre faisceau-test mené au CERN sur le SPS, sont utilisées pour confronter les codes de simulation, disponibles sur la plate-forme logicielle GEANT4 qui est à la base de `GlastRelease`. En vérifiant la bonne reproduction de certaines observables simples, pour des cascades hadroniques générées par des protons ou de pions de $1.7GeV$, $3.4GeV$, $10GeV$ et $20GeV$, on conclue qu'à haute énergie le modèle par défaut, LHEP, est valable, alors qu'à basse énergie, le modèle de cascade intranucléaire de Bertini devrait être utilisé.

Mots clés

GLAST - Astronomie gamma - quenching - CsI - cascade hadronique - GEANT4

Abstract

GLAST is the new generation of Gamma-ray space telescope and should dramatically improve our knowledge of the Gamma-ray sky when it is launched on September 7^{th} 2007.

Data from the beam test that was held at GANIL with low energy ions were analyzed in order to measure the light quenching factor of CsI for all kinds of ions from proton to krypton of energy between 0 and $73MeV$ per nucleon. These results have been very useful to understand the light quenching for relativistic ions that was measured during the GSI beam test. The knowledge of light quenching in GLAST CsI detectors for high energy ions is required for the on-orbit calibration with cosmic rays to succeed.

Hadronic background rejection is another major issue for GLAST, thus, all the algorithms rely on the GLAST official Monte-Carlo simulation, `GlastRelease`. Hadronic cascade data from the GSI beam test and from another beam test held at CERN on the SPS have been used to benchmark hadronic cascade simulation within the framework of GEANT4, on which `GlastRelease` is based. Testing the good reproduction of simple parameters in GLAST-like calorimeters for hadronic cascades generated by $1.7GeV$, $3.4GeV$, $10GeV$ and $20GeV$ protons or pions led us to the conclusion that at high energy the default LHEP model is good enough, whereas at low energy the Bertini intra-nuclear cascade model should be used.

Keywords

GLAST - gamma-ray astronomy - quenching - CsI - hadronic cascade - GEANT4