



HAL
open science

Etude d'un prototype de calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO pour l'expérience L3

Houmani El Mamouni

► **To cite this version:**

Houmani El Mamouni. Etude d'un prototype de calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO pour l'expérience L3. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1986. Français. NNT: . tel-00746626

HAL Id: tel-00746626

<https://theses.hal.science/tel-00746626>

Submitted on 29 Oct 2012

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

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

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

par

Houmani EL MAMOUNI

o o o o o

ETUDE D'UN PROTOTYPE DE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

A CRISTAUX DE BGO POUR L'EXPERIENCE L3

Soutenue le 29 Mai 1986

devant la Commission d'Examen

JURY:

MM T. BÖHRINGER

J. P. BURQ

G. COIGNET

E. ELBAZ

M. GUSAKOW

J. P. MARTIN

Université Claude Bernard Lyon-1

Président de l'Université	M. le Professeur P. ZECH
1er Vice Président "Fédération Santé"	M. le Professeur L.M. PATRICOT
Coordonnateur "Fédération Sciences"	M. le Professeur R. UZAN
Président du Comité de Coordination des Etudes Médicales	M. le Professeur R. MORNEX
Secrétaire Général	M. F. MARIANI

Fédération Santé

U.F.R. de Médecine Grange-Blanche	Mme le Professeur H. PELLET, Directeur provisoire
U.F.R. de Médecine Alexis-Carrel	M. le Professeur R. MORNEX, Directeur prorogé
U.F.R. de Médecine Lyon-Nord	Mme le Professeur A. PINET, Directeur prorogé
U.F.R. de Médecine Lyon-Sud	M. le Professeur J. NORMAND, Directeur prorogé
U.F.R. de Pharmacie	M. le Professeur C.A. BIZOLLON, Directeur prorogé
U.F.R. d'Odontologie	M. le Professeur G. LABE, Directeur prorogé
Institut de Techniques de Réadaptation	M. le Professeur M. EYSSETTE, Directeur provisoire

Départements Fédération Santé

Département de Biologie Humaine	M. le Professeur P.A. BRYON, Directeur provisoire
Département d'Innovation et de Coordination Pédagogique	M. le Professeur G. LLORCA, Directeur provisoire

Fédération Sciences

Institut des Sciences de la Matière (I.S.M.)	M. le Professeur E. ELBAZ, Directeur provisoire
Institut des Sciences de l'Ingénierie et du Développement Technologiques (I.S.I.D.T.)	M. le Professeur J.N. GENCE, Directeur provisoire
Institut de Chimie et Biologie Moléculaire et Cellulaire (I.C.B.M.C.)	M. le Professeur M. PAVANS de CECCATTY, Directeur provisoire
Institut d'Analyse des Systèmes Biologiques et Socio-Economiques (I.A.S.B.S.E.)	M. le Professeur J.M. LEGAY, Directeur Provisoire
Institut des Sciences de la Terre, de l'Océan, de l'Atmosphère, de l'Espace et de l'Environnement (I.S.T.A.O.E.E.)	M. le Professeur S. ELMi, Directeur provisoire
U.F.R. des Activités Physiques et Sportives (UFRAPS)	M. C. JACQUEMOUD, Professeur certifié d'EPS, Directeur provisoire
I.U.T. A	M. le Professeur J. GIELLY, Directeur
I.U.T. B	M. le Professeur P. MICHEL, Directeur prorogé

Départements Fédération Sciences

Département de 1er Cycle Pluridisciplinaire "Sciences"	M. P. PONCET, M.C., Directeur provisoire
Départements de 2ème Cycle	
.. Sciences de la Vie et de la Terre	M. le Professeur J.P. BLANCHET, Directeur Provisoire
.. Sciences pour l'Ingénieur	M. le Professeur J. DIMNET, Directeur provisoire
.. Sciences de l'Analyse et de la Matière	Mme M. MEYER, M.C., Directeur provisoire

Résumé

Le détecteur de l'expérience L3 à LEP comporte un calorimètre électromagnétique original en ce sens qu'il sera construit à partir d'un nouveau matériau de calorimétrie (Germanate de Bismuth ou BGO) et que la lumière de scintillation sera lue par des photodiodes de grande surface. Ce dernier choix est imposé par la présence d'un champ magnétique.

L'étude des performances de ce calorimètre sur une gamme d'énergie allant de 1 à 50 GeV fait l'objet de cette thèse.

De grands efforts ont été accomplis en vue d'améliorer les résolutions en énergie et ce en améliorant le rapport signal sur bruit, la qualité des cristaux de BGO, l'enrobage, la structure mécanique, ...

L'ensemble des excellents résultats obtenus (concernant la linéarité, la résolution en énergie et la résolution en position) a permis d'atteindre le stade de la construction.

Abstract

The L3 experiment detector at LEP is equipped with an original electromagnetic calorimeter. Such a calorimeter is made of a new calorimetric material, viz, Bismuth Germanate Oxide (BGO). Furthermore, the scintillation light is read by means of large-area photodiodes.

The latter choice for the photodiodes is dictated by the presence of a magnetic field. This thesis deals with the study in the 1-50 GeV energy range of the performances of a prototype for this new calorimeter.

A great deal of efforts is devoted to ameliorate the energy resolution by improving the signal/noise ratio, the BGO crystals quality, the wrapping, the mechanical structure, etc ...

The goodness and the quality of the obtained results (concerning the linearity, the energy resolution and the position resolution) make it possible to reach in the near future the stage of the construction of a definitive calorimeter.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur E. Elbaz, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour son accueil dans le laboratoire, et la confiance qu'il m'a toujours témoignée.

Je tiens à remercier plus particulièrement et très chaleureusement Monsieur le Professeur J.P. Burq d'avoir bien voulu diriger mes travaux de recherche au sein du Groupe des Hautes Energies Expérimentales, pour les conseils qu'il m'a prodigués et la grande attention qu'il m'a prêtée.

Je remercie également J.P. Martin pour l'aide et le soutien qu'il m'a apportés tout au long de ce travail et qui ont beaucoup facilité mes travaux de recherche.

Je remercie aussi B. Ille pour son aide et ses conseils pratiques.

Je remercie Messieurs T. Böhringer, Maître-Assistant à l'Université de Lausanne (Suisse), J.P. Burq, Professeur à l'Université Claude Bernard Lyon-1, G. Coignet, Directeur de Recherches au CNRS au Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, E. Elbaz, Professeur à l'Université Claude Bernard Lyon-1, M. Gusakow, Professeur à l'Université Claude Bernard Lyon-1 et J.P. Martin, Chargé de Recherches au CNRS, d'avoir eu la gentillesse de faire partie de mon jury.

Messieurs M. Gusakow et G. Coignet ont bien voulu être rapporteurs de ma thèse. Je leur en suis profondément reconnaissant.

Le travail qui a fait l'objet de cette thèse s'est intégré à l'activité expérimentale du Groupe des Hautes Energies du Laboratoire. Je remercie vivement les membres du Groupe : Monsieur le Professeur M. Lambert, M. Chemarin, J. Fay et P. Lebrun, pour leur soutien amical, ainsi que Messieurs N. Madjar, G. Jacquet, G. Maurelli, M. Reynaud et P. Sahuc dont l'aide avisée me fut précieuse.

Je ne saurais oublier dans ces remerciements Monsieur M. Goyot et les membres du Service de Microélectronique ainsi que Monsieur B. Veyron pour leur collaboration efficace.

J'exprime toute ma reconnaissance à Mademoiselle J. Roche, Monsieur Z. Hernaus, Mesdames J. Charnay et R. Ricard, et Monsieur M. Combe qui ont contribué à la mise en forme et à l'édition de ce mémoire.

A ma famille

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I - ASPECTS PHYSIQUES ET TECHNIQUES DU PROJET LEP

<u>I.1 INTRODUCTION</u>	I. 1
<u>I.2 LES EXPERIENCES A LEP</u>	I. 1
<u>I.2.1 L'expérience L3</u>	I. 2
i) Un détecteur de Vertex	I. 4
ii) Le calorimètre hadronique	I. 5
iii) Détecteur de muons	I. 7
iv) Système de monitoring et d'étiquetage	I. 8
v) Le calorimètre électromagnétique	I. 9
<u>I.3 PARTICULE(S) DE HIGGS</u>	I.12
I.3.A Introduction	I.12
I.3.B Nombre de particules de Higgs	I.12
I.3.C Masse des particules de Higgs	I.12
I.3.C.a Avec un seul doublet de Higgs	I.12
I.3.C.b Avec plusieurs doublets de Higgs	I.16
I.3.D Production des particules de Higgs	I.17
<u>REFERENCES</u>	I.27

CHAPITRE II - PREMIERS TESTS DE BARREAUX DE BGO LUS PAR PHOTODIODES ENTRE 1 ET 50 GeV

<u>II.1 LE FAISCEAU X3</u>	II. 2
II.1.A Description	II. 2
II.1.B Modes de fonctionnement	II. 3
II.1.C Intensité	II. 3
II.1.D Les chambres à fils	II. 4
II.1.E Les compteurs Cerenkov à seuil	II. 5
II.1.F Modes de déclenchement	II. 5
II.1.G Le spectromètre du faisceau	II. 7
II.1.G.a Description	II. 7
II.1.G.b Résolution du spectromètre	II. 8
II.1.H Le système d'acquisition	II.10
<u>II.2 LA MATRICE DE BGO</u>	II.11
<u>II.3 INTERCALIBRATION</u>	II.14
<u>II.4 METHODE D'ANALYSE</u>	II.17
II.4.A Contraintes en ligne	II.17
II.4.A.a Contraintes en $\left \frac{\Delta P}{P} \right _{0 \text{ max}}$	II.17
II.4.A.b Contrainte sur la distribution spatiale du faisceau	II.17
II.4.B Contraintes hors ligne	II.17
II.4.B.a Contraintes en XPC1	II.18
II.4.B.b Contraintes en RBGO	II.18
II.4.B.c Contraintes en $\left \frac{\Delta P}{P} \right _{\text{calculé}}$	II.18

<u>II.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON AVEC EGS</u>	II.18
II.5.A Etude du bruit	II.19
II.5.B Linéarité	II.21
II.5.C Résolution en énergie	II.26
II.5.D Résolution en position	II.36
II.5.D.a Données des chambres à fils	II.38
II.5.D.b Méthode du centre de gravité de l'énergie	II.39
II.5.E Développement de la gerbe électromagnétique	II.43
II.5.E.a Développement transversal	II.43
II.5.E.b Développement longitudinal	II.46
<u>CONCLUSION</u>	II.51
<u>REFERENCES</u>	II.52

CHAPITRE III - TESTS D'UNE PORTION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE DE L3

<u>III.1 INTRODUCTION</u>	III. 1
<u>III.2 ELECTRONIQUE LINEAIRE</u>	III. 3
III.2.A Système développé à Lyon	III. 3
III.2.B Système développé par Princeton	III. 9
III.2.C Convertisseur analogique digital : ADC	III. 9
<u>III.3 TESTS SUR FAISCEAU</u>	III. 9
III.3.A La matrice de BGO	III.10
III.3.B Nature de l'électronique équipant les 4 quadrants	III.11
III.3.C Méthode d'analyse	III.11
III.3.C.a Définition des grandeurs utilisées	III.11
III.3.C.b Exploitation des données des chambres à fils	III.11
III.3.C.c Méthode de lissage des distributions	III.13
<u>III.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	III.13
III.4.A Calibration	III.13
III.4.A.a Intercalibration des comparateurs	III.13
III.4.A.b Intercalibration de la voie BE par rapport à la voie HE	III.16
III.4.A.c Intercalibration des cristaux	III.19
III.4.B Bruit électronique	III.20
III.4.B.a Etude des piédestaux individuels	III.20
III.4.B.b Etude de la somme des piédestaux	III.24
III.4.C Etude de la linéarité	III.25
III.4.D Etude la résolution en énergie	III.32
III.4.E Développement transversal des gerbes électromagnétiques	III.37
<u>CONCLUSION</u>	III.43
<u>REFERENCES</u>	III.45

CONCLUSION GENERALE

APPENDICE A - ETUDE DU BRUIT ELECTRONIQUE

<u>A.1 ESTIMATION DU BRUIT DE FILTRAGE RC-CR</u>	A. 1
A.1.1 Bruit blanc parallèle	A. 1
A.1.2 Bruit blanc série	A. 2
A.1.3 Bruit en 1/f	
<u>A.2 ETUDE DU SIGNAL : S</u>	A. 4

APPENDICE B - BANC DE CONTROLR DES CRISTAUX DE BGO AU MOYEN DES RAYONS COSMIQUES ...

<u>B.1 INTRODUCTION</u>	B. 1
<u>B.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	B. 1
<u>B.3 ANALYSE</u>	B. 3
<u>B.4 CALIBRATION ABSOLUE ET MONITORAGE</u>	B. 5
<u>B.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	B. 5
B.5.1 Mesure d'uniformité de réponse	B. 5
B.5.2 Mesures d'émission lumineuse	B. 9
<u>CONCLUSION</u>	B.11
<u>REFERENCES</u>	B.12

INTRODUCTION GENERALE

Ce mémoire présente le travail que j'ai effectué au sein du groupe des Hautes Energies Expérimentales de Lyon dans le cadre de la préparation du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3 sur LEP au CERN.

Ce calorimètre électromagnétique qui doit être opérationnel dès le début 1989 comporte environ 12 000 modules constitués d'un nouveau cristal scintillant : le Germanate de Bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) ou BGO. Ce matériau bien qu'ayant un rendement lumineux 10 fois moindre que le NaI(Tl) a l'avantage décisif pour L3 d'avoir une faible longueur de radiation (1,12 cm) ce qui permet une construction plus compacte du calorimètre électromagnétique.

Du fait de la présence d'un champ magnétique (0,5 Tesla) la lumière de scintillation du BGO doit être lue au moyen de photodiodes de grandes surfaces : 1 à $1,5\text{ cm}^2$, dont le fonctionnement, contrairement aux photomultiplicateurs, n'est pas perturbé par le champ magnétique.

Notre travail consistait donc à étudier les performances de l'ensemble, tout à fait nouveau, BGO + photodiodes.

Le premier chapitre présente une partie spécifique du champ de physique qui s'ouvrira avec le nouveau collisionneur LEP où le calorimètre électromagnétique, grâce à ses caractéristiques uniques, doit apporter une contribution importante : la recherche des particules de Higgs. Les aspects techniques de l'ensemble du détecteur L3 y sont également évoqués.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des tous premiers barreaux de BGO parallélépipédiques de grandes dimensions ($3 \times 3 \times 20\text{ cm}^3$) associés à des photodiodes (HAMAMATSU S1790) et à une électronique analogique de type classique (amplificateur filtrant).

Les tests ont été menés au CERN sur un faisceau d'électrons et de hadrons d'impulsion allant de 1 à 50 GeV/c.

L'étude du développement des gerbes électromagnétiques est également abordée dans ce chapitre.

II.

Le troisième chapitre est une continuité logique du précédent en ce sens que les tests ont été faits dans des conditions aussi proches que possible des conditions réelles de l'expérience L3 :

- * forme des cristaux de BGO (tronc-pyramidal : $(2 \times 2) \times (3 \times 3) \times 24 \text{ cm}^3$,
- * électronique analogique digitale avec une gamme dynamique allant de quelques MeV à la cinquantaine de GeV,
- * support et structure mécaniques,
- * refroidissement.

Les progrès réalisés entre 1983 (date des premiers tests) et 1985 (date des tests les plus récents) sont illustrés.

L'ensemble des résultats obtenus avec la matrice prototype est confronté de façon détaillée aux données simulées par un programme de Monte-Carlo (EGS).

Dans ce mémoire, figure également en appendice, une description d'un système mis au point par le groupe de Lyon et qui est destiné au contrôle systématique des 12 000 cristaux de BGO du calorimètre électromagnétique : mesure de l'uniformité de la réponse longitudinale des cristaux de BGO et du niveau de production de la lumière. Ce dispositif, déjà opérationnel au CERN, constitue le principal moyen de contrôle des cristaux provenant du constructeur.

Enfin, une conclusion résume l'ensemble des performances du calorimètre électromagnétique et donne quelques informations complémentaires sur des résultats obtenus à très basses énergies.

CHAPITRE I

ASPECTS PHYSIQUES ET TECHNIQUES DU PROJET LEP

I.1 INTRODUCTION

Il est certain que les expériences LEP sont d'un intérêt fondamental pour la physique des particules. En effet, dans l'annihilation e^+e^- toute l'énergie dans le centre de masse est disponible pour produire des particules sans bruit de fond. De plus à LEP, le passage par les seuils de production du Z^0 (LEP I) et du W (LEP II) offre des possibilités uniques.

Les expériences à LEP permettront d'étudier les domaines suivants de la physique [1] :

1. tests de précision de la théorie électrofaible (GWS) :
 - masse et largeur du Z^0 (M_{Z^0} et Γ_{Z^0}) ainsi que ses propriétés, $\sin^2\theta_W$ (LEP I)
 - masses des W^\pm et leurs propriétés (LEP II).
2. au pôle Z^0 nous avons une source abondante de paires quark-antiquarks, sans bruit de fond, de différentes saveurs : $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$, $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$ si $M_t < M_{Z^0} / 2$.
3. spectroscopie du toponium
4. physique à deux γ et tests de QCD
5. recherche de nouvelles particules :
 - particules de Higgs prévues par le modèle standard (GWS)
 - particules supersymétriques
 - nouveaux quarks et leptons lourds.

I.2 LES EXPERIENCES A LEP

Le collisionneur LEP (Large Electron Collider) est en cours de construction au CERN. Il est de forme circulaire (diamètre = 8,5 km).

LEP comporte deux phases : LEP I et LEP II.

Dans la première phase, l'énergie disponible dans le centre de masse est $\sqrt{s} \approx 75 - 120$ GeV, aussi LEP I est une source énorme de particules Z^0 (quelques dizaines de milliers de Z^0 par jour, (Figure I.1) pour une luminosité de $\mathcal{L} \approx 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Dans la deuxième phase, en remplaçant les cavités accélératrices en cuivre par des cavités supraconductrices, l'énergie disponible dans le centre de masse sera $\sqrt{s} \approx 175 - 190$ GeV rendant ainsi LEP source de particules W.

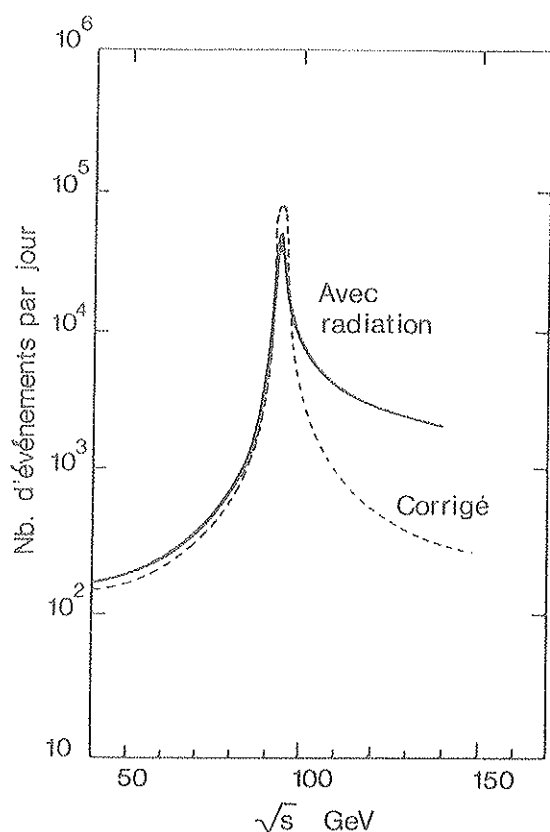


Figure I.1 [4] :

Taux des événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{tout}$ prévu pour le LEP pour une luminosité de $\mathcal{L} \approx 10^{31} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

LEP utilisera comme système d'injection, le synchrotron à protons (PS) et le SPS déjà existants au CERN, l'unité de temps séparant deux croisements e^+e^- est d'environ $12 \mu\text{s}$ (LEP II). De plus amples détails techniques peuvent être trouvés dans les références [2,3].

LEP regroupe, pour l'instant, quatre grandes expériences :

ALEPH , DELPHI , OPAL et L3.

dont les principales caractéristiques sont résumées dans le Tableau I.1.

L'expérience L3 [5,6]

L'expérience L3 à LEP regroupe quelques 300 physiciens appartenant à une quarantaine d'instituts et d'universités à travers le monde parmi lesquels figurent deux instituts français : le LAPP à Annecy et l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon associé à l'IN2P3.

Le Tableau I.1 met en évidence les caractéristiques uniques de cette expérience. Elle comporte (Figure I.2) :

	ALEPH (LEP)	DELPHI (LEP)	L3 (LEP)	OPAL (LEP)	Mark II (SLC)	SLD (SLC)
DETECTEUR DE VERTEX	chambre + μ -bandes	chambre + μ -bandes	TEC $r = 50 \text{ cm}$	chambre	chambre + possible μ -bandes or CCD's	CCD's
CHAMBRE A TRACES	TPC 1 atm $r = 1.8 \text{ m}$ $n = 300$	TPC 1 atm $r = 1.2 \text{ m}$ + outer	TEC	DC 4 atm $r = 1.6 \text{ m}$ $n = 160$	DC 1 atm $r = 1.5 \text{ m}$ $n = 72$	DC 1 atm $r = 1.0 \text{ m}$ $n = 80$
AIMANT	s.c. 1.5 T	s.c. 1.2 T	chaud 0.5 T	chaud 0.4 T	chaud 0.5 T	chaud 0.6 T
RESOLUTION σ_p/p	0.13% p	0.15% p	0.03% p μ seulement	0.15% p	0.12% p	0.13% p
IDENTIFICATION	dE/dx 4.5% σ	dE/dx + RICH	—	dE/dx 3.5% σ	dE/dx 7% σ	RICH
CALOR E.M.	Pb-gas	HDPC	BGO	Pb glass	Pb-LA	U-LA
RESOLUTION E.M.	18%/ \sqrt{E}	18 - 20%/ \sqrt{E}	-1%	6.5%/ \sqrt{E}	12%/ \sqrt{E}	8%/ \sqrt{E}
RESOLUTION CALO. HAD.	100%/ \sqrt{E}	100%/ \sqrt{E}	50%/ \sqrt{E} + 10%	100%/ \sqrt{E}	—	45%/ \sqrt{E}
ANGLE SOLIDE	4 sr	4 sr		4 sr	0.55 x 4 sr	4 sr

Tableau L.1 [6] : Caractéristiques des différents détecteurs e^+e^-

TEC : Chambre à expansion temporelle

CCD : Dispositif à couplage de charges

TPC : Chambre à projection

DC : Chambre à drift.

RICH : Cerenkov à images annulaires

HDPC : Chambre à projection de haute densité

LA : Argon liquide

p : GeV/c

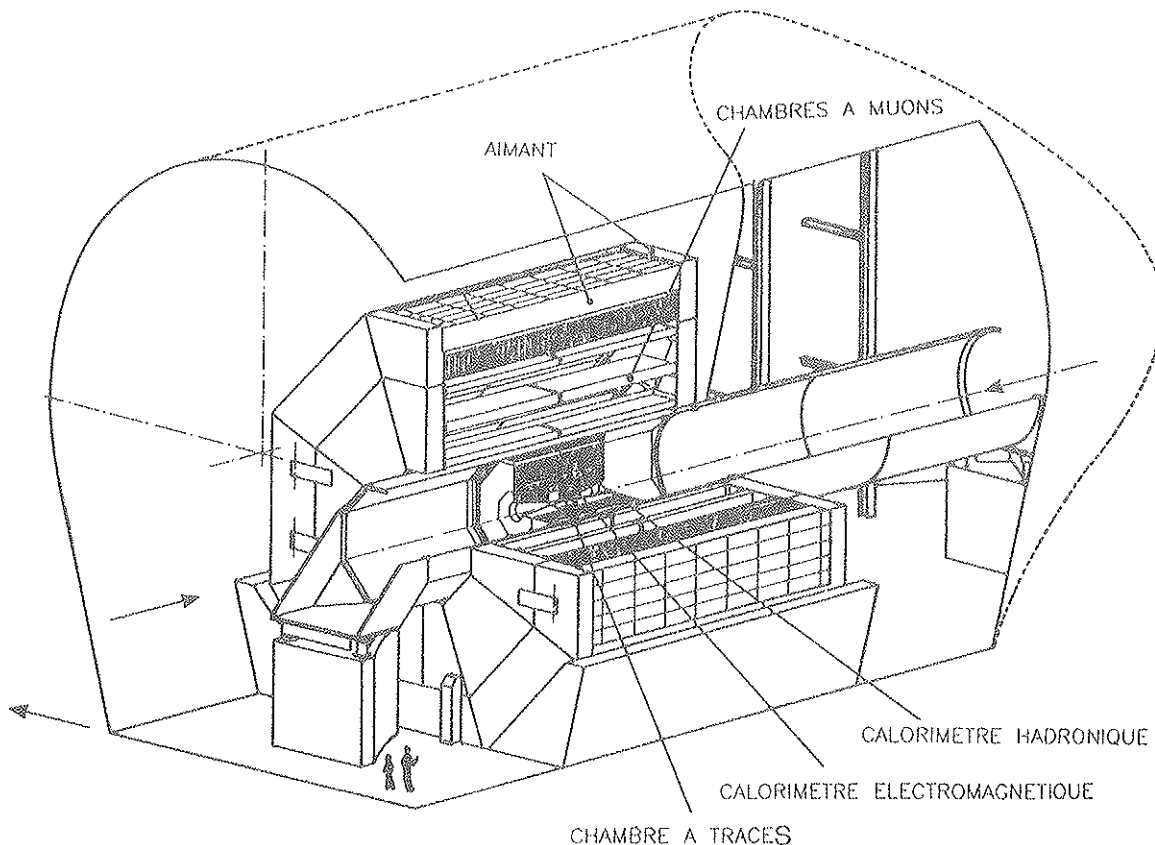


Figure L.2 : Le détecteur de L3.

i) Un détecteur de Vertex

Le détecteur de Vertex est formé à partir de chambres à expansion temporelle (TEC) (Figure I.3).

Ses principales caractéristiques sont :

- une résolution spatiale moyenne dans le plan $R - \Phi$ de $50 \mu\text{m}$ par point reconstruit
- une résolution spatiale moyenne dans la direction Z corrélée avec l'information R suffisante pour atteindre une résolution de quelques mm sur les points d'impacts au niveau du calorimètre électromagnétique
- une résolution sur les traces doubles d'environ $500 \mu\text{m}$ dans le plan $R - \Phi$.

Ses principales fonctions sont :

- distinguer les particules chargées des neutres (e^\pm , γ),
- reconstruire la trace et le moment des particules chargées.

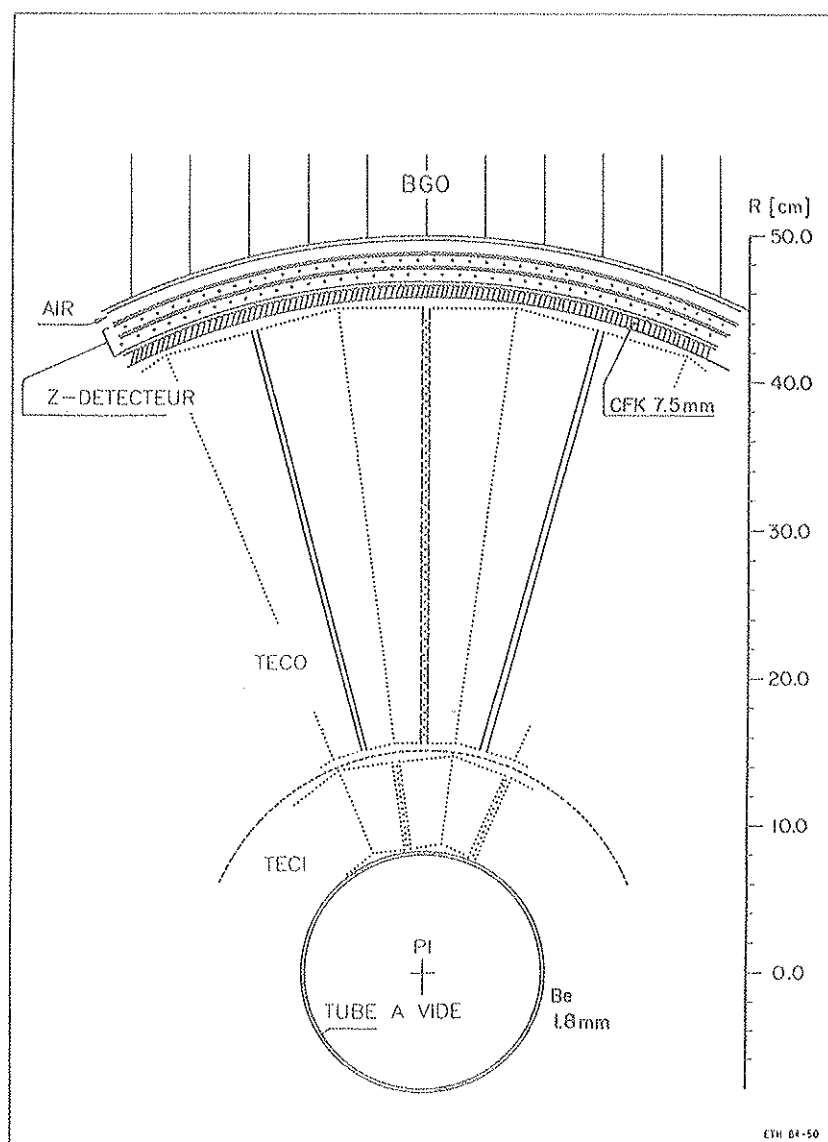


Figure I.3 : Le détecteur de Vertex.

ii) Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est constitué de couches alternées absorbeur-détecteur, l'absorbeur étant de l'uranium appauvri, le détecteur étant un gaz (chambres à fils fonctionnant en mode proportionnel) (Figures I-4, 5, 6).

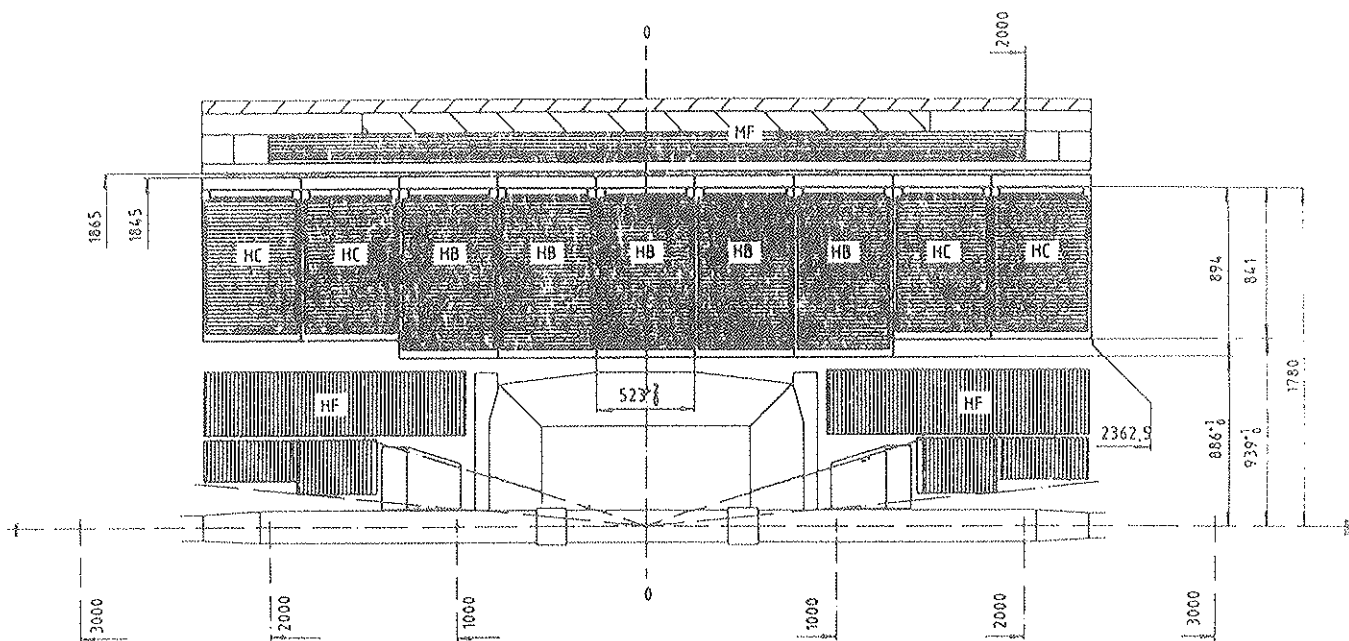


Figure I.4 : Implantation des modules du calorimètre hadronique.

Sa résolution en énergie est d'environ $10\% + 50\% / \sqrt{E(\text{GeV})}$.

Il est destiné à mesurer l'énergie totale des hadrons (en combinaison avec le calorimètre électromagnétique), mesurer le flux d'énergie, filtrer les muons et les identifier (grâce à la partie externe du calorimètre hadronique, le filtre à muons MF).

Remarque :

Une plaque en fer d'environ 45 mm d'épaisseur sépare le calorimètre électromagnétique afin de protéger ce dernier contre les radiations dues à l'uranium [7].

Malgré cette précaution, il a été montré que l'uranium génère des γ au niveau des photodiodes (voir calorimètre électromagnétique) d'énergie équivalente à environ 200 MeV - BGO.

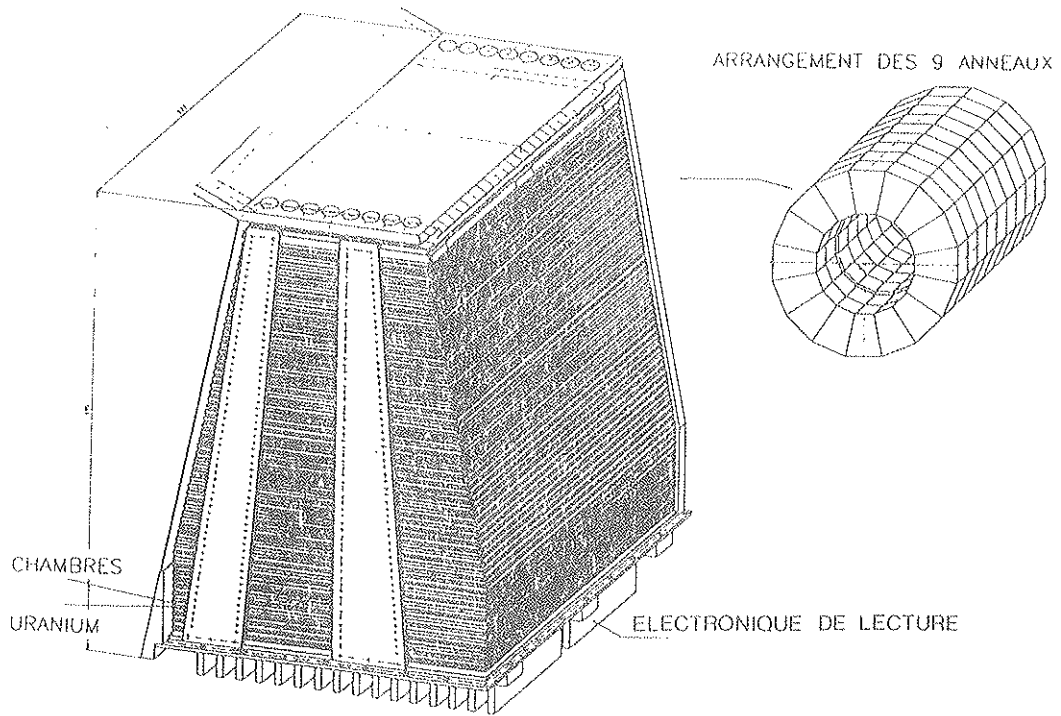


Figure L5 : Schéma d'un module du calorimètre hadronique.

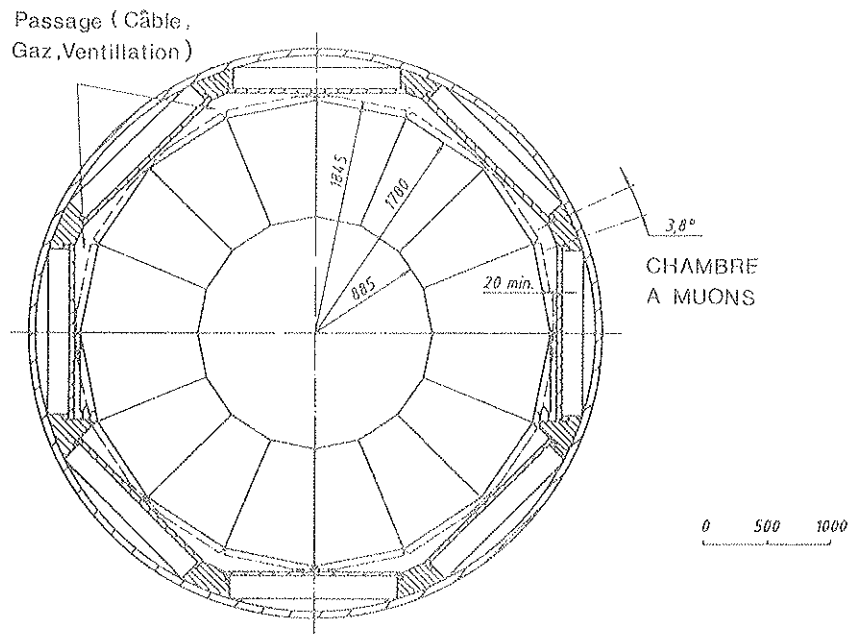


Figure L6 : Calorimètre hadronique (coupe selon φ).

iii) Détecteur de muons

Le module de base du détecteur de muons est constitué d'un ensemble de 3 chambres à dérives (Figure I.7), le nombre de ces modules est de 16, couvrant ainsi la région $44^\circ < \theta < 136^\circ$. Il est destiné à détecter les muons avec une très grande précision, à mesurer la courbure des muons de 50 GeV à 2 %, à mesurer la masse du dimuon à 100 GeV avec une résolution de 1,4 % et ce sur un angle solide de $0,64 \times 4 \pi$.

Deux chambres à fils mesurent la courbure du champ magnétique pour des angles $\theta = 35^\circ - 44^\circ$ et $136^\circ - 145^\circ$ avec une résolution d'environ 15 % ; 12 % de 4π supplémentaire est ainsi couverte.

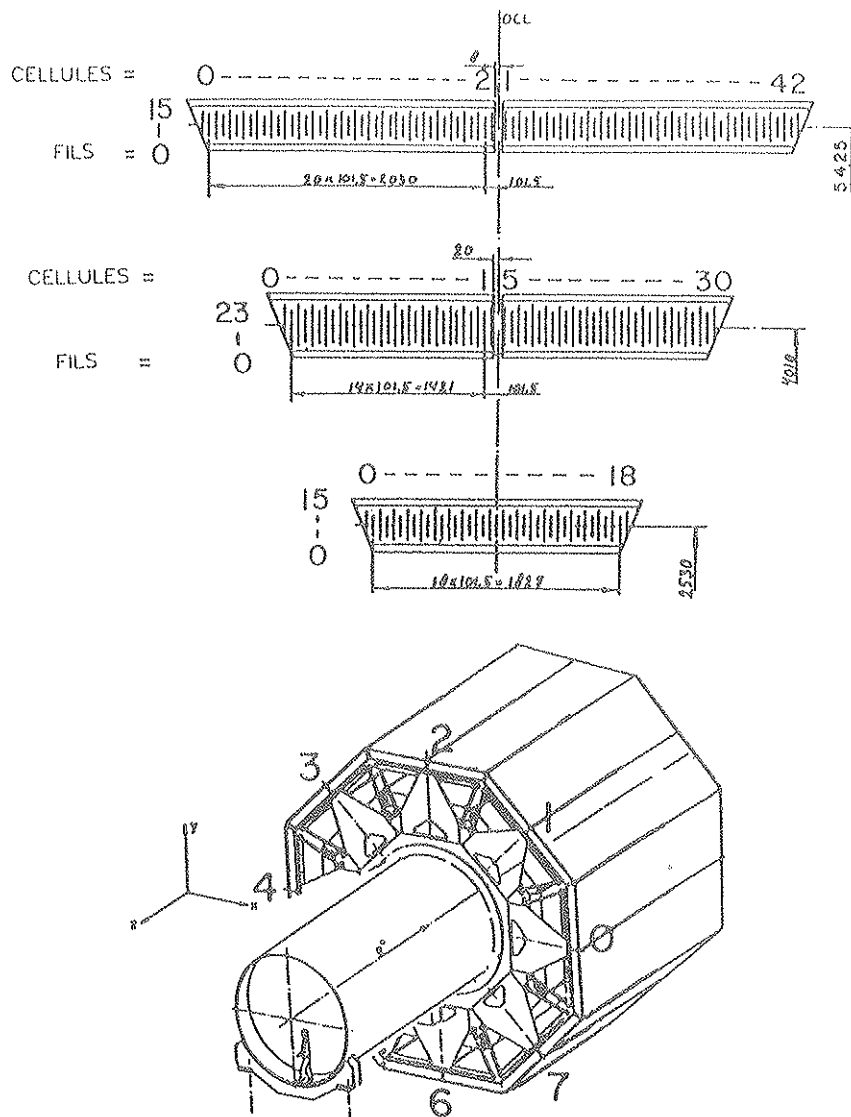


Figure I.7 : Chambres à muons.

iv) Système de monitoring et d'étiquetage

Le système de monitoring est constitué de quatre calorimètres électromagnétiques formés à base de cristaux de BGO de dimensions allant de $1 \times 1 \times 26 \text{ cm}^3$ à $2 \times 2 \times 26 \text{ cm}^3$, disposés autour du tube du faisceau et couvrant des angles 25-58 mrad et 58-120 mrad en amont et en aval, symétriquement par rapport au point d'interaction (Figures I.8 a, b).

Ce système est destiné à la mesure de la luminosité et à l'étude de la physique des interactions $\gamma\gamma$ par étiquetage des photons.

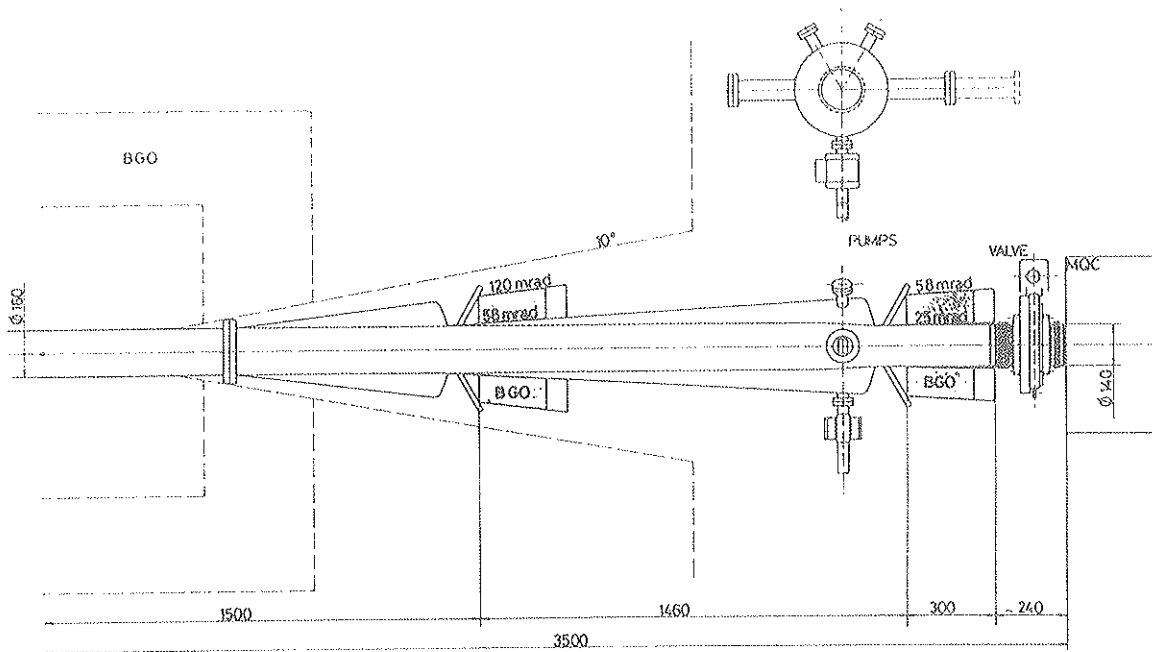


Figure I.8 a : Emplacement des détecteurs de luminosité et d'étiquetage.

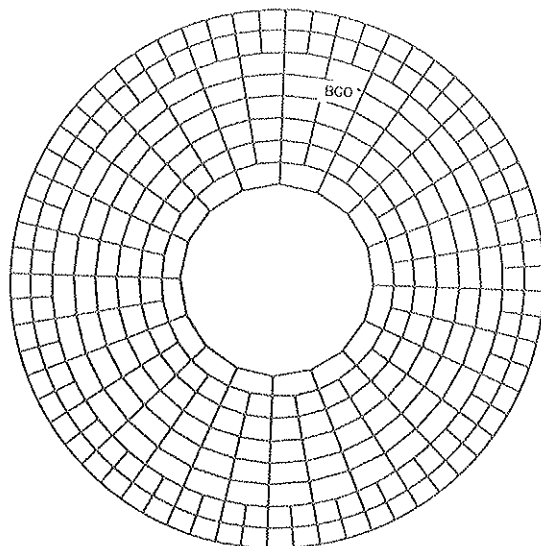


Figure I.8.b : Détecteur de luminosité (coupe selon ϕ).

v) Le calorimètre électromagnétique

Les récentes découvertes des vecteurs bosons intermédiaires W^{\pm} et Z^0 au SPS au CERN ainsi que celles des saveurs lourdes (charme et beauté) à travers leurs désintégrations semi-leptoniques, ont montré le rôle prédominant de la détection des leptons dans la recherche des nouvelles particules. Par conséquent, il est nécessaire de construire des calorimètres électromagnétiques très performants afin de mener à bien les expériences à venir. Ceci est le cas du calorimètre électromagnétique destiné à l'expérience L3 à LEP. Le calorimètre électromagnétique en question est formé d'environ 12 000 cristaux de BGO ($Bi_4 Ge_3 O_{12}$) de forme tronc-pyramidale de dimension : $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour la petite face, environ $3 \times 3 \text{ cm}^2$ pour la grande face et de 24 cm de long (soit 22 longueurs de radiation). Tous les cristaux pointent vers la région d'interaction, ils sont arrangés en forme de tonneau avec couvercles plats (Figure L.9). La cavité interne a un diamètre de 100 cm et une longueur de 100 cm également, les dimensions externes étant un diamètre de 160 cm et une longueur de 160 cm. Le volume total du BGO est de 1 300 à 1 400 litres.

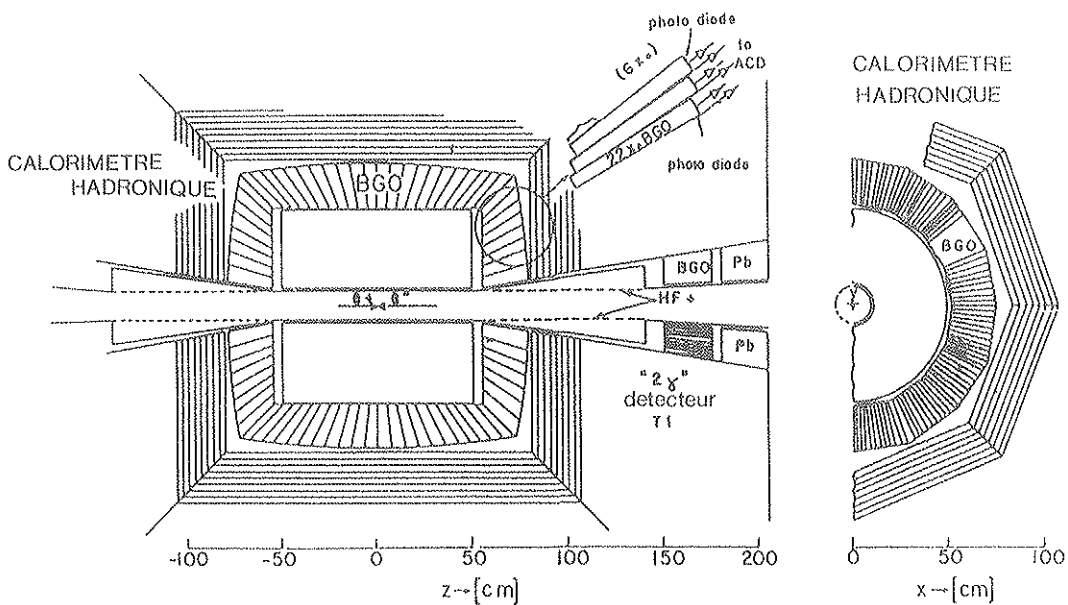


Figure L.9 : Calorimètre électromagnétique.

Le principal avantage du BGO est sa courte longueur de radiation ($\lambda_0 = 1,12 \text{ cm}$) comparée à celle du NaI(Tl) qui est de 2,6 cm, ce qui permet une construction plus compacte du calorimètre électromagnétique et de l'ensemble des détecteurs qui l'entourent. Sa non hygroscopicité permet un maniement plus aisé, par contre, son rendement lumineux est environ 10 fois plus faible que celui du NaI(Tl) [8]. Le Tableau L.2 résume les propriétés essentielles du BGO, comparés à celles du NaI(Tl) couramment utilisé jusqu'ici en calorimétrie.

	BGO	NaI(Tl)
Densité (g/cm ³)	7,13	3,67
Hygroscopicité	non	oui
Indice de réfraction	2,15	1,85
Longueur d'onde du maximum d'émission (nm)	480	410
Longueur d'onde du maximum d'excitation (nm)	308	?
Longueur de radiation (cm)	1,12	2,59
dE/dX (MeV/cm)	9	4,8
Longueur d'interaction (cm)	22	41
Taux relatif de lumière collectée	8 - 15	100
Coefficient de température (%/C)	- (1 - 1,5)	(0,22 - 0,9)
Durée de vie de la luminescence à température ambiante (us)	0,3	0,23
Largeur à mi-hauteur mesurée avec photomultiplicateur des photons de 0,66 MeV (%)	22 - 27	7

Tableau I.2 : Propriétés du BGO comparé au NaI(Tl).

Les propriétés de fluorescence du BGO ont été largement étudiées depuis les années 1970 en particulier par le Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents de Lyon. Des résultats récents concernant ces propriétés peuvent être trouvés dans la réf. [9] et les références internes.

Une autre caractéristique importante du calorimètre électromagnétique de L3 réside dans le fait que la lecture de la lumière de scintillation du BGO est assurée par des photodiodes dont le gros avantage est que leur mode de fonctionnement n'est pas perturbable par la présence d'un champ magnétique et qu'elles sont d'un fonctionnement très stable, comparées au cas des photomultiplicateurs. Par contre, les photodiodes ont l'inconvénient de ne pas avoir de système d'amplification interne ce qui nous oblige à utiliser des préamplificateurs de charge et des amplificateurs.

L'ensemble de détecteurs cités ci-dessus est plongé dans un champ magnétique d'intensité 0,5 Tesla.

L'architecture du système d'acquisition associé au calorimètre électromagnétique est schématisé sur la Figure L.10 où l'on distingue 4 niveaux différents :

- 1 - Niveau 1 : Niveau le plus bas, associé à chaque ensemble cristal de BGO + chaîne de lecture, il est formé d'un microprocesseur de type MOTOROLA 6805.
- 2 - Niveau 2 : Ce niveau contrôle le niveau 1 à l'aide de 150 microprocesseurs MOTOROLA 68020 sur des cartes VME.
- 3 - Niveau 3 : Contrôle le niveau 2 à l'aide de 16 microprocesseurs 68020.
- 4 - Niveau 4 : Niveau principal, contrôle le niveau 3 à l'aide d'un ordinateur (genre VAX) et d'un microprocesseur 68020.

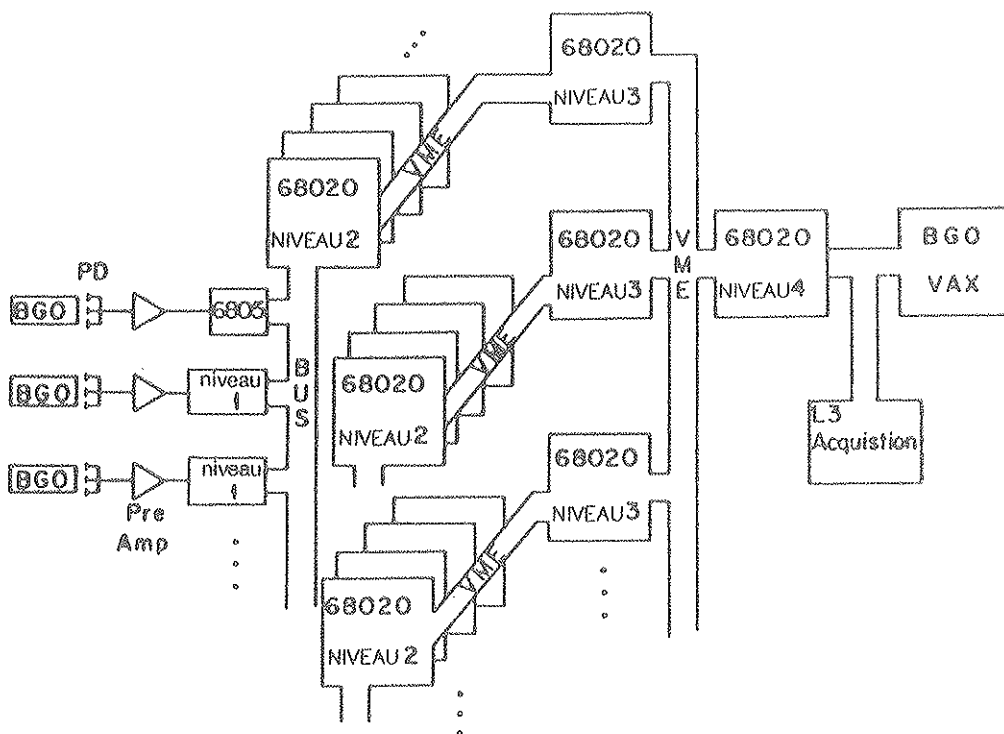


Figure L.10 : Architecture du système de lecture du BGO.

La recherche de la (ou des) particule(s) de HIGGS figure parmi les objectifs de l'expérience L3 à LEP. Dans ce qui suit, nous allons essayer de rappeler ses différentes caractéristiques et le contexte où elle(s) se place(nt) par rapport à L3.

1.3 PARTICULE(S) DE HIGGS

1.3.A Introduction

Les bosons de Higgs sont des ingrédients nécessaires pour les théories de jauge de l'interaction électro-faible. En effet jusqu'à présent, on ignore comment s'opère la brisure de symétrie nécessaire pour générer les masses des vecteurs-bosons intermédiaires chargés et neutres : W^\pm , Z^0 , dans le modèle de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) sinon par l'introduction des champs de Higgs explicites ou composites auxquels correspondraient des particules massives dites "particules de Higgs" [10].

Pour l'instant, nous n'avons aucune information exacte ni sur le nombre de ces particules, ni sur leurs masses. Aussi, la recherche de telles particules s'avère-t-elle d'une importance capitale vis à vis de la validité du modèle de GWS lui-même.

1.3.B Nombre de particules de Higgs

Le nombre de particules de Higgs dépend du nombre de doublets de Higgs introduits dans le modèle GWS :

$$N_h = 4 N_d - 3$$

avec : N_h : Nombre de particules de Higgs

N_d : Nombre de doublets.

Le choix du nombre de doublets de Higgs demeure arbitraire, néanmoins, il existe certains arguments théoriques [11,12] qui favorisent un nombre par rapport à un autre nombre de doublets.

1.3.C Masse des particules de Higgs

1.3.C.a Avec un seul doublet de Higgs

Dans le modèle standard de GWS avec un seul doublet de Higgs $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$, le Lagrangien est

donné par :

$$L = \left[(i \partial_\mu - g \vec{A}_\mu \vec{T} - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \phi \right]^2 - V(\phi)$$

où : A_μ^a ($a = 1, 2, 3$), B_μ sont les quatre champs de jauge

Y est l'hypercharge

T est l'isospin

$V(\phi)$ est le potentiel de self-interaction

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 + B \phi^4 \ln(\phi^2/m^2) \quad (1)$$

avec : $\mu^2 = \lambda / (\sqrt{2} G_F)$

$B = (3/64 \pi^2 < \phi >^2) \sum_i m_i^4$ où la sommation est faite sur la masse de tous les vecteurs bosons intermédiaires et $< \phi >$ est la valeur de ϕ qui rend le potentiel minimal

m : paramètre de masse.

Le dernier terme de ce potentiel représente la contribution principale des corrections radiatives [13] : $B = O(g^4, \lambda^2)$.

Si on néglige les corrections radiatives ($\lambda \gg B$) nous avons :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \quad (2)$$

Ce potentiel présente un minimum pour :

$$\langle \phi \rangle^2 = \mu^2 / 2\lambda = 1 / (2\sqrt{2} G_F) \quad (3)$$

La masse de la particule physique de Higgs est donnée par :

$$M_{\text{H}}^2 = V''(\langle \phi \rangle) = 4\mu^2 = 2\sqrt{2}\lambda / G_F = 4\sqrt{\lambda} M_{\text{W}}^2 / g \quad (4)$$

et l'on voit que cette masse dépend de λ qui, jusqu'à présent, reste tout à fait arbitraire. Néanmoins on peut, moyennant quelques considérations physiques, calculer les limites inférieure et supérieure de M_{H} :

i) si λ est très petite, ce sont les corrections radiatives qui dominent, et nous avons :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^2 + B \phi^4 \text{Ln}(\phi^2 / m^2) \quad (5)$$

$\langle \phi \rangle$ est donné par :

$$\langle \phi \rangle^2 [\text{Ln}(\langle \phi \rangle^2 / m^2) + 1/2] = \mu^2 / 2B \quad (6)$$

$$M_{\text{H}}^2 = V''(\langle \phi \rangle) = 8B \langle \phi \rangle^2 [\text{Ln}(\langle \phi \rangle^2 / m^2) + 3/2] \quad (7)$$

Nous avons aussi :

$$V(\langle \phi \rangle) = -B \langle \phi \rangle^4 [\text{Ln}(\langle \phi \rangle^2 / m^2) + 1] \quad (8)$$

si le minimum local est un minimum absolu, on doit avoir (Figure L.11.a) [14].

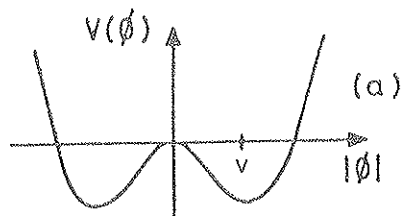


Figure L.11.a : Forme du potentiel de Higgs ($\mu^2 > 0$).

$$V(\langle \phi \rangle) < V(0) < 0 \quad (9)$$

où $V(0)$ est le potentiel correspondant à l'état du vide. Donc d'après (8) et (9), on a :

$$\text{Ln}(\langle \phi \rangle^2 / m^2) > -1 \quad (10)$$

L'équation (7) nous donne alors une limite inférieure :

$$M_{H_1}^2 > 4 B \langle \phi \rangle^2 = (3/16 \pi^2 \langle \phi \rangle^2) \sum_i M_i^4 \quad (11)$$

Or, dans le modèle $SU(2) \times U(1)$ [5] avec un seul isodoublet scalaire, $\langle \phi \rangle$ est égale à $2^{-1/4} G_F^{-1/2}$ soit 270 GeV, la relation (11) devient alors :

$$M_{H_1}^2 > \frac{3 \sqrt{2} G_F}{16 \pi^2} (2 M_W^4 + M_Z^4) \quad (12)$$

Soit $M_{H_1} > 7$ GeV.

Une limite plus petite est possible si le vide "observé" est un minimum local, dans ce cas, l'effet tunnel du vide est possible [16] et les limites sur la durée de vie de l'univers implique [17] : $M_{H_1} > 260$ MeV.

ii) Si λ devient trop grand ; en exigeant un développement perturbatif convergent, nous obtenons une limite supérieure [18] :

$$M_{H_1} < 1 \text{ TeV}$$

iii) Une approche plus récente pour la masse de la particule de Higgs provient du problème de hiérarchie dans les théories de grande-unification [19]. La brisure de symétrie depuis le groupe unifié G_V jusqu'à la symétrie exacte "observée" se fait en deux étapes :

$$G_V \xrightarrow{V} SU(3) \times SU(2) \times U(1) \xrightarrow{v} SU(3) \times U(1)$$

caractérisée par :

$$v/V \approx 10^3/10^{15} = 10^{-12}$$

où V et v sont les valeurs des champs scalaires dans le vide, responsables des deux étapes de brisure de symétrie.

Puisqu'on ne peut pas laisser λ arbitrairement grande, on doit avoir :

$$\mu^2 = 2 \lambda v^2 \ll V^2$$

Des calculs explicites [20] montrent que si les conditions $\mu = 0$ et $\lambda = 0$ (g^2) sont satisfaites à l'échelle de la grande unification, $V = 0$ (10^{15} GeV), la constante du self-couplage scalaire λ s'annulera à l'échelle de masse qui correspond à la brisure de symétrie de $SU(2) \times U(1)$.

On peut spéculer que $\mu = 0$ (existence d'une nouvelle symétrie inconnue) et qu'un terme de masse effectif est engendré par les corrections radiatives (Figure I.11.b) et déterminer M_H puisque le potentiel s'écrit [13] :

$$V(\phi) = \lambda \phi^4 + B \phi^4 \text{Ln}(\phi^2/m^2)$$

$V(\phi)$ est minimum pour ϕ tel que :

$$2\lambda + B + 2B \text{Ln}(\phi^2/m^2) = 0$$

et $M_H^2 = [V''(\langle \phi \rangle)] = 8B \langle \phi \rangle = 3\sqrt{2} G_F / 8\pi^2 (2M_W^4 + M_Z^4)$

avec

$$M_Z = 93 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad M_W = 81 \text{ GeV}, \quad \text{on a :}$$

$$M_H \approx 10 \text{ GeV} \quad [21, 22, 23]$$

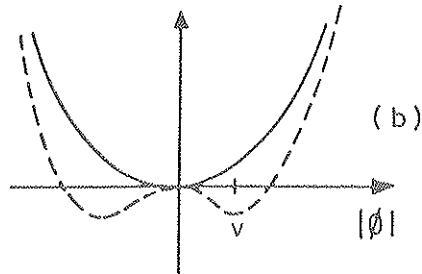


Figure I.11.b : Forme du potentiel de Higgs

b) $\mu^2 = 0$ avec effet des corrections radiatives indiqué par la ligne en pointillés.

La Figure I.12 résume les approches théoriques de la détermination de la masse de la particule de Higgs en terme de "probabilité" [21, 24].

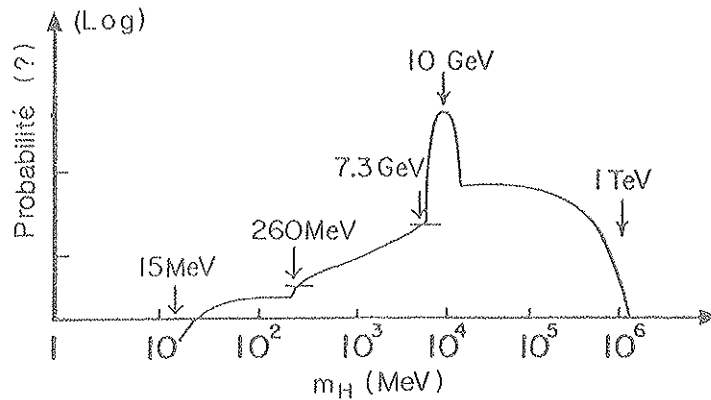


Figure I.12 : Distribution de "probabilité" de la masse de la particule de Higgs : H^0 .

I.3.C.b Avec plusieurs doublets de Higgs

i) Avec deux doublets de Higgs [25, 26, 27] nous avons 5 particules dont 3 neutres H^0 , ϕ^0 et φ^0 et deux chargées H^\pm .

Les limites supérieures suivantes ont été obtenues :

$$M_{H^\pm}^\pm, M_{H^0}^0 < 1,7 \text{ TeV}$$

$$M_{\phi^0}^0 < 1,4 \text{ TeV}$$

$$M_{\varphi^0}^0 < 1,4 - 2,2 \text{ TeV}$$

ii) Avec trois doublets de Higgs [28, 29, 30, 31], nous avons 9 particules dont 5 neutres (H_i^0 , $i = 1,5$) et 4 chargées (H_i^\pm , $i = 1,2$).

Les limites supérieures suivantes ont été obtenues :

$$M_{H_i^\pm}^\pm < 883 \text{ GeV} (i = 1,2)$$

$$M_{H_1^0}^0 < 500 \text{ GeV}$$

$$M_{H_i^0}^0 < 958-1633 \text{ GeV} (i = 2,3)$$

$$M_{H_i^0}^0 < 360-883 \text{ GeV} (i = 4,5)$$

L.3.D Production des particules de Higgs [32]

Avant d'aborder la production des particules de Higgs, rappelons d'abord la façon dont elles se couplent aux fermions et aux bosons intermédiaires.

Dans le cas où l'on a une seule particule de Higgs (un seul doublet de Higgs), le couplage de cette dernière aux fermions est :

$$\frac{g_{f\phi}}{\sqrt{2}} \bar{f} f \phi^0 \equiv g_{f\phi} \bar{f} f (H + v) \equiv g_{fH} \bar{f} f H + m_f \bar{f} f \quad (15)$$

Où l'on a posé : $\phi^0 + \overline{\phi^0} = \sqrt{2} (H + v)$ où H est le champ physique de Higgs associé à la particule de Higgs et $v \equiv \langle \phi \rangle$, valeur de $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ correspondant au vide.

De (15), on déduit :

$$g_{f\phi} = g_{fH} = m_f/v \quad (16)$$

Le couplage invariant de jauge du champ de Higgs aux vecteurs bosons de jauge contient un terme quadratique en ϕ :

$$\begin{aligned} g^2/2 W_\mu^+ W^{-\mu} |\phi|^2 &\rightarrow g^2/4 W_\mu^+ W^{-\mu} (H^2 + 2 vH + v^2) \\ &\equiv g^2/4 H^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + g_{WH} H W_\mu^+ W^{-\mu} + m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \end{aligned}$$

d'où

$$g_{WH} = 2 m_W^2 / v = 2 m_W^2 (\sqrt{2} G_F)^{1/2} \quad (17)$$

A partir de (16) et (17) une conclusion paraît évidente :

La particule de Higgs se désintègrera en les particules les plus lourdes, cinématiquement accessibles (Figure L.13).

$$\Gamma (H^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_C G_F M_f^2}{4 \sqrt{2} \pi} M_{H^0} \beta^3 \quad [33]$$

où $\beta = \sqrt{1 - 4 M_f^2 / M_{H^0}^2}$

et $N_C = 1$ pour les leptons ou $N_C = 3$ pour les quarks.

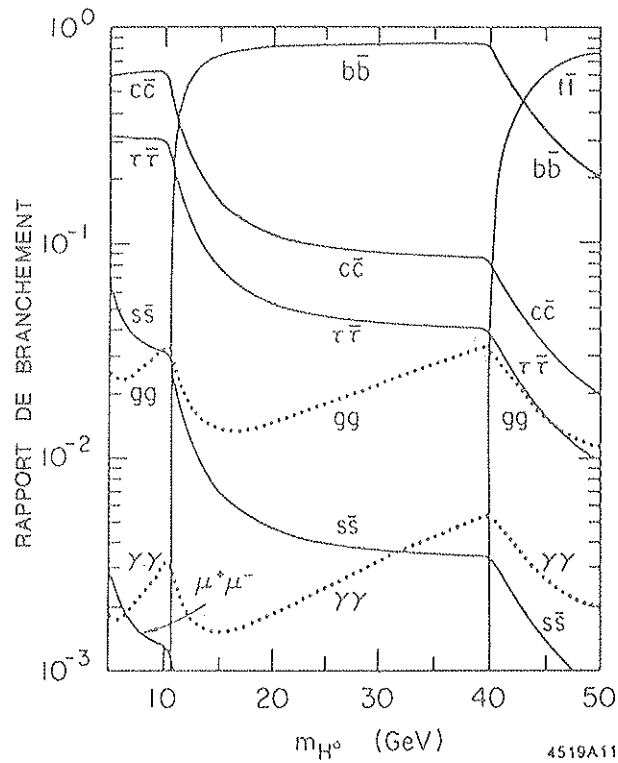


Figure L.13 : Modes de désintégration de la particule de Higgs.

Les canaux les plus intéressants pour la production de la particule de Higgs, et qui impliquent directement le calorimètre électromagnétique sont :

- i) $\theta (t\bar{t}) \rightarrow H^0 + \gamma$ (mécanisme de Wilczek [34] Figure L.14).

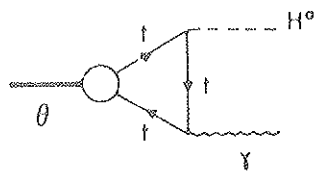


Figure L.14 : Diagramme dominant pour $\theta (t\bar{t}) \rightarrow H^0 + \gamma$.

Ce processus est très intéressant pour des masses de Higgs pas trop proches de celles du Toponium. En effet, nous avons un rapport de branchement [33] de 1 à 3 % (Figures L.15.a-b).

$$R_{H^0\gamma} = \frac{1}{8 \sin^2 \theta_W} \frac{M_\theta^2}{M_W^2} \left(1 - \frac{M_{H^0}^2}{M_\theta^2} \right)$$

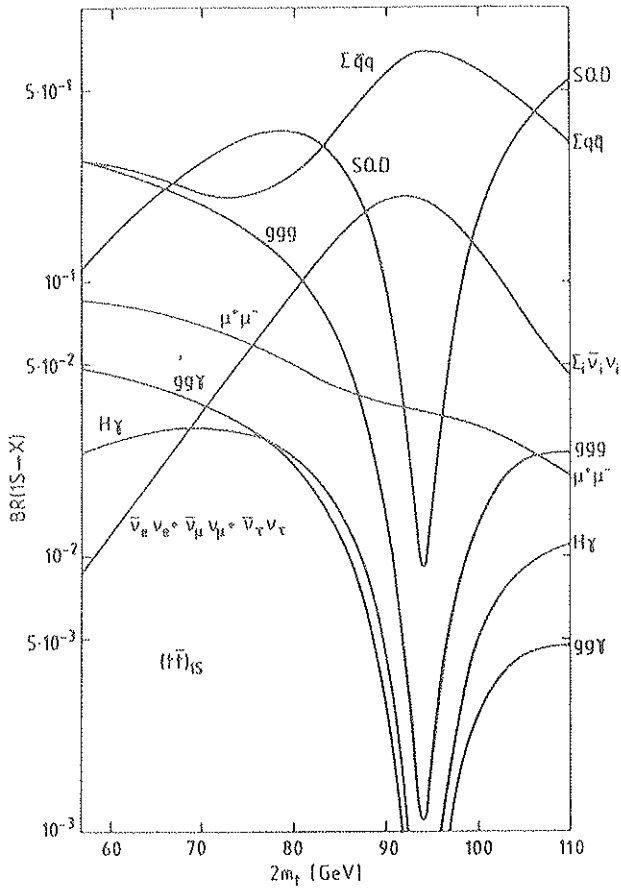


Figure L.15.a : Rapports de branchement du Toponium : $\alpha(t\bar{t})$ [33].

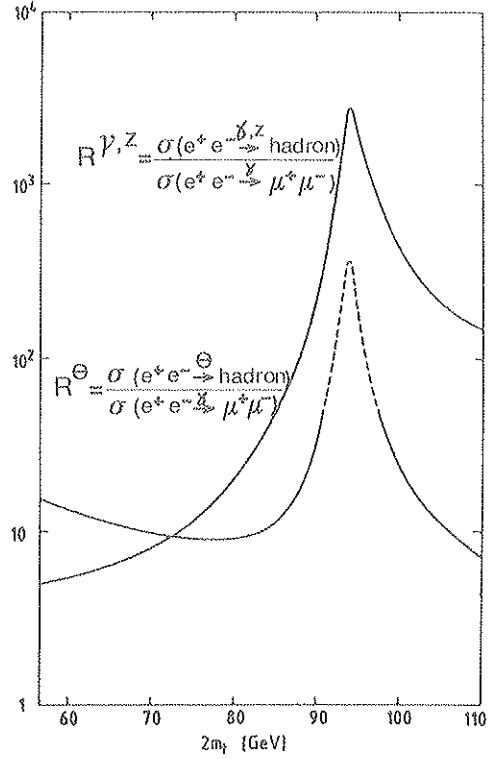


Figure L.15.b : Variations de R^θ et $R^{\gamma, Z}$ en fonction de la masse de θ .

D'autre part, la signature de ce processus est relativement aisée grâce au photon monochromatique qui sera détecté par le calorimètre électromagnétique.

La masse de la particule de Higgs est donnée par la méthode classique de la masse manquante :

$$M_H^2 = M_\theta^2 - 2 M_\theta \cdot E_\gamma$$

avec : M_θ = masse de Toponium
 E_γ = énergie du photon.

La précision sur la détermination de la masse de Higgs est donc directement liée à la précision avec laquelle on détecte le photon :

$$\sigma_{M_H} / M_H = 0,5 (M_\theta^2 / M_H^2 - 1) \sigma_{E_\gamma} / E_\gamma$$

Le bruit de fond hadronique relatif à ce processus a été étudié dans la référence [33] ; il a été montré que cette réaction permettrait de mettre en évidence des particules de Higgs de masses $M_H^0 < (0,7 - 0,8) M_\theta$.

Dans le cas où $M_\theta \sim M_{Z^0}$ où le processus radiatif : $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$ a un taux de comptage assez élevé et où la probabilité Pr pour que ce photon se confonde avec le γ issu de $\theta \rightarrow H^0 + \gamma$ est [33] proportionnelle à $\Delta E_\gamma / E_\gamma$, E_γ étant l'énergie du photon.

Le rapport signal sur bruit est alors :

$$S / B \approx \begin{cases} 2/3 & \text{pour le BGO} \\ 1/6 & \text{pour un détecteur gazeux.} \end{cases}$$

On voit que la même sensibilité de détection d'une particule de Higgs sera atteinte en 4 fois moins de temps avec le détecteur BGO.

ii) $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$

Le rapport de branchement de ce processus est [35] :

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 \gamma)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = 6,3 \times 10^{-5} [1 - (M_{H^0}^2 / M_{Z^0}^2)]^3 [1 + 0,14 (M_{H^0}^2 / M_{Z^0}^2)]$$

Le rapport de branchement du processus $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est de 3%. On voit sur la Figure I.16 que le taux de comptage de ce processus, correspondant à $4 \cdot 10^6 Z^0$ (soit environ une année de 2 800 heures de prises de données), est trop faible.

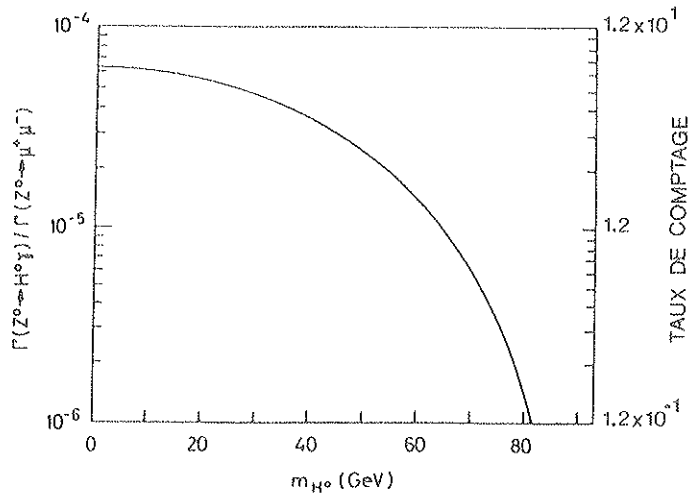


Figure I.16 : Taux de comptage pour $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$, normalisé à $4 \cdot 10^6 Z^0$, $[BR(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \sim 3\%]$.



Le taux de comptage de ce processus dans les mêmes conditions définies auparavant est illustré sur la Figure I.17 [35].

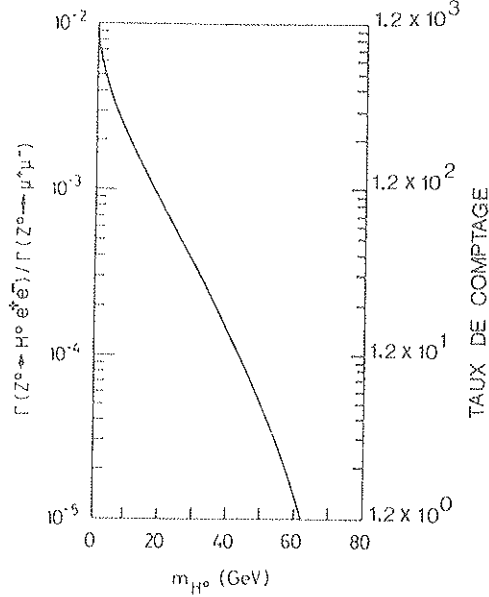


Figure I.17 : Taux de comptage pour $Z^0 \rightarrow H^0 e^+e^-$, normalisé à $4 \cdot 10^6 Z^0$; $[BR(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 3\%]$.

On voit que ce taux est assez important pour des particules de Higgs de masse inférieure à 30-40 GeV.

Le bruit de fond relatif à ce processus a été étudié dans le réf. [35], il a été montré qu'il provenait essentiellement du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \frac{t\bar{t}}{b\bar{b}}$ et qu'un signal clair de H^0 pourrait être observé pour des H^0 de masse allant jusqu'à 50 GeV., (pour $10^7 Z^0$).

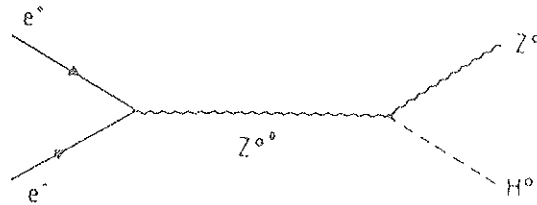
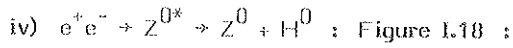


Figure I.18 : Processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 + H^0$

La section efficace de ce processus est donnée par [36] :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow Z^0 + H^0) = \frac{G_F^2 \cdot M_Z^4}{48 \pi} F_Z(s, M_Z) (1 - 4 X_w + 8 X_w^2)$$

avec :

G_F : constante de Fermi

M_Z : masse du Z^0

X_w : $\sin^2(\theta_w)$

\sqrt{s} : énergie disponible dans le centre de masse

$$F(s, M_Z) = 1/s (1 - M_Z^2/s)^{-2} \cdot \sqrt{M^+ M^-} (M^+ M^- + 12 M_Z^2/s)$$

$$M^\pm = 1 - \frac{(M_Z \pm M_H)^2}{s}$$

Cette section efficace présente un maximum pour (Figure L.19) :

$$\sqrt{s} \approx M_Z + \sqrt{2} M_H$$

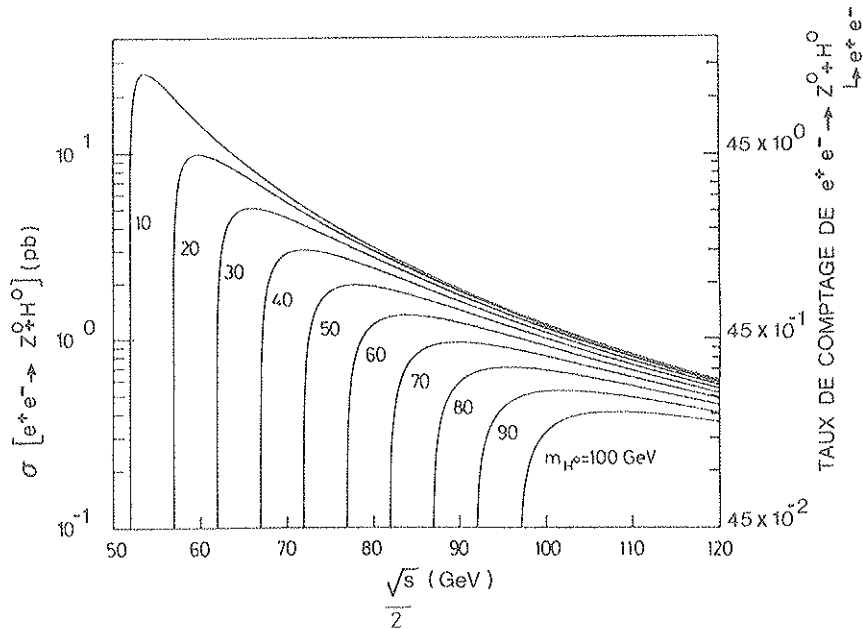
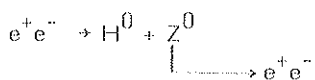


Figure L.19 : Section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 H^0$ et taux de comptage de $e^+e^- \rightarrow Z^0 + H^0$ avec $\int \mathcal{L} dt \sim 150 \text{ pb}^{-1}$ (\equiv 1 année expérimentale).

L'une des voies de détection de cette réaction est :

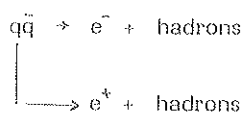


Cette dernière est très intéressante car :

- la paire e^+e^- sera détectée dans le calorimètre électromagnétique avec une très bonne précision

• son rapport $\frac{\sigma(Z^0 + H^0) \xrightarrow{L \rightarrow e^+e^-}}{\sigma(Z^0 + H^0)}$ est de 3 % (Tableau I.3)

- le bruit de fond relatif à cette réaction et qui provient essentiellement de



diminué grâce au calorimètre hadronique et aux coupures sur la masse du système e^+e^- .

Masse de H^0 (GeV)	\sqrt{s} (GeV)	Nombre de ($H^0 + Z^0$)/(24 h.)	Nombre de ($H^0 + e^+e^-$)/semaine
10	103	33	7
20	117	13	2,7
30	131	7	1,5
40	145	4	0,8
50	160	3	0,6

Tableau I.3 : Taux de production de $H^0 + Z^0$ et $H^0 + (Z^0 \rightarrow e^+e^-)$, pour $\mathcal{L} \approx 1,5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et $\sqrt{s} = M_{Z^0} + \sqrt{2} M_{H^0}$.

L'influence de la résolution en énergie et en position du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3 sur la détermination de la masse de H^0 (issu du processus cité ci-dessus) a été étudiée à l'aide du programme de simulation EGS. Dans ce dernier, nous avons tenu compte de la géométrie exacte du détecteur (sans la structure mécanique ni les bouchons). La masse de H^0 est déterminée par la méthode de la masse manquante (Figure I.20).

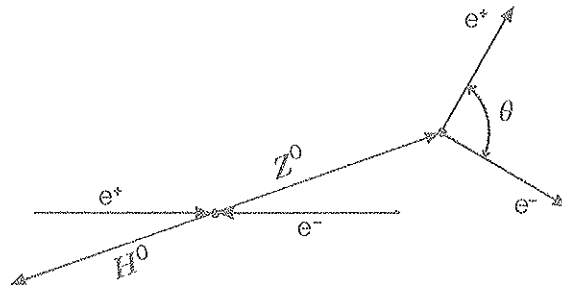


Figure L.20

$$M_X^2 = s - 2\sqrt{s}^4(E^+ + E^-) + 2E^+E^-(1 - \cos \theta)$$

avec :

M_X : masse manquante

$E^{+(-)}$: énergie du positron (électron), en tenant compte de la calibration absolue

\sqrt{s} : énergie dans le centre de masse

θ : angle entre les directions de e^+ et de e^- (déterminé par la méthode du centre de gravité de l'énergie).

La Figure L.21 et le Tableau L.4 résument l'essentiel de cette étude pour des particules de Higgs (H^0) de masses 1, 5, 10, 30 et 50 GeV.

On peut conclure que cette voie de détection est valable pour des particules de Higgs (H^0) assez massives.

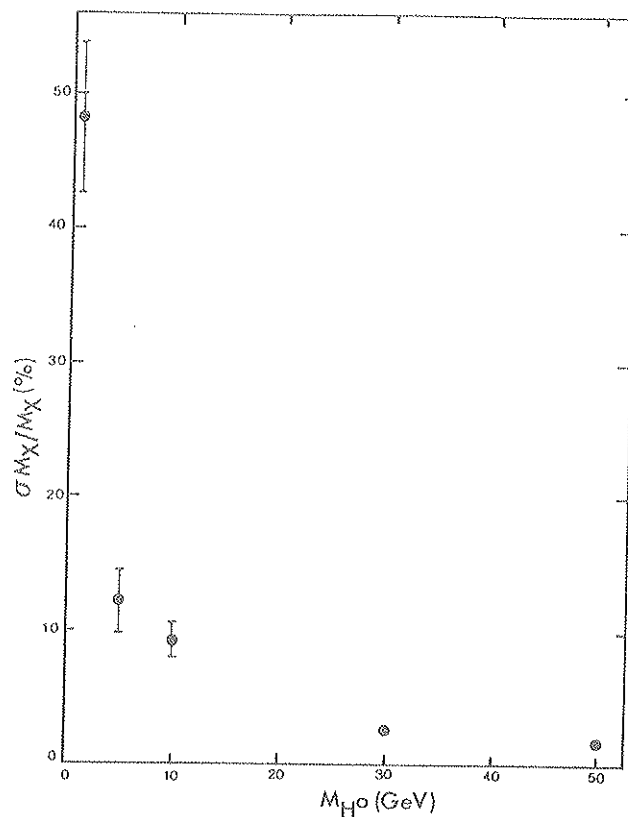


Figure 1.21 : Résolution sur la masse de H^0 reconstruite par la méthode de la masse manquante (Monte-Carlo EGS) : $e^+e^- \rightarrow Z^0 H^0$.
 \downarrow
 e^+e^-

M_{H^0} (GeV)	$\langle M_{H^0} \rangle$ reconstruite (GeV)	$\sigma/\langle M_{H^0} \rangle$ (%)	Statistique
0.1	0,84 ± 0,05	48,32 ± 5,85	76
0.5	5,12 ± 0,13	12,12 ± 2,58	22
10	9,98 ± 0,09	9,26 ± 1,30	99
30	30,00 ± 0,09	2,60 ± 0,32	84
50	49,91 ± 0,09	1,73 ± 0,23	89

Tableau 1.4 : Influence du calorimètre électromagnétique de L3 sur la reconstruction de la masse de H^0 ($e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow Z^0 + H^0$).
 \downarrow
 e^+e^-
(Résultats de simulation Monte-Carlo : EGS).

REFERENCES

- [1] Physics at LEP, Yellow Reports, CERN (Année 83-85).
- [2] W. Schnell, Construction and performance plans for the LEP collider, Phys. Scrip. 23, 339-345 (1981) et références internes.
- [3] J.M. Jowett, Luminosity and energy spread in LEP, CERN-LEP-TH/85-04.
- [4] Proceedings of the ECFA/CERN, Les Houches Summer Study on LEP, CERN Yellow Report 79-01 (1979).
- [5] L3 Technical Proposal, Mai 1983.
- [6] The construction of L3, Avril 1985.
- [7] Compte-rendu du L3 général meet CERN 24-28 Février 1986.
- [8] E. Lorenz, Status of BGO development and perspectives of BGO calorimeters in high energy physics, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. 225, 500-504, (1984).
- [9] F. Rogemond et al. Journal of Luminescence, 34, N°4 (1985) et Thèse de Diplôme de Doctorat, Université Cl. Bernard Lyon-1, Avril 1986.
- [10] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 12, 132 (1964) and 508 (1964) ; Phys. Rev. 145, 1156 (1966).
- [11] Mary K. Gaillard, Fermilab et LAPP, Fermilab Conference 79/87-THY, Décembre 1979.
- [12] E. Ma, S. Pakvassa et S.F. Tuan, 16D, 1568 (1977).
- [13] S. Coleman et E. Weinberg, Phys. Rev. D7, 1888 (1973).
- [14] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. D7, 3111 (1973).
- [15] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
- [16] Particule de Higgs Frampton, Phys. Rev. Lett. 37B, 1378, (1976).
- [17] A.D. Linde, Phys. Lett. 70B, 306, (1977).
- [18] D. Dicus and V. Mathur, Phys. Rev. D7, 3111 (1973)
M. Veltman, Acta Phys. Pol. 138, 475 (1977) and Phys. Lett. 70B, 3531 (1973).
B.W. Lee, C. Quig and H.B. Thacker, Phys. Rev. Lett. 883 (1977) and Phys. Rev. D16, 1519 (1977).
- [19] S. Weinberg, Phys. Lett. 82B, 387-391 (1979)
- [20] S. Weinberg, Phys. Lett. 82B, 387 (1979).
- [21] J. Ellis et al., CERN preprint TH/2696 (1979).
- [22] S. Weinberg, Proc. Int. Symp. on Lepton and Photon Interaction at High Energies, Hamburg (1977) p. 619.
- [23] H.E. Haber et al., Michigan Preprint UM-HE-78-451 (1978).
- [24] G. Barbiellini et al., DESY report 79/127 (1979).
- [25] H. Hüffel et G. Pocsik, UWTHPH-80-20, CERN preprint
- [26] H. Georgi, Harvard preprint HUTP-78/A010 (1978).
- [27] H.E. Haber et al. Nucl. Phys. B161, 493-532, (1979).
- [28] E. Lendvai et G. Pocsik, ISSN, O133-462-X, CERN preprint.
- [29] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 37, 657, (1976).
- [30] C.H. Albright, J. Smith and S.H.H. Tye, Phys. Rev. Lett. D21, 711, (1980).

- [31] K. Shizuya and S.H.H. Tye, Cornell preprint, CLNS 80/458, (1980).
- [32] Mary K. Gaillard, The Higgs particle, TH.2461-CERN.
- [33] Buchmüller et al. et références internes, Toponium Physics at LEP, MPI-PAE/PTh 85/85 and CERN Preprint 86-02, Vol. 1, p. 203.
- [34] F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 39, 1304 (1977).
- [35] Physics at LEP, New Particles, Rapport CERN 86-02, p. 297, Vol. 1.
- [36] S.L. Glashow, D.V. Nanopoulos and A. Vildiz, Phys. Rev. D18, 1724 (1978).

CHAPITRE II

PREMIERS TESTS DE BARREAUX DE BGO LUS PAR PHOTODIODES ENTRE 1 ET 50 GeV

L'étude de cristaux de BGO de grandes dimensions lus par photodiodes a été abordée pour la première fois en 1982 [1], d'autres études similaires ont été réalisées par la suite [2].

Une première série de tests d'un prototype de calorimètre électromagnétique à base de cristaux de BGO a été réalisée en 1983 au CERN, sur un faisceau test dans le hall Ouest du SPS, pour des énergies allant de 1 à 50 GeV [3].

Elle était destinée à tester les tous premiers barreaux de BGO parallélépipédiques de grandes dimensions ($3 \times 3 \times 20 \sim 24 \text{ cm}^3$) de différentes provenances :

- Institut de céramique à Shanghai (Chine),
- Harshaw (Hollande).

Elle était aussi destinée à tester la méthode de lecture de la lumière de scintillation par des photodiodes, qui n'était pas répandue jusqu'alors.

Les objectifs de ces tests étaient la mise en évidence des performances du BGO + Photodiodes dans la gamme d'énergie 1 - 50 GeV et ce d'un point de vue résolution en énergie et résolution en position, cette dernière étant un critère fondamental dans le choix des dimensions finales des cristaux.

II.1 LE FAISCEAU X3 [4]

Le faisceau X3 est spécialement destiné, avec X5 et X7, aux tests d'appareillage pour les expériences LEP.

II.1.A Description

Le faisceau X3 est un faisceau tertiaire (Figure II.1) obtenu à partir d'un faisceau secondaire de hadrons (H3) de 210 ou 135 GeV arrivant sur une cible de Beryllium de 500 mm d'épaisseur (XT3).

Après la cible, nous avons un faisceau d'électrons, de hadrons et de muons, ces derniers provenant du halo accompagnant le faisceau secondaire H3.

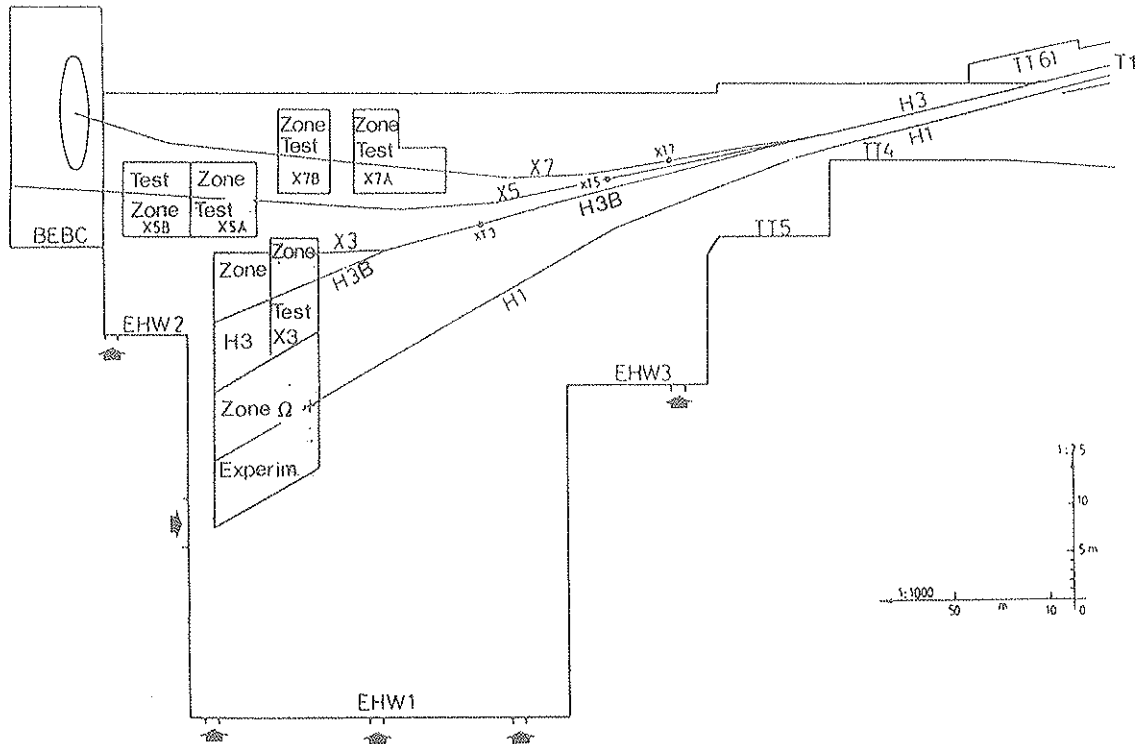


Figure II.1 : Ensemble des lignes de faisceau de la zone expérimentale ouest du SPS.

La ligne du faisceau X3 est formée d'un ensemble d'aimants dipôlaire et quadrupôlaire servant à sélectionner et à transporter les particules issues de la cible. Tous les éléments de la ligne de faisceau (courant dans les aimants, ouverture des collimateurs...) sont commandés et contrôlés par ordinateur.

L'analyse en impulsions du faisceau se fait dans le plan horizontal, le collimateur C1 servant à définir la dispersion totale en impulsion (voir § II.1.C et Figure II.6).

$$\Delta P/P = 1\% / 3 \text{ mm}$$

Le collimateur C2, situé dans le plan vertical, sert à redéfinir la source (ou hauteur de la cible).

Les deux collimateurs sont disposés au niveau des points de focalisation (horizontal et vertical).

La ligne X3 nous permet de sélectionner des particules de quantité de mouvement allant de 1 à 50 GeV/c.

II.3

II.1.B Modes de fonctionnement

La ligne X3 peut fonctionner sous 3 modes :

- i) faisceau d'électrons et de hadrons non séparés
- ii) faisceau pur d'électrons : on utilise un aimant vertical de balayage (Swiping magnet) placé immédiatement après la cible qui permet d'éliminer les particules chargées. Ensuite, un convertisseur en plomb de 4 à 6 mm d'épaisseur convertit les photons issus de la désintégration des π^0 ($\pi^0 \rightarrow 2 \gamma \rightarrow e^+ e^-$)
- iii) faisceau pur de hadrons : on utilise un absorbeur en plomb de 6 mm d'épaisseur qui absorbe la quasi totalité des électrons du faisceau.

Les trois modes en question sont résumés dans le Tableau II.1.

Type de faisceau	Champ vertical	Convertisseur	Absorbeur
Hadrons/Electrons non séparés	NON	NON	NON
Pur électrons	OUI	OUI	NON
Pur hadrons	NON	NON	OUI

Tableau II.1 : Conditions pour différents types de faisceau X3.

II.1.C Intensité

L'intensité du faisceau X3 dépend de l'intensité et de l'énergie du faisceau secondaire H3.

L'intensité de H3 à 210 GeV/c est de 2.10^8 particules par impulsion (paquet).

Divisée par un séparateur en trois parties égales, l'intensité résultante est alors de l'ordre de 7.10^7 particules par impulsion.

Un paquet est étalé sur 2 secondes, le temps séparant deux paquets successifs est de 10 secondes.

La Figure II.2 montre l'intensité prédite du faisceau X7 qui peut être utilisée pour les estimations de l'intensité du faisceau X3 pour 10^8 protons incidents de 250 GeV/c.

Dans le mode PEB (faisceau pur d'électrons) de X3 le taux d'électrons va de 10^3 à 6.10^3 par paquet dans l'intervalle d'énergie 1 - 50 GeV.

Dans le mode NSB (faisceau non séparé) le taux des π va de 10^2 à 4.10^4 par paquet pour des énergies allant de 2 à 50 GeV/c.

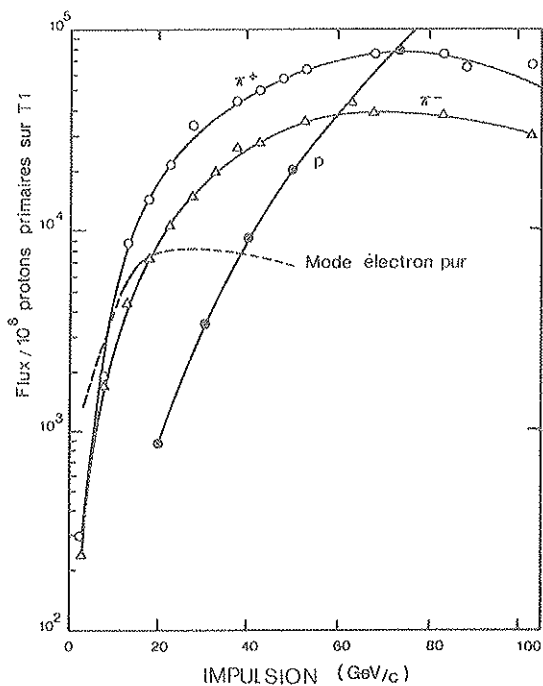


Figure II.2 : Intensité du faisceau X7.

II.1.D Les chambres à fils

Les chambres à fils utilisées pour la reconstruction des traces et l'analyse en impulsions sont de type standard [5, 6] fonctionnant en mode proportionnel de dimensions $100 \times 100 \text{ mm}^2$ et possédant 64 fils (diamètre = $10 \mu\text{m}$), équipés en lecture et espacés de 1 mm.

On utilise 3 blocs de chambres à fils qui servent à reconstituer la coordonnée X de la trace d'une particule incidente et deux chambres à fils qui assurent le même rôle dans le plan Y (Figure II.3) soit au total (3 X et 2 Y).

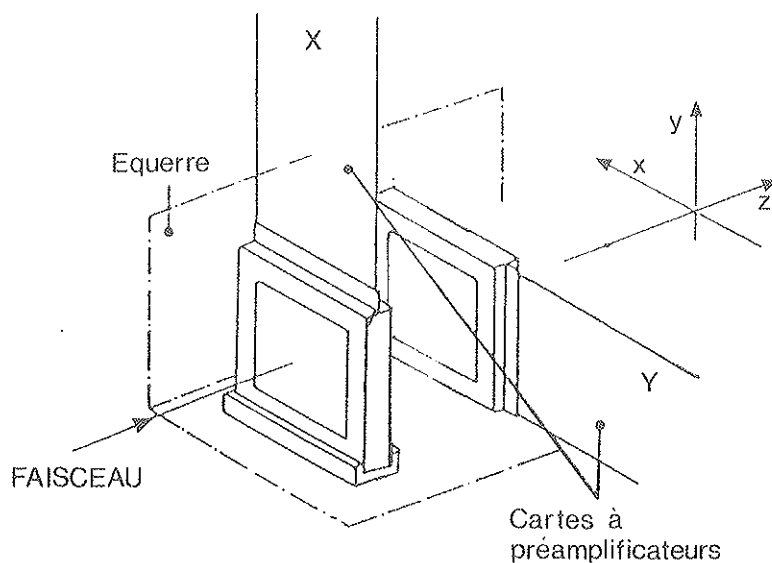


Figure II.3 : Schéma d'un bloc de chambres à fils.

II.1.E Les compteurs Cerenkov à seuil

Les compteurs Cerenkov à seuil permettent de renforcer l'identification des particules. On s'en servait surtout quand on étudiait la réjection des pions.

La Figure II.4 donne l'efficacité de ces compteurs Cerenkov pour des électrons de 4 GeV en fonction de la pression appliquée.

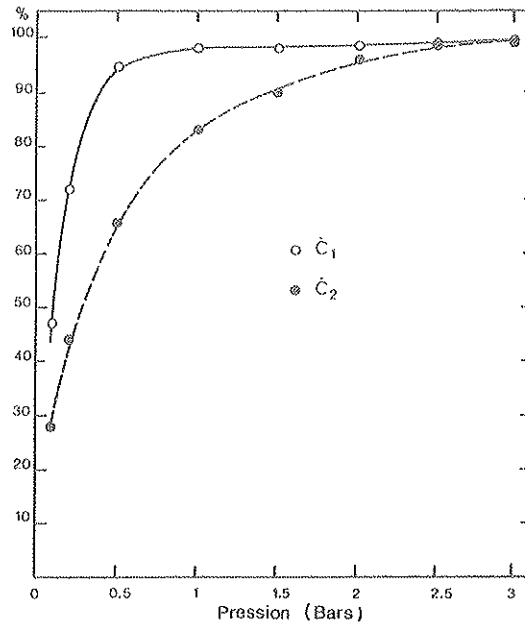


Figure II.4 : Efficacité des Cerenkov à seuil.

II.1.F Modes de déclenchement

Le système de déclenchement est formé à partir d'un ensemble de scintillateurs disposés le long de la ligne du faisceau (Figure II.5 a). Le scintillateur S1 étant situé juste après les collimateurs.

La surface en regard des scintillateurs S1 et S2 (S3 et S4) est de $6,4 \times 6,4 \text{ cm}^2$ ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) assurant ainsi un faisceau de tache de mêmes dimensions, voir remarque.

Le compteur A est un compteur de halo formé à partir de 4 scintillateurs (2 horizontaux et 2 verticaux) utilisé en veto.

Le scintillateur S6 placé derrière le prototype de calorimètre hadronique sert à identifier les muons.

Enfin, pour des énergies inférieures à 15 GeV les Cerenkov à seuil sont utilisés pour identifier les électrons ou les hadrons.

Remarque : En fait avec les scintillateurs S1 et S2, on admet la quasi totalité du faisceau vu que leur surface en regard est supérieure aux dimensions du faisceau, ces dernières sont illustrées dans la Figure II.6.

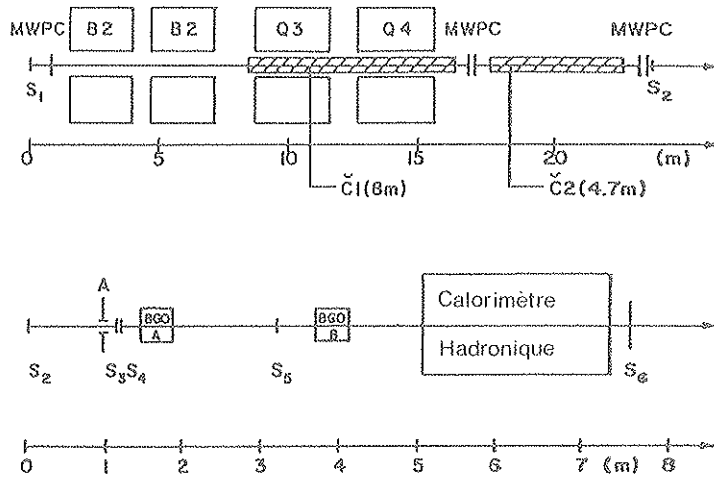


Figure II.5.a : Disposition des détecteurs de X3.

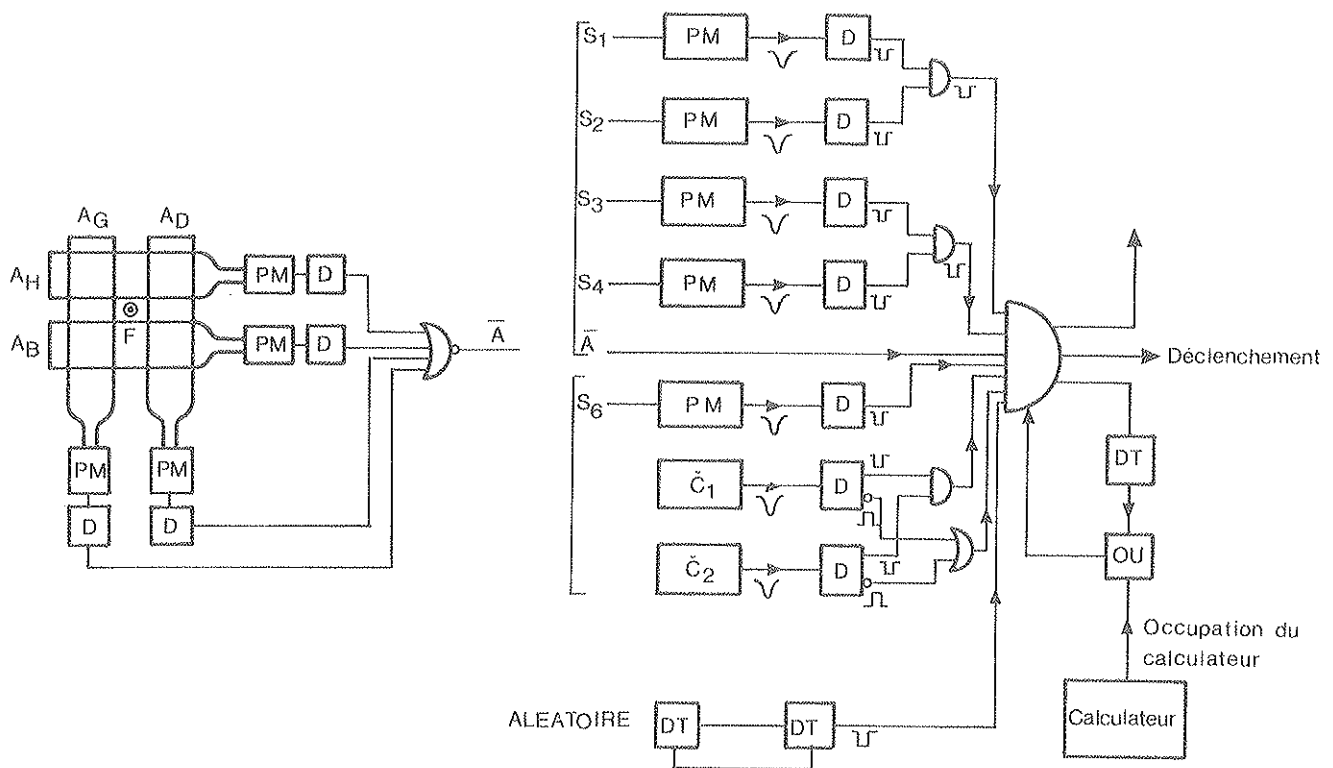
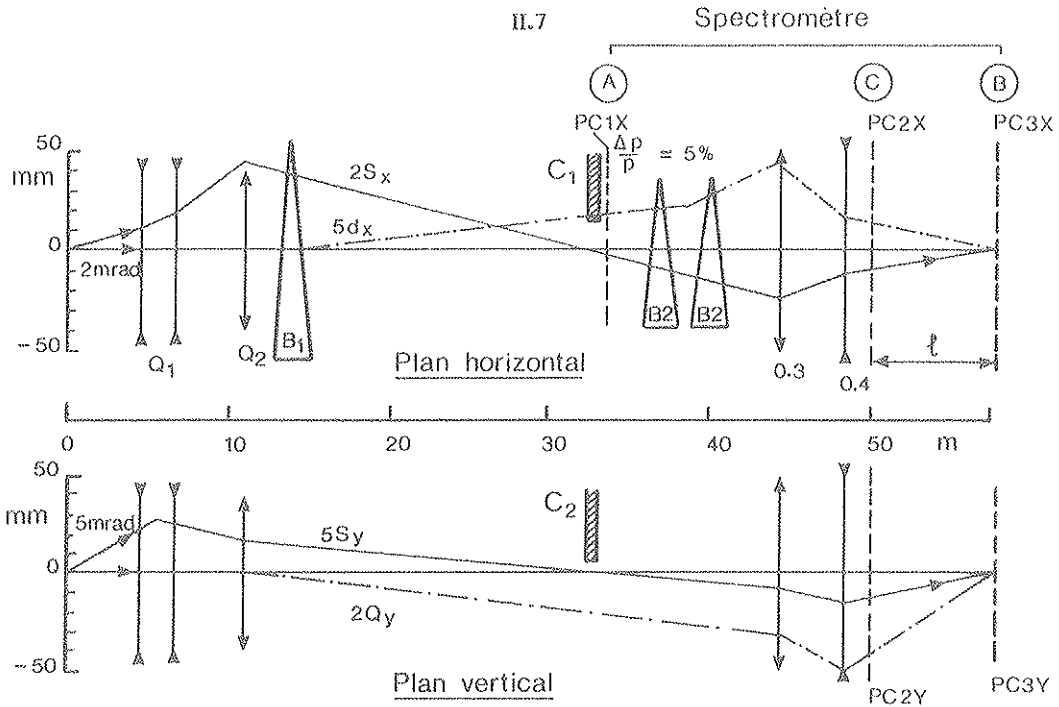


Figure II.5.b : Modes de déclenchement.



II.1.G Le spectromètre du faisceau

La ligne du faisceau X3 est équipée d'un spectromètre focalisant, destiné à une mesure précise, hors ligne, de la quantité de mouvement des particules incidentes.

II.1.G.a Description

Le spectromètre du faisceau X3 est formé à partir de 2 dipôles (B1 et B2), 2 quadrupôles (Q1 et Q2) et 3 chambres à fils disposées selon l'axe X, PC1X, PC2X et PC3X, l'analyse en impulsion se faisant par rapport à ce dernier.

La disposition des 3 chambres à fils par rapport aux éléments optiques de la ligne X3 est schématisée sur la Figure II.7.

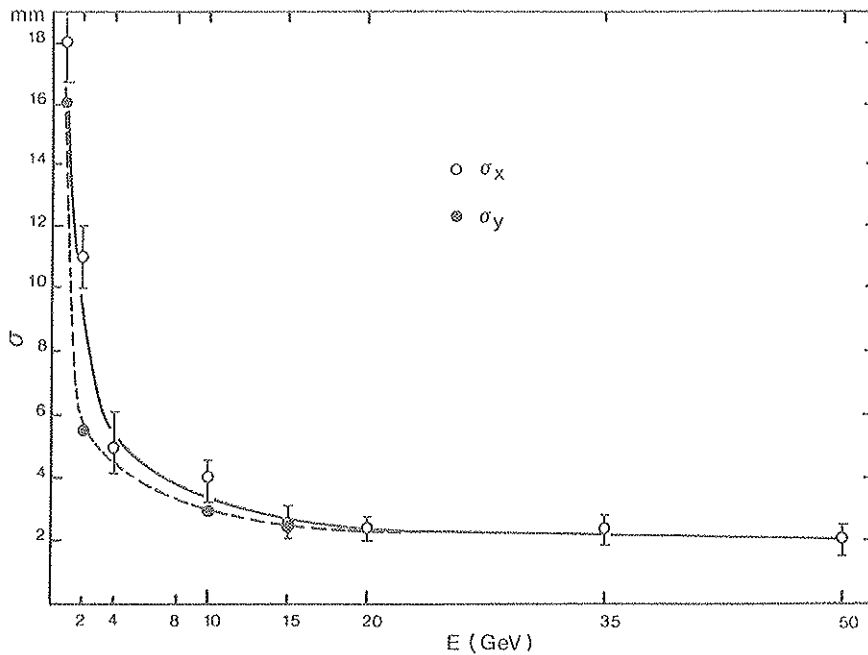


Figure II.7 : Optique du faisceau X3.

On remarquera que la première et la dernière chambre à fils sont situées à proximité des points de focalisation, tandis que la deuxième chambre à fils est située entre le dernier élément optique et le deuxième point de focalisation, servant ainsi à fournir l'inclinaison des particules incidentes.

L'écart de l'impulsion des particules incidentes par rapport à l'impulsion nominale du faisceau est donnée par [7] :

i) une expression approchée :

$$(\Delta P/P_0) = - C/B \quad (1)$$

ii) une expression plus exacte, donnée par une équation du second ordre (on choisit la solution qui se rapproche la plus de (i)) :

$$A(\Delta P/P_0)^2 + B(\Delta P/P_0) + C = 0 \quad (2)$$

avec :

$$A = - 0,0144$$

$$B = 2,5819 - 0,0364 \times X_3 + 0,0681 \times X_2$$

$$C = - X_1 - 0,5819 \times X_3 + 0,3382 \times X_2$$

X_1 , X_2 et X_3 étant les coordonnées délivrées par les chambres à fils 1, 2 et 3
 P_0 étant l'impulsion nominale du faisceau.

II.1.G.b Résolution du spectromètre

La résolution du spectromètre donne la précision avec laquelle on est capable de déterminer l'impulsion d'une particule incidente.

Cette résolution, comme on le verra par la suite, dépend de l'impulsion de la particule incidente.

Pour évaluer la résolution du spectromètre on se sert de la distribution en impulsions des particules incidentes autour de l'impulsion nominale du faisceau.

Pour chaque énergie on cherche la distribution en impulsions la plus uniforme et on se sert des bords de cette dernière pour évaluer la résolution du spectromètre (Figure II.8). Sur cette figure, on voit que la distribution présente une queue vers les valeurs négatives, vraisemblablement à cause d'un défaut de centrage des lèvres du collimateur C1 sur la ligne du faisceau.

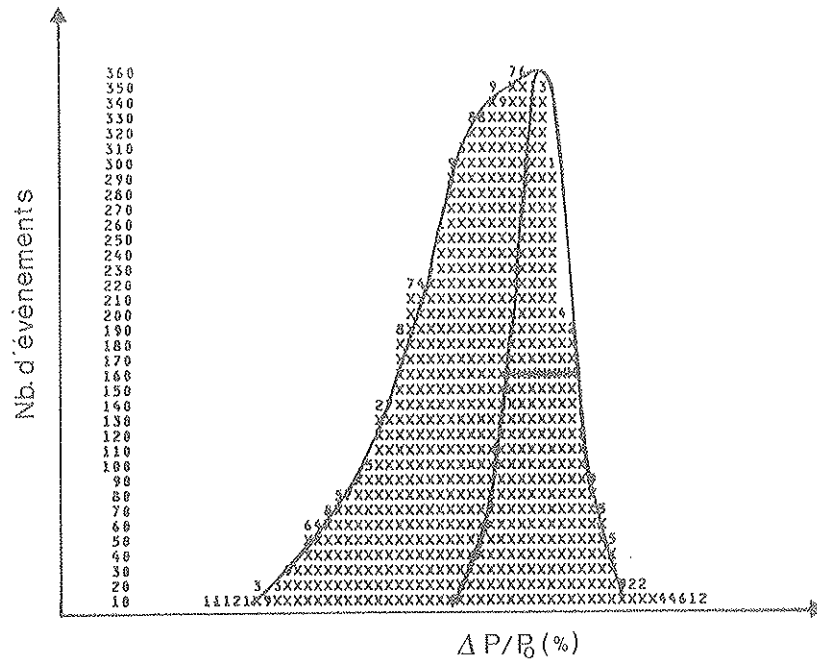


Figure II.8 : Distribution en impulsions du faisceau.

La Figure II.9 et le Tableau II.2 montrent la résolution du spectromètre, évaluée expérimentalement et par un calcul Monte-Carlo qui tient compte de la diffusion Coulombienne multiple.

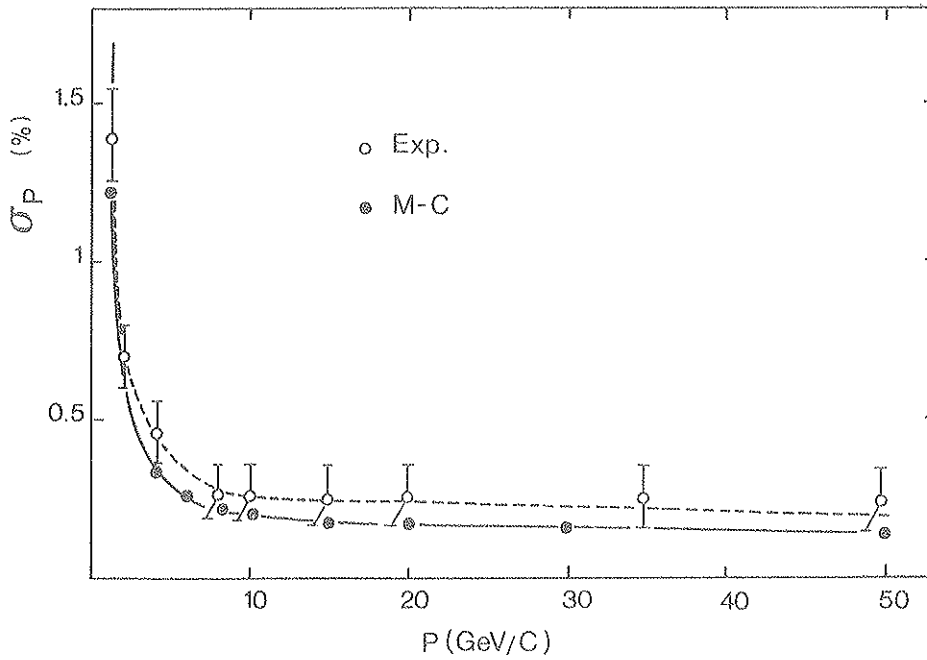


Figure II.9 : Résolution du spectromètre de faisceau X3 (le calcul Monte-Carlo tient compte de la diffusion Coulombienne multiple).

Impulsion du faisceau P (GeV/c)	σ faisceau (%)
1	1,4 \pm 0,15
2	0,7 \pm 0,1
4	0,45 \pm 0,1
8	0,3 \pm 0,1
10	"
15	"
20	"
35	"
50	"

Tableau II.2 : Résolution du spectromètre.

On remarquera qu'aux basses énergies ($P < 4$ GeV/c), nous avons une détérioration très nette de la résolution à cause de la diffusion Coulombienne multiple.

II.1.H Le système d'acquisition

Le système d'acquisition des données expérimentales est schématisé sur la Figure II.10.

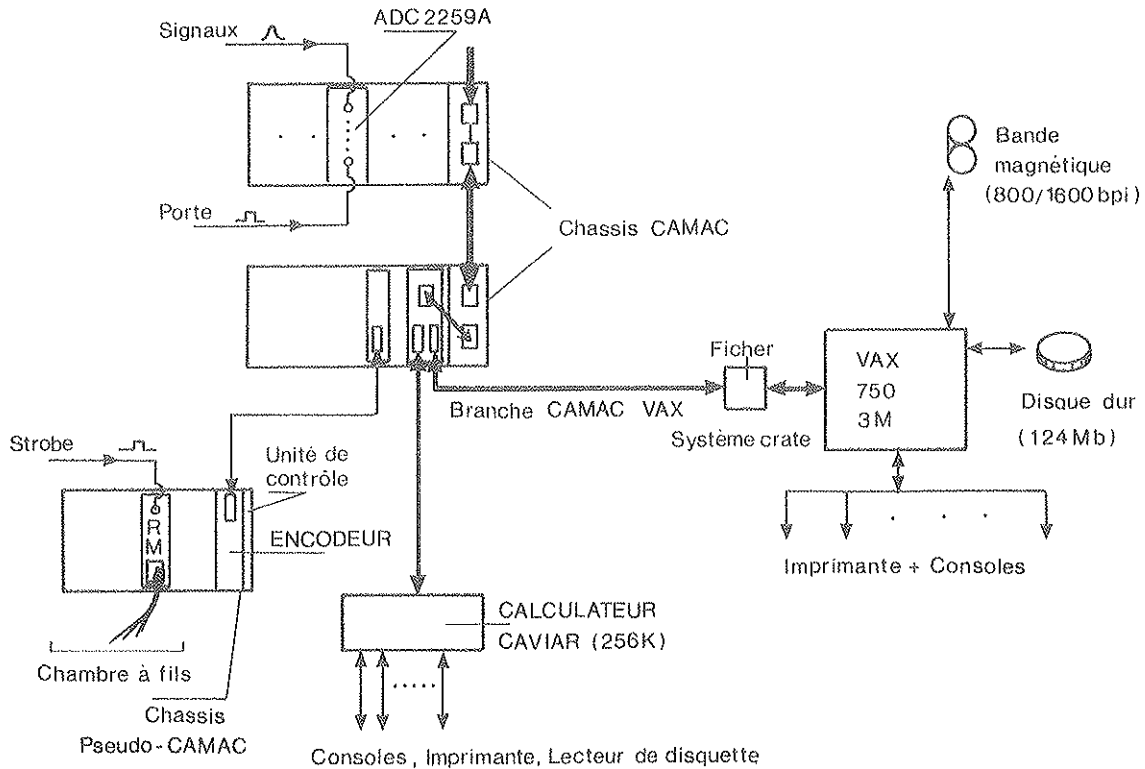


Figure II.10 : Système d'acquisition en ligne de l'expérience X3.

La branche CAMAC qui y est illustrée est restreinte au calorimètre électromagnétique et aux chambres à fils. Elle est composée de châssis CAMAC et est reliée, au moyen d'un système "Crate" FISHER, au calculateur principal : VAX 11/750 (mémoire 3M) ainsi qu'à un calculateur auxiliaire CAVIAR (mémoire 256 K).

Au VAX est associée une unité de disque de 124 Mégabytes de capacité, une unité de bande magnétique (800/1600 bpi) et un ensemble de consoles.

Le système d'acquisition permet la prise de données expérimentales, leur enregistrement sur bande magnétique ainsi que le contrôle systématique du bon fonctionnement de l'ensemble de l'expérience.

II.2 LA MATRICE DE BGO

Les tests ont été faits avec deux matrices différentes. La première (B) contenait 25 cristaux de BGO ($3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$) arrangés en une matrice 5×5 plus 3 cristaux BGO ($3 \times 3 \times 12 \text{ cm}^3$) placés verticalement derrière la matrice, tous les cristaux étant enrobés dans du mylar aluminisé, le nombre de photodiodes par cristal varie entre 1 et 3, les préamplificateurs utilisés sont de type classique (Figure II.11).

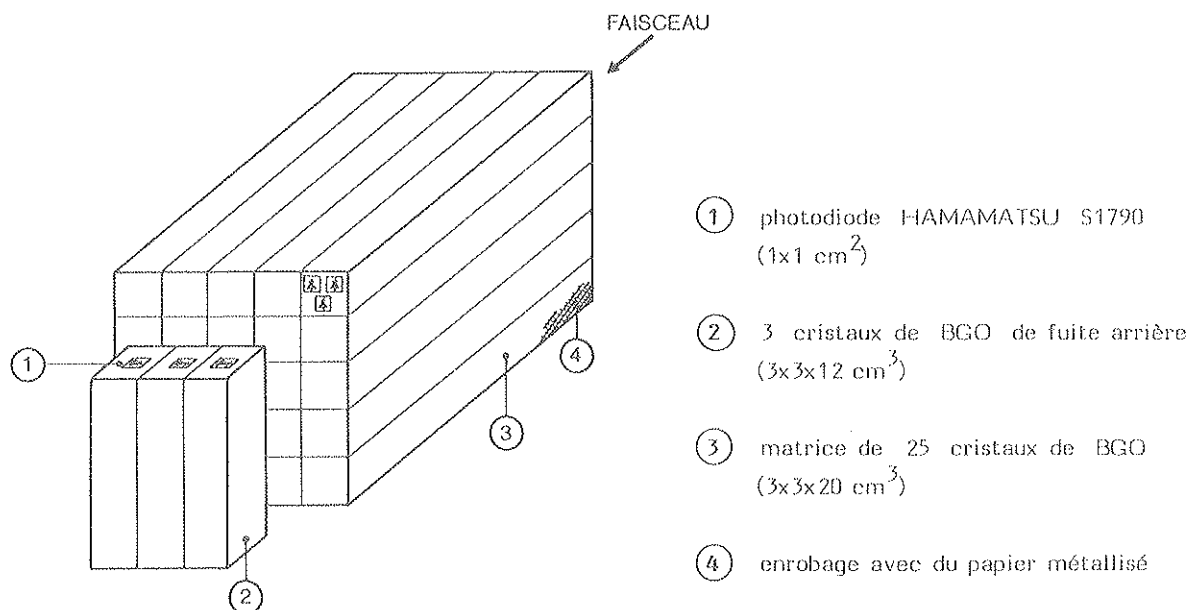


Figure II. 11 : Disposition des cristaux BGO dans la ligne du faisceau (Matrice B).

La deuxième matrice (A) contenait 25 cristaux de BGO, dont 23 de dimensions ($3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$), et deux de dimensions $3 \times 3 \times 25$ et $3 \times 3 \times 24 \text{ cm}^3$, l'enrobage des cristaux étant fait avec du papier blanc et du scotch noir. Tous les cristaux sont équipés de 3 photodiodes Hamamatsu S1790 (Figure II.12.a) montées en parallèle, ces dernières sont connectées à des préamplificateurs de charges qui sont reliés à un module de distribution (Figure II.12.b).

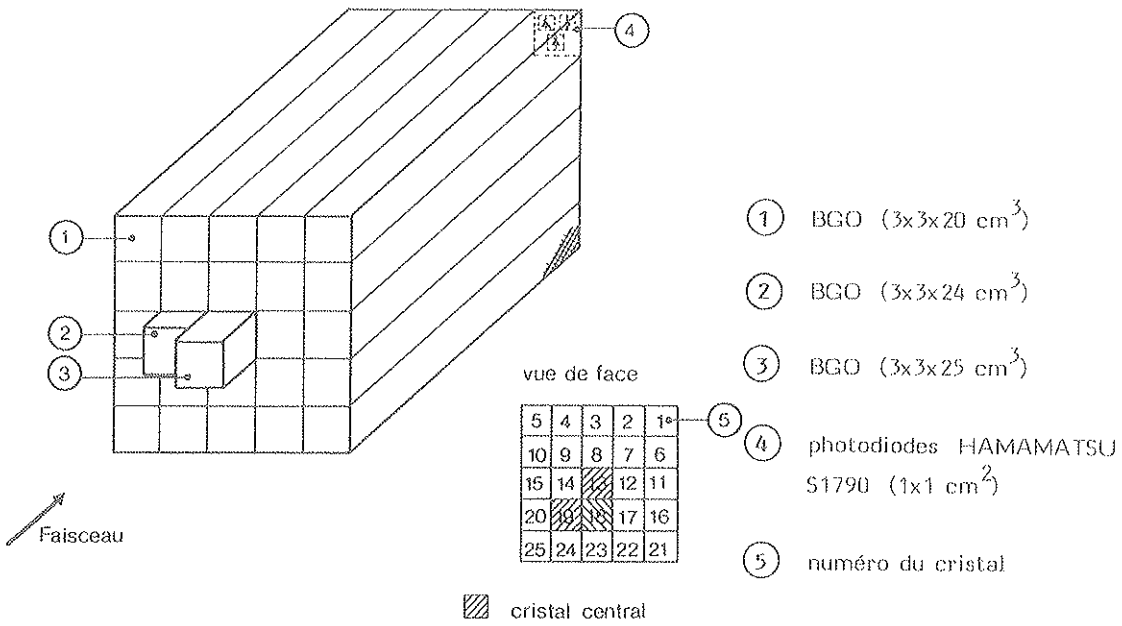


Figure II.12.a : Disposition des cristaux de la matrice A dans la ligne du faisceau.

La deuxième matrice a été montée en vue d'étudier plusieurs sous matrices 3x3 avec des cristaux centraux différents (longueur, qualité et fabrication).

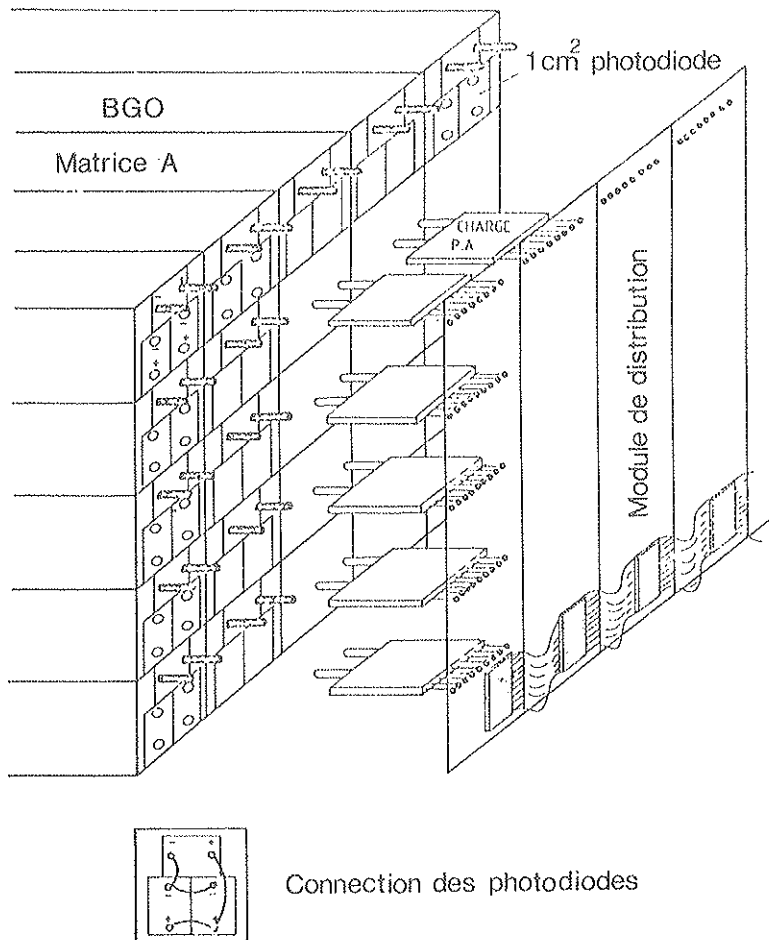


Figure II.12.b : Bus de connexion préamplis-photodiodes.

En ce qui concerne la matrice (A), chaque cristal de BGO est équipé d'une chaîne spectroscopique classique : préamplificateur de charge plus amplificateur de mise en forme plus ADC (convertisseur analogique digital) (Figure II.12.c).

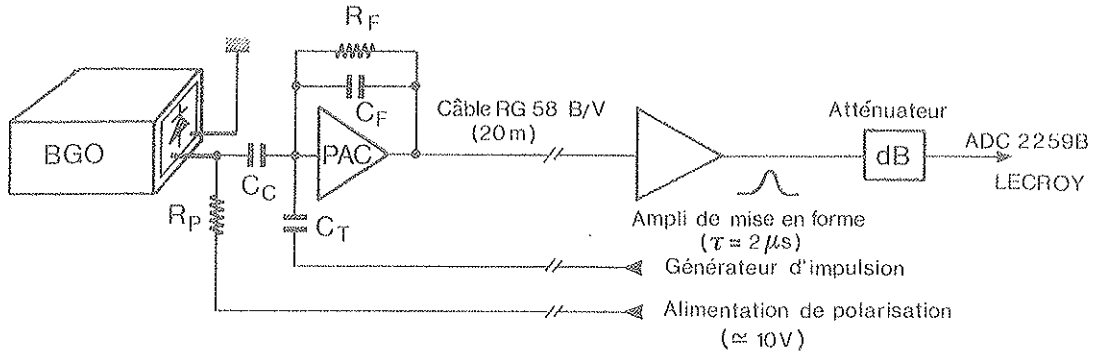


Figure II.12.c : Schéma du système de lecture associé à un cristal de BGO.

Les préamplificateurs de charges utilisés sont de type PAC-LP2 fabriqués en technologie hybride à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon [8].

La constante de mise en forme des amplificateurs, τ , est choisie égale à $2 \mu\text{s}$, valeur qui optimise le rapport signal sur bruit (Appendice A).

Les ADC utilisées sont de type LECROY 2259A ou 2259B (11 bits de conversion), sensibles à la hauteur des impulsions (peak sensing).

Pour couvrir la gamme dynamique totale, 0 - 50 GeV, avec de tel ADC nous avons été obligés d'utiliser des atténuateurs sur la voie centrale (cristal central) (voir Figure II.12.c).

En effet, les ADC 2259 ayant 11 bits, nous disposons de 2048 canaux-ADC pour convertir des énergies allant jusqu'à 50 GeV, ce qui nous aurait donné une résolution de 25 MeV par canal d'ADC.

En pratique, nous avons divisé la gamme dynamique en deux parties : 0 - 25 et 25 - 50 GeV, ce qui nous donnait à peu près 13 MeV/canal d'ADC.

Les photodiodes sont polarisées en inverse à une tension choisie de telle manière que l'on soit au milieu du plateau de la courbe représentant le courant inverse et la capacité de la photodiode en fonction de la tension de polarisation, environ 10 à 12 Volts (Figure II.12.d).

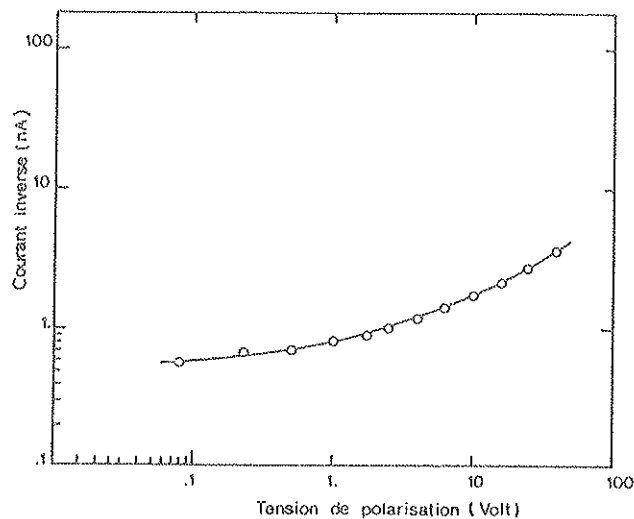


Figure II.12.d : Courant inverse des photodiodes.

Un générateur d'impulsions précis a été prévu pour tester l'ensemble de la chaîne électronique.

L'électronique dont avait été équipée la matrice B consistait en un prototype de préamplificateur de charge-amplificateur [4] développé à l'Université de Princeton, connecté d'un côté aux photodiodes au moyen d'un câble blindé-twisté d'environ 60 cm de long de l'autre côté à des ADCs de charge.

Remarque : Pour des fins de comparaison, les résultats expérimentaux qui vont être présentés dans la suite seront le plus souvent accompagnés des résultats d'une simulation Monté-Carlo utilisant un programme EGS, dont les fonctions sont décrites en Appendice C.

II.3 INTERCALIBRATION

L'utilité de l'intercalibration réside dans le fait que l'on va étudier le confinement de la gerbe électromagnétique dans le volume total de la matrice BGO ce qui nous oblige donc à sommer les signaux délivrés par chaque canal.

Comme il a déjà été signalé lors du paragraphe précédent, on dispose d'une matrice 3 x 3 ou 5 x 5 de barreaux de cristaux BGO, chacun étant équipé d'un système de lecture de la lumière de scintillation produite par le BGO lors de sa traversée par des particules.

Dans la suite on désignera par CANAL l'ensemble barreau BGO et système de lecture associé.

En général les réponses des différents canaux aux excitations provoquées par le passage des particules ne sont pas identiques, ceci peut avoir plusieurs causes, on va les citer dans l'ordre d'importance :

- lumière émise par le BGO : dépend du fabricant (méthode) et pour un même fabricant dépend d'un échantillon à l'autre ($\Delta L/L \sim 100\%$),

- collection sur les photodiodes : en principe identique pour tous les barreaux à condition qu'ils soient équipés d'un même nombre de photodiodes et que le couplage optique soit uniforme.

- conversion en photoélectrons : dépend du type de photodiodes et de leurs efficacités quantiques et de leur nombre

- amplification électronique : contrôlable à l'aide d'un générateur d'impulsion, en pratique on règle les gains des amplis à la même valeur.

L'intercalibration consiste à ramener la réponse en signaux, issus du passage d'une particule dans le BGO des différents canaux à une même valeur, et ceci en introduisant un facteur multiplicatif de correction.

Pour ce faire, on envoie un faisceau de particules, d'une énergie donnée sur chaque cristal (suivant son axe) de la matrice (balayage en position), et on enregistre la distribution de la réponse sur bande magnétique, après quoi, lors de l'analyse hors ligne des données expérimentales, on lisse cette distribution avec une expression Gaussienne et on relève la valeur du maximum. Une fois ce travail fait pour chaque cristal, on introduit un facteur de calibration en se normalisant par rapport à l'un des canaux ; ce facteur est tout simplement le rapport du maximum de la Gaussienne du canal i au maximum de la Gaussienne du canal de référence.

Remarques :

1) La qualité de l'intercalibration dépend de manière critique de la position du faisceau de particules incidentes par rapport à l'axe du cristal étudié, c'est pourquoi il est nécessaire de:

a) positionner les cristaux de BGO de façon à ce que le faisceau arrive bien au centre du cristal et ceci au millimètre près,

b) lors de l'analyse hors ligne on se sert des chambres à fils pour déterminer les points d'impacts des particules incidentes sur la face d'entrée du BGO. Ensuite on sélectionne les événements dont la distance du point d'impact à l'axe du barreau (RBGO) est inférieure à une certaine valeur (2 mm en général).

2) Erreur d'intercalibration et résolution en énergie, nous avons :

$$E_0 = \sum_{i=1}^{N_c} E_i$$

avec :

E_0 : énergie de la gerbe électromagnétique

E_i : énergie déposée dans le cristal i

N_c : nombre de cristaux.

La fraction d'énergie déposée dans le cristal i est :

$$f_i = E_i/E_0 = C_i S_{ADC}^i / E_0$$

C_i : constante de calibration

S_{ADC}^i : signal de l'ADC : i

$$(\sum f_i = 1)$$

Résolution due à C_i :

$$\sigma f_i = \frac{\sigma_{C_i}}{C_i} (C_i S_{ADC}^i / E_0) = \frac{\sigma_{C_i}}{C_i} f_i ; \left(\frac{\sigma_{C_i}}{C_i} = Cte \right)$$

d'où

$$\left(\frac{\sigma_{E_0}}{E_0} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{C_i}}{C_i} \right)^2 \sum_i f_i^2$$

3) Le faisceau utilisé pour l'intercalibration est soit un faisceau de pions au minimum d'ionisation, soit un faisceau d'électrons d'énergie égale à 10 GeV.

L'énergie perdue par les particules au minimum d'ionisation est d'environ 180 MeV ($\approx \frac{dE}{dx} \approx 9 \text{ MeV/cm}$). Pour un cristal central ($3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$) l'énergie perdue par les électrons est d'environ 80% de leur énergie incidente soit alors 8 GeV.

Comme le $\sigma E/E$ du BGO augmente quand l'énergie diminue, on peut s'attendre à ce que l'on obtienne des résultats meilleurs avec le deuxième type d'intercalibration en ce sens que l'on pourra déterminer les maxima avec plus de précision, introduisant ainsi une erreur d'intercalibration moindre. En fait ce qui vient d'être évoqué est valable seulement dans le cas où l'on travaille à statistique constante. Effectivement la précision sur les maxima est $\frac{\Delta M}{M} = \frac{\sigma/E}{\sqrt{N}}$, N étant le nombre d'événements. La précision sur M des deux méthodes est alors :

$$\frac{\Delta M_1}{M_1} = \frac{\sigma_1/E_1}{\sqrt{N_1}} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta M_2}{M_2} = \frac{\sigma_2/E_2}{\sqrt{N_2}}$$

et l'on voit donc que l'on peut s'arranger pour que $\frac{\Delta M_1}{M_1}$ soit égale à $\frac{\Delta M_2}{M_2}$ avec $\frac{\sigma_1}{E_1} \sim 8\%$ et $\frac{\sigma_2}{E_2} \sim 2\%$ nous avons $\frac{N_1}{N_2} = 16$ (Figure II.13).

L'indice 1(2) réfère aux particules au minimum d'ionisation (électrons).

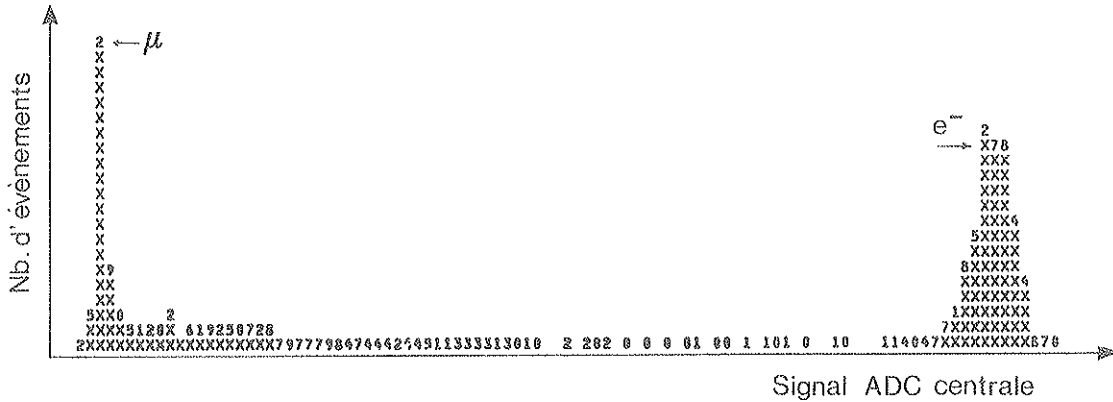


Figure II.13 : Distribution de l'énergie déposée dans le cristal central en mode non séparé (muons + électrons).

Cependant cette méthode n'est pas bien pratique parce qu'elle revient à multiplier le temps de prise des données par un facteur 16.

II.4 METHODE D'ANALYSE

Les différentes configurations de cristaux $3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$ pour lesquelles on a étudié la résolution en énergie et la linéarité sont les suivantes :

- * cristal central, dénoté : c.c,
- * somme des 9 cristaux centraux, dénotée : $\Sigma 9$,
- * somme des 9 cristaux centraux plus 3 cristaux placés derrière la matrice. Nous appellerons une telle configuration par somme des 12, dénotée $\Sigma 12$,
- * somme des 25 cristaux de la matrice ($\Sigma 25$) plus éventuellement les 3 cristaux arrières ($\Sigma 28$).
 - l'étude du cristal central, la somme des 9 et la somme des 25 rend compte du développement transversal de la gerbe électromagnétique dans des cristaux de BGO de longueur donnée,
 - l'étude de la somme des 12 et des 28 cristaux rend compte du développement longitudinal de la gerbe électromagnétique.

Le faisceau des particules chargées utilisé pour étudier la résolution en énergie du cristal de BGO est exclusivement composé d'électrons (§ II.1.B). Ce faisceau peut être soumis à certaines contraintes lors de la prise des données (EN LIGNE) ou (et) lors de l'analyse des données expérimentales enregistrées sur bandes magnétiques (HORS LIGNE).

II.4.A Contraintes en ligne

II.4.A.a Contraintes en $\left| \frac{\Delta P}{P_0} \right|_{\max}$

Le $\left| \frac{\Delta P}{P_0} \right|_{\max}$ des particules incidentes (P_0 étant l'impulsion nominale de la particule) est gouverné par le collimateur dans la direction X (plan horizontal) $\left| \frac{\Delta P}{P_0} \right|_{\max} = 1 \% / 3 \text{ mm}$. Donc, en fermant plus ou moins ce collimateur on peut imposer au faisceau d'avoir une impulsion comprise dans un intervalle $[P_0 - \Delta P/2, P_0 + \Delta P/2]$ plus ou moins large.

II.4.A.b Contrainte sur la distribution spatiale du faisceau

Cette contrainte peut être obtenue tout simplement en introduisant dans le mode de déclenchement le signal rapide de coïncidence issue des scintillateurs S1 et S2 ou (et) S3 et S4 situés dans la ligne du faisceau (Cf. II.1.F), ainsi on ne considère qu'un événement est bon que si on a coïncidence entre S1 et S2 ou (et) S3 et S4. En effet, les scintillateurs S1 et S2 ont une surface en regard de l'ordre de 40 cm^2 , tandis que celle de S3 et S4 est de 1 cm^2 , donc selon que l'on introduise S1S2 ou S3S4 dans le mode de déclenchement nous aurons une tache de faisceau de 40 cm^2 au maximum ou 1 cm^2 (faisceau étroit à haute énergie).

II.4.B Contraintes hors ligne

Lors de l'analyse des données prises sur bandes magnétiques on peut imposer d'autres contraintes au faisceau des électrons incidents. (Il va de soi que ces dernières ne peuvent que s'ajouter aux contraintes EN LIGNE).

II.4.B.a Contrainte en XPC1

Juste après le collimateur on a une chambre à fils qui donne la coordonnée X des particules incidentes : XPC1, elle représente ainsi l'image du collimateur C1. Donc une contrainte sur XPC1 revient strictement à la contrainte en $\left| \frac{\Delta P}{P_0} \right|_{\max}$ évoqué dans le § II.4.A.a.

II.4.B.b Contrainte en RBGO

La signification de RBGO et l'utilité de cette contrainte ont été citées dans la §II.3 Remarque 1) b).

II.4.B.c Contrainte en $\frac{\Delta P}{P_0}$ calculé

On a vu (§ II.1.G.b) qu'avec les chambres à fils disposées le long de la ligne du faisceau on pouvait remonter au $\frac{\Delta P}{P_0}$ d'une particule incidente. Cette information sert essentiellement, comme il a déjà été indiqué, à calculer la résolution du spectromètre ; mais on peut s'en servir aussi pour renforcer la contrainte en $\frac{\Delta P}{P_0}$.

On peut aussi combiner ces différentes contraintes entre elles. Les Figures II.14.a-b illustrent l'intérêt de telles coupures et on peut remarquer que la valeur moyenne de la distribution reste inchangée tandis que la résolution σ_E/E s'améliore.

II.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON AVEC EGS

Les Figures II.15 et II.16. représentent une distribution typique de l'énergie déposée dans un cristal de BGO seul ($3 \times 3 \times 25 \text{ cm}^3$) et la somme des 9 cristaux de la matrice 3×3 de barreaux de BGO.

On peut noter que pour un cristal de BGO seul, cette distribution présente une queue vers les basses énergies beaucoup plus accentuée que dans le cas où l'on utilise 9 cristaux. Ceci est dû essentiellement au fait qu'à cause de l'extension latérale de la gerbe électromagnétique les fluctuations sur les fuites latérales sont plus importantes dans le premier cas que dans le deuxième.

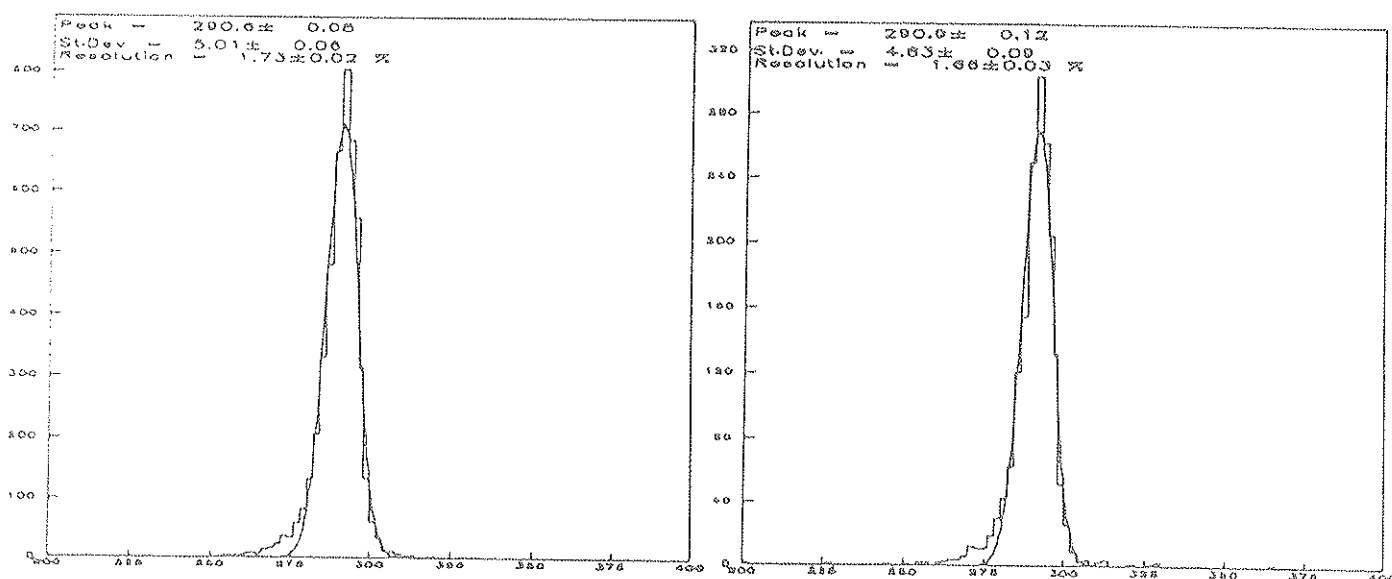


Figure II.14.a : Energie de la somme de 9 cristaux.

Figure II.14.b : Energie de la somme de 9 cristaux avec coupures sur la position, l'impulsion et XPC1.

Nous allons aborder maintenant les points suivants :

- le bruit électronique et son influence sur la résolution en énergie,
- la linéarité
- la résolution en énergie
- la résolution en position
- le développement des gerbes électromagnétiques.

II.5.A Etude du bruit

Dans ce paragraphe, nous allons nous contenter de relater des investigations qui ont été faites en vue de dominer le bruit. Quant à son origine, elle sera exposée dans l'Appendice A.

La méthode consiste à étudier les piédestaux des différents canaux, pour ce faire on déclenche la lecture des ADC d'une façon aléatoire.

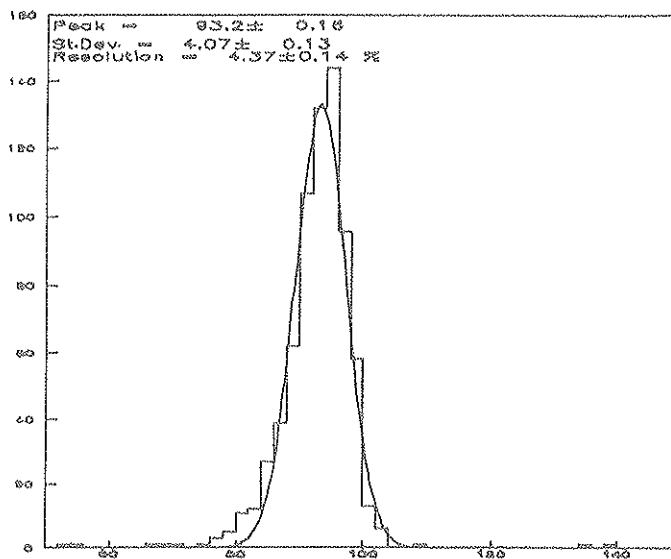


Figure II.15 : Energie du cristal central de la matrice n° 13.

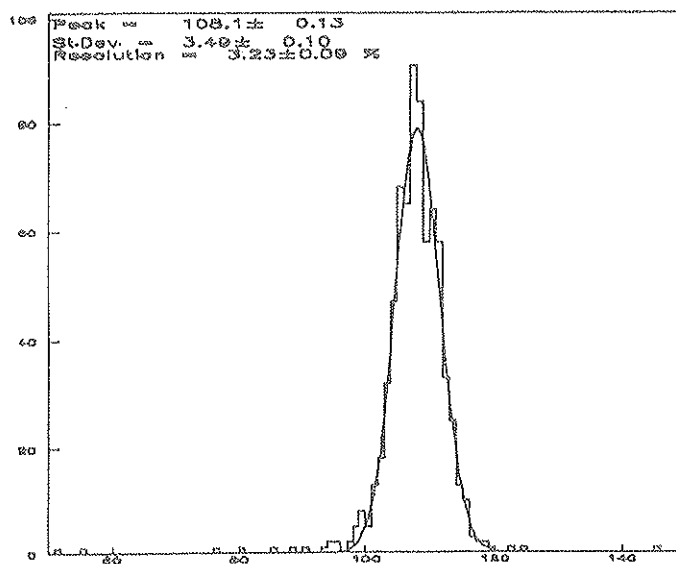


Figure II.16 : Energie de la somme de 9 cristaux (matrice n° 13).

La déviation standard des piédestaux individuels représente le bruit électronique des canaux pris un à un, celle de la somme des piédestaux des différents canaux représente le bruit total

Connaissant la correspondance canaux ADC-énergie (calibration) on peut exprimer ce bruit en équivalent énergie (MeV en général).

En principe les bruits des différents canaux devraient être non corrélés, étant donné que ces derniers sont indépendants les uns par rapport aux autres, ce qui se traduirait par : $\sigma_s^2 = \sum_i \sigma_i^2$

σ_s : bruit électronique total

σ_i : bruit électronique du canal i

Or, lors des tests cette relation n'est jamais satisfaite ($\sigma_s > (\sum_i \sigma_i^2)^{1/2}$), ce qui nous amène à penser à l'existence d'un bruit corrélé dont l'une des origines possibles pourrait être un blindage insuffisant de l'électronique de lecture. On a alors renforcé les blindages et relié toutes les masses entre elles, ce qui nous a permis de passer d'un bruit équivalent de 27 MeV pour l'ensemble de 9 canaux (1ère série de Tests) à 18 MeV (2ème série de Tests), soit une amélioration d'environ 30 %, cependant, ce qui a été fait s'est avéré insuffisant pour s'affranchir complètement du bruit corrélé.

II.5.B Linéarité

Les calculs prévoient des cristaux de BGO de longueur $22 X_0$, soit à peu près 24 cm, pour confiner (à 99 %) des gerbes électromagnétiques d'énergie allant jusqu'à 100 GeV. Dès lors, on peut s'attendre, avec des cristaux de 20 cm de longueur, à ce que l'on observe un écart à la linéarité qui, à partir d'une certaine énergie seuil (qui dépend de la longueur du cristal utilisé), augmente avec l'énergie et ce à cause des fuites arrière de la gerbe électromagnétique.

En fait il n'en est rien, car si l'on regarde les Tableaux II.3.a et II.3.b qui représentent les valeurs moyennes des distributions de l'énergie déposée dans le BGO en fonction de l'énergie des électrons incidents avec lissage par une droite sans et avec ordonnée à l'origine (voir Remarque suivante) ainsi que les écarts à la linéarité ; on remarque que ces derniers sont plutôt du même ordre de grandeur pour toutes les énergies et rentrent le plus souvent dans la barre d'erreur qui fût estimée à 1%. Le fait de ne pas observer d'écart à la linéarité notable aux énergies voisines des 50 GeV peut être expliqué par le fait que les fuites avant dominant à basse énergie tandis que les fuites arrière dominant à haute énergie, ceci parce que le maximum de la gerbe se déplace comme l'énergie (voir § II - V - E), si bien que l'on se retrouve, pour un volume donné de BGO, avec à peu près une proportion d'énergie déposée constante pour toutes les énergies étudiées.

(a)

ENERGIE GEV	MATRICE 13				MATRICE 18				MATRICE 19			
	Cristal Central		Somme des Neuf		Cristal Central		Somme des Neuf		Cristal Central		Somme des Neuf	
	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %
1.0	59.	- 2.2	70.	- 1.7	64.	4.6	75.	2.9				
1.5	93.	2.7	108.	1.1								
2.0	121.	.3	141.	- 1.0	124.	1.3	148.	1.6	121.	1.4	137.	- .1
4.0	243.	.7	285.	.1	244.	- .3	291.	- .2	242.	1.4	278.	1.4
10.0	608.	.8	719.	1.0	602.	- 1.6	733.	.6	597.	.0	686.	.0
20.0	1226.	1.6	1462.	2.7	1233.	.7	1470.	.9	1178.	- 1.3	1365.	- .5
35.0	2065.	- 2.2	2460.	- 1.3	2110.	- 1.5	2502.	- 1.9	2063.	- 1.2	2384.	- .7
50.0	2983.	- 1.1	3542.	- .5	2985.	- 2.5	3521.	- 3.4	2979.	- .2	3424.	- .1
	CAN=60.3* E		CAN=71.2* E		CAN=61.2* E		CAN=72.9* E		CAN=59.7* E		CAN=68.6* E	

(b)

ENERGIE GEV	MATRICE 13				MATRICE 18				MATRICE 19			
	Cristal Central		Somme des Neuf		Cristal Central		Somme des Neuf		Cristal Central		Somme des Neuf	
	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %	Pic	Pic-Fit %
1.0	59.0	- 2.1	70.	- .7	64.	.1	75.	- .4				
1.5	93.	2.8	108.	1.6								
2.0	121.	.3	141.	- .7	124.	- .1	148.	.5	121.	- .4	137.	- .6
4.0	243.	.7	285.	- .1	244.	- .2	291.	- .1	242.	.9	278.	1.2
10.0	608.	.7	719.	.6	602.	- .6	733.	1.4	597.	.3	686.	.1
20.0	1226.	1.5	1462.	2.2	1233.	2.1	1470.	1.9	1178.	- .7	1365.	- .3
35.0	2065.	- 2.3	2460.	- 1.7	2110.	- .1	2502.	- .8	2063.	- .6	2384.	- .5
50.0	2983.	- 1.2	3542.	- 1.0	2985.	- 1.0	3521.	- 2.2	2979.	.6	3424.	.1
	CAN=60.4* E -.2		CAN=71.6* E - 1.0		CAN=60.2* E +3.7		CAN=72.0* E +3.3		CAN=59.2* E +3.1		CAN=68.4* E +.9	

Tableaux II.3.a-b : Etude de la linéarité.

Comme il a déjà été annoncé, on a utilisé deux méthodes d'intercalibration (électrons à 10 GeV et particules au minimum d'ionisation), les courbes de linéarité données par ces deux méthodes sont illustrées dans les Figures II.17.a et II.17.b. On peut noter que la dispersion résiduelle entre matrices est plus importante dans le 2ème cas que dans le 1er, ce résultat était prévisible car, comme on l'a déjà signalé, la deuxième méthode est moins précise.

Les Figures II.17.A.a jusqu'à II.17.A.d illustrent les courbes de linéarité pour les différentes configurations étudiées pour la matrice A .

Les Figures II.17.B.a jusqu'à II.17.B.d illustrent les courbes de linéarité pour les différentes configurations étudiées pour la matrice B.

On peut conclure que nous avons une linéarité à 1%.

Remarque : On a essayé un lissage de la linéarité par une droite avec ordonnée à l'origine pour tenir compte des erreurs éventuelles sur la détermination des pedestaux des différents canaux d'ADC.

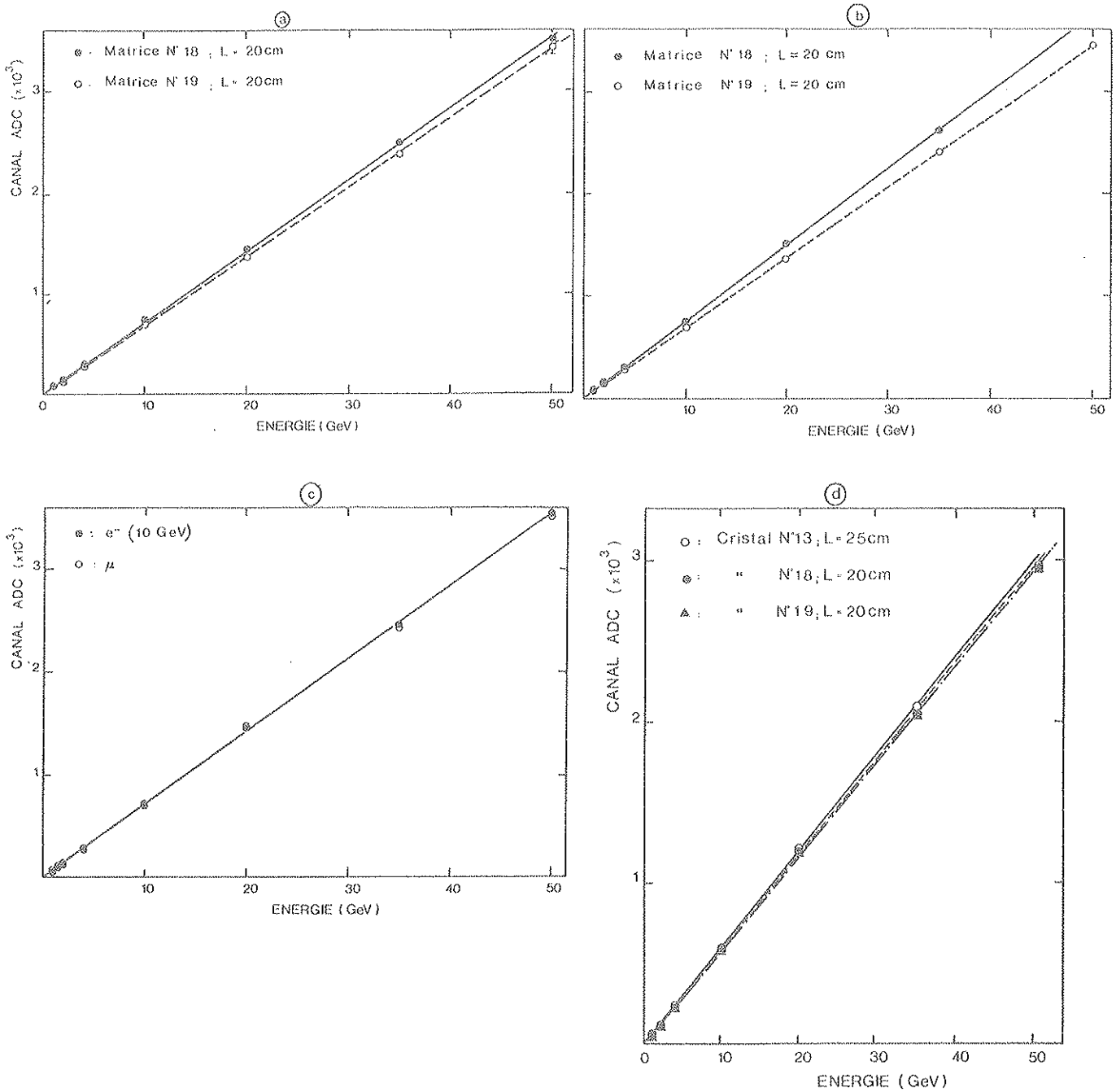


Figure II.17.A : Linéarité de la somme de 9 cristaux de BGO (matrice A).

a) Intercalibration avec des électrons de 10 GeV.

c) Comparaison entre les linéarités obtenues avec les deux genres d'intercalibration citées en a) et b)

b) Intercalibration avec des pions au minimum d'ionisation

d) Linéarité de cristaux seuls.

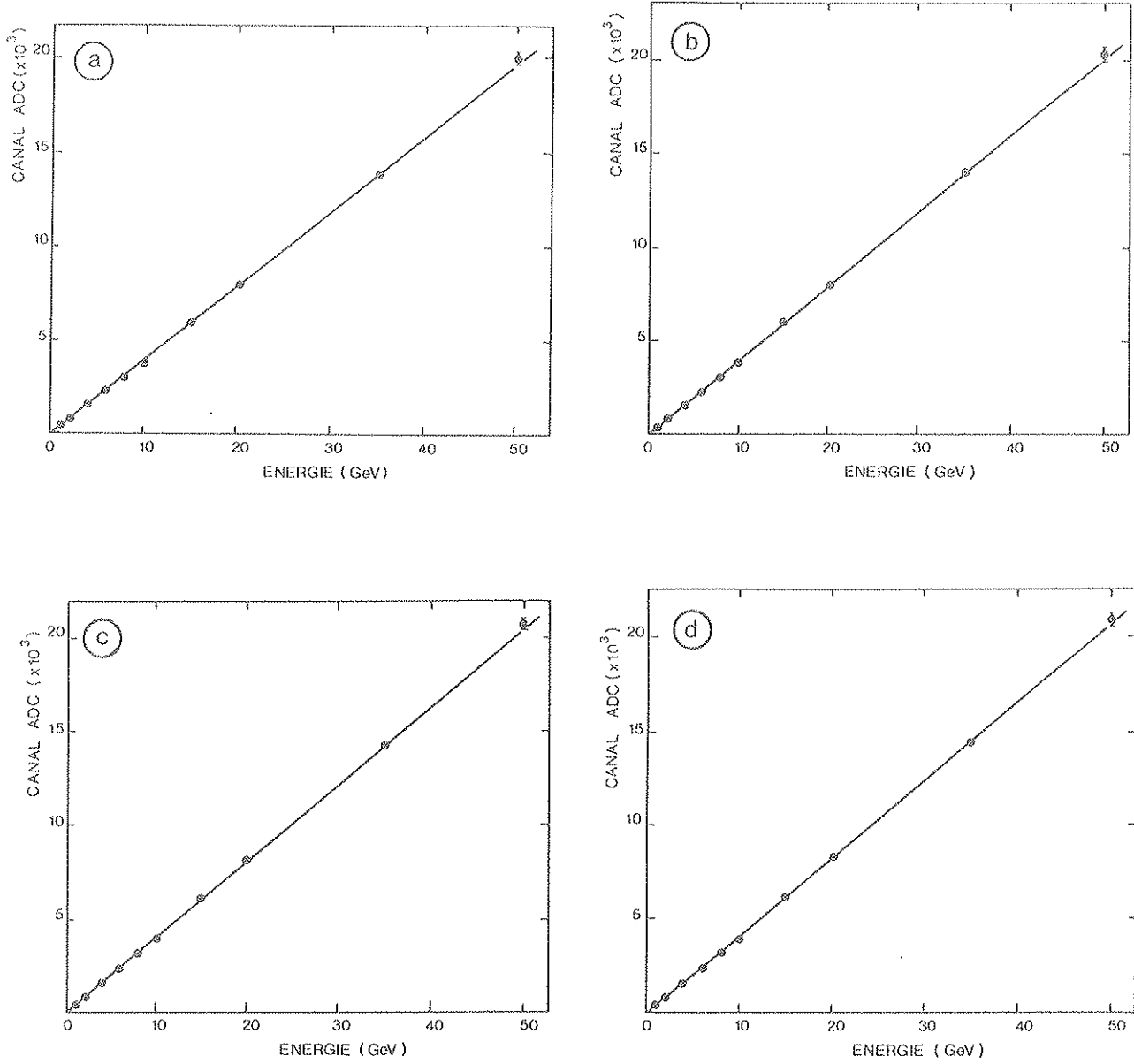


Figure II.17.B : Linéarité de la matrice B.

a) Linéarité de la somme de 9 cristaux

c) Linéarité de la somme de 25 cristaux

b) Linéarité de la somme de 12 cristaux

d) Linéarité de la somme de 28 cristaux.

II.5.C Résolution en énergie

Avant de présenter les résultats expérimentaux nous allons passer en revue les principales contributions à la résolution en énergie, cette dernière peut être décomposée selon les termes suivants :

$$\sigma_E^2 = \sigma_{\text{photon}}^2 + \sigma_{\text{fuite}}^2 + \sigma_{\text{bruit}}^2 + \sigma_{\text{lumière}}^2 + \sigma_{\text{charge}}^2 + \sigma_{\text{cal}}^2 \quad (1)$$

Nous allons discuter chacune de ces contributions :

- σ_{photon} :

Fluctuations du nombre N de photons convertis dans la zone de déplétion de la photodiode :

$$\sigma_{\text{photon}} \sim \sqrt{N}$$

Dépend essentiellement du niveau de la production et de la collection de la lumière produite par le BGO qui dépendent eux mêmes de la qualité de la géométrie et de l'état de surface des cristaux, du couplage optique, des photodiodes et de leur nombre.

Le nombre de photons produit est proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal si bien que l'on a :

$$N \sim E \text{ et donc } \sigma_{\text{photon}} = a \sqrt{E} \text{ ou encore } \sigma_{\text{photon}}/E = a / \sqrt{E}.$$

Sachant que l'on a, en moyenne, 1 000 électrons délivrés par les photodiodes pour 1 MeV d'énergie déposée dans le cristal de BGO : $N \sim 1\,000 \times E \text{ (MeV)} = 10^6 \times E \text{ (GeV)}$. Nous avons :

$$\frac{\sigma_{\text{photon}}}{N} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{a}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} \rightarrow a \approx 0,1 \%$$

(nous avons supposé que l'efficacité quantique des photodiodes est de 100 %).

- σ_{fuite} :

Fluctuations de l'énergie non déposée dans le volume effectif du BGO. On peut distinguer entre :

- fuites avant : dues à :

- a) pertes dans le matériel mort se trouvant devant le BGO
- b) diffusion arrière des particules de la gerbe électromagnétique

- fuites latérales : à cause de la section limitée du volume effectif

- fuites arrières : longueur limitée du volume effectif

- fuites dues aux supports fins situés entre les cristaux BGO

- seuil minimal de détection : le seuil du système de lecture introduit des fuites supplémentaires. Un seuil de 2 MeV a un effet négligeable sur la résolution en énergie pour $E > 1 \text{ GeV}$.

Afin d'illustrer ces fuites nous avons utilisé le programme EGS, qui a donné les résultats suivants. La Figure II.18.a montre la contribution des fuites avant, des fuites latérales et des fuites arrières et la Figure II.18.b l'influence sur la résolution en énergie (σ_{fuite}) pour des électrons incidents, et pour un volume effectif de $20 \times 20 \times 24 \text{ cm}^3$. Noter que les fuites latérales demeurent constantes tandis que les fuites avant et fuites arrière évoluent en sens inverse avec l'énergie.

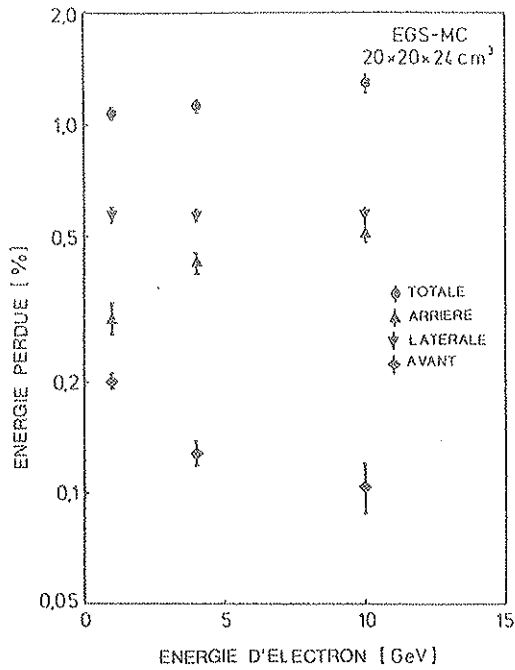


Figure II.18.a : Fuites d'énergie en fonction de l'énergie des électrons incidents.

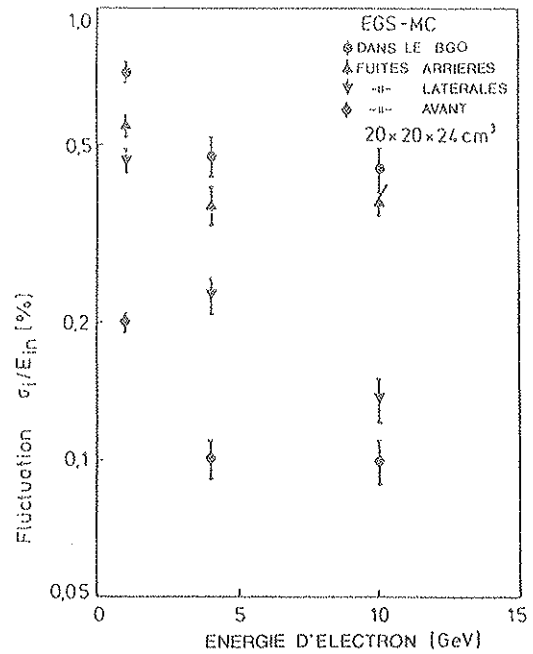


Figure II.18.b : Contribution des fuites à la résolution en énergie du BGO.

La Figure II.19 montre la dépendance de la résolution en énergie en fonction de la longueur du BGO pour des électrons et photons incidents. La Figure II.20 montre la dépendance de la résolution en énergie en fonction de la section du BGO. On peut remarquer que pour des photons d'énergie $E > 1 \text{ GeV}$ une section de $(10-15) \times (10-15) \text{ cm}^2$ est suffisante pour atteindre un σ de l'ordre de 1%.

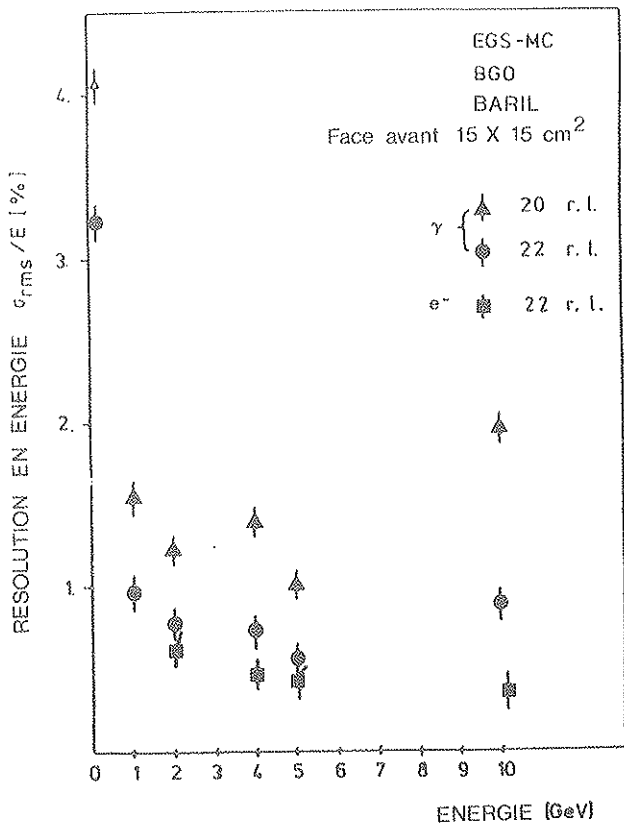


Figure II.19 : Dépendance de la résolution en énergie en fonction de la longueur du barreau de BGO.

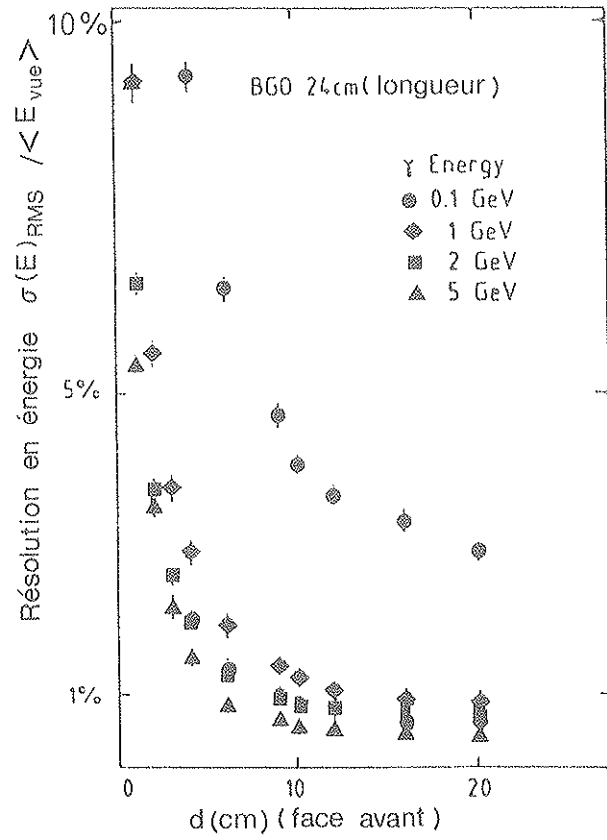


Figure II.20 : Dépendance de la résolution en énergie en fonction des dimensions latérales d'un cristal de BGO de 24 cm de long.

La Figure II.21 montre l'effet des matériaux morts placés au devant du BGO. On voit que ce sont les basses énergies qui sont le plus affectées.

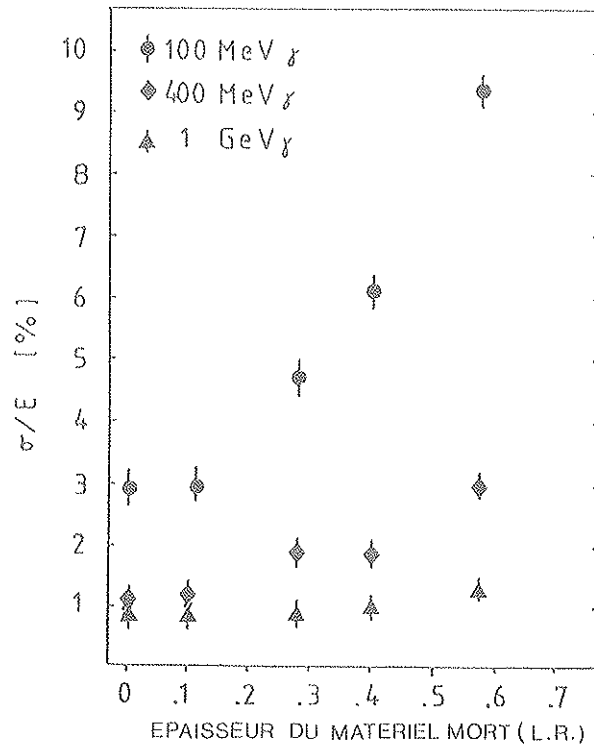


Figure II.21 : Influence du matériel mort placé devant le BGO, sur la résolution en énergie.

- σ_{bruit} :

Fluctuations du bruit provenant des photodiodes et de l'électronique associée (voir Appendice A).

- σ_{charge} :

Fluctuations dues aux particules chargées qui traversent les photodiodes donnant ainsi un signal supplémentaire. Par conséquent les fluctuations sur le nombre de ces particules contribuent à la résolution en énergie.

L'énergie équivalente est déterminée par le signal de diode produit par une particule provenant du signal par les gerbes électromagnétiques (sommées sur le volume utile). Etant donné que le signal des particules de la gerbe est proportionnel à la surface des diodes : S , l'énergie équivalente est alors inversement proportionnelle à S . Pour des diodes de 1 cm^2 l'énergie équivalente est de 15 MeV/particule [2], pour des diodes de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ on s'attend à une énergie équivalente de l'ordre de 4 MeV/particule .

Le Tableau II.4 suivant donne le nombre moyen et la déviation standard du nombre de particules chargées passant à travers les photodiodes après 22 X^0 de BGO, il donne aussi la contribution à la résolution en énergie, on peut noter que cette contribution est négligeable, par rapport aux autres sources d'erreurs considérées.

E (GeV)	Surface de la diode (cm ²)	Nombre moyen des particules : N	Déviatiion standard	σ_{charge}/E (%)
1,0	1 x 1	0,006	0,008	0,01
	2 x 2	0,04	0,3	0,1
4	1 x 1	0,12	0,5	0,2
	2 x 2	0,32	0,8	0,1
10	1 x 1	0,57	1,1	0,2
	2 x 2	1,5	2,0	0,1

Tableau II.4 : Contribution de la fluctuation du nombre de particules chargées traversant les photodiodes après 22 X₀ de BGO , à la résolution en énergie.

- $\sigma_{lumière}$:

Fluctuations dues aux inhomogénéités dans les cristaux :

- a) inhomogénéité dans la production et dans la transmission de la lumière dans les cristaux (bulles d'air, voiles, jaunissement...)
- b) inhomogénéité dans la collection de la lumière produite (géométrie, état de surface : nue, enrobée, pôle,...).

A l'aide d'un programme Monte-Carlo assez simple en ce sens qu'il ne tient compte que de la réflexion totale, on a étudié le 2ème effet pour des cristaux parallélépipédiques et tronc-pyramidales couplés optiquement aux photodiodes par l'intermédiaire de milieux d'indices de réfraction différents (n = 1,5 et n = 2,15) ; la Figure II.22 représente le pourcentage de lumière vue par la photodiode en fonction du point d'émission situé sur l'axe du cristal : Z. On peut voir que la réponse du cristal est quasi-uniforme dans le cas ou n = 2,15 c'est-à-dire dans le cas où le couplage optique est direct (nBGO ~ 2,15), par contre on a une forte dépendance pour des cristaux tronc-pyramidaux dans le cas où le couplage est fait avec une graisse optique d'indice (n = 1,5).

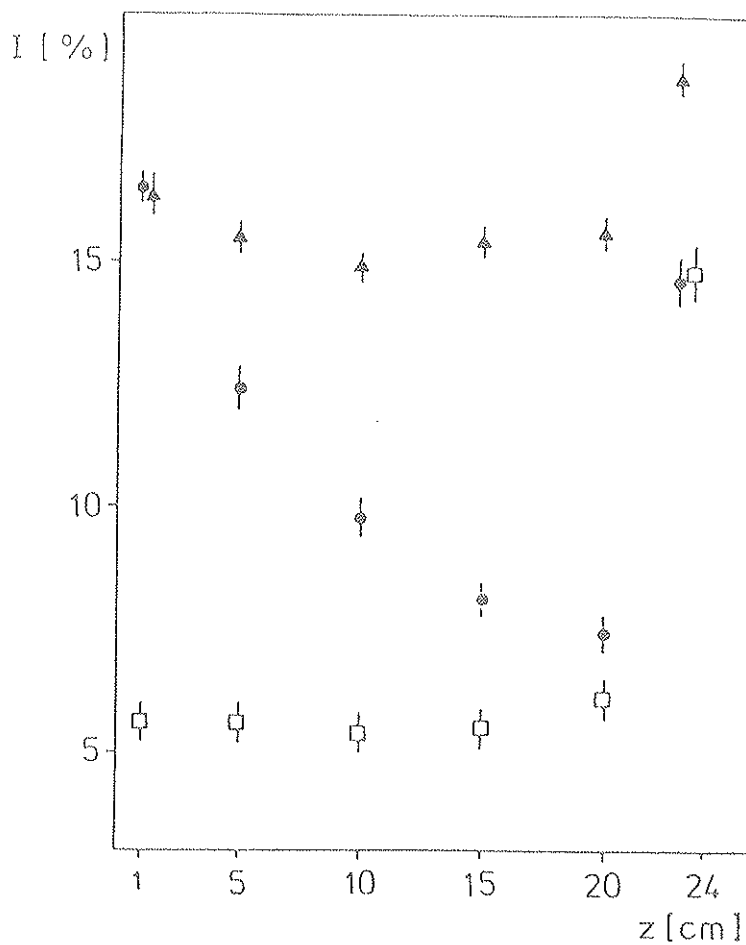


Figure II.22 : Uniformité de la collection de lumière par une photodiode en fonction du point d'émission.

- effilé, couplage : graisse optique ($n = 1,5$)
- ▲ effilé, couplage direct ($n = 2,15$)
- rectangulaire, couplage : graisse optique ($n = 1,5$).

- $\sigma_{\text{calibration}}$: voir § II.3, Remarque 2)

Remarques :

1) Dans les conditions réelles de l'expérience, aux contributions déjà citées vient s'ajouter une autre provenant de la résolution du spectromètre : σ_p (voir Chapitre I) $\sigma_E^2 = \sigma_E^2 + \sigma_p^2$.

2) Mis à part le σ_{bruit} et le σ_p les autres contributions à la résolution en énergie sont ou difficilement contrôlables ou négligeables aussi serons nous amenés à définir un :

$$\begin{aligned}\sigma_E^2 &= \sigma'_E{}^2 + \sigma_{\text{bruit}}^2 + \sigma_p^2 \quad \text{d'où} \\ \sigma'^2_E &= \sigma_E^2 - \sigma_{\text{bruit}}^2 - \sigma_p^2\end{aligned}\quad (2)$$

où σ'_E représente pratiquement la résolution "intrinsèque" du calorimètre.

La résolution en énergie mesurée sera σ_E , la résolution σ'_E sera celle obtenue après avoir déconvolué les résolutions dues au bruit et au faisceau, elle est proche de la résolution intrinsèque du BGO. Cette dernière nous servira en particulier à comparer nos résultats expérimentaux aux résultats de simulation Monte-Carlo (EGS), ces derniers ne tenant pas compte de la contribution du bruit électronique et de celui du faisceau.

Le Tableau II.5 et la Figure II.23 résument l'essentiel de l'étude de la résolution en énergie faite sur la matrice A.

Energie (GeV)	Matrice 13 σ_g^2/E (%)	Matrice 18 σ_g^2/E (%)	Matrice 19 σ_g^2/E (%)	E.G.S. σ_g/E (%)
1	5,5 ± 0,4	3,0 ± 0,3		1,5 ± 0,2
1,5	3,1 ± 0,2			
2	2,9 ± 0,2	2,0 ± 0,2	2,5 ± 0,2	1,2 ± 0,2
4	1,9 ± 0,1	1,7 ± 0,1	1,7 ± 0,2	0,9 ± 0,2
10	1,0 ± 0,1	1,3 ± 0,1	1,4 ± 0,1	0,9 ± 0,2
20	1,0 ± 0,2	1,4 ± 0,1	1,0 ± 0,1	0,9 ± 0,2
35	0,8 ± 0,1	1,4 ± 0,1	1,1 ± 0,1	0,9 ± 0,2
50	0,7 ± 0,1	1,6 ± 0,3	1,2 ± 0,3	0,9 ± 0,2

Tableau II.5

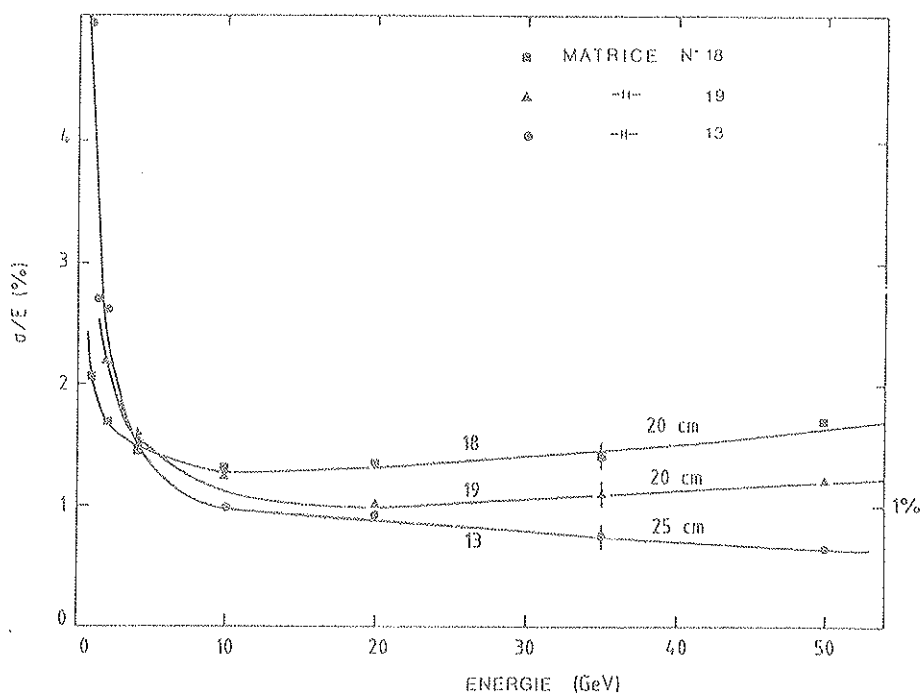


Figure II.23 : Résolution en énergie de la somme de 9 cristaux.

La première chose qu'on peut constater est l'accord entre les résultats expérimentaux et les résultats EGS et ce pour des énergies au-delà de 4 GeV, par contre de 1 à 4 GeV il y a un désaccord assez net qui peut avoir deux causes :

- 1) Le niveau du bruit électronique est trop important pour pouvoir sortir un signal net.
- 2) On a surestimé la résolution du spectromètre (σ_p trop petit).

La matrice 13 donne des résultats meilleurs que la 18 et la 19, ceci était prévisible vu que l'on réduit considérablement les fuites arrières en utilisant un cristal de longueur 25 cm ($\sim 23 X_0$), et que ce dernier était de bonne qualité (précision du fabricant). De plus avec la matrice 13 on voit que le σ_E/E diminue systématiquement quand E augmente, tandis qu'avec les matrices 18 et 19 le σ_E/E diminue avec l'augmentation de E de 1 à 20 GeV et remonte légèrement au-delà de cette énergie à cause des fuites arrières qui commencent à se faire sentir vu que la longueur des cristaux centraux de ces matrices était seulement de 20 cm ($\sim 18 X_0$).

Enfin, on peut expliquer la différence des courbes 18 et 19 par une différence de qualité de leurs cristaux centraux respectifs. Le Tableau II.6 et la Figure II.24 résument l'étude faite avec la matrice B.

E(GeV)	σ_9/E (%)	σ_{12}/E (%)	σ_{25}/E (%)	σ_{28}/E (%)
1	2.8 ± .3	2.9 ± .4	3.5 ± .3	3.9 ± .3
2	2.2 ± .2	2.2 ± .2	2.3 ± .3	2.3 ± .3
4	1.7 ± .2	1.5 ± .2	1.8 ± .1	1.7 ± .1
6	1.3 ± .1	1.3 ± .1	1.4 ± .1	1.3 ± .1
8	1.3 ± .1	1.1 ± .1	1.2 ± .1	1.1 ± .1
10	1.4 ± .1	1.3 ± .1	1.4 ± .1	1.3 ± .1
15	1.3 ± .1	1.1 ± .1	1.1 ± .1	0.9 ± .1
20	1.2 ± .08	1.0 ± .08	1.2 ± .08	1.0 ± .08
35	1.1 ± .08	1.0 ± .08	1.1 ± .08	1.0 ± .08
50	1.2 ± .08	0.8 ± .08	1.2 ± .08	0.9 ± .08

Tableau II.6

NB : σ_N ; N représente le nombre de cristaux utilisés dans la sommation.

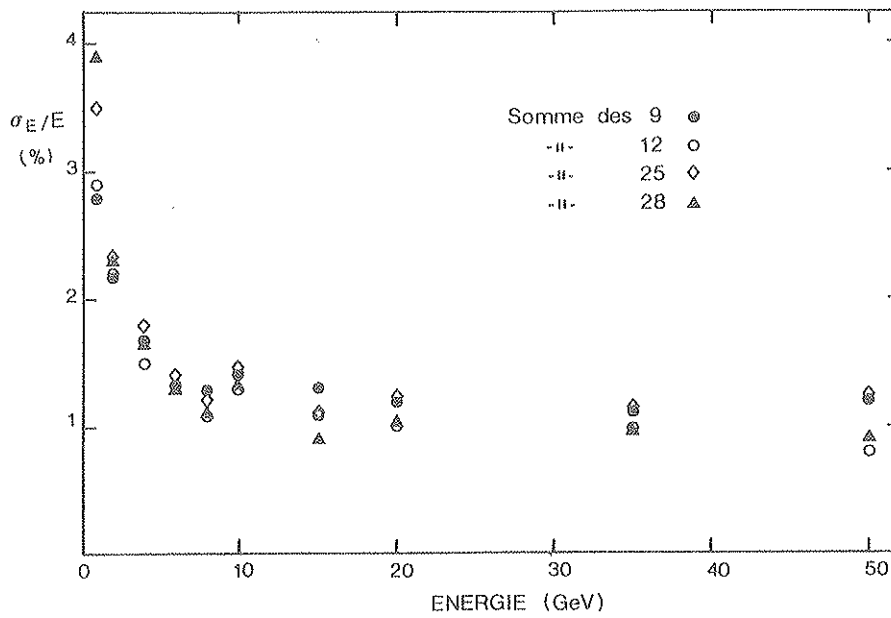


Figure II.24 : Résolution en énergie pour différentes configurations des cristaux BGO.

On peut constater que jusqu'à 2 GeV, on détériore systématiquement la résolution en énergie en augmentant le volume effectif du BGO ceci parce que l'énergie déposée dans les cristaux périphériques est très faible ce qui fait que le signal qu'ils fournissent est complètement noyé dans le bruit (rapport signal/bruit trop faible). A plus haute énergie, le seul cas où l'on améliore un peu la résolution en énergie se produit quand on tient compte des cristaux arrières, ce qui revient à utiliser des cristaux de 23 cm de long au lieu de 20, ceci justifie le fait qu'on ait retenu des cristaux de 24 cm de longueur pour l'expérience finale.

Le Tableau II.7 permet une comparaison directe entre les résultats EGS et les résultats expérimentaux, on voit qu'au delà de 4 GeV un assez bon accord est obtenu.

E (GeV)	Somme des 9		Somme des 28	
	$\sigma'E/E$ (%)	$\sigma E/E$ (%) (EGS)	$\sigma'E/E$ (%)	$\sigma E/E$ (%) (EGS)
1	$2,3 \pm 0,7$	$1,5 \pm 0,2$	$3,0 \pm 0,8$	$1,0 \pm 0,2$
2	$1,9 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,2$
4	$1,6 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,2$
6	$1,2 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,2$
8	$1,3 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,2$
10	$1,4 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
15	$1,3 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
20	$1,2 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
35	$1,1 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
50	$1,2 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,3$

Tableau II.7

II.5.D Résolution en position

La méthode utilisée pour la reconstruction des traces des électrons, positons et photons incidents est celle dite "du centre de gravité de l'énergie". Elle dépend donc de l'extension latérale des gerbes électromagnétiques et par conséquent de la granularité du calorimètre électromagnétique (Figure II.25 a-b).

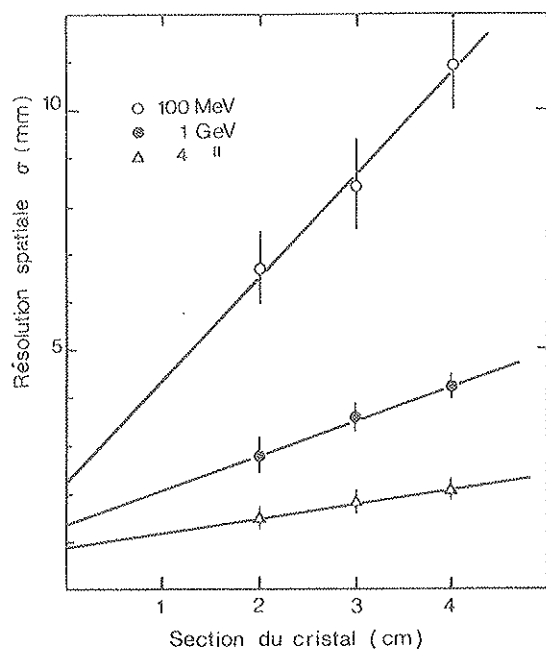


Figure II.25.a : Evolution de la résolution spatiale (électrons) en fonction de la section du cristal à différentes énergies (EGS).

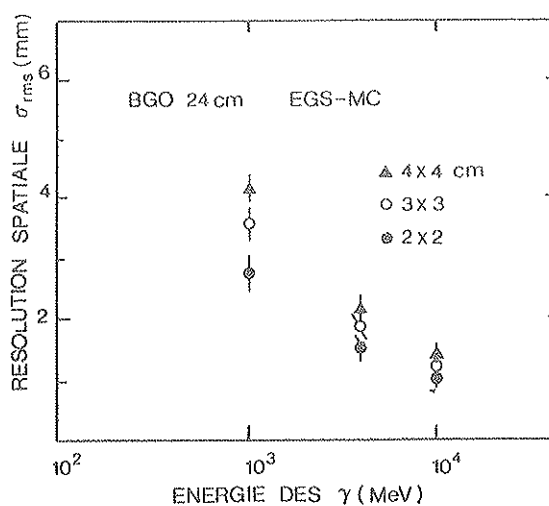


Figure II.25.b : Evolution de la résolution spatiale (photons) en fonction de la section du cristal à différentes énergies (EGS).

La résolution en position figure parmi les critères qui ont contribué au choix des dimensions latérales finales des cristaux de BGO du calorimètre électromagnétique. Ce choix a été basé sur des calculs Monte-Carlo [11]. Le Tableau II.8 résume les arguments qui jouent en faveur ou contre une augmentation de la granularité. Un compromis a été trouvé pour des cristaux tronç-pyramidaux de section $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Remarque :

L'effet de la granularité du calorimètre électromagnétique sur la résolution spatiale (Figures II.25 a-b) est d'autant plus important que l'énergie est faible.

Par la suite, nous nous bornerons à l'étude de la résolution spatiale correspondant aux électrons arrivant sur des cristaux parallélépipédiques de section $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

		Augmentation de la section des cristaux	
		Favorable	Défavorable
Résolution en énergie	Effet des murs	+	
	Bruit électronique	+	
	Calibration	+	
Efficacité de détection	Traces isolées	+	
	JETS		+
Résolution en position			+
Réjection $\pi - e$	Traces isolées		+
	JETS		+
Reconstruction π^0			+

Tableau II.8 : Recherche d'un compromis pour la granularité du calorimètre électromagnétique [11].

II.5.D.a Données des chambres à fils

Les chambres à fils nous permettent, par projection, de déterminer les coordonnées (X_{ch} ou Y_{ch}) de l'impact des électrons incidents au niveau de la matrice de BGO (Figure II.26):

$$X_{ch} = (X2 - X1) \cdot (X3 - Z1) / (Z2 - Z1) + X1$$

avec :

$X1$ et $X2$ coordonnées de la particule au niveau de la première et deuxième chambre à fils (respectivement)

$Z1$, $Z2$ et $Z3$ cotes des chambres à fils et de la face d'entrée de la matrice.

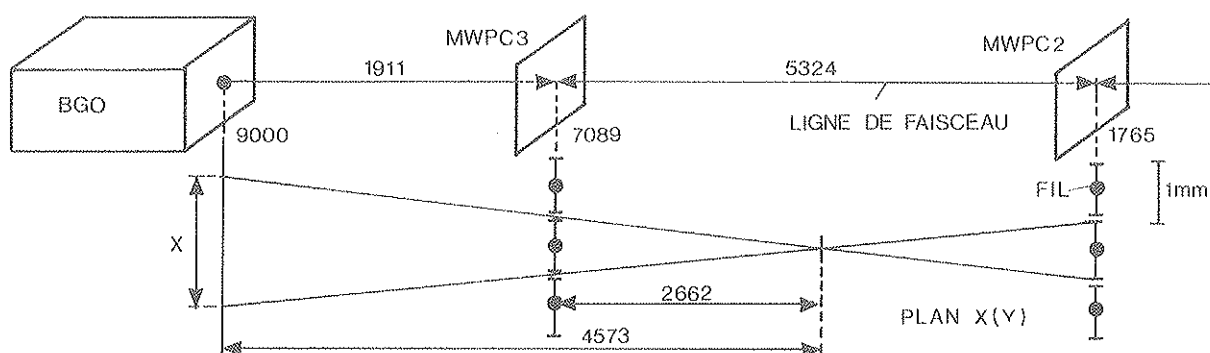


Figure II.26 : Reconstruction de l'impact au niveau du BGO.

Une limite inférieure de la résolution sur les coordonnées délivrées par les chambres à fils, σ_X est donnée par :

$$\sigma_X / \sigma_{ch} = 4573 / 2662$$

avec :

σ_{ch} résolution intrinsèque d'une chambre à fils

$$\sigma_{ch} = 1 \text{ mm} / \sqrt{12} = 0,29 \text{ mm}$$

1 mm : pas de la chambre : $\sqrt{12}$ car distribution carrée.

Ce qui nous donne :

$$\sigma_X = 0,5 \text{ mm}$$

ou encore :

$$\Gamma_X = 1,7 \text{ mm}$$

Γ_X étant la largeur à mi hauteur.

Le Tableau II.9 et la Figure II.27 donnent les résolutions sur les coordonnées des points d'impact des électrons, au niveau de la face d'entrée de la matrice.

Energie (GeV)		1	2	4	10	20	35	50
Largeur à mi-hauteur (mm)	X	7	5	4	3,5	1,8	1,8	1,8
	Y	5	5	4	2,5	1,8	1,8	1,8

Tableau II.9 : Largeurs à mi-hauteur des distributions des coordonnées reconstruites par les chambres à fils au niveau du BGO.

On remarquera qu'en-dessous de 10 GeV nous avons une nette détérioration de la résolution à cause de la diffusion Coulombienne multiple. Au-delà de 10 GeV les valeurs obtenues concordent parfaitement avec l'estimation faite précédemment, à savoir de l'ordre de 1,7 mm.

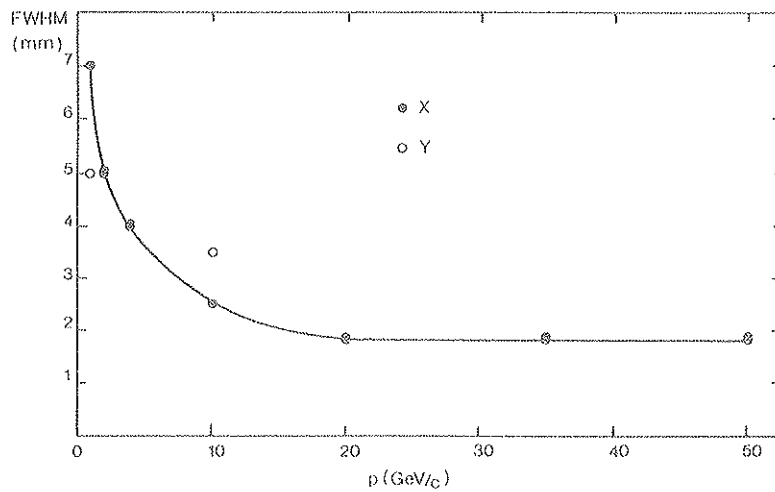


Figure II.27 : Résolution sur les impacts donnés par les chambres à fils, au niveau du BGO.

II.5.D.b Méthode du centre de gravité de l'énergie

Comme on le verra par la suite (Cf. §1.E), la majeure partie de l'énergie d'une particule incidente est déposée dans une matrice (3x3) de cristaux de BGO de dimensions 3x3x20 cm³, aussi peut-on se contenter d'une telle matrice pour déterminer les coordonnées de l'impact des électrons et estimer la résolution spatiale du calorimètre électromagnétique.

La coordonnée X de l'impact d'un électron arrivant sur la face d'entrée de la matrice est donnée par :

$$X_{rec} = \frac{\sum_i (X_i \cdot \sum_j E_{ij})}{\sum_{ij} E_{ij}}$$

avec :

E_{ij} : énergie déposée dans le cristal repéré par (i,j)

X_i : ordonnée commune aux cristaux de la colonne i (Figure II.28).

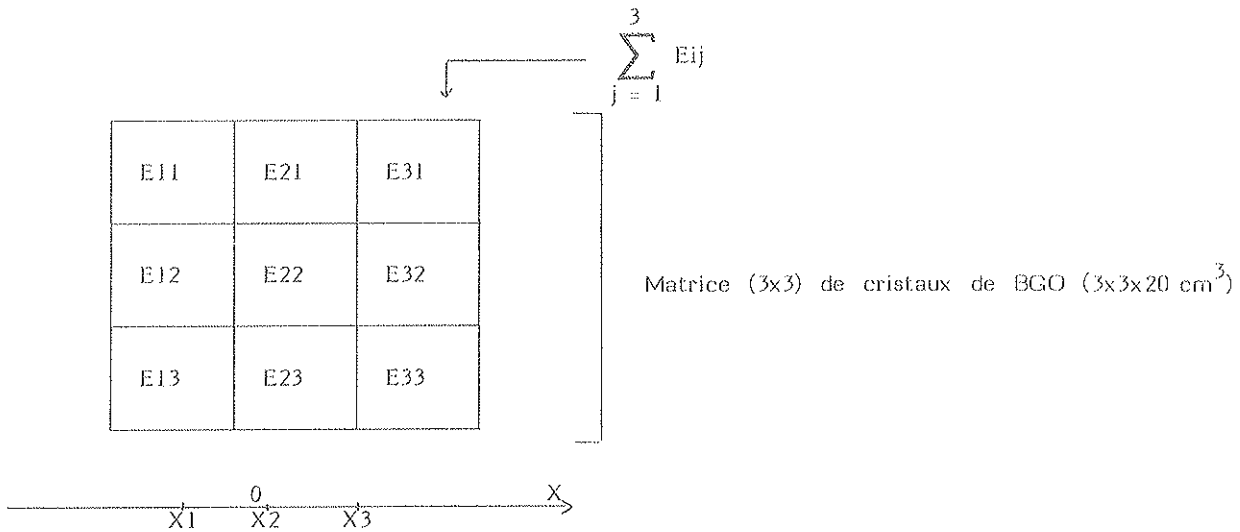


Figure II.28 : Méthode du centre de gravité de l'énergie (définitions).

Etant donnée la symétrie entre l'axe X et Y , la même formule s'applique à ce dernier.

- Méthode d'extraction de la résolution spatiale

La Figure II.29 représente la corrélation entre la coordonnée du point d'impact, au niveau de la matrice donnée, par les chambres à fils et par la méthode du centre de gravité.

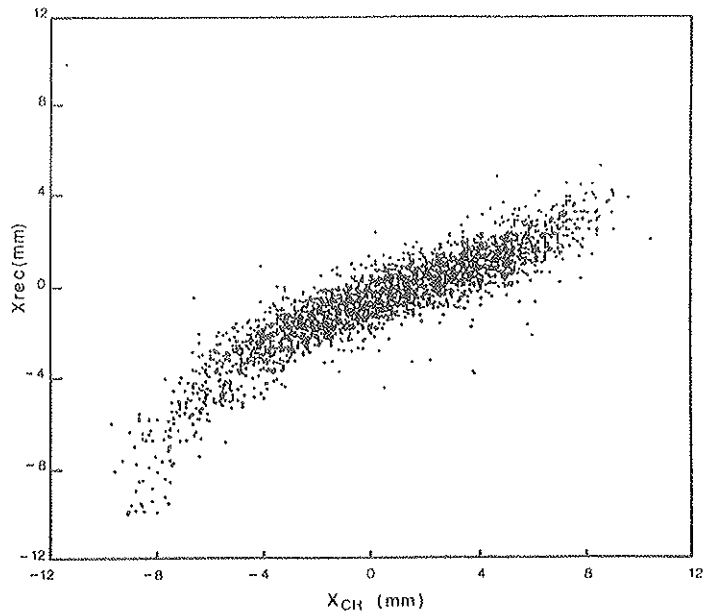


Figure II.29 : Graphique bidimensionnel de X_{rec} (coordonnée reconstituée par la méthode du centre de gravité de l'énergie) en fonction de X_{ch} coordonnée donnée par les chambres à fils).

Afin d'avoir une bonne statistique, on divise l'axe X_{ch} en intervalles réguliers de 2 mm de largeur et on histogramme les X_{rec} correspondants, ce qui nous donnait la résolution brute sur ces derniers : σ_{mes} .

Cette résolution brute est en fait, la somme quadratique de la résolution intrinsèque du BGO, (σ_{BGO}) et de celle des chambres à fils, σ_{ch} projetés sur l'axe X_{rec} :

$$(\sigma_{mes})^2 = (\sigma_{BGO})^2 + (\sigma_{ch})^2 \cdot (dX_{rec} / dX_{ch})^2$$

La résolution spatiale du BGO est donc σ_{BGO} projetée sur l'axe X_{ch} :

$$\sigma_X = \sigma_{BGO} / (dX_{rec} / dX_{ch})$$

Schématiquement, on peut résumer cette méthode par la Figure II.30.

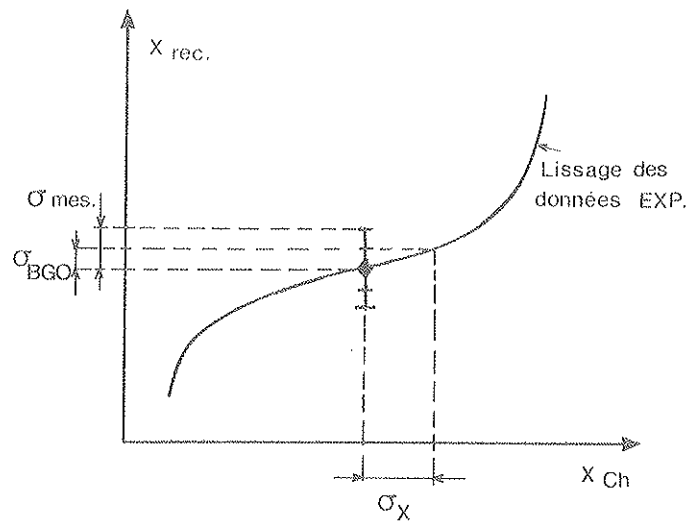


Figure II.30 : Schématisation de la méthode d'extraction de la résolution spatiale.

Remarques :

1) La résolution des chambres à fils tient compte de la contribution due au fait que l'on avait découpé l'axe X_{ch} en intervalles de 2 mm :

avec :
$$(\sigma_{ch})^2 = (\sigma_{ch.mes})^2 + (\sigma_{int})^2$$

$$\sigma_{int} = 2 / \sqrt{12}$$

On divise par $\sqrt{12}$ car la distribution est carrée.

2) Parfois, à cause d'un défaut d'alignement de l'axe du cristal central sur la ligne du faisceau, on trouve une valeur moyenne non nulle de X_{rec} pour une valeur moyenne nulle de X_{ch} : $X_{rec}(0)$, on remédie à cela en décalant toutes les valeurs de X_{rec} de la quantité $X_{rec}(0)$.

- Résultats expérimentaux et comparaison avec EGS

Le Tableau II.10 et la Figure II.31 résument l'essentiel de cette étude.

P (GeV/c)	σ_X (mm)	σ_Y (mm)	σ_{EGS} (mm)
2	$3,0 \pm 0,6$	4,5	
4	$2,2 \pm 0,4$	2,4	$1,7 \pm 0,3$
8	$1,8 \pm 0,4$		$1,4 \pm 0,1$
10	$1,1 \pm 0,2$	0,9	
20	$1,0 \pm 0,2$	1,1	
35	$1,2 \pm 0,2$	1,1	
50	$1,0 \pm 0,5$	1,2	

Tableau II.10 : Résolution spatiale du calorimètre électromagnétique.

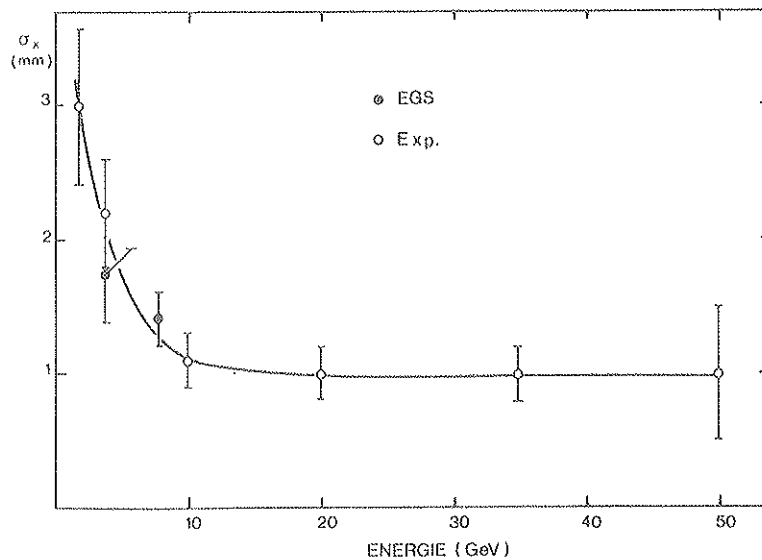


Figure II.31 : Résolution spatiale d'une matrice 3×3 de cristaux de BGO de dimensions $(3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3)$.

On constate que la résolution spatiale passe de 3 mm à 2 GeV à environ 1 mm au-delà de 10 GeV ; la dégradation de cette résolution aux basses énergies du BGO est due à la diffusion Coulombienne multiple.

On notera aussi l'assez bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats EGS.

Les Figures II.32.a-b. illustrent la dépendance de X_{rec} (Y_{rec}) en fonction de X_{ch} (Y_{ch}) pour différentes énergies (axe X et Y respectivement) ; on voit que cette dernière est pratiquement indépendante de l'énergie des électrons incidents (ce qui est tout à fait logique vu que le développement latéral des gerbes électromagnétiques est quasiment indépendant de l'énergie incidente (Cf. 5.E)).

Remarque :

La résolution spatiale que nous venons d'obtenir pourrait être améliorée avec l'utilisation de cristaux de BGO de forme tronç-pyramidale $(2 \times 2) \cdot (3 \times 3) \cdot 24 \text{ cm}^3$ et d'une matrice 5×5 étant donné que nous améliorons le confinement des gerbes électromagnétiques.

II.5.E Développement de la gerbe électromagnétique

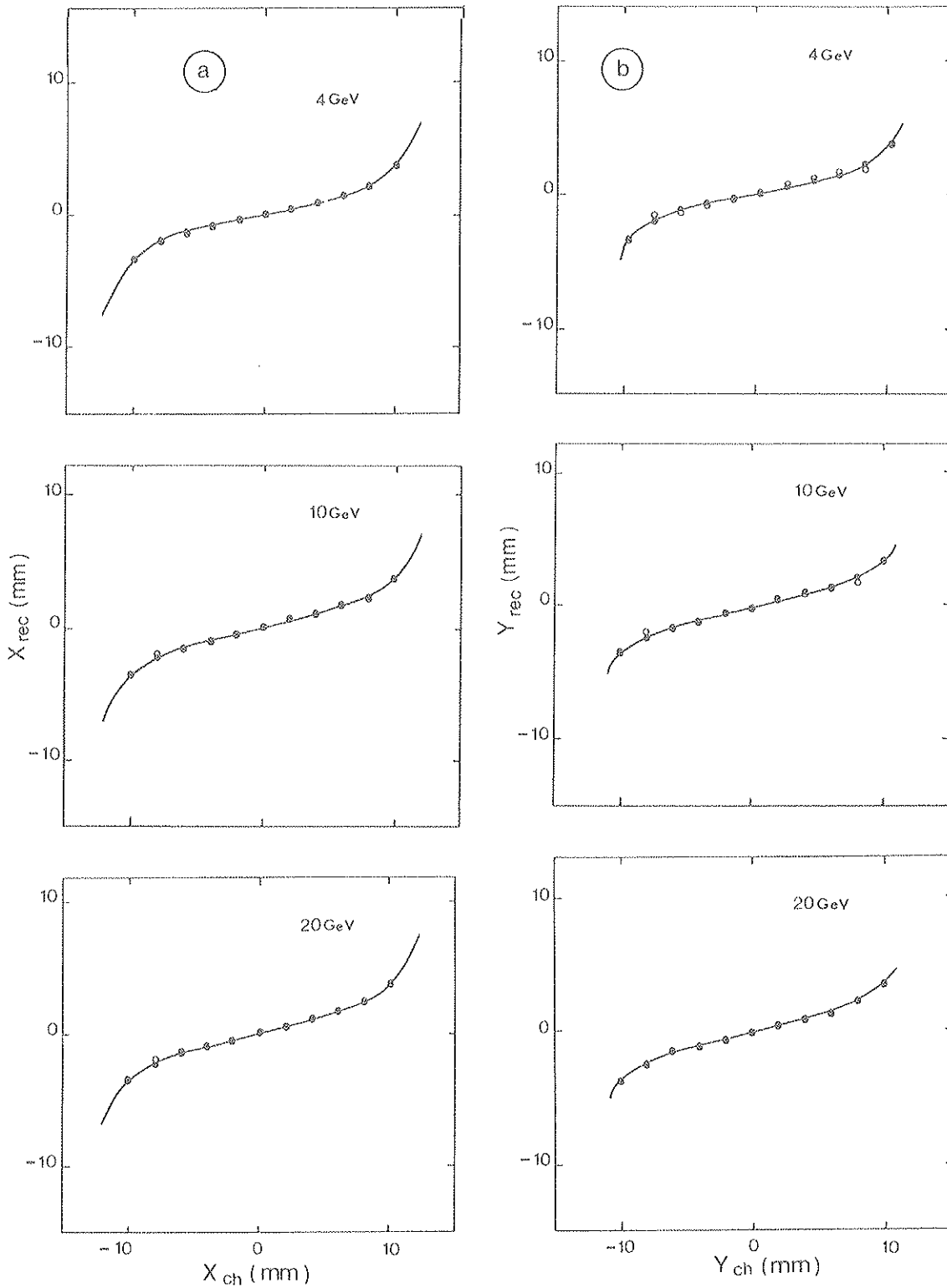
II.5.E.a Développement transversal

L'étude du développement transversal de la gerbe électromagnétique consiste à comparer l'énergie déposée dans le cristal central dans la somme des 9 cristaux et dans la totalité de la matrice.

Le Tableau II.11 et les Figures II.33.a-b résument l'essentiel des résultats qui rappelons-le, sont valables pour des cristaux de dimensions $3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$.

Energie	4 GeV		8 GeV	
	Monte-Carlo (EGS)	Exp.	Monte-Carlo (EGS)	Exp.
<u>central</u> somme de 9	81,4 %	82,3 %	81,7 %	81,4 %
<u>central</u> somme de 25	79,4 %	79,0 %	79,8 %	79,0 %
<u>somme de 9</u> <u>somme de 25</u>	97,6 %	96,0 %	97,7 %	96,0 %

Tableau II.11 : Développement transversal de la gerbe électromagnétique pour des cristaux de BGO $(3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3)$.



Figures II.32.a-b : Points reconstruits par la méthode du centre de gravité (X_{rec})

en fonction de ceux par les chambres à fils (X_{ch})

a) axe X , exp.

b) axe Y , exp.

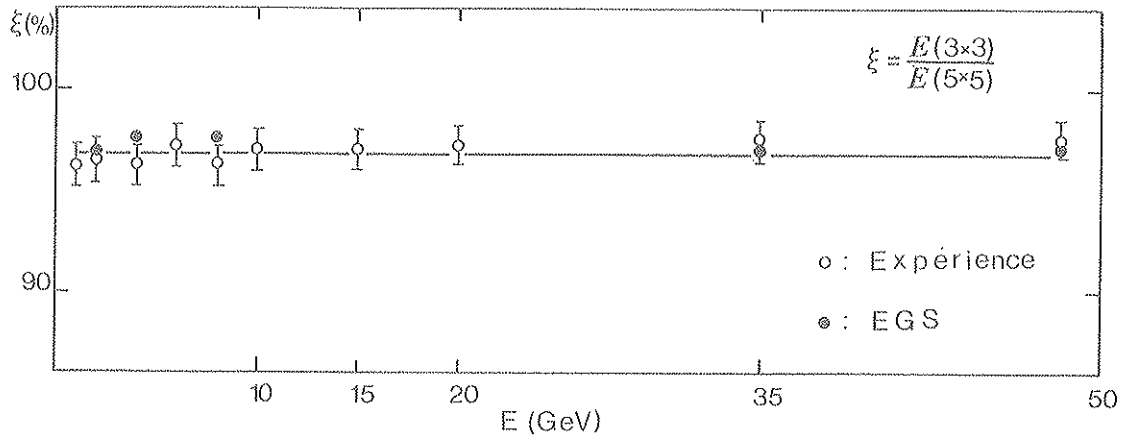


Figure II.33.a : Développement transversal de gerbe électromagnétique.

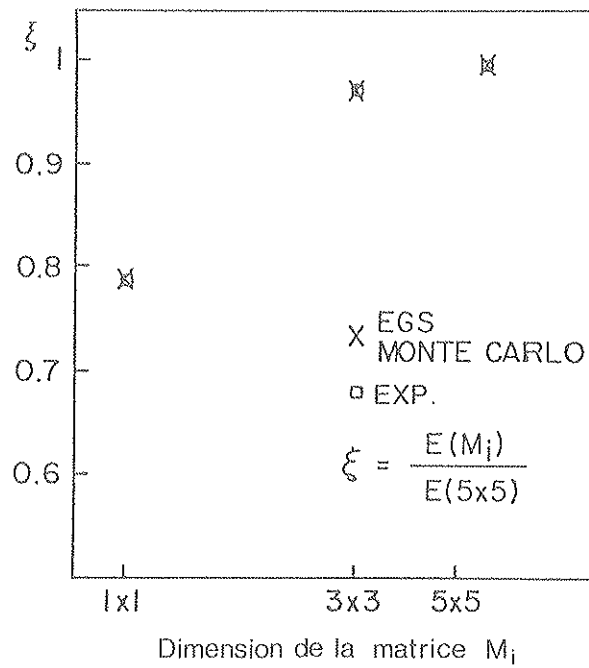


Figure II.33.b :

Une étude Monte-Carlo du développement transversal de la gerbe électromagnétique a été faite avec des cristaux ($3 \times 3 \times 20$ (ou 24) cm^3) formant une matrice 7×7 , les résultats sont regroupés sur la Figure II.34.

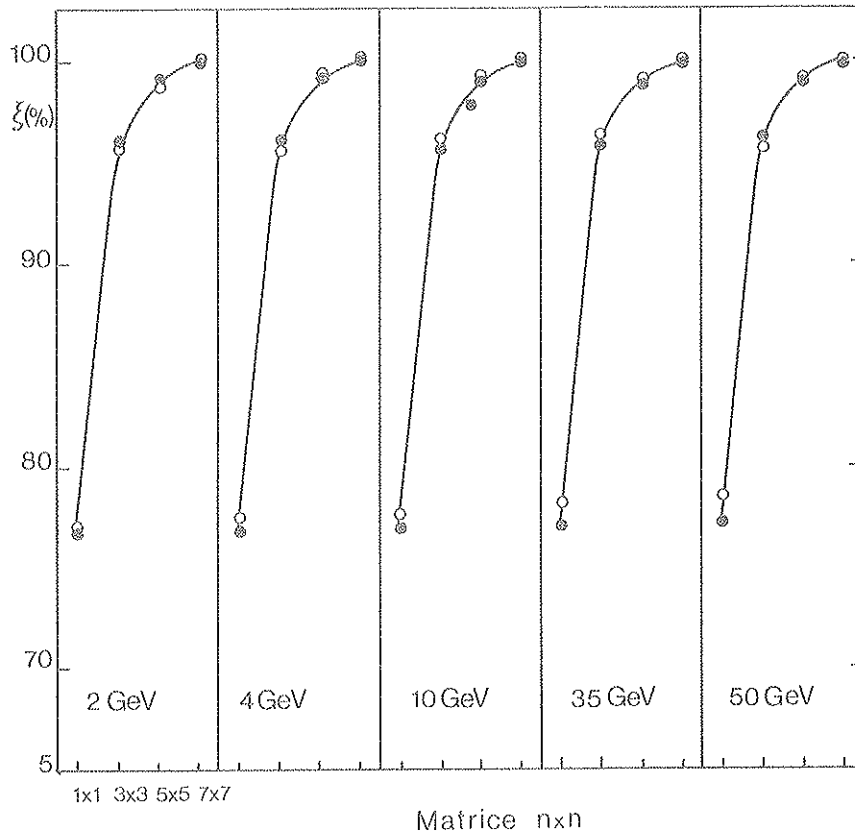


Figure II.34 : Développement transversal des gerbes (Monte-Carlo : EGS)

$$\xi = \frac{E(N \times N)}{E(7 \times 7)}, \quad N = 1, 3, 5 \text{ ou } 7$$

- cristaux de BGO : $3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$
- cristaux de BGO : $3 \times 3 \times 24 \text{ cm}^3$

On peut en conclure que le développement transversal de la gerbe électromagnétique est, pour des cristaux de BGO ($3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$), quasi indépendant de l'énergie incidente des électrons et ceci sur la gamme d'énergie 1-50 GeV.

Par ailleurs, on voit aussi qu'il y a un assez bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats EGS.

II.5.E.b Développement longitudinal

Pour l'étude du développement longitudinal des gerbes électromagnétique et hadronique, nous avons arrangé 24 cristaux de BGO ($3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$) selon une matrice $1 \times 3 \times 8$ (Figure II.35).

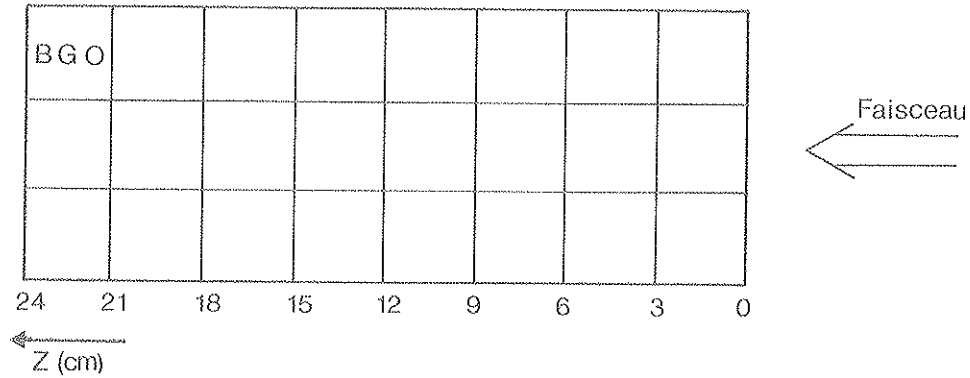


Figure II.35 : Disposition de la matrice en vue de l'étude du développement longitudinal des gerbes électromagnétiques et hadroniques.

La même matrice fut utilisée pour les programmes de simulation (EGS et GEANT).

Les Figures II.36.A.a-c illustrent le développement longitudinal de gerbes électromagnétiques (positons), on remarquera que là aussi nous avons un assez bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats EGS.

Les Figures II.36.B.a-c illustrent le développement longitudinal de gerbes hadroniques (pions). On voit la différence du comportement des deux types de gerbes.

Par ailleurs, une étude de simulation Monte-Carlo complémentaire du développement longitudinal de la gerbe électromagnétique a été faite sur une matrice (7x7x24) de cristaux de BGO de dimensions 3x3x1 cm³.

La Figure II.37 montre la proportion d'énergie déposée en fonction de la profondeur Z et ce pour différentes sous-matrices carrées : (1x1), (3x3), (5x5) et (7x7).

On peut noter que le maximum de la gerbe électromagnétique se déplace vers des valeurs plus grandes quand on augmente les dimensions latérales (par exemple : lorsqu'on passe d'une matrice (1x1) à une matrice (3x3).

La Figure II.38 montre la dépendance du maximum de la gerbe électromagnétique (Z_{\max}) en fonction de l'énergie incidente des électrons et l'on voit qu'elle est logarithmique :

$$Z_{\max} \text{ (cm)} = 1,24 \text{ Ln} (E \text{ (GeV)}) + 3,65$$

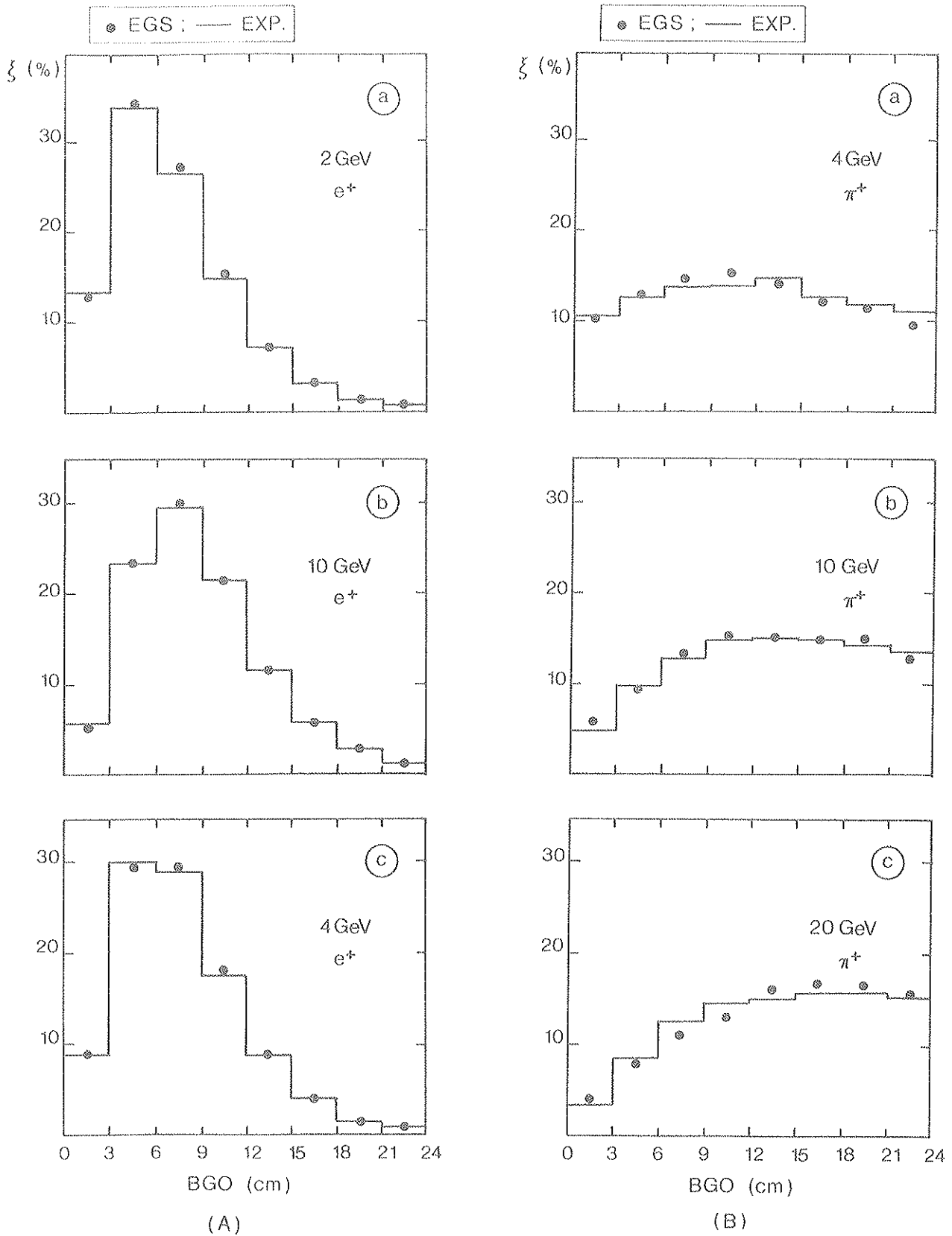


Figure II.36 : Développement longitudinal des gerbes dans une matrice $1 \times 3 \times 8$ de cristaux de BGO ($3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$)

- A - Gerbes électromagnétiques
- B - Gerbes hadroniques
- ξ = énergie déposée / 3 cm de BGO.

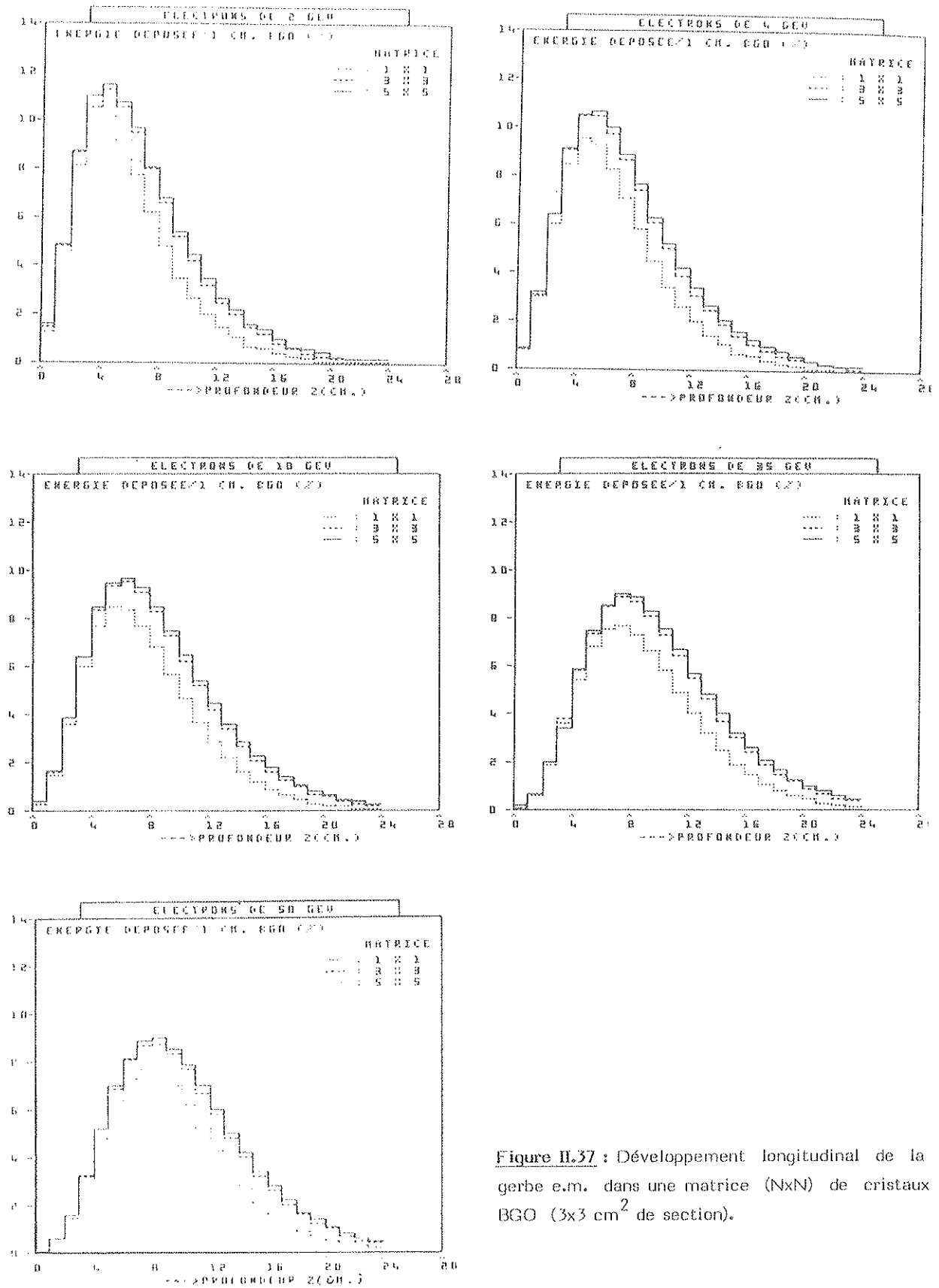


Figure II.37 : Développement longitudinal de la gerbe e.m. dans une matrice (N×N) de cristaux BGO (3×3 cm² de section).

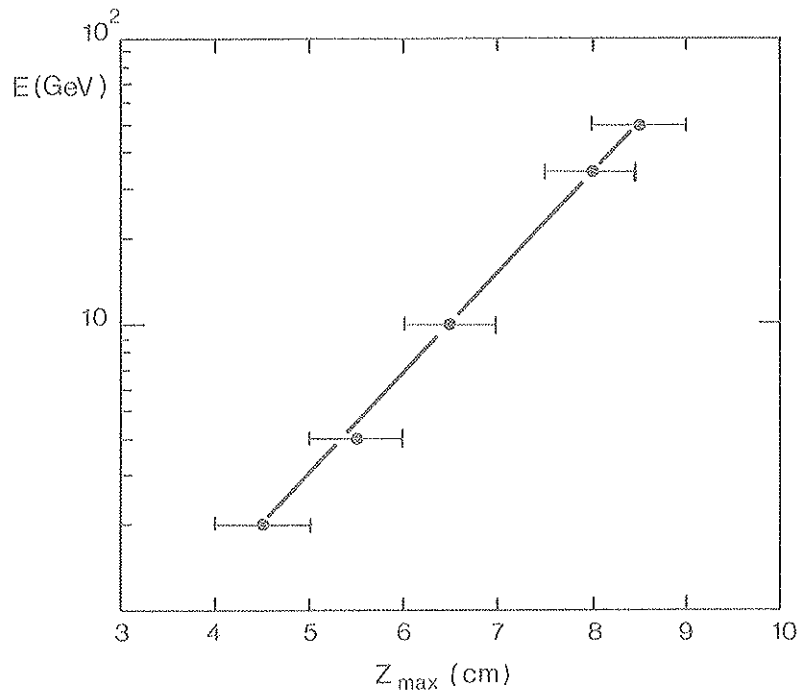


Figure II.38 : Dépendance de la position longitudinale du maximum de la gerbe électromagnétique, Z_{\max} , en fonction de l'énergie incidente des e^- .

CONCLUSION

Les résultats obtenus avec les tous premiers cristaux de BGO de grandes dimensions associés à un système de lecture basé sur les photodiodes et qui est tout à fait nouveau, se sont avérés très satisfaisants du point de vue résolution en énergie : de l'ordre de 1 % au-delà de 4 GeV, et du point de vue résolution en position : 3 mm à 2 GeV et de l'ordre du mm au-delà de 4 GeV.

Par ailleurs, ces résultats ont confirmé la nécessité d'utiliser des barreaux de BGO de longueur supérieure à 20 cm, à savoir 24 cm.

L'électronique de type classique ne permettrait pas de couvrir toute la gamme dynamique sans dégrader la résolution du système de conversion (ADC). Aussi faut-il faire évoluer cette électronique afin de pouvoir couvrir une très grande gamme dynamique (quelques MeV à une centaine de GeV) et équiper environ 12 000 cristaux, et ce dans les conditions les plus favorables possibles : performances, prix, consommation, encombrement ...

REFERENCES

- [1] G. Blinar, H. Dietl, J. Dobbins, G. Eigen, E. Lorenz, F. Pauss, W. Pimpl, H. Vogel and P. Weissbach, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. 203, 213-221 (1982).
- [2] H. El Mamouni, Rapport de stage de D.E.A., Univ. Cl. Bernard Lyon-1.
- [3] Study of a BGO calorimeter using electron and hadron beams from 1 to 50 GeV, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. 228, 294-302 (1985).
- [4] J.P. Martin, CERN/EP/L3/000875, Internal Report, 16 Mars 1986.
- [5] J.P. Martin, Thèse de Doctorat d'Etat, Univ. Cl. Bernard Lyon-1, 23 Octobre 1981.
- [6] B. Ille, Thèse de Doctorat d'Etat, Univ. Cl. Bernard Lyon-1, 10 Mai 1979.
- [7] D. Plane, X3 focussing spectrometer and beam line, CERN Preprint 1982-1983.
- [8] M. Goyot, Hybrid low power and low noise charge preamplifier of large capacitance photodetector (PAC-LP), L3-BGO electromagnetic detector, CERN meeting, January 1984, p. 169.
- [9] J.A. Bakken, M.V. Isaila, P.A. Piroué, D.P. Stickland and R.L. Summer, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-31 (1984) 180.
- [10] R.L. Ford, W.R. Nelson, The EGS code system, SLAC-210, UC-32, June 1978.
- [11] Properties of BGO (calorimeter influence of crystal dimensions/granularity), CERN L3-BGO, Internal Report, June 1984.

CHAPITRE III

TESTS D'UNE PORTION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE DE L3

III.1 INTRODUCTION

Les tests réalisés au CERN en 1983 [1] étaient surtout destinés à étudier les propriétés du BGO associé au système de lecture par photodiodes.

Comme il a déjà été signalé en conclusion du Chapitre II les résultats étaient satisfaisants, ce qui nous a renforcé dans le choix du BGO comme matériau de base pour la construction du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3.

L'étape suivante a consisté alors à tester le BGO dans des conditions aussi proches que possible de l'expérience finale L3, notamment du point de vue de la géométrie des barreaux de BGO et de l'électronique de lecture.

Cette nouvelle série de tests a commencé en 1984 au CERN [2]. A hautes énergies (> 10 GeV) les résolutions étaient excellentes ; par contre, aux basses énergies, les résolutions étaient sensiblement moins bonnes ; en effet, le bruit électronique était assez élevé, de l'ordre de 5,5 MeV par cristal, ce qui donnait un bruit électronique total pour une matrice de 25 cristaux de BGO de $27,5 \times (1 + \xi)$ MeV, ξ étant le taux de corrélation du bruit électronique dû à l'augmentation du nombre de cristaux (ξ était de l'ordre de 30 %), autrement dit une contribution quadratique à la résolution en énergie de $2,75 \times (1 + \xi) \% / E$ (GeV) :

$$(\sigma_{\text{mes}})^2 = (\sigma_{\text{BGO}})^2 + (\sigma_{\text{bruit}})^2 + \dots$$

Ce niveau de bruit électronique, anormalement élevé, était dû entre autres à l'absence de filtrage, à la grande longueur de liaison photodiodes-préamplificateur, à l'implantation de l'électronique, ...

Partant de ces observations, le groupe de Lyon a donc développé un système de lecture dont le but était d'optimiser le rapport signal sur bruit en utilisant des amplis-filtres et en dédoublant la voie de lecture. L'université de Princeton a également poursuivi cet objectif en utilisant un ampli-intégrateur avec remise à zéro.

La Figure III.1.a représente l'évolution de l'électronique, des caractéristiques des cristaux et de leur enrobage depuis 1983 jusqu'en 1985.

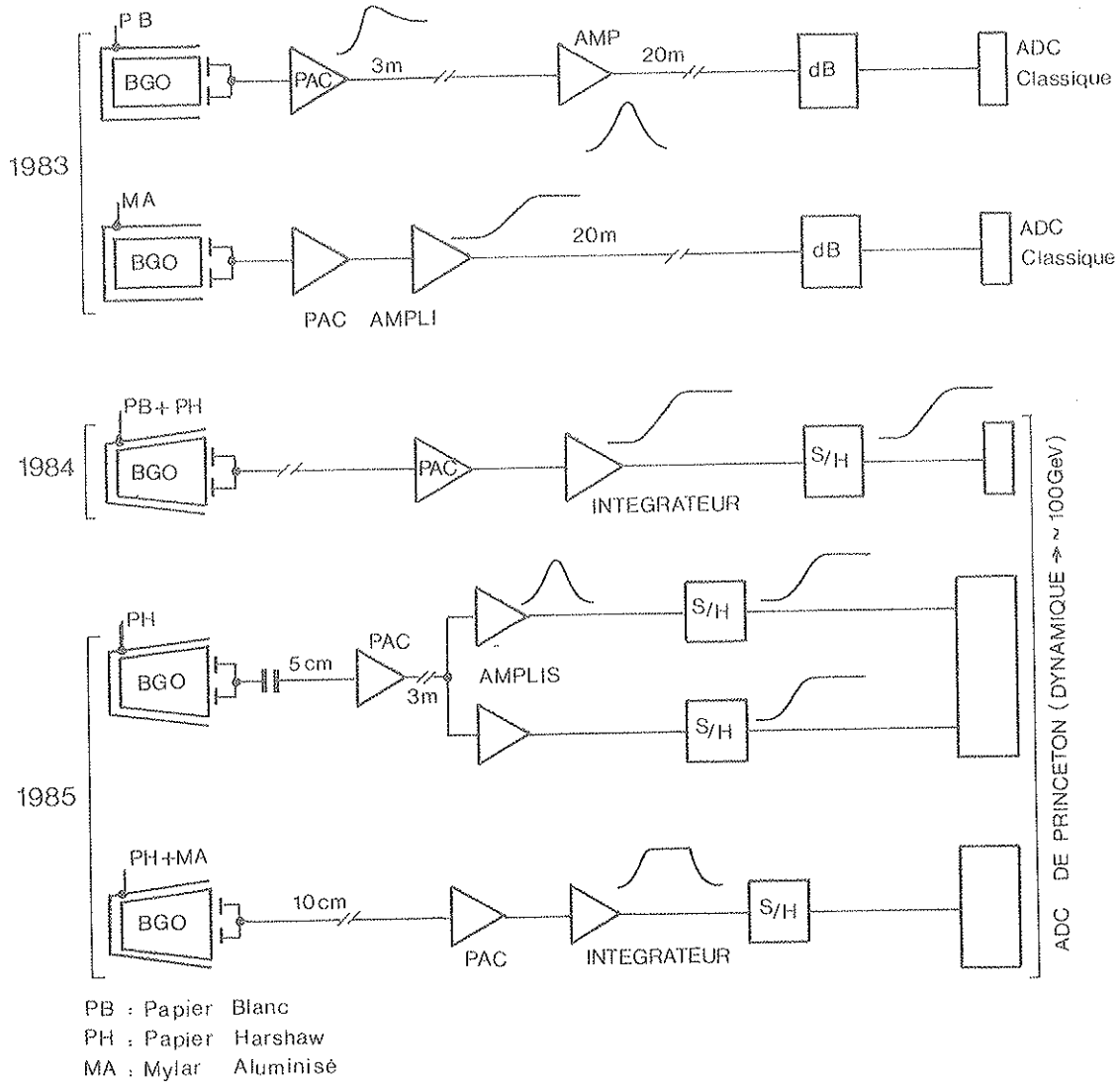


Figure III.1.a : Evolution du système de lecture entre 1983 et 1985.

Il faut également signaler l'effort important accompli pour améliorer :

- le rendement lumineux du BGO : fabrication, matériaux d'enrobage, méthode d'uniformisation, collage ...
- la qualité des photodiodes : courant de fuite, capacité ...

Parmi les objectifs de ces tests figurait aussi l'étude du problème du placement de l'ADC loin des préamplificateurs (que l'on nommera dans la suite "électronique séparée").

Avant d'entrer dans les détails, précisons un peu ce que l'on entend par électronique séparée et pourquoi il a fallu l'envisager.

Au début du projet, il fut décidé de réaliser la lecture de lumière et la digitalisation des signaux dans le proche voisinage des cristaux. Ceci pose des problèmes d'encombrement, de facilité d'intervention et de fiabilité. C'est pourquoi il a été envisagé de réaliser les connexions entre les préamplis de charges et les ADC au moyen de câbles coaxiaux de 3 mètres de long pour permettre d'installer le système amplis-ADC en un endroit d'accès plus aisé (Figure III.1.b).

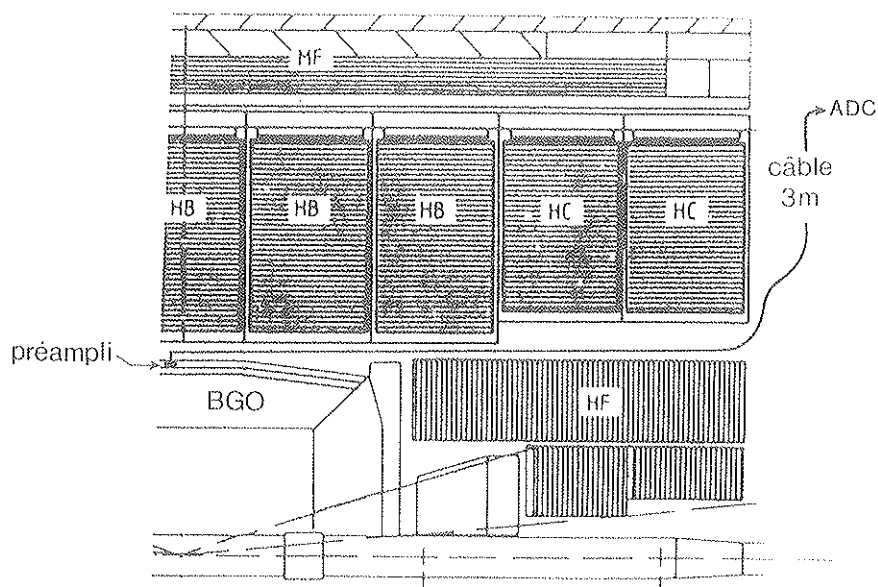


Figure III.1.b : Nouvel emplacement des ADC.

Mais le mode d'installation avec transport des signaux par câbles est susceptible d'une plus grande sensibilité au bruit ambiant, et des tests étaient indispensables.

III.2 ELECTRONIQUE LINEAIRE

III.2.A Système développé à Lyon [3,4]

Le système développé par le groupe de Lyon (Figure III.2.a-b), consiste à distribuer le signal issu du préampli de charges sur deux voies distinctes :

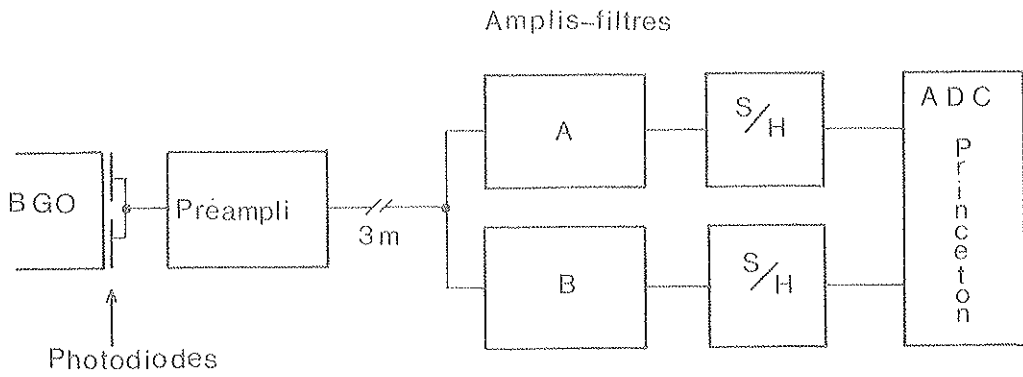


Figure III.2.a : Configuration de l'électronique développée à Lyon.

- A) Voie non amplifiée (Haute Energie) dynamique totale, filtrage $\tau = 1 \mu s$, gain : 1
- B) Voie amplifiée (Basse Energie) dynamique réduite (0 à 500-700 MeV) filtrage $\tau = 2 \mu s$, gain : 250.

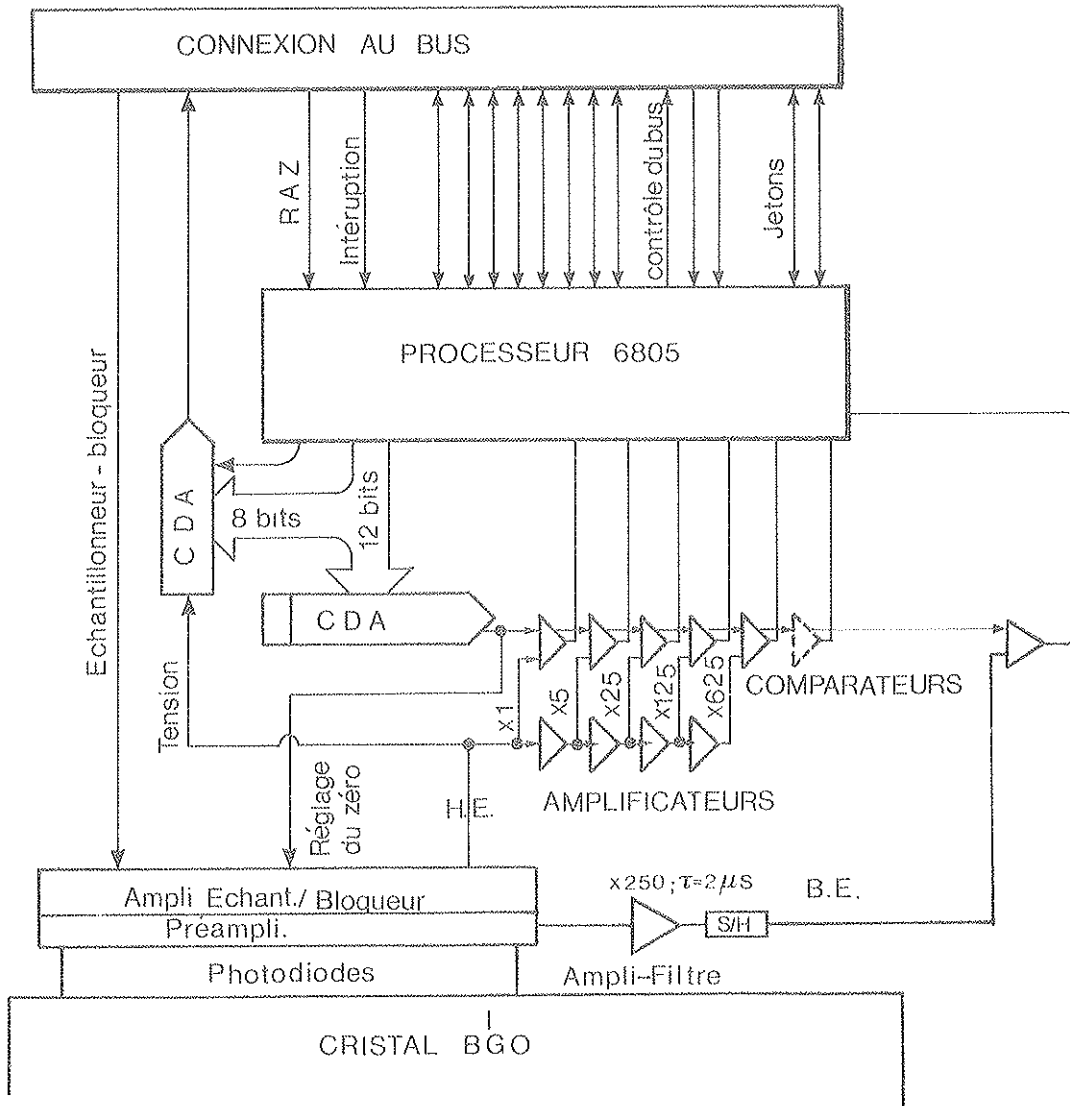


Figure III.2.b Configuration de l'électronique de Lyon avec l'ADC de Princeton.

I - Voie Basse Energie (BE) dont le signal, après passage dans un ampli de gain 250 et de constante de mise en forme plus longue de 2 μ s, est transmis par l'intermédiaire d'un deuxième échantillonneur-bloqueur à l'ADC de Princeton (Figure III.3.a).

II - Voie Haute Energie (HE) dont le signal, après passage dans un ampli différentiateur- intégrateur de gain 1 à 1,5 et de constante de mise en forme courte de 1 μ s, est transmis par l'intermédiaire d'un échantillonneur-bloqueur à l'ADC de Princeton (Figure III.3.b).

Les deux voies, qui ont des filtres actifs du troisième ordre : RC - (CR)², ont été étudiées en vue d'obtenir les caractéristiques suivantes :

1) Un niveau de bruit le plus faible possible aux énergies de l'ordre de la centaine de MeV où le bruit électronique devient un facteur dominant pour la résolution en énergie.

2) La forme de l'impulsion : c'est la recherche d'un compromis entre :

i) une constante de mise en forme proche de la valeur optimale (entre 2 et 3 μ s). Cet optimum a été calculé et ensuite vérifié expérimentalement par des mesures faites avec un ampli-filtre commercial (ORTEC 571) à constante de mise en forme variable. En fait, la constante de mise en forme optimale dépend des caractéristiques des photodiodes et du préampli de charge, en particulier des caractéristiques du transistor à effet de champ (FET)

ii) une mise en forme étroite de telle manière que le résidu de l'impulsion 11 μ s après son maximum (intervalle minimum séparant deux croisements e^+e^- à LEP) soit le plus faible possible. Cette mise en forme étroite a été obtenue en utilisant un petit nombre de composants bon marché

iii) un temps de montée de l'impulsion compatible avec le temps d'acquisition de l'échantillonneur-bloqueur (S/H) utilisé.

Pour la voie BE la priorité fut donnée à la recherche d'un rapport S/B aussi élevé que possible, tandis que pour la voie HE, il convenait de former une impulsion de temps de montée compatible avec l'échantillonneur-bloqueur qui l'équipait.

La forme des impulsions est illustrée dans la Figure III.4.a pour la voie amplifiée (BE) avec une constante de mise en forme de 2 μ s. Les Figures III.4.b-d correspondent à différentes constantes de mise en forme : 1, 1,4 et 1,7 μ s pour la voie HE. On voit sur ces figures le comportement de l'impulsion près de la valeur maximale et la valeur de la queue mesurée 10 à 12 μ s après le maximum.

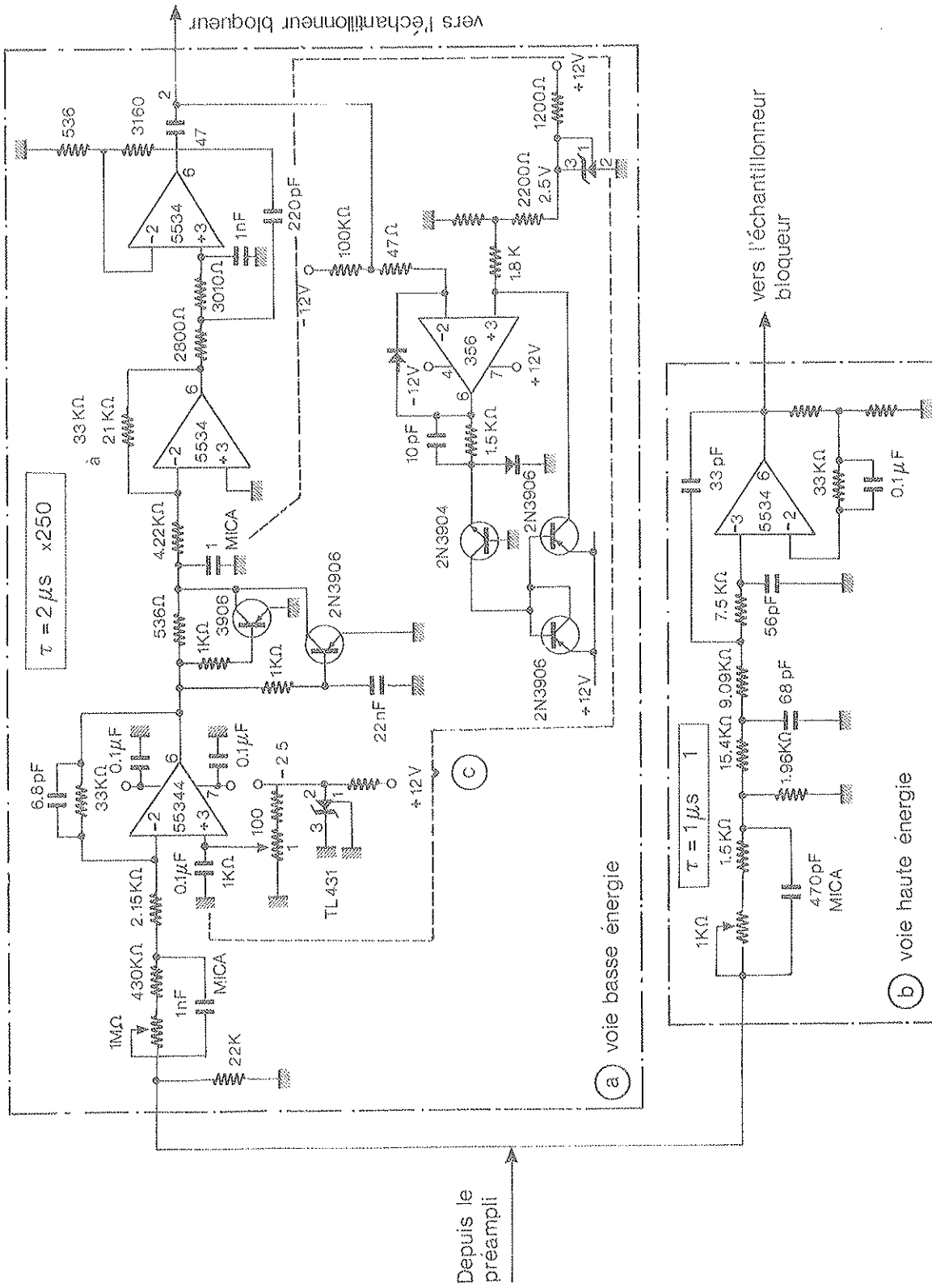


Figure III.3 : Schéma électronique des amplis-filtres de L.yon.

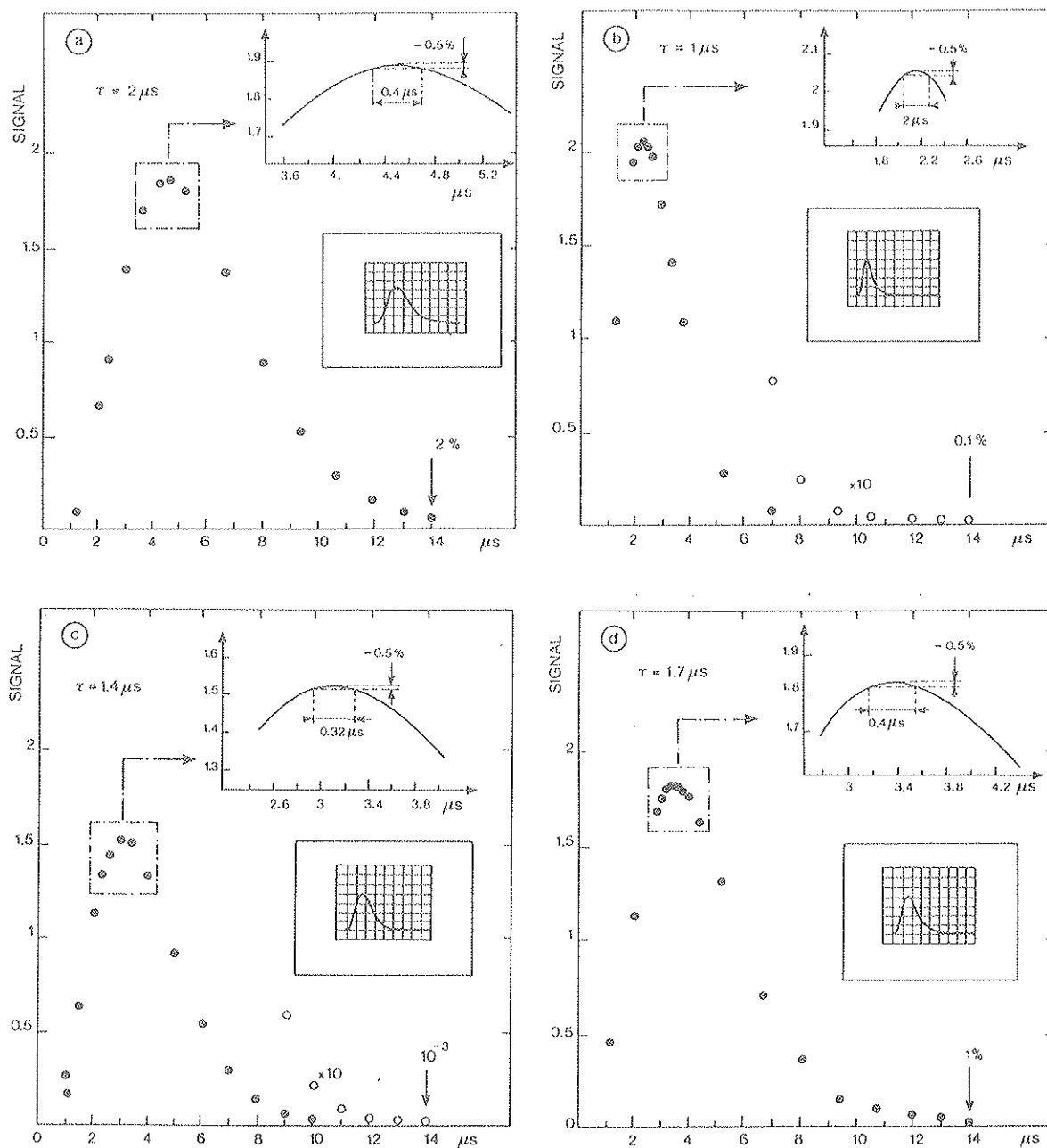


Figure III.4 : Forme de l'impulsion à la sortie de l'ampli

a) voie amplifiée (BE)

b,c,d) voies non amplifiées (He) pour une mise en forme : 1, 1,4 et 1,7 μs resp.

III.3.A La matrice de BGO

Les cristaux de BGO, au nombre de 100, sont de forme tronç-pyramidale : $((2 \times 2) \times (3 \times 3) \times 24) \text{ cm}^3$. Ils sont assemblés de telle manière qu'ils forment une portion du calorimètre électromagnétique final de l'expérience L3.

Le support mécanique de ces 100 cristaux est un nid d'abeilles en fibre de carbone d'environ $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur (mêmes conditions que l'expérience L3).

Les cristaux forment une matrice 10×10 , subdivisée en quatre quadrants (sous-matrices) de 25 cristaux chacun, séparés entre eux par une plaque d'aluminium (Figure III.7). Les cristaux des quadrants I et II sont équipés de 2 ou 3 photodiodes de 2 types différents : HAMAMATSU S1790 et MICRON SEMI CONDUCTEUR. Ils sont enrobés dans un film de mylar aluminisé sur les deux faces, de $12 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Les cristaux des quadrants III et IV sont équipés chacun de deux photodiodes HAMAMATSU S1790 et enrobés dans un revêtement à haut pouvoir réflecteur d'environ $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur, fabriqué par la firme HARSHAW.

L'ensemble des cristaux est installé dans une enceinte thermique (17°C) fixée sur un support conçu par le groupe de l'Université de Genève. Ce support automatisé est contrôlé par ordinateur. Il permet de positionner les cristaux selon l'axe du faisceau avec une précision de l'ordre de quelques microns.

Les 75 cristaux des quadrants I, II et III ainsi que 5 cristaux du quadrant IV sont équipés de sondes de température, mises au point par l'Université de Lausanne [7].

Remarque :

Les cristaux de BGO de forme tronç-pyramidale ont été traités (dépolissage contrôlé de deux faces) pour rendre leur réponse longitudinale uniforme (voir Appendice B). La méthode d'uniformisation a été étudiée et mise au point au LAPP [8].

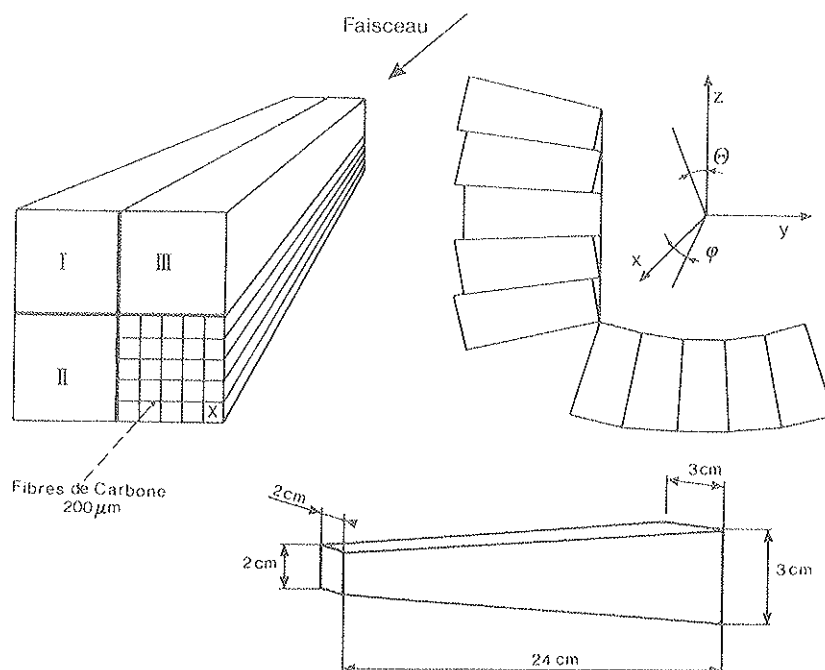


Figure III.7 : Disposition des 100 cristaux de BGO.

III.3.B Nature de l'électronique équipant les 4 quadrants

La matrice est équipée de cartes électroniques à 5 voies ayant des ADC de Princeton (DACO^(*)) pour les quadrants I et II et RELAL LABS^(*) pour les quadrants III et IV).

Le quadrant IV est réservé aux tests des électroniques séparées conçues par le groupe de Lyon et par le groupe de Princeton.

III.3.C Méthode d'analyse

III.3.C.a Définition des grandeurs utilisées

Comme on dispose de deux voies, BE et HE, il est nécessaire de définir deux grandeurs différentes : signal HE et signal BE.

D'autre part, la voie BE sature si l'énergie déposée dans le cristal correspondant dépasse une certaine énergie seuil (cf. § 4.A) ce qui est toujours le cas du cristal central. Aussi, nous définissons deux types de sommes d'énergies déposées :

1. Celle déposée dans la somme des 9 ou 22 cristaux centraux et correspondant à la voie HE, notée E_n ($n = 9$ ou 22) :

$$E_n = \sum S_i^{HE}$$

2. Energie-somme des 9 ou 22 cristaux centraux correspondant à la voie BE, dans laquelle on remplace le signal BE par le signal HE dans le cas où la voie BE sature, notés E_n ($n = 9$ ou 22) :

$$E_n = \sum \begin{cases} S_i^{BE} & \text{(si la voie BE ne sature pas)} \\ S_i^{HE} & \text{(si la voie BE sature)} \end{cases}$$

où $S_i^{HE(BE)}$ est le signal du canal i issu de la voie HE (BE).

III.3.C.b Exploitation des données des chambres à fils

A l'aide des coordonnées délivrées par les chambres à fils, on détermine les quantités suivantes :

- $\Delta P/P_0$: écart de l'impulsion du faisceau, mesurée par le spectromètre du faisceau par rapport à l'impulsion nominale
- X, Y_{BGO} : coordonnées de l'impact des particules sur la face d'entrée de la matrice de BGO (voir Chapitre II pour plus de détails).

(*) DACO et REL LABS : deux firmes responsables de la miniaturisation des ADC de Princeton.

A l'aide du $\Delta P/P_0$ on corrige les énergies déposées dans les cristaux de la manière suivante (Figure III.8.a-b) :

$$E(\text{corrigée}) = E(\text{brute}) / (1 + \Delta P/P_0)$$

Tous les résultats sont donnés pour $|\Delta P/P_0| < 4\%$.

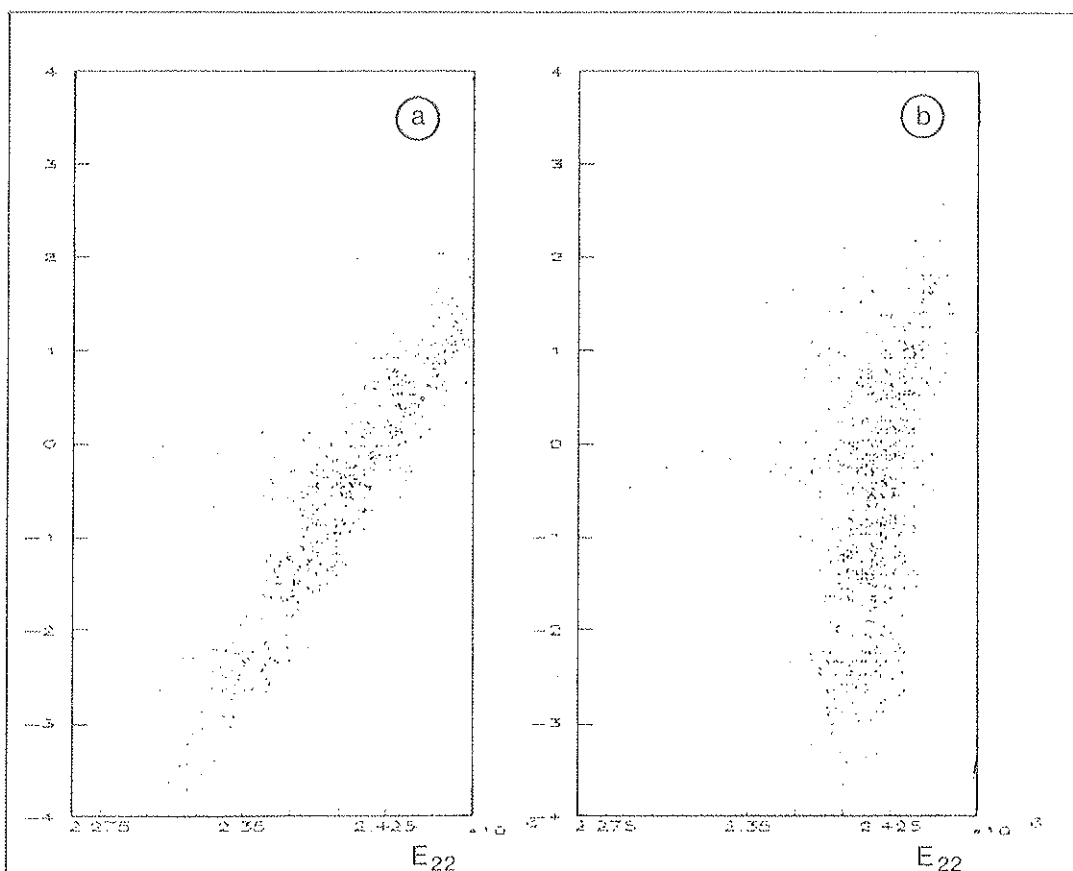


Figure III.8 : Corrélation entre l'énergie déposée dans 22 cristaux et $\Delta P/P_0$

- a) énergie brute
- b) énergie corrigée en fonction de $\Delta P/P_0$.

A l'aide de X_{BGO} et Y_{BGO} on peut sélectionner des événements correspondant à des particules qui traversent un carré inscrit dans la face d'entrée du cristal central de la matrice.

Dans ce qui suit, tous les résultats sont donnés pour des tâches de faisceau de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ et $5 \times 5 \text{ mm}^2$ (sauf pour les énergies 2 et 6 GeV où, pour augmenter la statistique, la tâche du faisceau est de $7 \times 7 \text{ mm}^2$).

III.3.C.c Méthode de lissage des distributions

Les distributions en énergie déposée sont soumises à des lissages par des distributions gaussiennes et ce dans les deux cas suivants :

1. Lissage autour du maximum à $\pm 3,5$ déviations standards (σ) de la distribution en question
2. Lissage autour du maximum à $\pm 1,5$ déviations standards (σ) de la distribution en question.

Remarque :

Afin d'éviter les traînées vers les basses énergies et le problème d'empilement une condition est introduite pour éliminer les événements dont l'énergie déposée dans la somme de 9 (E9) est telle que :

$$|E9 - E9_{\max}| > 0,1 \times E9_{\max}$$

avec :

E9 : énergie somme événement par événement

E9_{max} : position du maximum de la distribution de E9, déterminée au préalable.

III.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.4.A Calibration

Dans notre cas, nous avons trois types d'intercalibration à effectuer :

- calibration des gains des étages d'amplification de l'ADC de Princeton (ou calibration des comparateurs)
- calibration des voies Haute Energie par rapport aux voies Basse Energie
- calibration des cristaux.

III.4.A.a Intercalibration des comparateurs

En fait, il s'agit de déterminer les gains relatifs (G_{ij}) des 5 étages d'amplification de l'ADC de Princeton : Figure III.9 le 5ème étage correspondant au signal direct (gain = 1).

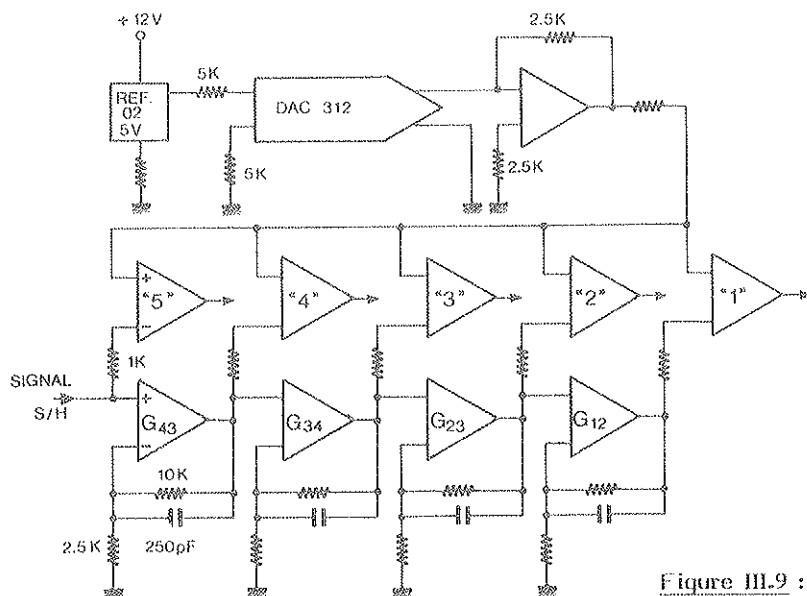


Figure III.9 : Schéma simplifié des étages d'amplification de l'ADC de Princeton.

Deux méthodes peuvent être adoptées : la première consiste à prendre tous les gains, G_{ij} , égaux à leurs valeurs théoriques, en l'occurrence 5, la deuxième consiste à déterminer ces gains à partir de données expérimentales.

L'intérêt de la première méthode est d'éviter la calibration des gains relatifs des étages d'amplification qui représente une part non négligeable du travail d'analyse : $4 \times 12\ 000$ gains à calibrer lors de la phase finale de L3.

Cette calibration peut se faire soit avec une lampe à Xénon, soit avec un générateur d'impulsion, soit tout simplement avec des événements physiques ...

Afin de calibrer les gains, des prises de données sont effectuées avec un mode d'acquisition spécial : "BUMP MODE", le signal lu correspond à l'étage qui n'a pas donné lieu à saturation et dont le gain est le plus élevé ainsi que le signal de l'étage dont le gain est immédiatement inférieur.

Par exemple : si le signal issu du comparateur numéro 2 donne lieu à une saturation, on lit celui issu du comparateur numéro 3 et 4 ; ainsi, on peut déterminer le gain relatif de l'étage 3 par rapport à l'étage 4.

Dans le cas des quadrants I, II et III où l'on a une seule voie à lire, toutes les prises de données sont faites en "BUMP MODE", ce qui permet un contrôle continu des différents gains. En ce qui concerne le quadrant IV, équipé avec l'électronique de Lyon où l'on a deux voies à lire, il n'est pas possible de travailler en "BUMP MODE" d'une manière continue car cela impliquerait trois conversions introduisant un temps mort de $1\ 500\ \mu\text{s}$ ($\sim 500\ \mu\text{s}/\text{conversion}$). La seule alternative est donc de supprimer la lecture de la voie Basse-Energie quand on travaille dans un tel mode.

Une autre utilité du "BUMP MODE" réside dans le fait que l'on peut déterminer les valeurs des piédestaux relatifs à chaque étage d'amplification.

La méthode utilisée pour extraire ces informations repose sur la minimisation d'un χ^2 défini comme suit :

soit S_i et P_i le signal et le piédestal correspondant à l'étage i . Nous avons :

$$S_i - P_i = G_{ij} \cdot (S_j - P_j) \text{ avec } j = i + 1$$

ou encore :

$$S_i = G_{ij} \cdot S_j + K$$

où G_{ij} est le gain relatif de l'étage j par rapport à l'étage immédiatement inférieur i et K l'ordonnée à l'origine (qui doit être nulle dans le cas où l'on a le même piédestal sur ces étages).

Le χ^2 est alors calculé de la manière suivante :

$$\chi_{ij}^2 = \sum (S_i - G_{ij} \cdot S_j - K)^2$$

la sommation étant faite sur l'ensemble des événements disponibles en "BUMP MODE".

Les résultats concernant cette partie sont regroupés dans le Tableau III.1 et la Figure III.10.

On voit que la moyenne de ces gains est de 5,032 ce qui représente un écart par rapport à la valeur théorique (5) de 0,64 %, cet écart peut influencer la linéarité (surtout vers les basses énergies où le signal transite à travers tous les étages d'amplification).

La dispersion de ces gains autour de la valeur moyenne est de 0,55 %.

Remarque :

Dans les paragraphes suivants, nous présenterons toujours deux types de résultats : l'un avec les gains tous égaux à 5 (gains théoriques) et l'autre avec des gains corrigés (selon la méthode citée ci-dessus).

CR	G23	G34	G45
7	5,0385 ± 0,1106	5,0677 ± 0,0215	5,0000 ± 0,0000
8	4,9970 ± 0,1390	5,0324 ± 0,0312	5,0000 ± 0,0000
9	5,0172 ± 0,0591	5,0532 ± 0,0140	5,0000 ± 0,0000
16	5,0179 ± 0,0649	5,0824 ± 0,0286	5,0000 ± 0,0000
17	5,0523 ± 0,0283	5,0649 ± 0,0021	5,0225 ± 0,9859
18	5,0134 ± 0,0092	5,0229 ± 0,0127	5,0491 ± 0,2323
19	4,9976 ± 0,0147	5,0469 ± 0,0183	5,0480 ± 0,9681
20	5,0608 ± 0,0528	5,0512 ± 0,0106	5,0000 ± 0,0000
26	5,0002 ± 0,0536	5,0555 ± 0,0227	5,0648 ± 0,3051
27	5,0216 ± 0,0149	5,0199 ± 0,0101	4,9896 ± 0,0236
28	5,0506 ± 0,0285	5,0805 ± 0,0111	5,0661 ± 0,0294
29	5,0357 ± 0,0280	5,0449 ± 0,0067	5,0410 ± 0,0211
30	5,0199 ± 0,0502	5,0525 ± 0,0098	5,0000 ± 0,0000
36	5,0388 ± 0,0494	5,0591 ± 0,0408	5,0000 ± 0,0000
37	5,0177 ± 0,0210	5,0465 ± 0,0096	5,0000 ± 0,0000
38	5,0793 ± 0,0101	5,0212 ± 0,0184	5,0590 ± 4,2165
39	5,0305 ± 0,0529	5,0580 ± 0,0311	4,9909 ± 0,9214
40	5,0029 ± 0,0656	5,0452 ± 0,0308	5,0496 ± 0,8482
47	5,0241 ± 0,0455	5,0645 ± 0,0269	5,0000 ± 0,0000
48	5,0054 ± 0,2423	5,0592 ± 0,0035	5,0000 ± 0,0000
49	5,0986 ± 0,0689	5,0349 ± 0,0265	5,0000 ± 0,0000
50	5,0311 ± 1,5518	5,0000 ± 0,0000	5,0000 ± 0,0000
$\langle G_{ij} \rangle = 5,032 ; \quad \sigma = 0,55 \%$			

Tableau III.1 : calibration des comparateurs

CR : numéro du cristal

G_{ij} : gain relatif du comparateur j par rapport au comparateur i.

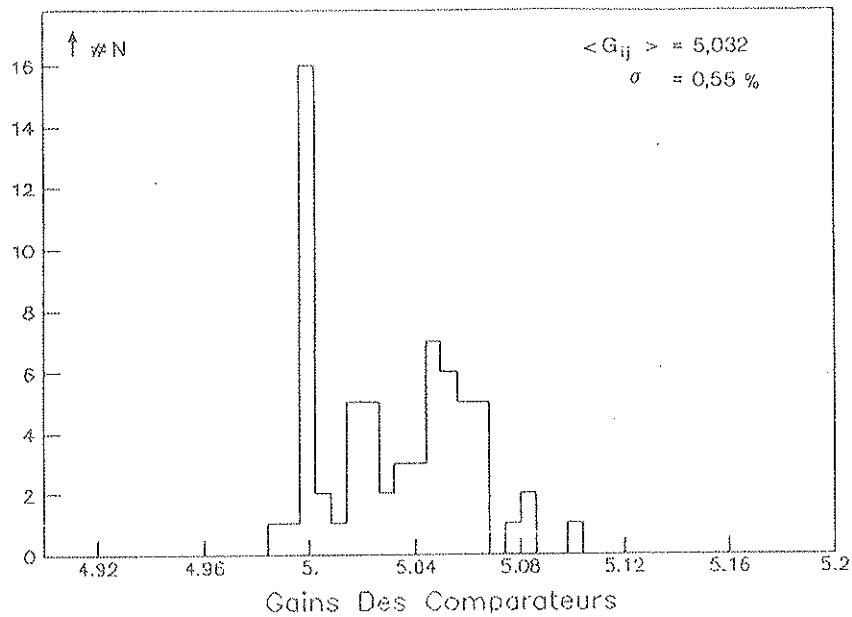


Figure III.10 : Dispersion sur les gains des étages d'amplification.

III.4.A.b Intercalibration de la voie BE par rapport à la voie HE

Ici, il s'agit de déterminer le rapport du gain de la voie BE par rapport à la voie HE.

Le gain théorique de la voie BE(HE) est de 250(1).

La méthode utilisée est la suivante :

- Dans un premier temps, on cherche le point de saturation de la voie BE en exploitant le fait que la voie HE ne sature jamais : ceci se traduit par la Figure III.11 où l'on voit le point de saturation, ce dernier est donc défini par :

$$S_{\text{inf}}^{\text{HE}} < S_{\text{seuil}}^{\text{HE}}$$

avec $S_{\text{inf}}^{\text{HE}}$ le signal de la voie HE et $S_{\text{seuil}}^{\text{HE}}$ le signal HE qui correspond au point de saturation.

En pratique, ce point est automatiquement déterminé au moyen d'un simple algorithme.

- Pour plus de sécurité, on définit une zone comprise entre $S_{\text{inf}}^{\text{HE}}$ et $S_{\text{sup}}^{\text{HE}}$ tels que :

$$S_{\text{inf}}^{\text{HE}} \sim 4 \sigma \text{ du piédestal}$$

$$S_{\text{sup}}^{\text{HE}} = (S_{\text{seuil}}^{\text{HE}} - \text{marge}) : \text{la marge étant de quelques centaines de } \mu\text{V}.$$

Le Tableau III.2.a montre les seuils en énergie des différentes voies, exprimés en MeV.

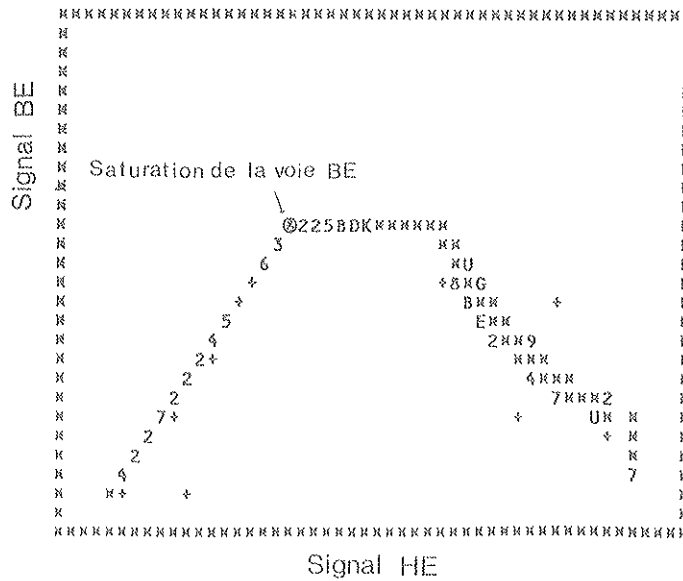


Figure III.11 : Corrélation signal Haute-Energie - signal Basse-Energie.

(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)
6		16	576	26	543	36	581	46	
7	625	17	571	27	533	37	420	47	542
8	473	18	668	28	628	38	450	48	824
9	314	19	454	29	652	39	574	49	613
10		20	588	30	615	40	610	50	590
<> = 566 MeV ; σ = 103 MeV									

Tableau III.2.a : Energie de saturation de la voie Basse-Energie

- (1) : numéro du cristal
- (2) : énergie de saturation (MeV).

- Pour chaque canal i on détermine le facteur de proportionnalité entre le gain de la voie BE et celui de la voie HE par la méthode du χ^2 minimum défini comme suit :

$$\chi_i^2 = \sum (S_i^{BE} / 250 - G_i \cdot S_i^{HE} - K)^2 ; \quad \text{avec } S_{inf}^{HE} < S_i^{HE} < S_{sup}^{HE}$$

(On divise par 250 pour rendre les deux voies équivalentes du point de vue gain).

Les résultats sont regroupés dans le Tableau III.2.b, on y trouve les constantes d'intercalibration BE/HE pour des gains d'étages d'amplification tous égaux à 5 et des gains corrigés, tirés de données obtenues à 50 GeV. Les valeurs moyennes, dans les deux cas, sont très proches de 1 avec une dispersion d'environ 5 %.

CR	(1)	(2)	CR	(1)	(2)	CR	(1)	(2)	CR	(1)	(2)	CR	(1)	(2)
6	0,000	0,000	16	0,953	0,927	26	0,957	0,941	36	1,022	1,003	46	0,000	0,000
7	0,987	0,976	17	0,983	0,983	27	1,033	1,032	37	1,011	0,967	47	1,024	0,987
8	1,038	1,023	18	1,046	1,031	28	1,002	0,964	38	0,854	0,840	48	0,968	0,947
9	0,960	0,932	19	0,999	0,966	29	1,012	0,988	39	1,009	0,974	49	1,099	1,082
10	0,000	0,000	20	1,031	1,004	30	0,992	0,975	40	1,063	1,023	50	0,970	0,964
(1) : $\langle C_i \rangle = 1,0004$; $\sigma = 4,70$ % (2) : $\langle C_i \rangle = 0,9789$; $\sigma = 4,69$ %														

Tableau III.2.b : Intercalibration de la voie BE par rapport à la voie HE.

CR : numéro du cristal
 (1) : gains non corrigés
 (2) : gains corrigés.

Les Figures III.12.a-c illustrent la dispersion de ces constantes dans les deux cas de figure ainsi que leur corrélation.

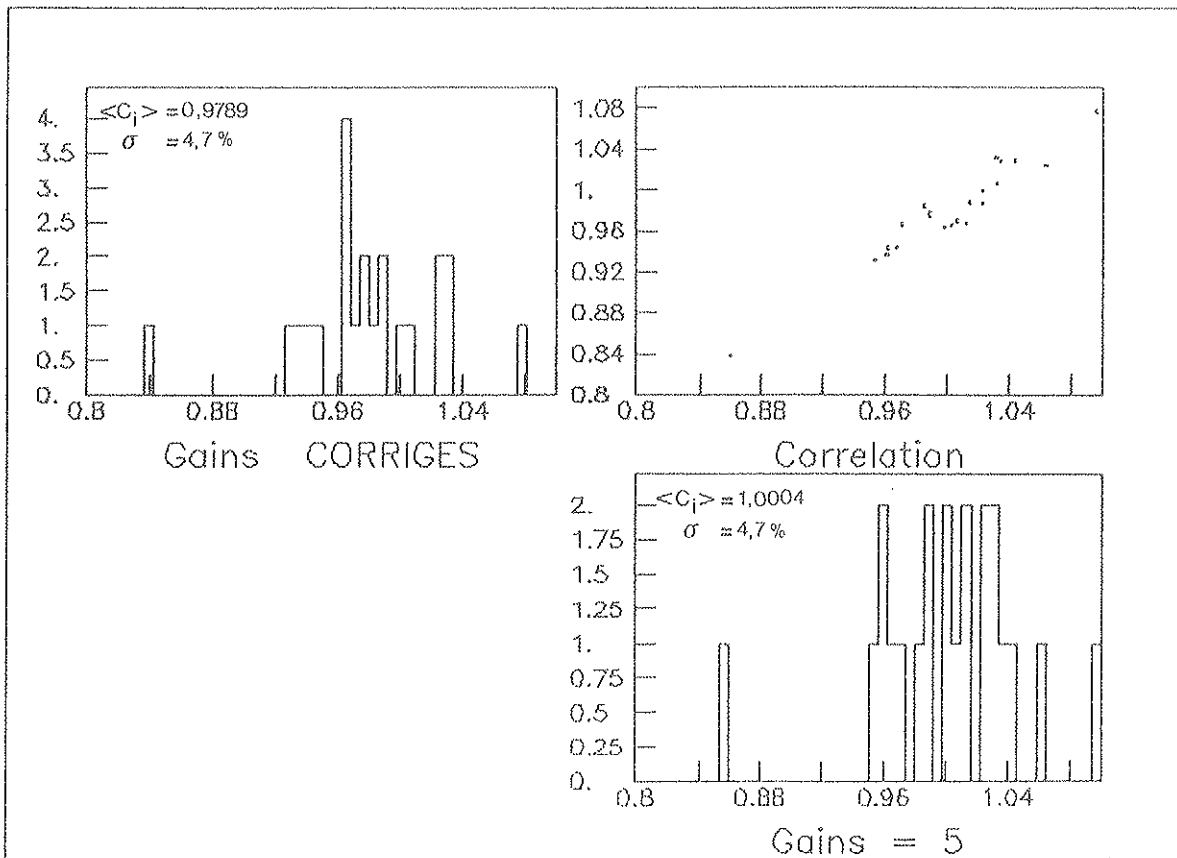


Figure III.12 : Constantes d'intercalibration de la voie Basse Energie par rapport à la voie Haute Energie.

III.4.A.c Intercalibration des cristaux

Le but et la méthode de cette intercalibration ont été cités dans le Chapitre II.

Les constantes d'intercalibration obtenues avec un faisceau d'électrons de 10 GeV sont résumées dans le Tableau III.3 et les Figures III.13.a-c illustrent la dispersion de ces constantes d'intercalibration pour les deux cas de figure (gains = 5 et gains corrigés) ainsi que leur corrélation.

CR	(1)	(2)	CR	(1)	(2)	CR	(1)	(2)	CR	(1)	(2)	CR	(1)	(2)
6	0.000	0.000	16	0.979	0.919	26	1.186	1.127	36	1.205	1.109	46	0.000	0.000
7	0.844	0.793	17	1.135	1.070	27	1.049	1.023	37	1.075	0.983	47	1.125	1.067
8	0.736	0.699	18	0.955	0.940	28	1.000	1.000	38	1.126	1.101	48	0.719	0.702
9	1.142	1.053	19	1.129	1.056	29	0.921	0.899	39	1.129	1.065	49	1.005	0.943
10	0.000	0.000	20	1.158	1.069	30	1.093	1.022	40	1.183	1.084	50	0.979	0.924

(1) : $\langle C_i \rangle = 1.040$; $\sigma = 13\%$
 (2) : $\langle C_i \rangle = 0.998$; $\sigma = 10\%$

Tableau III.3 : Constantes d'intercalibration des cristaux.

CR : numéro du cristal

(1) : constante de calibration avec gains non corrigés

(2) : constante de calibration avec gains corrigés.

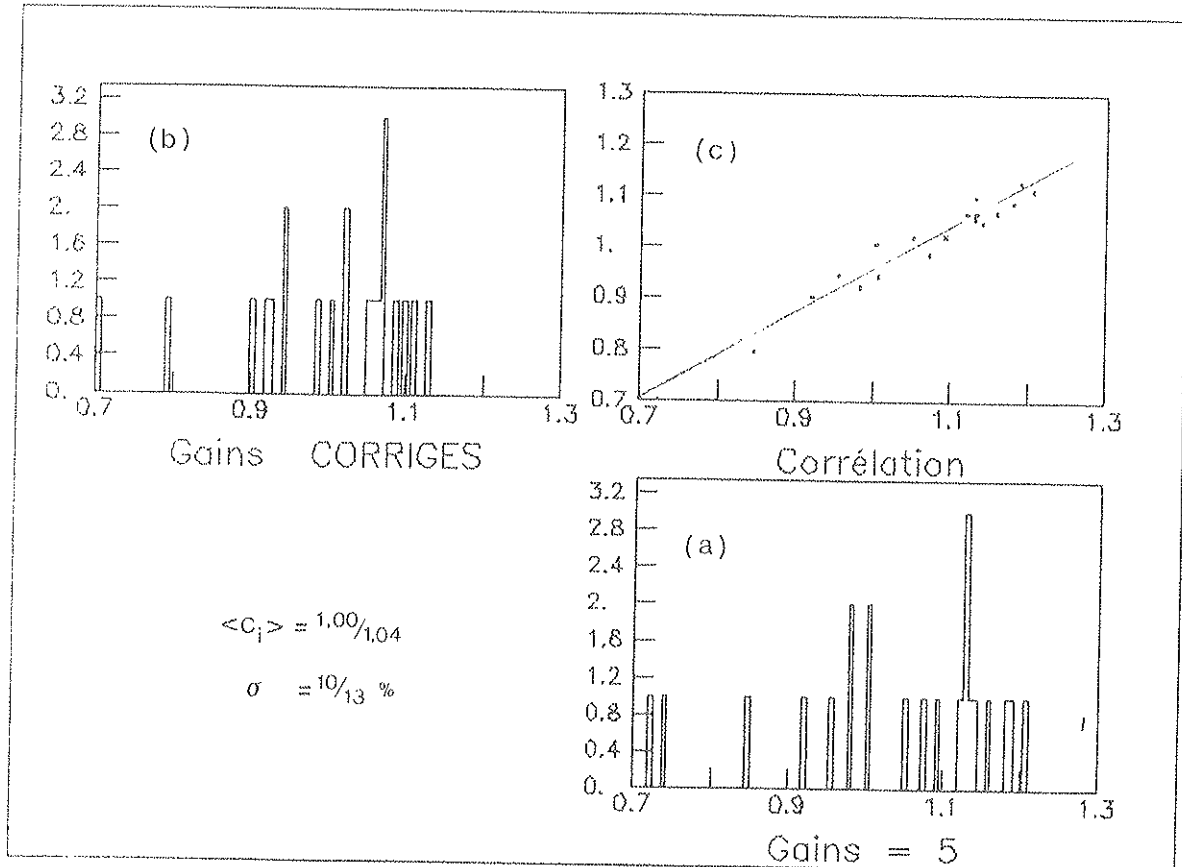


Figure III.13 : Constantes d'intercalibration des cristaux avec faisceau d'électrons de 10 GeV/c.

Les valeurs moyennes et les dispersions sont respectivement 1,040 et $\sigma = 13 \%$ pour des gains non corrigés et 0,998 ; 10 % pour des gains corrigés ; on voit qu'en corrigeant les gains, on minimise la dispersion. Cette dernière comparée à celle obtenue en 1983 et qui est environ 5 fois plus grande, témoigne de l'effort accompli en vue d'uniformiser surtout la qualité des cristaux de BGO ainsi que la qualité des photodiodes et la méthode de collage de ces dernières sur les barreaux.

III.4.B Bruit électronique

Le bruit électronique est déterminé à partir de la largeur de la distribution des piédestaux (voir Chapitre II).

Nous avons deux types de piédestaux : piédestal dans le paquet des particules incidentes et piédestal hors du paquet et dont la population peut être choisie lors des prises de données.

Le but de l'enregistrement de ces deux types de piédestaux est de voir l'influence de la quantité d'énergie absorbée par cristal et par unité de temps sur le bruit électronique et par conséquent sur la résolution en énergie.

III.4.B.a Etude des piédestaux individuels

Le Tableau III.4 et les Figures III.14.a-c montrent le niveau de bruit électronique mesuré dans le paquet, exprimé en équivalent MeV, des deux voies HE et BE et ce pour les différents cristaux de la matrice du quadrant IV et les différentes énergies. Il y figure également, pour un cristal fixé ou une énergie fixée, la valeur moyenne et la déviation de la distribution du bruit électronique.

Deux constatations importantes s'imposent :

1. Le bruit électronique moyen de la voie HE (2,4 MeV/cristal) est de 2,4 fois supérieur à celui de la voie BE (1,0 MeV/cristal).
2. La dispersion du bruit électronique de la voie HE (0,8 MeV) est environ 3 fois supérieure à celle de la voie BE (0,3 MeV).

Ces deux séries de résultats mettent en évidence les performances de la voie BE.

E(GeV)	2	6	10	20	30	40	50		
CRISTAL	BHE	BHE	BHE	BHE	BHE	BHE	BHE	M1	S1
	BLE	BLE	BLE	BLE	BLE	BLE	BLE		
0 7	2,55 1,00	2,71 0,93	2,74 0,97	2,58 0,93	2,50 0,85	2,62 0,85	2,77 0,99	2,64 0,93	0,10 0,06
0 8	2,86 1,13	2,92 1,08	3,23 1,15	2,58 1,10	2,32 1,20	2,80 1,14	2,85 1,13	2,79 1,13	0,26 0,04
0 9	2,27 0,70	1,82 0,71	2,18 0,93	2,00 0,74	1,90 0,77	2,14 0,74	2,68 0,80	2,14 0,77	0,26 0,07
1 6	2,77 1,23	2,22 1,07	2,30 0,97	2,04 0,80	1,81 0,81	2,58 0,86	2,82 0,84	2,36 0,95	0,35 0,14
1 7	2,11 1,31	2,20 0,71	2,53 0,80	1,69 0,77	1,60 0,75	1,75 0,73	1,87 0,77	1,96 0,83	0,31 0,20
1 8	2,22 1,28	2,81 1,32	2,43 1,15	2,19 1,19	1,98 1,05	2,09 1,05	2,63 1,11	2,34 1,16	0,28 0,10
1 9	2,38 1,11	2,05 1,15	1,97 0,87	1,72 0,88	1,74 0,91	1,99 0,91	1,80 0,90	1,95 0,96	0,21 0,11
2 0	2,62 1,46	2,06 1,09	2,27 0,95	1,85 0,90	1,77 0,76	2,22 0,92	2,14 0,91	2,13 1,00	0,26 0,21
2 6	2,54 1,30	2,03 1,07	2,57 0,96	1,78 0,83	1,82 0,75	2,10 0,89	1,84 0,86	2,10 0,95	0,31 0,17
2 7	2,03 1,03	3,64 0,81	2,26 0,97	2,26 0,78	2,32 0,83	3,26 0,81	2,25 0,84	2,60 0,87	0,62 0,09
2 8	2,38 1,08	3,25 1,04	3,35 1,02	5,98 0,85	6,34 0,87	7,21 1,23	4,61 0,94	4,73 1,00	1,89 0,12
2 9	2,87 1,71	3,68 1,60	2,68 1,64	2,40 1,37	2,61 1,18	2,84 1,45	2,56 1,48	2,81 1,49	0,39 0,17
3 0	2,49 1,11	1,92 1,10	2,28 0,93	1,97 0,86	1,77 0,86	1,89 0,83	2,45 0,88	2,11 0,94	0,27 0,11
3 6	2,10 0,92	2,30 0,78	2,05 0,84	1,75 0,77	1,58 0,76	1,71 0,80	2,97 0,78	2,07 0,81	0,44 0,05
3 7	2,29 1,38	2,09 1,01	2,16 1,15	1,89 0,99	1,72 1,03	1,98 1,02	1,99 1,03	2,02 1,09	0,17 0,13
3 8	1,98 1,36	1,96 1,15	2,13 0,98	1,76 0,85	1,90 0,82	1,78 0,86	2,70 0,91	2,03 0,99	0,30 0,18
3 9	2,47 1,53	1,78 1,01	2,63 1,06	1,88 0,91	1,84 0,93	2,07 0,92	2,01 1,00	2,10 1,05	0,30 0,20
4 0	2,40 0,86	1,88 0,97	2,21 0,83	1,87 0,79	1,77 0,81	2,13 0,80	1,90 0,79	2,02 0,84	0,21 0,06
4 7	2,01 1,32	1,71 0,95	2,18 0,96	1,79 0,86	1,46 0,86	2,13 0,88	2,46 0,95	1,96 0,97	0,31 0,15
4 8	3,23 2,19	2,75 1,29	3,31 1,53	2,52 1,27	2,47 1,57	2,61 1,37	2,66 1,37	2,79 1,51	0,31 0,30
4 9	2,64 1,64	3,53 1,24	3,09 1,36	2,77 1,06	2,74 0,99	2,77 1,18	2,77 1,14	2,90 1,23	0,29 0,20
5 0	2,83 1,94	2,24 1,37	2,47 1,38	2,17 1,07	2,00 1,05	2,15 1,16	2,59 1,16	2,35 1,30	0,27 0,29
11 2	2,46 1,30	2,44 1,07	2,50 1,06	2,25 0,94	2,18 0,93	2,49 0,97	2,51 0,98	2,40 1,04	
5 2	0,32 0,34	0,63 0,21	0,41 0,22	0,67 0,17	0,97 0,19	1,10 0,20	0,59 0,18		0,76 0,25

← cristal central

Tableau III.4 : Bruits électroniques (MeV).

BHE (BLE) : bruit électronique de la voie Haute Energie (Basse Energie) en MeV

M1(S1) : moyenne (déviation standard) pour un cristal fixé

M2(S2) : moyenne (déviation standard) pour une énergie fixée.

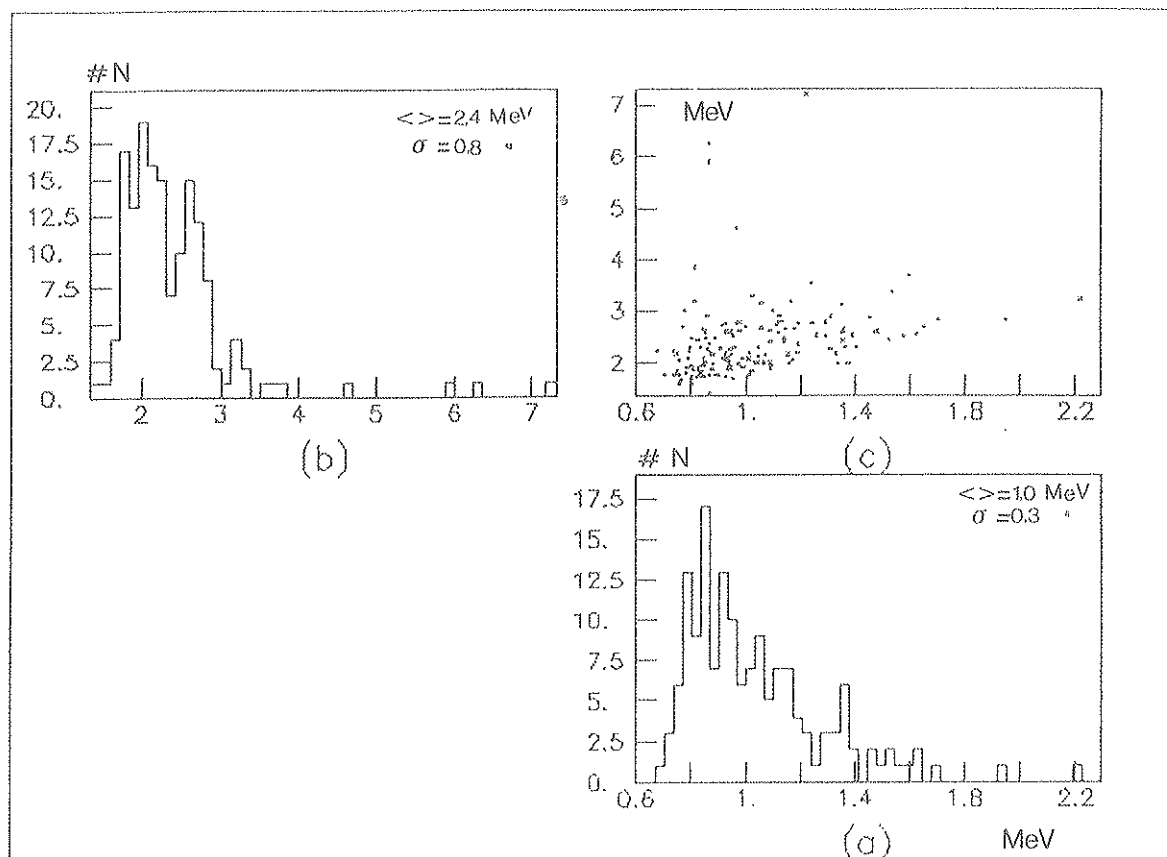


Figure III.14 : Bruits électroniques (MeV)

- a) voie Basse Energie
- b) voie Haute Energie
- c) corrélation entre a) et b).

Le cristal central, numéro 28, présente un problème particulier en ce sens que son bruit électronique est supérieur à celui des autres cristaux et augmente avec l'énergie et ce pour le bruit électronique dans et hors du paquet. Afin de comprendre ce problème, nous avons étudié le piédestal du cristal central dans et hors du paquet en fonction du temps, le Tableau III.5 résume l'essentiel de cette étude.

G e V	<piédestal> dans le BURST			<Piédestal> hors du BURST		
	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
2	14,3	-4,0	3,0	-19,8	13,0	0,0
6	110,0	-18,0	6,0	-96,6	133,0	60,0
10	122,7	-40,0	23,0	-24,3	155,0	85,0
20	358,5	-39,0	41,0	-127,0	380,0	222,0
30	431,6	-100,0	4,0	-209,0	457,0	247,0
40	381,3	-197,0	26,0	-163,5	424,0	190,0
50	221,4	-128,0	7,0	-124,3	236,0	93,0

Tableau III.5 : Dérive du piédestal

- (1) : moyenne sur la première moitié (en temps) des piédestaux
- (2) : moyenne sur la deuxième moitié (en temps) des piédestaux
- (3) : moyenne sur la totalité des piédestaux.

On voit que dans le paquet nous avons une dérive du piédestal vers des valeurs inférieures quand le temps augmente tandis que se produit le contraire pour le piédestal hors du paquet.

La dérive du piédestal du cristal central vers les valeurs négatives, dans le paquet, est due à la quantité d'énergie qu'absorbe ce dernier par unité de temps.

En effet, en l'absence de tout signal, la sortie du préampli de charge est au potentiel 0 (ou la ligne de base) Figure III.15.a. 0 volt est donc le potentiel de référence du piédestal de la première impulsion Figure III.15.b.

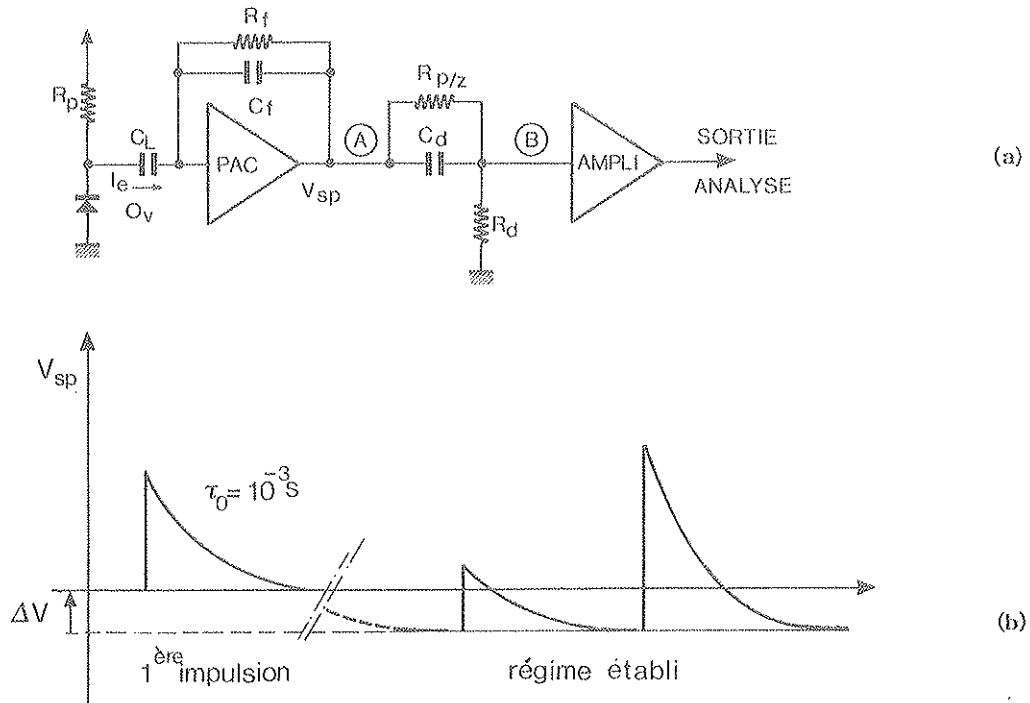


Figure III.15 : Dérive de la ligne de base.

La constante $T_0 = C_f \cdot R_f$ est au maximum de 1 ms tandis que la constante $T_2 (= C_L (R_p + R_f))$ est de l'ordre de plusieurs secondes d'où la variation très lente de la ligne de base par rapport aux variations de l'énergie reçue par le détecteur.

Le potentiel de référence ne sera donc plus à 0 volt mais à une valeur négative, ΔV , donnée par la formule :

$$\Delta V_A \text{ (V)} \sim - (900 \text{ (e}^-/\text{MeV)} \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ (C)} E(\text{MeV/s)}) R_f$$

ou

$$\Delta V_A \text{ (\mu V)} \sim - (1,44 \cdot 10^{-10} \times E(\text{GeV/s}) R_f$$

Du fait de la compensation du pôle zéro, (voir Figure III.15.a), on recueille en B une fraction de cette dérive :

$$\Delta V_B = \Delta V_A \cdot R_d / (R_{pz} + R_d) \sim \Delta V_A \cdot R_d / R_{pz} \sim \Delta V_A \cdot T_1 / T_0$$

avec :

$$T_1 = C_d \cdot R_d$$

Cette variation sera transmise à l'analyse, multipliée par le gain de la chaîne électronique.

La dérive du piédestal du cristal central hors du paquet vient tout simplement du fait que la ligne de base, ne recevant plus de grandes impulsions, revient à son niveau normal : 0 volt.

III.4.B.b Etude de la somme des piédestaux

On définit un facteur qui représente le bruit électronique corrélé par :

$$F_c(N) = \sigma(\Sigma_N) / (\Sigma \sigma_i^2)^{1/2}$$

avec :

$\sigma(\Sigma_N)$: bruit électronique de la somme de N canaux

σ_i : bruit électronique individuel du canal i.

Dans le cas où il n'y aurait pas de corrélation entre les bruits électroniques des différents canaux, le facteur F_c est égal à 1, sinon il est supérieur à 1.

Le **Tableau III.6** représente les bruits électroniques des voies HE et BE de la somme de 9 et de 22 cristaux ainsi que les facteurs de corrélation respectifs.

G e V	Haute Energie				Basse Energie			
	BR9	FC9	BR22	FC22	BR9	FC9	BR22	FC22
2	7,71	1,11	15,22	1,31	6,94	1,74	13,54	2,15
6	8,24	1,01	12,77	1,08	4,20	1,25	7,59	1,49
10	8,87	1,19	14,65	1,15	4,59	1,40	8,44	1,66
20	10,39	1,27	13,57	1,20	3,53	1,21	5,42	1,21
30	10,78	1,27	13,77	1,23	3,36	1,19	5,30	1,19
40	11,98	1,24	14,61	1,14	3,58	1,17	6,17	1,33
50	12,01	1,53	15,47	1,28	3,50	1,15	6,50	1,39
<>	10,00	1,37	14,29	1,34	4,24	1,44	7,57	1,63

Tableau III.6 : Bruits électroniques et coefficients de corrélation des sommes.

BR9 (BR22) : bruit de la somme de 9(22) cristaux, en MeV.

FC9 (FC22) : coefficient de corrélation de la somme de 9(22).

On voit que pour la somme de 9 cristaux centraux, le bruit électronique de la voie HE est environ 2,3 fois supérieur à celui de la voie BE, tandis que pour l'ensemble des cristaux de la matrice ce facteur n'est plus que 1,9 (à cause d'une augmentation du taux de bruit corrélé, relatif à la voie BE, dû à l'augmentation du nombre de canaux sommés).

On remarquera aussi que la contribution du bruit corrélé est d'environ 35 % pour la voie HE et de 50 % pour la voie BE. L'origine de ce bruit corrélé est très difficile à déterminer.

Les Figure III.16.a et Figure III.16.b illustrent un cas type où l'on a, respectivement, une présence ou absence de corrélation des bruits de deux voies différentes mais de même type (HE en fonction de HE dans ce cas).

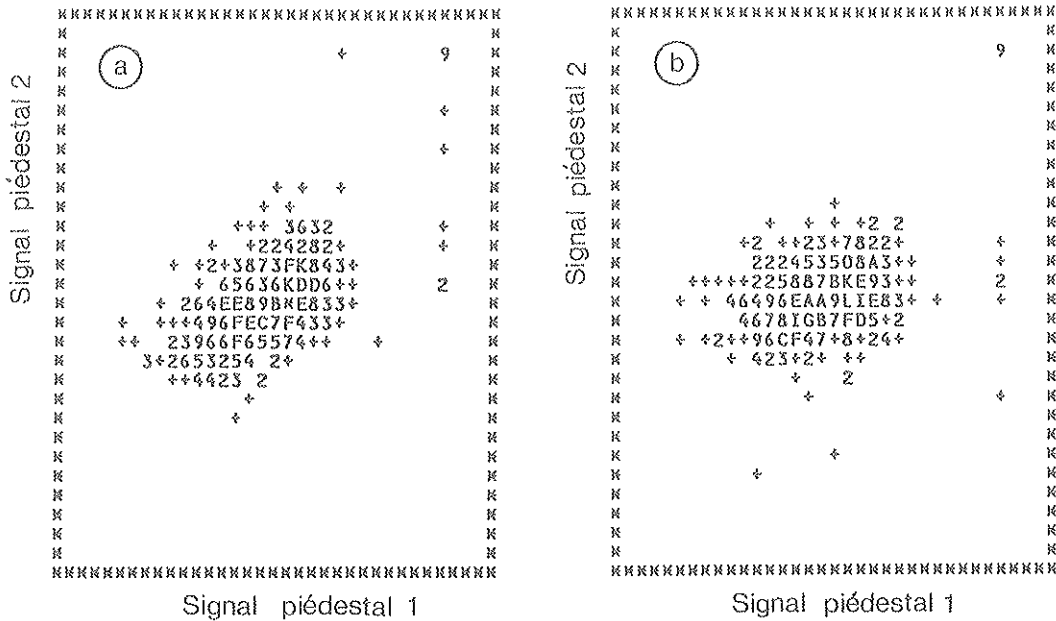


Figure III.16 : corrélation entre les piédestaux de deux voies Haute Energie

- (a) avec bruit corrélé
- (b) sans bruit corrélé.

III.4.C Etude de la linéarité

On définit l'écart à la linéarité comme suit :

$$\Delta E / E = (E^0 \cdot P(E) / P(E^0) - E) / E$$

avec :

$P(E)$: maximum de la distribution de la gaussienne qui ajuste au mieux la distribution en énergie déposée soit dans la somme des 9 cristaux centraux, soit dans la matrice entière, et ce pour une énergie de faisceau E

E^0 : énergie de référence.

Comme il a été signalé auparavant, deux sortes d'analyse ont été réalisées : la première avec les gains des étages d'amplification tous égaux à 5, la deuxième avec les gains corrigés.

Afin de pouvoir comparer les écarts à la linéarité dans les deux cas, nous avons choisi 50 GeV comme énergie de référence. En effet, c'est l'énergie pour laquelle le signal, issu du cristal central, ne subit aucune amplification (étage d'amplification numéro 5 avec gain = 1 dans les deux cas).

Le Tableau III.7 résume l'essentiel des résultats, pour différents cas de figure (taches de faisceau $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ou $5 \times 5 \text{ mm}^2$, lissage à $\pm 3,5 \sigma$ et à $\pm 1,5 \sigma$), avec gains corrigés. La Figure III.17 représente l'écart à la linéarité de l'énergie déposée dans toute la matrice pour une tache de faisceau de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ et un lissage à $\pm 3,5 \sigma$ (avec gains corrigés et tous égaux à 5).

E G e v	Faisceau $10 \times 10 \text{ mm}^2$				Faisceau $05 \times 05 \text{ mm}^2$			
	Lissage $\pm 3,5 \sigma$		Lissage $\pm 1,5 \sigma$		Lissage $\pm 3,5 \sigma$		Lissage $\pm 1,5 \sigma$	
	SOMME9 (1) SOMME9 (2)	SOMME22 (1) SOMME22 (2)	SOMME9 (1) SOMME9 (2)	SOMME22 (1) SOMME22 (2)	SOMME9 (1) SOMME9 (2)	SOMME22 (1) SOMME22 (2)	SOMME9 (1) SOMME9 (2)	SOMME22 (1) SOMME22 (2)
2	$-0,66 \pm 0,20$	$-0,07 \pm 0,16$	$-0,67 \pm 0,25$	$-0,46 \pm 0,22$	$-0,23 \pm 0,52$	$-0,10 \pm 0,33$	$-0,17 \pm 0,47$	$-0,18 \pm 0,28$
	$-0,48 \pm 0,19$	$-0,21 \pm 0,15$	$-0,57 \pm 0,25$	$-0,53 \pm 0,26$	$-0,17 \pm 0,34$	$-0,04 \pm 0,30$	$-0,30 \pm 0,33$	$0,00 \pm 0,28$
6	$-0,51 \pm 0,12$	$-0,30 \pm 0,11$	$-0,54 \pm 0,16$	$-0,49 \pm 0,19$	$-0,38 \pm 0,36$	$-0,11 \pm 0,21$	$-0,43 \pm 0,36$	$-0,13 \pm 0,21$
	$-0,62 \pm 0,12$	$-0,33 \pm 0,12$	$-0,61 \pm 0,15$	$-0,50 \pm 0,22$	$-0,71 \pm 0,22$	$-0,21 \pm 0,19$	$-0,78 \pm 0,22$	$-0,20 \pm 0,12$
10	$-2,28 \pm 0,06$	$-2,14 \pm 0,06$	$-2,35 \pm 0,10$	$-2,28 \pm 0,13$	$-2,27 \pm 0,12$	$-1,95 \pm 0,12$	$-2,34 \pm 0,16$	$-1,96 \pm 0,12$
	$-2,34 \pm 0,06$	$-2,10 \pm 0,06$	$-2,43 \pm 0,10$	$-2,29 \pm 0,15$	$-2,39 \pm 0,12$	$-2,03 \pm 0,12$	$-2,50 \pm 0,17$	$-2,00 \pm 0,12$
20	$1,12 \pm 0,06$	$1,14 \pm 0,06$	$1,09 \pm 0,10$	$0,99 \pm 0,13$	$0,96 \pm 0,10$	$1,16 \pm 0,10$	$0,90 \pm 0,15$	$1,17 \pm 0,11$
	$1,09 \pm 0,06$	$1,26 \pm 0,06$	$1,02 \pm 0,09$	$1,02 \pm 0,15$	$0,93 \pm 0,10$	$1,23 \pm 0,11$	$0,85 \pm 0,15$	$1,27 \pm 0,11$
30	$0,64 \pm 0,07$	$0,64 \pm 0,08$	$0,63 \pm 0,10$	$0,61 \pm 0,16$	$0,59 \pm 0,13$	$0,73 \pm 0,14$	$0,51 \pm 0,18$	$0,75 \pm 0,14$
	$0,64 \pm 0,07$	$0,72 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,11$	$0,61 \pm 0,19$	$0,65 \pm 0,13$	$0,70 \pm 0,14$	$0,55 \pm 0,18$	$0,70 \pm 0,14$
40	$0,77 \pm 0,05$	$0,75 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,09$	$0,59 \pm 0,12$	$0,59 \pm 0,09$	$0,78 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,13$	$0,77 \pm 0,10$
	$0,77 \pm 0,05$	$0,78 \pm 0,06$	$0,69 \pm 0,09$	$0,54 \pm 0,14$	$0,59 \pm 0,10$	$0,74 \pm 0,11$	$0,46 \pm 0,14$	$0,74 \pm 0,11$
50	$0,00 \pm 0,07$	$0,00 \pm 0,07$	$0,00 \pm 0,12$	$0,00 \pm 0,18$	$0,00 \pm 0,13$	$0,00 \pm 0,15$	$0,00 \pm 0,19$	$0,00 \pm 0,14$
	$0,00 \pm 0,07$	$0,00 \pm 0,07$	$0,00 \pm 0,12$	$0,00 \pm 0,23$	$0,00 \pm 0,13$	$0,00 \pm 0,15$	$0,00 \pm 0,20$	$0,00 \pm 0,15$

(1) : SOMME HAUTE ENERGIE
(2) : SOMME BASSE ENERGIE

Tableau III.7 : Ecart à la linéarité avec gains corrigés.

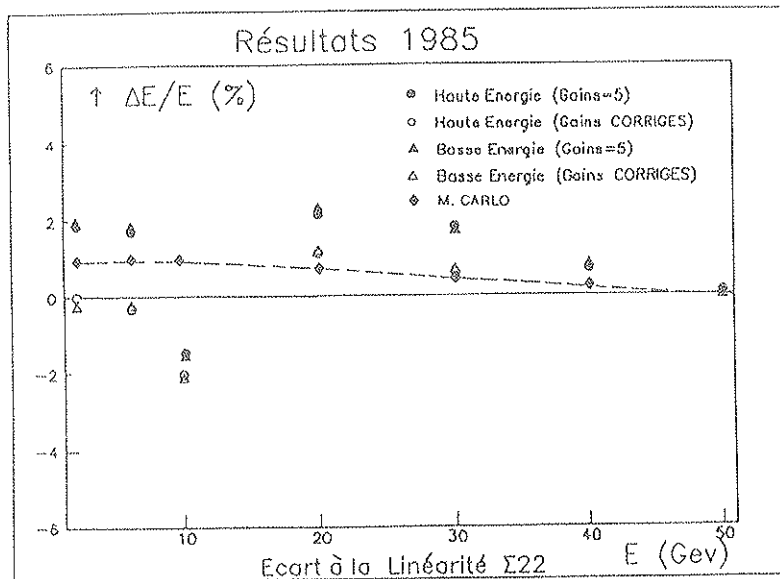


Figure III.17 : Ecart à la linéarité de la somme de 22 cristaux de BGO.

A partir de ces résultats on peut considérer que :

- i) La linéarité de la somme des 9 cristaux centraux est plus mauvaise que celle de la somme des 22 cristaux de la matrice, ce qui était prévisible étant donné que le confinement de la gerbe électromagnétique dépend du volume effectif du détecteur
- ii) Les écarts à la linéarité relatifs à la voie BE et à la voie HE sont quasi-identiques
- iii) La linéarité est plus mauvaise dans le cas où l'on a une tache de faisceau de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ que pour un faisceau de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ (mis à part à 2 et 6 GeV où l'on n'avait pas suffisamment de statistique). Ceci provient du fait qu'en sélectionnant les particules arrivant plus au centre de la matrice, on sélectionne des gerbes électromagnétiques qui présentent moins de fuites latérales.
- iv) En corrigeant les gains des étages d'amplification, on améliore sensiblement la linéarité
- v) Enfin, le grand problème fut rencontré à 10 GeV où l'écart à la linéarité atteint environ - 3 % par rapport aux résultats Monte-Carlo (EGS), ce problème, comme on le verra par la suite, provient de la voie HE du canal central.

Afin de comprendre ce dernier point, des mesures précises de linéarité ont été réalisées au laboratoire :

Linéarité du préampli de charge

Les mesures de linéarité intégrale et différentielle ont été réalisées dans les conditions de la Figure III.18.a et les résultats sont présentés dans les Figures III.18.b-c . En résumé :

- linéarité intégrale :

- de 0 à 5 volts : 0,05 % au maximum
- de 0 à 8 volts : 0,1 % au maximum
- avec des câbles de 0,5 à 13 mètres de long

- linéarité différentielle :

- de 0 à 5 volts : 0,1 % au maximum
- de 0 à 8 volts : 0,8 % au maximum
- pour 10^5 électrons injectés.

On peut donc conclure que le préampli de charge n'est pas à l'origine de la non-linéarité observée à 10 GeV.

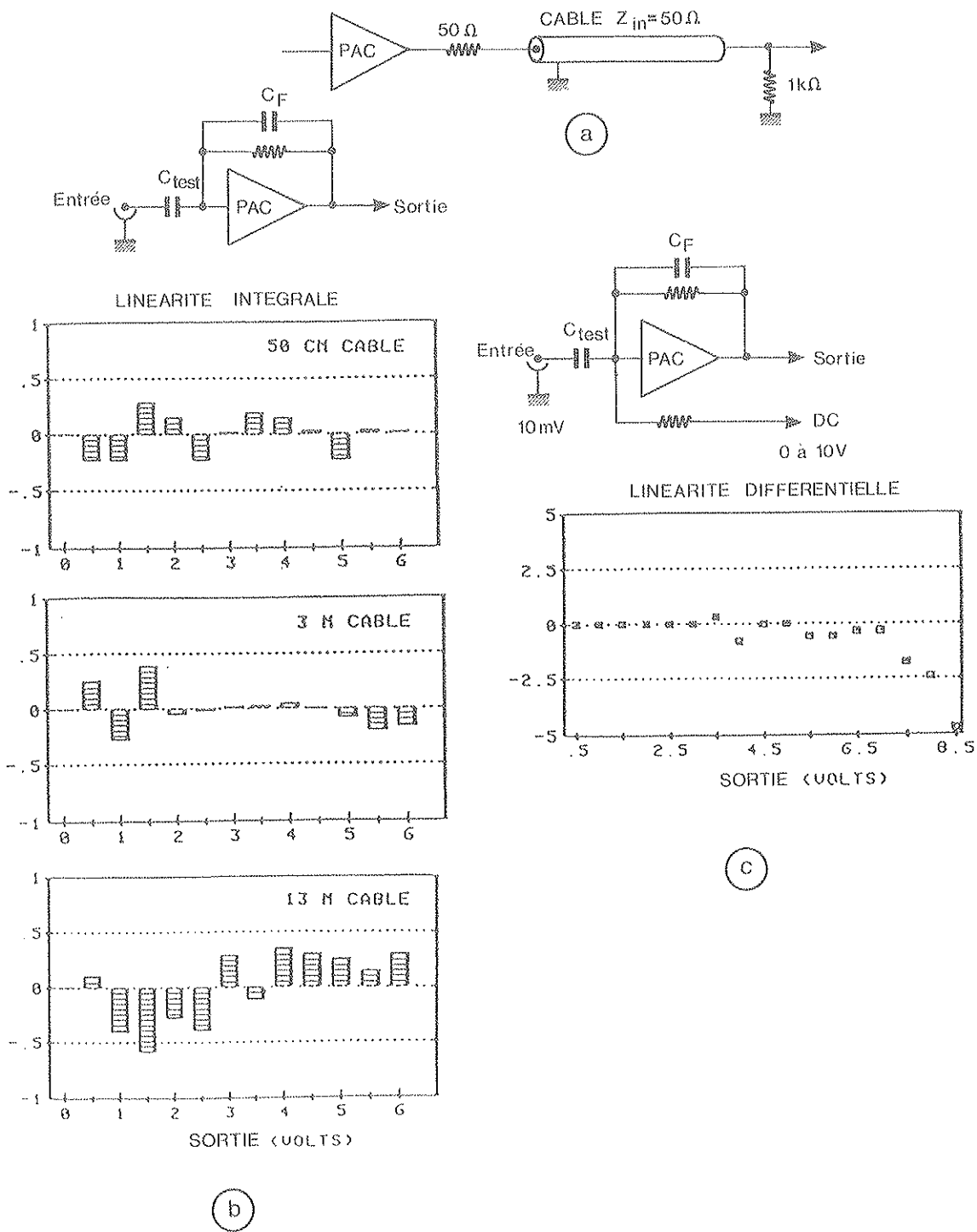


Figure III.18 : Linéarité du préampli de charge (PAC-LP2)

- a) conditions expérimentales des mesures
- b) linéarité intégrale
- c) linéarité différentielle.

Linéarité de la chaîne ampli + échantillonneur bloqueur

Cette étude a été réalisée à l'aide d'un générateur d'impulsions très précis (ORTEC) qui injectait des charges à l'entrée du préampli de charges (Figure III.19).

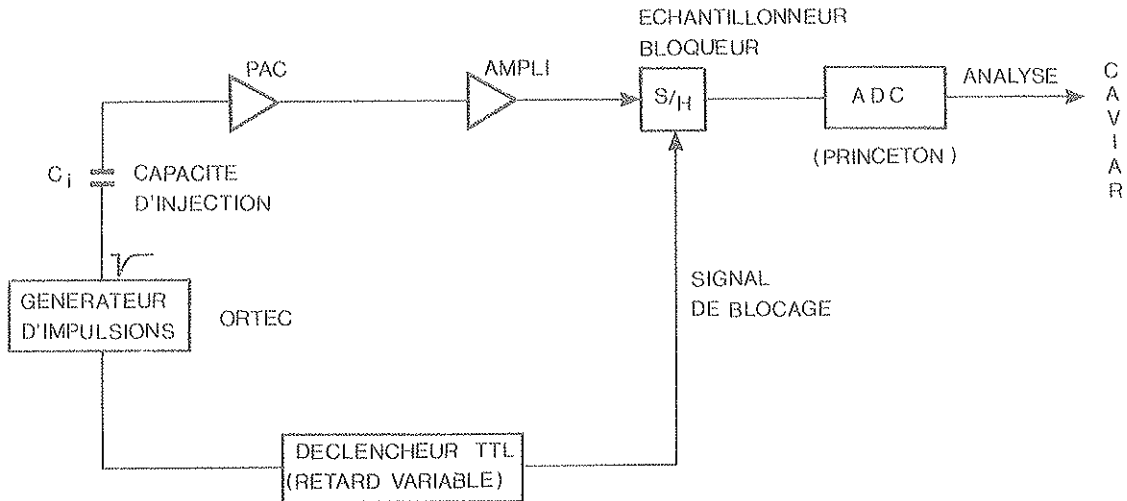


Figure III.19 : Dispositif adopté pour l'étude de la linéarité de l'ensemble préampli ampli, échantillonneur-bloqueur et ADC, au laboratoire.

La Figure III.20.a montre l'écart à la linéarité de la chaîne dans des conditions non optimales, c'est-à-dire une constante de mise en forme de l'ampli-filtre, τ , de $1 \mu s$ et échantillonneur-bloqueur fonctionnant sous une tension voisine de 11,5 volts au lieu de la tension nominale (15 volts).

La Figure III.20.b correspond à une tension de l'échantillonneur-bloqueur de 15 volts et $\tau = 1 \mu s$; on voit qu'il y a une nette amélioration de la linéarité jusqu'à des impulsions de 6 à 7 volts, au-delà la non-linéarité devient $> 1 \%$.

Avec une tension de l'échantillonneur-bloqueur de 15 volts et une constante de mise en forme de $1,4 \mu s$ nous obtenons une linéarité parfaite (Figure III.20.c).

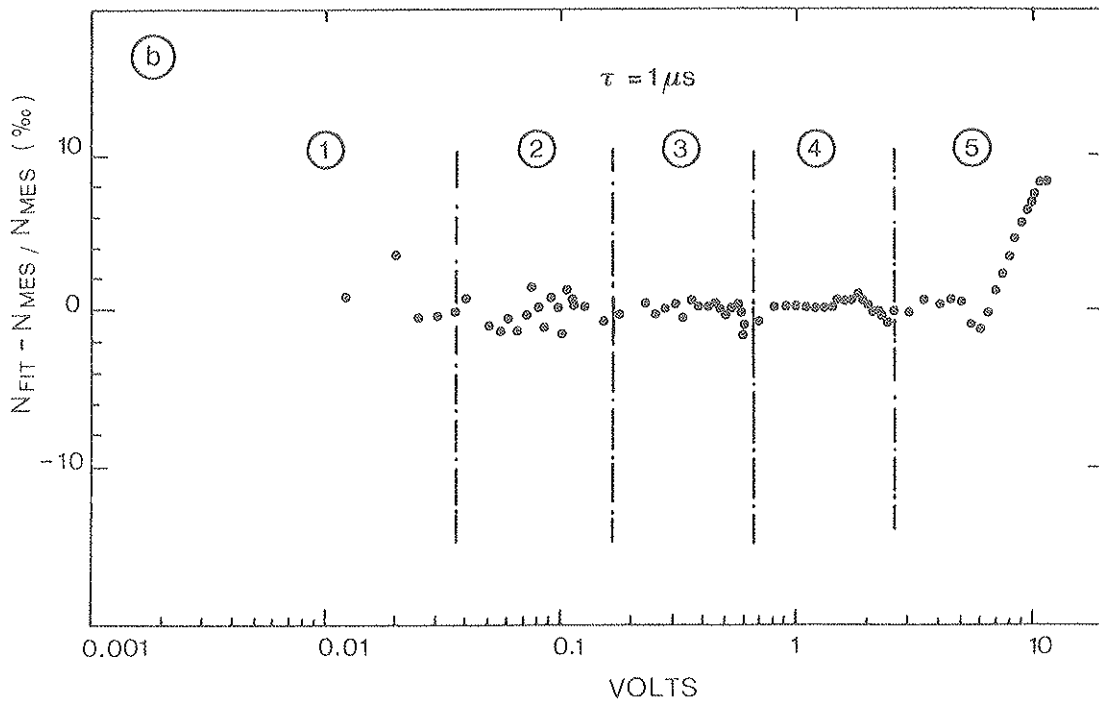
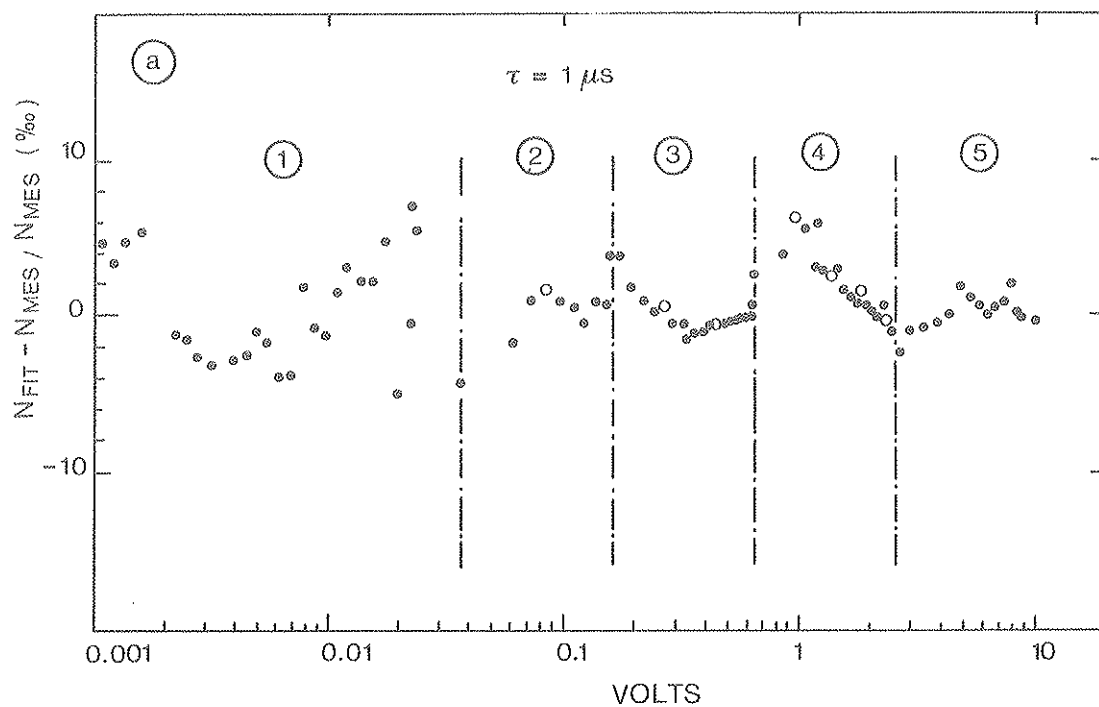
La Figure III.20.d illustre la linéarité de la voie amplifiée avec une tension de l'échantillonneur-bloqueur de 15 volts et une constante de mise en forme de $2 \mu s$.

En résumé, nous avons 3 effets qui contribuent à la dégradation de la linéarité :

1. Effet des conditions de fonctionnement des composants (surtout l'échantillonneur-bloqueur) : alimentation des cartes.
2. Effet de la constante de mise en forme, τ , sur l'échantillonneur-bloqueur : temps de montée des impulsions trop rapide ($1 \mu s$) par rapport au temps d'acquisition de l'échantillonneur-bloqueur ; ce problème peut être résolu, soit en utilisant un échantillonneur-bloqueur plus rapide (HARRIS 5330 dont le temps d'acquisition est de $0,4 \mu s$), soit en utilisant une mise en forme plus longue ($1,4 \mu s$) comme il a été montré.
3. Effet d'influence de la voie BE sur la voie HE ; problème résolu en découplant au maximum ces deux voies.

Remarque :

Ne pouvant remonter aux conditions exactes de fonctionnement lors des tests au CERN, il n'a pas été possible de corriger les résultats pour tenir compte de cet effet de non linéarité. Mais cet effet a été entièrement compris, et des solutions ont été apportées depuis.



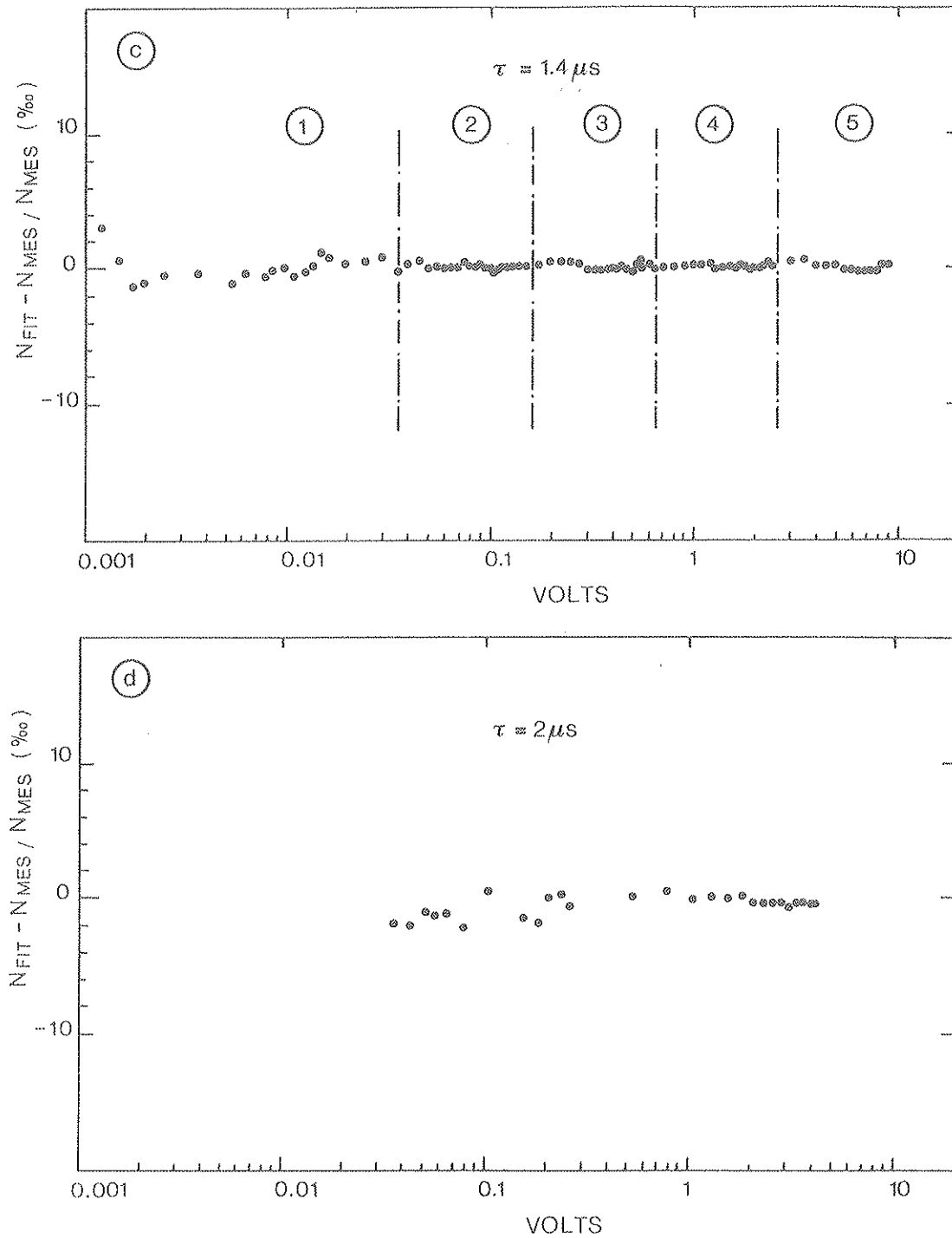


Figure III.20 : Linéarité de l'ensemble préampli, ampli, échantillonneur-bloqueur et ADC

a) voie HE, $V_s/h = 11$ V, $\tau = 1,0 \mu s$

b) voie HE, $V_s/h = 15$ V, $\tau = 1,0 \mu s$

c) voie HE, $V_s/h = 15$ V, $\tau = 1,4 \mu s$

d) voie BE, $V_s/h = 15$ V, $\tau = 2,0 \mu s$

avec i : numéro de l'étage d'amplification

V_s/h : tension de fonctionnement de l'échantillonneur-bloqueur

III.4.D Etude de la résolution en énergie

En ce qui concerne les différentes contributions à la résolution en énergie se référer au Chapitre II.

L'essentiel des résultats est résumé dans les Tableaux III.8.a-b.

(a)

E	Faceceau 10x10 mm ²				Faceceau 05x05 mm ²			
	Lissage à ± 3,5 σ		Lissage à ± 1,5 σ		Lissage à ± 3,5 σ		Lissage à ± 1,5 σ	
	SONHE9 (1) SONHE9 (2)	SONHE22 (1) SONHE22 (2)	SONHE9 (1) SONHE9 (2)	SONHE22 (1) SONHE22 (2)	SONHE9 (1) SONHE9 (2)	SONHE22 (1) SONHE22 (2)	SONHE9 (1) SONHE9 (2)	SONHE22 (1) SONHE22 (2)
2	2.44 ± 0.16	1.92 ± 0.11	2.18 ± 0.25	1.56 ± 0.14	3.18 ± 0.52	2.29 ± 0.27	2.49 ± 0.49	1.17 ± 0.15
	2.30 ± 0.15	2.05 ± 0.11	2.21 ± 0.30	1.82 ± 0.18	2.39 ± 0.30	2.06 ± 0.23	1.83 ± 0.27	1.05 ± 0.12
6	1.12 ± 0.08	1.07 ± 0.07	1.03 ± 0.13	0.94 ± 0.11	1.52 ± 0.31	0.99 ± 0.15	1.20 ± 0.30	0.64 ± 0.10
	1.11 ± 0.08	1.07 ± 0.08	0.99 ± 0.11	0.96 ± 0.13	1.06 ± 0.17	0.84 ± 0.11	0.71 ± 0.12	0.52 ± 0.08
10	0.98 ± 0.03	0.87 ± 0.02	0.94 ± 0.05	0.84 ± 0.05	0.91 ± 0.05	0.79 ± 0.04	0.79 ± 0.08	0.69 ± 0.07
	0.97 ± 0.03	0.80 ± 0.02	0.90 ± 0.05	0.75 ± 0.05	0.88 ± 0.04	0.81 ± 0.04	0.82 ± 0.09	0.62 ± 0.07
20	0.94 ± 0.02	0.92 ± 0.02	0.98 ± 0.05	0.90 ± 0.05	0.90 ± 0.02	0.87 ± 0.02	0.94 ± 0.07	0.89 ± 0.07
	0.95 ± 0.02	0.91 ± 0.02	0.93 ± 0.04	0.90 ± 0.04	0.91 ± 0.03	0.87 ± 0.02	0.91 ± 0.06	0.92 ± 0.07
30	0.81 ± 0.03	0.90 ± 0.04	0.77 ± 0.05	0.91 ± 0.09	0.82 ± 0.05	0.89 ± 0.06	0.85 ± 0.10	1.06 ± 0.20
	0.82 ± 0.03	0.89 ± 0.04	0.80 ± 0.07	0.90 ± 0.09	0.85 ± 0.05	0.87 ± 0.06	0.82 ± 0.09	1.11 ± 0.23
40	0.77 ± 0.02	0.77 ± 0.02	0.72 ± 0.03	0.74 ± 0.04	0.76 ± 0.02	0.79 ± 0.03	0.73 ± 0.04	0.69 ± 0.04
	0.78 ± 0.02	0.76 ± 0.02	0.70 ± 0.03	0.71 ± 0.03	0.77 ± 0.02	0.80 ± 0.03	0.71 ± 0.04	0.70 ± 0.04
50	0.59 ± 0.03	0.60 ± 0.03	0.65 ± 0.08	0.75 ± 0.10	0.57 ± 0.06	0.62 ± 0.07	0.50 ± 0.08	1.23 ± 0.74
	0.58 ± 0.03	0.61 ± 0.03	0.63 ± 0.07	0.75 ± 0.10	0.58 ± 0.06	0.64 ± 0.07	0.52 ± 0.09	1.16 ± 0.60

(b)

E	Faceceau 10x10 mm ²				Faceceau 05x05 mm ²			
	Lissage à ± 3,5 σ		Lissage à ± 1,5 σ		Lissage à ± 3,5 σ		Lissage à ± 1,5 σ	
	SONHE9 (1) SONHE9 (2)	SONHE22 (1) SONHE22 (2)	SONHE9 (1) SONHE9 (2)	SONHE22 (1) SONHE22 (2)	SONHE9 (1) SONHE9 (2)	SONHE22 (1) SONHE22 (2)	SONHE9 (1) SONHE9 (2)	SONHE22 (1) SONHE22 (2)
2	2.37 ± 0.11	2.15 ± 0.11	2.22 ± 0.29	1.78 ± 0.18	2.32 ± 0.14	2.07 ± 0.14	1.97 ± 0.27	1.67 ± 0.20
	2.35 ± 0.11	2.22 ± 0.10	1.84 ± 0.16	2.06 ± 0.19	2.36 ± 0.14	2.06 ± 0.13	1.89 ± 0.21	1.77 ± 0.26
6	1.30 ± 0.08	1.14 ± 0.07	1.20 ± 0.13	0.88 ± 0.10	1.16 ± 0.12	1.25 ± 0.15	1.06 ± 0.21	0.85 ± 0.14
	1.27 ± 0.08	1.02 ± 0.07	1.16 ± 0.19	0.92 ± 0.11	1.24 ± 0.16	0.99 ± 0.12	0.85 ± 0.16	0.69 ± 0.10
10	1.01 ± 0.03	0.88 ± 0.02	0.95 ± 0.06	0.83 ± 0.05	1.02 ± 0.04	0.84 ± 0.03	0.90 ± 0.07	0.77 ± 0.07
	0.96 ± 0.03	0.81 ± 0.02	0.95 ± 0.05	0.76 ± 0.05	0.96 ± 0.04	0.80 ± 0.03	0.91 ± 0.07	0.71 ± 0.05
20	0.97 ± 0.02	0.92 ± 0.02	0.98 ± 0.04	0.91 ± 0.04	0.97 ± 0.02	0.92 ± 0.02	0.98 ± 0.04	0.91 ± 0.05
	0.97 ± 0.02	0.90 ± 0.02	0.97 ± 0.04	0.90 ± 0.04	0.96 ± 0.02	0.91 ± 0.02	0.97 ± 0.04	0.95 ± 0.05
30	0.83 ± 0.03	0.88 ± 0.03	0.74 ± 0.05	0.82 ± 0.06	0.86 ± 0.04	0.87 ± 0.04	0.84 ± 0.09	0.83 ± 0.05
	0.84 ± 0.03	0.87 ± 0.04	0.81 ± 0.07	0.74 ± 0.04	0.86 ± 0.04	0.87 ± 0.04	0.78 ± 0.06	0.77 ± 0.05
40	0.76 ± 0.02	0.76 ± 0.02	0.71 ± 0.04	0.71 ± 0.03	0.76 ± 0.02	0.78 ± 0.02	0.70 ± 0.04	0.67 ± 0.04
	0.77 ± 0.02	0.76 ± 0.02	0.72 ± 0.04	0.69 ± 0.03	0.76 ± 0.02	0.76 ± 0.02	0.70 ± 0.04	0.67 ± 0.04
50	0.62 ± 0.03	0.63 ± 0.03	0.55 ± 0.06	0.69 ± 0.11	0.63 ± 0.04	0.65 ± 0.04	0.54 ± 0.06	0.89 ± 0.24
	0.63 ± 0.03	0.60 ± 0.03	0.55 ± 0.06	0.68 ± 0.10	0.66 ± 0.04	0.61 ± 0.04	0.53 ± 0.06	0.76 ± 0.19

(1) : SONHE HAUTE ENERGIE
(2) : SONHE BASSE ENERGIE

Tableau III.8 : Résolution en énergie

- a) gains corrigés
b) gains non corrigés.

Les Tableaux III.9.a-b et les Figures III.21.a-b montrent les résolutions en énergies pondérées obtenues à partir de celles données par les lissages à $\pm 3,5 \sigma$ et $\pm 1,5 \sigma$.

(a)

E	Faisceau 10x10 mm ²		Faisceau 05x05 mm ²	
	< 3,5 + 1,5 SIG >		< 3,5 + 1,5 SIG >	
	SOMME9 (1) SOMME9 (2)	SOMME22 (1) SOMME22 (2)	SOMME9 (1) SOMME9 (2)	SOMME22 (1) SOMME22 (2)
2	2,36 ± 0,13	1,79 ± 0,08	2,82 ± 0,36	1,42 ± 0,13
	2,28 ± 0,13	1,99 ± 0,09	2,08 ± 0,20	1,28 ± 0,11
6	1,10 ± 0,07	1,03 ± 0,06	1,36 ± 0,21	0,75 ± 0,09
	1,07 ± 0,06	1,04 ± 0,07	0,82 ± 0,10	0,62 ± 0,06
10	0,98 ± 0,02	0,86 ± 0,02	0,86 ± 0,04	0,77 ± 0,04
	0,96 ± 0,02	0,79 ± 0,02	0,87 ± 0,04	0,75 ± 0,04
20	0,95 ± 0,02	0,92 ± 0,02	0,91 ± 0,02	0,87 ± 0,02
	0,95 ± 0,02	0,91 ± 0,02	0,91 ± 0,02	0,88 ± 0,02
30	0,80 ± 0,02	0,90 ± 0,03	0,83 ± 0,04	0,91 ± 0,06
	0,82 ± 0,03	0,89 ± 0,03	0,84 ± 0,04	0,88 ± 0,06
40	0,76 ± 0,01	0,77 ± 0,02	0,75 ± 0,02	0,77 ± 0,02
	0,76 ± 0,01	0,75 ± 0,01	0,75 ± 0,02	0,77 ± 0,02
50	0,59 ± 0,03	0,61 ± 0,03	0,55 ± 0,05	0,62 ± 0,07
	0,59 ± 0,03	0,62 ± 0,03	0,56 ± 0,05	0,65 ± 0,07

b

E	Faisceau 10x10 mm ²		Faisceau 05x05 mm ²	
	< 3,5 + 1,5 SIG >		< 3,5 + 1,5 SIG >	
	SOMME9 (1) SOMME9 (2)	SOMME22 (1) SOMME22 (2)	SOMME9 (1) SOMME9 (2)	SOMME22 (1) SOMME22 (2)
2	2,35 ± 0,10	2,05 ± 0,09	2,25 ± 0,12	1,93 ± 0,12
	2,19 ± 0,09	2,18 ± 0,09	2,20 ± 0,12	2,00 ± 0,11
6	1,27 ± 0,07	1,04 ± 0,06	1,13 ± 0,10	1,04 ± 0,10
	1,26 ± 0,07	0,99 ± 0,06	1,06 ± 0,11	0,82 ± 0,08
10	1,00 ± 0,03	0,87 ± 0,02	1,00 ± 0,03	0,83 ± 0,03
	0,96 ± 0,02	0,80 ± 0,02	0,95 ± 0,03	0,78 ± 0,03
20	0,97 ± 0,02	0,92 ± 0,01	0,97 ± 0,02	0,92 ± 0,02
	0,97 ± 0,02	0,90 ± 0,01	0,97 ± 0,02	0,91 ± 0,02
30	0,81 ± 0,03	0,87 ± 0,03	0,85 ± 0,04	0,85 ± 0,03
	0,84 ± 0,03	0,82 ± 0,03	0,83 ± 0,04	0,83 ± 0,03
40	0,75 ± 0,01	0,75 ± 0,01	0,75 ± 0,02	0,75 ± 0,02
	0,76 ± 0,01	0,75 ± 0,01	0,75 ± 0,02	0,74 ± 0,02
50	0,60 ± 0,03	0,63 ± 0,03	0,61 ± 0,03	0,65 ± 0,04
	0,62 ± 0,03	0,60 ± 0,03	0,62 ± 0,03	0,62 ± 0,03

(1) : SOMME HAUTE ENERGIE
(2) : SOMME BASSE ENERGIE

Tableau III.9 : Résolution en énergie pondérée par les lissages à $\pm 1,5 \sigma$ et $\pm 3,5 \sigma$

- a) gains corrigés
b) gains non corrigés.

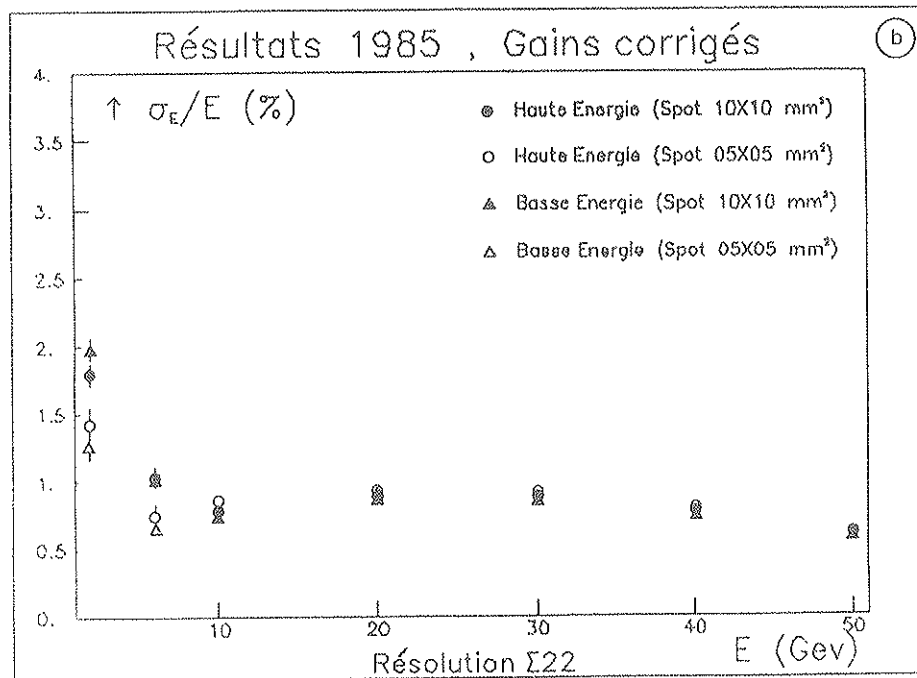
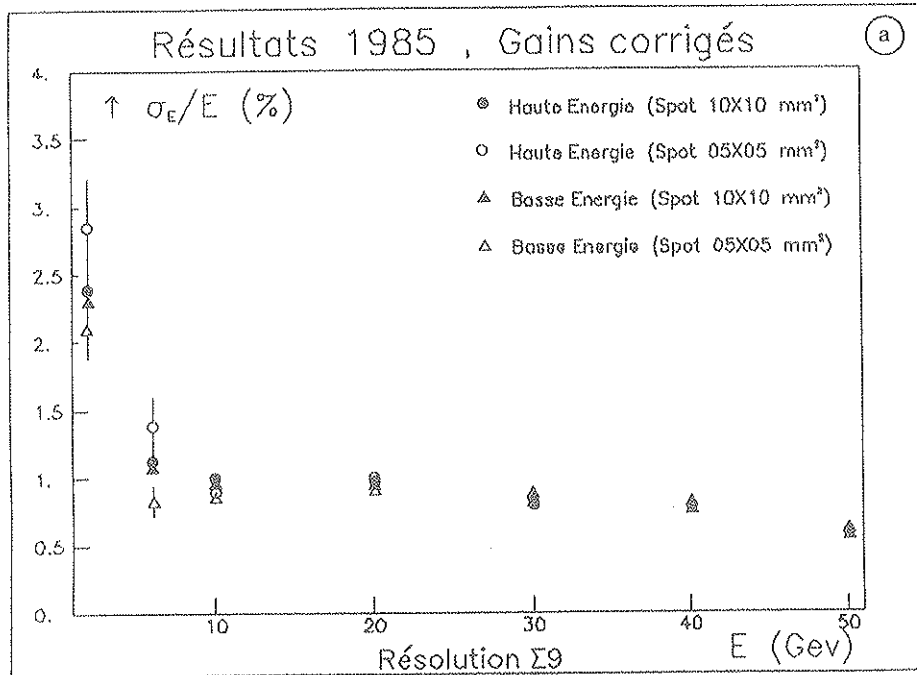


Figure III.21 : Résolution en énergie (σ_E/E %)

- a) somme des 9 cristaux avec gains corrigés
- b) somme des 22 cristaux avec gains corrigés.

A partir de ces résultats, les constatations suivantes s'imposent :

1. La résolution en énergie de la somme de 22 cristaux est meilleure que celle de la somme de 9 grâce à un meilleur confinement de la gerbe électromagnétique.

2. La résolution en énergie obtenue avec un lissage à $\pm 1,5 \sigma$ est meilleure que celle obtenue avec un lissage à $\pm 3,5 \sigma$ grâce à l'élimination des traînées vers les basses énergies.

3. Le choix d'un faisceau plus étroit améliore légèrement la résolution en énergie.

4. Les améliorations apportées à la résolution en énergie par la voie BE ne sont pas évidentes, nous pensons que les causes de ce fait sont :

i) comme le cristal central reçoit environ 80 % de l'énergie des particules incidentes, c'est lui qui domine la résolution en énergie de la somme des 9 ou 22 cristaux centraux.

D'autre part, dans la somme des énergies relatives aux voies BE le cristal central intervenait systématiquement par son signal HE (la voie BE saturait en permanence (cf. 3.C.a) et comme il présentait un bruit électronique assez élevé (cf. 4.B.a), on peut penser que cet effet contribuait à masquer le rôle de la voie BE.

ii) le taux de bruit corrélé relatif aux voies BE était assez élevé (cf. 4.B.b)

iii) signalons enfin que l'on n'a pas eu suffisamment de temps pour optimiser les conditions expérimentales (bruit électronique, implantation, découplage des masses ...).

Afin de mieux voir l'effet de la correction des gains des étages d'amplification, nous avons rajouté les Figures III.22.a-b qui représentent la différence entre les résolutions en énergie obtenues dans les deux cas :

$$\Delta (\sigma_E / E) = (\sigma_E / E)_{\text{gains corrigés}} - (\sigma_E / E)_{\text{gains non corrigés}}$$

Nous voyons que, mis à part à 2 et 6 GeV avec une tache de faisceau de $7 \times 7 \text{ mm}^2$ où l'on avait peu de statistique, on obtenait en général une légère amélioration en appliquant les corrections.

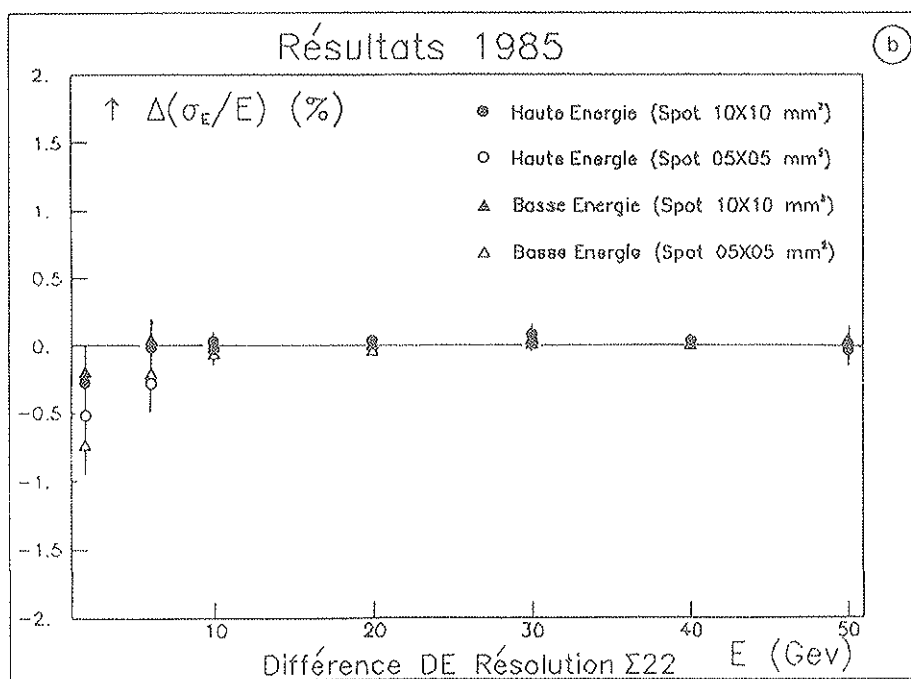
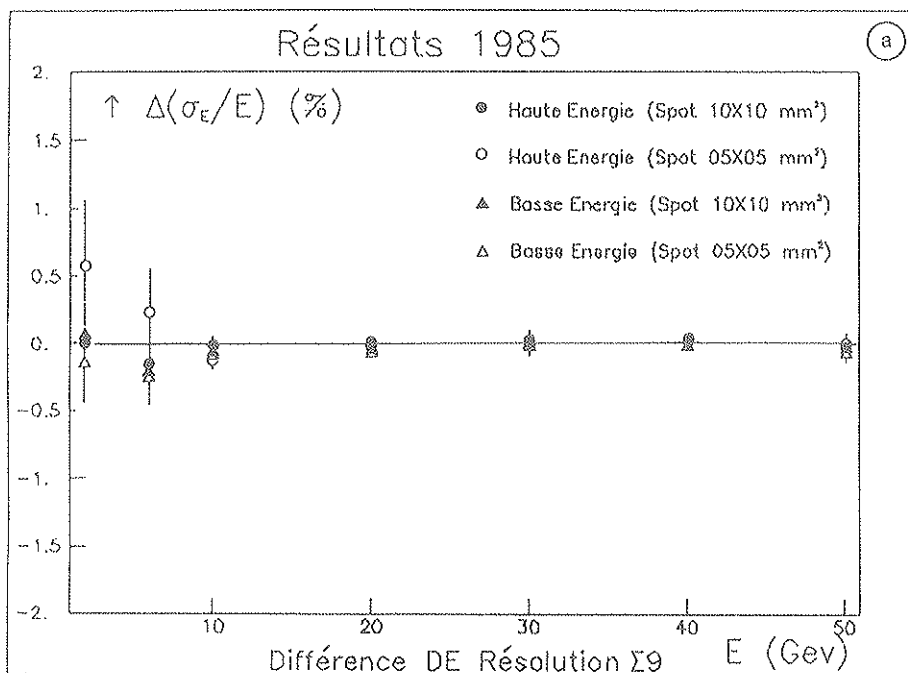


Figure III.22 : (σ_E/E) gains corrigés - (σ_E/E) gains non corrigés

a) somme des 9 cristaux centraux

b) somme des 22 cristaux centraux.

III.4.E Développement transversal des gerbes électromagnétiques

Cette étude est menée de deux manières différentes :

i) En exploitant les résultats des lissages des distributions en énergie déposée dans le cristal central, dans la somme des 9 et dans la somme des 22 et dont les résultats sont regroupés dans les Figures III.23 A-B et dans les Tableaux III.10.a-b.

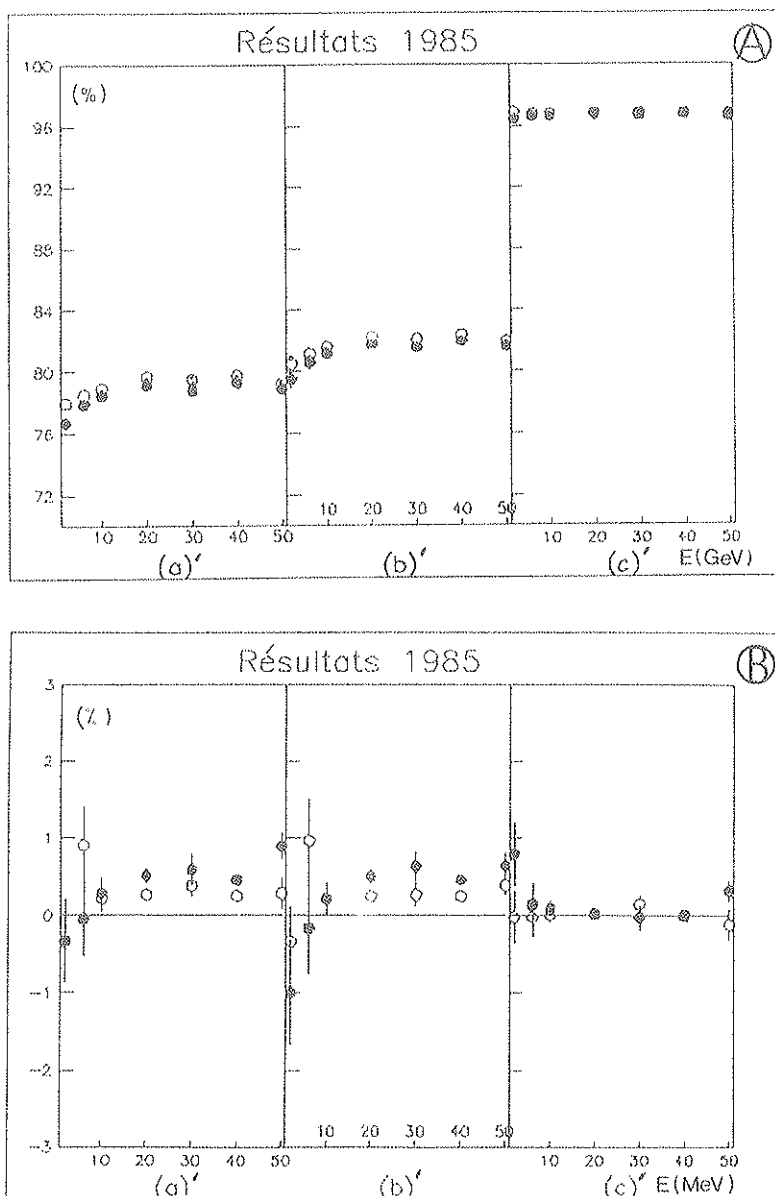


Figure III.23 : Rapports d'énergie déposée

A) faisceau de $10 \times 10 \text{ mm}^2$

B) variation de ces rapports entre un faisceau de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ et $5 \times 5 \text{ mm}^2$

a') cristal central/somme de 22

b') cristal central/somme de 9

c') somme de 9/somme de 22.

(a)

G e v	Faïenceau 10x10 mm ²			Faïenceau 05x05 mm ²		
	CxC/S09 (1) CxC/S09 (2)	CxC/S22 (1) CxC/S22 (2)	S09/S22 (1) S09/S22 (2)	CxC/S09 (1) CxC/S09 (2)	CxC/S22 (1) CxC/S22 (2)	S09/S22 (1) S09/S22 (2)
	2	79.85 ± 0.39 79.52 ± 0.52	76.63 ± 0.34 76.71 ± 0.45	96.21 ± 0.28 96.47 ± 0.31	78.26 ± 0.97 78.53 ± 0.83	75.80 ± 0.80 76.39 ± 0.62
6	80.43 ± 0.31 80.64 ± 0.46	77.67 ± 0.29 77.91 ± 0.43	96.57 ± 0.16 96.61 ± 0.19	80.38 ± 0.75 80.48 ± 0.71	77.76 ± 0.61 77.87 ± 0.56	96.73 ± 0.42 96.75 ± 0.36
10	80.87 ± 0.10 81.22 ± 0.15	78.14 ± 0.09 78.46 ± 0.14	96.63 ± 0.06 96.60 ± 0.08	81.51 ± 0.17 81.44 ± 0.26	78.80 ± 0.16 78.75 ± 0.24	96.87 ± 0.10 96.70 ± 0.13
20	81.61 ± 0.06 81.78 ± 0.09	78.96 ± 0.05 79.12 ± 0.08	96.75 ± 0.04 96.75 ± 0.07	82.16 ± 0.07 82.29 ± 0.13	79.53 ± 0.07 79.64 ± 0.12	96.80 ± 0.06 96.78 ± 0.10
30	81.47 ± 0.10 81.56 ± 0.15	78.85 ± 0.10 78.86 ± 0.16	96.78 ± 0.08 96.69 ± 0.11	82.13 ± 0.13 82.20 ± 0.22	79.55 ± 0.13 79.46 ± 0.25	96.85 ± 0.12 96.67 ± 0.21
40	81.67 ± 0.05 81.94 ± 0.06	79.26 ± 0.04 79.30 ± 0.06	96.80 ± 0.04 96.78 ± 0.06	82.36 ± 0.06 82.41 ± 0.08	79.74 ± 0.06 79.76 ± 0.08	96.81 ± 0.06 96.76 ± 0.07
50	81.49 ± 0.15 81.63 ± 0.14	78.67 ± 0.14 78.91 ± 0.16	96.77 ± 0.07 96.66 ± 0.15	82.26 ± 0.19 82.06 ± 0.30	79.81 ± 0.19 79.05 ± 1.01	96.99 ± 0.13 96.34 ± 1.05

(b)

G e v	Faïenceau 10x10 mm ²			Faïenceau 05x05 mm ²		
	CxC/S09 (1) CxC/S09 (2)	CxC/S22 (1) CxC/S22 (2)	S09/S22 (1) S09/S22 (2)	CxC/S09 (1) CxC/S09 (2)	CxC/S22 (1) CxC/S22 (2)	S09/S22 (1) S09/S22 (2)
	2	80.70 ± 0.31 80.51 ± 0.41	77.95 ± 0.30 78.00 ± 0.36	96.59 ± 0.24 96.88 ± 0.33	80.53 ± 0.40 80.18 ± 0.47	77.64 ± 0.36 77.67 ± 0.42
6	80.87 ± 0.29 81.17 ± 0.40	78.25 ± 0.27 78.55 ± 0.37	96.75 ± 0.17 96.77 ± 0.19	81.72 ± 0.39 82.13 ± 0.69	79.09 ± 0.40 79.46 ± 0.63	96.78 ± 0.27 96.75 ± 0.28
10	81.30 ± 0.10 81.58 ± 0.15	78.69 ± 0.09 78.95 ± 0.14	96.79 ± 0.06 96.77 ± 0.08	81.64 ± 0.12 81.80 ± 0.18	79.01 ± 0.11 79.17 ± 0.17	96.77 ± 0.08 96.78 ± 0.11
20	82.08 ± 0.05 82.24 ± 0.08	79.53 ± 0.05 79.66 ± 0.08	96.89 ± 0.04 96.87 ± 0.06	82.39 ± 0.06 82.49 ± 0.09	79.84 ± 0.05 79.93 ± 0.08	96.90 ± 0.05 96.89 ± 0.07
30	81.98 ± 0.10 82.08 ± 0.13	79.43 ± 0.10 79.51 ± 0.13	96.89 ± 0.08 96.87 ± 0.10	82.44 ± 0.11 82.35 ± 0.16	79.86 ± 0.10 79.90 ± 0.14	96.86 ± 0.10 97.02 ± 0.13
40	82.22 ± 0.05 82.33 ± 0.06	79.68 ± 0.04 79.75 ± 0.05	96.91 ± 0.04 96.86 ± 0.06	82.56 ± 0.05 82.58 ± 0.07	80.01 ± 0.05 80.00 ± 0.07	96.90 ± 0.05 96.88 ± 0.06
50	81.67 ± 0.10 81.89 ± 0.13	79.15 ± 0.10 79.29 ± 0.14	96.92 ± 0.06 96.82 ± 0.11	82.30 ± 0.10 82.29 ± 0.12	79.80 ± 0.10 79.58 ± 0.26	96.97 ± 0.09 96.71 ± 0.28

CxC : Cristal central
 S09 : Somme des 9 cristaux centraux
 S22 : Somme des 22 cristaux centraux

(1) : Lisage à ± 3.5 Sigma
 (2) : Lisage à ± 1.5 Sigma

Tableau III.10 : Pourcentages d'énergie déposée (%)

- a) gains corrigés
 b) gains non corrigés.

ii) En utilisant les moyennes directes (sans lissage) des distributions en énergie déposée dans chaque cristal, ce qui permet d'établir une carte d'énergie déposée de la matrice **Tableau III.11**.

2 GeV

	0.3	0.4	0.3	0.1
0.3	1.4	3.4	1.2	0.3
0.4	4.0	75.6	3.3	0.4
0.3	1.4	4.3	1.4	0.3
	0.3	0.4	0.3	

20 GeV

	0.2	0.3	0.2	0.1
0.2	1.1	2.8	1.1	0.2
0.3	3.6	78.9	3.0	0.3
0.2	1.3	3.8	1.4	0.2
	0.3	0.4	0.2	

50 GeV

	0.2	0.3	0.2	0.1
0.2	1.1	3.1	1.1	0.2
0.3	3.3	78.4	3.2	0.3
0.2	1.2	4.0	1.3	0.2
	0.2	0.4	0.3	

Tableau III.11 : Cartographie des rapports d'énergie déposée (%).

D'après la Figure III.23.a on voit que les pourcentages d'énergie déposée, cristal central/somme de 9 et cristal central/somme de 22, avec des gains non corrigés sont systématiquement supérieurs à ceux obtenus avec les gains corrigés, ceci peut être expliqué en raisonnant comme suit : on indicera par "NOC" les signaux non corrigés et par "CO" les signaux corrigés.

Soit S_i le signal issu du canal i , nous avons :

$$S_i^{\text{NOC}} = \text{ADC}_i / (5^{(5-m_i)} \cdot R_i^{\text{NOC}}) \quad (1)$$

$$S_i^{\text{CO}} = \text{ADC}_i / \left(\prod_{j=m_i}^4 G_{j,j+1}^j \cdot R_i^{\text{CO}} \right) \quad (2)$$

avec :

- i : indice de canal
- ADC : donnée brute de l'ADC
- R : constante d'intercalibration
- m : numéro de l'étage d'amplification
- $G_{j,j+1}$: gain relatif de l'étage j par rapport à l'étage $j+1$.

Les résultats expérimentaux nous donnent :

$$G_{j,j+1} = 5 \cdot (1 + \xi_{ij}) \quad (3)$$

avec une valeur moyenne de ξ_{ij} d'environ 0,0064.

Pour simplifier, nous supposons dans la suite que :

$$\xi_{ij} = \langle \xi_{ij} \rangle = \xi = 0,0064 \quad (4)$$

La formule (2) devient alors :

$$S_i^{\text{CO}} = \text{ADC}_i / [(5 \cdot (1 + \xi))^{5-m_i} \cdot R_i^{\text{CO}}] \quad (5)$$

qui à l'ordre 1 donne :

$$S_i^{\text{CO}} = \text{ADC}_i \cdot 5^{(m_i-5)} \cdot [1 - (5 - m_i) \xi] / R_i^{\text{CO}} \quad (6)$$

Dénotons par Σ_1 , Σ_9 et Σ_{22} les énergies déposées dans le cristal central, dans la somme de 9 et dans la somme de 22 cristaux respectivement.

Hormis le cristal central, tous les m_i sont en général égaux à une même valeur m ($m = 2$ dans notre cas).

Dénotons par m_1 le numéro de l'étage d'amplification correspondant au cristal central, les formules (1) et (6) nous donnent :

$$S_i^{\text{NOC}} = S_i^{\text{CO}} \cdot (1 + (5 - m_i) \xi) \cdot (R_i^{\text{CO}} / R_i^{\text{NOC}}) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_1^{\text{NOC}} &= (1 + (5 - m_1) \xi) \cdot \Sigma_1^{\text{CO}} ; R_1^{\text{CO}} / R_1^{\text{NOC}} = 1 \\ &= \beta_1 \cdot \Sigma_1^{\text{CO}} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\Sigma_9^{\text{CO}} = \Sigma_1^{\text{CO}} + \sum_{i=2}^9 S_i^{\text{CO}} \quad (9)$$

$$\Sigma_{22}^{\text{CO}} = \Sigma_1^{\text{CO}} + \sum_{i=2}^9 S_i^{\text{CO}} + \sum_{i=10}^{22} S_i^{\text{CO}} \quad (10)$$

Pour continuer à simplifier le problème, supposons que les fractions d'énergie déposées dans l'un des 8 (16) cristaux entourant le cristal central par rapport à celle déposée dans ce dernier soient toutes égales à une même valeur K'_8 (K'_{16}) ; les formules (9) et (10) deviennent alors :

$$\Sigma_9^{\text{CO}} = (1 + 8 \cdot K'_8) \cdot \Sigma_1^{\text{CO}} = (1 + K_8) \cdot \Sigma_1^{\text{CO}} ; K_8 = 8 \cdot K'_8 \quad (9')$$

$$\Sigma_{22}^{\text{CO}} = (1 + 8 \cdot K'_8 + 16 \cdot K'_{16}) \cdot \Sigma_1^{\text{CO}} = (1 + K_8 + K_{16}) \cdot \Sigma_1^{\text{CO}} ; K_{16} = 16 \cdot K'_{16} \quad (10')$$

Tout calcul fait, nous avons :

$$\Sigma_9^{\text{CO}} = (\beta_1 + R \cdot \beta_8 \cdot K_8) \cdot \Sigma_1^{\text{CO}} \quad (11)$$

$$\Sigma_{22}^{\text{CO}} = [\beta_1 + R \cdot \beta_8 \cdot (K_8 + K_{16})] \cdot \Sigma_1^{\text{CO}} \quad (12)$$

avec $R = \langle R_i^{\text{CO}} / R_i^{\text{CO}} \rangle \approx 0,955$ et $\beta_8 = 1 + (5 - m) \xi$

Nous avons :

$$(\Sigma_1 / \Sigma_9)^{\text{NOC}} / (\Sigma_1 / \Sigma_1)^{\text{CO}} = (1 + K_8) / (1 + R \cdot \beta \cdot K_8) \quad (13)$$

où l'on a posé $\beta = \beta_8 / \beta_1 = (1 + (5 - m) \xi) / (1 + (5 - m_1) \xi) \approx 1 + (m_1 - m) \xi$

La relation (13) est supérieure à 1 si $R\beta < 1$, ce qui est le cas puisqu'au maximum nous avons :

$$\beta_{\text{max}} = 1 + 3 \xi = 1,019$$

et

$$\beta_{\text{max}} \cdot R = 0,973$$

Le même raisonnement est valable pour Σ_1 / Σ_{22} .

Quant au rapport Σ_9 / Σ_{22} on voit qu'il n'y a pas de différence entre les valeurs obtenues avec des gains corrigés et des gains non corrigés, en effet nous avons :

$$\frac{(\Sigma_9 / \Sigma_{22})^{\text{NOC}}}{(\Sigma_9 / \Sigma_{25})^{\text{CO}}} = \frac{(1 + R \cdot \beta \cdot K_8)}{(1 + K_8)} \cdot \frac{(1 + K_8 + K_{16})}{1 + R \beta (K_8 + K_{16})}$$

$$\approx 1 \quad ; \quad \text{car} \quad K_{16} \approx 0,03$$

ce qu'il fallait démontrer.

CONCLUSION

La conclusion la plus importante qui découle de ces résultats est certainement la nécessité d'amplifier les faibles signaux afin d'améliorer le rapport signal sur bruit et donc de couper la gamme dynamique en deux parties : basse énergie (voie amplifiée) et haute énergie (voie normale). Cette conclusion a été retenue par la collaboration L3-BGO. Une mise en forme du type intégrateur avec remise à zéro a été préférée à la mise en forme du type Gaussienne décrite dans ce chapitre [9].

Nous venons de voir que le fait d'éloigner l'ADC des préamplificateurs est possible. En effet, le bruit électronique est comparable à celui obtenu à Cornell [2] avec la même électronique placée juste après les préamplis.

Les photodiodes HAMAMATSU 1790 S sont plus performantes que les MICRON SEMI-CONDUCTEUR : gains moyens, pour 2 photodiodes, de 36 $\mu\text{V}/\text{MeV}$ pour le premier genre et 25 $\mu\text{V}/\text{MeV}$ pour le deuxième, avec la même chaîne électronique, d'où un rendement quantique plus élevé pour les HAMAMATSU.

Le rendement lumineux du réflecteur HARSHAW est meilleur que celui du mylar aluminisé (environ 30 % de lumière en plus), par contre il est plus épais (de l'ordre de 200 μm et 12 μm respectivement), ce qui contribue à détériorer la résolution en énergie, surtout à haute énergie. Le compromis adopté, en considérant toute la gamme d'énergie, après calculs de simulation Monte-Carlo, est d'utiliser comme réflecteur la solution du mylar aluminisé de faible épaisseur pour enrober les cristaux de BGO du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3.

Finalement, nous obtenons des résultats très satisfaisants, et en nette amélioration par rapport à ceux obtenus en 1983 et en 1984 surtout vers les basses énergies ($< 6 \text{ GeV}$). En effet, le niveau du bruit électronique est passé de 5 MeV à 2 MeV pour la voie HE et à 1 MeV pour la voie BE. Quant à l'amélioration de la résolution en énergie, elle est illustrée sur la Figure III.24, où est résumé l'ensemble des résultats obtenus depuis 1983. Nous avons aussi porté sur cette figure, les plus récents résultats obtenus en 1985 sur un ensemble de 100 cristaux. Il s'agit de moyennes pondérées des six meilleures résolutions en énergie, de matrices de 25 cristaux chacune. Les résolutions obtenues sont meilleures que celles présentées dans cette thèse, ce qui peut s'expliquer par :

- le fait que le système de réfrigération et le programme de monitoring de la température étaient hors service lors de nos prises de données (présentées dans cette thèse)
- mis à part 50 GeV, nous avons eu une et une seule prise de données par énergie, ce qui ne nous a pas permis de faire des recoupements de résultats

- une intensité du faisceau trop élevée ; en effet, à 50 GeV nous avons eu deux prises de données : une avec forte intensité et l'autre avec une faible intensité, cette dernière a donné des résultats meilleurs qu'avec la première. Cet effet pourrait être supprimé par l'adaptation sur la voie H.E. d'un "base line restorer", comme c'est le cas sur la voie B.E.

La calibration des gains des étages d'amplification de l'ADC de Princeton est nécessaire.

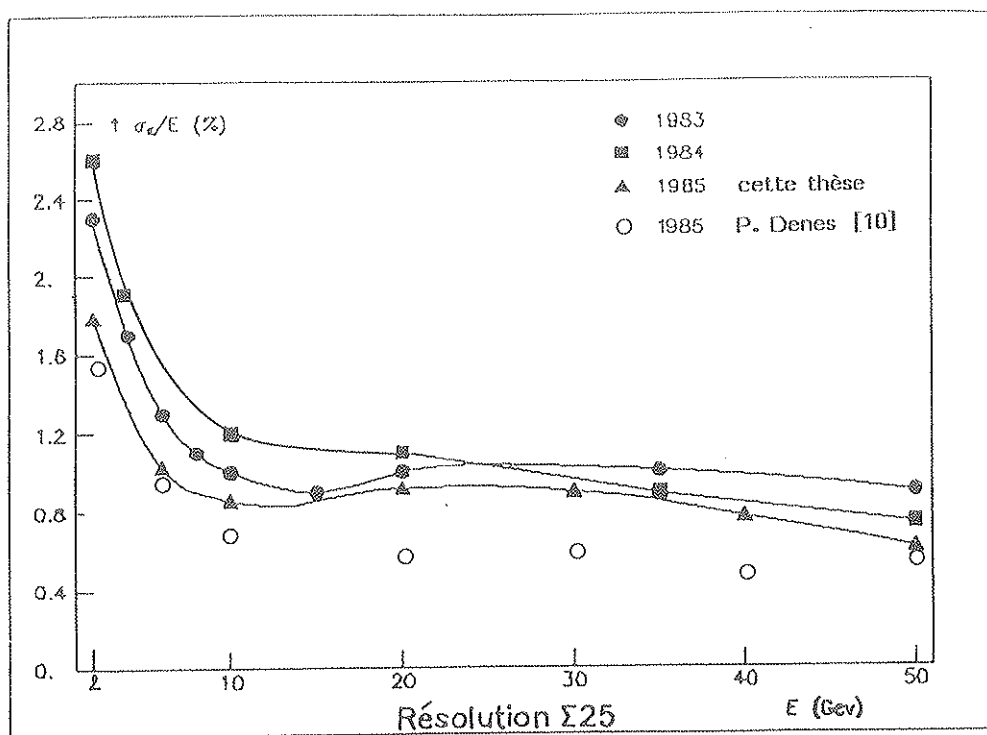


Figure III.24 : Evolution de la résolution en énergie entre 1983 et 1985.

REFERENCES

- [1] J.A. Bakken et al., Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. 228 (1985) 294-302.
- [2] P. Lebrun,
Thèse de Diplôme de Doctorat, Université Cl. Bernard Lyon-1, Mars 1986.
- [3] Front and electronics for the BGO detector. The charge sensitive preamplifier and RC-CR shaping, CERN/L3, Internal Report, 28 Novembre 1985.
- [4] P. Sahuc, J.C. Caldero et M. Reynaud, Rapport LYCEN (à paraitre).
- [5] A read-out system for the BGO calorimeter
D. Summer, CERN/L3, Internal Report (Juin 1982).
- [6] J.A. Bakken et al., Report on the BGO read-out system, L3-BGO Electromagnetic Detector, CERN meeting, January 1984, p. 159.
- [7] Thermal regulation for the BGO electromagnetic calorimeter,
University of Lausanne, L3 Project, Status Report, Novembre 1985.
- [8] M. Caillat,
Thèse de Diplôme de Doctorat, Université de Grenoble-1, 21 Mars 1986.
- [9] Status of the dual resettable integrator,
The Princeton Group, Février 1986.
- [10] P. Denes, L3-Internal Report, April 1986.

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans ce mémoire, réalisé au sein du groupe de Lyon, en collaboration avec les laboratoires de L3 concernés par le calorimètre électromagnétique, se situe dans le cadre de l'étude du calorimètre à cristaux de BGO associés à des photodiodes de lecture, en vue d'optimiser ses performances.

Ce travail a commencé en 1982 et depuis n'a pas cessé de progresser. Les premiers tests effectués au CERN en 1983, et décrits dans ce mémoire, concernaient les tous premiers cristaux parallélépipédiques de BGO de grandes dimensions ($3 \times 3 \times 20 \text{ cm}^3$) associés à des photodiodes HAMAMATSU S1790 et à un système de digitalisation classique sur une gamme d'énergie allant de 1 à 50 GeV. Ces tests ont montré qu'un tel détecteur possédait d'excellentes caractéristiques (résolution en énergies comprises entre 3 % à 1 GeV et 1,5 % au-delà 10 GeV, résolution en position de l'ordre 3 mm à 2 GeV et de l'ordre du mm au-delà de 10 GeV, linéarité de l'ordre du pourcent). Ils ont montré d'autre part, la nécessité d'utiliser des barreaux de BGO de plus grandes dimensions (24 cm de long) de manière à augmenter le confinement longitudinal des gerbes électromagnétiques aux plus hautes énergies pour conserver une bonne résolution.

Les tests réalisés au CERN en 1984 qui sont décrits dans la réf. [1] avec des barreaux de BGO tronçonnés-pyramidaux : $(2 \times 2) \times (3 \times 3) \text{ cm}^2$, de 24 cm de long, et une électronique de conversion mieux adaptée à la gamme dynamique à couvrir (jusqu'à la centaine de GeV), ont confirmé les principales caractéristiques obtenues en 1983. Mais est apparue la nécessité d'améliorer le rapport signal sur bruit en diminuant le niveau du bruit électronique qui était en moyenne de 5,5 MeV - BGO par cristal.

Deux électroniques filtrantes furent développées en vue d'atteindre cet objectif : la première, mise au point par le groupe de Lyon, consiste à envoyer le signal issu du préamplificateur de charge sur deux voies distinctes (voie amplifiée de gain 250 et mise en forme gaussienne ($\tau = 2 \mu\text{s}$) couvrant une gamme dynamique allant de 0 à 500 - 700 MeV ; voie non amplifiée avec mise en forme également gaussienne ($\tau = 1 \mu\text{s}$) couvrant la gamme dynamique totale ; la deuxième, développée à Princeton ne comprend qu'une gamme dynamique, équipée d'un intégrateur et d'un dispositif de restitution à la ligne de base 5 μs après le signal de déclenchement. Ces deux électroniques ont pu être testées à Cornell en Juin 1985 à des énergies de 100 à 180 MeV et ont donné des résultats très satisfaisants en ce sens que le bruit électronique fut ramené à un niveau inférieur à 1 MeV/cristal, réf. [1].

Cette même électronique fut ensuite testée sur faisceau de 2 à 50 GeV au CERN durant l'été 1985 avec un fait nouveau qui est l'éloignement de l'électronique filtrante des préamplificateurs de charge au moyen de câbles coaxiaux de 3 m de long de manière à minimiser l'électronique située juste derrière les photodiodes en un endroit peu accessible et augmenter ainsi la fiabilité du détecteur.

Les principales conclusions de ces derniers tests, qui ont été retenues pour le détecteur final sont :

- * possibilité de séparer l'électronique (préamplificateurs placés juste derrière les photodiodes - électronique de conversion éloignée à 3 mètres) sans augmentation notable du bruit électronique
- * nécessité de partager la gamme dynamique en deux à la sortie du préamplificateur. Cette solution a été adoptée, la mise en forme étant réalisée par intégrateur et remise à zéro.

D'autre part, la méthode d'utilisation des rayons cosmiques, d'abord mise au point au laboratoire de Lyon, puis qui nous a conduit à la construction d'un dispositif permettant d'étudier au CERN 40 cristaux simultanément, s'avère très utile pour le contrôle systématique des cristaux : uniformité de la réponse longitudinale, niveau de lumière émise qui est lié à la qualité des cristaux.

Notons d'ailleurs qu'une méthode de calibration "in situ" du calorimètre électromagnétique par rayons cosmiques est actuellement envisagée par la collaboration.

Sur la Figure X.1 sont portés les résultats obtenus à ce jour concernant la résolution en énergie et présentés dans ce mémoire, avec les résultats obtenus à plus basse énergie et présentés en réf. [1]. Cette figure résume la situation présente, et illustre le travail accompli dans la collaboration L3 BGO depuis 1983.

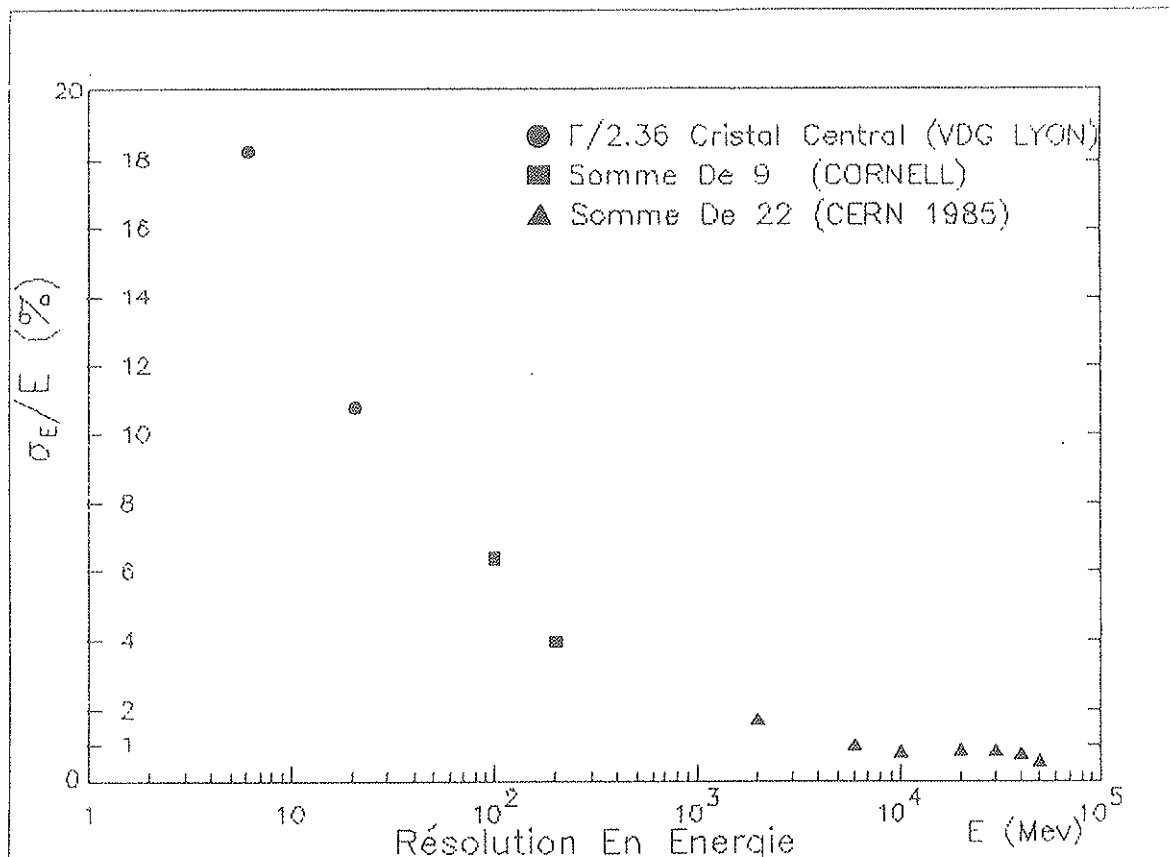


Figure X.1

[1] P. Lebrun,

Thèse de Diplôme de Doctorat, Université Cl. Bernard Lyon-1, Mars 1986.

APPENDICE A

ETUDE DU BRUIT ELECTRONIQUE

A.1 ESTIMATION DU BRUIT DE FILTRAGE RC-CR

Les sources du bruit électronique sont généralement représentées par un circuit équivalent (Figure A.1) : on distingue 3 sortes de contributions [1, 2] :

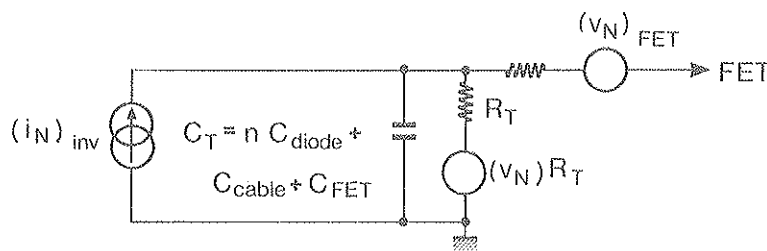


Figure A.1 : Schéma simplifié du circuit équivalent du bruit électronique.

A.1.1 Bruit blanc parallèle

Le bruit blanc parallèle provient de :

- i) fluctuations du courant inverse, I_{inv} , du FET d'entrée et des photodiodes :

(FET : transistor à effet de champ)

$$(CEB)^2 = \tau \cdot e^2 / 8 \cdot (2 \cdot q \cdot I_{inv})$$

avec :

CEB : charges équivalentes de bruit

τ : constante de filtrage

e : 2,7183 = exp (1)

q : charge de l'électron.

ii) Bruit produit à travers la résistance parallèle d'entrée de polarisation et de contre réaction : R_T (de l'ordre de 140 M Ω) :

$$(CEB)^2 = \tau \cdot e^2/8 \cdot (4 \cdot kT/R_T)$$

T étant la température absolue.

Au total, nous avons :

$$(CEB)^2 = \tau \cdot e^2/8 \cdot (2 \cdot q \cdot I_{inv} + 4 \cdot kT/R_T) = \tau \cdot A \tag{1}$$

On voit que si la température T ou (et) le courant inverse diminue(nt), il en est de même pour le bruit.

A.1.2 Bruit blanc série

Le bruit blanc série provient du FET d'entrée du préamplificateur de charges, il est donné par :

$$(CEB)^2 = C_T^2 / \tau \cdot (e^2/2 \cdot 0,7 kT/g_m) = B/\tau \tag{2}$$

avec :

g_m : transconductance du FET d'entrée ($g_m = 50 \text{ mA/V}$)

C_T : capacité totale d'entrée

La capacité C_T peut être estimée de la manière suivante (Figure A.2) :

$$C_T = n \cdot C_{diode} + C_{c\grave{a}ble} + C_{fet} \tag{3}$$

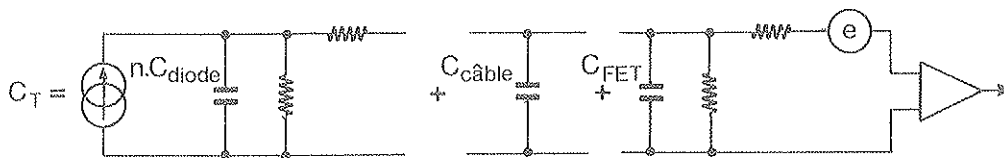


Figure A.2 : Schéma simplifié pour la détermination de la capacité totale de l'ensemble photodiodes + préampli de charges.

n nombre de diodes

$C_{c\grave{a}ble} \sim 0 \text{ à } 50 \text{ pF}$

$C_{fet} \sim 90 \text{ pF}$

$$C_{diode} = K \cdot \frac{A \text{ (cm}^2\text{)}}{d \text{ (\mu m)}}$$

où A est la surface utile d'une diode

d est la largeur de la zone de déplétion ($d \propto \sqrt{V_{inv}}$) ;

V_{inv} étant la tension de polarisation inverse

$C_{diode} \sim 70 \text{ à } 80 \text{ pF/cm}^2$.

On voit que si la température T ou (et) C diminue(nt) ce bruit diminue également.

A.1.3 Bruit en $1/f$

Le bruit en $1/f$ provient des effets de surface du "FET", il est donné par :

$$(CEB)^2 = C_T^2 \cdot \frac{e^2}{2} \cdot A_f = C \quad (4)$$

où A_f est une constante qui dépend de la technologie de fabrication du FET d'entrée et des qualités des résistances de contre réaction et de polarisation : $A_f \sim 10^{-14}$.

Là aussi on voit que si C_T diminue le bruit diminue.

Le bruit total est donné par :

$$(CEB)^2 = A \cdot \tau + B/\tau + C \quad (5)$$

A partir de (5) on peut déterminer la constante de filtrage optimale (Figure A.3) :

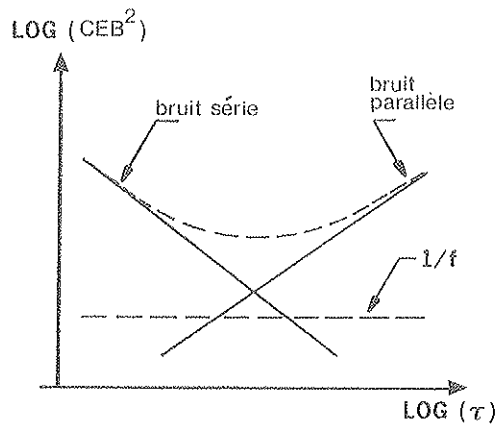


Figure A.3 : Représentation des différentes contributions au bruit électronique.

$$\tau_{opt} = \frac{B}{A} = 2 \cdot C_T \frac{0,7 \cdot kT/g_m}{2 q I_{inv} + 4 kT/R_T} \quad (6)$$

Avec les valeurs citées ci-dessus, la constante de filtrage optimale varie entre 2 et 3 μs .

En remplaçant dans l'expression (5) τ par τ_{opt} (expression (6)) nous obtenons :

$$(CEB)^2 = 2 \cdot \sqrt{A \cdot B + C} \\ = \frac{e^2}{2} \sqrt{\left(2 \cdot q \cdot I_{inv} + \frac{4 kT}{R_T}\right) \frac{0,7 kT}{g_m} C_T + \frac{e^2}{2} \cdot A_f \cdot C_T^2} \quad (7)$$

En supposant que I_{inv} varie peu avec le nombre de photodiodes utilisées, nous pouvons écrire la relation (7), compte tenu de l'expression (3), sous la forme :

$$(CEB)^2 = \alpha \cdot n^2 + \beta \cdot n + \delta \quad (8)$$

(α, β et $\delta > 0$)

A.2 ETUDE DU SIGNAL : S

Le signal (S) délivré par les photodiodes couplées à un détecteur est de la forme :

$$S \propto n \cdot F \cdot \eta \cdot L \cdot \epsilon \cdot E \quad (9)$$

avec :

- n : nombre de photodiodes associées au détecteur
- η : représente le facteur de qualité du couplage diode-cristal
- L : niveau de la lumière de production (du cristal)
- ϵ : efficacité de la collection de la lumière
- E : énergie déposée dans le cristal
- F : facteur de surface (surface d'une diode /section du cristal).

Le rapport signal sur bruit est alors :

$$\frac{S^2}{(CEB)^2} \propto \frac{(n \cdot F \cdot \eta \cdot L \cdot \epsilon \cdot E)^2}{\alpha n^2 + \beta n + \delta} \quad (10)$$

On voit que ce rapport croît avec le nombre de photodiodes utilisées mais tend vers une limite quand n tend vers l'infini.

Aussi a-t-on intérêt à travailler avec un maximum de photodiodes, cependant nous nous sommes limité, à cause de la section des barreaux de BGO ($3 \times 3 \text{ cm}^2$), à 3 ou 4 photodiodes de surface $1,5 \text{ cm}^2$.

REFERENCES

- [1] F.S. Goulding and D.A. Landis, IEEE Transaction Nuclear Science, Vol. NS 29, N°3, June 1983.
- [2] G. Bertolini and A. Coche, Semiconductor detectors North Holland Publ. Company 1968.

APPENDICE B

BANC DE CONTROLE DES CRISTAUX DE BGO AU MOYEN DES RAYONS COSMIQUES

B.1 INTRODUCTION

L'expérience L3 à LEP utilise un calorimètre électromagnétique fait à base de cristaux de BGO de forme tronc-pyramidale, la réponse longitudinale de ces derniers présente un problème de non-uniformité lorsque les faces sont polies.

Afin d'uniformiser la réponse, la solution retenue est celle proposée par le groupe d'Annecy [2] et qui consiste à dépolir deux faces latérales des cristaux de BGO avec un degré de rugosité de l'ordre de 0,5 microns.

S'agissant d'une méthode empirique, il est nécessaire de contrôler le degré d'uniformité de chaque cristal, et sachant que les cristaux de BGO seront au nombre de 12 000, il est nécessaire d'envisager un moyen de vérification rapide, fiable, peu coûteux et facile à utiliser. Une solution a été proposée par le groupe de Lyon. Elle consiste à utiliser les rayons cosmiques pour contrôler l'uniformité de réponse des cristaux de BGO.

Dans un premier temps, cette méthode a été étudiée et mise au point à Lyon pour contrôler un seul cristal. Ensuite, elle a été étendue à une capacité de 10 cristaux à la fois. Une extension pour un traitement simultané de 40 cristaux est en cours.

B.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure B.1.a. Les traces des cosmiques sont détectées par deux scintillateurs NE102A de dimensions $40 \times 40 \times 0,5 \text{ cm}^2$ (S_1 et S_2) et distants de 60 cm. Entre eux, nous avons installé deux ensembles de chambres à fils (plans X et Y, pas de 2 mm) afin de permettre une reconstruction précise de la trajectoire des cosmiques. Entre ces deux ensembles de chambres à fils, nous avons une boîte pouvant contenir 10 cristaux de BGO. Grâce à un ressort chaque barreau de BGO est pressé contre une plaque en verre sur laquelle sont collées deux photodiodes (Figure B.1.b) le couplage optique étant réalisé par de la graisse optique (Rhodosil silicones 7).

Les deux photodiodes sont connectées à un préampli de charge (PAC LP-3), situé à l'intérieur de la boîte, connecté lui-même à un amplificateur-filtre ($\tau = 2 \mu\text{s}$) situé en-dehors de la boîte (à 3 mètres) (Figure B.1.c). Après amplification, le signal est digitalisé dans un ADC (LRS 2259).

L'acquisition est assurée par un calculateur (HP 21MX) associé à une unité de bande magnétique 1600 bpi, un programme en ligne permet le contrôle du flux des données expérimentales provenant du CAMAC et donne en même temps les résultats principaux sur les cristaux de BGO.

B.2

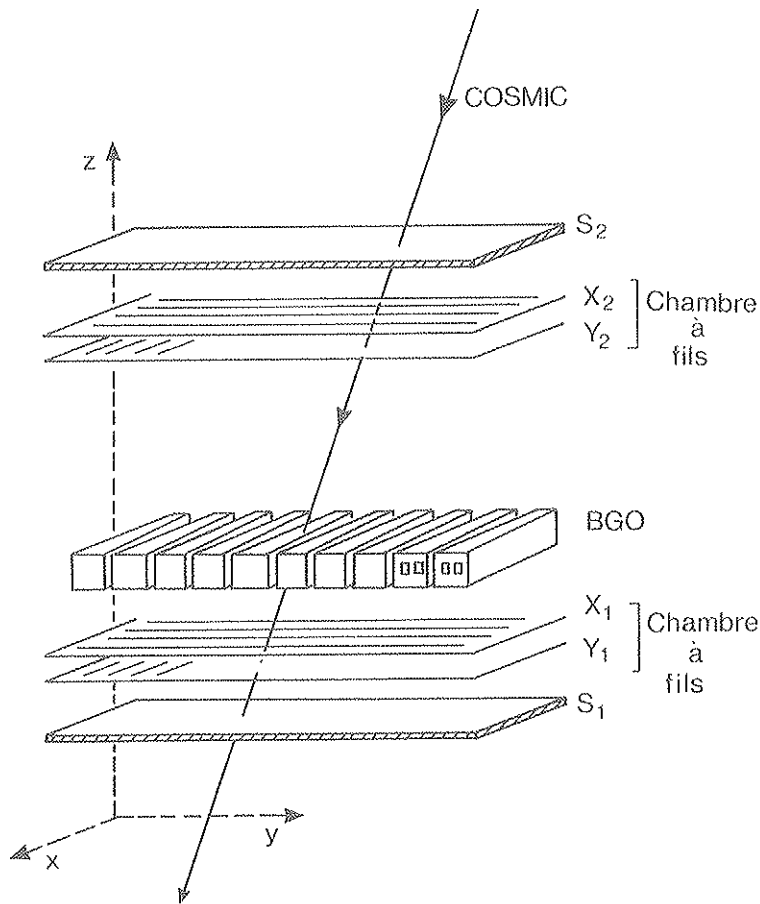


Figure B.1.a : Dispositif expérimental du banc de cosmiques.

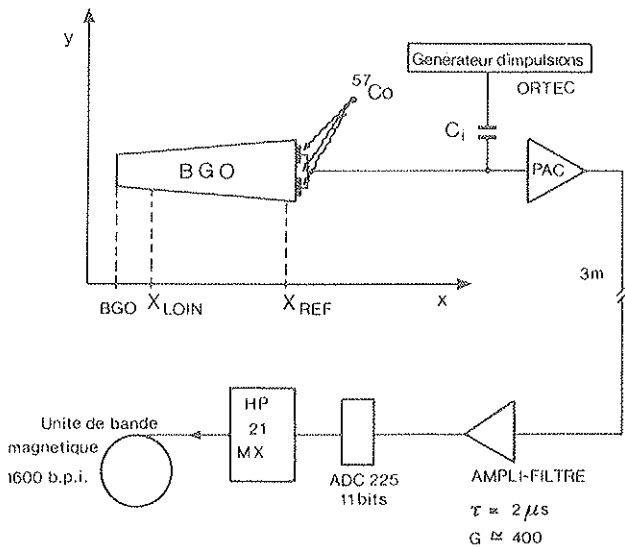


Figure B.1.b : Electronique, acquisition et définition des repères.

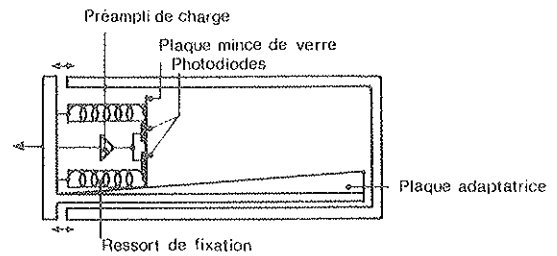


Figure B.1.c : Vue interne de la boîte de BGO.

B.3 ANALYSE

Lors de l'analyse des événements, les contraintes suivantes sont appliquées :

1. Coupure sur l'amplitude des signaux des scintillateurs, de manière à mieux encadrer le maximum de la distribution en énergie des particules au minimum d'ionisation, ce qui élimine 20 % du total d'événements

2. Coupures sur le spectre de l'énergie déposée dans le BGO :

i) $A_i - A_{ped} > n \cdot \sigma_{ped}$ pour définir une particule touchant le cristal i

ii) $A_i - A_{ped} < n' \cdot \sigma_{ped}$ pour définir la zone piédestale avec :

A_i : amplitude du signal du canal i

A_{ped}, σ_{ped} : position et déviation standard du piédestal du canal i .

On a choisi $n = 6$ et $n' = 4$.

Avec ces coupures, 55 % des événements correspondent à un et un seul cristal touché et 1,5 % à plusieurs cristaux touchés, ce dernier chiffre justifie l'élimination de la dernière catégorie d'événements.

3. Coupures sur les données des chambres à fils :

i) On demande, sur les 4 chambres, soit un seul fil touché ("CLUSTER 1"), soit deux fils contigus touchés ("CLUSTER 2"), ce qui a pour effet de baisser la statistique d'environ 25 à 30 %.

Le Tableau B.1 illustre une situation typique des 4 chambres à fils.

CH	Zéro	CL1	CL2	CL > 2	Multiples
1 X1	0,131	0,627	0,141	0,005	0,095
2 Y1	0,020	0,728	0,140	0,005	0,108
3 X2	0,073	0,602	0,236	0,008	0,081
4 Y2	0,019	0,657	0,233	0,008	0,083

CL.1 un seul fil

CL.2 deux fils adjacents

CL > 2 3 (ou plus) fils adjacents

multiples pas de fils adjacents

Tableau B.1 : Efficacité des chambres à fils (104 437 événements).

ii) On élimine également les traces dont l'incidence sur les chambres est supérieure à 30 %, cet effet est négligeable à cause de l'acceptance déjà réduite des scintillateurs de déclenchement.

iii) On élimine les traces qui traversent le cristal de BGO à 2 mm du bord selon l'axe Y et à 8 mm du bord selon l'axe X, ces dernières contraintes font baisser la statistique d'environ 45 %.

Le Tableau B.2 donne un résumé des différentes contraintes et leurs effets sur la statistique, on voit que seulement 18 % du nombre initial d'événements est exploitable. Ce nombre peut être amélioré mais il donne déjà plus de 5 000 événements par jour et par cristal ce qui est largement suffisant pour déterminer avec précision les caractéristiques du cristal.

Coupures	%	Taux
1 S1 . S2	100 %	3,4/s 5000/jour/cristal
2 Fenêtre sur les distributions de S1 et S2	80 %	
3 Un et un seul cristal de BGO touché	45 %	
4 CL1/CL2 dans chacune des 4 chambres à fils	33 %	
5 Acceptance $\theta < 30^\circ$	31 %	
6 Trace à l'intérieur du volume effectif de BGO	18 %	

Tableau B.2 : Effet des coupures sur la statistique.

La Figure.B.2 représente l'image d'un cristal de BGO après les contraintes citées ci-dessus.

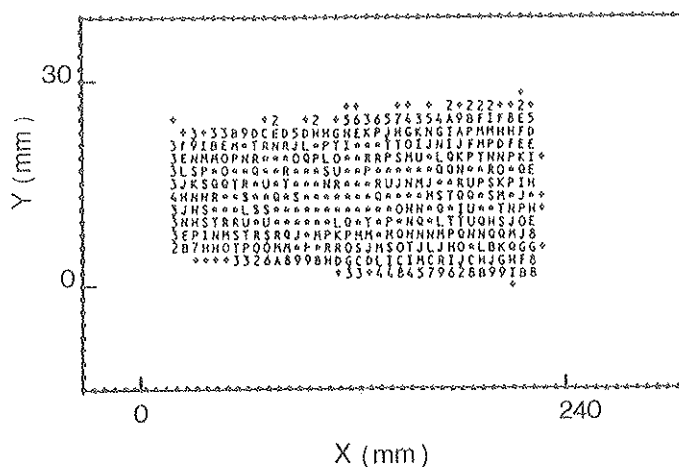


Figure B.2 : Image reconstruite à l'aide des chambres à fils d'un cristal de BGO tronçonné-pyramidal.

B.4 CALIBRATION ABSOLUE ET MONITORAGE

La calibration absolue est nécessaire pour pouvoir comparer différents cristaux dans des conditions identiques. Pour ce faire, à l'aide d'un générateur d'impulsions précis (ORTEC) qui injecte une charge variable directement à l'entrée des préamplificateurs de charge à-travers une capacité C_i (voir Figure B.1b), on détermine pour chaque voie, le gain de conversion en canaux ADC/mV appliquée à C_i (tension du générateur). Si on connaissait avec précision la capacité C_i on pourrait en déduire une calibration absolue en canaux ADC/électrons injectés. En fait, il est difficile de connaître C_i avec précision et il est préférable d'utiliser les γ de 122 keV d'une source de ^{57}Co convertis directement dans la zone de déplétion de la photodiode (cette dernière se comportant alors comme un détecteur nucléaire). Sachant qu'en moyenne 3,6 eV sont nécessaires pour produire une paire électron-positron, on peut obtenir une calibration absolue en canaux ADC/électrons.

Remarques

Dans cette calibration, nous nous sommes heurté à 3 problèmes :

1. Non-linéarité des ADC "LECROY 2259" à faibles charges, nous nous en sommes affranchi en travaillant dans une zone linéaire en utilisant un amplificateur de gain suffisant (~ 400), la valeur du piédestal étant déterminée par extrapolation.
2. Variation des gains d'environ 1 % d'un jour à l'autre, ces variations sont contrôlées grâce au générateur d'impulsions.
3. Décalage du piédestal qui peut atteindre 100 % entre le jour et la nuit, à cause de la variation de la température. Ce décalage est facilement contrôlable en exploitant le fait que lorsqu'un cristal n'est pas touché, il donne un événement dans le piédestal, l'histogramme du piédestal est remis à jour après chaque lot de 12 000 événements (de l'ordre de 1 heure d'acquisition).

B.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les Figures B.3.a-b illustrent la réponse longitudinale type de cristaux de BGO tronc-pyramidaux, respectivement à faces non traitées (polies) et à faces traitées (deux faces dépolies). La réponse est normalisée à 2 cm d'ionisation dans le BGO.

B.5.1 Mesure d'uniformité de réponse

Pour chaque intervalle (en X) de l'histogramme lumière produite en fonction du point d'impact (X), à condition que le nombre d'événements soit suffisant ($N_{ev.} > N_{min.}$) la valeur moyenne Y_i de la lumière produite, la déviation standard σ_i et l'erreur statistique sur la valeur moyenne sont calculées.

Comme l'allure générale de la distribution à l'intérieur d'un intervalle est de type LANDAU, les événements en-dehors d'une zone, centrée sur la valeur moyenne, sont rejetés afin d'éviter une trop grande influence de la queue de la distribution de LANDAU (i.e. si $Y - Y_{moyen} > n\sigma$ les événements sont rejetés). Le processus est itératif commençant à partir d'une valeur de n assez élevée.

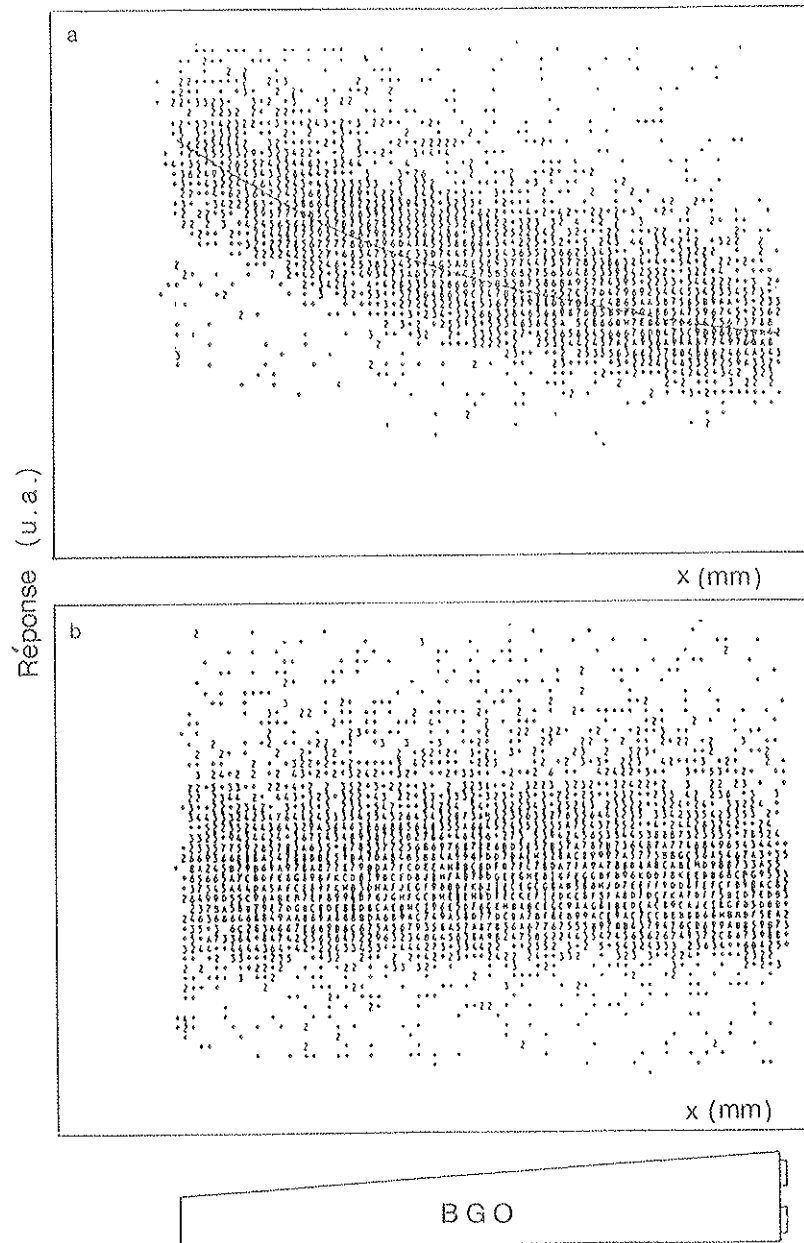


Figure B.3 : Réponse longitudinale d'un cristal de BGO tronçonné-pyramidal :

- a) faces non traitées (polies)
- b) deux faces traitées (dépolies : $R_{\Lambda} \sim 0,5 \mu$).

En pratique, les valeurs de $n = 2,5$ et $N_{\min.} = 20$ ont été utilisées.

La largeur de l'intervalle est de 6 mm ce qui permet l'obtention de 36 à 38 points pour l'étude de la production de la lumière le long du cristal.

Ces valeurs, associées à leurs erreurs statistiques respectives, sont soumises à un lissage polynômial dont les coefficients sont utilisés pour définir la dépendance de la production le long du cristal (le degré du polynôme est plus ou moins élevé selon le comportement de la lumière produite).

La production de lumière est donc :

$$Y = \sum_{i=1}^{N_{\max}} a_i X^i$$

avec Y en électrons et X en mm ($43 < X < 283$ mm dans notre cas).

A partir de ce qui précède, deux nombres caractérisent un cristal :

i) La production près de la photodiode Y_{REF} ($X = X_{\text{REF}} = 252,6$ mm) qui correspond au point situé à 30 mm de la photodiode (voir Figure B.1.b).

Les résultats correspondants aux différents cristaux testés sont regroupés dans la Figure B.4.

ii) Le facteur d'uniformité R , défini comme suit :

$$R = (Y_{\text{LOIN}} - Y_{\text{REF}}) / Y_{\text{REF}}$$

où Y_{LOIN} est la production à $X = 73$ mm qui correspond au point situé à 30 mm de la face d'entrée du cristal (voir Figure B.1.b).

Les résultats correspondants aux différents cristaux testés sont regroupés dans la Figure B.5.

La précision sur R dépend uniquement du nombre d'événements. On atteint 1,4 % en 24 heures et 2 % en 12 heures de prise de données, ce qui est déjà un bon niveau de précision.

La première caractéristique est plus sensible aux erreurs systématiques qui peuvent rapidement dominer les erreurs statistiques. Elles dépendent des paramètres suivants :

- a - effet de la température sur l'émission de la lumière,
- b - effet de la température sur la chaîne électronique,
- c - effet de l'interface cristal-photodiode (plus ou moins de graisse),
- d - reproductibilité de l'enrobage.

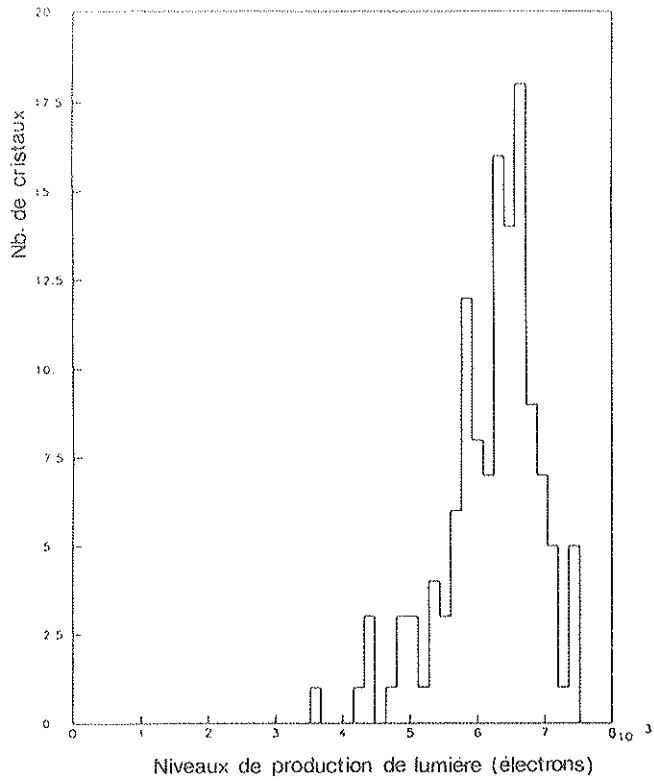


Figure B.4 : Distribution des niveaux de production de la lumière des cristaux testés en 1985.

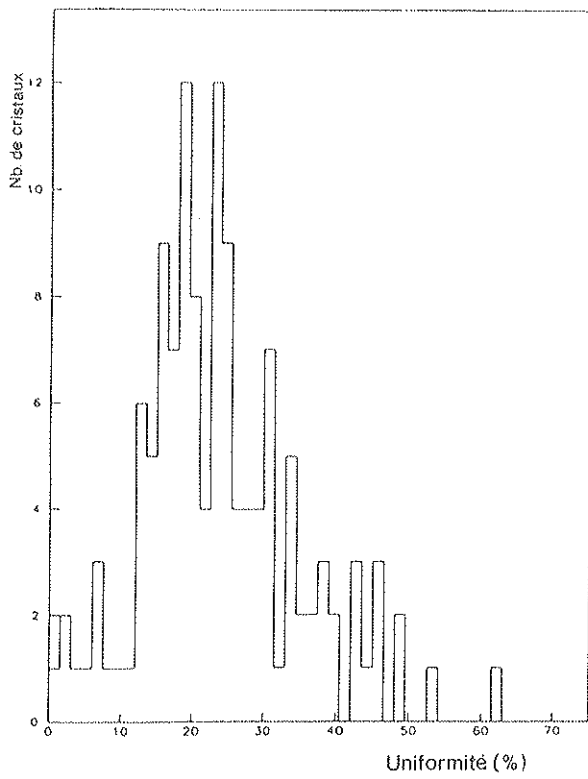


Figure B.5 : Distribution des facteurs d'uniformité de l'ensemble des cristaux testés en 1985.

Les points (a) et (b) sont maintenant contrôlés par un senseur de température placé à l'intérieur de la boîte de BGO, le générateur d'impulsions aide à contrôler le point (b).

Les points (c) et (d) ont été étudiés en utilisant en début de chaque prise de données, un cristal de référence avec la même électronique et le même enrobage, ensuite en réalisant des expériences spécifiques pour étudier la dépendance du niveau de production de la lumière de montages successifs et différents enrobages utilisés.

On peut estimer les erreurs systématiques sur la production de lumière du cristal au maximum à 5 %.

B.5.2 Mesures d'émission lumineuse

Exemples :

Effet de la température : Le Tableau B.3 donne les résultats obtenus avec un cristal tronconique placé dans une enceinte thermique à 22°C et 0°C.

Température (°C)	Lumière produite ($e^-/\text{MeV}/\text{cm}^2$)	Bruit (e^-) (pour 2 photodiodes)	Bruit signal (pour 2 photodiodes)
22	280	1 030	1,8
0	407	910	1,3

Tableau B.3 : Effet de la température sur la production de la lumière BGO et sur le bruit électronique.

On voit que le rendement lumineux augmente de 31,2 % soit - 1,4 %°C, ce qui confirme les résultats obtenus en 1983 [3].

Effet de l'enrobage : la Figure B.6 illustre l'effet de l'enrobage avec de la peinture "NE560" sur le rendement lumineux comparé à un enrobage avec du papier blanc ; on observe une amélioration d'environ 25 %.

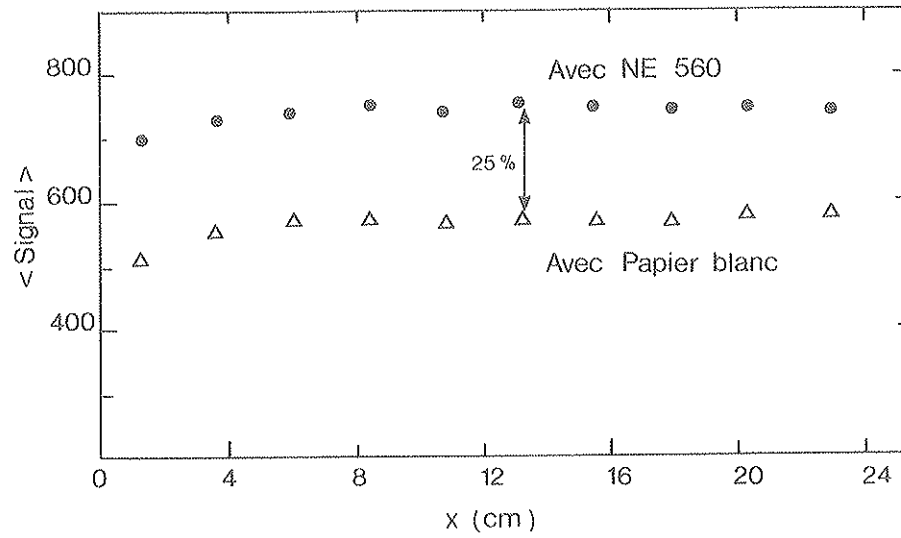


Figure B.6 : Effet de l'enrobage sur le rendement lumineux du BGO.

CONCLUSION

Nous avons montré que l'utilisation des rayons cosmiques est un bon moyen d'obtenir des informations importantes sur les cristaux de BGO, non seulement le facteur d'uniformité mais aussi, le niveau de production de la lumière.

Notons que dans le cas où l'enrobage serait fixé et les photodiodes collées sur le cristal (cas de la phase finale de L3), une précision sur la mesure de lumière d'un niveau de 1 % pourrait être obtenue.

Le système actuel permet l'étude simultanée de 10 cristaux de BGO. Des tests ont montré que les résultats demeureraient inchangés si on insérait plusieurs centimètres de plomb au-dessus des cristaux, donc une deuxième rangée de 10 cristaux peut être ajoutée juste au-dessus de la première, un troisième bloc de chambres à fils et encore deux autres rangées de 10 cristaux chacune permettra de doubler la capacité du banc de cosmiques et atteindre ainsi 40 cristaux.

Par ailleurs, nous avons montré qu'une prise de données de 12 heures est suffisante pour obtenir des résultats significatifs, donc nous pourrions traiter 80 cristaux par jour, cette grande capacité représente un avantage certain de ce système.

Enfin, ce système fournit des renseignements précieux sur une méthode plausible de calibration "in situ" du calorimètre électromagnétique de L3 utilisant les rayons cosmiques [4].

REFERENCES

- [1] A cosmic ray set-up to study BGO crystal characteristics, Lyon Group, CERN/EP/L3 Internal report, 8 Novembre 1985.
- [2] M. Caillat, Thèse de Doctorat, Université de Grenoble-1, 21 Mars 1986.
- [3] H. El Mamouni, Rapport de stage de DEA, Université Claude Bernard Lyon-1, Juillet 1983.
- [4] Calibrate BGO with cosmic muons, Min Chen, Novembre 1985, L3 Internal Report.

NOM : EL MAMOUNI (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Houmani		DATE de SOUTENANCE 29/05/86
TITRE : Etude d'un prototype de calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO pour l'expérience L3.		
NATURE :		Numéro d'ordre : 27 86
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
DOCTORAT DE 3e CYCLE		Spécialité :
<input type="checkbox"/>		
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME :		
<p>Le détecteur de l'expérience L3 à LEP comporte un calorimètre électromagnétique original en ce sens qu'il sera construit à partir d'un nouveau matériau de calorimétrie (Germanate de Bismuth ou BGO) et que la lumière de scintillation sera lue par des photodiodes de grande surface. Ce dernier choix est imposé par la présence d'un champ magnétique.</p> <p>L'étude des performances de ce calorimètre sur une gamme d'énergie allant de 1 à 50 GeV fait l'objet de cette thèse.</p> <p>De grands efforts ont été accomplis en vue d'améliorer les résolutions en énergie et ce en améliorant le rapport signal sur bruit, la qualité des cristaux de BGO, l'enrobage, la structure mécanique, ...</p> <p>L'ensemble des excellents résultats obtenus (concernant la linéarité, la résolution en énergie et la résolution en position) a permis d'atteindre le stade de la construction.</p>		
MOTS-CLES :		
LEP, L3, Calorimètre électromagnétique, BGO, Photodiodes, Résolution en énergie, Résolution en position, Linéarité, Gerbes électromagnétiques, Bruit électronique, Higgs, EGS.		
Laboratoire(s) de recherches :		
Hautes Energies Expérimentales		
Directeur de recherches :		
J.P. BURQ		
Président du jury :		
E. ELBAZ		
Composition du jury :		
T. Böhringer, J.P. Burq, G. Coignet, E. Elbaz, M. Gusakow, J.P. Martin		

