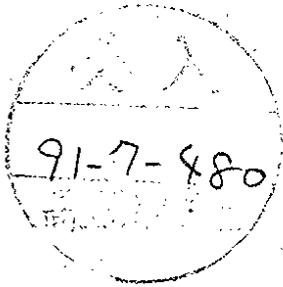


n° d'ordre :



LAL 91-14
Mai 1991

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

*présentée
pour obtenir*

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Rana HAYDAR

Tests et calibration du calorimètre hadronique de l'expérience H1 à HERA

soutenue le 16 mai 1991 devant la Commission d'Examen :

MM.	M.	DAVIER	Président
	E.	BARRELET	
	B.	DELCOURT	
	J.	GAYLER	
	J.	MARTINO	

Abstract

We study the tests and the calibration of the H1 liquid argon calorimeter.

We show that, for the modules carried out and tested at LAL, we get an accuracy of the argon gap measurement of 0.6 %. The required precision for the hadronic energy calibration is 2 %.

We analyse the data taken at CERN. The negative crosstalk effect is understood, it is due to the calorimeter mechanical constants and it is corrected for in the analysis. The liquid argon impurity is measured and corrected for also. The calorimeter response is homogeneous and is practically identical between different modules. A simple model of dead material correction is tuned to CERN data. This model corrects a significant part of the energy loss in dead material but it should be worked out more precisely.

Weighting methods are applied to pions data. They improve the performances of the hadronic calorimetry, namely, their resolution and linearity with energy.

Finally, we study the leptoquarks signal in H1.

Key words : – HERA, H1 detector,
– liquid argon calorimetry,
– capacitive measurement, argon gap,
– liquid argon purity,
– homogeneity,
– energy linearity and resolution,
– weighting methods,
– leptoquarks.

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

*présentée
pour obtenir*

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Rana HAYDAR

Tests et calibration du calorimètre hadronique de l'expérience H1 à HERA

soutenu le 16 mai 1991 devant la Commission d'Examen :

MM.	M.	DAVIER	Président
	E.	BARRELET	
	B.	DEL COURT	
	J.	GAYLER	
	J.	MARTINO	

الجمال

ثم قال له شاعرٌ : هات لنا شيئاً عن الجمال .
فأجابه قائلاً :

أين تفتش على الجمال وكيف تقدر أن تهتدي إليه ما لم
يكن هو نفسه طريقاً لك وهادياً ؟
وكيف تستطيع أن تتحدث عن الجمال ما لم ينسج لك
ثوباً لائقاً لحطابك ؟

نعم ، يا أبناء أورفليس ، إن الجمال هو الحياة بيمينها
سافرة عن وجهها الطاهر النقي .
ولكن أنتم الحياة وأنتم الحجاب .
والجمال هو الأبدية تنظر الى ذاتها في مرآة
ولكن أنتم الأبدية وأنتم المرآة .

النبي

جبران خليل جبران

AND a poet said, Speak to us of Beauty.

And he answered:

Where shall you seek beauty, and how
shall you find her unless she herself be your
way and your guide?

And how shall you speak of her except
she be the weaver of your speech?

People of Orphalese, beauty is life when
life unveils her holy face.

But you are life and you are the veil.

Beauty is eternity gazing at itself in a mir-
ror.

But you are eternity and you are the mir-
ror.

THE PROPHET

BY

Kahlil Gibran

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I – PHYSIQUE A HERA	3
I – INTRODUCTION.....	3
II – LA CINEMATIQUE.....	4
III – LA DETERMINATION DE X ET Q^2	7
IV – LA PHYSIQUE STANDARD.....	7
IV.1 – Les fonctions de structures	7
IV.2 – La chromodynamique quantique	12
V – LA PHYSIQUE NON-STANDARD.....	13
V.1 – Termes de contact et sous-structure.....	13
V.2 – Leptoquarks et leptogluons	16
V.3 – Nouveaux bosons de gauge.....	17
V.4 – Production des partenaires scalaires des électrons et des quarks.....	17
VI – LES CONTRAINTES SUR LES DETECTEURS.....	18
Références.....	23
CHAPITRE II – CALORIMETRIE.....	25
I - INTRODUCTION	25
II - MESURE DE L'ENERGIE DES PARTICULES.....	26
II.1 - Mesure de l'énergie électromagnétique	27
II.1.1 - Mécanismes de pertes d'énergie pour les gerbes électromagnétiques.....	27
II.1.2 - Résolution en énergie pour une gerbe électromagnétique.....	28
II.2 - Mesure de l'énergie hadronique	30
II.2.1 - Différence entre les gerbes hadroniques et les gerbes électromagnétiques	31
II.2.2 - Performance des calorimètres.....	33
III - CONCLUSION.....	39
Références.....	40

CHAPITRE III - REALISATION DU CALORIMETRE H1	41
I - INTRODUCTION.....	41
II - DESCRIPTION GENERALE DU CALORIMETRE A ARGON LIQUIDE.....	41
II.1 - Introduction.....	41
II.2 - La Géométrie.....	43
II.3 - Segmentation et zones mortes.....	45
II.4 - Matériel absorbeur	45
III - DESCRIPTION DETAILLEE DU CALORIMETRE HADRONIQUE.....	46
III.1 - Structures hadroniques.....	46
III.2 - Cellules de lecture	46
IV - TESTS CAPACITIFS DU CALORIMETRE.....	52
IV.1 - Matériel et Mesures	53
IV.2 - Surfaces des pads. Gap actif.....	57
IV.3 - Base de données	61
IV.4 - Résultats obtenus.....	63
IV.5 - Calibration de la chaîne électronique du calorimètre. Capacités de calibration.....	68
V - CONCLUSION	71
Références.....	71
 CHAPITRE IV - LES TESTS DU CERN	 73
I - INTRODUCTION.....	73
II - L'APPAREILLAGE DES TESTS DU CERN.....	74
II.1 - L'équipement peri-calorimétrique	74
II.2 - Les calorimètres de test.....	77
II.3 - L'électronique et l'acquisition du calorimètre	77
III - LES RESULTATS DES TESTS DU CERN.....	78
III.1 - La diaphonie négative.....	79
III.1.1- Le phénomène de diaphonie négative.....	80
III.1.2 - Les résultats.....	83
III.2 - Résultats des périodes de septembre 89 et octobre 89.....	87
III.2.1- Coupures et paramètres utilisés pour les tests de 89.....	87
III.2.2 - Correction d'impuretés de l'argon	94
III.2.3 - L'homogénéité.....	98
III.2.4 - Linéarité du calorimètre en énergie	106
III.2.5 - Comparaison entre différentes périodes.....	111
IV - CONCLUSION.....	111
Références.....	112

CHAPITRE V - LEPTOQUARKS.....	113
I - INTRODUCTION.....	113
II - LES MODELES. LE MODELE UTILISE.....	114
III - LES LIMITES ACTUELLES.....	115
IV - PRODUCTION DES LEPTOQUARKS.....	116
V - LA GENERATION DES EVENEMENTS LEPTOQUARK ET LA SIMULATION DU DETECTEUR	117
VI - LA CINEMATIQUE	117
VI.1 - La signature des Leptoquarks	117
VI.2 - Le bruit de fond	118
VII - LIMITES DE DECOUVERTE DES LEPTOQUARKS.....	121
VIII - CONCLUSION.....	121
Références.....	122

ANNEXE - PRINCIPE DE LA CALORIMETRIE A ARGON LIQUIDE

CONCLUSION

REMERCIEMENTS

Introduction

Au cours des années 1970, la physique des particules a connu un grand succès avec la découverte de nouvelles particules, l'étude de leurs propriétés et de leur interactions. Parmi les expériences qui ont permis de réaliser ces découvertes, les collisions lepton-hadron ont joué un rôle très important dans la mise en évidence de la sous-structure des hadrons (modèle des partons). Le modèle standard a été testé avec les collisionneurs existants, notamment LEP, et n'a pas été mis en cause. Cependant, ce modèle laisse des questions ouvertes. Avec l'accélérateur HERA, l'obtention d'une échelle d'énergie plus élevée sera utile pour répondre à certaines de ces questions et pour mettre en évidence une éventuelle sous-structure des quarks.

Ce dernier est un collisionneur e-p qui permet une collision entre des électrons de 30 GeV et des protons de 820 GeV. Le détecteur H1 est destiné à mesurer les particules provenant des interactions e-p.

Cette thèse porte sur la réalisation et les tests effectués sur le calorimètre à argon liquide de H1, au laboratoire de l'accélérateur linéaire et au CERN.

Dans le chapitre I, nous donnons un résumé de la cinématique, la physique à HERA et les contraintes résultantes sur les détecteurs. Nous expliquons le choix de la calorimétrie à argon liquide dans le détecteur H1, ses avantages et ses inconvénients.

Le chapitre II concerne la calorimétrie et la mesure de l'énergie des particules, notamment, les particules hadroniques. Nous montrons que, pour la mesure de l'énergie hadronique dans H1, nous pouvons réduire les inconvénients de la calorimétrie à argon liquide avec des méthodes de correction hors-ligne, dites "méthodes de pondération".

Le chapitre III est consacré à la description des tests capacitifs des modules du calorimètre hadronique construits au LAL. Ces tests avaient pour but principal la mesure précise de l'épaisseur d'argon actif. L'accent est mis sur le principe des mesures effectuées et sur la précision obtenue.

Le chapitre IV est entièrement consacré aux tests effectués sur les versions finales des modules au CERN. Nous présentons les différents sujets étudiés et les résultats obtenus : la diaphonie négative, les corrections de l'impureté de l'argon, l'homogénéité du calorimètre, la perte d'énergie dans la matière morte, la réponse du calorimètre à différentes énergies de pions incidents. Finalement, nous comparons les résultats obtenus sur différentes périodes et différents octants. Les méthodes de pondération sont appliquées pour améliorer les performances de la calorimétrie des hadrons. Un modèle simple de correction de la perte d'énergie dans la matière morte est ajusté aux données.

Le chapitre V est une étude préliminaire du signal des leptosquarks à HERA avec une simulation simplifiée du détecteur.

CHAPITRE I

PHYSIQUE A HERA

I – INTRODUCTION

Les expériences sur les collisions lepton-hadron profondément inélastiques ont joué un rôle crucial dans notre compréhension des forces fondamentales de la nature. Initialement, les collisions inélastiques "électron-nucléon" ont mis en évidence l'existence d'une sous-structure du nucléon, le quark.

Plus récemment, le domaine de Q^2 a été étendu d'un ordre de grandeur dans les expériences avec muons ou neutrinos. Les distributions des moments des quarks légers et des quarks massifs et des gluons dans le nucléon ont été tirées et des mesures précises des fonctions de structure ont été utilisées pour tester QCD.

Le collisionneur électron-proton HERA, permettra une collision d'électrons de 30 GeV contre protons de 820 GeV, résultant en une énergie dans le centre de masse de 315 GeV.

Il est prévu aussi d'avoir des faisceaux d'électrons et de positrons polarisés. La physique à HERA se situe dans la prolongation de l'analyse du modèle standard principalement par :

- l'étude des fonctions de structure du proton,
- production de saveurs lourdes,
- les tests de QCD et l'importance des corrections radiatives.

Elle se situe aussi dans la possibilité d'une physique non-standard :

- particules formant éventuellement les leptons, les quarks et les bosons de jauge,
- leptoquarks et leptogluons,

- nouveaux bosons de jauge W', Z' ,
- particules supersymétriques.

Pour ce qui est de la physique non-standard, un sujet a été retenu : les leptoquarks. Dans le chapitre V, la production et la désintégration de leptoquarks ainsi que les limites sur leur masse et leur couplage avec les fermions sont étudiées.

II - LA CINEMATIQUE

Les diagrammes de base pour les interactions électron-proton sont représentés sur la figure 1.

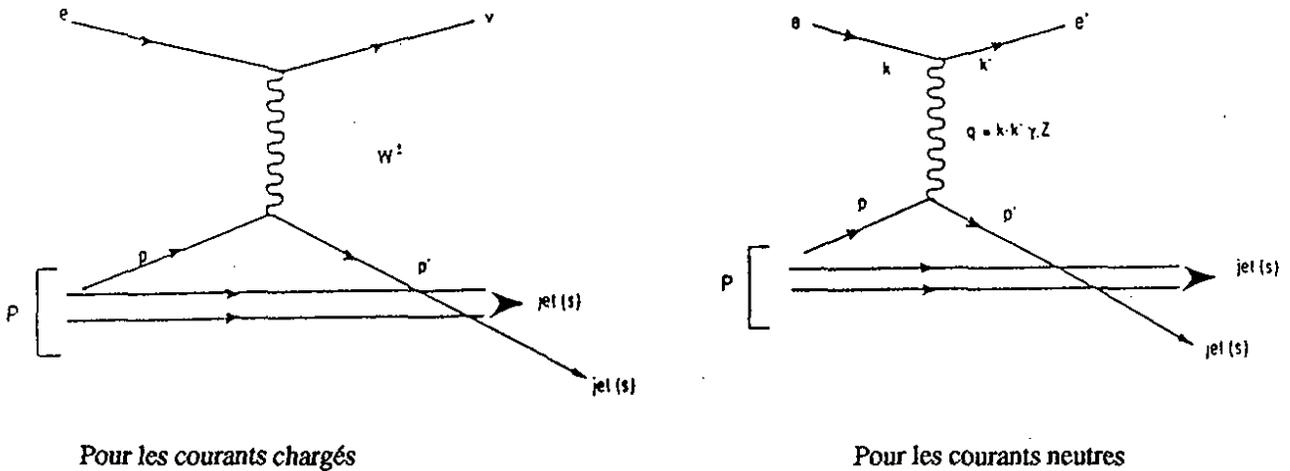


Fig. 1 : Diagrammes de diffusion profondément inélastiques à HERA

Soit k, k' et P les quadrivecteurs du lepton initial, du lepton final et du proton initial. Soit $q = (k-k')$, l'impulsion portée par le boson de l'interaction. Si on néglige les masses de l'électron et du proton par rapport aux énergies dans le référentiel du laboratoire et si on prend l'axe des z selon la direction du faisceau du proton, on a par définition :

$$k = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix} \quad k' = \begin{pmatrix} E \\ E \sin\theta \\ 0 \\ E \cos\theta \end{pmatrix} \quad P = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix}$$

où E_e, E_p sont les énergies initiales de l'électron et du proton, et E, θ sont l'énergie et l'angle, par rapport à la direction du proton initial, de l'électron diffusé.

Ce qui est remarquable et unique à HERA, c'est que, dans le cas des courants neutres, une des particules observées dans l'état final (l'électron) a participé directement à l'interaction.

La cinématique peut alors être reconstruite à partir de la mesure de l'énergie et de l'angle de l'électron diffusé.

$$Q^2 = -(k - k')^2 = 4EE_e \cos^2(\theta/2) \quad (1)$$

$$x = \frac{Q^2}{2 P \cdot q} = \frac{EE_e \cos^2(\theta/2)}{E_p [E_e - E \sin^2(\theta/2)]} \quad (2)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = 1 - \frac{E}{E_e} \sin^2(\theta/2) \quad (3)$$

avec la relation entre x , y et Q^2 :

$$x = \frac{Q^2}{S y} \quad (4)$$

où $S = (P+k)^2$ est l'énergie au centre de masse.

A HERA, l'étude des réactions courants neutres et courants chargés se fera à des $Q^2 \approx 100$ fois supérieurs à ceux accessibles aux générations d'expérience de diffusion à cible fixe. Le domaine de x sera étendu vers les petites valeurs ($\approx 10^{-4}$) (Fig. 2).

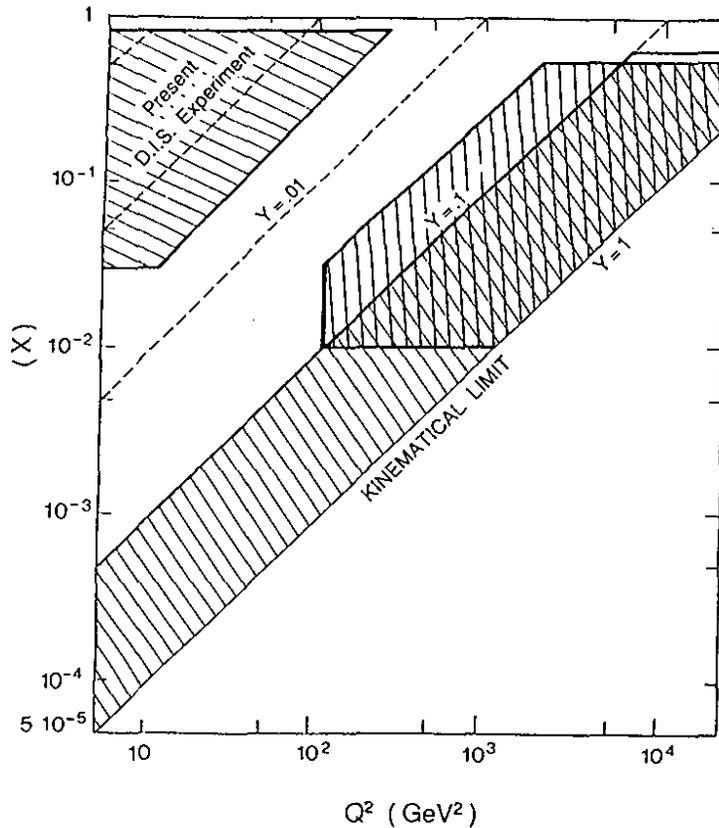


Fig. 2 : Domaines où les erreurs systématiques sont inférieures à 10 % pour^[1] :

▧ : la mesure de l'électron

▨ : la mesure du flux hadronique

Une autre méthode pour déterminer x et Q^2 , pour les courants chargés à partir des hadrons a été proposée par A. Blondel et F. Jacquet^[2]. Elle est motivée par deux observations : premièrement, il est possible de mesurer x et Q^2 en utilisant le flot hadronique sans utiliser aucune identification de jets ou hypothèse sur la structure du proton ; deuxièmement, pour la cinématique à HERA, il est plus convenable d'exprimer y et Q^2 en fonction de l'énergie et de l'angle des hadrons dans le laboratoire, en utilisant la compensation entre l'impulsion transverse du lepton diffusé et celle du système hadronique final, et puis déduire x de y et Q^2 .

En effet, si on remplace dans l'équation (3), q par $(P_H - P)$ où P_H est le quadrivecteur du système hadronique final, on obtient :

$$y = \frac{P \cdot (P_H - P)}{P \cdot K} \quad (5)$$

avec :

$$P_H = \sum_{\text{tous les hadrons } h} \begin{pmatrix} E_h \\ P_{xh} \\ P_{yh} \\ P_{zh} \end{pmatrix}$$

ce qui donne :

$$y = \sum_h \frac{(E_h - P_{zh})}{2 E_e} \quad (6)$$

en combinant les équations (1) et (3), on obtient, du côté leptonique :

$$Q^2 = \frac{(E \sin\theta)^2}{1 - y}$$

comme l'impulsion transverse est conservée on a :

$$Q^2 = \frac{P_t^2}{(1 - y)} = \frac{\left(\sum_h \vec{p}_{th} \right)^2}{(1 - y)} \quad (7)$$

où P_t est l'impulsion totale du flux hadronique et \vec{p}_{th} est l'impulsion transverse d'un hadron h . En utilisant (4), on peut déduire x .

On voit d'après (6) et (7) que les hadrons émis dans la direction du proton contribuent peu à y ou Q^2 . Cette méthode est donc bien adaptée aux détecteurs à HERA qui ont une zone morte inévitable le long du tube à vide.

III – LA DETERMINATION DE X ET Q²

En regardant le diagramme polaire de la cinématique (Fig. 3), on remarque les choses suivantes.

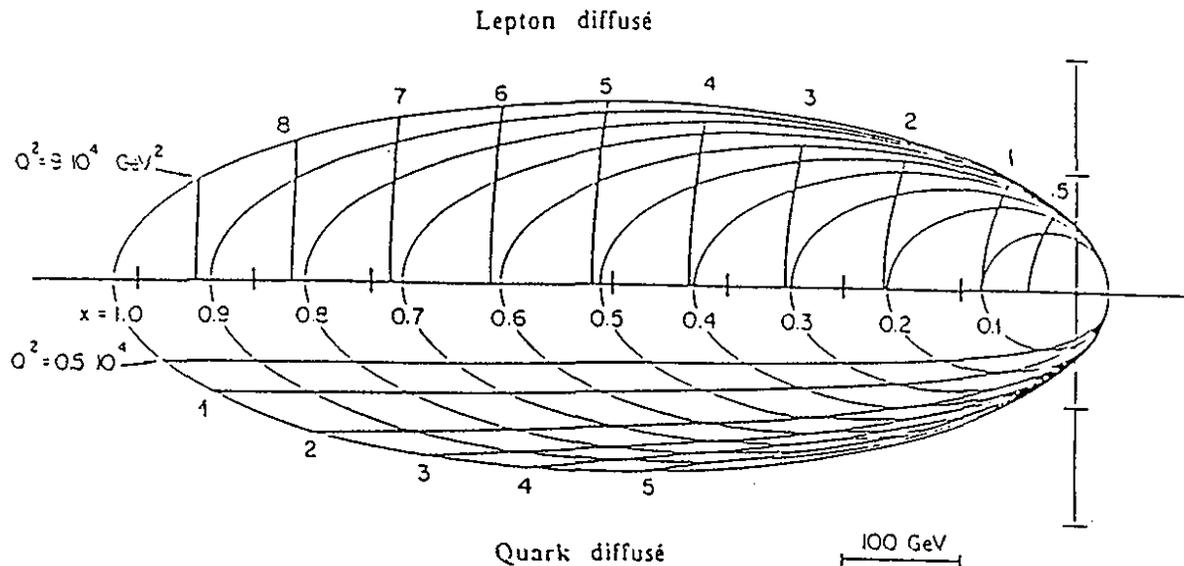


Fig. 3 : Les contours à x et Q^2 constant pour le lepton et le quark diffusé, dans le plan polaire d'angle-énergie.

Pour l'électron final, Q^2 est bien mesuré, car proportionnel à l'impulsion longitudinale de l'électron ; mais pour des électrons ayant un angle supérieur à 90° avec la direction du proton (électrons à l'arrière), les lignes de x vont se superposer et une faible erreur dans la mesure de l'énergie de l'électron donne une grande variation de x . Dans ce domaine (petit Q^2), il est plus précis de déterminer x par la mesure des hadrons (jets) que par la mesure de l'électron de diffusion. Ceci a une conséquence sur les détecteurs à HERA : ils doivent pouvoir mesurer le jet.

IV – LA PHYSIQUE STANDARD

IV.1 – LES FONCTIONS DE STRUCTURES

HERA permet tout d'abord de faire une physique différente des autres collisionneurs grâce à l'étude de la structure du proton par diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton. Les fonctions de structures seront mesurées jusqu'à des Q^2 de l'ordre de $2 \cdot 10^4$ et des x de l'ordre de 10^{-4} , ce qui constitue un domaine différent du domaine couvert par les expériences actuelles (Fig. 2).

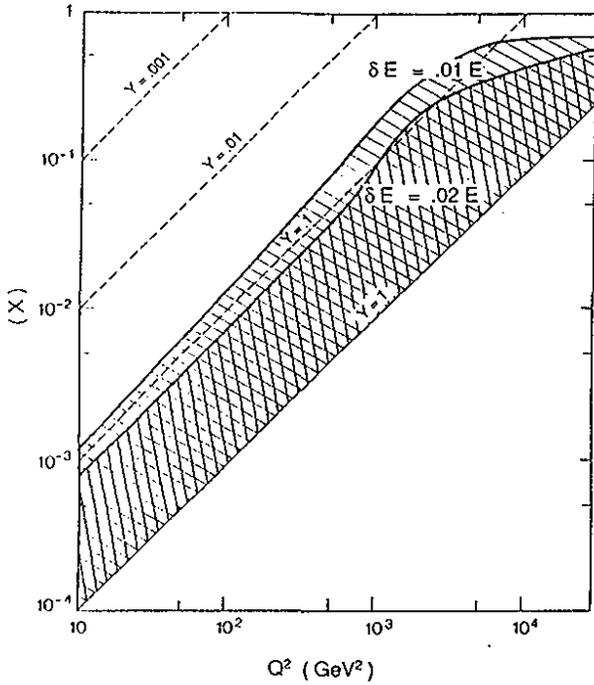


Fig. 4 a : Domaine en (Q^2, x) où l'erreur systématique sur la section efficace différentielle est $< 10\%$ pour une erreur de 1 % et de 2 % sur la calibration de l'énergie de l'électron

$\text{diagonal lines} : \delta E' = .01 E'$ $\text{cross-hatched} : \delta E' = .02 E'$

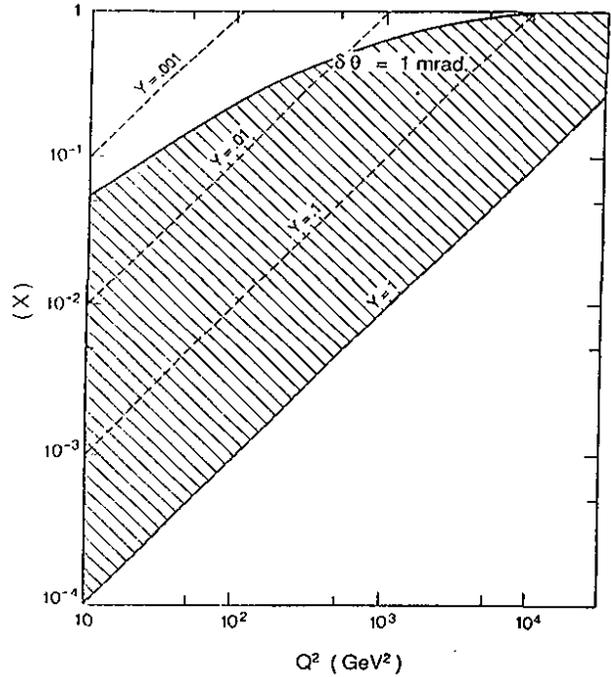


Fig. 4 b : diagonal lines Domaine en (Q^2, x) où l'erreur systématique sur la section efficace différentielle est $< 10\%$ pour une erreur de 1 mrad sur la mesure de l'angle de l'électron

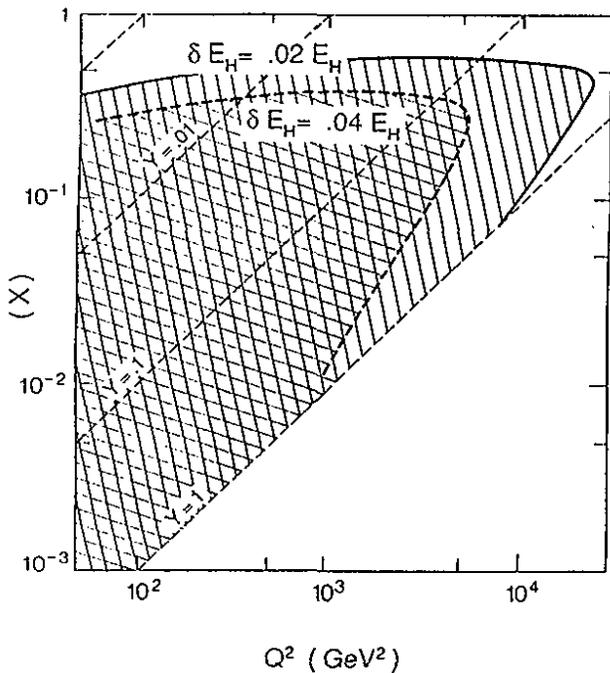


Fig. 4 c : Domaine en (Q^2, x) où l'erreur systématique sur la section efficace différentielle est $< 10\%$ pour une erreur de 2 % et de 4 % sur la calibration de l'énergie hadronique

$\text{diagonal lines} : \delta E_H = .02 E_H$ $\text{cross-hatched} : \delta E_H = .04 E_H$

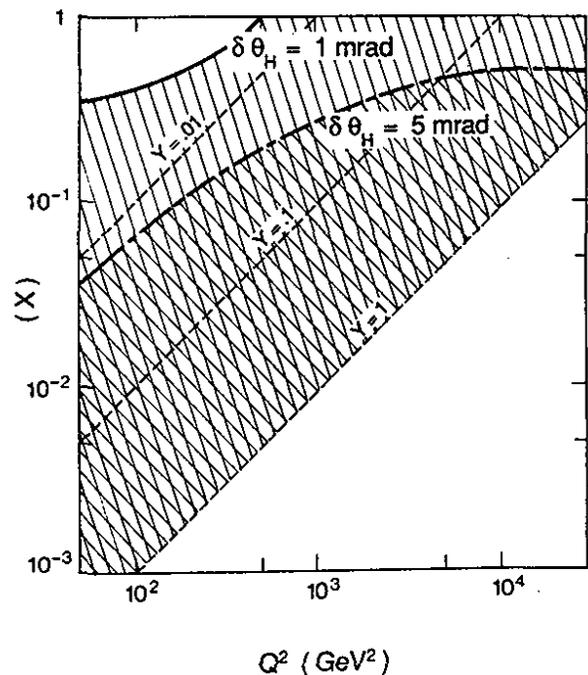


Fig. 4 d : Domaine en (Q^2, x) où l'erreur systématique sur la section efficace différentielle est $< 10\%$ pour une erreur de 1 et 5 mrad sur la mesure de la direction du flux hadronique

$\text{diagonal lines} : \delta \langle \theta_H \rangle = 1 \text{ mrad}$ $\text{cross-hatched} : \delta \langle \theta_H \rangle = 5 \text{ mrad}$

La mesure des sections efficaces de diffusion profondément inélastique permet de remonter aux fonctions de structure. La calibration en énergie et en mesure d'angle définit les régions cinématiques pour la mesure des fonctions de structure (Fig. 4 a b c et d)^[1].

Les données avec des faisceaux d'électrons et de positrons polarisés pourront améliorer l'analyse de la section efficace^[3]. En effet, la section efficace de la diffusion fortement inélastique d'électrons ou de positrons polarisés sur des protons non polarisés peut s'écrire, en négligeant la fonction de structure longitudinale F_L ($F_L = 2xF_1 - F_2 = 0 + O(\alpha_S)$) :

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} (e^\pm(\lambda) N \rightarrow e^\pm X) = \sigma^\pm(\lambda) = \sigma_0 + \sigma_i^\pm(\lambda) + \sigma_Z^\pm(\lambda) + \sigma_{RC} \quad (8)$$

où : • λ est l'hélicité du faisceau d'électrons ou de positrons,

- σ_0 , σ_i , σ_Z sont respectivement les sections efficaces d'échange d'un γ , de l'interférence γZ , et de l'échange du Z ,
- σ_{RC} est le terme de corrections radiatives.

Remplaçant σ par $\frac{\sigma Q^4 x}{2\pi \alpha^2}$, les expressions des sections efficaces σ_0 , σ_i , σ_Z sont :

$$\sigma_0 = (Y_+ * F_2(x, Q^2)) \quad (9)$$

$$\sigma_Z^\pm(\lambda) = K^2(Q^2) \left[\begin{array}{l} Y_+ (v^2 + a^2 \pm 2va) H_2(x, Q^2) \\ + Y_- (\pm 2va - (v^2 + a^2)\lambda) x H_3(x, Q^2) \end{array} \right]$$

- où :
- $v = I_L^3 - 2Q_e \sin^2\theta = -0.06$,
 - $a = I_L^3 = -1/2$,
 - Q_e est la charge de l'électron ($Q_e = -1$),
 - θ_w est l'angle de Weinberg.
 - $Y_\pm = 1 \pm (1 - y)^2$

a et v sont les couplages des leptons aux courants neutres faibles (Z_0), x et y sont les variables de scaling habituelles.

Les ordres de grandeur des rapports des sections efficaces (σ_0 , σ_i , σ_Z), sont gouvernés par $(1, K, K^2)$ respectivement,

$$\text{où :} \quad K(Q^2) = K(\infty) Q^2 / (Q^2 + M_Z^2) \quad (11)$$

$$K(\infty) = [4 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w]^{-1}$$

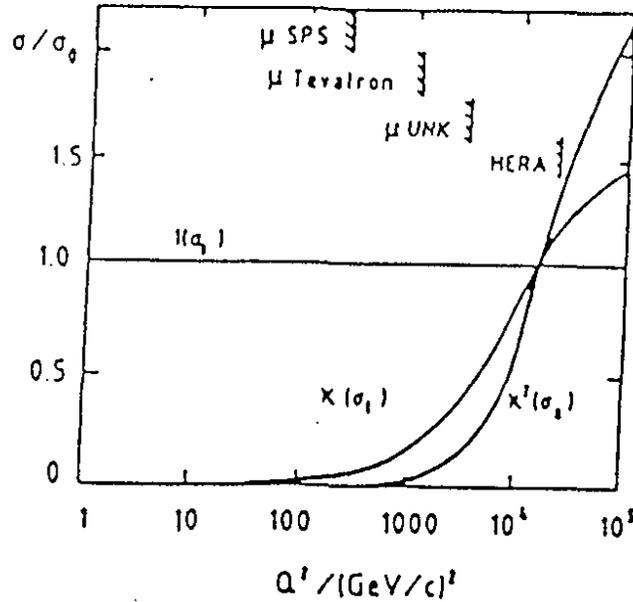


Fig. 5 : Les ordres de grandeurs de σ_0 , σ_1 et σ_2 relativement à σ_0 vs Q^2

Ceci est montré dans la figure 5. On voit d'après l'expression de $K(Q^2)$ que $K = 1$ quand $Q^2 = 18700 \text{ (GeV/c)}^2$, c'est-à-dire les trois sections efficaces sont comparables.

F_2 , G_2 , H_2 , xG_3 , xH_3 sont les fonctions de structure des courants neutres exprimés dans le modèle des partons.

$$(F_2, G_2, H_2) = x \Sigma (q + \bar{q}) \cdot (Q_q^2, 2 v_q Q_q, v_q^2 + a_q^2)$$

$$\text{et} \quad (x G_3, x H_3) = 2 x \Sigma (q - \bar{q}) \cdot (a_q Q_q, a_q v_q) \quad (11)$$

avec le couplage des quarks aux courants neutres donné par :

$$v_q = I_3^L(q) - 2 Q_q \sin^2 \theta$$

$$\text{et} \quad a_q = I_3^L(q) = \pm \frac{1}{2} \quad (12)$$

où : Q_q est la charge des quarks.

Donc la section efficace des courants neutres σ_{NC} introduit 5 fonctions de structure (F_2 , G_2 , H_2 , xG_3 , xH_3). Pour extraire chacune de ces fonctions, il faudra faire des approximations suivant le domaine cinématique, ou utiliser la dépendance dans la section efficace des courants neutres de la charge du lepton et de sa polarisation.

A grand Q^2 ($Q^2 \gg 1000 \text{ GeV}^2$), les courants chargés ($e^\pm p \rightarrow \nu X$) offrent l'avantage de dépendre de 2 fonctions de structure seulement :

$$\sigma_{cc}^\pm = Y_+ K_w^2 [(1 \pm \lambda)/2] W_2^\pm + Y_- K_w^2 [(1 \pm \lambda)/2] x W_3^\pm \quad (13)$$

avec :

$$K_w(Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + r_w^2} [4 \sin^2 \theta_w]^{-1} \quad (14)$$

$$W_2^\pm = 2 \times \sum_i (q_{d(u)} + \bar{q}_{u(d)}) \quad (15)$$

$$\times W_3^\pm = 2 \times \sum_i (q_{u(d)} - \bar{q}_{d(u)})$$

Bien sûr, il faudra avoir une haute résolution de la direction de la gerbe hadronique et de son énergie.

Si on veut explorer tout le domaine en Q^2 avec les courants neutres, il faudra procéder de différentes manières suivant le domaine cinématique.

Pour $Q^2 \leq 1000 \text{ GeV}^2$, l'approximation de l'échange d'un photon est toujours vraie à mieux que 20 % (Fig. 2) et la section efficace dépend de F_2 seulement.

Pour ($1000 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 6000 \text{ GeV}^2$), la partie purement faible H_2 , xH_3 contribue à moins que 15 % (Fig. 5). Donc, dans cette région, la section efficace est sensible à F_2 , G_2 et xG_3 principalement.

Si on arrive à polariser le faisceau de leptons, l'analyse de la section efficace sera plus précise. Une des valeurs de la polarisation qui peut simplifier l'analyse est :

$$\lambda(e^\pm) = \mp v/a = \mp (1 - 4 \sin^2 \theta) \approx \mp 0.13$$

Cette valeur de λ annule le terme en G_2 dans σ_i^\pm .

A partir de $Q^2 = 6000 \text{ GeV}^2$, il faudra utiliser des combinaisons de sections efficaces en exploitant la dépendance de ces dernières en polarisation et en charge du lepton. Il faudra alors quelques années de runs partagées à peu près, équitablement entre e^- et e^+ pour pouvoir combiner des données de $e^\pm p$ en courants neutres et en courants chargés. Cette procédure permet de ne pas avoir recours aux approximations citées ci-dessus et donc, permet une étude plus détaillée des fonctions de structure. Mais, d'un autre côté, il faut avoir des statistiques importantes et il faut résoudre les problèmes de la normalisation relative des données obtenues sous différentes conditions expérimentales.

Les résultats les plus transparents sont obtenus avec les deux sections efficaces σ^+ et σ^- à des hélicités opposées (beam conjugation). La somme de ces deux sections efficaces :

$$B_+(\lambda) = \frac{1}{2} [\sigma^+(-\lambda) + \sigma^- (+\lambda)] \quad (16)$$

est donnée par

$$B_+(\lambda) = Y_+ [F_2 + (-v + \lambda a) KG_2 + (v^2 + a^2 - 2 v a \lambda) K^2 H_2]$$

Cette fonction est proportionnelle à Y_+ et ne contient que les termes en $(q + \bar{q})$. Pour $\lambda = v/a \approx 0.13$, on enlève la contribution en G_2 et B_+ (λ) devient

$$B_+(\frac{v}{a}) = Y_+ [F_2 + (a^2 - v^2) K^2 H^2]$$

qui se réduit à F_2 pour $Q^2 < 6000 \text{ GeV}^2$.

La différence des deux sections efficaces :

$$B_-(\lambda) = \frac{1}{2} [\sigma^+(-\lambda) - \sigma^+(\lambda)] \tag{17}$$

$$= Y_- [(a - \lambda v) K \times G_3 + (-2va + \lambda(v^2 + a^2)) K^2 \alpha H_3]$$

est proportionnelle à Y_- et introduit des termes en $q - \bar{q}$. Encore, une des valeurs de λ qui peut simplifier l'analyse est $\lambda = \frac{2va}{v^2 + a^2} \approx 0.26$, $B_-(\lambda)$ ne contiendra que le terme en G_3 .

$$B_-(\lambda) = Y_- \left[\left(a - \frac{2v^2 a}{v^2 + a^2} \right) K \times G_3 \right]$$

IV.2 – LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

Ce point concerne les tests de la chromodynamique quantique. Les points d'analyse accessibles à HERA sont les suivants^[4] :

- la mesure de $\alpha_S(Q^2)$,
- l'étude des domaines à très bas x et la mesure de la densité de gluons à petit x par, soit l'étude de la fonction de structure qui devrait permettre de distinguer entre les différentes formes des fonctions de structure du gluon, soit par l'étude de la production de J/ψ (Fig. 6 a) ou la production de quarks lourds (Fig. 6 b).

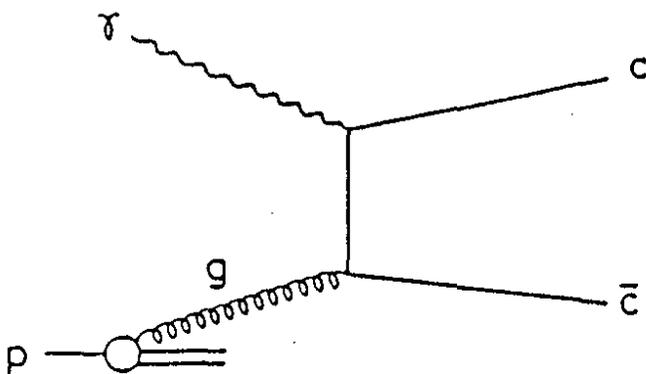


Fig. 6 a : Production de quarks charmés

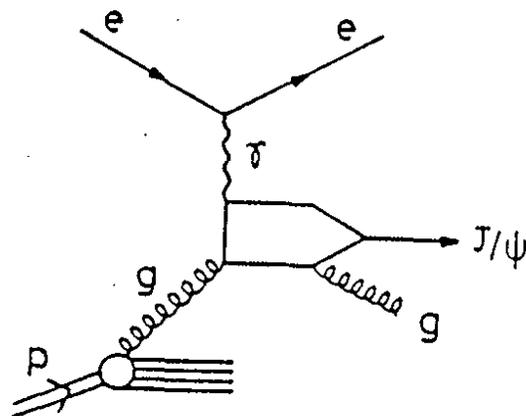


Fig. 6 b : Production de J/ψ

V – LA PHYSIQUE NON-STANDARD

Bien que l'extension des programmes de la physique standard soit intéressante, un des sujets intéressants de physique à HERA est la recherche de la nouvelle physique à l'échelle de Fermi (300 GeV).

Le modèle standard n'a pas été mis en cause par l'expérience jusqu'à maintenant, mais il laisse beaucoup de questions fondamentales : la génération des masses, les 27 paramètres, la violation de C et P dans les interactions faibles

Pour répondre à ces questions, il est nécessaire de sonder à de faibles distances. HERA est une machine qui pourra répondre à certaines d'elles.

Parmi les exemples de cette nouvelle physique figurent les sujets suivants :

- termes de contact et sous-structure,
- leptoquarks et leptogluons,
- nouveaux bosons de gauge,
- supersymétrie.

V.1 – TERMES DE CONTACT ET SOUS-STRUCTURE

Aux énergies "relativement basses" de HERA, cette sous-structure pourra se manifester par une faible déviation des sections efficaces du modèle standard.

L'hypothèse de base est que le modèle standard fait partie d'une théorie plus large, impliquant des champs plus lourds que les champs observés jusqu'à maintenant^[5]. A ce point, il n'est pas très important que la théorie entière soit une théorie de grande unification, de supersymétrie, ou décrit les interactions des constituants des quarks et des leptons. Ce qui est important, c'est qu'à des énergies petites comparées à une échelle Λ caractéristique du modèle ($m_W < \Lambda$), le modèle standard est une bonne approximation ; une fois qu'une intégration sur les champs (particules) non observés est effectuée. Dans ce cas, le lagrangien total, valable jusqu'à des énergies ($\sqrt{S} \sim m_W < \Lambda$, peut être écrit en terme des champs classiques observés (quarks, leptons, gluons, W, Z, γ , Higgs) : $L_{\text{eff}} = L_{\text{MS}} + L'$

Collisionneur	Sous-processus à 4 fermions		
e^+e^-	$e^+e^- \rightarrow l^+ l^-$	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	-
$e^\pm p$	-	$e^\pm q \rightarrow e^\pm q$	-
$pp, \bar{p}p$	-	$\bar{q}q \rightarrow \bar{l}l$	$qq \rightarrow qq, \bar{q}q \rightarrow \bar{q}q$

Table 1 : Les sous-processus $f_1 f_2 \rightarrow f_3 f_4$ dans les différents collisionneurs

Le terme d'ordre zéro, et de dimension 4 en masse est le lagrangien du modèle standard. Le terme additionnel L' implique en général toutes les symétries $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il est le reste de l'intégration sur les champs non-observés, jusqu'à présent, de la théorie. Ce terme donne une correction à la section efficace pour ($\sqrt{S} \ll \Lambda$), qui augmente avec Q^2 . Les termes contenus dans L' sont importants pour une classe de sous-processus à quatre fermions à étudier dans les collisionneurs e^+e^- , $e^\pm p$, $p\bar{p}$ et pp (table 1). Les collisionneurs e^+e^- , $p\bar{p}$ et pp offrent la possibilité de donner une information sur les termes de contact impliquant seulement des leptons et seulement des quarks respectivement. Les collisionneurs $e^\pm p$ sondent les termes mixtes eq. Les échelles Λ_{ll} , Λ_{lq} , Λ_{qq} étant à priori différentes, les informations de différents types de collisionneurs futurs sont nécessaires pour une étude systématique et "indépendante de modèles". Dans le cas d'HERA, l'interaction de contact est donc décrite par une interaction ponctuelle à 4 fermions qui conserve l'hélicité et la saveur^[5] :

$$L' = \sum_q \frac{g_{\text{eff}}^2}{\Lambda_\pm^2} \left\{ \begin{array}{l} \eta_{LL} (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) (\bar{q}_L \gamma^\mu q_L) + \eta_{RR} (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R) (\bar{q}_R \gamma^\mu q_R) \\ \eta_{RL} (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R) (\bar{q}_L \gamma^\mu q_L) + \eta_{LR} (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) (\bar{q}_R \gamma^\mu q_R) \end{array} \right\} \quad (18)$$

Les indices L et R indiquent les courants gauches et les courants droits respectivement.

Les coefficients η peuvent prendre les valeurs 0 ou ± 1 . Ceci permet de construire 6 différentes structures en hélicité LL, LR, RL, RR, VV et AA comme le montre la table 2.

Configuration	η_{LL}	η_{RR}	η_{RL}	η_{LR}
LL_\pm	± 1	0	0	0
RR_\pm	0	± 1	0	0
RL_\pm	0	0	± 1	0
LR_\pm	0	0	0	± 1
VV_\pm	± 1	± 1	± 1	± 1
AA_\pm	± 1	± 1	± 1	± 1

Table 2 : Valeurs de η pour différentes structures en hélicité.

En ce qui concerne la limite sur l'échelle de sous-structure Λ , seul le rapport g_{eff}/Λ peut être déterminé expérimentalement. Mais, dans le contexte de sous-structure des quarks et leptons, il est d'usage de donner les limites sur Λ en adoptant une normalisation *ad hoc* :

$$g^2/4\pi = 1$$

suggérée par une analogie sans bases avec la physique hadronique. Pour être général, on considérera à la place de Λ , l'échelle $\Lambda^* = \Lambda \sqrt{g_{eff}^2 / 4\pi}$ qui est directement mesurable et tel que

$$\Lambda^* = \Lambda \quad \text{si } g_{eff}^2 = 4\pi$$

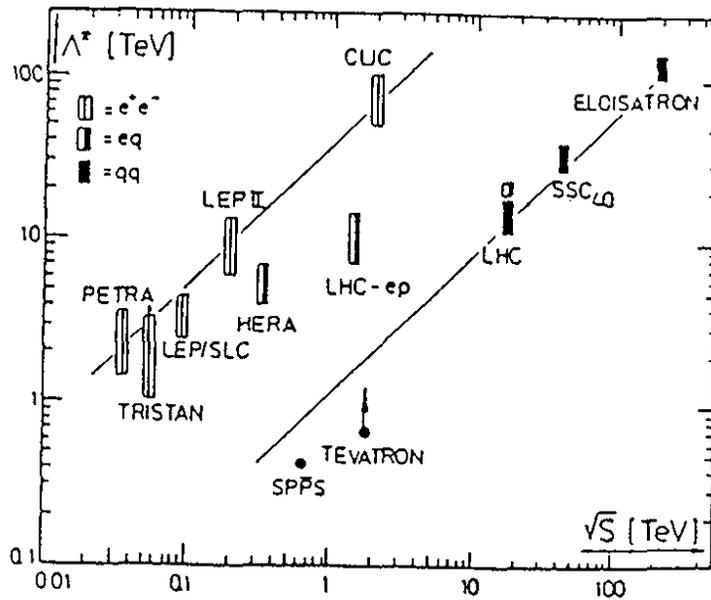


Fig. 7: Résumé des valeurs de Λ pouvant être atteintes par les machines pp , ep et e^+e^- [5]

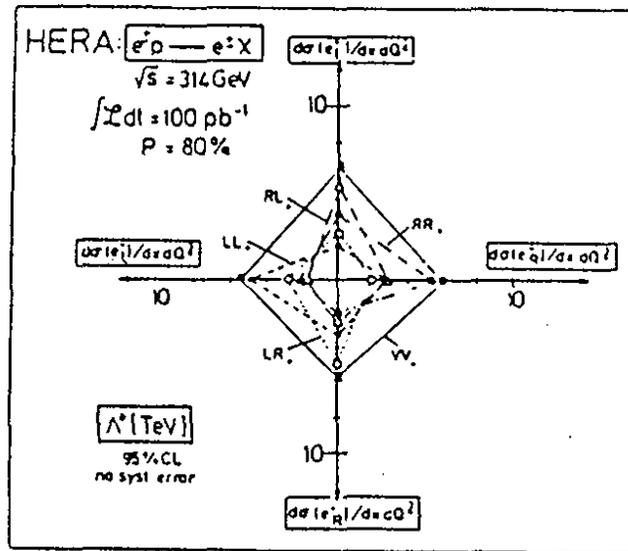


Fig. 8 : Λ^* extraite des données simulées d'HERA. La sensibilité des sections efficaces polarisées à des structures particulières en hélicité dans les termes de contact apparaît clairement [5]

Une étude détaillée [6] montre qu'avec des faisceaux d' e^\pm non polarisés, la limite que HERA peut donner sur Λ^* est 4 – 7 TeV. Cette limite est comparée avec les limites d'autres accélérateurs dans la figure 7.

Si on peut avoir des faisceaux polarisés longitudinalement, la limite augmentera de 1.5 TeV. La polarisation est aussi importante pour reconnaître la structure en hélicité, une fois qu'un signal positif sera observé. La figure 8 montre la sensibilité des sections efficaces polarisées à des structures particulières en hélicité.

Les couplages LL(RR) sont plus sensibles aux faisceaux $e_L^- (e_R^-)$ et moins sensibles aux faisceaux $e_L^+ (e_R^+)$. La situation s'inverse pour les couplages RL(LR).

V.2 – LEPTOQUARKS ET LEPTOGLUONS

Les termes de contact discutés précédemment peuvent être considérés comme dûs essentiellement à l'échange de nouveaux bosons X, qui à l'échelle \sqrt{S} des présents collisionneurs sont trop lourds pour se propager. Intégrer sur ces particules revient à dire que les diagrammes d'échange deviennent des termes de contact :

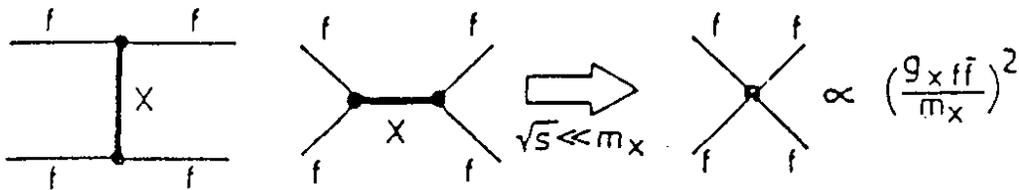


Fig. 9 : L'échange d'un boson très lourd donnant lieu à des termes de contact de couplage effectif $(g_X f f / m_X)^2$.

Mais si ces bosons X sont dans le domaine de masse accessible à HERA ($m_X < \sqrt{S}$), leur présence se manifestera par une résonance dans la section efficace. Donc la sous-structure pourra se manifester aussi par la formation de leptoquarks (objets ayant les nombres quantiques des leptons et des quarks) et de leptogluons (objets ayant les nombres quantiques des leptons et des gluons). Ces objets apparaissent dans un nombre de scénarios théoriques (modèles composites, théories G.U, modèles inspirés de SUSY^[7]). Ils sont des candidats exotiques idéals pour HERA puisqu'ils correspondent à des résonances directes en S (Fig. 10 a,b).

Les limites que HERA peut apporter à la masse des leptoquarks et à leurs couplages aux fermions sont discutées au chapitre V.

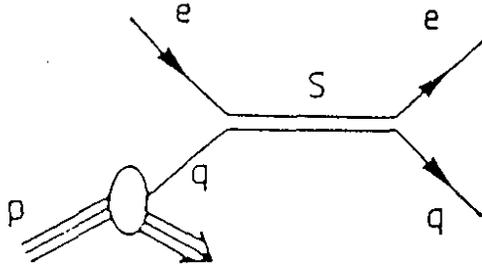


Fig. 10 a : Production et désintégration de leptoquark à HERA

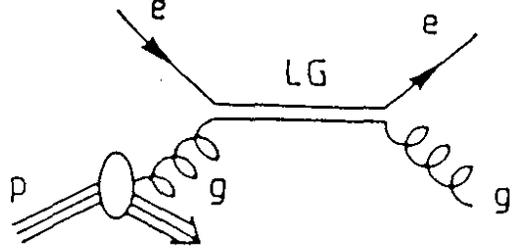


Fig. 10 b: Production et désintégration de leptogluons à HERA

V.3 – NOUVEAUX BOSONS DE GAUGE

Des nouveaux bosons de gauge peuvent se manifester comme une modification dans la section efficace inclusive à grand Q^2 [8, 9]. Les limites expérimentales actuelles sur la masse des nouveaux bosons lourds sont [10] :

$$m_{Z'} > (110 - 320) \text{ GeV} \quad \text{dans le cas d'un extra } Z'$$

$$m_{W'} > (300 - 400) \text{ GeV} \quad \text{dans le cas d'un } W' \text{ se couplant aux courants droits.}$$

Compte tenu de ces limites et du faible taux de production des W et des Z ordinaires, la production directe des W' et des Z' et leur détection sera difficile. La recherche des W' et des Z' se fera essentiellement en regardant les changements dans les interactions électro-faibles standards (sections efficaces, asymétries de charge et de polarisation). Les asymétries étant le rapport de sections efficaces, elles sont moins sensibles aux incertitudes systématiques et théoriques comme l'erreur absolue de la luminosité ou l'influence des détails de distribution des quarks. L'erreur sur les corrections radiatives devient aussi moins importante.

Avec ces observables, les limites que HERA peut apporter à la masse du Z' varient de 130 GeV à 470 GeV suivant le modèle^[11]. Pour le W' , la limite est 400 GeV^[11].

V.4 – PRODUCTION DES PARTENAIRES SCALAIRES DES ELECTRONS ET DES QUARKS

La production des \tilde{e} et \tilde{q} se fait par un échange de neutralino (Fig. 11):

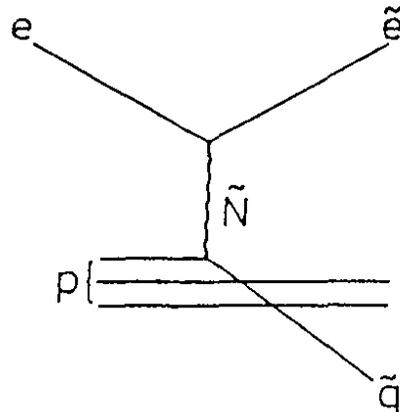


Fig. 11 : Production de squark et de sélectron par échange de neutralino

\tilde{N} : neutralino ($\tilde{Y}, \tilde{Z}, \tilde{H}$)

Le signal de ces événements est très clair. Les sélectros et les squarks se désintègrent en électron et quark avec des photinos :

$$\tilde{e} \rightarrow \gamma + e \quad \tilde{q} \rightarrow \gamma + q$$

Ceci donne une énergie manquante et donc des événements non-balancés dans le plan transverse (Fig. 12).

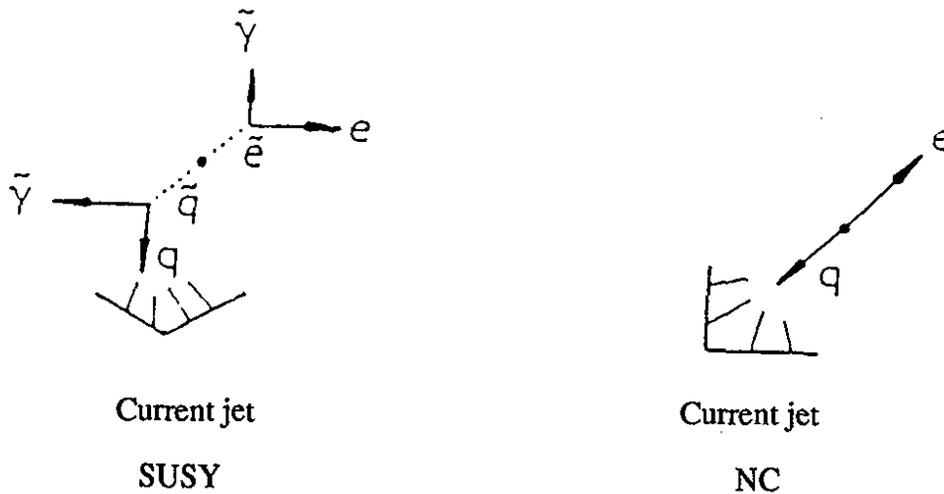


Fig. 12 : Scénario dans le plan transverse pour les événements NC et les événements SUSY

Ceci permettra de les différencier des événements NC. Etant donné les limites actuelles sur la masse du squark et du sélectron ($m_{\tilde{e}} = m_{\tilde{q}} = 45 \text{ GeV}$), HERA a encore une fenêtre étroite pour la détection de signaux supersymétriques.

$$(100 - 120 \text{ GeV} < m_{\tilde{e}} + m_{\tilde{q}} < 160 - 180 \text{ GeV})[12]$$

VI – LES CONTRAINTES SUR LES DETECTEURS

La physique à HERA impose des contraintes sur les détecteurs. Ceux-ci doivent alors posséder les caractéristiques suivantes :

- posséder un très haut degré d'herméticité : détecteur 4π . Ceci pour l'analyse des réactions faisant intervenir des particules qui n'interagissent pas (les neutrinos, les particules supersymétriques plus légères). Pour signer ces particules, il faut pouvoir faire un bilan des énergies déposées dans tout l'angle solide, d'où la nécessité d'un détecteur hermétique. Cette hermiticité est nécessaire dans la direction du proton, où la plupart des jets sont émis. Sa majeure limitation est la taille du tube à vide (9 cm),
- permettre l'identification des muons provenant des réactions exotiques et/ou de la production des quarks de saveurs lourdes,

- permettre une excellente mesure de l'énergie hadronique et de l'énergie leptonique pour les mesures des réactions inclusives des interactions à courants neutres et courants chargés. Ceci se traduit par les demandes suivantes sur la calorimétrie :
- une bonne résolution en énergie pour les hadrons et les leptons,
- une granularité fine nécessaire vers l'avant pour l'analyse des multijets,
- une calibration de l'énergie meilleure que 1% pour les électrons et de 2% pour les hadrons. Cette calibration dépend de plusieurs facteurs dont la précision de la mesure des constantes mécaniques (Chap. III), l'homogénéité du détecteur, la linéarité de sa réponse, la pureté de l'argon liquide pour le cas de H1 (Chap. IV), etc,
- la mesure de l'électron est importante pour la physique. Par conséquent, l'identification et la mesure de l'énergie de l'électron doit être la meilleure possible, d'où pas de matière avant le calorimètre électromagnétique, d'où une bobine qui contient le calorimètre.

L'herméticité et la précision de la mesure d'énergie sont des caractéristiques qui se retrouvent dans la plupart des détecteurs modernes. La caractéristique particulière des détecteurs de HERA est leur asymétrie dans la direction de l'axe du faisceau. Dans les collisionneurs e^+e^- et $p\bar{p}$ où les deux faisceaux sont d'énergies égales et où le moment vectoriel total est nul, les détecteurs doivent être le plus symétriques possible. Pour les collisions e-p à HERA le moment vectoriel total n'est pas nul, il pointe fortement dans la direction du proton et le détecteur doit être asymétrique dans la direction parallèle à l'axe du faisceau. Deux détecteurs, ZEUS et H1, ont été proposés pour répondre aux contraintes imposées par la physique à HERA.

Dans l'expérience H1, nous avons choisi de privilégier une bonne stabilité des mesures en énergie dans le temps pour extraire les événements rares. Ce choix s'est porté sur la calorimétrie à argon liquide dont un des avantages est la reproductibilité de la charge collectée et donc la possibilité d'une calibration précise une fois la pureté de l'argon bien contrôlée (la concentration en oxygène doit être inférieure à un ppm). Une excellente uniformité de la réponse peut être obtenue en contrôlant les tolérances mécaniques. Une fine granularité transversale et une segmentation longitudinale détaillée peuvent être atteintes, la seule limitation étant le nombre de canaux d'électronique. Ils ont aussi l'avantage d'être insensibles à la radiation, donc, peuvent être utilisés à long terme^[13].

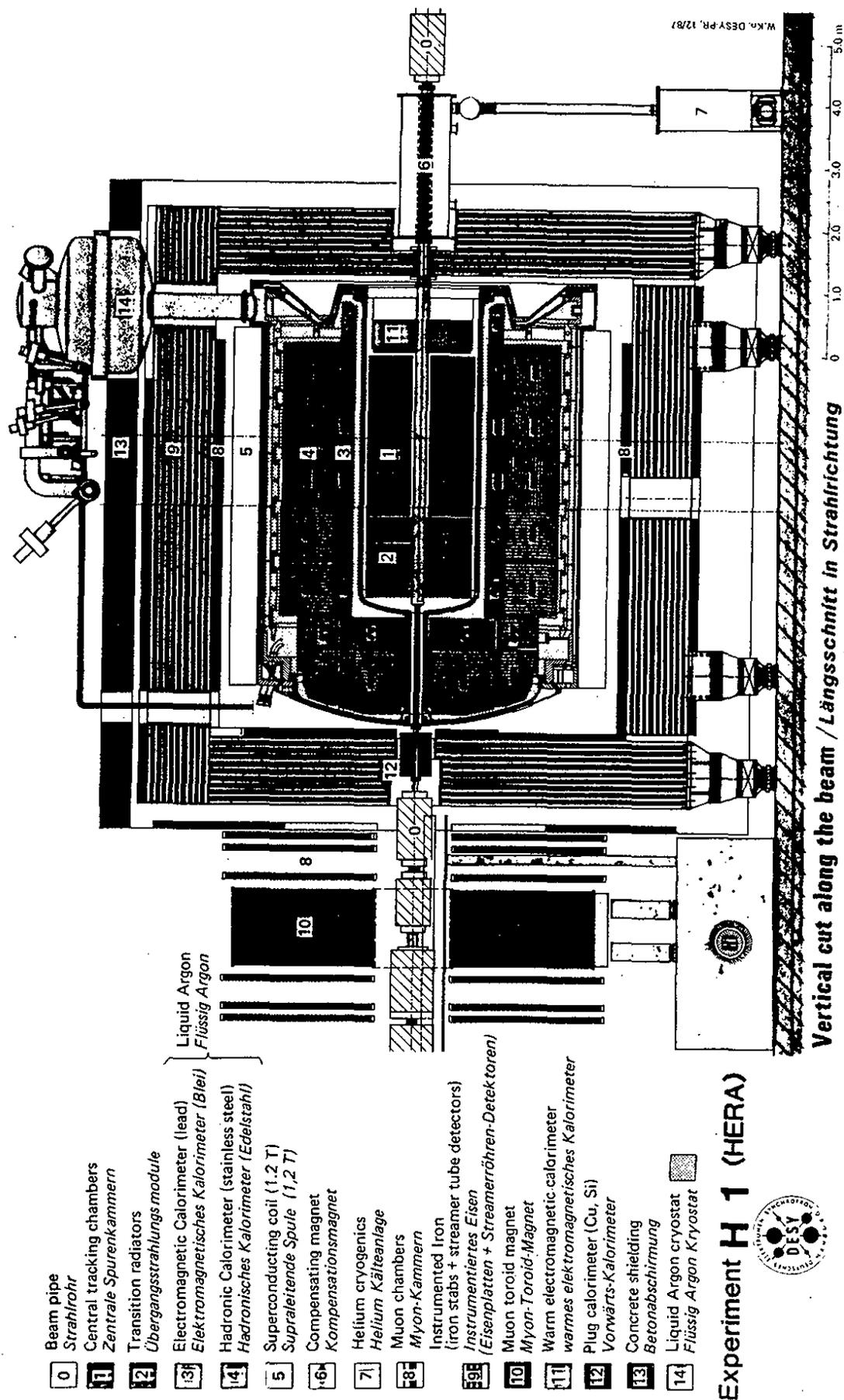


Fig. 13: Coupe longitudinale du détecteur H1

Les inconvénients principaux des calorimètres à argon liquide concernent :

- La cryogénie : le calorimètre étant dans un cryostat, il sera très difficile de réparer des problèmes qui apparaissent après la fermeture du cryostat et le remplissage de l'Argon,
- L'herméticité : le calorimètre devant être utilisé dans un cryostat, minimiser les matières mortes est un défi technique pour un détecteur à 4π . Ce défaut d'hermiticité est partiellement compensé par un calorimètre à l'extérieur du cryostat dans la direction du proton.
- La non-compensation entre le signal des électrons et des hadrons dans une gerbe hadronique ($e/h > 1$) : ceci détermine la performance du calorimètre en termes de résolution et de linéarité avec l'énergie pour la mesure des hadrons. Les avantages et les inconvénients de la calorimétrie avec l'argon liquide seront expliqués en détail dans le chapitre II.

Par contre, l'expérience ZEUS a opté pour une calorimétrie hadronique compensée (Scintillateur) au détriment d'une fine granularité transverse, d'une stabilité dans le temps et de l'insensibilité à la radiation.

La figure 13 montre une coupe longitudinale du détecteur H1^[14]. Celui-ci comprend :

- Le système de tracking : Le tracking central (1) ($35^\circ < \theta < 170^\circ$) est assuré par une chambre à dérive centrale en deux parties alternée avec 2 chambres à dérives et 2 chambres proportionnelles. Pour $\theta < 35^\circ$, le système du tracking avant (2) est constitué de séries de chambres à dérives alternées avec 3 couches de chambres proportionnelles et de radiateurs de rayonnement de transition.
- Le calorimètre à Argon liquide (3) et (4) : décrit en détail au chapitre III.
- L'aimant supraconducteur (5) : Il a un diamètre de 6 m environ et il donne un champ de 1.2 Tesla. Il vient après le cryostat à Argon liquide (14). Cette solution présente 3 avantages :
 - minimiser la matière morte devant le calorimètre. Ceci favorise une bonne résolution électromagnétique et hadronique. La figure 14 montre la quantité de matière morte devant le calorimètre en fonction de l'angle polaire,
 - ce champ donne aux muons une grande courbure, ce qui facilite la reconstruction de leur vertex, direction et énergie,
 - homogénéité du champ pour le tracker, donc la reconstruction des traces est meilleure et leur analyse est plus facile.
- Le fer instrumenté (9) : son premier rôle consiste à fermer le champ de l'aimant. Il est constitué de plaques de fer alternées avec des tubes "streamer", il agit comme un

détecteur de la gerbe hadronique résiduelle (tail-catcher) pour le calorimètre hadronique et aussi comme un filtre à muons.

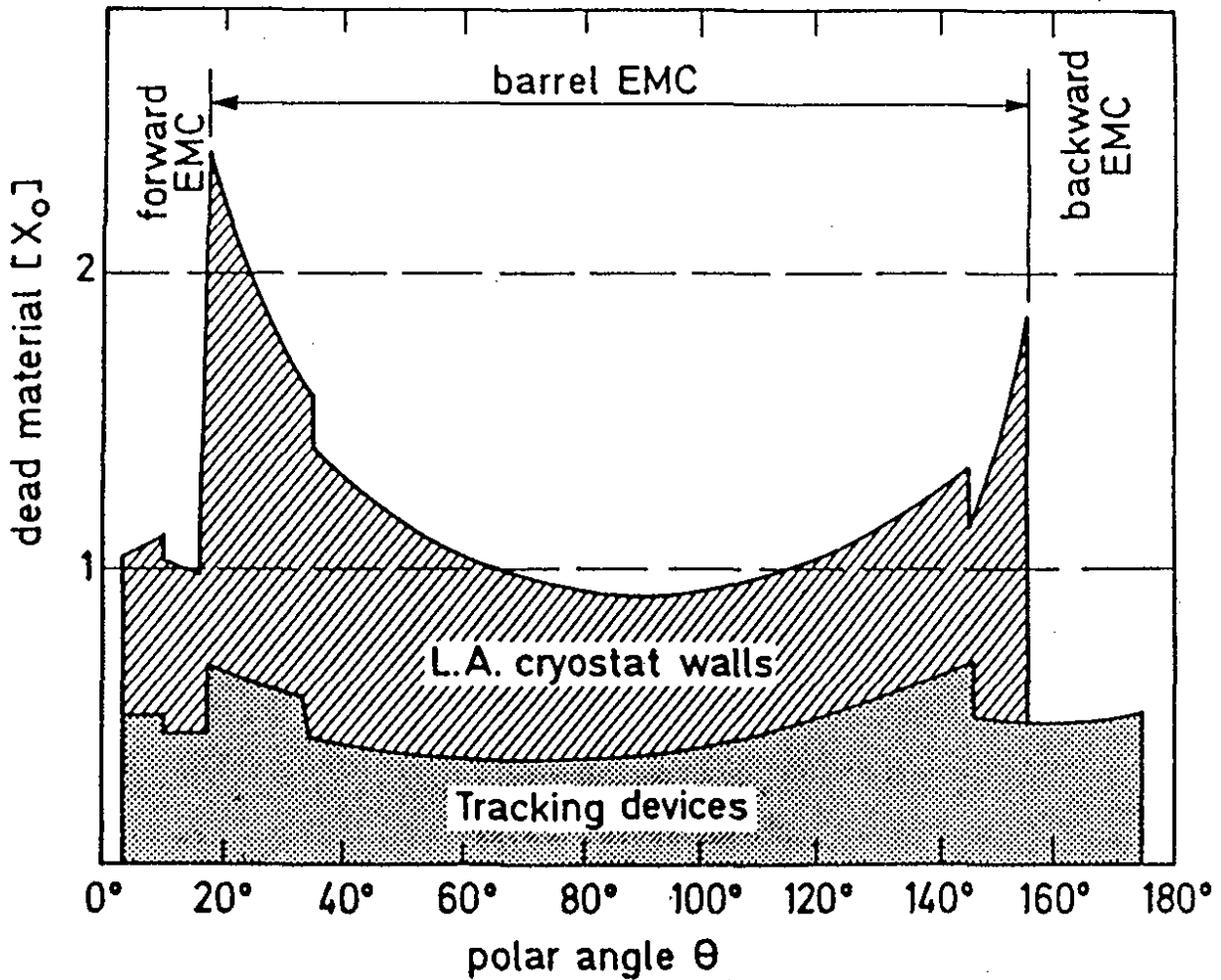


Fig. 14 : La quantité de matière morte devant le calorimètre en fonction de l'angle polaire^[15]

- Les chambres à muons (8) et le spectromètre à muons (10) : la détection des muons est assurée par 3 couches de chambres à muons, dans la partie centrale et avant. A l'avant de l'expérience, est installé un spectromètre à muons (10) permettant de reconstruire leur direction et leur énergie jusqu'à 150 GeV.

REFERENCES

- [1] J. Feltesse, Proc of the HERA workshop, Ed. R. Peccei (1987) 33-57
- [2] A. Blondel, F. Jacquet, Proceedings of the study of an ep facility for Europe, Ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) p. 391-394
- [3] M. Klein and T. Riemann, Z. Phys. C-particles and fields 24 (1984), 151-155
- [4] Proceedings of the HERA Workshop, Ed. R. Peccei (1987)
- [5] F. Schrempp, DESY 89-047, April 1987
- [6] H.U. Martyn, Proceedings of the HERA Workshop, Ed. R. Peccei (1987) 819-828
- [7] W. Büchmüller et al., Phys Lett B191, n° 4 (1987) 442-448
- [8] J. Blümlein, Proc of the HERA Workshop, Ed. R. Peccei (1987) 687-711
- [9] F. Cornet et al., Proc of the HERA Workshop, Ed. R. Peccei (1987) 771-794
- [10] U. Amaldi et al., Phys Rev D36 (1987) 1385
- [11] F. Cornet et al, Proc of HERA Workshop, Ed. R. Peccei (1987) 771-794
- [12] L. Stanco, Proc of HERA Workshop, Ed. R. Peccei (1987) 889-896
- [13] J. Feltesse, CEA, CEN, DPHPE 89-05, March 1989
- [14] Technical Proposal of the H1 detector, H1 collaboration, March 25, 1986



CHAPITRE II

CALORIMETRIE

I - INTRODUCTION

L'énergie des particules est mesurée avec des instruments dits "calorimètres" (éthymologiquement, calorimétrie = mesure de chaleur). Le principe de ces instruments est simple. Un calorimètre est un bloc de matière où la particule qu'on veut mesurer interagit et transforme une partie de son énergie ou toute son énergie en un signal mesurable. Ce signal peut être électrique, optique, thermique, ou acoustique. L'important est que ce signal soit proportionnel à l'énergie qu'on veut mesurer.

Dans presque toutes les grandes expériences en physique des particules, les calorimètres sont des pièces clés. Ceci est dû à plusieurs raisons, divisées en deux classes :

a) Les raisons liées aux propriétés des calorimètres

- Les calorimètres sont sensibles aux particules chargées et neutres en même temps.
- Grâce à la différence entre les caractéristiques des gerbes, l'identification des particules est possible.
- La perte d'énergie par le développement d'une gerbe de particules secondaires est un processus statistique. Le nombre moyen de particules secondaires (N) est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. En conséquence, la résolution en énergie $\frac{\sigma}{E}$ se comporte comme $\left(\frac{1}{N}\right)^{\frac{1}{2}}$ c-à-d comme $\left(\frac{1}{E}\right)^{\frac{1}{2}}$.
- Les dimensions des calorimètres augmentent logarithmiquement avec l'énergie, donc même aux très hautes énergies des futurs accélérateurs, il est possible de travailler avec des instruments compacts (prix!).
- Les calorimètres n'ont pas besoin d'un champ magnétique pour les mesures d'énergie.

- Ils peuvent être très segmentés, ce qui permet une mesure précise de la direction des particules.
- Ils sont rapides –des temps de réponse mieux que 100 ns peuvent être atteints– ce qui est important dans un environnement de grands taux de production.
- L’information d’énergie peut être utilisée pour sélectionner les événements intéressants avec une haute sélectivité.

b) Les raisons liées aux sujets de physique à étudier

Là, le poids n’est plus sur la spectroscopie de traces, mais sur les caractéristiques globales de l’événement qui sont susceptibles de mettre en évidence des processus intéressants à l’échelle des constituants. Un jet contient un grand nombre de particules et il n’est plus question d’étudier les propriétés des particules individuelles comme il était possible avec les chambres à bulle. Les caractéristiques d’un événement comprennent l’énergie (transverse) perdue, l’énergie (transverse) totale, la production de jets, la spectroscopie des multijets, la direction des particules isolées, la “direction des jets”, la détermination du type des particules, etc.

Pour s’acquitter de toutes ces tâches, le calorimètre collabore avec les autres détecteurs et surtout le détecteur central. Comme le calorimètre traduit l’information venant de l’événement physique, il est nécessaire de connaître ses qualités (linéarité, homogénéité, acceptance, efficacité). Vu la complexité de l’appareillage, certaines de ces qualités ne peuvent être estimées que par simulation. D’où la nécessité de savoir simuler la réponse du calorimètre.

Ainsi les préoccupations liées au calorimètre sont essentiellement de deux types :

- La mesure de l’énergie, c’est-à-dire l’étude de la correspondance entre les signaux des ADC et l’énergie déposée en GeV. Ceci se fait avec les tests sur faisceau avec des particules isolées^[1].
- La simulation des dépôts d’énergie dans le calorimètre ; celle-ci servira à la reconstruction et à l’étude des jets ainsi qu’à celle de l’acceptance du détecteur^[2].

Examinons l’état de connaissances de ces deux sujets.

II - MESURE DE L'ENERGIE DES PARTICULES

Quand une particule traverse la matière, elle interagit et perd (une fraction de) son énergie. C’est cette énergie qu’on mesure. Les processus d’interaction qui ont lieu dépendent de l’énergie et de la nature de la particule. Ils sont le résultat des forces électromagnétiques, nucléaires, et, plus rarement, des forces faibles qui règnent entre la particule et les

constituants de la matière. Il faut donc distinguer le cas des particules électromagnétiques (e, γ, π^0, \dots) du cas des particules hadroniques (π^\pm, p, \dots).

II.1 - MESURE DE L'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE

II.1.1) Mécanismes de pertes d'énergie pour les gerbes électromagnétiques

Les mécanismes de pertes d'énergie d'une particule électromagnétique sont décrits par l'électrodynamique quantique. Ils dépendent principalement de la densité des électrons dans le milieu où la gerbe se développe. Ces interactions électromagnétiques sont essentiellement :

- ionisation pour les électrons et les positrons,
- production de paires électron-positron,
- diffusion Compton
- effet photoélectrique
- le rayonnement de freinage (bremsstrahlung).

Ces processus sont plus ou moins dominants selon le domaine d'énergie considéré et le Z de la matière traversée (Fig. 1).

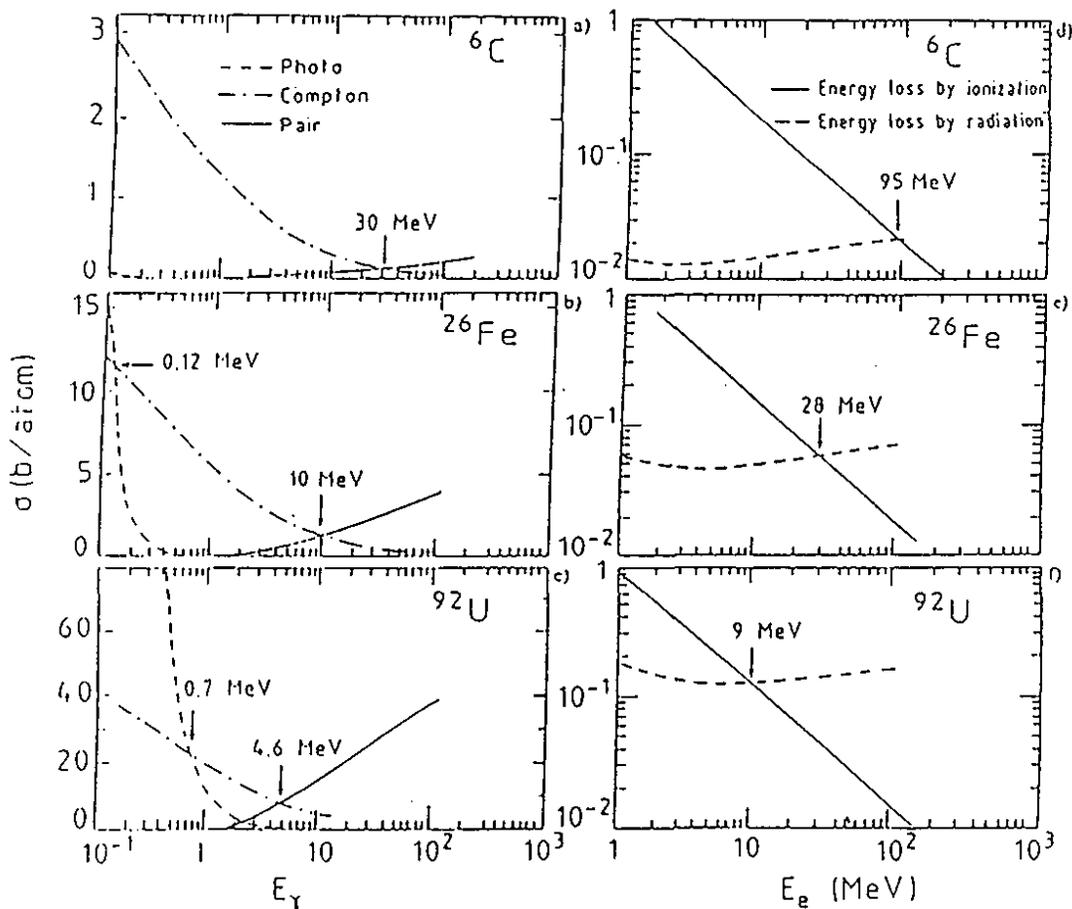


Fig. 1 : La section efficace pour la production de paires, diffusion Compton et effet photoélectrique en fonction de l'énergie du photon, pour du Carbone (a), du Fer (b) et de l'Uranium. La fraction de l'énergie perdue par ionisation et radiation en fonction de l'énergie de l'électron dans du Carbone (d), du Fer (e) et de l'Uranium.

En général, entre 10 MeV et 1 GeV, les pertes d'énergie par bremsstrahlung et production de paires deviennent de plus en plus importantes. A partir de 1 GeV, le bremsstrahlung et la création de paires deviennent les phénomènes critiques les plus importants de perte d'énergie des électrons, et des photons respectivement. Un électron avec une énergie de l'ordre du GeV peut produire par bremsstrahlung un nombre de photons de l'ordre d'un millier. Les plus énergétiques d'entre eux vont perdre leur énergie par création de paires e^+e^- et les plus énergétiques de ces électrons cèdent une partie de leur énergie en produisant à leur tour d'autres photons et ainsi de suite jusqu'à atteindre des énergies inférieures à la dizaine de MeV où la perte d'énergie par ionisation pour les positrons et les électrons et par les effets Compton et photoélectrique pour les photons dominant. Ceci détermine ce qu'on appelle l'énergie critique ϵ_c , l'énergie au-dessous de laquelle, aucune multiplication de particules ne se produit.

Comme le développement d'une gerbe électromagnétique est déterminée en premier lieu par la densité des électrons dans le milieu absorbeur, on peut décrire ce développement d'une façon indépendante de la matière traversée. Les unités utilisées pour décrire les dimensions de la gerbe sont la longueur de radiation (X_0) pour le développement longitudinal et le rayon de Molière (ρ) pour le dév. transversal. La longueur de radiation est la distance au bout de laquelle un électron de haute énergie (> 1 GeV) perd en moyenne 63.2 % ($1 - 1/e$) de son énergie par Bremsstrahlung. Le rayon de Molière est défini par le rapport de X_0 et ϵ_c .

Exprimée en ces quantités, le développement de la gerbe est indépendant de la matière. Le dépôt d'énergie (principalement dû aux électrons)^[3] mesuré en unité de X_0 est le même dans le milieu radiateur (Pb, Fe, G10) et dans le milieu actif (Ar). C'est seulement à basse énergie que le dépôt se fait préférentiellement dans le milieu radiateur, à cause de la prédominance de l'effet photoélectrique proportionnel à Z^5 (Fig. 1). L'énergie vue en fin de gerbe est plus petite qu'au début de la gerbe. Cependant, la proportion d'énergie perdue en début de gerbe et celle déposée en fin de gerbe est constante et indépendante de l'énergie de l'électron incident. Ceci assure une très bonne linéarité de la réponse électromagnétique (à condition que les canaux soient intercalibrés entre eux), la somme des signaux est proportionnelle à l'énergie de l'électron incident.

II.1.2) Résolution en énergie pour une gerbe électromagnétique

La résolution des calorimètres à échantillonnage est dominée par le fait que la gerbe est échantillonnée. La nature de ces fluctuations d'échantillonnage est statistique, donc, elle contribue comme $1/\sqrt{E}$ à la résolution finale.

Pour évaluer cet effet, on distingue deux genres de particules^[3] :

- celles qui sont créées dans le milieu absorbeur et qui traversent au milieu actif,
- celles qui sont créées dans le milieu actif.

Considérons les particules lentes de la gerbe (en dessous de l'énergie critique). Dans cette partie, beaucoup d'électrons lents sont créés (diffusion Compton et effet photo-électrique). Dans un calorimètre à échantillonnage, la plupart de ces électrons ne contribuent pas au signal à cause de leur faible longueur de parcours. La fraction des électrons lents, produits dans l'absorbeur, et qui arrive au milieu actif est inversement proportionnelle à l'épaisseur du milieu passif, t_{abs} .

Les électrons lents produits dans le milieu actif contribuent tous au signal du calorimètre. La fraction que représentent ces électrons dépend du rapport d'échantillonnage entre le milieu actif et le milieu passif : si les plaques d'absorbeur sont épaisses ou les plaques actives sont minces, cette fraction d'électrons produits dans les plans actifs, diminue.

Comme on voit, dans les deux cas, le nombre des électrons lents, contribuant au signal du calorimètre est inversement proportionnel à l'épaisseur des plaques d'absorbeur (t_{abs}). La partie des électrons produite dans les plaques actives est proportionnelle à l'épaisseur des plaques actives t_{act} . Les fluctuations du nombre d'électrons lents détectés par les plans actifs donnent une contribution à la résolution en énergie du calorimètre.

$$\sigma_{\text{échant}}/E = c \sqrt{t_{abs}/E}$$

pour une combinaison particulière de milieu actif et passif et une épaisseur fixée de milieu actif.

Considérons maintenant la contribution des particules rapides de la gerbe aux fluctuations d'échantillonnage. Leur nombre est faible comparé à celui des électrons lents.

Néanmoins, leur contribution au signal peut être grande car elles peuvent traverser plusieurs plans actifs surtout si les plaques d'absorbeur sont minces ($< 1 X_0$). La contribution des fluctuations de leur nombre à la résolution en énergie varie avec $\sqrt{t_{abs}}$ si $t_{abs} > 1 X_0$ et est indépendante de l'épaisseur de la partie active.

En résumé, on a trois classes de particules de la gerbe contribuant différemment aux fluctuations d'échantillonnage^[3] :

- 1) Les rapides : leur contribution à la résolution en énergie ne dépend pas beaucoup de t_{abs} ,
- 2) Les électrons lents générés dans le milieu passif, leur contribution à la résolution en énergie est en $\sqrt{t_{abs}}$ et est indépendante de t_{act} ,
- 3) Les électrons lents générés dans les plans actifs : leur contribution à la résolution en énergie est en $\sqrt{t_{abs}}$ pour un t_{act} fixé, et en $\sqrt{1/t_{act}}$ pour un t_{abs} fixé.

Le nombre de particules dans 1) est limité. Celui dans 2) est limité aussi car le parcours de l'électron limite la contribution de la composante lente. Le nombre des particules

dans 3) est le plus grand car la coupure en énergie dans le milieu actif est plus basse que dans l'absorbeur.

Les fluctuations d'échantillonnage (les fluctuations dans le nombre total de particules de la gerbe observées dans le milieu actif) dépendent de la contribution relative des trois catégories de particules mentionnées ci-dessus au signal du calorimètre. Cette contribution dépend du calorimètre concerné et il n'y a pas de formule simple à donner. Ceci montre aussi que les simulations avec EGS4 donnent des résultats sûrs si le problème de la composante lente de la gerbe est traité correctement, c'est-à-dire, si les coupures en énergie sont basses (de l'ordre du KeV)[3].

Finalement, la calorimétrie électromagnétique est relativement simple, les processus entrant en jeu sont peu nombreux et bien connus. Si l'appareillage est bien calibré, sa réponse est linéaire et sa résolution dépend des épaisseurs du milieu absorbeur et du milieu actif.

II.2 - MESURE DE L'ENERGIE HADRONIQUE

L'absorption des hadrons (particule sujette aux interactions fortes) dans la matière, se déroule d'une manière très similaire, dans plusieurs aspects, à celle de l'absorption d'une particule interagissant électromagnétiquement, bien que les mécanismes de production de particules sont substantiellement plus compliqués.

Quand un hadron énergétique pénètre un bloc de matière, il va interagir, à un certain point, avec un des noyaux de la matière. Dans ce processus, des mésons sont produits (π , k , etc). Une autre fraction de l'énergie initiale de la particule est transférée au noyau. Le noyau excité libèrera cette énergie en émettant un certain nombre de nucléons et, dans une étape ultérieure, des γ de basse énergie, et perdra son énergie cinétique par ionisation. Les particules produites dans cette réaction (mésons, nucléons, γ) perdront leurs énergies cinétiques par ionisation et/ou généreront de nouvelles interactions ; d'où le développement de la gerbe.

Une partie des particules produites dans ce processus de cascade interagissent exclusivement électromagnétiquement (π^0 , η). Donc, les gerbes hadroniques contiennent une composante électromagnétique. La fraction de l'énergie initiale de l'hadron convertie en π^0 et η peut varier beaucoup d'un événement à l'autre. Ceci dépend du détail des processus qui se passent dans les premières phases du développement de la gerbe ; les phases où la production de ces particules est possible énergétiquement.

En moyenne, à peu près un tiers des mésons produits dans la première interaction sont des π^0 . Dans la deuxième génération d'interactions, les π^+ , π^- , etc, peuvent produire des π^0 s'ils sont suffisamment énergétiques, et ainsi de suite. Comme la production de π^0 par des mésons interagissant hadroniquement est un processus irréversible, la valeur moyenne de

l'énergie initiale de l'hadron convertie en π^0 , augmente (logarithmiquement) avec l'énergie^[4].

Donc, bien que le développement des gerbes générées par un hadron ou par un électron sont similaires, il reste des différences caractéristiques qui auront des conséquences cruciales.

II.2.1 - Différence entre les gerbes hadroniques et les gerbes électromagnétiques

a) Dimensions de la gerbe hadronique

Puisque, le développement d'une gerbe hadronique est (pour une importante partie) basé sur les interactions nucléaires, les dimensions d'un gerbe sont gouvernées par la longueur d'interaction nucléaire λ_{int} . La probabilité d'interaction nucléaire est déterminée par la fraction du plan occupé par le noyau de l'atome. Comme le nombre d'atomes par unité de volume est, au premier ordre, indépendant de la matière, λ_{int} est proportionnelle au rayon nucléaire, c-à-d proportionnelle à $A^{1/3}$.

Les données expérimentales déjà existantes indiquent que les profils longitudinaux et latéraux des gerbes hadroniques sont proportionnels, au premier ordre, à λ_{int} ^[4].

b) L'énergie invisible

Une deuxième différence cruciale entre le développement d'une gerbe générée par un électron énergétique et celle générée par un hadron énergétique revient au fait que, dans le dernier cas, une certaine fraction de l'énergie est dissipée sous forme non-délectable (invisible). Si on met à part les neutrinos et les muons énergétiques, qui peuvent être générés au cours du développement de la gerbe hadronique et qui traversent le détecteur généralement, cette énergie invisible est celle nécessaire pour libérer les nucléons du champ de forces nucléaires qui les lie ensemble. Une fraction de cette perte d'énergie peut être récupérée quand les neutrons sont attrapés par d'autres nucléons. Les protons, les alphas, et les agrégats nucléaires libérés dans les interactions nucléaires vont perdre seulement leur énergie cinétique par ionisation. La fraction d'énergie invisible peut être assez importante, elle peut atteindre 40% de l'énergie dissipée sous forme non-électromagnétique^[4].

A basse énergie (< 2 GeV), la probabilité que les hadrons chargés perdent leur énergie cinétique sans causer des interactions nucléaires, c'est-à-dire par ionisation seulement, augmente rapidement. Dans ce cas, comme pour les particules électromagnétiques, il n'y a pas de pertes d'énergie invisible. La conséquence est que les calorimètres hadroniques souffrent en général de non-linéarité à basse énergie^[3].

c) Particules non relativistes de la gerbe

Une troisième différence importante pour les mesures calorimétriques d'énergie des particules, provient du fait qu'une large fraction de l'énergie déposée dans une gerbe hadronique est portée par des particules (extrêmement) non-relativistes, c'est-à-dire protons et neutrons. Parmi les conséquences :

– Beaucoup de protons produits au cours du développement de la gerbe ont un $\frac{dE}{dx}$ (ionisation) qui est 10 à 100 fois plus grand que celui des particules au minimum d'ionisation, ce rapport (10 à 100) dépend du Z du milieu traversé. Comme conséquence, le rapport de l'énergie déposée par ces particules dans le milieu actif par rapport à l'énergie déposée dans l'absorbeur (les deux milieux ayant un Z différent) est différent du rapport mesuré avec les particules au minimum d'ionisation. Ceci est montré dans la figure 2^[4].

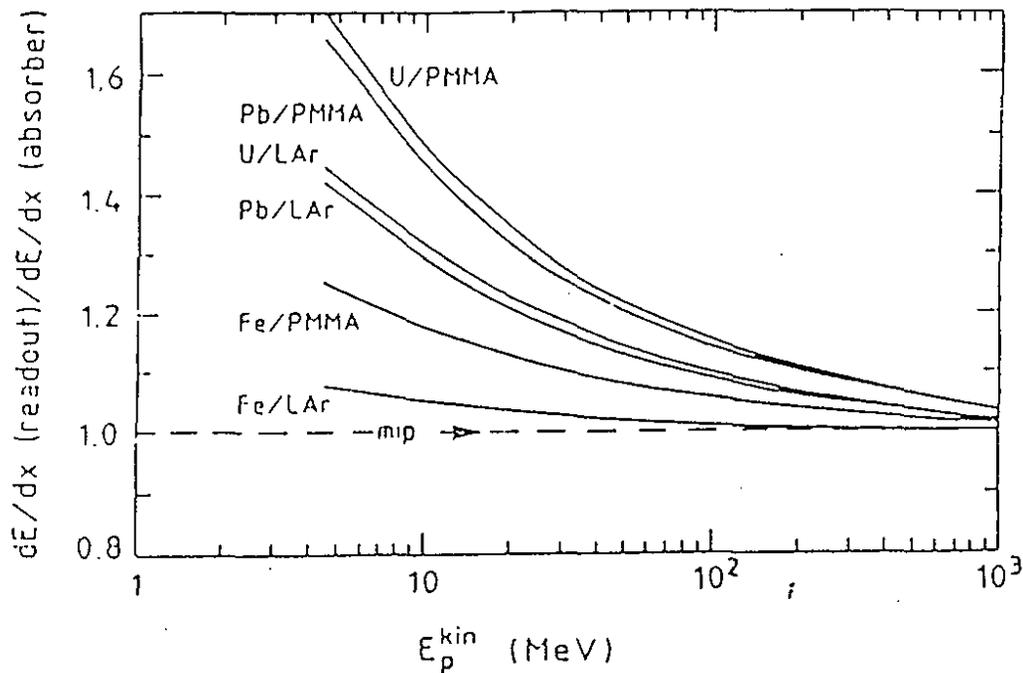
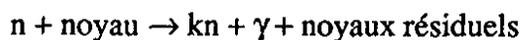


Fig. 2 : La fraction de l'énergie d'ionisation déposée dans le milieu actif par des protons, dans plusieurs configurations de calorimètre.

– Les milieux calorimétriques utilisés ont une réponse extrêmement non-linéaire aux particules très ionisantes. Ils souffrent de saturation (scintillateur) ou de recombinaison (LAr, liquides chauds). Ces effets peuvent supprimer le signal de cette composante de la gerbe d'un facteur allant jusqu'à 5^[5].

– Les neutrons qui perdent leur énergie cinétique exclusivement à travers les interactions fortes peuvent voyager de longues distances avant d'être absorbés. Dans les calorimètres où les neutrons contribuent significativement au signal, ceci peut entraîner une considérable prolongation de la durée du signal pour les signaux hadroniques comparés aux

signaux électromagnétiques. Dans le cas du calorimètre H1, les neutrons d'une gerbe portent une fraction non négligeable de l'énergie totale (12% dans le plomb, 8% dans le fer). Mais, individuellement, la majorité d'entre eux sont très peu énergétiques (≈ 10 -20 MeV). Leurs interactions avec les noyaux sont du type suivant :



Les photons seuls susceptibles d'être détectés par le calorimètre, portent au maximum quelques MeV. Ils sont donc perdus ; la contribution des neutrons au signal hadronique dans le calorimètre H1 est négligeable.

d) Le rôle des neutrons

Du point de vue des applications calorimétriques, une différence importante entre le développement d'une gerbe hadronique et celui d'une gerbe électromagnétique vient du fait qu'une fraction considérable de l'énergie est portée par des particules non-ionisantes, c'est-à-dire les neutrons lents (quelques MeV) du processus d'évaporation nucléaire.

Comme ces neutrons perdent leur énergie cinétique exclusivement à travers des collisions avec les noyaux, leur contribution au signal des calorimètres à échantillonnage est complètement dépendante des propriétés nucléaires des matériaux composant le calorimètre ; il est connu que l'hydrogène est très efficace pour ralentir les neutrons.

Il a été prouvé expérimentalement^[6] et théoriquement^[7, 8, 9] que dans les calorimètres avec un milieu actif contenant de l'hydrogène, les neutrons générés dans le développement de la gerbe peuvent déposer une grande fraction de leur énergie cinétique dans les milieux actifs, alors que les particules chargées y déposent une faible fraction de leur énergie ; le rapport d'échantillonnage s (rapport entre l'énergie déposée dans le milieu actif sur l'énergie déposée dans le milieu absorbeur) étant de l'ordre de quelques %. Cet effet est un outil important pour faire ce qu'on appelle les calorimètres compensés ($e/h \approx 1$). Il faut noter que ceci n'est possible qu'avec des calorimètres à échantillonnage.

II.2.2 - Performance des calorimètres

Historiquement, on peut distinguer entre calorimètres électromagnétiques et calorimètres hadroniques suivant qu'ils servent de détecteurs de gerbes électromagnétiques ou de gerbes hadroniques.

Une autre distinction concerne leur composition : homogènes, entièrement sensibles, à l'opposé des calorimètres à échantillonnage. Comme ces derniers sont formés d'un sandwich d'absorbeur passif et de milieu actif, seulement une faible fraction de l'énergie initiale est déposée dans le milieu actif. Cette fraction varie de 10^{-5} pour les gaz à quelques % pour les milieux solides ou liquides.

Bien que des fluctuations additionnelles, affectant la résolution en énergie, sont causées par le fait que seulement une fraction de l'énergie est déposée dans le milieu actif, la technique d'échantillonnage devient de plus en plus populaire, surtout dans les expériences sur accélérateurs pour les raisons suivantes :

- comme un milieu absorbeur assez dense peut être utilisé, les calorimètres peuvent être faits extrêmement compacts,
- quand l'énergie augmente, la résolution en énergie tend à être dominée par les effets systématiques ; les effets de fluctuation d'échantillonnage deviennent moins importants,
- contrairement aux calorimètres entièrement sensibles, les calorimètres à échantillonnage peuvent être faits compensés.

Examinons ce dernier point, important pour la performance des calorimètres hadroniques.

a) Compensation

i) *Le rôle du rapport e/h*

Dans un calorimètre, les gerbes hadroniques sont détectées avec une résolution en énergie qui est moins bonne que pour les gerbes électromagnétiques. Ceci est principalement dû au fait que, dans les gerbes hadroniques, la fraction de l'énergie initiale portée par les particules ionisantes fluctue. Les pertes de l'énergie de liaison nucléaire (§ II.2.1.b) peuvent aller jusqu'à 40% de l'énergie incidente, avec de larges fluctuations autour de cette moyenne.

Comme conséquence, la distribution du signal pour les pions monoénergétiques est plus large que pour des électrons de même énergie, et a, en général, une valeur moyenne plus faible ($e/\pi > 1$). Les réponses du calorimètre à la composante électromagnétique (e) et à la composante non-électromagnétique (h) d'une gerbe hadronique sont différentes ($e/h > 1$). Comme les fluctuations d'un événement à un autre dans la fraction d'énergie dépensée sur la production de π^0 (f_{em}) sont larges et non-gaussiennes, et comme $\langle f_{em} \rangle$ augmente (logarithmiquement) avec l'énergie, les effets suivants sont attendus si $e/h \neq 1$:

- la distribution du signal pour les hadrons monoénergétiques est non-gaussienne,
- les fluctuations de f_{em} donnent une contribution additionnelle à la résolution en énergie,
- la résolution en énergie $\sigma/\langle E \rangle$ ne s'améliore pas comme $E^{-1/2}$ avec l'énergie,
- le signal du calorimètre n'est pas proportionnel à l'énergie de l'hadron incident,
- le rapport mesuré e/π dépend de l'énergie.

Tous ces effets ont été observés expérimentalement^[1].

ii) Méthodes pour atteindre la compensation

La réponse d'un calorimètre à échantillonnage à une gerbe est compliqué et dépend de plusieurs détails (particulièrement pour les gerbes hadroniques).

Les gerbes ne peuvent pas être considérées comme une collection de particules au minimum d'ionisation qui distribuent leur énergie aux couches actives et passives suivant $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$. Le signal du calorimètre est, dans une grande mesure, déterminé par les particules très lentes des dernières étapes du développement de la gerbe, simplement car ces particules sont nombreuses.

En effet, les simulations des gerbes électromagnétiques à haute énergie dans des calorimètres à plomb ou uranium montrent qu'à peu près 40 % de l'énergie est déposée sous forme d'ionisation par des électrons plus lents qu'un MeV^[7]. Des mesures sur les signaux des pions dans des calorimètres à échantillonnage (Pb/scintillateur) ont montré qu'il n'y a pas une forte corrélation entre les particules contribuant au signal des couches consécutives^[10, 11]. Ceci prouve que les particules qui dominent le signal traversent en moyenne une très faible fraction de la longueur d'interaction.

Pour une évaluation correcte du rapport e/h d'un calorimètre, les dernières étapes du développement d'une gerbe doivent être compris en détail. Les particules qui influent beaucoup la réponse du calorimètre sont les photons lents dans le cas des gerbes em et des protons et neutrons lents provenant des interactions nucléaires dans le cas des gerbes non-em. Comme la plupart des protons contribuant au signal sont très non-relativistes, les propriétés de saturation du matériel actif en présence d'une forte densité d'ionisation sont très importantes (§ II.2.1.c).

Il y a beaucoup d'autres facteurs qui affectent le signal des composantes d'une gerbe et donc e/h. Parmi ces facteurs :

- les propriétés du matériel, comme le Z des milieux actifs et passifs, le contenu en hydrogène du milieu actif (§ II.2.1.d), la structure nucléaire et la section efficace de capture thermique du neutron par l'absorbeur,
- les propriétés du détecteur, comme la dimension, le temps d'intégration du signal, les épaisseurs des couches actives et passives et le rapport de ces épaisseurs.

Pour atteindre la compensation, trois différents phénomènes peuvent être exploités :

- La composante non-électromagnétique peut être augmentée en utilisant des plaques d'Uranium (²³⁸U) comme absorbeur. Les processus de fission induits dans la partie non-em du développement de la gerbe donnent une énergie supplémentaire, principalement sous la forme de γ et de neutrons lents. Cette énergie provenant de la fission de ²³⁸U compense pour les pertes en énergie de liaison.

- La composante em de la gerbe peut être diminuée en utilisant les propriétés du dépôt d'énergie des photons lents de la composante em d'une gerbe. Au dessus d'un MeV, l'effet photoélectrique est un mécanisme de perte d'énergie assez important. Comme la section efficace est proportionnelle à Z^5 , les photons mous vont interagir presque exclusivement dans l'absorbeur s'il a un Z élevé. Ils pourront contribuer au signal seulement si l'interaction se passe près de la surface de l'absorbeur, le photoélectron pourra échapper dans le milieu actif. Cet effet peut supprimer considérablement la réponse électromagnétique^[7].
- La plus importante maîtrise de e/h provient de la réponse du calorimètre aux neutrons, particulièrement pour les calorimètres avec milieu actif contenant de l'hydrogène (§ II.2.1.d). Dans ce cas, la fraction de l'énergie cinétique du neutron transférée aux protons dans les couches actives varie lentement avec le rapport d'épaisseur du matériel actif et du matériel passif. Alors que la fraction d'énergie déposée par les particules chargées varie beaucoup plus vite avec ce rapport. Donc, la contribution des neutrons au signal du calorimètre, et donc e/h, peut être variée en changeant le rapport d'échantillonnage s^[7, 8]

$$s = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{milieu actif}} * \Delta x_{\text{actif}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right) * \Delta x_{\text{milieu actif}} + \left(\frac{dE}{dx}\right) * \Delta x_{\text{milieu passif}}}$$

Une faible valeur de s augmente la contribution des neutrons relativement à celle des particules chargées. Il a été estimé que dans les calorimètres compensés Pb-scintillateur ou Uranium-scintillateur, les neutrons constituent à peu près 40 % du signal non-électromagnétique^[12, 13].

Le bras de levier sur e/h peut être alors considérable. Il dépend de la fraction d'énergie portée par les neutrons lents (ceci favorise les matériaux absorbeurs à grand Z), de la fraction d'hydrogène dans le milieu actif et de la saturation du signal des particules très ionisantes.

Comme on peut voir d'après ces trois mécanismes cités ci-dessus, la compensation n'est pas un phénomène restreint aux calorimètres à Uranium, ni l'utilisation de l'Uranium comme matériel absorbeur est une garantie de la compensation. Le milieu absorbeur et le milieu de lecture déterminent ensemble la valeur de e/h. La compensation est plus facile à atteindre avec un matériel absorbeur à grand Z à cause de la grande production de neutrons et donc du grand bras de levier sur e/h. Mais, même des matériaux aussi légers que le Fe permettent la compensation s'ils sont utilisés avec un matériel actif hydrogéné, avec l'inconvénient d'avoir des plaques d'absorbeur très épaisses.

Les mécanismes décrits ci-dessus ne s'appliquent que pour les calorimètres à échantillonnage. Ils sont basés sur le fait que seulement une faible fraction de l'énergie de la gerbe est déposée dans la partie active du calorimètre ; donc, en choisissant les valeurs des paramètres

du détecteur, on peut égaliser les réponses du calorimètre à la partie électromagnétique et non-électromagnétique d'une gerbe hadronique.

Pour la calorimétrie des gerbes hadroniques de H1, atteindre $e/h = 1$ comme une propriété intrinsèque du détecteur est impossible avec l'argon liquide. Une autre méthode a été appliquée pour réduire les désavantages d'un calorimètre non-compensé, au moyen de corrections appliquées aux données. Cette méthode est expliquée dans le paragraphe II.2.2.c.

b) Résolution en énergie pour les gerbes hadroniques

Dans le cas des hadrons, les fluctuations d'échantillonnage sont considérablement plus grandes. En premier lieu, le nombre des différentes particules de la gerbe contribuant au signal hadronique est plus petit car^[4] :

- certaines de ces particules de la gerbe peuvent traverser plusieurs couches,
- l'énergie moyenne déposée par les particules dans les couches actives est plus grande (ex : protons lents)

En plus, la distribution de la perte d'énergie de ces particules dans les couches actives est plus large que dans le cas d'une gerbe électromagnétique. Les gerbes hadroniques contiennent un très grand nombre de composantes : électrons, photons, pions chargés, protons, neutrons, fragments de noyaux, etc, et chaque élément possède un rendement calorimétrique très différent des autres et très dépendant de son énergie.

D'autres sources additionnelles de fluctuation viennent s'ajouter et qui n'ont pas d'équivalent pour les gerbes électromagnétiques. Ces sources dominent la résolution en énergie pour tous les calorimètres hadroniques pratiquement. Premièrement, il y a l'effet des fluctuations non-gaussiennes dans la composante π^0 de la gerbe (§ II.2.2.a). Leurs contributions à la résolution en énergie est un terme constant, qui disparaît seulement pour les calorimètres compensés.

Deuxièmement, il y a les fluctuations intrinsèques dans la fraction de l'énergie initiale transformée en particules ionisantes (l'énergie invisible, voir § II.2.1.b). Ces deux sources de fluctuation forment l'ultime limite pour la résolution en énergie atteinte avec les gerbes hadroniques. En général, on peut écrire (ignorant les contributions instrumentales comme la fuite d'énergie de la gerbe, la calibration, etc.)

$$\sigma_{\text{had}}/E = \sqrt{\frac{c_{\text{int}}^2 + c_{\text{samp}}^2}{E} + a^2}$$

Cette formule montre qu'à haute énergie, on voudrait avoir a le plus petit possible ($e/h = 1$), et qu'il n'est pas très utile d'avoir un échantillonnage plus fin que la limite imposée par les fluctuations intrinsèques (c_{int}).

Il se trouve que les calorimètres à milieu actif hydrogéné ne sont pas seulement avantageux pour atteindre la compensation mais qu'ils peuvent donner une valeur plus basse pour c_{int} que les autres calorimètres. La résolution intrinsèque est largement dominée par les fluctuations dans les pertes d'énergie de liaison. Comme la plupart des nucléons libérés sont des neutrons dans le cas des matériaux à grand Z, il y a une corrélation entre cette énergie invisible et l'énergie cinétique emportée par les neutrons. Donc, une détection efficace de neutrons réduit l'effet des fluctuations intrinsèques sur la résolution en énergie.

Dans le cas de H1, les méthodes de pondération ont restauré le comportement en c/\sqrt{E} pour les pions isolés (Chap. IV).

c) Méthodes de pondération

Pour mesurer l'énergie déposée d'une particule dans le calorimètre, l'estimation la plus simple est de sommer l'énergie de tous les canaux i : $E = \sum_i E_i$.

Quand la particule incidente est électromagnétique, les fluctuations dans son dépôt d'énergie dans le calorimètre sont uniquement dues à l'échantillonnage. Donc, la somme des énergies des canaux est un bon estimateur de l'énergie de la particule incidente. Si l'énergie de la particule incidente est E_F , la distribution de E est gaussienne, avec $\langle E \rangle$ proportionnelle à E_F et la résolution $\frac{\sigma_E}{\langle E \rangle}$ est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{E_F}}$. Ce cas simple n'est pas celui des particules hadroniques car les fluctuations de production des π^0 s'ajoutent aux fluctuations d'échantillonnage. Le résultat est que la distribution de l'énergie E n'est pas gaussienne et que $\langle E \rangle$ n'est pas proportionnelle à E_F car π/e dépend de E . La résolution décroît moins rapidement que $\frac{1}{\sqrt{E_F}}$ quand E_F augmente.

Comme la compensation ne peut être une propriété intrinsèque du calorimètre de H1, on a voulu améliorer la performance de la calorimétrie des hadrons par des méthodes de correction, dites "méthodes de pondération".

En effet, comme les problèmes cités ci-dessus proviennent principalement de la fluctuation de production des π^0 et du fait que cette composante électromagnétique (π^0) dépose son énergie avec un rendement calorimétrique plus grand que celui des particules hadroniques (π^\pm). Mais comme un π^0 dépose son énergie localement par rapport à un π^\pm , on peut utiliser la granularité du calorimètre pour exploiter la différence entre l'extension du dépôt d'énergie d'un π^0 et celui d'un π^\pm pour corriger l'énergie. En réalité, les deux composantes se recouvrent dans une grande mesure et on ne peut les séparer que statistiquement. Dans le calorimètre H1 ($e/\pi \geq 1$), la méthode de pondération consiste à pondérer chaque canal par un poids p_i tel que p_i diminue quand E_i augmente. L'estimateur de l'énergie est maintenant $\sum_i p_i E_i$.

La raison pour le choix de ce poids p_i est que les événements en excès à grande valeur de E , sont topologiquement courts, donc donnent une grande densité d'énergie dans les

canaux. On amoindrit alors, avec les poids p_i , le signal des π^0 jusqu'au niveau des autres composantes du signal (par exemple : π^\pm). $\sum p_i E_i$ est alors le contenu de la gerbe hadronique exprimé en termes de l'énergie des π^\pm , donc en termes de la partie purement hadronique d'une gerbe. Il faut donc multiplier $\sum p_i E_i$ par un coefficient C de manière à retrouver l'énergie de la particule incidente. Le nouvel estimateur de l'énergie est :

$$E_{\text{pondérée}} = C \sum_i p_i E_i = C f(E_i)$$

En réalité, on cherche une fonction de pondération $f(E_i)$ qui optimise $\frac{\sigma(E)}{E}$ et la valeur de C qui permet de retrouver l'énergie de la particule incidente. Dans H1, des algorithmes ont été développés^[1] et appliqués sur les données des tests du CERN. Quand on applique ces méthodes sur ces données, la distribution en énergie devient gaussienne ; le terme constant dans $\frac{\sigma(E)}{E}$ diminue et le rapport e/h s'approche de 1. Le terme en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ dans $\frac{\sigma(E)}{E}$ diminue aussi. Les résultats obtenus avec un des algorithmes de pondération sont montrés dans le chapitre IV.

III - CONCLUSION

On a choisi sur H1 la calorimétrie avec l'Argon liquide car on a voulu privilégier la stabilité de la mesure de l'énergie avec le temps, l'insensibilité à la radiation, une bonne mesure de l'électron, l'uniformité de la réponse et la granularité transversale. Comme le calorimètre à Argon liquide ne peut pas être compensé (non linéarité de la réponse du calorimètre avec l'énergie des hadrons, résolution en énergie non-gaussienne), on utilise la granularité du calorimètre pour appliquer des méthodes dites de pondération qui corrigent les données des hadrons et restaurent la forme gaussienne de la distribution de l'énergie et la linéarité avec l'énergie. Les résultats obtenus avec ces méthodes sont montrés dans le chapitre IV.

REFERENCES

- [1] W. Braunschweig, Nucl. Inst. and Meth., A265 (1988), 419-434 ; W. Braunschweig, Nucl. Inst. and Meth., A275 (1989), 246-257 ; Results from a test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter, H1 Calorimeter Group, DESY 89-022, February 1989.
- [2] J. Feltse, Proc. of the HERA Workshop (1987), Ed. R. Peccei, 33-58.
- [3] R. Wigmans, Energy loss of particles in dense matter-Calorimetry, Proc. of the ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, Trieste, Italy, P41, 1987, Eds. C.W. Fabjan and J.E. Pilcher.
- [4] C.W. Fabjan and R. Wigmans, Energy measurement of elementary particles, CERN-EP/89-64, 5 MAY 1989.
- [5] R. Wigmans, Calorimetry at the SSC, Proc. of the Workshop on Experiments, Detectors and Experimental Areas of the Super Collider, Berkeley, 1987, Eds. R. Donaldson and M.G.D. Gilchriese (World Scientific, Singapore, 1988), P. 608.
- [6] C. Leroy et al., Nucl. Inst. and Meth, A252 (1986) 4.
- [7] R. Wigmans, Nucl. Inst. and Meth. A259 (1987) 389.
- [8] H. Brückmann et al., Nucl. Inst. and Meth. A263 (1988) 136.
- [9] J.E. Brau and T.A Gabriel, Nucl. Inst. and Meth. A238 (1985) 489.
- [10] C.W. Fabjan and W.J. Willis, in Proc. of the Calorimeter Workshop, FNAL, Batavia, I11, 1975, Eds. M. Atac, P.1 ; C.W. Fabjan et al., Nucl. Inst. and Meth 141 (1977) 61.
- [11] H. Tiecke (The ZEUS Calorimeter Group), Nucl. Inst. and Meth. A277 (1989) 42.
- [12] J.E. Brau and T.A Gabriel, Nucl Inst and Meth A238 (1985) 489.
- [13] R. Wigmans, Nucl. Inst. and Meth. 265 (1988) 273.

CHAPITRE III

REALISATION DU CALORIMETRE H1

I - INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré principalement à la description des tests capacitifs effectués sur le calorimètre hadronique au LAL, tests qui avaient pour but la détermination des paramètres du calorimètre hadronique à mieux que 2 %.

La première partie décrit brièvement le calorimètre à Argon liquide, sa géométrie et les matériaux absorbeurs utilisés. La deuxième partie concerne le calorimètre hadronique (Baril central), ses structures, ses cellules et plaques de lecture, et ses propriétés capacitives.

Enfin la troisième partie explique comment, avec ces mesures capacitives, on a pu déterminer les paramètres importants pour la calorimétrie à mieux que 2 % .

II - DESCRIPTION GENERALE DU CALORIMETRE A ARGON LIQUIDE

II.1 - INTRODUCTION

Le calorimètre à Argon liquide est situé juste après le système de tracking, et dans un cryostat à Argon liquide. La solution à un seul cryostat a été choisie pour minimiser les inhomogénéités de détecteurs et les matières mortes dans la région de transition entre la partie baril et la partie avant du calorimètre à Argon liquide (15° à 25°), où la résolution en énergie et la calibration sont d'une importance primordiale.

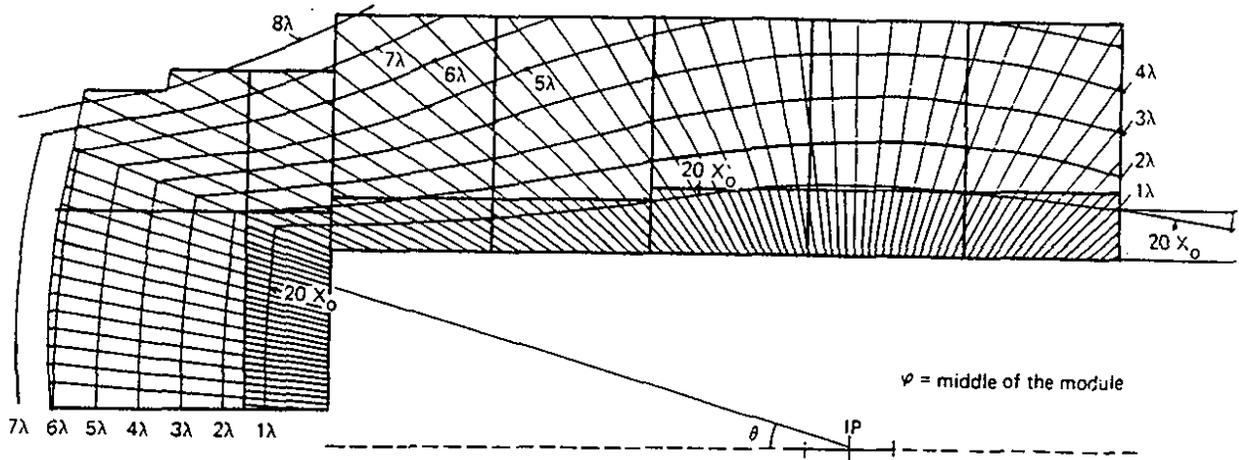


Fig. 1 : Les courbes Iso - λ et Iso - X_0 dans le calorimètre à argon liquide.

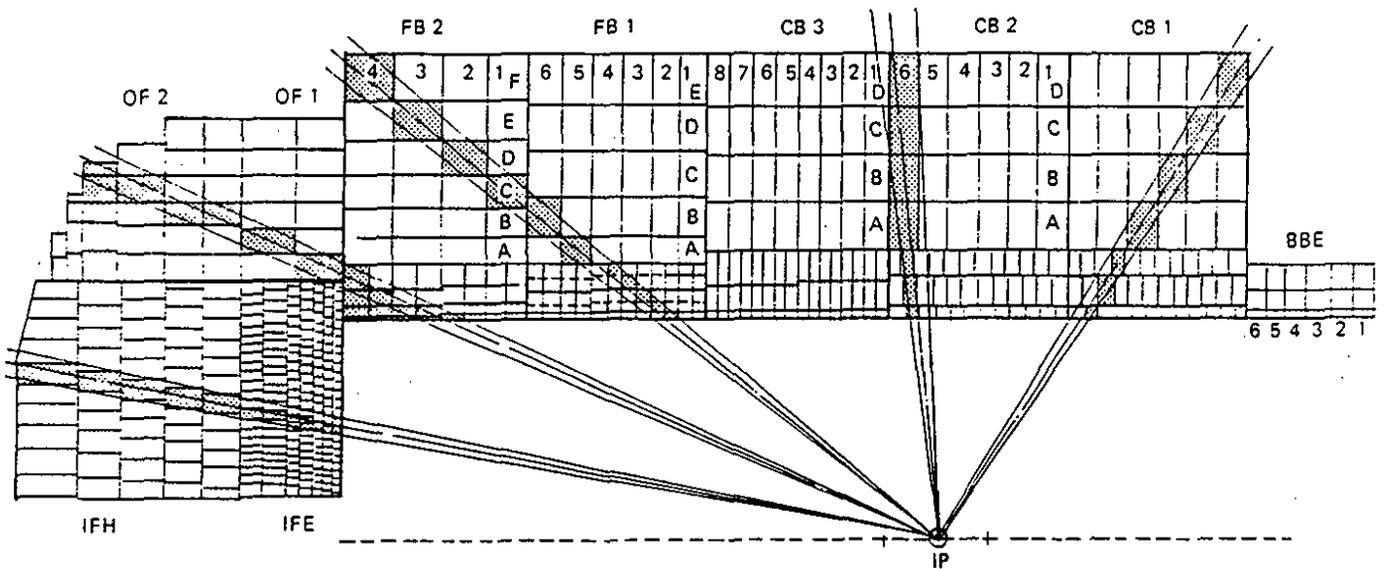


Fig. 2 : Segmentation longitudinale et transversale du calorimètre à argon liquide. Les rectangles hachurés représentent l'ensemble des damiers qui forment les tours semi-projectives.

Le calorimètre électromagnétique utilise des absorbeurs de plomb alternés avec des damiers de lecture en cuivre dans les régions centrales et avant. Dans la région arrière ($152^\circ < \theta < 176^\circ$), où il n'était pas possible d'avoir un calorimètre à argon liquide dans le même cryostat, pour des questions de montage, il est complété par un sandwich de plomb et de scintillateur.

Le calorimètre hadronique utilise des absorbeurs d'acier inoxydable dans les régions centrales ($20^\circ < \theta < 152^\circ$) et à l'avant ($4^\circ < \theta < 20^\circ$). Il est complété à l'avant ($0.7^\circ < \theta < 4^\circ$), en dehors du cryostat, par un sandwich de cuivre et de silicium.

Les nombres de longueur de radiation (X_0) pour le calorimètre électromagnétique et d'interaction (λ) pour le calorimètre hadronique sont standards. 20 à 30 X_0 sont nécessaires pour absorber un électron, 5 à 8 λ pour un hadron ou un jet (Fig. 1). Dans ces 5 à 8 λ est comprise la longueur d'interaction (1 λ) du calorimètre électromagnétique devant le calorimètre hadronique.

D'autre part, comme la longueur longitudinale de la zone d'interaction est de ± 25 cm, il n'est pas possible au calorimètre d'être projectif en vue longitudinale (θ). (Fig. 2)

Les buts à accomplir sur le calorimètre à Argon liquide sont :

- pour l'électromagnétique: une résolution en énergie de $12\% / \sqrt{E}$ pour $\theta < 152^\circ$,
- pour l'hadronique: une résolution en énergie de $55\% / \sqrt{E}$ pour $\theta < 120^\circ$,
- une bonne résolution angulaire de jets (< 10 mrad) pour $\theta < 20^\circ$,
- une réjection $e/\pi \leq 10^{-3}$.

II.2 - LA GEOMETRIE

La figure 3 a montre une vue générale du détecteur. Il est formé dans la partie centrale du baril de 3 roues (CB1, CB2, CB3), dans la partie avant du baril de 2 roues (FB1, FB2), dans l'avant de 2 roues (IF1, IF2) et de 2 roues uniquement hadroniques (OF1, OF2), dans l'arrière d'une roue électromagnétique BBE.

Chaque roue du baril est un ensemble de détection indépendant et est divisé mécaniquement et du point de vue de lecture de signaux en 8 parties dites octants.(Fig. 3 b). La partie hadronique du baril central a été construite au LAL, la partie électromagnétique au CEA, Saclay.

L'orientation des plaques de lecture est adaptée à la direction des particules produites : radiateurs parallèles à l'axe du faisceau dans les régions centrales (baril central) et perpendiculaires dans les régions avant (région avant, partie avant du baril, partie arrière du baril). Elle est telle que l'angle d'incidence des particules soit le plus proche de 0° et pas plus grand que 45° .

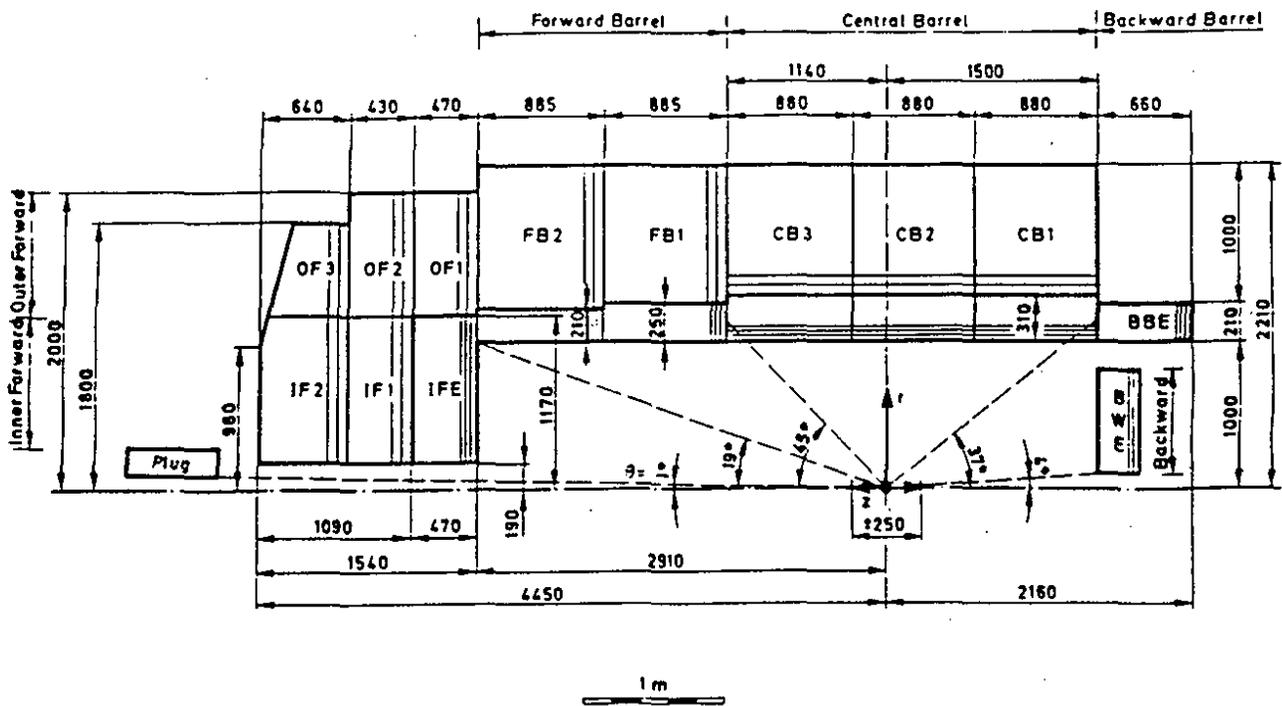


Fig. 3 a : Section longitudinale du calorimètre à argon liquide

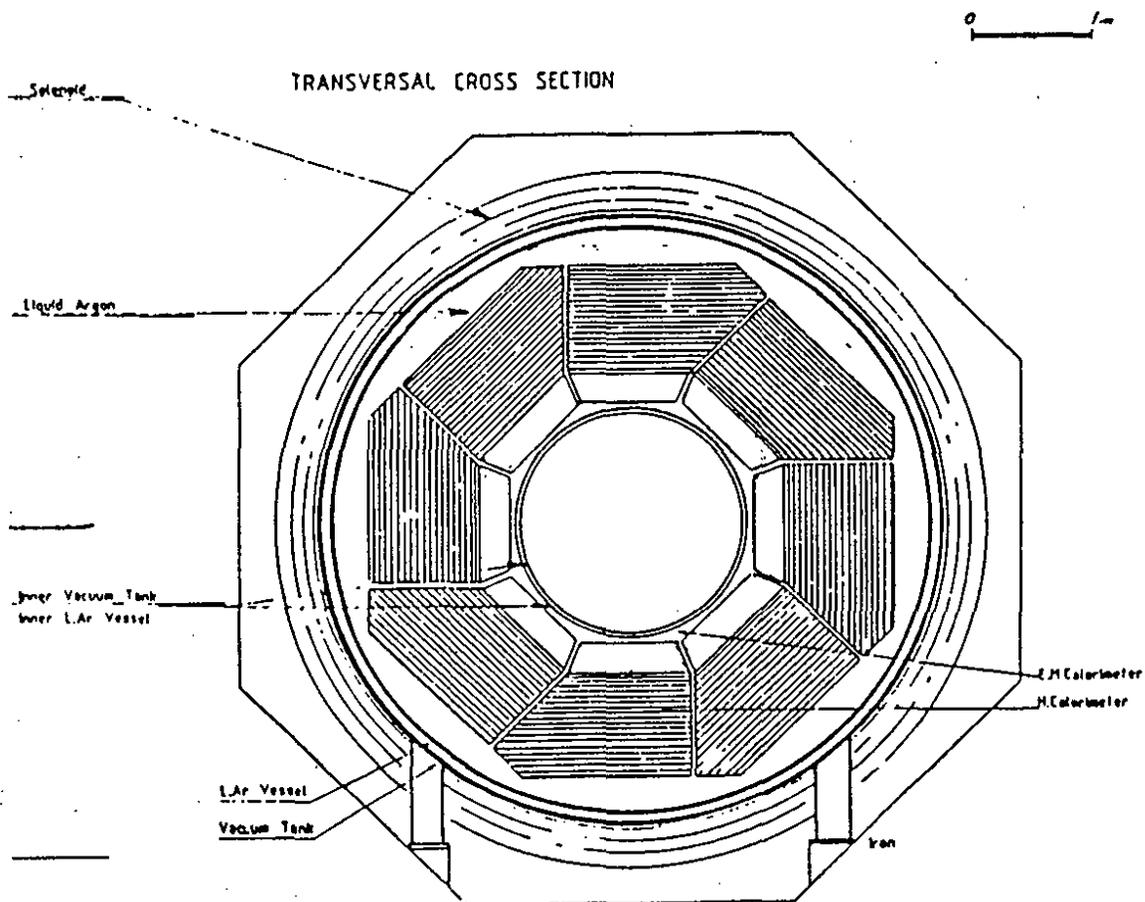


Fig. 3 b : Section transversale du calorimètre à argon liquide

II.3 - SEGMENTATION ET ZONES MORTES

Le calorimètre de H1 a 8 zones mortes (cracks) symétriques dans la direction azimuthale (ϕ). Les zones mortes en ϕ pointent vers la zone d'interaction pour le calorimètre électromagnétique alors qu'elles ne le sont pas pour l'hadronique et ont un décalage de $22^\circ 5'$ en ϕ . Un électron qui passe dans une zone morte en ϕ ne sera donc pas perdu et sera mesuré dans le début de l'hadronique. La précision sera moindre car l'échantillonnage du calorimètre hadronique est moins fin que celui de l'électromagnétique et car les particules de la gerbe traversent dans la zone morte en ϕ divers matériaux. Les critères d'identification de l'électron ne seront pas totalement applicables dans ce cas. Ces événements avec des électrons de diffusion perdus sont un bruit de fond pour les événements courants chargés.

En général, pour corriger l'énergie des électrons et des hadrons, on utilise les énergies déposées dans les calorimètres, électromagnétiques et hadroniques, situés de part et d'autre de la zone morte.

Une étude de Monte Carlo a montré que $\approx 60\%$ de tous les événements (jets) ne sont pas affectés par les zones mortes en ϕ et pourront être utilisées comme un lot non biaisé pour intercalibrer les autres [1].

Les zones mortes en ϕ sont petites et remplies avec le minimum de matériel (Argon liquide et câbles). Mais, dans la direction du faisceau (z), la séparation physique des roues hadroniques introduit des zones mortes où la matière est inévitable. Ce matériel est majoritairement identique à l'absorbeur.

II.4 - MATERIEL ABSORBEUR

Le matériel absorbeur choisi pour l'électromagnétique a été le plomb, celui de l'hadronique est l'acier inoxydable. Les raisons du choix du plomb pour l'électromagnétique sont principalement l'aptitude du plomb à détecter les électrons (sa faible longueur de radiation) et la contrainte de place ($20 X_0$ à $30 X_0$ en pb font 11.2 cm à 16.8 cm alors qu'avec l'acier inoxydable on obtiendra 35.2 cm à 52.8 cm). Le choix de l'acier inoxydable pour l'hadronique sera discuté en détail dans le paragraphe III.1.

L'épaisseur des plaques de plomb est 2.4 mm, celles des plaques d'acier est 16 mm à laquelle il faut ajouter 3 mm d'inox utilisées dans les cellules de lecture. Les épaisseurs d'Argon sont 2.5 mm pour l'électromagnétique et 2×2.3 mm pour l'hadronique. Le nombre d'intervalles sensibles est 42 pour l'électromagnétique et 31 pour l'hadronique. Ces valeurs (épaisseurs des plaques d'absorbeur et nombre de plaques d'absorbeur) entrent dans le calcul de la résolution en énergie ($12\% \sqrt{E}$ pour le calorimètre électromagnétique et $55\% \sqrt{E}$ pour le calorimètre hadronique).

Pour avoir une erreur systématique inférieure à 1 % pour la mesure de l'énergie de l'électron et inférieure à 2 % pour la mesure de l'énergie hadronique (Chap. I fig. 4), l'erreur systématique sur l'épaisseur des plaques de plomb doit être $< 40 \mu\text{m}$, celle des plaques d'acier inoxydable $< 400 \mu\text{m}$, celle du gap électromagnétique $< 50 \mu\text{m}$ et celle du gap hadronique $< 100 \mu\text{m}$.

III - DESCRIPTION DETAILLEE DU CALORIMETRE HADRONIQUE (BARIL CENTRAL)

Le baril central hadronique est formé de 3 roues : CB1H, CB2H et CB3H. Mécaniquement, chaque roue est formée de 8 structures, ensembles de détection indépendants.

III.1 - STRUCTURES HADRONIQUES

Comme la plupart des matériaux lourds (inox, cuivre, plomb) ont à peu près la même valeur de longueur d'interaction nucléaire, le choix de la collaboration a été entre le cuivre et l'inox. En effet, le plomb est plus lourd et son choix est problématique pour des raisons de tolérance sur l'épaisseur et de planéité pour des plaques de longueur $\approx 2 \text{ m}$. L'acier inoxydable a donc été choisi pour sa rigidité

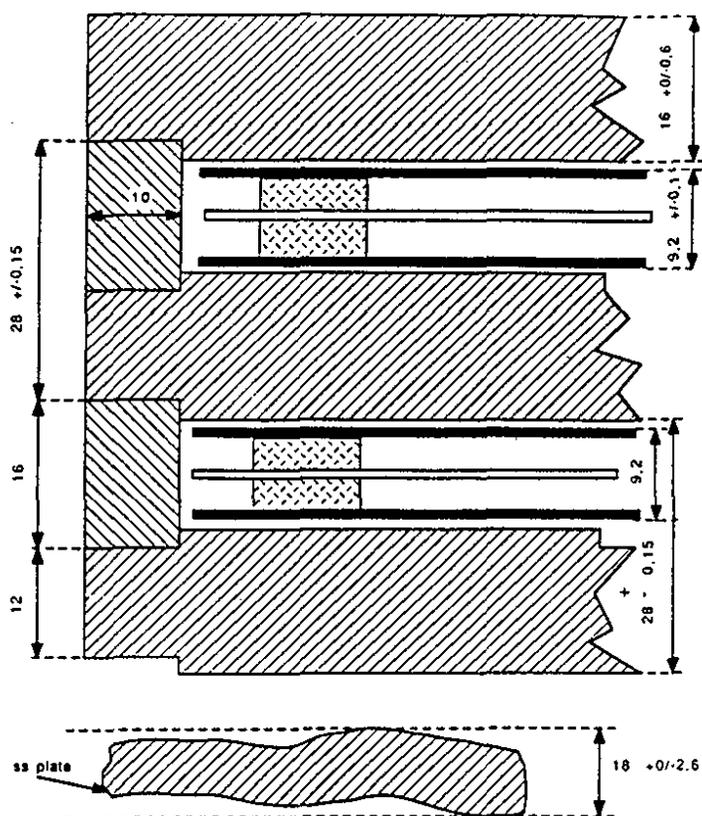
Concernant aussi la rigidité, l'acier inoxydable est supérieur au cuivre qui a été proposé avant comme matériel absorbeur ; son module de Young étant 1.7 fois plus grand, il permet des supports plus petits. Un autre avantage important de l'acier inoxydable par rapport au cuivre est sa résistivité qui est d'un ordre de grandeur plus importante. Les forces dues aux courants de Foucault sont en général petites, mais peuvent être importantes en cas de quenching du solénoïde. Pour la pureté de l'Argon, l'utilisation de l'inox est mieux que celle du cuivre car ce dernier s'oxyde à l'air. Moins de précautions ont donc à être prises.

Chaque structure est formée de 31 plaques d'épaisseur 16 mm, parallèles au faisceau, l'espacement entre ces plaques étant 12 mm. Les cellules de lecture sont insérées dans cet espacement, qui doit tenir en compte toutes les tolérances des matériaux impliqués. Ces plaques d'absorbeur sont soudées à des supports en acier inoxydable par la technique du faisceau d'électrons. A cause de la faible quantité de chaleur déposée, le résultat est propre et précis et les modules sont assez rigides pour résister à des contraintes thermiques sévères (la température de l'Argon liquide est de -185°C) ; des refroidissements de structures hadroniques ont été faits à l'Ecole Polytechnique qui prouvent que la stabilité avec la température est suffisante.

III.2 - CELLULES DE LECTURE

Dans le calorimètre hadronique, on a choisi la solution de cellules indépendantes insérées entre les plaques d'absorbeur (Fig. 4) parce que on ne sait pas faire des plaques

d'acier de planéité telle que le gap d'argon soit défini avec une précision suffisante. Les octants sont fabriqués dans l'industrie ; le montage des cellules et l'assemblage sont faits au LAL. L'avantage de cette méthode est que d'une part les octants sont fabriqués indépendamment des cellules et d'autre part, la production et les tests des cellules sont plus faciles : si une cellule pose un problème, son démontage est relativement facile et ne bloque pas la chaîne de montage et de tests.



-  Plaque d'acier inoxydable (absorbeur)
-  Espaceur (Teflon)
-  Plaque d'acier inoxydable (cellules)
-  Plaque de lecture (G10)

Fig. 4 : Cellules hadroniques insérées entre les plaques d'innox

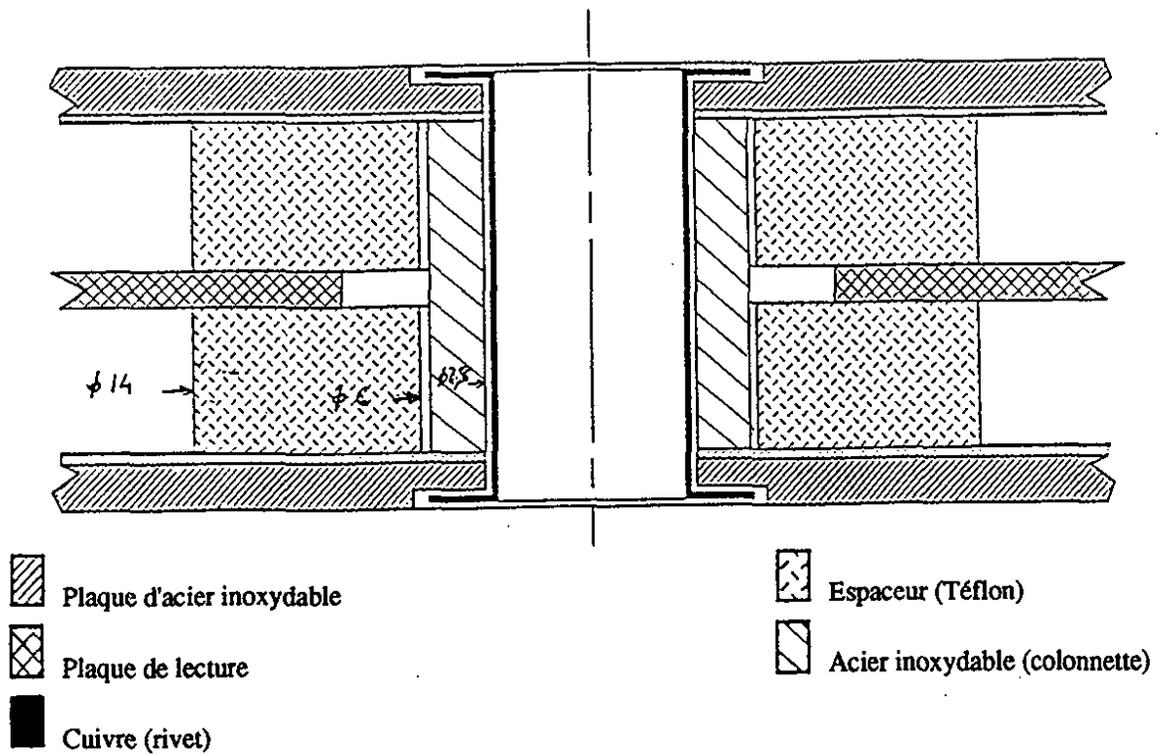


Fig. 5a : Structure d'une cellule hadronique

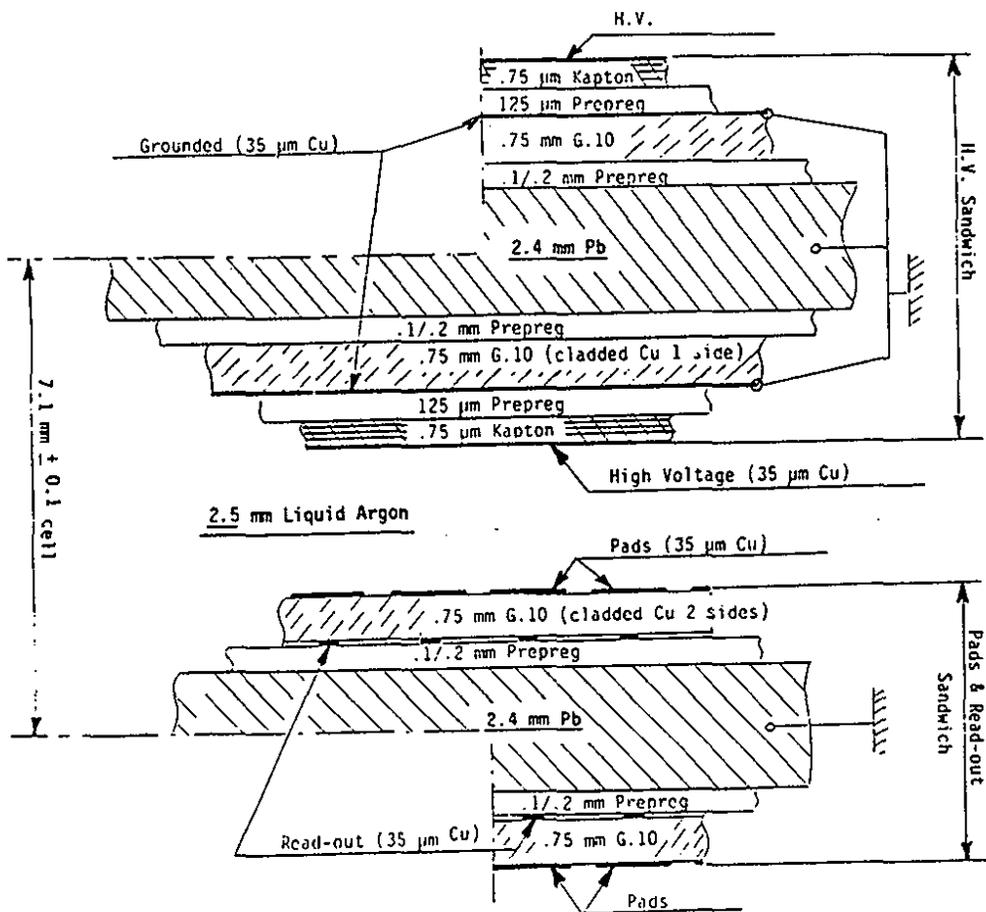


Fig. 5b : Cellule de lecture d'un octant électromagnétique

a) Géométrie longitudinale des cellules

La structure d'une cellule hadronique est montrée dans la figure 5 a.

Une cellule est formée d'une plaque de lecture et de deux plaques HT. La distance entre les deux plaques HT est fixée par des colonnettes creuses, au centre desquelles un rivet rend l'ensemble rigide. Entre les plaques HT et la plaque de lecture, se trouvent des espaceurs qui limitent le mouvement de cette dernière. Le bigap d'Argon actif est donc défini par la longueur de la colonnette. La stabilité de ce bigap avec le froid a été vérifiée en utilisant des jauges de profondeur avec un échantillon placé dans l'azote liquide. Cette solution à gap double a 2 avantages : elle donne un signal deux fois plus grand qu'avec un monogap et donc, un meilleur rapport signal sur bruit, et d'autre part, la capacité du damier par rapport à la plaque HT est diminuée puisqu'il n'y a qu'une faible capacité parasite avec la masse, ce qui diminue le bruit dans le calorimètre hadronique. Dans le calorimètre électromagnétique, la capacité est typiquement 5 fois plus forte car entièrement dominée par la capacité parasite du damier à la masse (le damier est sur un circuit imprimé collé sur la plaque de plomb reliée à la masse) (Fig. 5 b).

La plaque HT est formée d'une plaque d'acier inoxydable d'épaisseur 1.5 mm, assurant la rigidité et la planéité de l'ensemble. Une feuille de Kapton de 75 μm d'épaisseur est collée à l'inox avec une colle de 2 fois 60 μm . Une plaque de cuivre de 35 μm d'épaisseur est collée à l'ensemble. Une tension de 2500 Volts est appliquée à la plaque de Cuivre.

Le fil HT est collé sur chaque plaque de Cuivre avec du G10 (résine époxyde) et de l'Araldite. Cette présence de matériel à constante diélectrique élevée cause une augmentation de la capacité du damier en regard des fils. La plaque d'acier ainsi que les rivets et les colonnettes sont reliés à la masse du calorimètre. La plaque de Cuivre est décuivrée sur 4 mm de son pourtour et autour des rivets pour éloigner la HT de la masse. Le décuivrage se fait en faisant passer du perchlorure de fer liquide (Fe Cl_3) sur les parties à décuivrer. Cette méthode a été entièrement réalisée au LAL. L'opération prend 10 mn/plaque HT.

b) Plaques de lecture

– Usinage et gravure :

La plaque de lecture (Fig. 6) est une plaque de résine solide (G10) sur laquelle est collée de chaque côté une plaque de Cuivre de 35 μm d'épaisseur, l'épaisseur totale étant 1.2 mm. Ces deux faces sont divisées en damiers ; une piste part de chaque damier afin de transmettre le signal jusqu'aux correcteurs situés sur le bord des plaques de lecture. Les deux faces de chaque damier sont reliées ensemble par l'intermédiaire de ces connecteurs.

La gravure des circuits a été entièrement faite à Prague. La méthode consiste à plonger la plaque de lecture dans un liquide organique, résistant à la lumière, standard pour les

circuits imprimés. Le séchage se fait assez rapidement laissant une couche uniforme de 15 μm sur la plaque. Elle est alors positionnée sur une planche munie d'une règle sur laquelle est fixée le couteau de gravure. Le positionnement du couteau est piloté par ordinateur, la précision mécanique de cet appareillage est de $\approx 10 \mu\text{m}$. Cette précision est légèrement détériorée par le fait que les plaques de lecture n'étaient pas parfaitement plates quand elles arrivaient de l'usine. Après la gravure faite avec le couteau, on obtient des régions où la fine couche photo-résistante est enlevée. L'avantage de ce liquide par rapport aux autres est que les bords sont nets après coupure. La plaque de lecture est alors plongée dans une solution de soude et les parties dénudées de la couche photorésistante sont décuivrées. On obtient ainsi une piste électriquement isolée. La largeur de cette piste est de 0.4 mm et la précision finale, après décuivrage, est meilleure que 100 μm , qui est la précision requise.

Les gravures faites des 2 côtés de la plaque de lecture sont identiques à mieux que 100 μm , nous n'avons pas pu déceler d'erreur de cet ordre dans les tests capacitifs des cellules (§ IV.4).

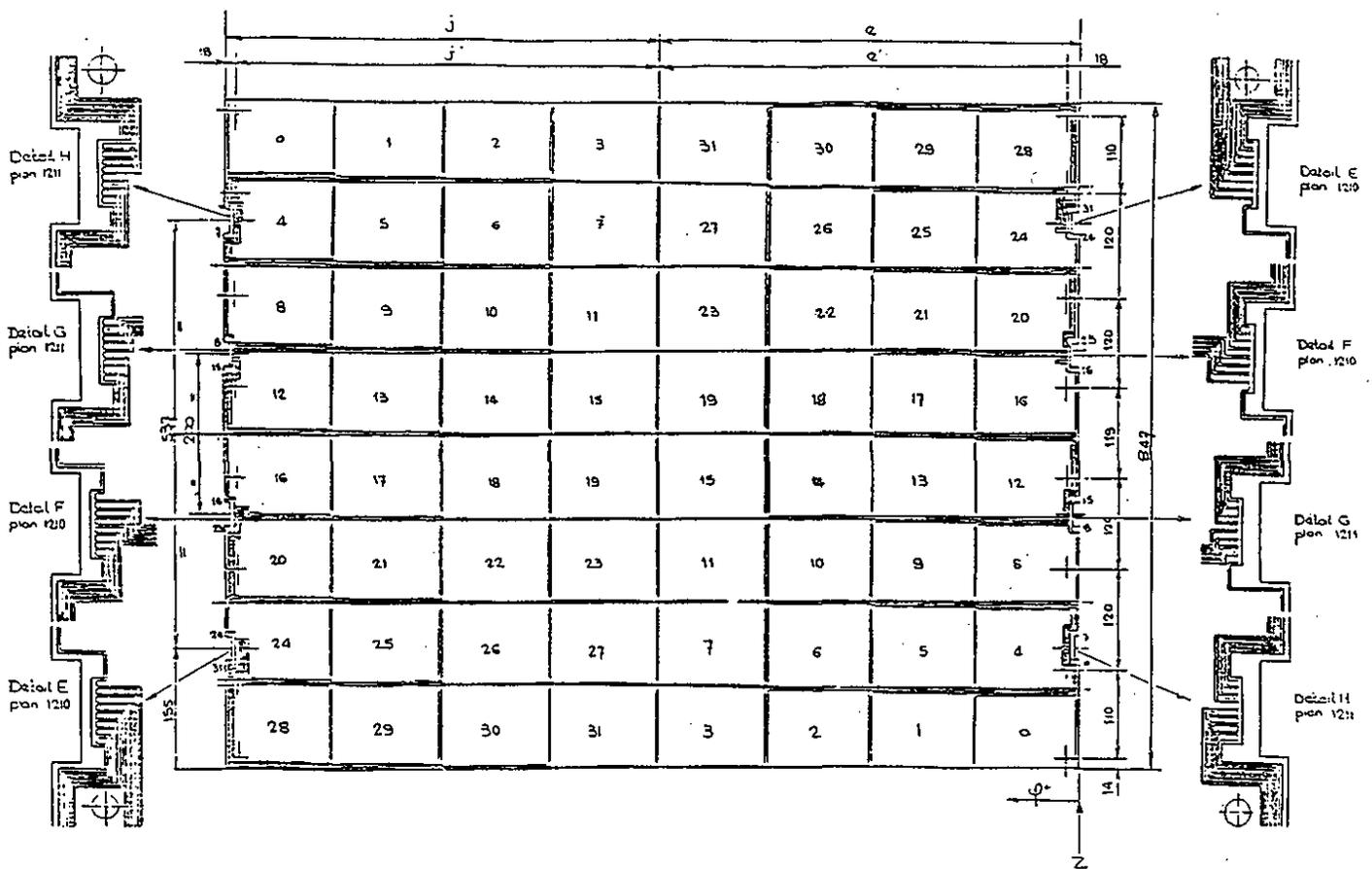


Fig. 6 : Une plaque de lecture

– Géométrie et propriétés capacitives :

Avec cette méthode de gravure mentionnée ci-dessus, chaque plaque de lecture est divisée en 32, 24, 24 damiers suivant que la plaque soit de CB3H, CB2H, ou CB1H respectivement (Fig. 6) (Il y a 2 plaques de lecture dans une cellule) Les dimensions des damiers dans une cellule sont telles que les damiers ont en général, à 5 % près, la même surface, afin qu'ils aient le même ordre de valeurs de capacités ; ce qui est nécessaire pour le déclenchement du calorimètre. La granularité des plaques de lecture de la roue CB3H a été choisie plus importante que celles des roues CB2H et CB1H car les hadrons seront plus nombreux et plus énergétiques dans CB3H que dans CB2H et CB1H. Chaque damier est séparé de ses voisins par, au moins, une séquence de piste d'isolant, piste de masse, piste d'isolant ; chaque piste ayant une largeur de 0.4 mm. La piste de masse est nécessaire pour éliminer au maximum les diaphonies entre différents damiers.

Chaque damier ainsi déterminé forme avec la plaque HT qui lui fait face un condensateur dont le diélectrique est l'Argon liquide. Les pistes de 8 damiers arrivent sur un connecteur. Dû à la présence de soudure en cet endroit, qui est proche de la haute tension, on a collé du Kapton sur la partie de la plaque HT en regard pour éviter les claquages. Le pourtour de la plaque de lecture est relié sur 3.4 mm à la masse. Ceci permet d'avoir une masse fixe et d'éviter le contact entre le Cuivre des plaques de lecture (signal) et la structure en inox (masse du détecteur).

La surface de ces damiers varie entre 3000 mm² et 35000 mm², ce qui implique que la capacité d'un damier de la plaque de lecture par rapport à la HT varie entre ≈ 24 pF et ≈ 270 pF. La faible capacité de l'hadronique a l'avantage que le bruit dans le calorimètre hadronique est faible comparé à l'électromagnétique. Ceci est important car dans le calorimètre hadronique le signal n'est pas élevé comme dans le calorimètre électromagnétique quand celui-ci détecte des particules électromagnétiques (le nombre de particules secondaires d'une gerbe hadronique est de l'ordre de 20 fois plus petit que celui d'une gerbe électromagnétique).

Pour des raisons de limitation en nombre de canaux d'électronique et pour avoir une charge mesurable dans un canal donné, il faut additionner à chaque damier les signaux des damiers de même position transversale (θ , ϕ), situés dans des couches radiales différentes. Dans le calorimètre électromagnétique, le regroupement se fait, en s'éloignant du faisceau, par 6, 18 et 18 plans. Dans l'hadronique, il se fait par 7, 8, 8 et 8 plans ; on obtient ainsi 256 canaux pour un octant CB3H et 192 pour un octant CB2H. Cette addition de capacités pour constituer des tours se fait avec des câbles dits de ganging, qui relient le canal obtenu à un circuit imprimé (merging-board) fixé sur l'octant. Ce circuit fait l'interface entre les câbles de ganging et les câbles de signaux.

IV - TESTS CAPACITIFS DU CALORIMETRE

Quatre types de mesures capacitives ont été faites pour déterminer les paramètres du calorimètre hadronique et pour détecter les éléments défectueux :

1) Les capacités des damiers par rapport à la plaque haute tension : ces mesures ont tout d'abord servi à vérifier qu'il n'y a pas de court-circuit entre la plaque de lecture et la plaque HT ou si une piste de signal n'était pas coupée. Un court-circuit se serait traduit par une impédance nulle, donc une capacité très élevée. Une coupure se serait traduite par une capacité nulle. Mais c'est surtout pour mesurer l'épaisseur du gap d'Argon avec une précision meilleure que le 2 % que cette mesure est faite. Comme la valeur des capacités par rapport à la HT est reliée au gap d'Argon actif par :

$$C_{\text{mesurée}} \text{ (pF)} = \frac{\epsilon S_{\text{calculée}}}{\text{gap}} + \text{Corr} \quad (1)$$

avec - $C_{\text{mesurée}}$: la capacité mesurée expérimentalement,
 - ϵ : la constante diélectrique de l'air,
 - $S_{\text{calculée}}$: la surface calculée suivant les dessins,
 - gap : la distance entre la plaque de lecture et la plaque HT,
 - Corr : la correction au cas idéal du condensateur plan.

Le signal du damier étant directement proportionnel au gap actif, il fallait mesurer ce dernier très précisément (mieux que 100 μm pour le calorimètre hadronique) pour avoir une mesure d'énergie précise. Donc, il fallait connaître la surface S très précisément et pouvoir mesurer ou calculer les corrections à lui ajouter.

2) Les capacités des damiers par rapport aux pistes de masse de la plaque de lecture : elles ont servi à vérifier qu'aucun damier n'y était relié.

3) Les mesures des capacités de diaphonie entre les différents damiers : elles ont été mesurées pour chaque damier avec les deux voisins les plus proches. Si une piste de masse entre deux damiers avait été coupée, on aurait eu une forte augmentation de la valeur de la capacité de diaphonie correspondante (un facteur 2 par exemple).

4) Les capacités de calibration : elles sont au nombre de 256 pour un octant CB3H et 192 pour un octant CB2H ou CB1H. Elles sont soudées au "merging-board".

La détermination des capacités 1) et 2) avec une précision $< 2 \%$ est nécessaire pour calculer le bruit du calorimètre hadronique et le délai en temps introduit par ces capacités (25 ns/nF). Dans le cas du calorimètre hadronique, ce délai est petit (< 50 ns) et on sait le mesurer. Les capacités de diaphonie ajoutent un délai supplémentaire pour le temps. Une étude faite^[2] a montré que la valeur de la diaphonie positive doit être plus petite que la

précision qu'on veut obtenir sur le signal. La majeure raison est que c'est difficile de le corriger, même en utilisant les données de calibration. Si on ne veut pas corriger pour la diaphonie, il faut que sa valeur soit typiquement $< 0.3 \%$ du signal du damier. Pour le calorimètre hadronique, ceci résulte en une limite supérieure de l'ordre de 100 pF par canal, donc de l'ordre de 10 pF par damier (une tour en effet comprend 8 damiers). Cette condition a été vérifiée pour tous les damiers pour le calorimètre hadronique lors de sa construction. Le délai en temps dû à la diaphonie ne dépasse finalement pas 2 à 3 ns. Enfin, la précision de la mesure des capacités de calibration entre dans le calcul de la constante de calibration pC/GeV. Pour avoir une calibration $\leq 1 \%$ pour l'énergie électromagnétique et $\leq 2 \%$ pour l'énergie hadronique, on évalue qu'il faut mesurer chaque capacité de calibration avec une précision de 0.2 %. Examinons de plus près les mesures faites pour vérifier toutes ces contraintes.

IV.1 - MATERIEL ET MESURES

La figure 7 montre un schéma de l'appareillage des tests capacitifs. Le matériel de mesures capacitives est composé d'un analyseur d'impédance Hewlett-packard (modèle 4162A ou 4192A) de précision 0.1 pF, qu'on appellera (abusivement) capacimètre. Il réalise ses mesures par l'intermédiaire d'une boîte "sélectionneuse de damiers" (switcher) qui sélectionne la capacité à mesurer et met toutes les autres capacités à la masse. Le switcher est relié à la cellule par 4 câbles plats pour CB3H et 3 autres pour CB2H et CB1H (un câble / 8 damiers). Les deux fils HT de la cellule sont reliés ensemble, puis branchés sur une entrée du switcher, la masse de la plaque de lecture est branchée sur la deuxième entrée du switcher. On mesure donc tout d'abord la capacité du damier par rapport à la plaque HT, puis par rapport à la ligne de masse ; il faut toujours relier les électrodes qu'on n'étudie pas à la masse du système pour ne pas introduire de capacités parasites. Le tout (capacimètre et switcher) est piloté par un micro-ordinateur IBM-PC au moyen d'une interface GPIB. Le PC sert aussi à visualiser les résultats des mesures d'une cellule et à voir directement ses défauts.

Avant de faire les mesures capacitives des cellules, on fait une mesure à vide en déconnectant les câbles au niveau de la cellule. On obtient un fichier de soustraction incluant les impédances des câbles et du switcher ; les valeurs des capacités par rapport à la HT et par rapport à la masse varient entre 1 et 4 pF, celles de la diaphonie sont entre 10 pF et 14 pF. Lorsque les mesures sur la cellule sont effectuées, le micro-ordinateur retranche les capacités du fichier de soustraction des valeurs des capacités mesurées par le capacimètre.

a) Principe du capacimètre. Mesure d'une seule impédance

Ce principe est explicité dans la figure 8. Ce montage permet de mesurer la tension appliquée aux bornes A et B de l'impédance Z inconnue et de mesurer aussi le courant i_z traversant Z. Le montage est formé de :

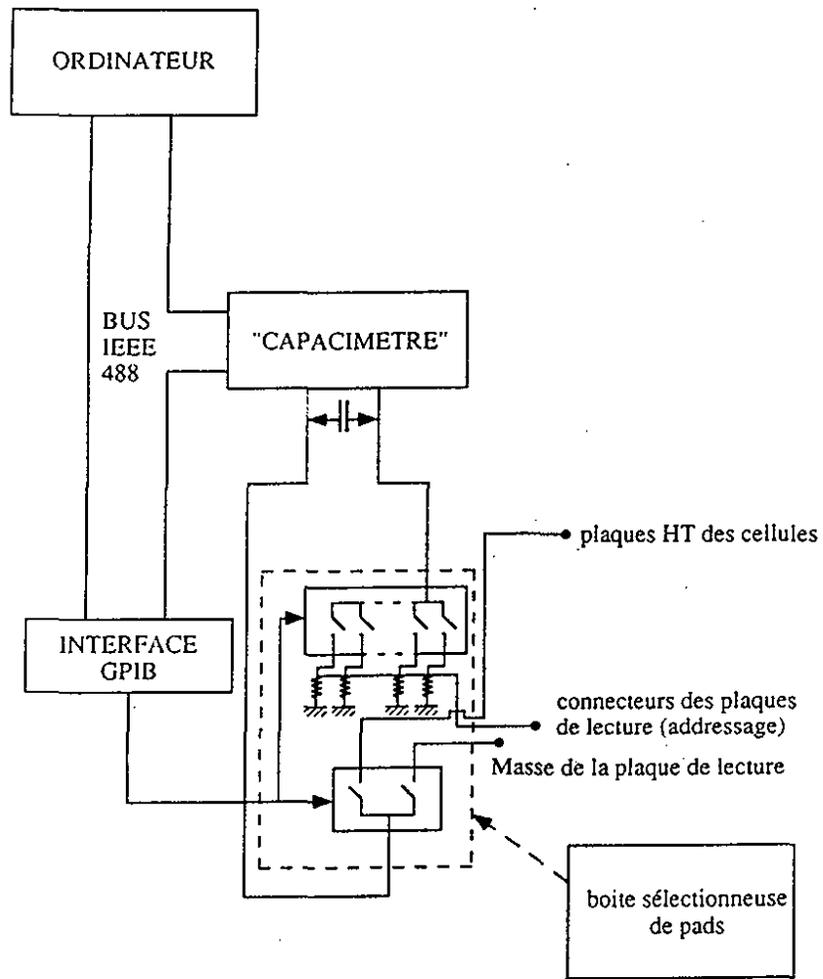


Fig. 7 : Schéma de l'appareillage des tests capacitifs

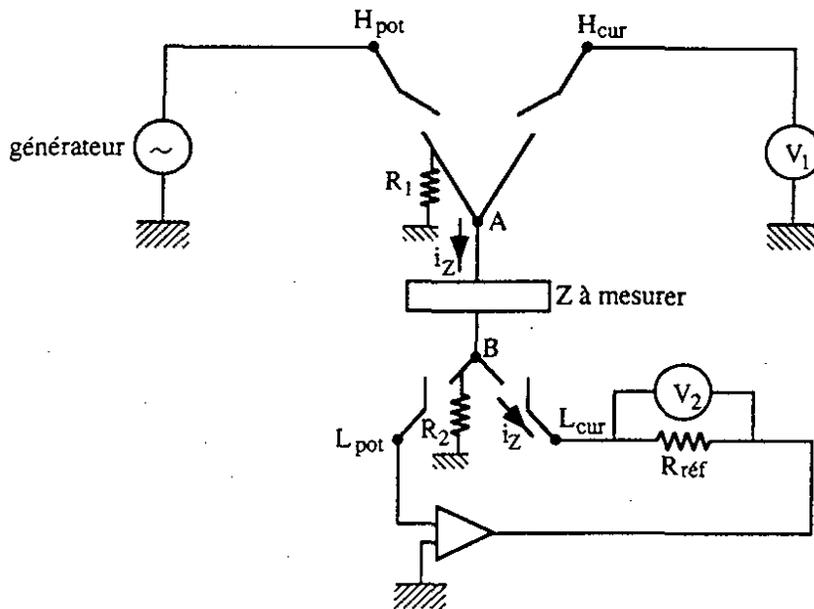


Fig. 8 : Principe du capacimètre - Mesure d'une seule impédance

- un générateur de tension sinusoïdale,
- un voltmètre vectoriel V_1 à haute résistance,
- l'impédance Z à mesurer,
- un voltmètre vectoriel V_2 à impédance infinie branché en parallèle à une résistance $R_{\text{réf}}$,
- deux résistances R_1 et R_2 d'un $K\Omega$ reliées à la masse,
- un ampli opérationnel à très haute impédance d'entrée.

L'impédance du voltmètre V_1 étant très élevée par rapport à Z , aucun courant ne passe dans la branche (A, Hcur) ; les pts A et Hcur sont au même potentiel. D'autre part, comme l'ampli opérationnel a une très haute impédance d'entrée, le courant qui passe dans la branche B / Lpot est nul. L'entrée de l'ampli étant reliée à la masse, les points B et Lpot sont des masses virtuelles. Donc, le voltmètre V_1 qui mesure la tension entre la masse et Hcur, la mesure entre B et A (bornes de l'impédance Z à mesurer). Reste à mesurer le courant i_Z : ceci est fait avec le voltmètre V_2 et la résistance $R_{\text{réf}}$. Ce dernier ayant une impédance d'entrée infinie, le courant ne passe pas dans V_2 et on mesure précisément i_Z .

En conclusion, la tension aux bornes de l'impédance et le courant la traversant sont mesurés respectivement par V_1 et V_2 . Ceux-ci mesurent à la fois le module et la phase de la tension. Dans notre cas, c'est la partie imaginaire (capacité) qui nous intéressait.

b) Mesure de plusieurs impédances. Switcher

Dans le cas d'une cellule complète, on a 32 (CB3) ou 24 damiers (CB1 ou CB2). Pour chaque damier, on veut mesurer C_{Haut} ou C_{Bas} ou C_{Masse} ou $C_{\text{Diaphonie}}$ (Fig. 9), tout en mettant les autres capacités à la masse. Cette fonction est assurée par le switcher. Le schéma correspondant à un connecteur (8 damiers) est montré dans la figure 10. Quand une capacité est sélectionnée, les 4 interrupteurs lui correspondant sont fermés, ex : pour sélectionner la capacité de la voie 1 (connecteur) 3M par rapport à la HT, on ferme les 2 interrupteurs X_7 correspondant à LPot et LCur et les 2 interrupteurs X_8 correspondant à HPot et HCur. Si on veut mesurer la capacité de ce même damier par rapport à la masse de la plaque de lecture, on ferme les 2 interrupteurs X_9 . Pour mesurer la diaphonie entre les voies 4 et 5 par exemple, on ferme les 2 interrupteurs X_4 correspondant à HPot et HCur et les 2 interrupteurs X_3 correspondant à LPot et LCur. Les interrupteurs des capacités non sélectionnées restent ouverts, celles-ci sont à la masse, par des résistances d'un $K\Omega$, c'est-à-dire par une très faible impédance. Cette valeur d'un $K\Omega$ constitue pratiquement un court circuit à la masse si on la compare aux capacités de diaphonie des damiers, celles des damiers par rapport à la HT ou la masse de la plaque de lecture qui sont entre 10 pF et 300 pF. Les capacités d'un canal du calorimètre par rapport à la HT ou la masse sont de l'ordre de 2 nF. La fréquence du

capacimètre étant 1 KHz, les impédances correspondantes sont de l'ordre de 16 MΩ, 0.53 MΩ, 79 KΩ ; très grandes par rapport à l'impédance d'un KΩ de la résistance.

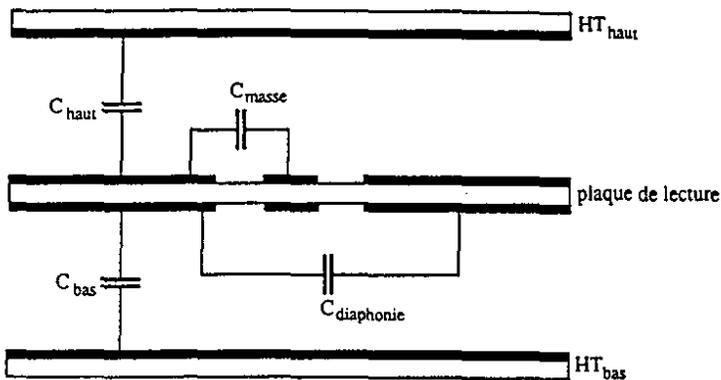


Fig. 9 : Les capacités à mesurer pour chaque damier

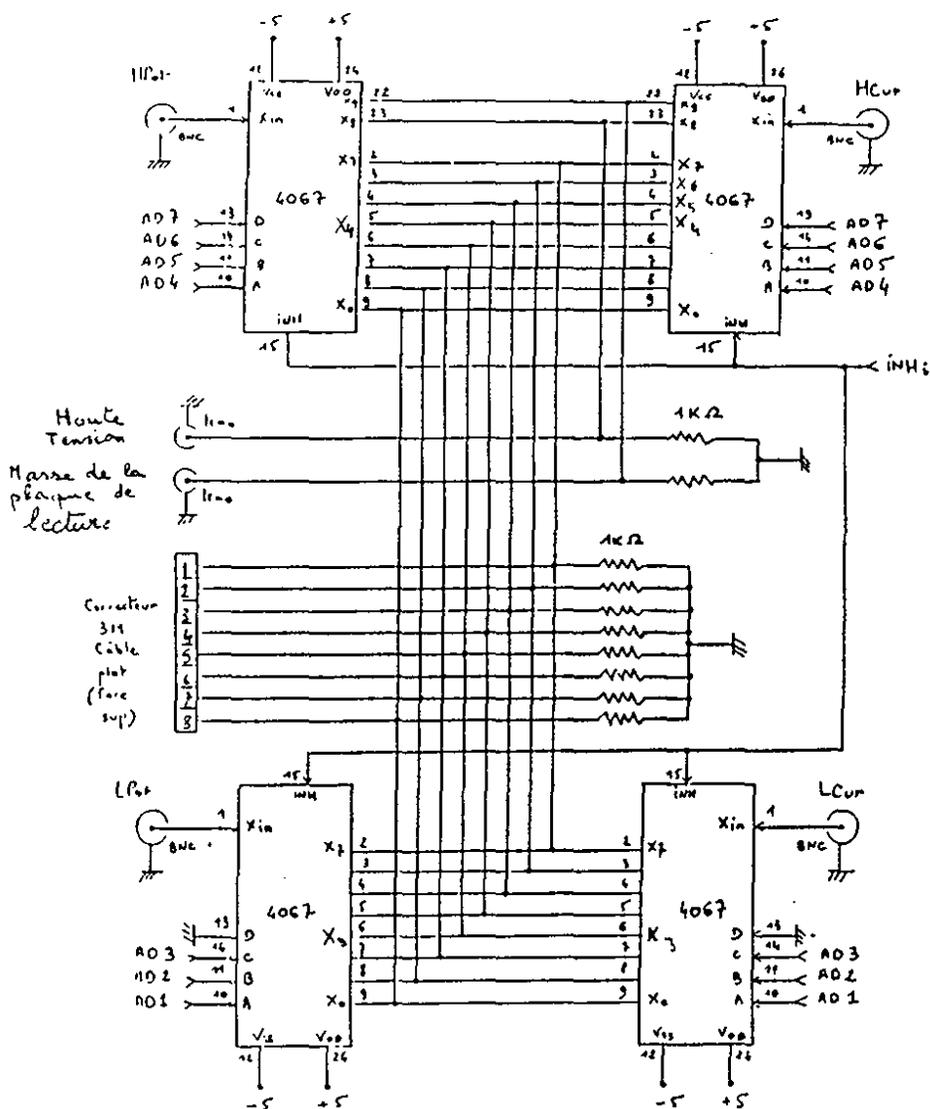


Fig. 10 : Switcher - Schéma correspondant à 8 damiers (un connecteur)

c) Précision et rapidité de la mesure

La précision de la mesure dépend de la précision du capacimètre (0.1 pF), de la précision de la méthode de soustraction et des fluctuations des valeurs des résistances d'un K Ω (entre 980 Ω et 1020 Ω). Les deux derniers effets sont difficilement calculables. On n'a pas insisté pour déterminer cette précision car les mesures étaient stables et que la précision nous suffisait.

La rapidité dépend principalement de la rapidité du capacimètre. En général, il fallait une minute ou 20 s pour mesurer toutes les capacités d'une cellule suivant que c'est le modèle 4162A ou 4192A du capacimètre Hewlett Packard.

IV.2 - SURFACES DES DAMIERS. GAP ACTIF

Pour déduire les épaisseurs du bigap, il fallait calculer précisément la surface géométrique puis mesurer expérimentalement les effets qui font que chaque damier ne forme pas un condensateur plan avec le plan HT en regard.

Géométriquement, un damier est constitué d'un rectangle auquel on doit lui ajouter une piste de signal de 0.4 mm qu'on appellera piste mince, une piste de signal de 2.14 mm près du connecteur qu'on appellera piste large ; on doit lui retrancher une surface morte due à la présence du connecteur qu'on appellera correction-connecteur. Chaque damier contient 0, 1 ou 2 trous de surface différente. Les dimensions du rectangle ainsi que la longueur des pistes, la correction-connecteur et le nombre de trous ont été calculés d'après les dessins des plaques de lecture, en profitant de tous les systématismes sur la longueur, la largeur des damiers et la position des trous. Par exemple, la piste mince étant le long de la longueur des damiers, sa longueur a été déduite de leur longueur, avec des corrections à ajouter.

Si toutes les lignes de champ entre la plaque de lecture et la plaque HT étaient perpendiculaires, on aurait pu écrire :

$$S_{\text{pad}} (\text{mm}^2) = L_o \times L_a + 0.4 \times P_m + 2.14 \times P_l - C.C - S_{\text{trous}}$$

- avec
- L_o : la longueur du damier,
 - L_a : la largeur du damier,
 - P_m : la longueur de la piste mince,
 - P_l : la longueur de la piste large,
 - C.C : la surface des connecteurs,
 - S_{trous} : la surface des trous.

Mais, dû à la forme des lignes de champ (Fig. 11), la largeur effective des pistes de signal est plus grande que la largeur géométrique. On a mesuré, sur un échantillon, la capacité due à ces pistes et on a trouvé que la largeur équivalente de la piste mince est de 1 mm, celle de la piste large 2.54 mm. Donc :

$$S_{\text{pad}} \text{ (mm}^2\text{)} = L_o \times L_a + 1.0 \times P_m + 2.54 \times P_l - C.C - S_{\text{trous}} \quad (2)$$

En considérant que : $C_{\text{pad/HT}} = \frac{\epsilon S_{\text{pad}}}{\text{gap}}$, on a trouvé que, systématiquement, les gaps des damiers près des connecteurs étaient plus faibles que les autres gaps de la plaque de lecture (Fig. 12 a).

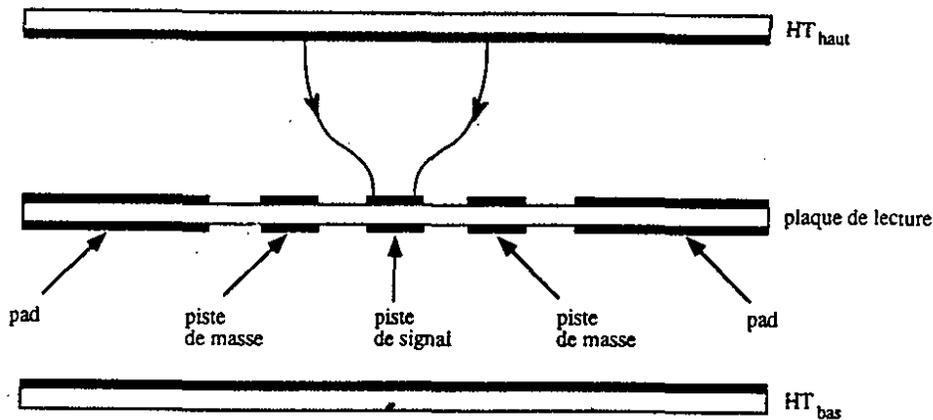


Fig 11 : Formes qualitatives des lignes de champ d'entre la plaque de lecture et la plaque HT

Ceci était dû à la présence des trous et de rivets, plus nombreux dans cette région.

En première approximation, on peut dire que le trou va diminuer la capacité car la surface a diminué. Mais, dû à la présence du rivet, de la colonnette, des espaceurs (Fig. 5a), des effets augmentant la capacité s'ajoutent :

- les lignes de champ entre la colonnette et la plaque HT,
- le changement de la constante diélectrique du milieu à cause de la présence de l'espaceur.

Ces effets étant incalculables théoriquement, on les a mesurés. Pour ceci, on a réalisé un montage permettant d'éliminer, sur une cellule, un rivet, sa colonnette et ses deux espaceurs. Finalement, on a fermé les trous avec du scotch cuivré pour simuler le mieux l'absence des trous. Pendant cette opération, on ne modifiait pas le gap mécaniquement ; donc on pouvait comparer la capacité avec et sans les trous sans ajouter d'autres variations.

Les résultats étaient que la présence d'un trou de 9 mm de diamètre augmente la capacité de 1.1 pF, un trou de 12 mm de diamètre l'augmente de 0.8 pF et un demi-trou de 12 mm de diamètre l'augmente de 0.4 pF.

En présence des trous :

$$C_{\text{mesurée}} \text{ (pF)} = C_{\text{corr}} \text{ (pF)} + C_{\text{trous}} \text{ (pF)} \Rightarrow \frac{\epsilon S}{\text{gap}} = C_{\text{mesurée}} - C_{\text{trous}} = C_{\text{corr}} \quad (3)$$

La capacité à utiliser pour déduire le gap est :

$$C_{\text{corr}} \text{ (pF)} = C_{\text{mesurée}} \text{ (pF)} - C_{\text{trous}} \text{ (pF)} \quad (4)$$

avec - $C_{\text{trous}} \text{ (pF)} = DT_{12} \times 0.4 \text{ pF} + T_{12} \times 0.8 \text{ pF} + T_9 \times 1.1 \text{ pF}$

- DT_{12} : le nombre de demi-trous de 12 mm de diamètre,

- T_{12} : le nombre de trous de 12 mm de diamètre,

- T_9 : le nombre de trous de 9 mm de diamètre.

Donc, pour déduire le bigap d'Argon, on appliquait la formule suivante :

$$\text{Bigap} = \frac{\epsilon' S_{\text{corr}}}{C_{\text{corr}}} \quad (5)$$

avec - $S_{\text{corr}} \text{ (mm}^2\text{)} = L_o \times L_a \text{ (mm}^2\text{)} + 1 \times P_m \text{ (mm}^2\text{)} + 2.54 \times P_l \text{ (mm}^2\text{)} - C.C \text{ (mm}^2\text{)},$

- C_{corr} : la capacité corrigée pour l'effet des trous.

- $\epsilon' = 4 \times \epsilon$

Le chiffre 4 dans ϵ' vient du fait que les mesures capacitives ont été faites en reliant les deux fils HT, le capacimètre mesurait alors :

$$C = C_{\text{haut}} + C_{\text{bas}} = \frac{\epsilon S}{\text{gap}_{\text{haut}}} + \frac{\epsilon S}{\text{gap}_{\text{bas}}}$$

où : $\text{gap}_{\text{haut}} = e + \Delta e$ et $\text{gap}_{\text{bas}} = e - \Delta e$

Donc :

$$C = C_{\text{haut}} + C_{\text{bas}} = \frac{\epsilon S}{e + \Delta e} + \frac{\epsilon S}{e - \Delta e} = \frac{\epsilon S}{e} \left[\frac{1}{1 + \frac{\Delta e}{e}} + \frac{1}{1 - \frac{\Delta e}{e}} \right] \Rightarrow$$

$$C \approx \frac{\epsilon S}{e} \left[1 - \frac{\Delta e}{e} + \left(\frac{\Delta e}{e} \right)^2 + 1 + \frac{\Delta e}{e} + \left(\frac{\Delta e}{e} \right)^2 \right] \approx 2 \frac{\epsilon S}{e} \left[1 + \left(\frac{\Delta e}{e} \right)^2 \right]$$

On voit sur cette formule qu'on peut négliger la différence entre gap_{haut} et gap_{bas} dans la mesure où elle n'est pas très importante (Pour $\frac{\Delta e}{e} = 10 \%$, donc $\text{gap}_{\text{haut}} - \text{gap}_{\text{bas}} = 20 \%$, la variation de la capacité mesurée C est de l'ordre de 1 %). Finalement :

$$\text{Gap} = 2 \times \frac{\epsilon S}{C} \quad \text{et} \quad \text{Bigap} = 4 \times \frac{\epsilon S}{C} = \frac{\epsilon' S}{C}$$

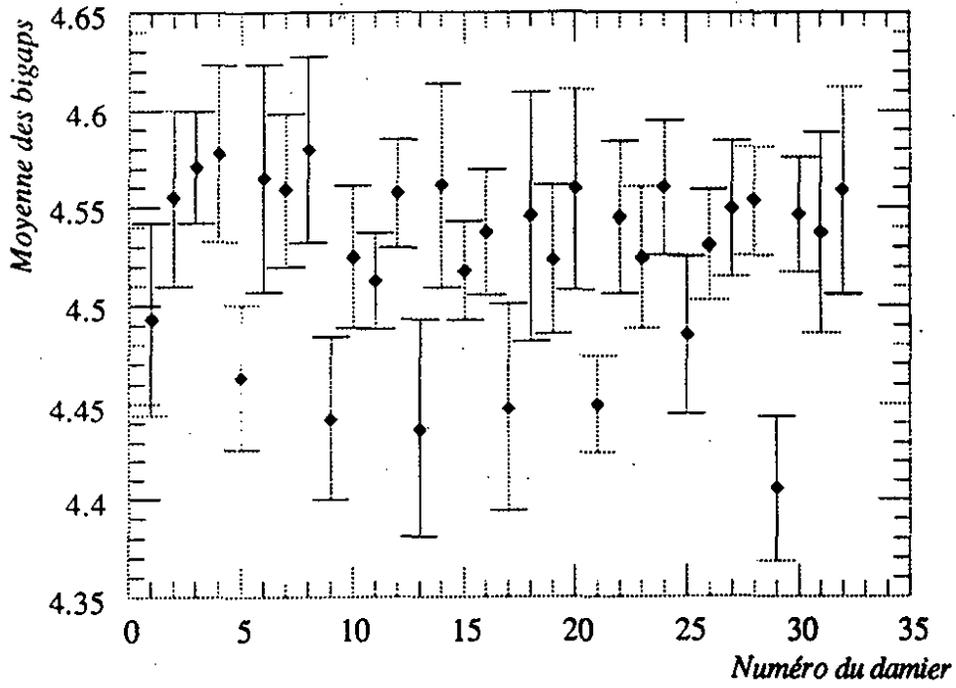


Fig. 12 a : Moyenne des bigaps pour une couche radiale donnée vs le numéro du damier (avant correction de l'effet des trous)

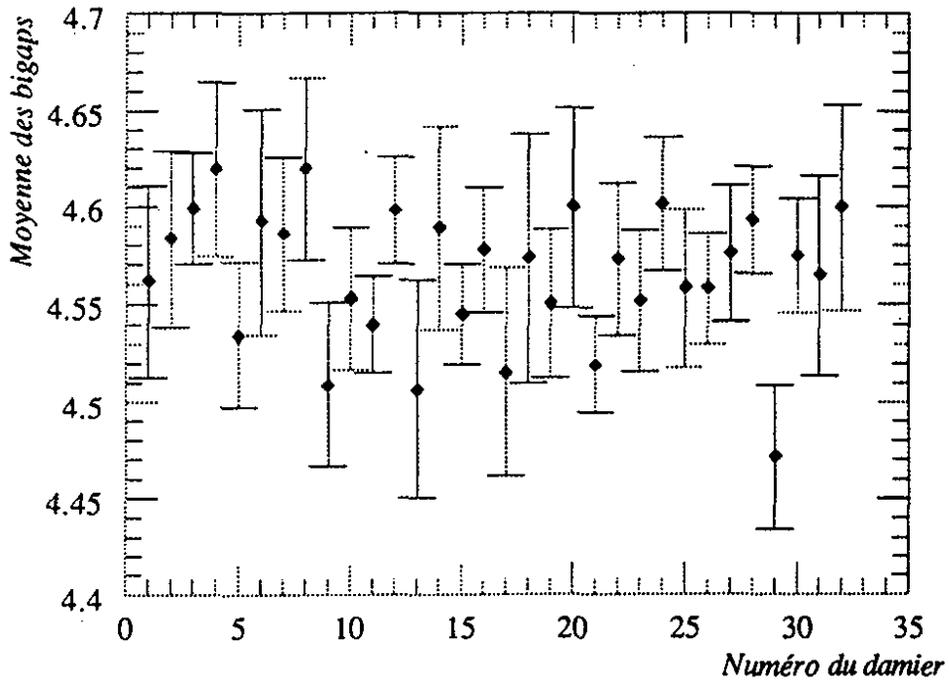


Fig. 12 b : Moyenne des bigaps pour une couche radiale donnée vs le numéro du damier (après correction des effets des trous)

La figure 12 b montre l'effet de la correction. Donc, pour pouvoir déterminer le bigap d'Argon pour chaque damier, il faut prendre en compte un nombre de valeurs (capacités mesurées, dimensions du rectangle, longueur des pistes, nombre de trous, etc). Comme ces valeurs changent d'un damier à l'autre et qu'un octant contient en moyenne 1800 damiers, il est impossible de faire ceci à la main. On a créé alors une base de données.

IV.3 - BASE DE DONNEES

a) Introduction

La notion de fichier a été créée pour faciliter le travail du programmeur en lui offrant une couche de logiciel appelée SYSTEME de GESTION de FICHIERS (S.G.F) chargée de l'implantation de ces données organisées en articles (par exemple : RMS sur VAX).

De même, la notion de BASE de DONNEES (BD) a été créée pour faciliter le travail de l'utilisateur en lui présentant une couche de logiciel, appelée SYSTEME de GESTION de BASES de DONNEES (S.G.B.D) faisant apparaître les données comme un seul ensemble, et dégageant l'utilisateur de toute contrainte de type technologique (entrée / sortie disque, ouverture / fermeture fichiers, enregistrement physique des données).

b) Pourquoi une base ?

La situation avec les fichiers classiques (écrits en Fortran par exemple) est la suivante:

- fichiers dépendants de l'application en général : les fichiers qui contiennent les données peuvent être utilisés pour n applications mais il faut écrire n programmes,
- redondance : la description des mêmes données se répète dans plusieurs programmes, donc la mise à jour n'est pas toujours évidente.

Avec une base de données, ces problèmes se résolvent car :

- Indépendance logique / physique : la définition des données est dans un dictionnaire de données (CDD : Command Data Dictionary) donc on a une séparation de la partie logique (CDD) de la partie physique (données),
- indépendance données / traitements : avec les bases de données, je peux faire une infinité de traitements sur les données ; avec les fichiers classiques, il faut écrire une infinité de programmes,
- non-redondance (sauf volontaire) des données : car je peux structurer mes données. Dans une table, je peux avoir la relation entre le damier et la couche à laquelle il appartient ; dans une autre, la relation entre la couche et le numéro d'octant auquel elle appartient. Donc, je n'aurai pas de redondance du numéro d'octant,

- non-redondance des descriptions : les descriptions sont dans le CDD. Si j'ai plusieurs attributs ou champs qui ont la même description, on décrit une variable globale et les autres variables se rapportent à la description de cette variable globale.
- accès simplifié aux données grâce à un langage de manipulation performant.
- sécurité .
- intégrité : pour une variable importante, on peut exiger son intégrité dans toute la base, c'est-à-dire, le changement de cette variable dans une table de la base (partie de l'ensemble d'informations de la base) entraînera automatiquement son changement dans toutes les autres tables de la base,
- partage : plusieurs personnes doivent pouvoir accéder aux informations de la base, en lecture et / ou en écriture. Il faut noter qu'il y a là un problème de stabilité à gérer, les données sont valables à un instant t.

Nous avons à notre disposition :

- Les mesures capacitives sur disquettes IBM-PC sous forme de fichiers. Chaque fichier regroupe toutes les données relatives à une cellule (le nom de la plaque, l'heure et la date de la mesure, les capacités de diaphonies entre damiers, les capacités des damiers par rapport à la masse et par rapport aux plaques de haute tension). Dans ces fichiers Les capacités sont numérotées : capa1, capa2, etc, masse1, masse2, crosstalk1, crosstalk2, etc.
- Les plans détaillés des plaques de lecture.

Nous avons créé une base sur VAX, où, pour chaque damier d'une plaque, nous avons tous les paramètres le concernant (gap, capacités, surface, etc). Puis à partir de cette base et d'une autre où il y a la correspondance : plaque de lecture / numéro de stack, faire des opérations sur ces paramètres (addition, moyenne pondérée, écart-type, etc).

A l'aide des plans et en exploitant tous les systématismes de la géométrie des plaques de lecture, on a créé une base intermédiaire où on a fait entrer à la main : les dimensions du rectangle, la longueur des pistes larges, la correction-connecteur, le nombre de trous et les corrections pour les longueurs des pistes minces. La longueur totale d'une piste mince est calculée à partir des corrections ci-dessus et des longueurs des damiers.

Avec cette base intermédiaire de surfaces on calculait à l'aide de procédures, la surface d'un damier (5) et ceci pour un stack donné. Ces résultats de surface sont dupliqués pour les huit autres stacks de la roue. On obtient ainsi la base finale de la roue, reste à la mettre à jour avec les valeurs des capacités mesurées et à déduire les bigaps par (4, 5). Les données étant sur disquette IBM-PC, il a fallu les compacter et les transférer sur VAX via KERMIT.

On crée la première base de capacités dont la structure est identique à celle du fichier de l'IBM-PC. Comme la structure de la base finale est différente de celle de la première, on a créé des bases intermédiaires pour pouvoir mettre à jour les capacités de la base finale (Fig. 13).

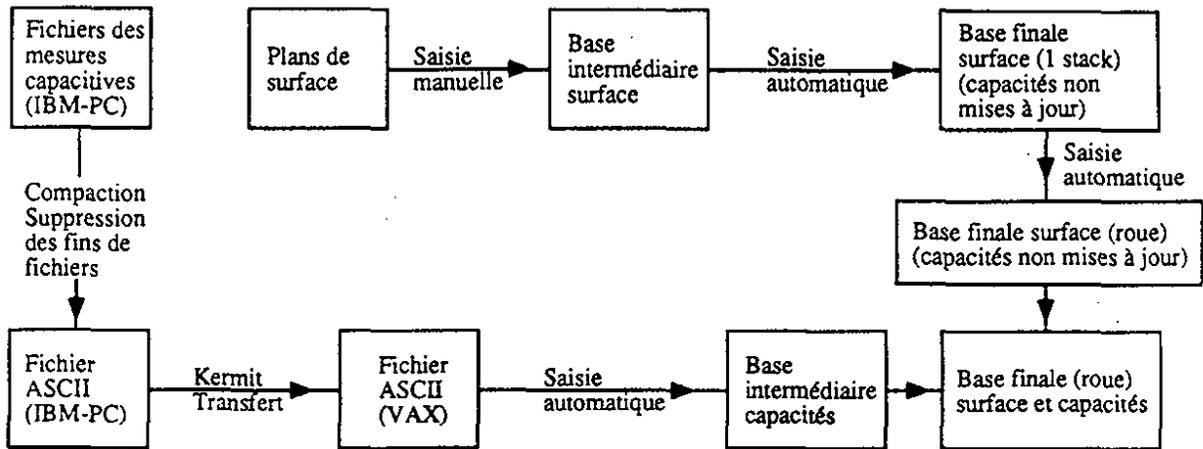


Fig 13 : Schéma du travail effectué

Finalement, on a une base où pour chaque damier d'une roue, on a toutes ses caractéristiques et on peut juger s'il est acceptable ou si la cellule concernée est à dériver. On peut aussi faire toutes les opérations et les études statistiques qu'on puisse imaginer.

IV.4 - RESULTATS OBTENUS

Les résultats des bigaps des cellules fluctuaient entre 4.4 et 4.7 mm. On a eu des bigaps qui dépassaient 4.7 mm ; c'était dû à des espaceurs qui s'étaient coincés pendant le montage. La cellule était dérivetée pour corriger le défaut.

Les damiers en regard du fil HT avaient un bigap inférieur aux autres bigaps de la même cellule (§ III.2.a). Ceci était dû à la présence de beaucoup de matériaux (G10, Araldite, fil HT, etc) ; la capacité augmentait et le gap déduit par (4) et (5) était plus faible que la valeur mécanique. Cet effet étant incalculable, on a calculé l'écart entre la moyenne de ces gaps faibles et la moyenne des autres damiers. On a normalisé les gaps des damiers qui sont en regard d'un fil HT avec cet écart.

On a eu aussi des damiers (surtout les premiers stacks de la fabrication) qui donnaient une mesure de bigap de 4.9 mm ; donc à 10 % de la valeur moyenne des autres (4.55 mm). Ceci était dû à la déconnection des deux faces (haut et bas) du damier (la connection se fait au niveau des connecteurs de la plaque de lecture) (Fig. 14).

Si les deux côtés de la plaque de lecture étaient connectés, on aurait mesuré $C_{\text{haut}} + C_{\text{bas}}$ qui est proportionnelle à l'inverse du bigap (5). Mais si les deux faces sont déconnectées, on mesure C_{haut} en série avec C_{G10} parallèlement à C_{bas} . Comme C_{G10} est de

l'ordre de 10 fois C_{haut} ou C_{bas} , la capacité équivalente diminue de 10 %, donc le gap déduit des mesures capacitatives augmentées de 10 %.

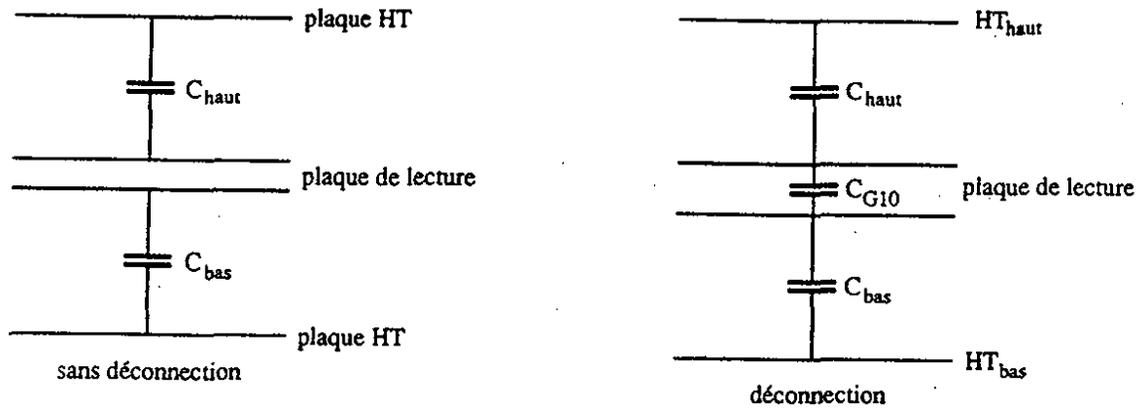


Fig 14 : Déconnection des deux côtés de la face de lecture

Pour détecter ces défauts avant de riveter la cellule, on a ajouté un test supplémentaire sur les plaques de lecture. On mettait la plaque de lecture entre deux plaques d'inox (à la masse), recouvertes sur leur face interne d'une couche de mousse de polyuréthane, remplaçant l'argon liquide ; On mesurait alors :

$$\frac{C_{\text{haut}} - C_{\text{bas}}}{C_{\text{haut}} + C_{\text{bas}}}$$

Dans le cas d'une déconnection des deux faces du damier, ce rapport augmentait de 10 %, ce qui se voyait clairement sur l'écran du PC. Finalement, les distributions des bigaps pour les 3 roues CBH, corrigés pour l'effet des trous, la largeur effective des pistes et l'effet du fil HT sont montrées dans la figure 15.

On voit que les distributions sont légèrement asymétriques. En effet, certains damiers appartenant à des couches loin du faisceau et en même temps sur la rangée des connecteurs, ont une petite surface ($\approx 3000 \text{ mm}^2$) ; donc une faible capacité ($\approx 24 \text{ pF}$). La précision de la mesure étant constante (déterminée par le matériel utilisé), elle est moindre pour ces damiers. Ceci n'est pas grave car ces damiers sont loin du faisceau.

Donc, pour un canal électronique, on calcule une valeur moyenne des bigaps pondérée par leurs surfaces au lieu de calculer simplement la valeur moyenne.

$$\langle \text{bigap}_{\text{canal}} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{7 \text{ ou } 8} S_i e_i}{\sum_{i=1}^{7 \text{ ou } 8} S_i} \quad (6)$$

avec - $\langle \text{bigap}_{\text{canal}} \rangle$: la valeur moyenne du bigap pondérée pour un damier sur 7 ou 8 couches,

- S_i : la surface d'un damier du canal,

- e_i : le bigap d'un damier du canal.

La distribution des épaisseurs des canaux CBH est montrée dans la figure 16. Les valeurs moyennes et l'écart-type de la distribution des bigaps sont données pour chaque octant d'une roue dans la table 1.

On voit que la variation des valeurs moyennes des bigaps des octants d'une roue est inférieure à 0.5 %. Pour cette raison, on a décidé de donner une seule valeur de bigap par roue.

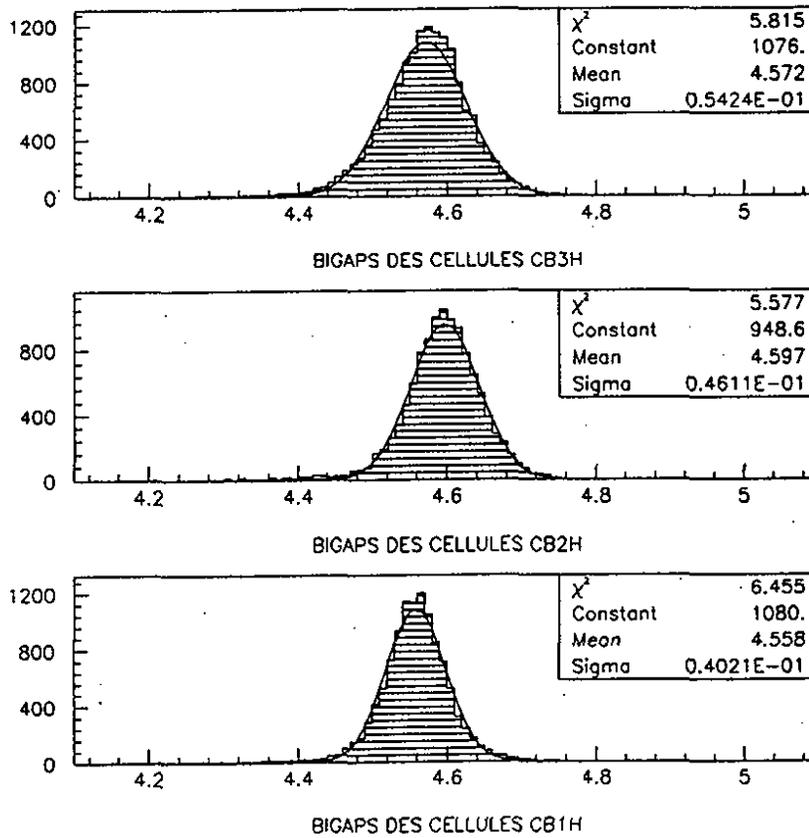


Fig. 15 : Distribution des bigaps pour les trois roues CBH

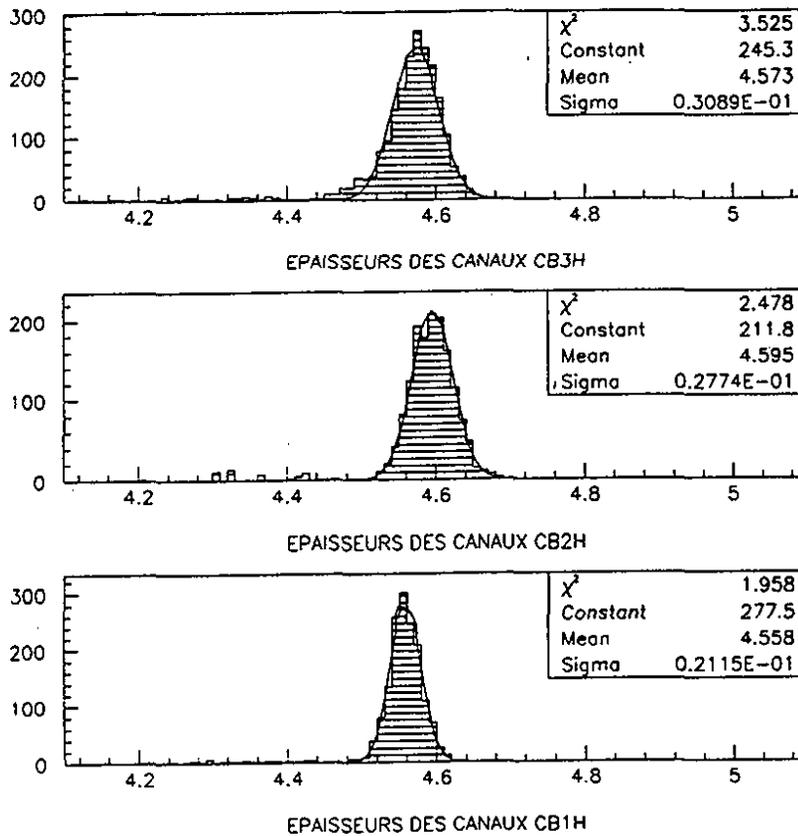


Fig. 16 : Distribution des épaisseurs pour les trois roues CBH

Roue	N° d'octant	< bigap > (mm)	écart-type (μ)
CB3H	0	4.5772	33.725
CB3H	1	4.571	33.129
CB3H	2	4.5723	36.246
CB3H	3	4.5557	35.186
CB3H	4	4.5692	35.293
CB3H	5	4.5742	32.605
CB3H	6	4.5716	34.902
CB3H	7	4.5728	34.483
CB2H	0	4.5924	34.124
CB2H	1	4.5886	31.663
CB2H	2	4.5923	34.88
CB2H	3	4.5926	36.559
CB2H	4	4.5934	30.565
CB2H	5	4.5905	30.035
CB2H	6	4.5985	32.359
CB2H	7	4.5962	29.125
CB1H	0	4.557	27.845
CB1H	1	4/555	26.456
CB1H	2	4.5536	23.951
CB1H	3	4.5611	21.617
CB1H	4	4.5574	20.3
CB1H	5	4.5586	23.673
CB1H	6	4.5506	22.439
CB1H	7	4.5631	20.244

Table 1

IV.5 - CALIBRATION DE LA CHAÎNE ELECTRONIQUE DU CALORIMETRE. CAPACITES DE CALIBRATION

Le but principal de la calibration est de trouver la relation entre une charge injectée près du damier et le signal digital de l'ADC, pour un canal donné. Pour améliorer la résolution du calorimètre, il est nécessaire de corriger pour les différences des gains entre les canaux électroniques.

De ce fait, on injecte une charge connue avec précision $\approx 10^{-3}$ dans les capacités de calibration et on mesure la réponse de l'ADC. La précision souhaitée de la calibration électronique est de 0.2 %. Elle rentre dans le calcul global de la constante de calibration en énergie –le pC / GeV– qui doit être connu avec une précision inférieure à 1 % pour les électrons et à 2 % pour les hadrons.

En plus, en cas de non-linéarités de la chaîne d'électronique, la calibration est le seul moyen de déterminer ces facteurs. Il existe 2 types de calibration : la première, dite chaude, consiste à injecter les charges de calibration à l'entrée du préamplificateur (Fig. 18). Dans ce cas, tout se passe comme si la charge injectée prend 2 directions : une partie entre directement dans le préamplificateur, l'autre peut aller vers les damiers de lecture revenant alors avec un retard sur la charge injectée après réflexion en bout de ligne. Ainsi, le signal ne reflète pas fidèlement la charge injectée à l'entrée. Pour éviter cet inconvénient, on injecte les charges sur les électrodes de lecture dans le cryostat d'où le nom de calibration froide. On mesure alors les charges dans les mêmes conditions que celles qui sont réellement déposées par ionisation. Il faut bien sûr connaître la stabilité des capacités de calibration avec le froid.

La chaîne de calibration (Fig. 17) comprend :

- les cartes commandes : elles permettent de valider les générateurs, envoyer le trigger de calibration, commander le niveau DAC et le pulse de calibration,
- un module DAC de 16 bits : il fournit le niveau d'entrée aux générateurs,
- les cartes générateurs : elles fournissent le pulse de calibration.

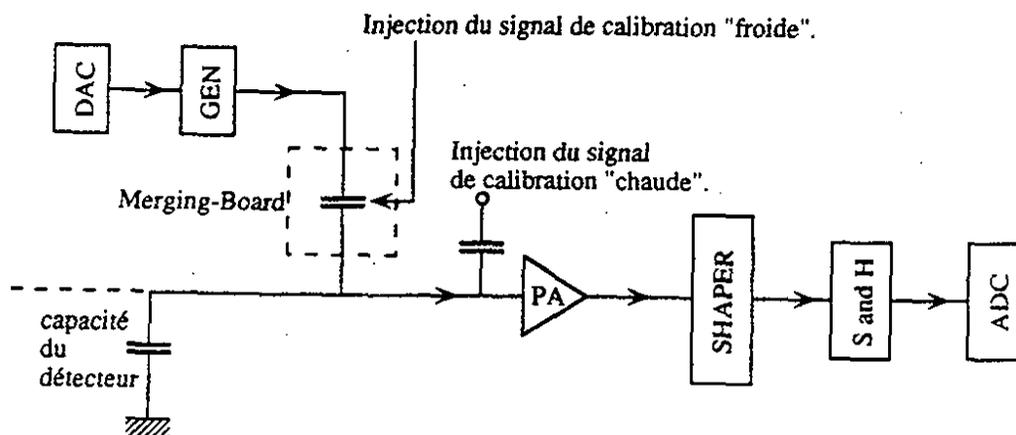


Fig. 17 : Schéma simplifié de la chaîne électronique et de la calibration

Un module DAC est prévu pour $16 \times 32 = 512$ générateurs, chaque générateur pouvant pulser 64 canaux. Dans l'expérience H1, un générateur pulse une voie sur les 16 pour éviter de pulser en même temps les damiers voisins, ceci permet de faire des études de diaphonie.

Le pulse des générateurs charge des capacités de calibration de 47 pF placées sur les merging-boards, où se trouve l'interface entre les câbles de ganging et les câbles de signaux. La valeur de 47 pF a été choisie pour couvrir le champ dynamique du calorimètre (maximum $280 \times 10^6 e^-$).

Les capacités de calibration ont été livrées avec une précision de 1 % ; donc, pour une calibration précise à 0.2 %, il faut mesurer chaque capacité de calibration avec une précision de ~ 0.2 % (la charge injectée par le générateur = capacité de calibration \times tension de sortie du générateur \Rightarrow la précision sur la charge est proportionnelle à la précision sur la capacité de calibration). Ces mesures de capacités de calibration ont été faites avec le dispositif expérimental décrit au paragraphe IV.1 ; elles ont été mesurées à chaud et à froid.). Les résultats des mesures à froid et de la variation avec la température sont montrées dans la figure 18 a, b pour la roue CB3H.

On voit d'après la figure 18 que la dispersion des valeurs des capacités à froid est de l'ordre de 0.3 pF. La valeur moyenne de la différence entre les mesures à chaud et les mesures à froid est 0.3 pF, la dispersion est de l'ordre de 0.2 pF. La différence entre deux mesures (chaud et froid) donne une indication sur la reproductibilité de la mesure qui est de l'ordre de 0.2 pF.

Les valeurs des capacités sont stockées sur une base de données. Ce sont les valeurs des capacités de calibration à froid des roues CBH qui sont utilisées pour les corrections de charge (le calcul du rapport de conversion (ADC/pC)), elles sont prises en compte pour chaque canal du calorimètre.

09/05/91 03.25

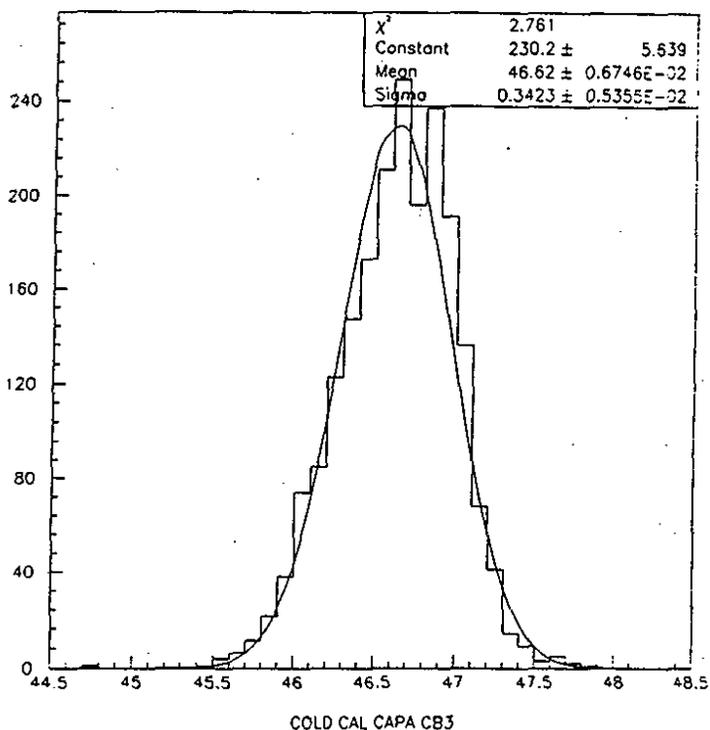


Fig. 18 a : Résultats des mesures des capacités de calibration de CB3H à froid

09/05/91 03.27

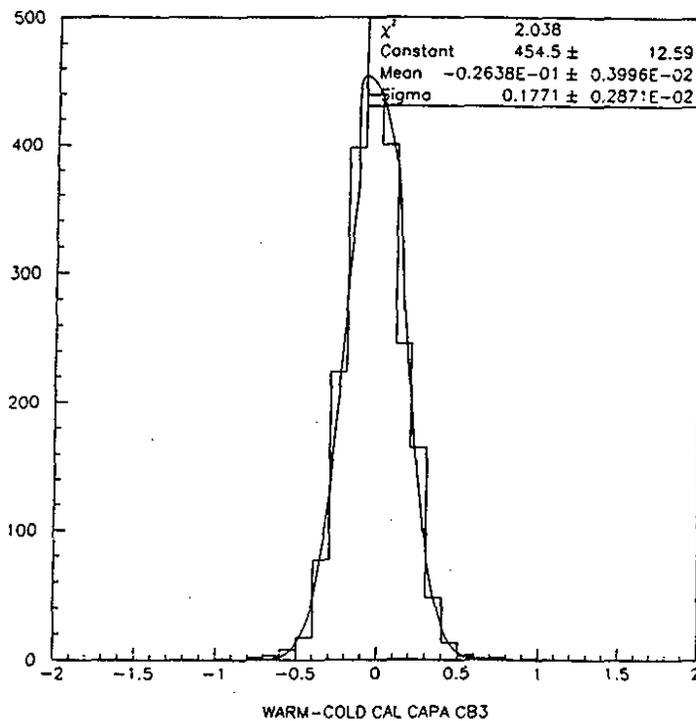


Fig. 18 b : Variation des capacités de calibration de CB3H avec la température

V - CONCLUSION

On a montré qu'une précision meilleure que 0.7 % a été atteinte dans la mesure du gap d'argon des roues CBH ; la précision requise pour la mesure de l'énergie étant 2 %. Cette précision est importante car le signal mesuré est directement proportionnel à l'épaisseur d'argon actif.

La dispersion des valeurs des capacités de calibration à froid est de l'ordre de 0.3 pF. La reproductibilité des mesures est de l'ordre de 0.2 pF. Les valeurs de ces capacités à froid, pour les roues CBH, sont prises en compte dans le calcul de la constante de conversion (ADC/pC).

REFERENCES

- [1] Technical Proposal for the H1 Detector H1 collaboration, March 25, 1986
- [2] private communication from Bob Chase

CHAPITRE IV

LES TESTS DU CERN

I - INTRODUCTION

Les tests du CERN ont été effectués sur le faisceau H6^[1] du CERN, avec des faisceaux d'électrons et de pions sur une gamme d'énergie de 5 à 230 GeV.

Ces tests doivent permettre, d'une part d'acquérir une bonne connaissance et de maîtriser des effets instrumentaux, souvent indésirables, à savoir les problèmes inhérents au :

- contrôle du cryostat (mise à froid, remplissage et vidange de l'argon, réchauffage du cryostat,
- la mécanique des calorimètres et son comportement dans le froid, surtout pour les cellules de lecture dont l'épaisseur conditionne directement la hauteur du signal (voir annexe),
- l'électronique (bruit, diaphonie, linéarité, calibration et stabilité),
- l'acquisition de données (essentiellement des problèmes de synchronisation),
- le transport des informations à l'intérieur du cryostat (problèmes de basse température et d'effets électriques pour les câbles qui cheminent dans un espace réduit),
- le transport des informations entre l'intérieur et l'extérieur du cryostat (gradient thermique et étanchéité du dispositif de sortie des câbles du cryostat).

D'autre part, quand ces effets instrumentaux sont contrôlés, on peut étudier les propriétés physiques du calorimètre à partir des données enregistrées. Celles-ci permettent :

- de calibrer l'appareillage (conversion du signal numérisé en GeV),
- d'estimer la résolution en énergie pour les électrons comme pour les pions,

- d'élaborer des méthodes dites de pondérations pour améliorer les performances de notre calorimètre hadronique,
- d'étudier l'homogénéité du calorimètre et sa linéarité,
- d'élaborer une méthode pour obtenir une réjection e/π meilleure que 10^3 .

II - L'APPAREILLAGE DES TESTS DU CERN

II.1 - L'EQUIPEMENT PERI-CALORIMETRIQUE

Il est représenté sur la figure 1. Il comprend le faisceau, son contrôle et sa détection, le cryostat et la détection des muons.

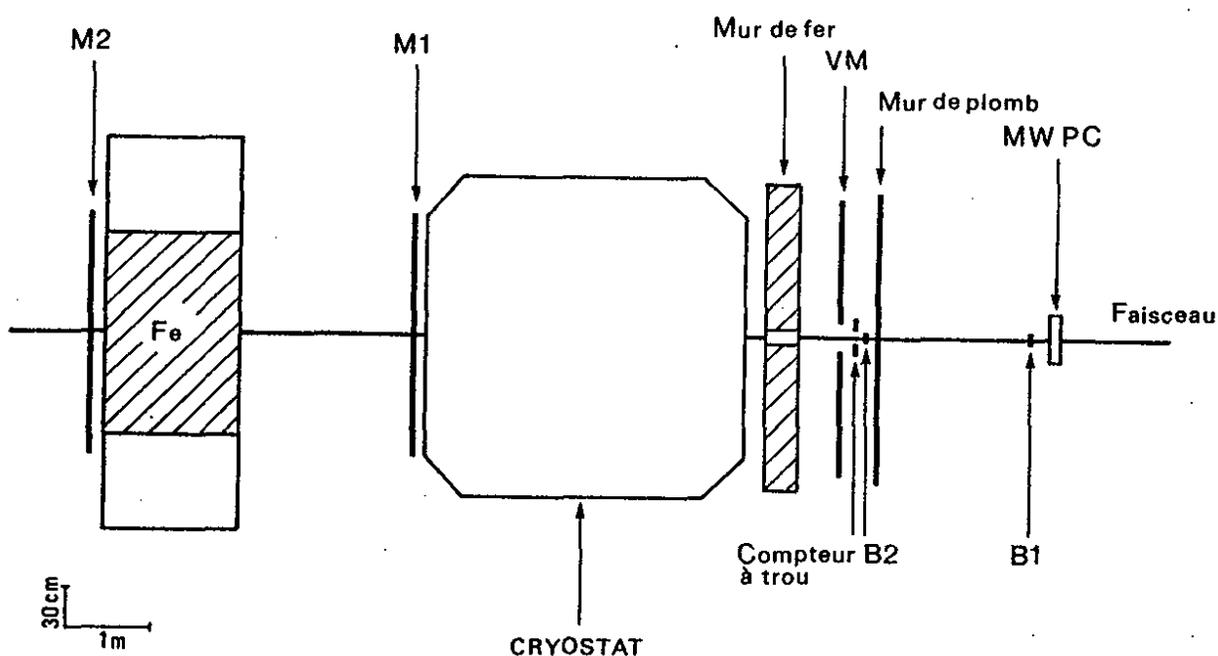


Fig. 1 : Equipement péri-calorimétrique

a) Le faisceau

C'est le faisceau n° H6^[1] du hall nord 1 du CERN. Il fournit des électrons, des pions chargés, des muons, des kaons et des protons de 5 à 250 GeV d'énergie. La précision sur l'impulsion des particules est 0.8 % pour les électrons et 0.05 % pour les pions.

b) Les compteurs à scintillation

Les compteurs B1, B2 sont des compteurs à scintillation placés très à l'avant du cryostat sur la ligne du faisceau. Ils définissent un carré de 9 cm² et jouent un rôle prépondérant dans le déclenchement de l'appareillage.

Un compteur "trou" permet de rejeter le halo du faisceau, il est placé juste devant le panneau VM. Les panneaux VM, M1 et M2 sont un ensemble de scintillateurs de 20 cm de large sur 120 cm de long.

Le panneau VM est placé devant le cryostat et sert à compter les traces de particules qui n'appartiennent pas au faisceau et qui peuvent pénétrer le cryostat. Utilisé comme VETO dans l'analyse hors ligne, il permet de rejeter les gerbes qui passent et qui n'ont pas été absorbées par les murs de Fer et de Plomb. Le mur de Fer, situé entre le cryostat et les compteurs à scintillation, protège ceux-là des particules rétro-diffusées par le calorimètre.

Le panneau M1 placé juste derrière le cryostat permet de compter les particules qui s'échappent du calorimètre et le panneau M2 placé derrière le mur de fer, permet de compter les muons. Les deux panneaux utilisés en coïncidence permettent d'identifier par coïncidence, les muons ayant traversé tout l'appareillage. Un espace est laissé entre M1 et le mur de Fer pour y loger le calorimètre en Fer instrumenté de tubes streamer à gaz (tail-catcher).

c) Les chambres

Très à l'avant en remontant la ligne du faisceau, devant le compteur B1, on trouve un ensemble de chambres à fils.

On dispose de 4 plans de fils de 25 cm x 25 cm dans les deux directions perpendiculaires à l'axe du faisceau. Chaque plan de fil est constitué de 128 fils espacés de 2 mm.

Ces chambres servent à contrôler la position et la structure du faisceau et à vérifier si les particules entrent perpendiculairement aux plans des plaques du calorimètre. Elles permettent de reconstruire les agrégats de particules et par conséquent de sélectionner les événements comprenant une seule particule et de déclencher la lecture de l'appareillage.

d) L'identification des particules

Pour des énergies inférieures à 100 GeV (faisceau tertiaire), ce sont les compteurs Cerenkovs^[2] qui permettent d'identifier les particules suivant leur masse. La lumière Cerenkov émise par une particule pénétrant le compteur est détectée par huit photomultiplicateurs disposés en anneau autour de l'axe du faisceau. Six de ces photomultiplicateurs peuvent être mis en coïncidence définissant ainsi une condition de déclenchement par CEDAR (CErenkov Differential.counter with Achromatic Ring focus).

Pour des énergies entre 100 et 230 GeV (faisceau secondaire), les différences de pertes d'énergie par radiation synchrotron^[3] dans un aimant permettent de séparer les particules légères comme les électrons des particules comme les pions.

H1 ACQUISITION ELECTRONICS FOR THE CALORIMETER

SCHEMATIC PRINCIPLE OF A CHANNEL
AMONG 128 ONES

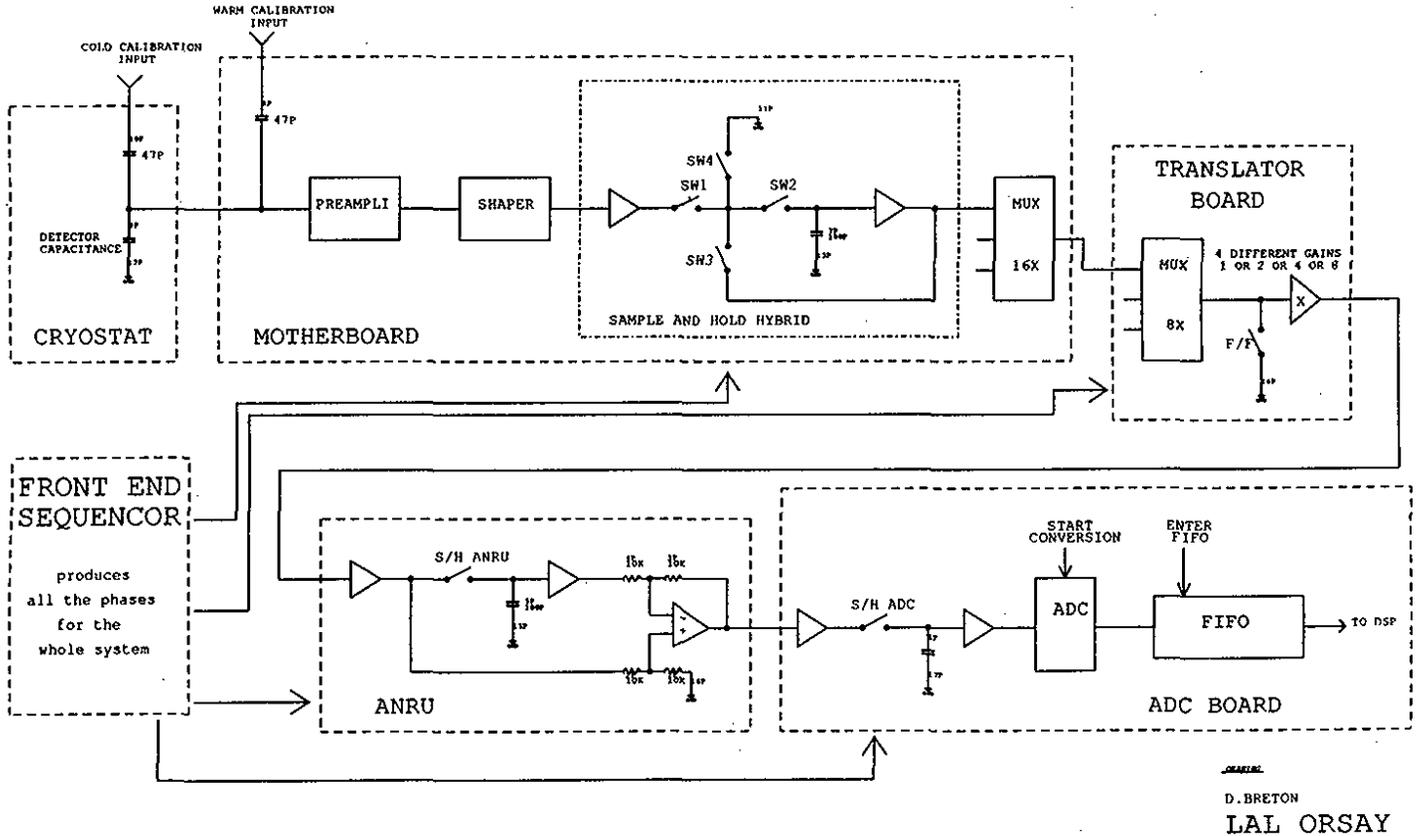


Fig. 2 : Chaîne électronique

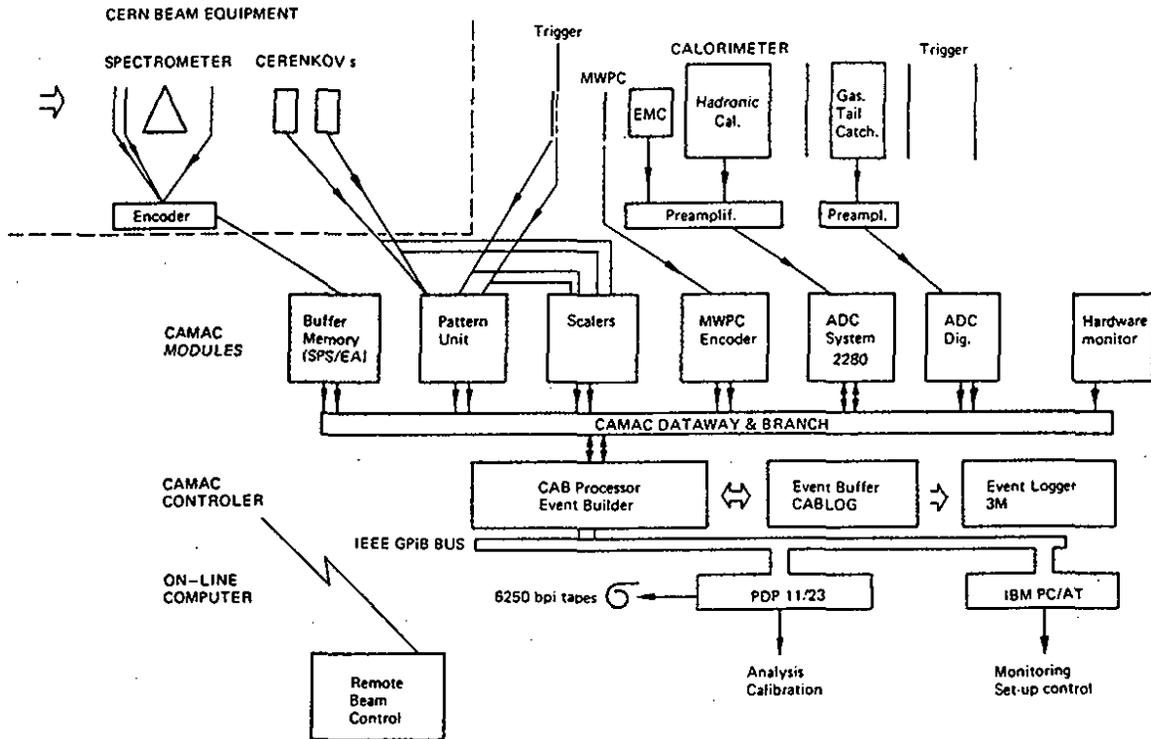


Fig. 3 : Schéma de l'acquisition

II.2 - LES CALORIMETRES DE TEST

Les types de calorimètres utilisés ont évolué entre juin 1986 et Août 1987. Ceux utilisés depuis 1988 sont les modules finals de H1 ; ils sont décrits dans le chapitre III. Les données analysées dans cette thèse sont de :

- juin 1988, où on avait un module de CB3,
- septembre 1989, où on avait un module de CB3 et un de FB1,
- octobre 1989, où on avait un module de CB2 et un de CB3.

II.3 - L'ELECTRONIQUE ET L'ACQUISITION DU CALORIMETRE

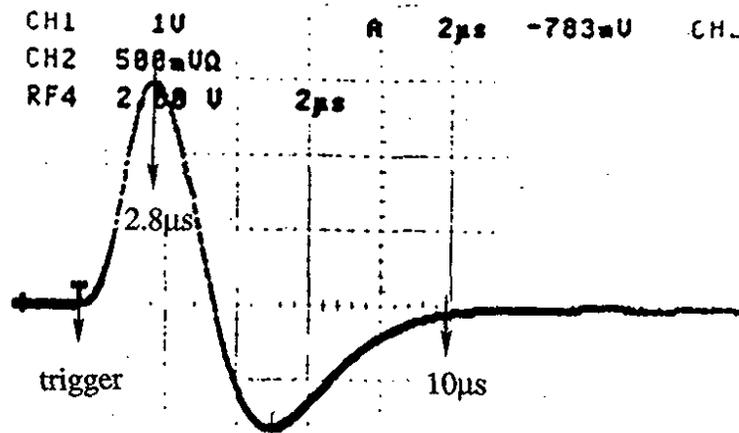
Les préamplificateurs de charge et amplificateurs sont situés au-dessus du cryostat. Une distance de 9 m de câbles de sortie de signal est utilisée ; elle correspond à la distance dans l'appareillage de H1 entre les électrodes de lecture et les boîtes analogiques : boîtes contenant les préamplificateurs, les shapers, les circuits d'échantillonnage et les translateurs (Fig. 2). Les signaux sortants multiplexés sont ensuite emmenés par des câbles torsadés de 60 m de long à des convertisseurs "analogiques digitaux" dits ADC dont l'information part ensuite sur un châssis CAMAC piloté par le processeur d'acquisition de données CAB, de l'Ecole Polytechnique, qui gère aussi la lecture des données péri-calorimétriques (Fig. 3).

La calibration de la chaîne d'électronique consiste à trouver, pour un canal donné, une relation entre une charge connue injectée à l'entrée du préamplificateur et la réponse de l'ADC qui est à la fin de la chaîne.

Pour ceci on injecte une charge très bien connue à l'entrée du préamplificateur (calibration dite "chaude") ou sur les électrodes de lecture (calibration dite "froide") . Cette charge est apportée par une capacité de calibration (Fig. 2) sur laquelle on applique un échelon de tension très bien connu. La calibration de la chaîne d'électronique est expliquée en détail dans le paragraphe IV.5 du chapitre III.

Le CAB relié à un micro-vax permet l'acquisition d'un taux d'événements assez important (200 événements/burst).

Pour éviter que plus d'une particule entre dans le calorimètre d'ionisation pendant le temps nécessaire à la collection des charges d'ionisation, un événement n'est accepté que s'il n'y a pas d'autres particules 10 μ s avant et 3 μ s après l'événement. Ces chiffres (10 μ s et 3 μ s) ont été choisis à cause de la forme du signal à la sortie du shaper.



Comme on échantillonne après 3 μ s du trigger, on peut accepter les particules qui viennent après 3 μ s. Après 10 μ s du trigger, le signal est de l'ordre de 1 % du maximum, et on peut accepter une autre particule sans risque de distorsion du signal.

On a pris aussi avec ce système d'acquisition des événements déclenchés un certain temps après de vrais événements ce qui permet d'avoir des événements vides, sans particules, dits "événements "random".

On a deux genres de ces événements random : des événements qu'on prend hors burst et d'autres qu'on prend pendant le burst. Ce sont ces derniers événements qui sont utilisés pour donner la valeur du piédestal (valeur des coups d'ADC sans injection de charge de calibration) pour chaque canal.

III - LES RESULTATS DES TESTS DU CERN

Cette partie est consacrée à la présentation et la discussion des résultats obtenus avec les données prises au CERN entre 1988 et 1989 lors des tests des configurations finales des calorimètres. Elle concerne la calibration du calorimètre et les effets systématiques influençant la mesure d'énergie. Les sujets suivants sont retenus :

- la diaphonie négative dans le calorimètre hadronique,
- les corrections de l'impureté de l'argon,
- l'homogénéité du calorimètre et la perte d'énergie dans la matière morte,
- la réponse du calorimètre à différentes énergies et les méthodes de pondération,
- et finalement la comparaison entre deux périodes (Sep 89 et Oct 89).

La première étude a été faite avec les données de 1988, les dernières avec les données de 1989.

III.1 - LA DIAPHONIE NEGATIVE

Ce phénomène spécifique aux roues CBH fabriquées par Orsay avait été étudié dans des tests au CERN (1986, 1987) sur des stacks non définitifs^[4].

Mon travail a été de vérifier que la diaphonie mesurée au CERN correspondait bien aux mesures mécaniques réalisées au LAL.

Considérons le profil transversal d'une gerbe et délimitons une zone dite "zone centrale" où la gerbe est essentiellement contenue et une "zone périphérique" assez éloignée de la zone touchée par la gerbe. On remarque que les pads dans la zone périphérique donnent un signal négatif S_P qui augmente avec le signal positif S_C déposé dans la zone centrale. En plus si on examine la dépendance entre S_C et S_P on voit qu'elle est linéaire. Ceci a été observé dans chaque segment longitudinal du calorimètre hadronique pendant les tests de Juin 1988. La compréhension de ce phénomène est importante. D'abord il faut savoir comment il affecte la mesure de l'énergie totale déposée aussi bien par une particule isolée (par exemple : un pion chargé) que par plusieurs gerbes proches.

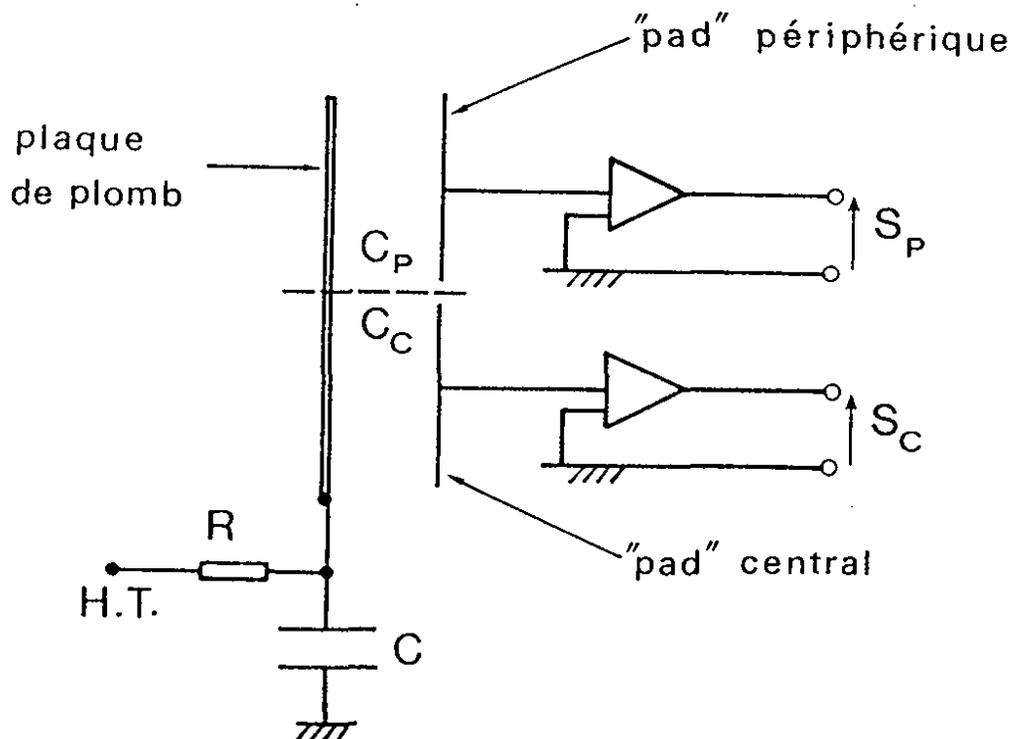


Fig. 4 : Schéma électrique simplifié

III.1.1- Le phénomène de diaphonie négative

Commençons par considérer une seule cellule du calorimètre (une seule plaque de lecture entre deux plaques de haute tension (Chap. III)). Pour simplifier la cellule considérée ne contiendra que deux pads : un pad central C touché par la gerbe et formant avec la plaque HT un condensateur de capacité C_c et un autre pad périphérique P non touché par la gerbe et formant avec la plaque HT un condensateur de capacité C_p (Fig. 4). La plaque de cuivre est portée à la haute tension par l'intermédiaire d'une résistance R de l'ordre de 100 M Ω et d'une capacité C (capacité entre la plaque de cuivre portée à 2500 V et la plaque d'inox reliée à la masse) de l'ordre de 200 nF. Le temps caractéristique RC du système de haute tension est de l'ordre de 20 secondes. Il est beaucoup plus grand que le temps de dérive des électrons dans l'argon (de l'ordre de 500 ns) et le temps de réponse des préamplificateurs (de l'ordre de 200 ns).

Lorsqu'on établit la haute tension, on installe des charges positives sur la plaque de cuivre, négatives sur la plaque de lecture. Quand une particule chargée traverse le gap d'Argon, elle crée des paires $e^- - Ar^+$ (Fig. 5a).

Comme le temps de réponse RC de la haute tension est grand par rapport au temps de collection des électrons (400 ns) (~ 20 s), la plaque de cuivre peut être considérée comme isolée.

Ainsi lorsque la charge négative $-q_0$ créée dans l'argon aura dérivé sur la plaque du cuivre, elle influencera la plaque d'inox et les damiers dans le rapport des capacités à la capacité totale C_{Tot} , C_{Tot} étant la somme de C, C_p et C_c . La plaque d'inox recevra la fraction de charge $-\frac{C}{C_{Tot}} q_0$, la partie en regard avec le pad C, $-\frac{C_c}{C_{Tot}} q_0$, la partie en regard avec le pad P, $-\frac{C_p}{C_{Tot}} q_0$ (Fig. 5b). La voie centrale C est alors sujette à deux effets : celui des ions positifs restant dans l'argon $+q_0$ et celui des charges négatives $-\frac{C_c}{C_{Tot}} q_0$ réparties sur la plaque de cuivre. L'amplificateur de charge de cette voie verra un signal $S_c = q_0 - \frac{C_c}{C_{Tot}} q_0 = q_0 - r q_0$ où $r = \frac{C_c}{C_{Tot}}$, La voie périphérique n'est soumise qu'à l'effet des charges négatives $-\frac{C_p}{C_{Tot}} q_0$, son amplificateur verra un signal $S_p = -\frac{C_p}{C_{Tot}} q_0 = -r q_0$.

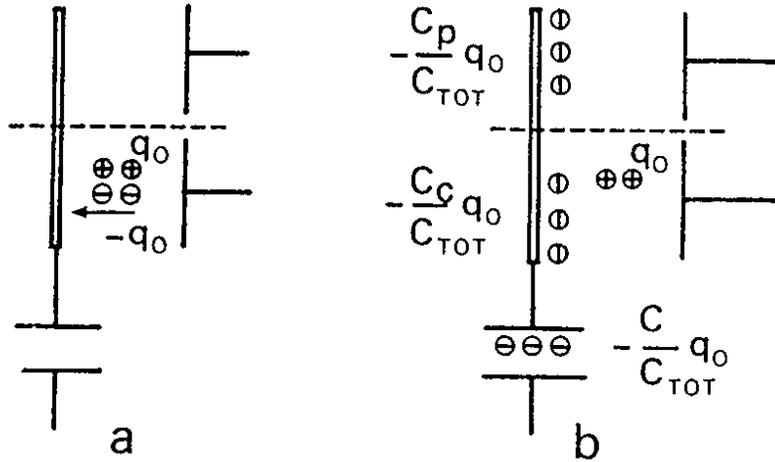
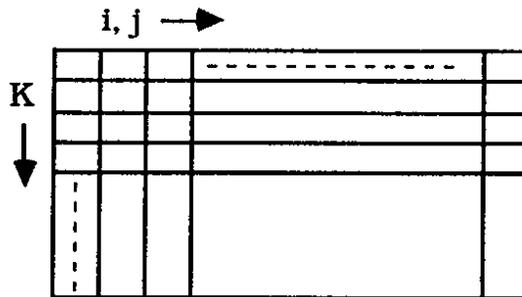


Fig. 5 : Situation avant (a) et après la dérive des charges

Comme C_p et C_c ne dépassent pas 2nF, et que C est de l'ordre de 200 nF, on peut dire que $C_{Tot} \sim C$.

Le raisonnement précédent a été fait pour un calorimètre avec une seule cellule qui contient 2 pads. Considérons maintenant un segment longitudinal du calorimètre hadronique formée de plusieurs cellules. Donnons un indice k au niveau de la cellule dans ce segment ($k = 1$ à 8). Chaque cellule contient plusieurs pads. Donnons l'indice i au pad qu'on considère et un indice j à tous les pads d'une cellule (y compris les pads i).



Commençons par considérer une cellule.

La gerbe développée dans le calorimètre a laissé des charges Q_{ik} dans la portion d'argon en regard de l'électrode de lecture du pad i . Notons C_{ik} la capacité entre le pad i et la plaque de cuivre k en regard (de l'ordre de 0.2 nF) et C_k la capacité de la plaque HT par rapport à la plaque d'inox (de l'ordre de 200 nF). On a alors :

$$C_{Tot} = C_k + \sum_i C_{ik} \sim C_k$$

Chaque charge Q_{ik} va induire son propre phénomène de diaphonie négative sur toutes les voies. Ce phénomène étant linéaire, on additionne les effets de chaque charge Q_{ik} . Ainsi le pad i fournira à l'électronique la charge q_{ik} de valeur :

$$q_{ik} = Q_{ik} - r_{ik} \sum_j Q_{jk}$$

où
$$r_{ik} = \frac{C_{ik}}{C_{Tot}} \sim \frac{C_{ik}}{C_k} \quad (1)$$

Pour un k donné, r_{ik} dépend du rapport de ϵ/e de l'argon liquide et de celui de l'ensemble Kapton, colle ; où ϵ est la permittivité et e est l'épaisseur (2.5 mm pour l'argon liquide et 195 μ pour l'ensemble Kapton, colle).

Il faut noter que r_{ik} ne varie pas beaucoup avec k ($\sim 8\%$ dans les roues CBH), en s'éloignant du faisceau, la surface des pads et de la cellule augmentent de la même façon. Donc C_{ik} et C_k augmentent proportionnellement à la distance du faisceau.

On pourrait alors penser que, si on connaît parfaitement les r_{iK} , on connaît parfaitement la correction du signal à appliquer. Mais, on n'a pas accès aux Q_{iK} , on a plutôt accès à leurs sommes sur k , c'est-à-dire, les charges fournies par une tour, t_i :

$$t_i = \sum_k q_{ik} = \sum_k Q_{ik} - \sum_k r_{ik} \sum_j Q_{jk} = T_i - \sum_k r_{ik} \sum_j Q_{jk} \quad (2)$$

où : $-T_i$ est la charge déposée dans la tour i ,
 $-\sum_k r_{ik} \sum_j Q_{jk}$, est la correction à appliquer à t_i .

Le point important est qu'on ne connaît pas les Q_{jk} et si r_{ik} varie avec k (indice d'une cellule dans une tour), il y a une erreur dans la correction, puisqu'on ne sait pas où dans le segment longitudinal, la charge s'est perdue.

Si r_{ik} ne varie pas avec k , on a :

$$t_i = T_i - r_i \sum_k \sum_j Q_{jk} = T_i - r_i Q$$

où : $Q = \sum_k \sum_j Q_{jk}$ est la charge totale déposée dans une couche.

La correction ne pose pas de problème si les r_i sont mesurés proprement.

Si on somme sur toutes les tours d'une couche, on obtient :

$$q = \sum_j t_j = \sum_j (T_j - r_j Q) = Q \left(1 - \sum_j r_j \right)$$

$$\text{où : } -Q = \sum_j T_j = \sum_j \sum_k Q_{jk},$$

- $\sum_j r_j$ est la correction due à toutes les gerbes touchant cette couche.

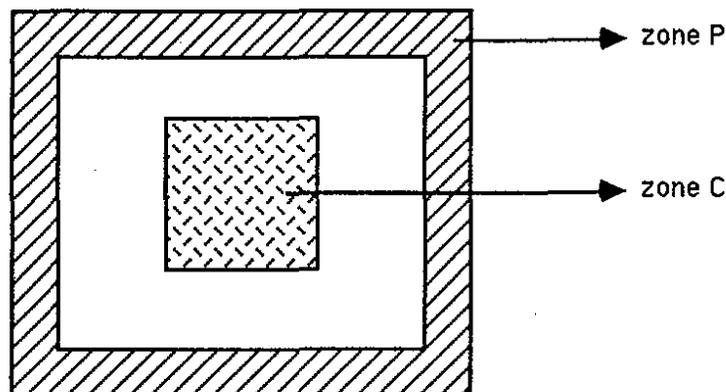
On peut donc estimer que si r_{jk} ne varie pas avec k plus que $n\%$, la correction pour une couche du calorimètre sera connue avec une précision inférieure à $n\%$. Cet ordre de grandeur est confirmé par les résultats obtenus avec les tests du CERN.

III.1.2 - Les résultats

Les résultats sont obtenus avec des pions et des électrons de 30 et 50 GeV tirés dans un octant CB3 (période Juin 1988).

Pour la version finale du calorimètre électromagnétique, la diaphonie négative n'est plus observée. La solution adoptée a été de freiner le mouvement des charges sur la plaque de la haute tension en utilisant la peinture résistive, ceci pour des questions de sécurité en cas de court-circuits. La charge induite sur la haute tension ne se déplace donc pas et ne risque pas d'induire sur les canaux voisins une quelconque influence négative.

Pour un run donné, on délimitait pour chaque segment longitudinal du calorimètre hadronique, des zones chaudes C, touchées par la gerbe et des zones P, assez lointaines du centre touché.



On cherchait, pour chaque segment, la corrélation entre le signal dans la zone P et celui dans la zone C. La figure 6 montre qu'il n'y a pas de corrélation pour le calorimètre électromagnétique. Par contre, la figure 7 montre une corrélation linéaire visible dans un segment du calorimètre hadronique.

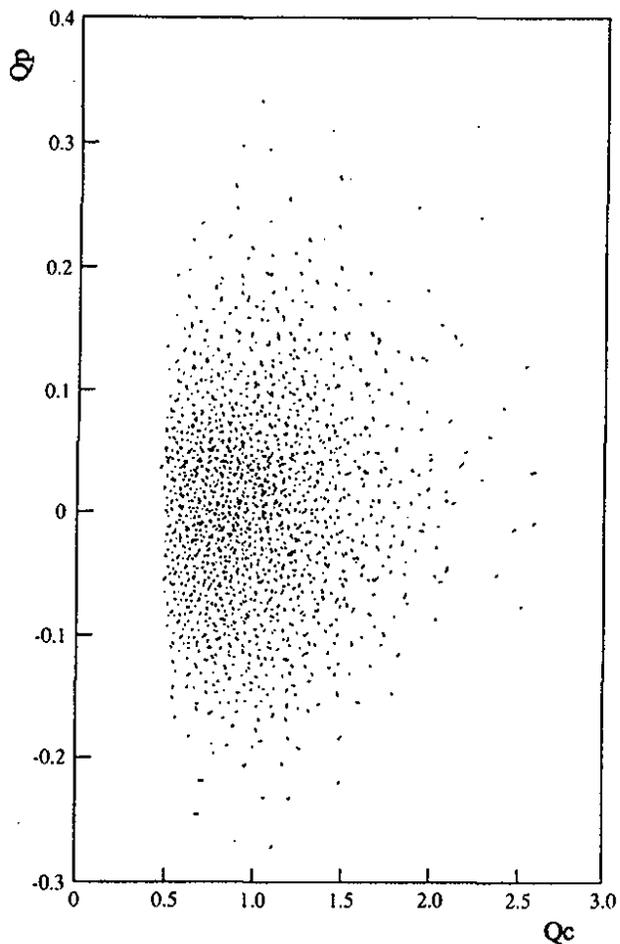


Fig. 6 : Charge déposée dans la zone périphérique Q_p en fonction de la charge déposée dans la zone centrale Q_c pour un segment électromagnétique

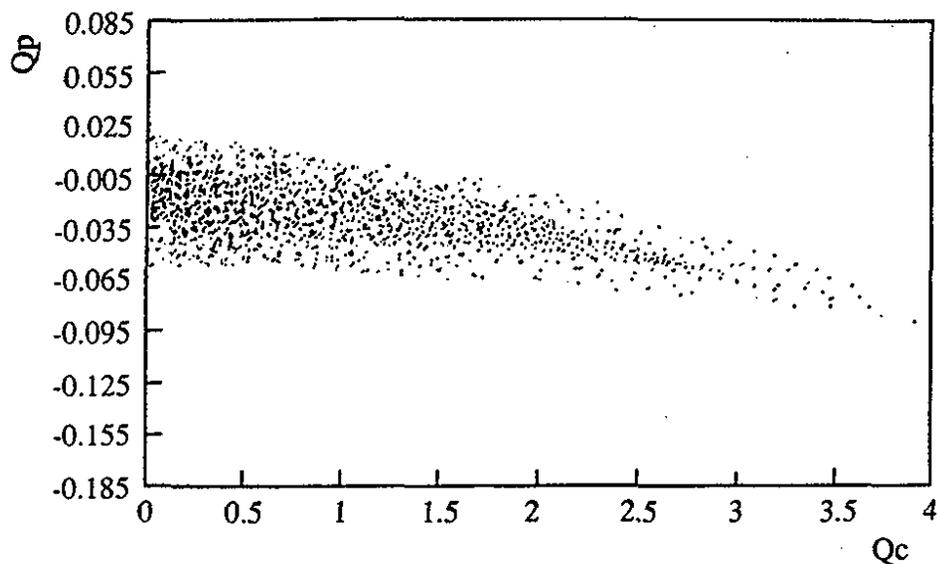


Fig. 7 : Charge déposée dans la zone périphérique Q_p en fonction de la charge déposée dans la zone centrale Q_c pour un segment hadronique

Pour chaque charge Q_c déposée dans la zone centrale, on a déterminé la valeur moyenne \bar{Q}_p et l'écart type ΔQ_p de la charge déposée dans la zone périphérique.

Ayant une corrélation assez claire, pour les trois premiers segments longitudinaux du calorimètre hadronique (la corrélation du dernier segment est moins claire car l'énergie déposée est moindre), on a déterminé la variation de \bar{Q}_p en fonction de Q_c en utilisant une formule linéaire $\bar{Q}_p = a Q_c + b$. La table 1 montre les résultats obtenus aux tests du CERN avec des pions de 30 et 50 GeV ; a et b étant les valeurs obtenues pour un canal donné.

E (GeV)	n° de segment	σ_{bruit} (ADC)	< Slope > (ADC/pC)	$a \pm \Delta a$	$b \pm \Delta b$ (pC)	$b \pm \Delta b$ (ADC)
30	0	9.2	3936	-6.02×10^{-4} $\pm 3.72 \times 10^{-5}$	-4.14×10^{-4} $\pm 1.52 \times 10^{-5}$	-1.63 ± 0.059
30	1	8.6	3721	-6.36×10^{-4} $\pm 4.05 \times 10^{-5}$	-2.44×10^{-4} $\pm 1.66 \times 10^{-5}$	-0.91 ± 0.06
30	2	9.9	3735	-6.26×10^{-4} $\pm 4.76 \times 10^{-5}$	-1.58×10^{-4} $\pm 1.43 \times 10^{-5}$	-0.59 ± 0.053
50	0	1.26	385.1	-5.60×10^{-4} $\pm 3.30 \times 10^{-5}$	-2.79×10^{-4} $\pm 2.82 \times 10^{-5}$	-0.1 ± 0.01
50	1	1.35	370.9	-5.79×10^{-4} $\pm 2.24 \times 10^{-5}$	-2.37×10^{-4} $\pm 2.27 \times 10^{-5}$	-8.79×10^{-2} $\pm 8.42 \times 10^{-3}$
50	2	1.45	381.2	-5.97×10^{-4} $\pm 4.90 \times 10^{-5}$	-3.73×10^{-4} $\pm 2.90 \times 10^{-5}$	-1.42 ± 0.11

Table 1 : Résultats du X-talk négatif pour des pions de 30 et 50 GeV

On voit d'après ces valeurs que la correction a pour un canal donné est faible (de l'ordre de 6×10^{-4}) comparé au bruit électronique d'un canal (de l'ordre de 0.4×10^{-2} pC). Mais si on somme sur les canaux d'un segment hadronique, cette correction peut être de l'ordre de 4 % à ajouter à la charge mesurée par l'électronique.

En effet, un pion de 30 GeV dépose en moyenne 7 pC (~ 1 pC par segment hadronique). Ayant 64 canaux dans un segment, la correction est $\sim 64 \times 6.10^{-4} \sim 0.04$ pC à

ajouter à la charge, mesurée par l'électronique, dans un segment longitudinal hadronique. La correction est donc de l'ordre de 4 %.

Cette correction ne s'applique qu'aux canaux ayant dépassé le seuil de coupure du bruit de fond. Si, par exemple, 10 % des cellules ont dépassé le seuil, la correction sera de 0.4 % Cette correction pour petite qu'elle soit sera faite néanmoins sur H1.

Il faut noter que dans les tests du CERN, on enregistrait sur bande les canaux sans faire de coupure de bruit, la coupure était faite hors ligne, après avoir fait cette correction pour la diaphonie négative. Par contre, dans le cas de H1, on enregistra sur bande, les canaux qui dépassent le bruit mais sans correction de diaphonie négative. Dans ce cas, certains canaux ayant un niveau juste supérieur au bruit quand on ne compte pas la diaphonie négative passent en-dessous du seuil quand on la compte. Il y a là une source d'erreur, mais très limitée puisque la correction est faible.

Reste à vérifier si cette correction de $6 \cdot 10^{-4}$ que prédit le modèle est bien égale à $\frac{C_{pad}/HT}{C_{HT}/inox}$. Pour ceci, on a calculé pour chaque segment longitudinal du calorimètre, la surface des pads périphériques, chose possible avec les bases de données des octants (Chap. III), et on a mesuré les capacités de la plaque de cuivre (HT) par rapport à la plaque d'inox (masse). Puis on a mesuré la variation de certaines de ces capacités à froid. L'effet de froid est une diminution de 12 % de la capacité. Le résultat de la comparaison est montré dans la table 2. Les résultats sont calculés pour un canal donné.

E GeV	Numéro de segment	a CERN	a LAL à chaud	a LAL à froid
30	0	6.02×10^{-4}	4.97×10^{-4}	5.65×10^{-4}
30	1	6.36×10^{-4}	5.09×10^{-4}	5.78×10^{-4}
30	2	6.26×10^{-4}	5.18×10^{-4}	5.89×10^{-4}
50	0	5.6×10^{-4}	4.87×10^{-4}	5.54×10^{-4}
50	1	5.79×10^{-4}	5.11×10^{-4}	5.81×10^{-4}
50	2	5.97×10^{-4}	5.13×10^{-4}	5.83×10^{-4}

Table 2 : Comparaison des valeurs de la correction de diaphonie négative obtenues au CERN avec celles obtenues au LAL

On voit que l'accord entre les résultats des tests du CERN et les mesures faites au LAL est bon, surtout pour 50 GeV, où il est moins que 2 %.

c) Conclusion

On possède donc un modèle pour la diaphonie négative qui rend bien compte de son comportement et dont l'amplitude est en accord avec les grandeurs du calorimètre (ici les diverses capacités). L'effet est faible et on le corrigera sur H1, l'erreur sur cette correction étant supposée négligeable. Il faut rappeler aussi, que ce phénomène est spécifique aux roues CBH. Comme les hadrons dans les roues CBH sont peu énergétiques, l'effet est faible..

III.2 - RESULTATS DES PERIODES DE SEPTEMBRE 89 ET OCTOBRE 89

L'analyse de ces tests a principalement porté sur l'homogénéité, la réponse du calorimètre à des pions de différentes énergies, les méthodes de pondération et finalement la comparaison entre les deux périodes. On commence par exposer, dans le paragraphe III.2.1, les coupures et paramètres utilisés pour ces tests. Les paragraphes III.2, 3, 4 et 5 sont consacrés aux résultats obtenus dans ces deux périodes.

III.2.1- Coupures et paramètres utilisés pour les tests de 89

a) Les corrections de charge appliquées aux données de 89 :

Les piédestaux et le bruit des canaux électroniques de ces deux périodes ont été calculés avec des événements "random" (événements déclenchés au hasard et supposés vides). La méthode consistait à déterminer une valeur moyenne \bar{p} et un écart-type σ_p de la distribution du piédestal d'après les 40 premiers événements, et de rejeter les événements random tels que $p > \bar{p} + 4 \sigma_p$. La méthode est rapide et permet d'obtenir des valeurs fiables du piédestal et du bruit pour un canal donné. Elle élimine les événements pour lesquels un ou plusieurs canaux ont été le siège d'un signal considéré comme anormal pour un événement vide. On a fait aussi des études de diaphonies entre les voies d'électronique, en pulsant une voie (en injectant une charge) parmi 16 puis en pulsant toutes les voies et en calculant l'écart entre les signaux mesurés dans les deux cas.

Ces mesures ont permis de déduire des corrections de diaphonie pour les voies électroniques, corrections utilisées pour l'analyse des données des périodes de Septembre et d'Octobre 1989.

Les valeurs des capacités de calibration pour chaque canal (Chap. III § IV.5) ont été prises en compte pour corriger les données.

b) Les coupures de bruit électronique :

On a étudié l'influence des coupures de bruit de fond sur le signal (le signal lu en fonction de la coupure appliquée)^[5]. On a appliqué différentes coupures de σ avec soit en coupant les canaux qui ont leur signal $S > n\sigma$, soit en coupant ceux qui ont $|S| > n\sigma$. La

dépendance du signal en fonction de la coupure est montré dans la figure 8 pour une énergie de 30 GeV.

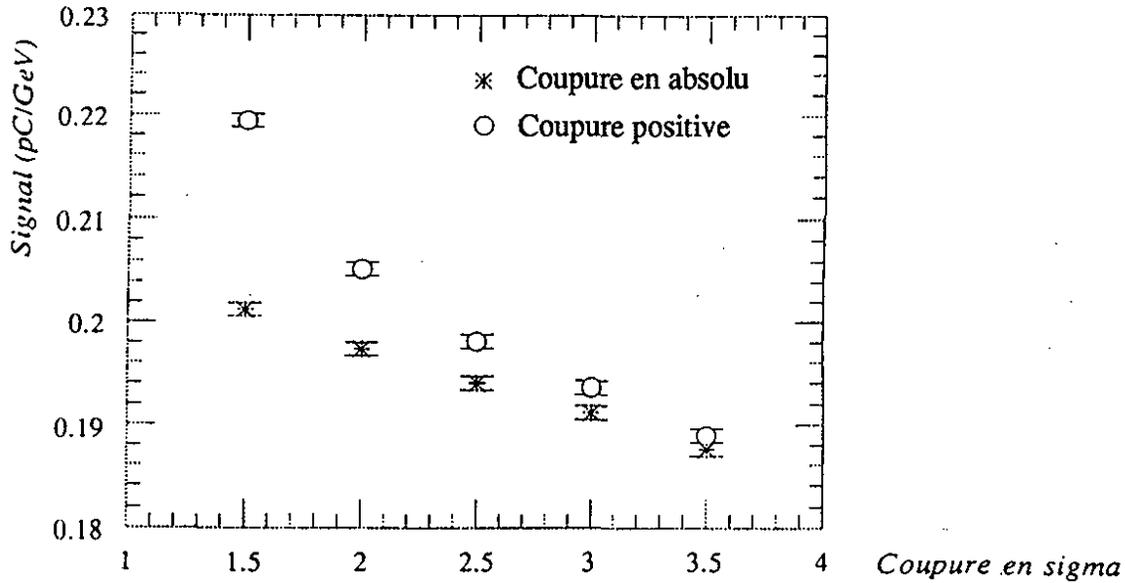


Fig. 8 : Signal en fonction de la coupure du bruit

On voit qu'à partir de 3σ , les deux coupures (positive et en valeur absolue) donnent le même résultat, et que pour $n < 3$, la coupure positive donne un signal plus élevé. En effet, pour $n > 3$ (coupure à 3σ ou $|3\sigma|$) on élimine pratiquement le bruit, donc les 2 méthodes de coupures donnent le même signal.

c) La sélection des événements contenus dans le calorimètre :

N'ayant pas accès aux données du fer instrumenté dans l'analyse des données de Septembre et Octobre 89, on a voulu sélectionner les événements contenus dans le calorimètre (les événements qui ont déposé toute leur énergie dans le calorimètre). Autrement dit il fallait rejeter les événements topologiquement longs. Pour ceci, on pouvait exiger que l'énergie déposée dans le dernier segment hadronique soit inférieure à une fraction de l'énergie totale, et/ou exiger que l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique soit supérieure à une fraction de l'énergie totale. La figure 9 montre, pour des pions de 30 GeV, la corrélation entre

$$R_{had} = \frac{E_{\text{dernier segment hadronique}}}{E_{\text{totale}}} \quad \text{et} \quad R_{em} = \frac{E_{\text{électromagnétique}}}{E_{\text{totale}}}$$

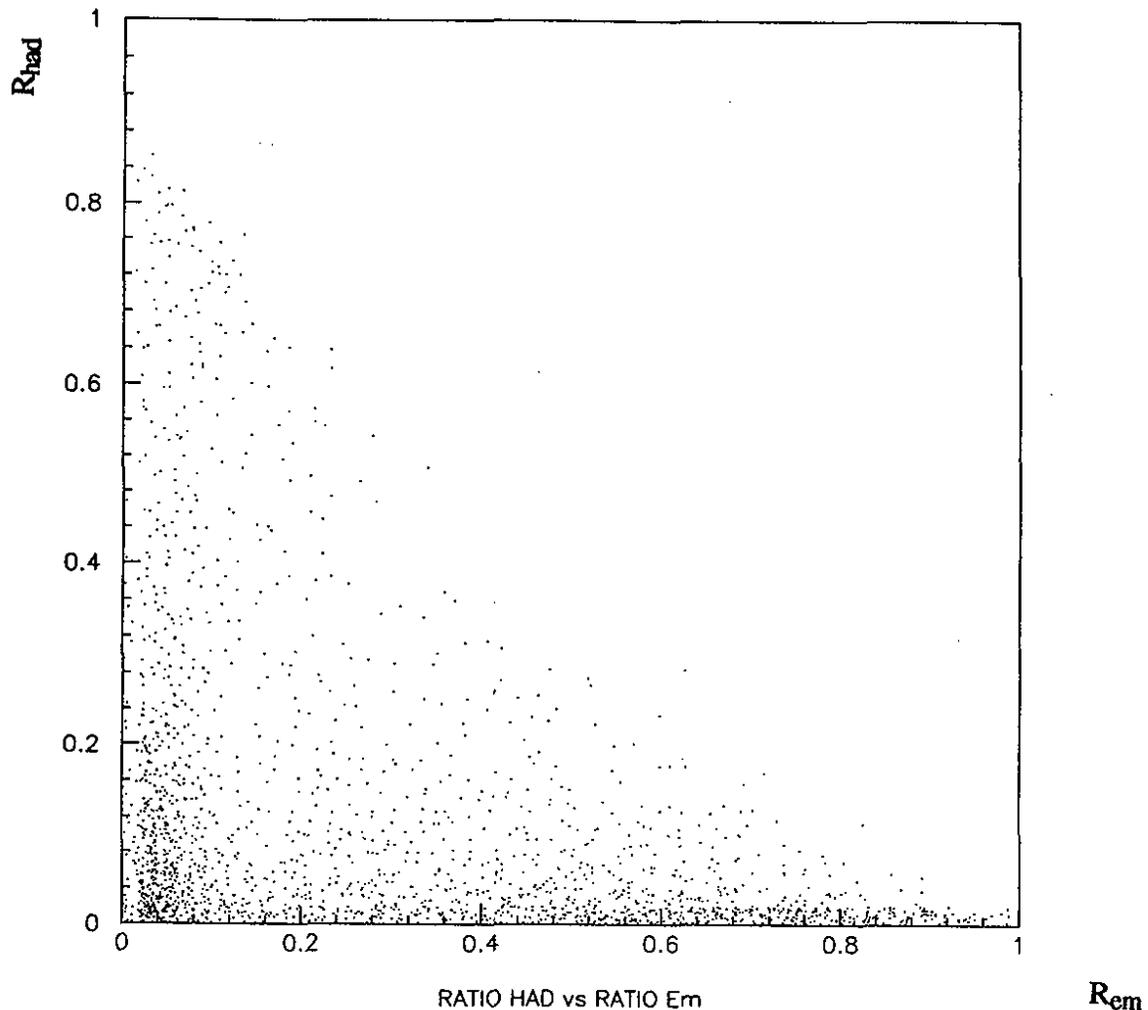


Fig. 9 : Corrélation entre R_{had} et R_{em} pour des pions de 30 GeV.

On a choisi de sélectionner les événements qui ont déposé moins de 5 % de leur énergie totale dans le dernier segment longitudinal hadronique ($R_{had} < 0.05$). On n'a pas ajouté des coupures sur l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique pour ne pas avoir un lot d'événements très spécifique. On voit sur les figures 10a et b que la condition $R_{had} \leq 0.05$ n'est pas suffisante pour éliminer tous les pions qui ont généré des gerbes non contenues dans le calorimètre et on voit que les distributions d'énergie présentent un léger excès d'événements à basse énergie, mais elle donne des événements presque complètement contenus dans le calorimètre.

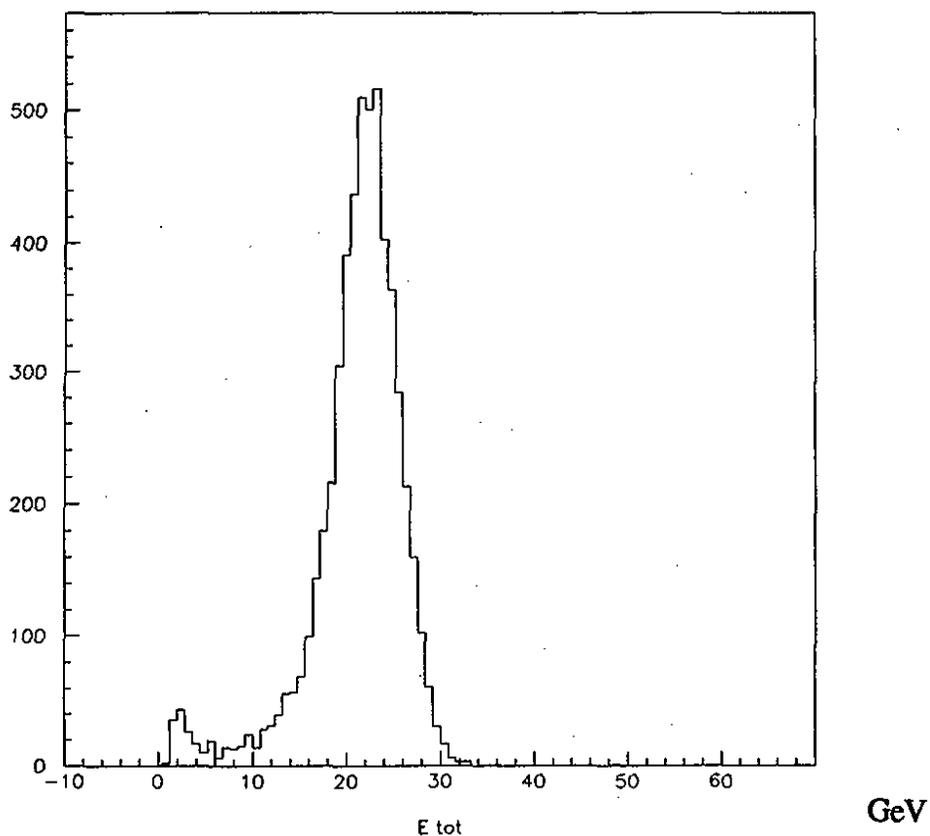


Fig. 10.a: Distribution en énergie de tous les événements

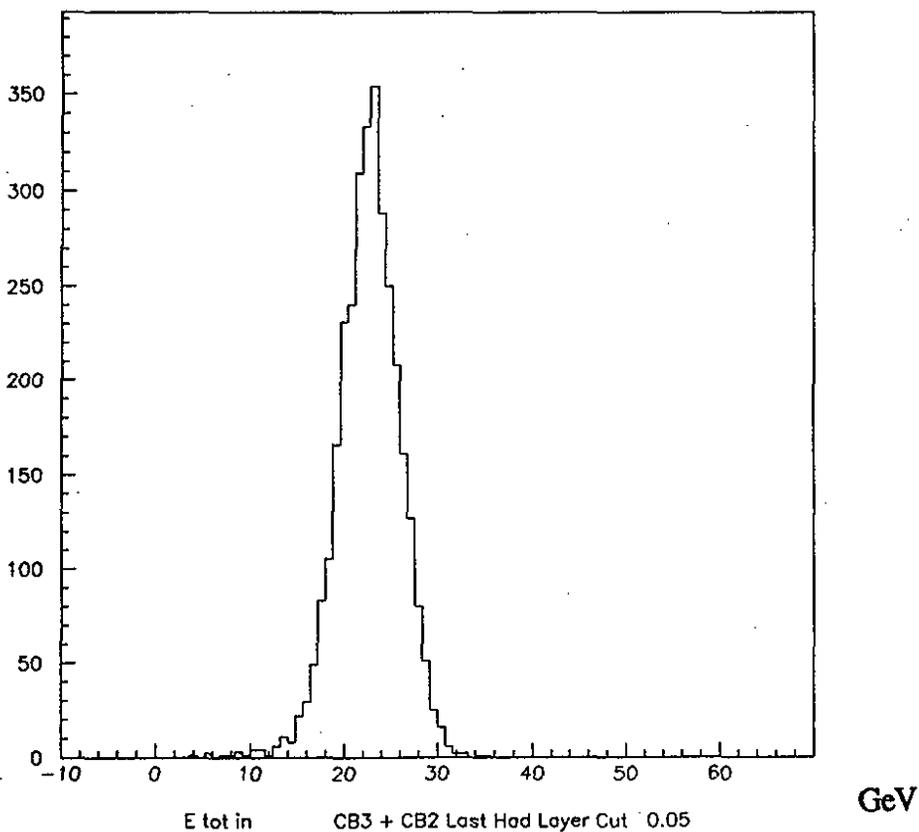


Fig. 10.b : Distribution en énergie des événements qui ont déposé moins de 5 % de leur énergie dans le dernier segment hadronique ($R_{had} < 0.05$)

Il faut noter que, dans H1, le problème des événements contenus sera résolu car le tail-catcher donne un veto sur les particules qui déposent de l'énergie derrière le calorimètre et mesure cette énergie sortante.

e) Les échelles de conversion pC/GeV^[6] :

L'échelle de conversion pc/GeV, $C_{e^-, \text{exp}}$, pour les électrons réels (données du CERN) est prévue pour être une échelle de conversion idéale, dans le volume actif du calorimètre, c'est-à-dire, elle ne dépend pas de la matière morte avant le calorimètre et des coupures de bruit. L'échelle correspondante $\alpha_{e^-, \text{MC}}$ pour des électrons simulés, qui convertit l'énergie visible dans l'argon en énergie déposée dans le calorimètre, est obtenue en plaçant les électrons directement dans le volume actif des calorimètres électromagnétiques et hadroniques respectivement ; les pertes d'énergie dans les matériaux devant ce volume actif ne sont pas simulées.

L'échelle idéale $C_{e^-, \text{exp}}^{\text{em}}$ pour le calorimètre électromagnétique peut être déterminée en utilisant les données réelles, une simulation réaliste des effets des matériaux morts et une description réaliste du bruit. En plus, les mêmes coupures doivent être appliquées aux deux genres de données (simulées et réelles). La relation entre ces constantes est la suivante :

$$C_{e^-, \text{exp}}^{\text{em}} = \frac{\alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{em}}}{\alpha_{e^-, \text{exp}}^{\text{em}, n}} \cdot C_{e^-, \text{exp}}^{\text{em}, n}$$

où : - $C_{e^-, \text{exp}}^{\text{em}, n}$ et $\alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{em}, n}$ sont les constantes de calibration dites "non idéales" pour les électrons réels et pour les électrons simulés, respectivement. Elles sont données par :

$$E_{\text{faisceau}} = C_{e^-, \text{exp}}^{\text{em}, n} \times Q = \alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{em}, n} \times E_{\text{visible}}$$

où : - Q et E_{visible} sont les réponses en pC et en GeV respectivement du calorimètre, obtenues avec un certain ensemble de coupures d'analyse.

Les échelles du Monte Carlo $\alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{em}, n}$ et $\alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{em}}$ dépendent du code de simulation, des coupures en énergie imposées à la génération pour les électrons et les gammas, la granularité utilisée dans le Monte-Carlo, des triggers demandés, et la version du programme de simulation. Mais on s'attend que le rapport $\alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{em}} / \alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{em}, n}$ soit plutôt indépendant de ces paramètres.

Pour les calorimètres hadroniques, où on n'a pas de données d'électrons réels, le rapport entre la réponse du calorimètre hadronique à celle du calorimètre électromagnétique est pris de la simulation idéale détaillée. Ce rapport peut être utilisé pour déterminer l'échelle idéale du calorimètre hadronique $C_{e^-, \text{exp}}^{\text{had}}$:

$$C_{e^-, \text{exp}}^{\text{had}} = \frac{\alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{had}}}{\alpha_{e^-, \text{MC}}^{\text{em}}} \cdot C_{e^-, \text{exp}}^{\text{em}, n}$$

Contrairement au rapport $\frac{\alpha_{e-MC}^{em}}{\alpha_{e-MC}^{em,n}}$ déjà mentionné, $\frac{\alpha_{e-MC}^{had}}{\alpha_{e-MC}^{em}}$ peut avoir une certaine sensibilité aux coupures et aux détails de la description de la structure longitudinale du calorimètre. En principe, il est possible d'obtenir ce rapport avec une haute précision des simulations EGS avec de basses coupures en énergie et une description détaillée de la géométrie.

N'ayant pas toutes ces constantes mentionnées ci-dessus et s'intéressant uniquement à étudier des systématismes, on a procédé de la façon suivante :

Des études Monte Carlo (pour la période CB2/CB3) ont montré que le faisceau traverse $0.71 X_0$ avant d'arriver dans le premier segment électromagnétique. Un électron de 30 GeV génère donc une gerbe qui a une énergie entre 29.6 et 29.7 GeV. Comme cette énergie est déposée presque totalement dans le calorimètre électromagnétique (moins que 0.5 GeV dans le calorimètre hadronique), on a ajusté l'échelle de conversion de ce dernier de façon à obtenir une réponse entre 29.6 et 29.7 GeV. Ceci après avoir appliqué les corrections de diaphonie négative, de l'impureté de l'Argon, de la dégradation du signal observée pendant les périodes de Septembre et d'Octobre 89. L'échelle obtenue pour le calorimètre électromagnétique est 3.48 GeV/pC. Pour obtenir l'échelle de conversion du calorimètre hadronique pour les pions, on a minimisé la variance de la distribution en énergie. L'échelle obtenue est 7.902 GeV/pC. Le rapport entre ces deux échelles (rapport d'échantillonnage) est donc 2.27.

f) Les méthodes de pondération :

La paramétrisation utilisée pour cette analyse est une paramétrisation polynomiale. L'énergie pondérée d'un pion est exprimée en fonction de l'énergie déposée dans chaque canal :

$$E_p = \sum_{\text{canaux em}} \sum_{i=1}^3 a_i (E_{em})^i + \sum_{\text{canaux had}} \sum_{i=1}^3 b_i (E_{had})^i$$

- où :
- E_{em} est l'énergie déposée dans un canal électromagnétique,
 - E_{had} est l'énergie déposée dans un canal hadronique,
 - a_i et b_i sont les poids appliqués à l'énergie électromagnétique et hadronique respectivement.

La méthode consiste à trouver les 6 coefficients a_i et b_i qui minimisent la variance de la distribution de E_p en posant comme contrainte que la valeur moyenne de la distribution de E_p soit égale à l'énergie du faisceau E_f .

Il faut donc minimiser la quantité $S = \sum_{N=1}^{Nev} (E_f - E_p)^2$, en posant comme contrainte : $\langle E_p \rangle = \frac{1}{Nev} \sum_{N=1}^{Nev} E_p = E_f$, où Nev est le nombre d'événements considérés.

Les coefficients d'ordre 2, a_2 et b_2 sont négatifs. Ce sont ceux qui baissent la composante électromagnétique (π^0 , η) de la gerbe hadronique jusqu'au niveau de la composante hadronique.

Quand on utilise la paramétrisation polynomiale au degré 1. (2 coefficients a et b), on fait simplement un ajustement du rapport d'échantillonnage du calorimètre électromagnétique par rapport à celui du calorimètre hadronique. Autrement dit, on obtient le rapport entre la réponse pour des pions du calorimètre hadronique et celle du calorimètre électromagnétique.

Il faut noter qu'avec les méthodes de pondération, la valeur moyenne de l'énergie pondérée n'est pas exactement égale à l'énergie du faisceau. En effet, on cherche les a_i et les b_i tels que $\frac{\partial S}{\partial a_i} = \frac{\partial S}{\partial b_i} = 0$. Or,

$$S = \sum_1^{Nev} \left(E_f - \sum_{\text{canaux em}} \sum_{i=1}^3 a_i (E_{em})^i - \sum_{\text{canaux had}} \sum_{i=1}^3 b_i (E_{had})^i \right)^2$$

On obtient l'ensemble des six équations suivantes :

$$\sum_{N=1}^{Nev} \left\{ (E_f - E_p) \times \sum_{\text{canaux em}} (E_{em})^i \right\} = 0 \quad (3)$$

pour $i = 1, 3$

$$\sum_{N=1}^{Nev} \left\{ (E_f - E_p) \times \sum_{\text{canaux had}} (E_{had})^i \right\} = 0 \quad (4)$$

pour $i = 1, 3$

En multipliant (3) par a_i et (4) par b_i et en additionnant, on obtient :

$$\begin{aligned} \sum_{N=1}^{Nev} \left\{ (E_f - E_p) \times E_p \right\} &= 0 \Rightarrow \\ E_f \times \langle E_p \rangle - \langle E_p^2 \rangle &= 0 \Rightarrow \\ E_f \times \langle E_p \rangle &= \langle E_p^2 \rangle = \langle E_p \rangle^2 + \sigma^2 \Rightarrow \\ \langle E_p \rangle^2 - E_f \times \langle E_p \rangle + \sigma^2 &= 0 \Rightarrow E_f = \frac{\langle E_p \rangle^2 + \sigma^2}{\langle E_p \rangle} \end{aligned} \quad (5)$$

On voit la différence entre l'énergie pondérée et l'énergie du faisceau.

III.2.2 - Correction d'impuretés de l'argon

Dans les tests du CERN, la mesure de la pureté de l'Argon se fait avec des sources radioactives placées à l'extérieur des octants, dans le cryostat. Ces sources sont précises mais elles contrôlent localement le niveau d'impuretés. Une autre possibilité est de comparer la réponse du calorimètre à la haute tension avec les modèles théoriques. Comme cette réponse est la réponse globale des octants, cette méthode peut être le seul moyen pour corriger les données. Néanmoins, il est important que les deux méthodes donnent des résultats voisins.

- Les modèles théoriques :

L'influence de la présence d'impuretés dans l'argon liquide sur la collection de charge a été étudiée par beaucoup de groupes [7, 8, 9, 10].

Généralement, l'hypothèse de base de ces modèles est la durée de vie des électrons en présence des impuretés électronégatives. Ces dernières vont piéger les électrons et réduire leur mobilité à celle d'un ion. On peut expliquer le phénomène de la façon suivante [11].

Soit une épaisseur d'Argon liquide où règne un champ électrique \vec{E} ; la concentration des impuretés électronégatives étant p .

Soit une colonne d'électrons se déplaçant à la vitesse \vec{v} (Fig. 11).

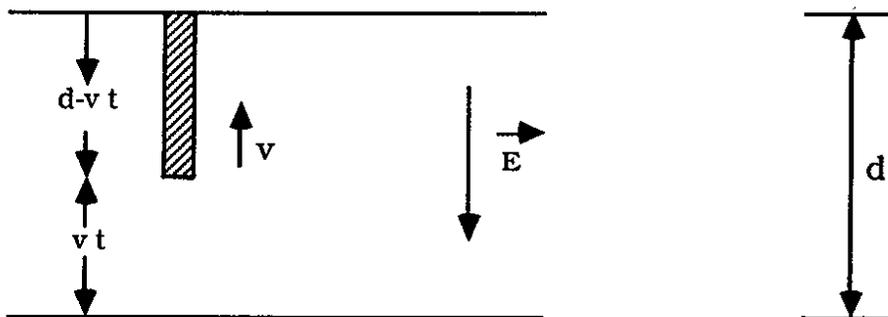


Fig. 11 : Colonne d'électrons dans un champ électrique \vec{E}

Soit q la charge induite dans le circuit externe, Q et ρ la charge déposée dans l'Argon et la densité de la colonne d'électrons par unité de longueur respectivement. q_0 , Q_0 et ρ_0 représentent les mêmes quantités dans le cas de l'argon pur ($p = 0$).

Soit δ le taux d'absorption des électrons par des impuretés électronégatives. δ dépend de la concentration de ces impuretés (p) et de la section efficace d'absorption des électrons par ces impuretés. On a :

$$\rho = \rho_0 e^{-\delta t} \quad (3)$$

où : $-\rho_0 = \frac{Q_0}{d}$,
 $-Q = \rho(d - vt)$.

En dérivant la formule 1 de l'annexe, on obtient :

$$\frac{dq}{dt} = \frac{Qv}{d}$$

En utilisant (3) et en intégrant entre 0 et d/v , on obtient :

$$q = \frac{Q_0}{d} \int_0^{d/v} e^{-\delta t} dt - \frac{Q_0 v^2}{d^2} \int_0^{d/v} t e^{-\delta t} dt$$

En remplaçant $\frac{d}{v}$ par $T =$ temps de dérive, on obtient :

$$q = \frac{Q_0}{\delta T} \left[1 - \frac{1}{\delta T} (1 - e^{-\delta T}) \right]$$

or, d'après la formule (2) de l'annexe, $q_0 = \frac{Q_0}{2}$. Donc,

$$q = \frac{2q_0}{\delta T} \left[1 - \frac{1}{\delta T} (1 - e^{-\delta T}) \right] \quad (4)$$

Comme δ est le taux d'absorption des électrons par les impuretés électro-négatives, ceci implique qu'il est inversement au temps de vie moyen des électrons (τ) :

$$\delta = \frac{1}{\tau} \Rightarrow \delta T = \frac{T}{\tau} \quad (5)$$

Soit λ le libre parcours moyen des électrons dans l'argon liquide en présence des impuretés. On a :

$$\lambda = v\tau \quad (6)$$

En combinant (5) et (6), on obtient :

$$\delta T = \frac{T}{\lambda} \times v = \frac{d}{\lambda} \quad (7)$$

En remplaçant δT par $\frac{d}{\lambda}$ dans (4) on a la relation suivante

$$q = q_0 2 \frac{\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-d/\lambda}) \right] \quad (8)$$

- où :
- q est la charge détectée,
 - q_0 est la charge maximum (argon pur),
 - d est la distance entre les électrodes,
 - λ est le libre parcours moyen des électrons.

La relation entre λ , $|E|$ et p a été mesurée par Hoffmann et al[7]. pour une chambre d'ionisation à argon liquide. La relation obtenue est :

$$\lambda = \alpha \cdot \frac{|E|}{p}$$

où : - $\alpha = 0.15 \frac{\text{ppm} \cdot \text{cm}}{\text{KV/cm}}$, valeur obtenue par Hoffmann et al. dans une chambre à ionisation à argon liquide. α est une cte qui dépend du liquide et de la nature chimique des impuretés.

Nous supposons ici que les impuretés sont de l'oxygène, c'est-à-dire que nous donnerons nos résultats en "équivalent oxygène".

- Les résultats obtenus dans les deux périodes :

La figure 13 a, b montre la réponse du calorimètre avec des e^- et des pions à différentes valeurs de la haute tension pour les périodes de Septembre 89 où on avait un octant de CB3 et un autre de FB1 et pour celle d'Octobre 89 où on avait un octant de CB2 et un autre de CB3. Les octants étaient dans la position qu'ils ont dans H1.

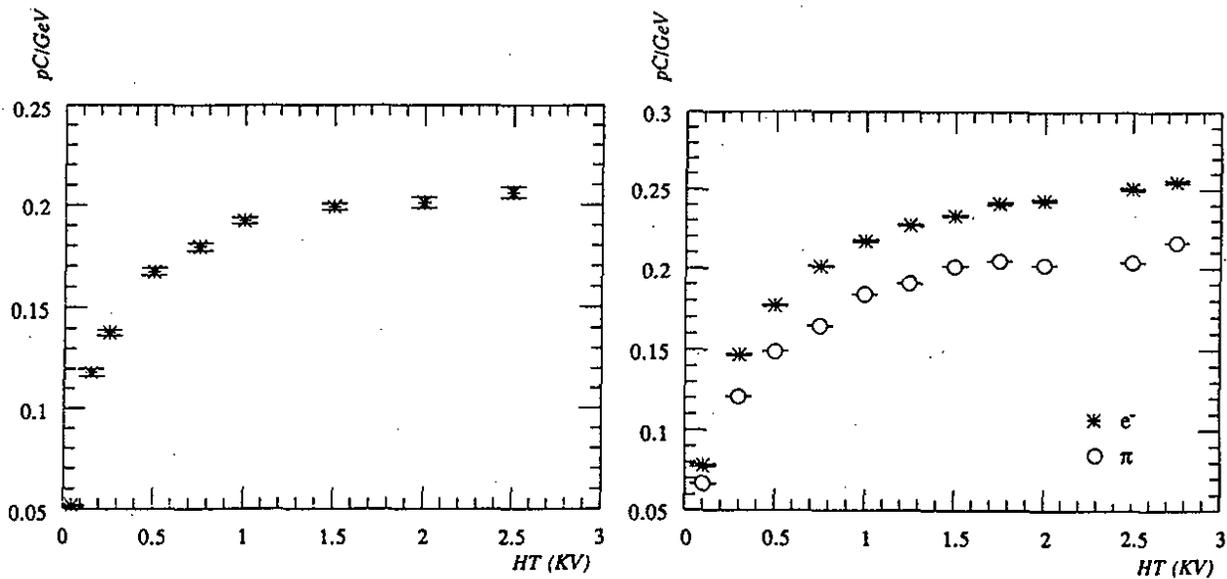


Fig. 13 : Réponse du calorimètre à la haute tension

a) période CB3/FB1

b) période CB2/CB3

La table 3 montre les résultats du fit pour les deux périodes avec ou sans ces points.

Période	Trigger	p(ppm)	χ^2/ddl	$\frac{Q_0 - Q(2500V)}{Q_0}$	V < 500
CB3/FB1	e	0.82 ± 0.010	4.783	$3.76 \cdot 10^{-2}$	avec
CB3/FB1	e	0.87 ± 0.033	1.915	$5.28 \cdot 10^{-2}$	sans
CB2/CB3	e	1.89 ± 0.015	40.18	$8.79 \cdot 10^{-2}$	avec
CB2/CB3	e	2.19 ± 0.025	3.883	$10.24 \cdot 10^{-2}$	sans
CB2/CB3	π	1.73 ± 0.037	13.10	$8.03 \cdot 10^{-2}$	avec
CB2/CB3	π	2.22 ± 0.0766	4.153	$10.39 \cdot 10^{-2}$	sans

Table 3 : Résultats du fit pour les deux périodes

On a fitté ces points avec la formule (8), pour obtenir p (la valeur de la pollution) et q_0 (la valeur asymptotique correspondant au cas où $E \rightarrow \infty$, ou $p \rightarrow 0$).

Dans ces fits, on a enlevé les points à un voltage < 500 volts, car le temps de collection des charges augmente quand le voltage diminue et l'électronique n'est pas adaptée à de pareils temps de collection.

On voit que le χ^2 s'améliore quand on enlève les points à un voltage inférieur à 500 V. En effet, pour V < 500 volts, les temps de collection de charge sont supérieurs à 1 μ s, or l'électronique n'est pas faite pour de pareils temps de dérive.

Les conclusions importantes à tirer de ces résultats sont :

- La différence entre q_0 et q à 2500 V (l'inefficacité) est importante, de l'ordre de 10 % pour Oct 89 et 5 % pour Sept. 89. Il faut donc en tenir compte dans l'analyse des données du CERN pour comparer les 2 périodes. On peut penser appliquer cette méthode pour la calibration de H1. Dans ce cas, ce sera difficile car on n'a pas de particules monoénergétiques dans tout l'angle solide du détecteur. On a seulement les électrons diffusés vers l'arrière, qui ont pratiquement leur énergie initiale de 30 GeV. L'autre alternative pour corriger l'impureté de l'argon dans H1, c'est les sources radioactives (α et β) placées dans le cryostat par l'équipe de Paris VI. Ces sondes sont précises mais ne sont pas situées à l'intérieur des octants, elles sont sur les murs du cryostat.
- Les pions et les électrons donnent le même résultat en efficacité à 1.5 %.

– Comparaison avec les résultats des sondes de Paris VI :

Les sondes de Paris VI sont des chambres à ionisation avec des sources β ou α dans le gap. Elles donnent la perte du signal au cours du temps. L'équation est :

$$\text{Position du pic du spectre} = P_0 + P_1 \times \text{temps (heures)}$$

Les valeurs de P_0 obtenues pour les périodes CB3/FB1 et CB2/CB3 sont 0.7223 et 0.5407 respectivement. Pour comparer ces résultats avec ceux des octants (courbe haute tension), il faut multiplier P_0 par un facteur 0.29 pour les sources β , calculé par l'équipe de Paris VI. Ce facteur (0.29) prend en compte la différence de gaps entre le calorimètre et la chambre d'ionisation de la sonde et la différence du dépôt de charge entre une particule ionisante qui traverse tout l'intervalle et une particule qui cède son énergie sur une distance petite devant l'intervalle (cas d'une particule β dans les sondes de Paris IV).

Avec les valeurs de P_0 obtenues pour les deux périodes (0.7223 et 0.5407), on a :

$$\frac{\Delta P_0}{P_0} \times 0.29 = 7.3 \%$$

Donc, on a un écart de 2 % entre ces deux méthodes. Il faut noter que si le résultat des sondes semble plus précis, du moins le résultat de la courbe haute tension donne le résultat du calorimètre lui même. Aussi, nous garderons cette dernière correction pour l'analyse.

III.2.3 - L'homogénéité

Une des propriétés importantes du calorimètre, c'est sa réponse en différents points à une particule d'énergie donnée. Cette étude est importante pour vérifier l'uniformité de la réponse dans chaque octant et l'uniformité d'un octant à l'autre. D'autre part, comme on a des zones de matières mortes entre chaque roue (matière morte en z) et entre chaque octant d'une roue (matière morte en ϕ), il est important de mesurer la perte d'énergie dans ces zones et de les corriger : en effet, la précision de la mesure du x et du Q^2 est souvent limitée par l'énergie perdue dans ces zones.

Dans les tests du CERN, on a fait un balayage horizontal (en bougeant le cryostat), z) et vertical (en bougeant le faisceau, ϕ) du calorimètre avec des faisceaux d'électrons et de pions de 30 et 50 GeV (Fig. 15 a et b).

Ma contribution était d'étudier l'homogénéité dans CB2/CB3 avec des pions de 30 GeV et dans CB3/FB1 avec des pions de 50 GeV.

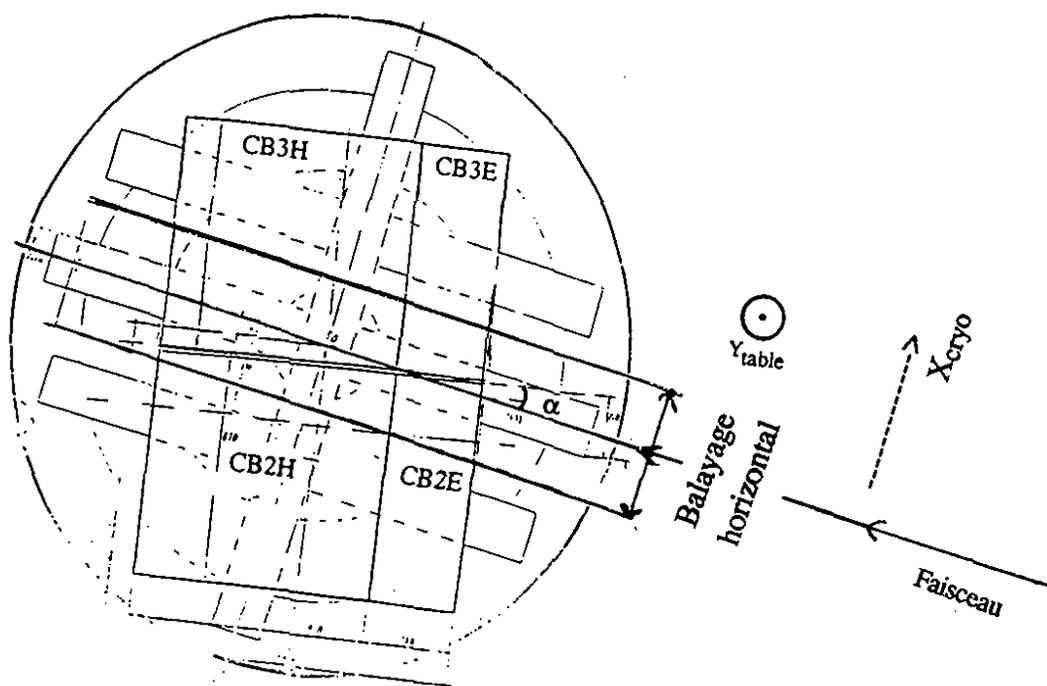
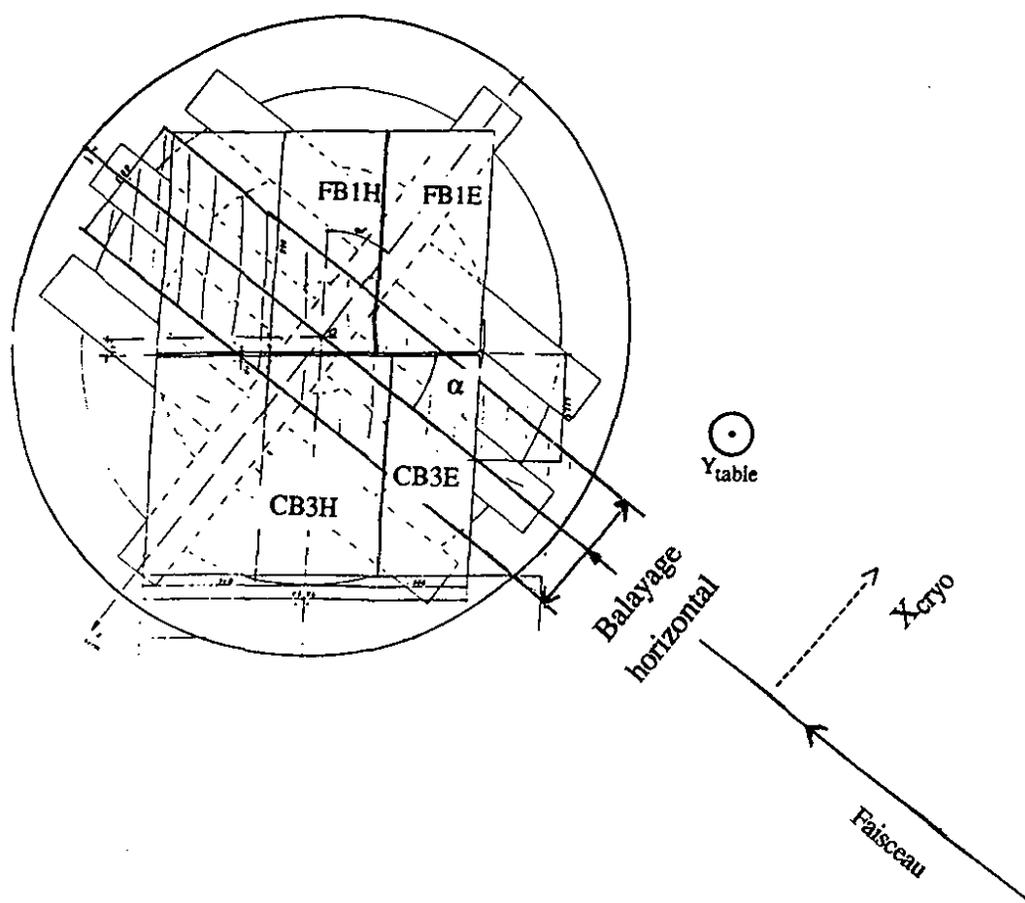


Fig. 14 : Position des octants

a) pour la période CB2/CB3 ($\alpha = 11^\circ$)



b) pour la période CB3/FB1 ($\alpha = 36.5^\circ$)

- Le balayage horizontal CB2/CB3 :

Comme on voit sur la figure 14 a, le faisceau a un angle d'incidence de 11° par rapport au stack, donc on doit s'attendre à une perte d'énergie dans la matière morte relativement élevée.

La table 4 montre le résultat du balayage horizontal (en z ou θ) avec des pions de 30 GeV dans CB2/CB3. Les figures 15 a, b montrent la valeur moyenne de la distribution en énergie et la résolution respectivement.

X_{cryo} (mm)	$\langle E \rangle$ (GeV)	σ (GeV)	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} \times \sqrt{E_{\text{faisceau}}}$
-250	21.88	3.2	0.801
-100	19.57	3.61	1.012
-25	19.27	3.65	1.039
0	21.28	3.88	0.998
80	22.12	3.25	0.80383
200	22.00	3.08	0.76635

Table 4 : Résultat du balayage horizontal CB2/CB3

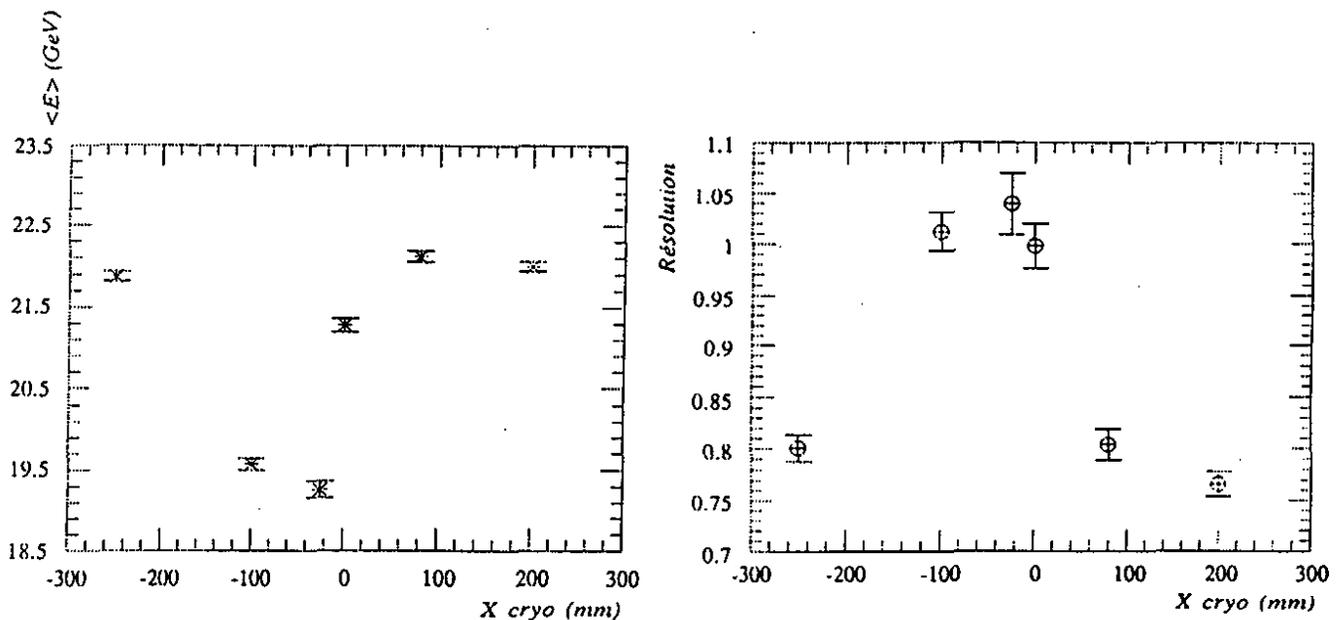


Fig. 15: Balayage horizontal CB2/CB3

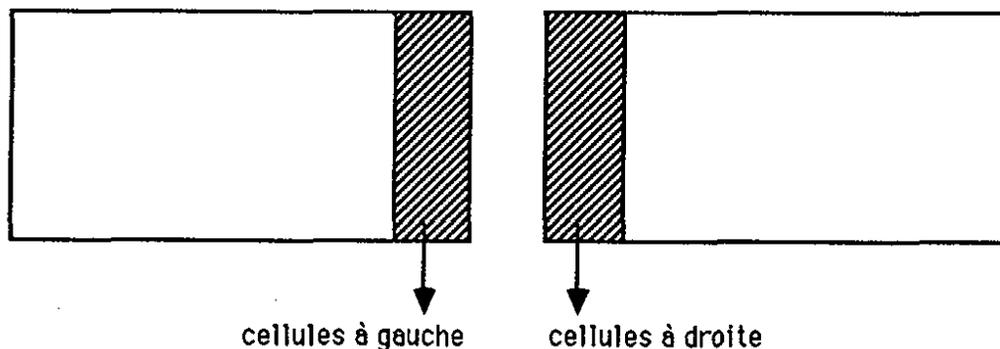
a : Valeur moyenne de l'énergie

b : Résolution

Les conclusions des figures 15 a, b et de la table 4 sont :

- La différence de la réponse du calorimètre entre les 2 positions dans CB3 ($X_{\text{cryo}} = 80 \text{ mm}$ et $X_{\text{cryo}} = 200 \text{ mm}$) est $\approx 0.53 \%$.
- La différence de la réponse du calorimètre entre la position nominale dans CB2 ($X_{\text{cryo}} = -250 \text{ mm}$) et celle de CB3 ($X_{\text{cryo}} = 200 \text{ mm}$) est $\approx 0.5 \%$.
- La perte d'énergie dans la matière morte entre CB2 et CB3 ($X_{\text{cryo}} = -25 \text{ mm}$) est de 12% par rapport aux deux positions nominales dans CB2 et CB3 ($X_{\text{cryo}} = -250 \text{ mm}$ et $X_{\text{cryo}} = 200 \text{ mm}$).
- La position de la zone morte entre les deux octants CB2 et CB3 est $X_{\text{cryo}} = -25 \text{ mm}$ et son effet s'étend sur $\sim 75 \text{ mm}$ (l'énergie déposée pour $X_{\text{cryo}} = -100 \text{ mm}$ est seulement supérieure à celle déposée pour $X_{\text{cryo}} = -25 \text{ mm}$ de 1.5%). En effet, comme on voit sur la figure 15 a, à $X_{\text{cryo}} = -100 \text{ mm}$, le début de la gerbe est loin de la zone morte. Mais, quand la gerbe se développe et s'élargit, elle s'approche de cette zone.
- La résolution en énergie dans la zone morte se détériore de $\approx 30 \%$ par rapport à celle dans les positions nominales. Cette variation, 2 ou 3 fois plus grande que la variation de la valeur moyenne (12%) inclue les fluctuations sur la perte d'énergie. Et, si on compare les écarts-types, on voit qu'ils augmentent de 14% entre $X_{\text{cryo}} = -250 \text{ mm}$ et $X_{\text{cryo}} = -25 \text{ mm}$ et de 18% entre $X_{\text{cryo}} = 200 \text{ mm}$ et $X_{\text{cryo}} = -25 \text{ mm}$.

Pour corriger cette perte d'énergie dans la matière morte, entre les deux octants, on a utilisé un modèle de correction simple utilisé pour les hadrons (écrit par V. Shekelyan). La correction consiste à attribuer une constante C à chaque zone de matière morte et à multiplier l'énergie déposée dans chaque cellule à côté de la zone morte par le facteur suivant : $C \cdot \frac{E_G \cdot E_D}{E_G + E_D}$; où E_G est la somme des énergies déposées dans les cellules à gauche d'une zone de matière morte, E_D est la somme des énergies déposées dans les cellules à droite d'une zone de matière morte.



Les facteurs C ont été obtenus avec des jets simulés, on a dû les baisser d'un facteur ~ 3.5 pour les ajuster aux données réelles du CERN. Les figures 17 a, b montrent la distribution de l'énergie pour $X_{\text{cryo}} = -25 \text{ mm}$ avant et après la correction de la perte d'énergie

dans la matière morte respectivement. On voit clairement que la distribution est plus symétrique, une fois la correction faite.

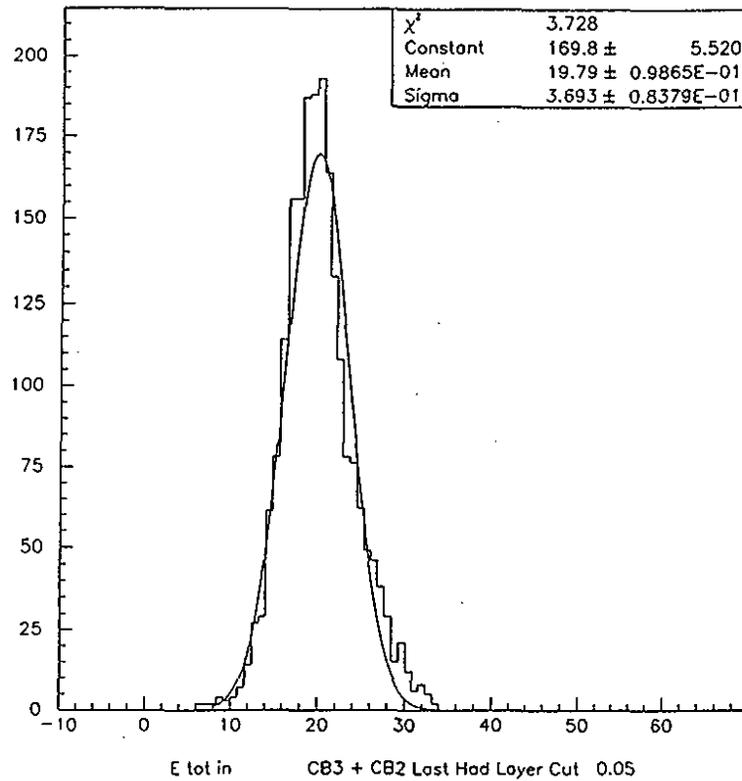
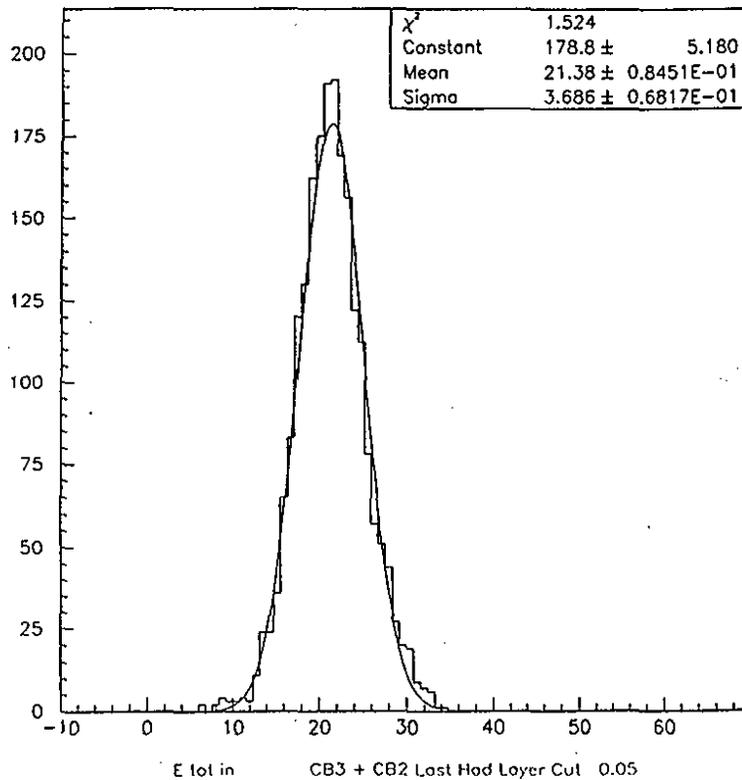


Fig. 16 : Distribution en énergie dans la zone morte a) avant correction de matière morte



b) après correction pour matière morte

La table 5 et les figures 18 a,b montrent la valeur moyenne de l'énergie et la résolution après la correction de la perte d'énergie dans la zone de matière morte entre les deux octants et aussi devant le calorimètre.

X_{cryo} (mm)	$\langle E \rangle$ (GeV)	σ (GeV)	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} \times \sqrt{E_{\text{faisceau}}}$
-250	22.41	3.19	0.7798
-100	21.02	3.45	0.8990
-25	21.48	3.65	0.9322
0	22.43	3.74	0.9152
80	22.55	3.28	0.7966
200	22.30	3.06	0.7527

Table 5 : Balayage horizontal après la correction des matériaux morts

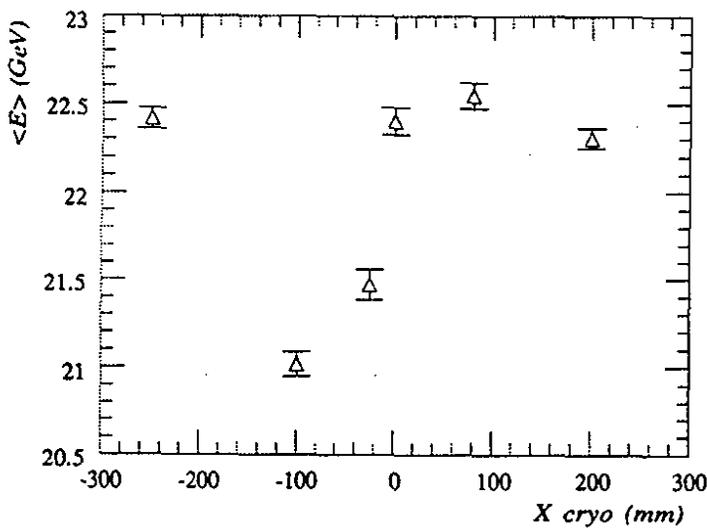


Fig. 17 a : Valeur moyenne de l'énergie

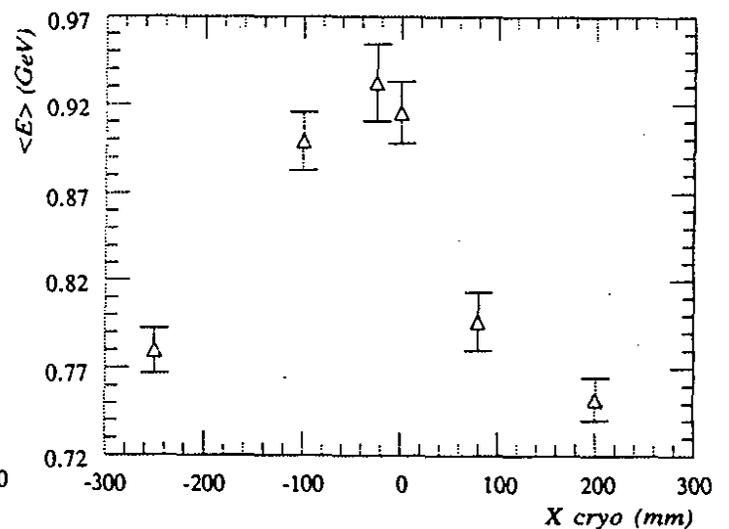


Fig. 17 b : Résolution

après correction des matériaux morts

On voit maintenant que la perte d'énergie dans la matière morte est de 4 % au lieu de 12 %. Donc, on corrige à peu près 70 % de l'effet de la matière morte Pour pouvoir corriger

entièrement l'effet de la matière morte, il faudrait un modèle plus élaboré qui prend en compte l'angle d'incidence du faisceau, et l'influence relative des parties hadroniques et électromagnétiques de la zone de matière morte sur le développement de la gerbe.

b) Le balayage horizontal CB3/FB1 :

Dans ce balayage (Fig. 14.b), le faisceau a un angle d'incidence de 36.5° par rapport au stack. Donc, on s'attend à ce que la valeur moyenne de l'énergie soit relativement uniforme. En effet la valeur moyenne de la distribution de l'énergie varie de 1 % seulement, la résolution varie de 16 %. En appliquant les corrections de matériaux morts, la valeur moyenne augmente de 1.5 % et ses fluctuations sont moins que le 1 %. La résolution s'améliore de 1 % et ses fluctuations sont de 13 % (Table 6 et fig. 18 a, b).

Donc, l'effet de la zone morte entre CB3 et FB1 est beaucoup moins important que celui de la zone morte entre CB2 et CB3. Ceci est dû à l'angle d'incidence des particules dans cette zone et au fait qu'on a une cellule de lecture entre CB3 et FB1^[12], qui donne une mesure d'énergie dans la zone de matière morte. Insérer une cellule entre CB2 et CB3 est impossible car les plaques de lecture de CB2 et CB3 sont parallèles au faisceau et il n'est pas possible de leur additionner les signaux d'une cellule perpendiculaire au faisceau, et l'angle d'incidence des particules de la cellule insérée entre les roues CB sera loin de la normale.

Il faut noter que la plupart des zones mortes en z dans le calorimètre ont le même effet sur la perte d'énergie que celui de la zone CB3/FB1.

X_{cryo} (mm)	$\langle E \rangle$ (GeV)	σ (GeV)	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} \times \sqrt{E_{\text{faisceau}}}$	correction pour matières mortes
-250	36.83	4.36	0.8377	non
-125	36.64	4.09	0.7894	non
0	36.77	4.31	0.8299	non
125	37.00	4.90	0.9367	non
-250	37.37	4.38	0.8292	oui
-125	37.23	4.16	0.7913	oui
0	37.53	4.29	0.8098	oui
125	37.44	4.83	0.9132	oui

Table 6 : Balayage horizontal CB3/FB1

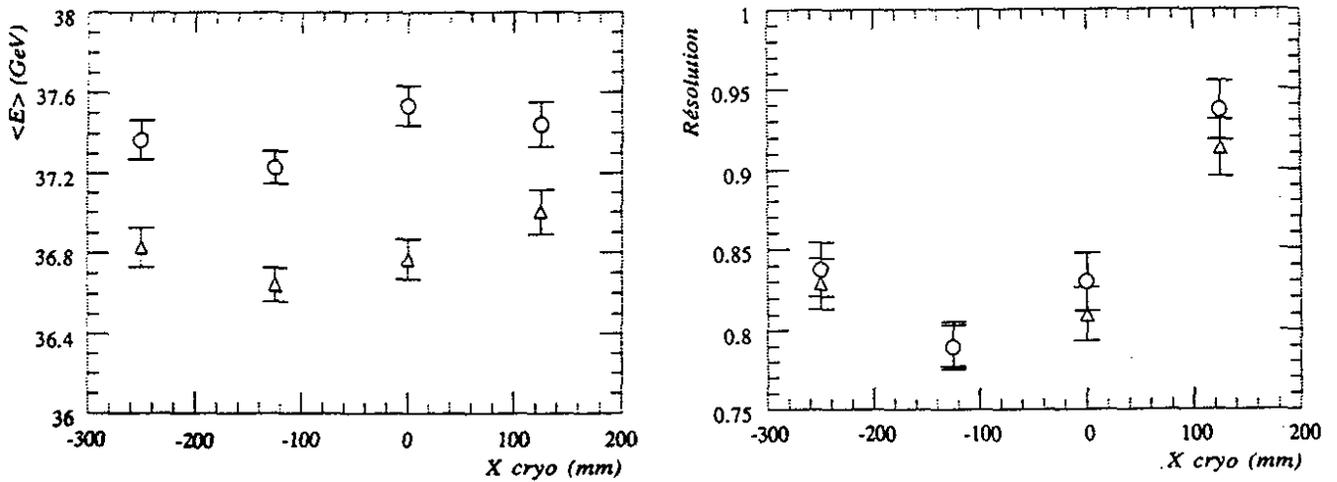


Fig 18 : Balayage horizontal CB3/FB1

(avant correction de matières mortes)
(après correction de matières mortes)

a) Valeur moyenne de l'énergie

b) Résolution

c) Le balayage vertical CB2/CB3 et CB3/FB1

Il est fait, pour CB2/CB3, avec des pions de 30 GeV, à $X_{\text{cryo}} = 150$ mm et pour trois positions de Y_{table} . La valeur moyenne de l'énergie et la résolution sont uniformes à 1 et 6 %, respectivement. Pour CB3/FB1, il est fait avec des pions de 50 GeV, à $X_{\text{cryo}} = 0$ mm, et pour deux positions de Y_{table} . La valeur moyenne et la résolution sont uniformes à moins que 1%.

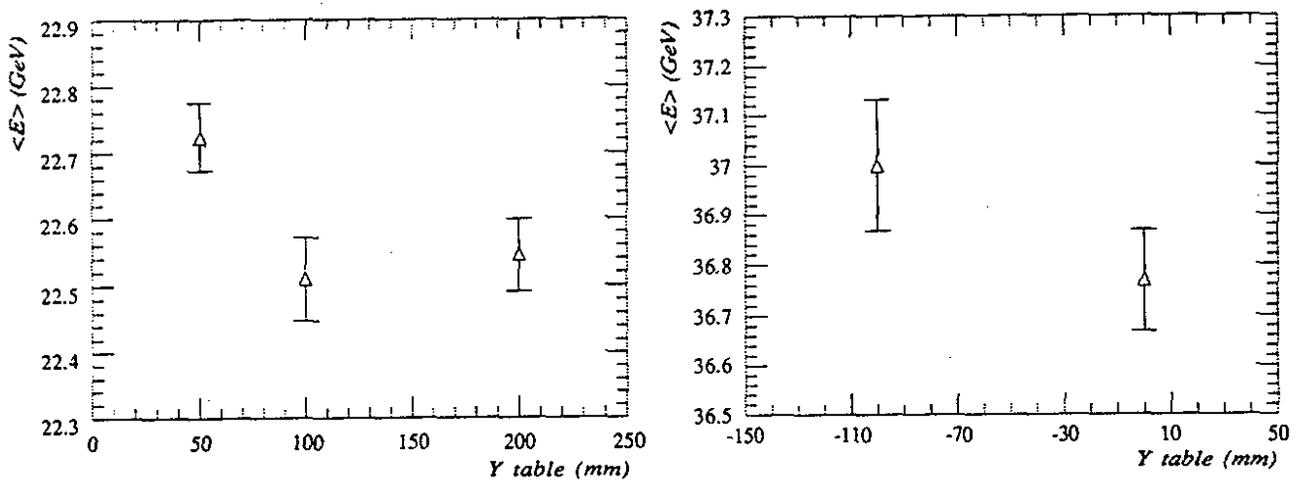


Fig. 19 : Valeur moyenne de l'énergie en fonction de Y_{table}

a) CB2/CB3

b) CB3/FB1

Les figures 19 a, b montrent la valeur moyenne de l'énergie pour le balayage vertical de CB2/CB3 et CB3/FB1, respectivement.

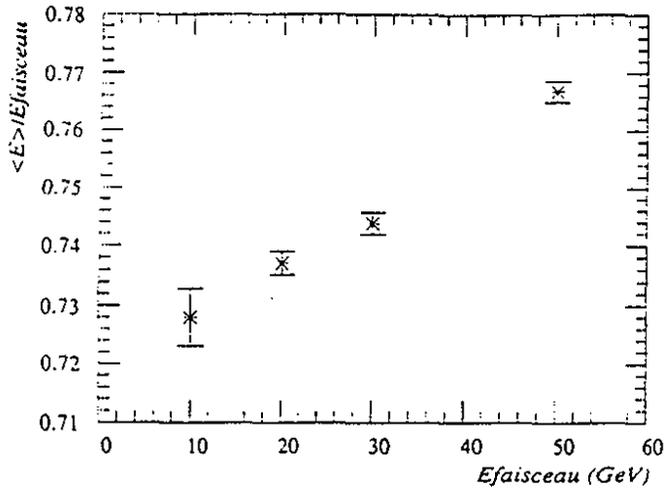
III.2.4 - Linéarité du calorimètre en énergie - Méthodes de pondération.

Cette partie est consacrée à l'étude de la linéarité et de la résolution en énergie du calorimètre avec des pions et à l'étude de l'amélioration de ces performances avec les méthodes de pondération (Chap. II § II.2.2.c). En effet, comme on sait que le signal du calorimètre n'est pas proportionnel à l'énergie du pion incident (Chap. II § II.2.2.a) et que la résolution en énergie $\sigma/\langle E \rangle$ ne s'améliore pas comme $E^{-1/2}$ avec l'énergie, il est nécessaire de mesurer les performances du calorimètre et de voir comment on peut les améliorer avec les méthodes de pondération. La table 7 résume les résultats obtenus.

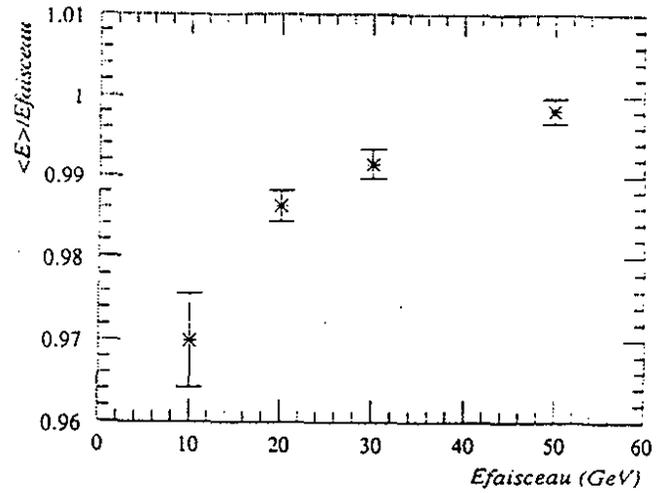
Les figures 20 a et b montrent la linéarité avant (a) et après la pondération (b), pour la position nominale CB2, la position nominale CB3 et la position CB3/FB1 respectivement.

Energie du faisceau	Position	$\langle E \rangle / E_f$ avant pondération	$\sigma / \langle E \rangle$	$\langle E \rangle / E_f$ après pondération	$\sigma / \langle E \rangle$
10	CB2	0.728	0.195	0.969	0.172
20	CB2	0.737	0.157	0.986	0.119
30	CB2	0.744	0.141	0.991	0.099
50	CB2	0.767	0.119	0.998	0.079
10	CB3	0.725	0.215	0.960	0.175
20	CB3	0.733	0.157	0.984	0.123
30	CB3	0.743	0.137	0.993	0.099
50	CB3	0.762	0.119	1.000	0.078
10	CB3/FB1	0.717	0.204	0.963	0.172
20	CB3/FB1	0.724	0.155	0.985	0.119
30	CB3/FB1	0.743	0.136	0.990	0.099
50	CB3/FB1	0.756	0.117	0.996	0.077

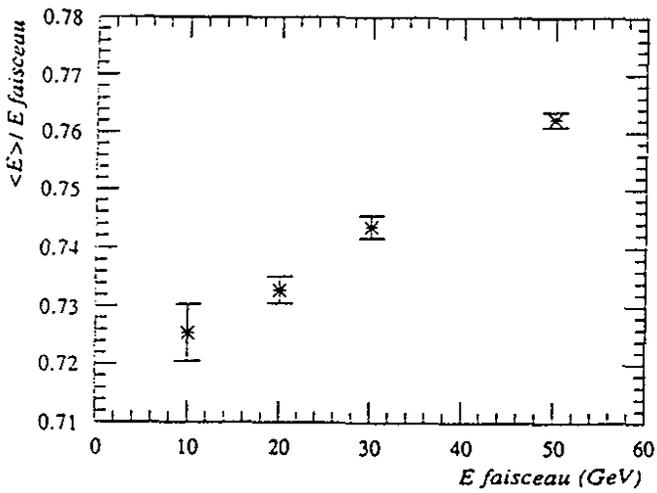
Table 7 : Résultats de la linéarité en énergie pour les trois positions (CB2, CB3, CB3/FB1) avant et après la pondération



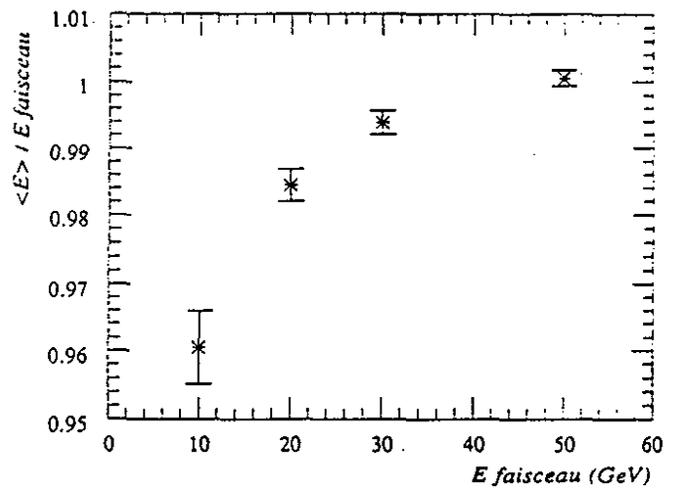
a) CB2



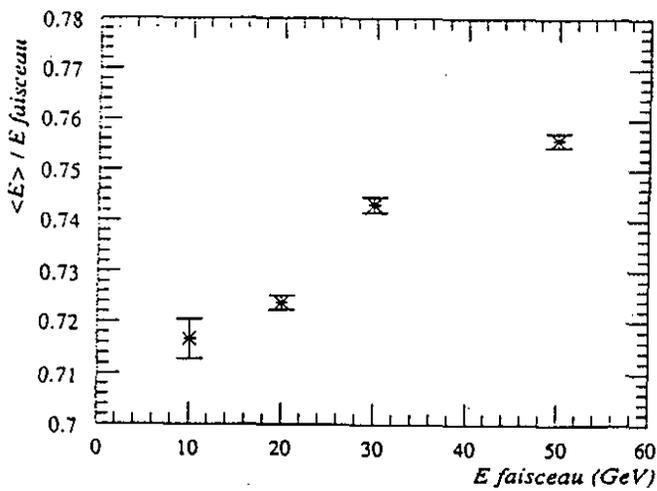
b) CB2



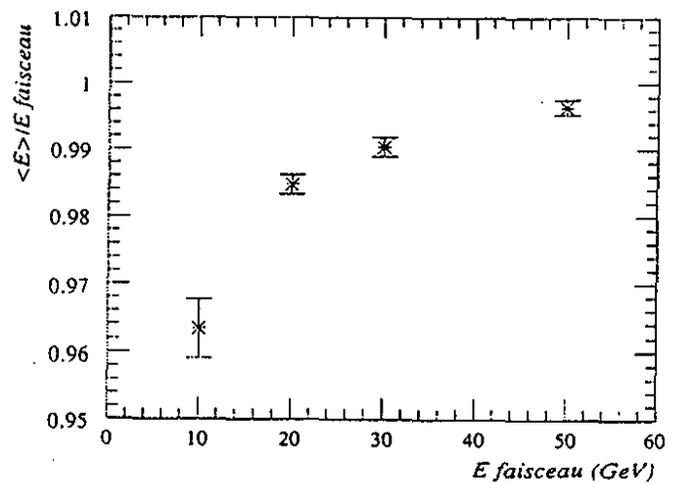
a) CB3



b) CB3



a) CB3/FB1



b) CB3/FB1

Fig. 20 : Linéarité avant la pondération (a), et après (b)

Comme on voit, la réponse du calorimètre n'est pas proportionnelle à l'énergie de l'hadron incident. On trouve une non-linéarité de 5.5 % entre la réponse du calorimètre à 10 GeV et celle à 50 GeV.

Après avoir appliqué la pondération aux données, la non-linéarité est de l'ordre de 3 % entre 10 et 50 GeV et de l'ordre de 1 % entre 20 et 50 GeV. Le fait que la non-linéarité obtenue avec les pions est plus grande que celle obtenue avec les électrons (≈ 1 %), s'explique par la formule (5) :

$$E_f = \frac{\langle E_p \rangle^2 + \sigma^2}{\langle E_p \rangle}$$

- où :
- $\langle E_p \rangle$ est la valeur moyenne de l'énergie pondérée,
 - σ est la variance de la distribution de E_p ,
 - E_f est l'énergie du faisceau.

En prenant en compte cette correction, la non-linéarité avec les pions est entre 0.56 % et 1.69 %. Les figures 20 c montrent la linéarité avec l'énergie, corrigée, pour la position nominale CB2, la position nominale CB3 et la position CB3/FB1 respectivement.

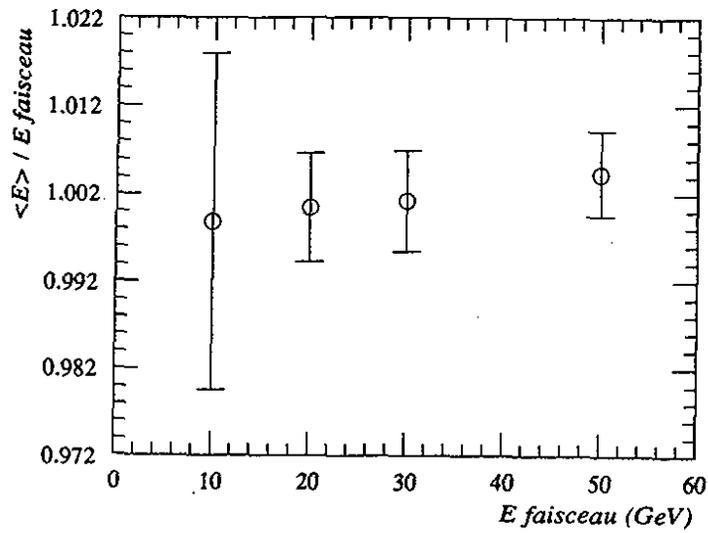
Finalement, les figures 21 a et b montrent la résolution en énergie avant et après pondération. On a paramétrisé l'évolution de la résolution avec l'énergie par la fonction :

$$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}$$

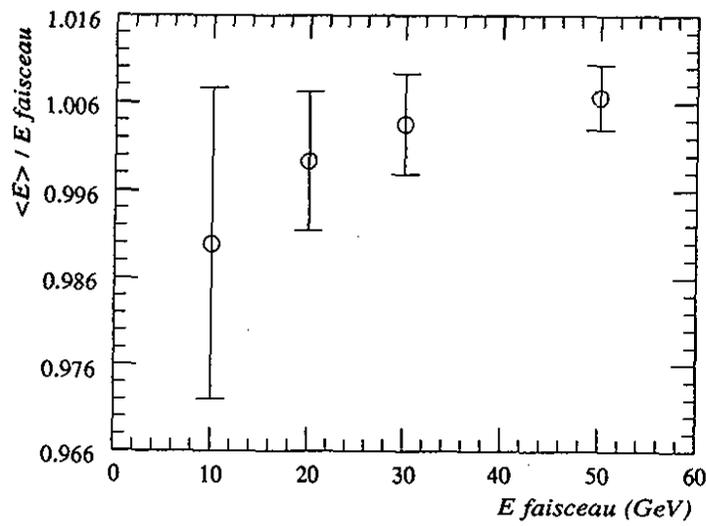
Les paramètres A et B sont déterminés par un ajustement. Les valeurs de A et B avant et après la pondération sont montrés dans la table 8.

Position	A \pm Δ A avant pondération	B \pm Δ B avant pondération	A \pm Δ A après pondération	B \pm Δ B après pondération
CB2	0.566 ± 0.017	0.092 ± 0.004	0.528 ± 0.012	0.024 ± 0.008
CB3	0.608 ± 0.015	0.082 ± 0.003	0.546 ± 0.011	0.0102 ± 0.0016
CB3/FB1	0.591 ± 0.011	0.082 ± 0.003	0.534 ± 0.008	0.0165 ± 0.008

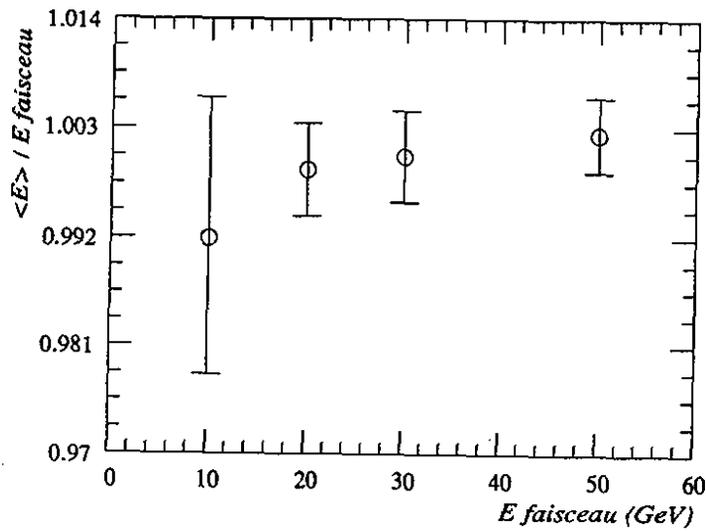
Table 8 : Valeurs de A et B avant et après la pondération.



CB2



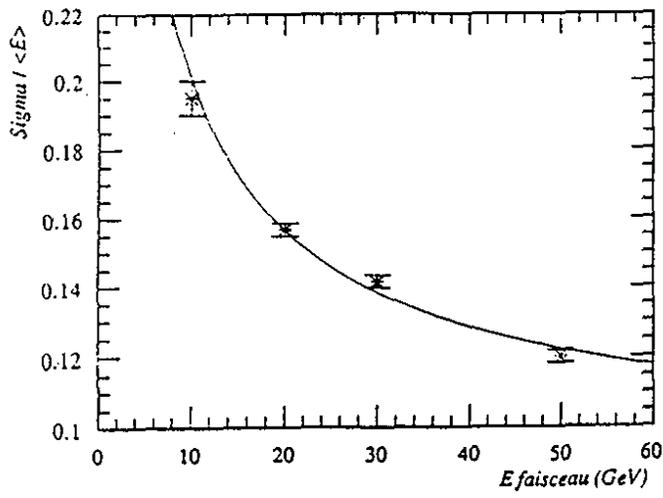
CB3



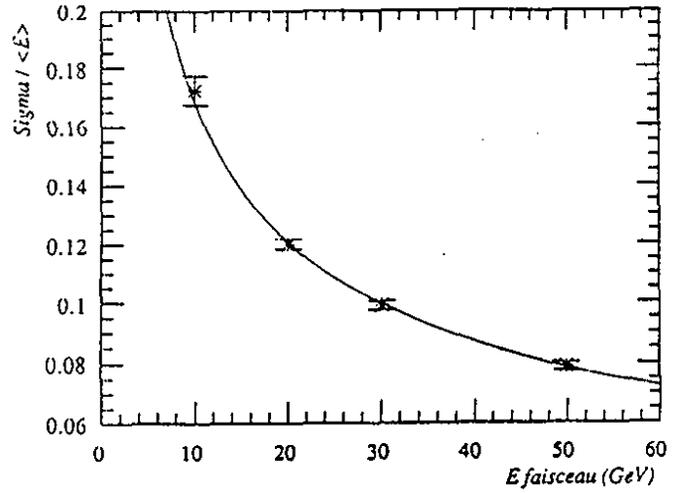
CB3/FB1

Fig. 20 c : Linéarité corrigée

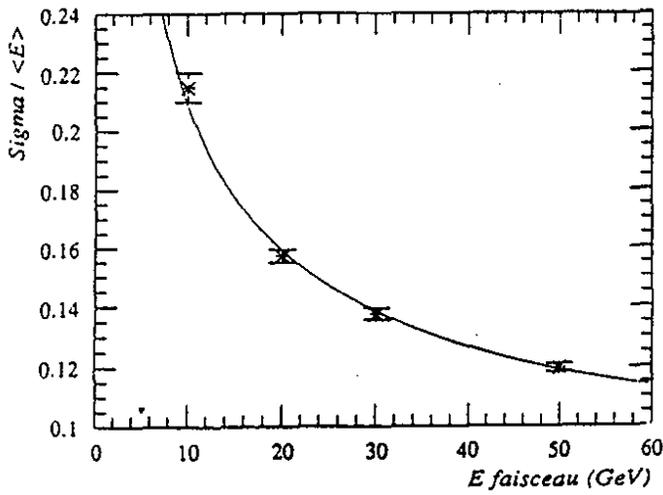
On voit que le terme constant, B, dans l'expression de la résolution diminue d'un facteur 10 après pondération et que le terme en $1/\sqrt{E}$ diminue aussi ($\approx 7\%$).



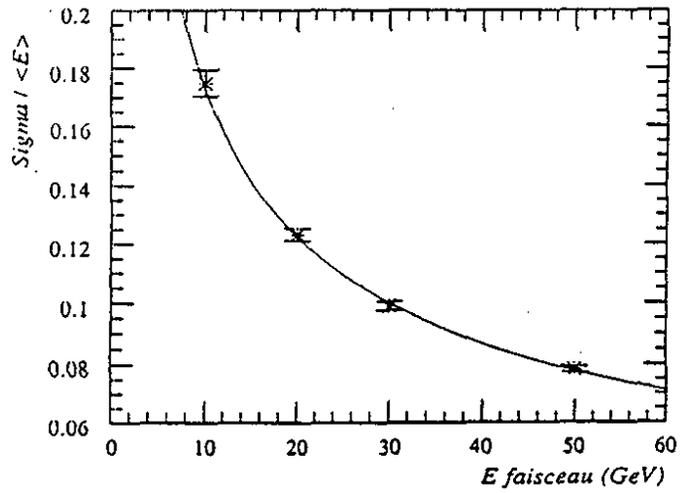
a) CB2



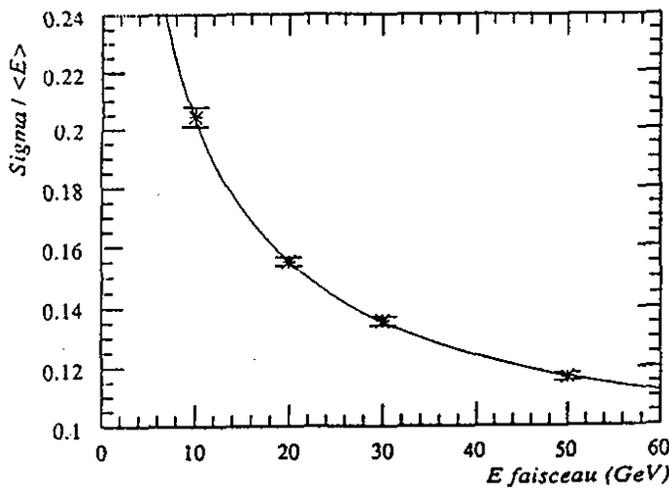
b) CB2



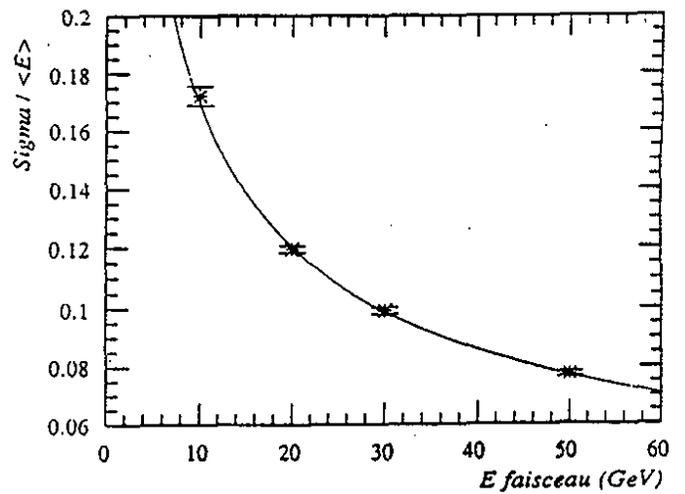
a) CB3



b) CB3



a) CB3/FB1



b) CB3/FB1

Fig. 21 : Résolution avant la pondération (a), et après (b)

III.2.5 - Comparaison entre différentes périodes

Comme on ne peut tester tous les octants sur faisceau, il est nécessaire de comparer les réponses obtenues dans différentes périodes et avec des octants différents pour être sûr de pouvoir transporter les constantes de calibration d'un octant à l'autre.

La figure 22 montre une comparaison des deux périodes CB2/CB3 et CB3/FB1. On voit que les réponses des octants sont identiques à 1 %. Ceci après avoir corrigé pour la diaphonie négative dans les roues CBH, la matière morte, l'impureté de l'argon, la dégradation du signal avec le temps, observée pendant les deux périodes.

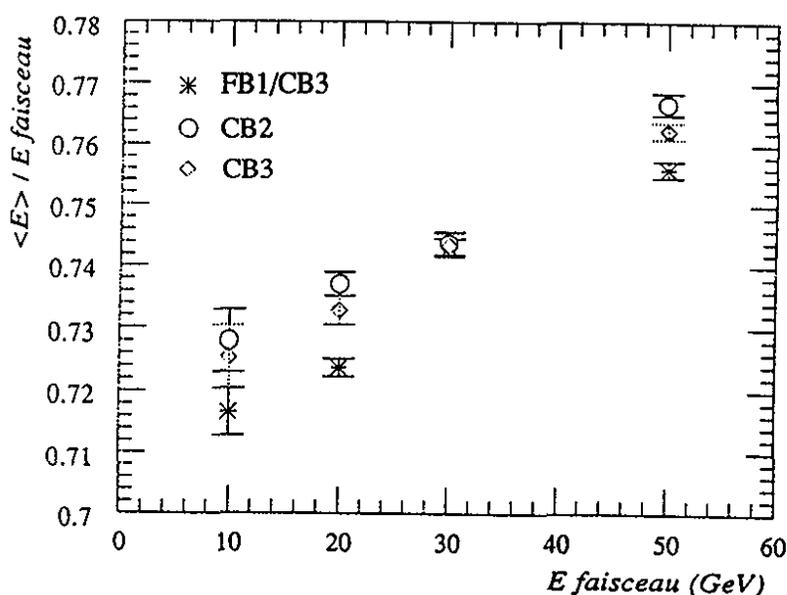


Fig. 22 : Comparaison des périodes

IV - CONCLUSION

On a étudié dans ce chapitre plusieurs sujets. L'étude de la diaphonie négative nous a permis, d'une part, de vérifier que les mesures au CERN correspondaient bien aux mesures capacitives faites au LAL et, d'autre part, de mesurer la correction qu'on doit appliquer aux données.

L'étude de la réponse du calorimètre à la haute tension nous donne l'efficacité de collection de charge en fonction de la concentration des impuretés dans l'argon et de la haute tension appliquée. Cette correction est importante pour pouvoir calibrer le calorimètre et comparer les résultats de différentes périodes.

Le balayage horizontal et vertical nous a permis d'étudier l'uniformité des octants et de mesurer la perte d'énergie dans la matière morte. Cette uniformité est mieux que 1 %, en dehors des zones de matière morte. Un modèle simple de correction de la perte d'énergie dans

la matière morte a été ajusté sur les données du CERN. Ce modèle donne des résultats relativement satisfaisants, mais a besoin d'être plus élaboré.

La linéarité et la résolution du calorimètre avec l'énergie des pions incidents ont été mesurées. Les méthodes de pondération ont été appliquées pour améliorer les performances de la calorimétrie hadronique. On arrive à une résolution globale entre 50 et 55 %.

Enfin, différentes périodes avec différents octants et différentes énergies de faisceau ont été comparées. L'accord est mieux que 1.5 %.

REFERENCES

- [1] H6 beam tuning, CERN/SPS/EPB/PC (1981).
- [2] P. Coet, CERN/SPS 85-14 (1985).
- [3] H. W. Atherton et al., CERN/SPS/85-43 (1985).
- [4] Thèse de Pascal Perrodo, Ecole Polytechnique, 21 Octobre 1988.
- [5] Private communication from B. Delcourt.
- [6] Determination of the electromagnetic scale for the IF calorimeter, J. Gayler, H. Küster, P.Loch, DESY F21, April 8, 1991, H1-04/91-171.
- [7] W. Hofmann et al., NIM, 135 (1976) 151-156.
- [8] E. Shibamura et al., NIM, 131 (1975) 249-258.
- [9] D.W. Swan, Proc. of Phys. Soc., 1964 vol. 83.
- [10] L.S. Miller et al., Physical Review, Vol. 166, n°3 (1968) 166.
- [11] Private communication from Herbert Steiner.
- [12] Technical Progress Report, H1 collaboration, October 4, 1987, p. 24.

CHAPITRE V

LEPTOQUARKS

I - INTRODUCTION

Les leptoquarks sont des particules qui apparaissent dans des modèles qui vont au delà du modèle standard. En effet, dans le modèle standard, des interactions fortes et faibles, les quarks et les leptons interviennent comme des champs indépendants. Toutefois, le modèle standard est une théorie renormalisable à cause de l'annulation des contributions des quarks avec celles des leptons aux anomalies des diagrammes en triangle. Ceci suggère que, dans une théorie plus fondamentale, les leptons et les quarks peuvent être reliés et peut-être donner des particules qui portent les nombres quantiques des deux : les leptoquarks.

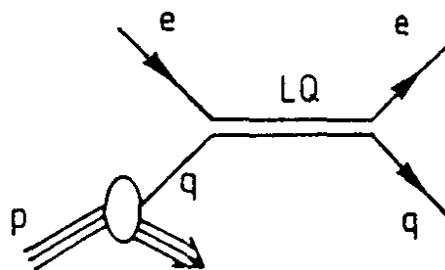


Fig. 1 : Diagramme de production de leptoquarks à HERA

Ces particules sont des triplets de couleur, elles ont des charges fractionnaires et par leur nature, ont un nombre baryonique et un nombre leptonique différents de zéro.

II - LES MODELES. LE MODELE UTILISE

Les leptoquarks apparaissent dans des modèles de GU comme SU(5)^[1] ou Pati-Salam SU(4)^[2], dans les modèles de sous-structure de quarks et leptons^[3] et dans les modèles inspirés de SUSY^[4]. L'espoir dans tous ces modèles et schémas, est que, certains mécanismes peuvent diminuer la masse des leptoquarks pour qu'ils soient observables à HERA ($m_{LQ} < 300$ GeV).

Les leptoquarks qui ne conservent pas le nombre leptonique ou le nombre baryonique doivent être très lourds ($\sim 10^{15}$ GeV) pour éviter la désintégration rapide du proton. Toutefois, dans les modèles inspirés de SUSY^[4], cette contrainte n'est plus nécessaire et la masse des leptoquarks peut être de l'ordre de l'échelle de Fermi $\Lambda_F \sim 250$ GeV.

En plus, dans les théories où les nombres leptoniques et baryoniques sont conservés, les masses et les couplages des leptoquarks doivent satisfaire des limites plus faibles et les masses peuvent être de l'ordre de 100 GeV à ≈ 1 TeV. Ces leptoquarks sont des candidats idéals pour HERA puisque leur production correspond à une résonance directe dans la voie S.

Le lagrangien que nous avons utilisé est un lagrangien effectif^[5]. Les couplages des leptoquarks scalaires et vectoriels avec les quarks et les leptons sont des couplages généraux, invariants pour SU(3) \times SU(2) \times U(1) qui conservent le nombre baryonique et le nombre leptonique :

$$L = L_{F=2} + L_{F=0} \quad (1.a)$$

$$L_{F=2} = (g_{1L} \bar{q}_L^c i \tau_2 l_L + g_{1R} \bar{u}_R^c e_R) S_i + \tilde{g}_{1R} \bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_i + g_{3L} \bar{q}_L^c i \tau_2 \tau l_L S_3 \\ + (g_{2L} \bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + g_{2R} \bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R) V_{2\mu} + \tilde{g}_{2L} \bar{u}_R^c \gamma^\mu l_L \tilde{V}_{2\mu} + c.c. \quad (1.b)$$

$$L_{F=0} = (h_{2L} \bar{u}_R l_L + h_{2R} \bar{q}_L i \tau_2 e_R) R_2 + \tilde{h}_{2L} \bar{d}_R l_L \tilde{R}_2 + (h_{1L} \bar{q}_L \gamma^\mu l_L \\ + h_{1R} \bar{d}_R \gamma^\mu e_R) U_{1\mu} + \tilde{h}_{1R} \bar{u}_R \gamma^\mu e_R \tilde{U}_{1\mu} + h_{3L} \bar{q}_L \tau \gamma^\mu l_L U_{3\mu} + c.c. \quad (1.c)$$

où q_L, l_L sont les doublets gauches des quarks et des leptons, e_R, d_R, u_R sont les leptons chargés droits, les quarks down droits et up droits respectivement.

Les indices L et R des constantes de couplages désignent la chiralité du lepton. Les indices des leptoquarks sont leur dimension dans leur représentation SU(2). Les indices de couleur, d'isospin faible et de génération ne sont pas notés. Les leptoquarks S (S_i, \tilde{S}_i, S_3) et V (V_2, \tilde{V}_2) ont un nombre fermionique $F = 3B + L = -2$, les leptoquarks R (R_2, \tilde{R}_2) et U (U_1, \tilde{U}_1, U_3) ont $F = 0$. Les nombres quantiques de ces leptoquarks sont résumés dans la table 1 :

	Spin	F	SU(3) _c	SU(2) _w	U(1) _y
S ₁	0	-2	3*	1	1/3
\tilde{S}_1	0	-2	3*	1	4/3
S ₃	0	-2	3*	3	1/3
V ₂	1	-2	3*	2	5/6
\tilde{V}_2	1	-2	3*	2	-1/6
R ₂	0	0	3	2	7/6
\tilde{R}_2	0	0	3	2	1/6
U ₁	1	0	3	1	2/3
\tilde{U}_1	1	0	3	1	5/3
U ₃	1	0	3	3	2/3

Table 1 : Nombres quantiques des leptoquarks scalaires et vectoriels avec des couplages aux paires de quark-lepton invariants pour SU(3) x SU(2) x U(1) (y = Q_{em} - T₃)

III - LES LIMITES ACTUELLES

Les couplages et les masses des leptoquarks introduits dans le lagrangien effectif (1) sont contraints par les expériences à basse énergie. Pour les couplages qui ne conservent pas la saveur, on trouve^[4,6] :

$$g, h < m_{LQ} / 100 \text{ TeV}$$

Pour les processus qui conservent la saveur, la limite la plus ferme vient du couplage de la première génération aux scalaires S₁ et R₂, qui peuvent médier la désintégration des pions chargés, interdite par conservation d'hélicité.

Du rapport de branchement ($\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$) < 1.2 x 10⁻⁴, on trouve que^[4] :

$$(g_{1L} g_{1R})^{1/2}, (h_{2L} h_{2R})^{1/2} < m_{LQ} / 10 \text{ TeV}$$

D'autres limites proviennent de l'universalité quark-lepton^[4] :

$$(g_L, h_L) < m_{LQ} / 1.7 \text{ TeV}$$

Les limites directes provenant des collisionneurs sont :

$$m_{LQ} \geq 50 \text{ GeV du LEP}^{[7]}$$

$$m_{LQ} \geq 60 \text{ GeV de } p\bar{p} \text{ au CERN}^{[8]}$$

$$m_{LQ} \geq 110 \text{ GeV de CDF}^{[9]}$$

IV - PRODUCTION DES LEPTOQUARKS

Les taux de production des leptoquarks sont calculés en supposant une luminosité intégrée de 200 pb^{-1} . Ils sont basés sur la section efficace de Buchmüller, Rückl et Wyler^[5].

Dans ce qui suit, seulement la production du leptoquark scalaire S et sa désintégration en $e q$ est considérée. La section efficace différentielle pour ce processus est :

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} (e_{L,R}^+ P) = \frac{1}{16\pi^2 x^2 S^2} \sum_{\text{quarks}} \left(\begin{array}{l} |A_\gamma + A_z|_{L,R}^2 + \\ 2 \operatorname{Re} (A_\gamma + A_z) A_{LQ}^* \\ + |A_{LQ}|_{L,R}^2 \end{array} \right) (q(x, Q^2)) \quad (2)$$

- où
- Q^2 est le moment transféré
 - S est l'énergie au centre de masse, $S = (P_e + P_p)^2$
 - x est la variable de Bjorken.

Le premier terme dans (2) est l'amplitude au carré du modèle standard (échange de γ et Z_0), le deuxième est l'interférence entre les termes A_{LQ} et les termes $A_\gamma + A_z$, le troisième terme est l'amplitude au carré de la production de leptoquarks.

La largeur des leptoquarks S peut être exprimée en fonction de leur couplage avec les paires quark-leptons. Par :

$$\Gamma_s = \frac{1}{16\pi} (2\lambda_L^2 + \lambda_R^2) m_s$$

- où
- $\lambda_L = (g_L, h_L)$,
 - $\lambda_R = (g_R, h_R)$,
 - m_s est la masse du LQ.

L'amplitude a une forme Breit-Wigner donnée par

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda_{L,R}^2 (\lambda_L^2 + \lambda_R^2) \hat{s}^2}{2(\hat{s} - m_s^2) + m_s^2 \Gamma_s^2}$$

- où - $\hat{s} = x S$

On définit aussi un couplage relatif par rapport au couplage électromagnétique :

$$F_L = \{\lambda_L^2 / 4\pi\} / \alpha_{em}$$

$$F_R = \{\lambda_R^2 / 4\pi\} / \alpha_{em}$$

On choisira, dans ce qui suit de fixer F_R à zéro et de faire varier F_L ; les résultats étant qualitativement les mêmes dans le cas inverse.

La figure 2 montre le nombre d'événements leptoquarks produit par année en fonction de leur masse et de leur couplage F_L [10]. On voit que le taux d'événements est important et très dépendant du couplage F_L et de la masse.

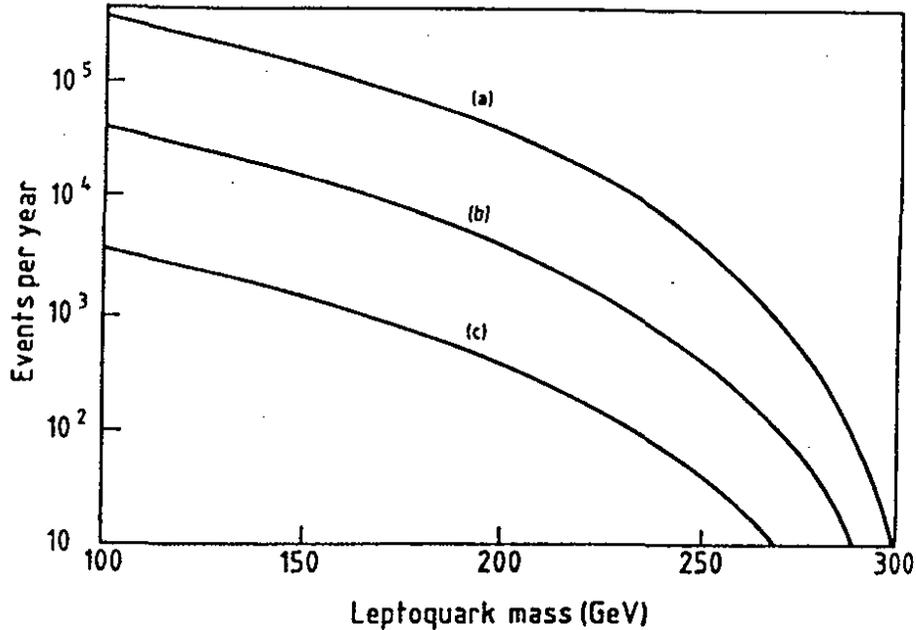


Fig. 2 : Nombre d'événements leptoquarks produits par année en fonction de leur masse et de leur constante de couplage (a) $F_L = 1.0$, (b) $F_L = 0.1$, (c) $F_L = 0.01$

V - LA GENERATION DES EVENEMENTS LEPTOQUARK ET LA SIMULATION DU DETECTEUR

Les événements ont été générés avec le générateur Compos^[11] suivant la section efficace (2). La simulation du détecteur est faite avec HIPSI^[12] (Paramatrized Simulation for H1). Dans ce Monte Carlo, la description du calorimètre est simplifiée : les tours sont projectives, il n'y a pas de segmentation longitudinale du calorimètre et il n'y a pas de matière morte entre les différents octants. La déposition de l'énergie est paramétrisée par une formule simple.

VI - LA CINEMATIQUE

VI.1 - LA SIGNATURE DES LEPTOQUARKS

La section efficace de production des leptoquarks est calculée dans [5]. Pour un leptoquark S, on a :

$$\sigma(ep \rightarrow LQ) = \frac{\pi}{4S} \lambda_{L,R}^2 q \left(\frac{m_{LQ}^2}{S} \right) \quad (3)$$

- où $-\lambda_{L,R}$ est la constante de couplage des leptoquarks avec les paires quark-lepton,,
- $-q$ est la probabilité de trouver un quark avec une fraction d'impulsion x dans le proton
- $-\sqrt{S}$ est l'énergie dans le centre de masse ep (314 GeV).

On voit d'après (3) que les leptoquarks sont produits à $x = cte = m_{LQ}^2/S$, donc la signature des leptoquarks est un pic dans la distribution en x des événements (Fig. 3).

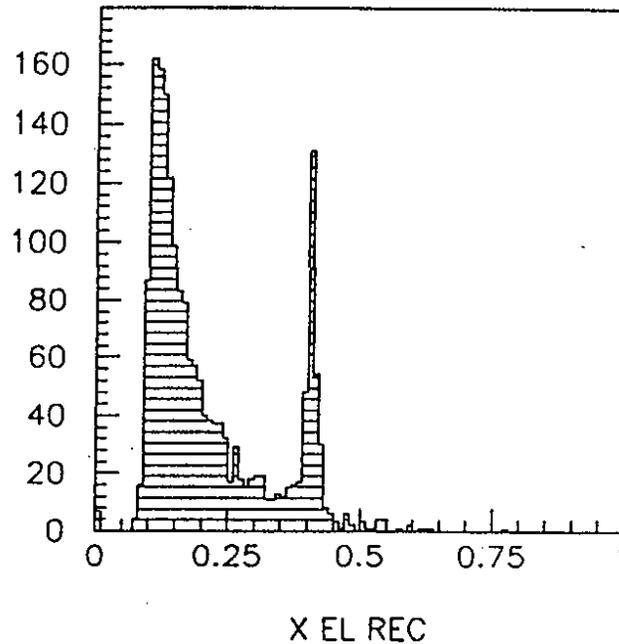


Fig. 3 : Distribution en x des événements

On peut calculer x par la mesure de l'électron ou par la mesure des hadrons. Dans cette analyse, on calculera x , y et Q^2 par la mesure de l'électron. En effet, vu les limites sur la masse des leptoquarks (~ 100 GeV), $x \geq 0.1$; on est donc dans une région cinématique où la mesure de l'électron est précise.

IV.2 - LE BRUIT DE FOND

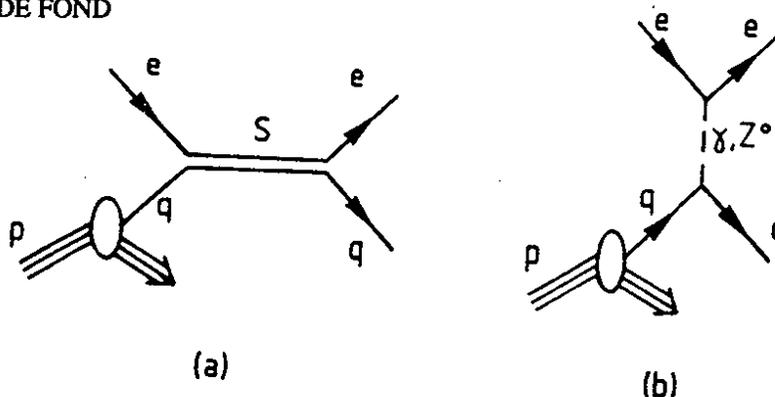


Fig. 4 : Diagramme de production de leptoquarks (a) et d'interaction des courants neutres (b)

La figure 4 montre les diagrammes pour la production de leptoquarks (a) et pour les interactions courants neutres (b). On voit clairement que les événements leptoquarks et les événements courants neutres sont les mêmes dans leur état final. Donc le bruit de fond le plus sérieux à la production des leptoquarks est les événements courants neutres.

Mais comme le leptoquark est un spin 0, sa désintégration est isotropique, c'est-à-dire, plate en Q^2 et en y (Fig.4).

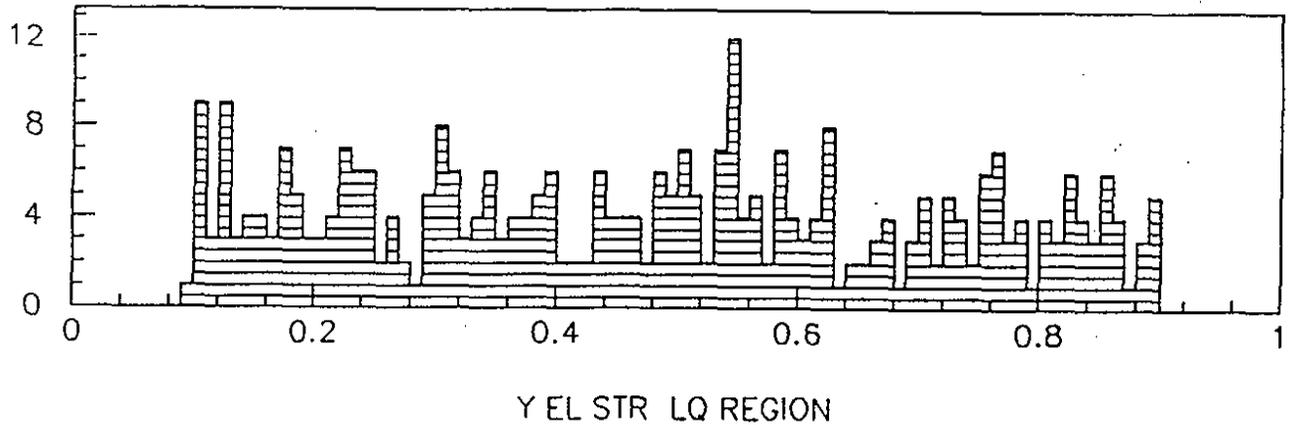


Fig. 5 : La distribution de y pour des événements dans la région du leptoquark ($m_{LQ} = 200 \text{ GeV}$) pour $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$ et $F_L = 0.1$

Ceci contraste avec les événements courants neutres qui sont en $1/Q^4$ ou $1/y^2$ (Fig. 5).

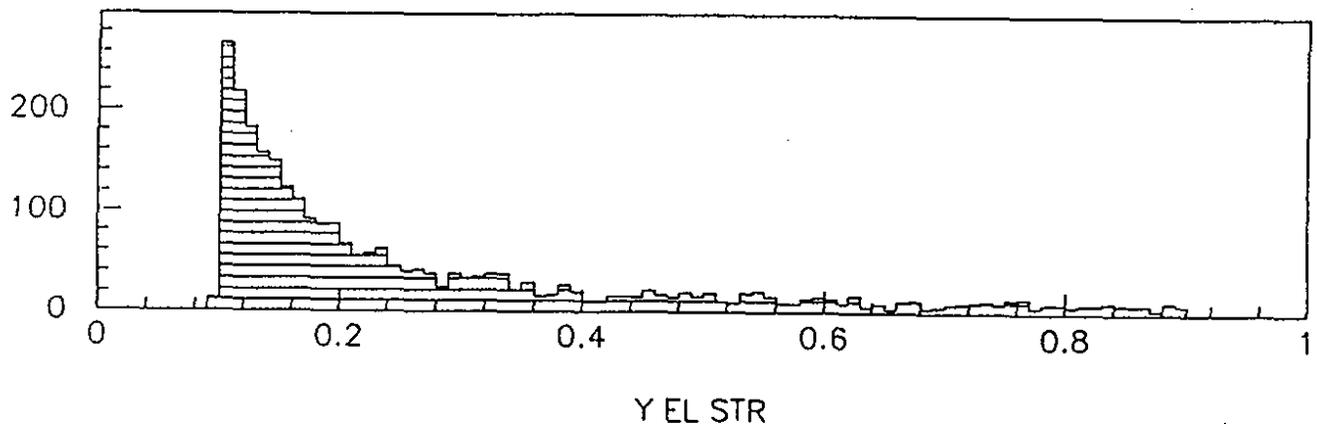


Fig. 6 : La distribution de y des événements DIS loin de la région du leptoquark

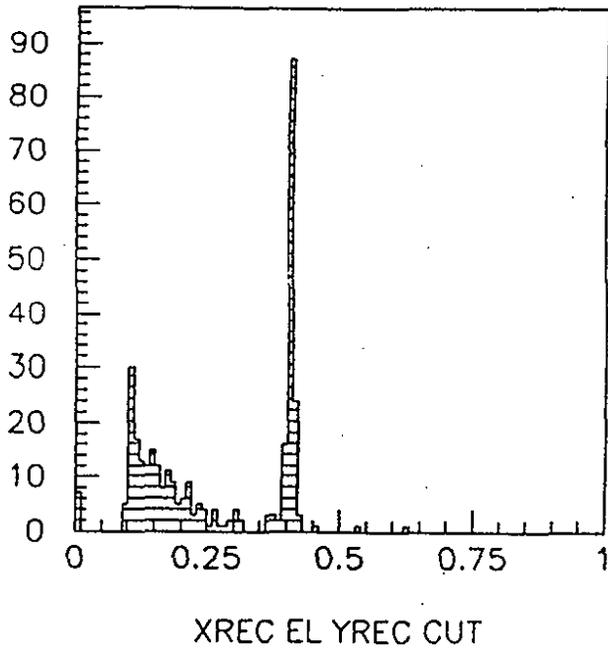


Fig. 7 : Distribution en x des événements avec $y > 0.5$ et $m_{LQ} = 200$ GeV

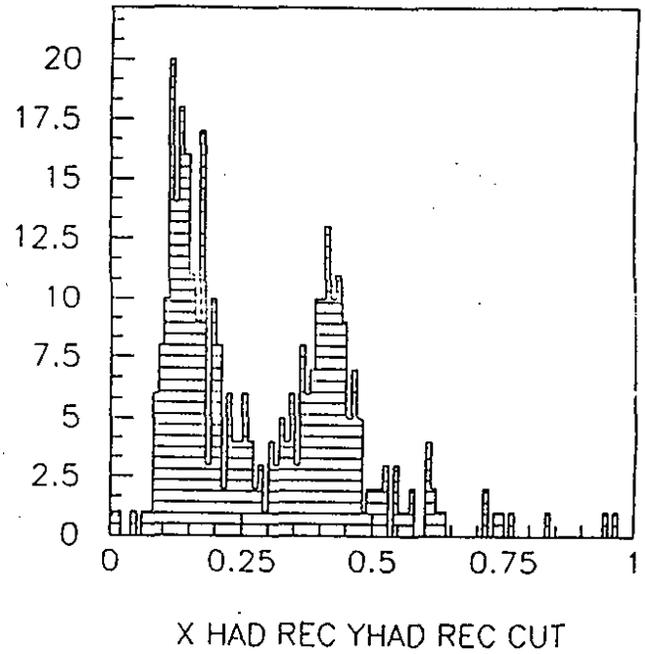


Fig. 8 : Distribution de x calculé par les hadrons pour $m_{LQ} = 200$ GeV et $y > 0.5$

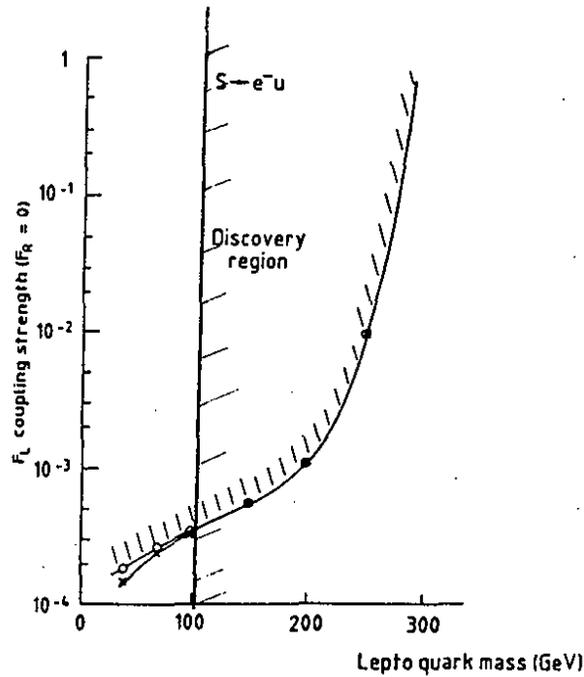


Fig. 9 : Limites sur la masse et la constante de couplage des leptoquarks avec les paires ($e^- q$)

Donc une coupure en y augmente le signal des leptoquarks par rapport à celui des courants neutres (bruit de fond) ; l'efficacité de détection des leptoquarks augmente avec la coupure. On a choisi une coupure ($y > 0.5$) qui optimise le plus possible, le rapport signal/bruit. L'efficacité de cette coupure pour extraire les leptoquarks est montrée en comparant la figure 7 à la figure 5, on voit que les événements courants neutres sont éliminés pratiquement. La figure 8 montre la distribution de x calculé par les hadrons pour $m_{LQ} = 200$

GeV et $y > 0.5$. On voit que le pic est moins étroit avec les hadrons. Ceci peut être dû à plusieurs effets dont : la résolution qui est meilleure avec l'électron et la coupure en y ($y > 0.5$) qui a été optimisée pour des électrons n'est pas la coupure optimum pour les hadrons étant donné que la distribution de y avec les hadrons est différente de la distribution de y avec les électrons.

VII - LIMITES DE DECOUVERTE DES LEPTOQUARKS

Une étude^[10] a donné les limites de découvertes de leptoquarks à HERA. La figure 9 montre ces limites pour le leptoquark S se désintégrant en $e\mu$ ($S \rightarrow e\mu$). Les limites provenant d'autres collisionneurs sont montrées aussi.

Les critères utilisés sont :

- nombre des événements leptoquarks > 25 (après coupure en y)
- demander un signal à 5 sigmas, c'est-à-dire nombre des événements leptoquarks $> 5 / \sqrt{\text{bruit de fond}}$.

CONCLUSION

Les conclusions à tirer de ce chapitre sont :

- A HERA, les leptoquarks sont des résonances dans la voie s, donc leur signal est très clair. Toutefois, le taux de production de leptoquarks est très dépendant de son couplage avec les leptons et les quarks.

- Le bruit de fond le plus sérieux aux événements leptoquarks est les interactions courants neutres et courants chargés. On peut les réduire substantiellement avec une coupure en y .

- Les leptoquarks peuvent être découverts jusqu'à la limite cinématique de HERA si leur couplage est comparable au couplage électromagnétique.

REFERENCES

- [1] H. Georgi and S.L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* 32 (1974) 438
- [2] J.C. Pati and A. Salan, *Phys. Rev. Dio.* (1974) 275
- [3] B. Schrempp, Talk at the 23rd Intern. Conf. on High Energy Physics (Berkeley 1986), preprint MPI-PAE/PTh 72/86 ;
W. Buchmüller, Schlodming lectures, *Acta Phys. Austr. Suppl.* XXVII (1985) 517
- [4] W. Buchmüller and D. Wyler, *Phys. Lett.* 177B, 377 (1986)
- [5] W. Buchmüller et al., *Phys. Lett. B*, 191 B, 442 (1987)
- [6] O. Shanker, *Nucl. Phys. B*206 (1982) 49
- [7] *Phys. Lett.* B247 (90) 167
Phys. Lett. B247 (90) 137
- [8] S. Geer, Proceedings of the Europhysics, Conference on High Energy Physics, Uppsala, June 1987
- [9] High Energy Physics Conference 1990, Singapore
- [10] N. Harnew, Proc. of the HERA Workshop, Ed. Roberto Peccei (1987) 829
- [11] Compos, Author T. Koehler, EARN / Bitnet : F34KOE at DHHDESY3
- [12] H1PSI, Author P. Schleppe, EARN / Bitnet : F34SCH at DHHDESY3

ANNEXE

PRINCIPE de la CALORIMETRIE à ARGON LIQUIDE

Un calorimètre à échantillonnage se présente comme une alternance de milieux radiateurs (plaques en métal lourd) et de milieux de lecture. Les particules chargées perdent dans ce dernier leur énergie par ionisation. Le signal sortant du milieu de lecture doit reproduire au mieux cette perte.

Dans le cas du calorimètre de H1, le milieu actif est une épaisseur d'Argon liquide dans laquelle règne un champ électrique E de l'ordre de 1 kV/mm.

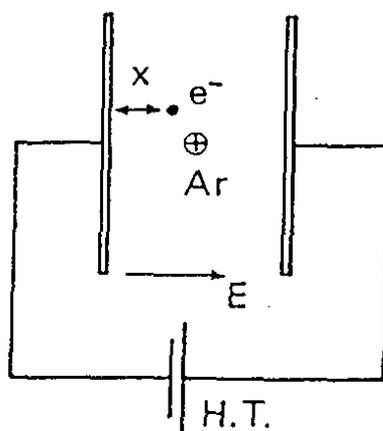


Fig. 1 : Schéma simplifié d'une chambre à ionisation

Lorsqu'une particule ionisante traverse le milieu actif, elle dépose le long de sa trace de l'énergie sous forme de paires $e^- - Ar^+$. Notons q , la charge électrique, l'électron d'une paire $e^- - Ar^+$ (Fig. 1) dérive typiquement à une vitesse ~ 200 ns/mm. L'ion Ar^+ a par contre une mobilité très inférieure ($\sim 10^{-4}$) à celle de l'électron. Son temps de dérive est de l'ordre de quelques 10 ms. On le considérera donc comme immobile. Le déplacement d'un électron dans le milieu actif provoque un courant dans le circuit externe.

Considérons une charge q située à la position x , la valeur de l'intensité du champ au point x étant E , nous voulons calculer le mouvement des charges dans le circuit externe ou la charge induite dans le circuit externe, q_{ext} , quand q est déplacée de la distance Δx dans la direction du champ électrique \vec{E} .

$$q_{\text{ext}} = q \frac{\Delta x}{d} \quad (1)$$

Or, la particule ionisante dépose une charge q uniformément répartie le long d'une trace de longueur d . La charge q est induite dans le circuit est la somme des effets des charges $\frac{q}{d} dx$ dans l'intervalle $[x, x + dx]$; donc

$$q_{\text{ext}} = \int_0^d \frac{x}{d} \frac{q}{d} dx = \frac{q}{2} \quad (2)$$

La charge induite dans le circuit est donc la moitié de la charge créée par l'ionisation.

En réalité, la charge q n'est pas absolument représentative de l'énergie déposée par ionisation.

La collection de charge est affectée par la recombinaison des paires $e^- - Ar^+$. Cet effet est dû à la charge d'espace créée par les ions Ar^+ . Il dépend du champ électrique de dérive et de la densité des ions le long de la trace.

D'autre part, la présence d'impuretés électronégatives dans l'argon liquide (O_2, N_2) piège les électrons et réduit leur mobilité à celle d'un ion ; ces électrons ne contribueront pas à la charge collectée. La fraction des électrons qui ont été collectés est très importante pour une interprétation quantitative des données prises avec un calorimètre à Argon liquide. La fraction de charge collectée Q est une fonction de l'intensité du champ électrique $|\vec{E}|$ et de la concentration des impuretés p . La relation entre ces différentes quantités est la suivante^[1] :

$$Q = Q_0 \cdot 2 \frac{\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-d/\lambda}) \right] \quad (3)$$

- où
- Q est la charge détectée,
 - Q_0 est la charge maximum (argon pur),
 - d est la distance inter-électrodes,
 - λ est la longueur de parcours libre moyen pour l'absorption des électrons par des impuretés dans l'argon liquide,
 - p est la concentration des impuretés.

Ainsi, comme on voit d'après (3) la charge recueillie par le préamplificateur ne dépend que de la pureté de l'Argon et de la haute tension appliquée pour une particule au minimum

d'ionisation. Si on connaît le gain du préamplificateur, on sait donc mesurer correctement l'énergie déposée. Il est important de remarquer que la calibration de système ne concerne que la chaîne électronique et non le calorimètre lui-même. Ce n'est pas le cas, par exemple, pour un scintillateur qui vieillit ou qui est affecté par un trop grand flux de particules et dont le rendement baisse. Il est alors nécessaire de connaître l'énergie déposée par ionisation à chaque calibration. En ce qui concerne l'argon liquide, la connaissance de sa pureté à chaque instant suffit à déterminer la charge récoltée par GeV déposé.

REFERENCE

- [1] W. Hoffman et al., Nucl. Inst. and Meth. 135 (1976) 151-156.

Conclusion

Le but de cette thèse a été l'étude et l'amélioration des performances du calorimètre à argon liquide de H1, notamment les modules fabriqués et testés au LAL.

Il s'agissait tout d'abord de pouvoir mesurer l'épaisseur active de l'argon avec une précision inférieure à 2 % ; précision requise pour une bonne calibration en énergie. Cette épaisseur a été mesurée au moyen de tests capacitifs. Un système de mesures a été mis au point, permettant de mesurer précisément les différentes capacités d'un canal. Les résultats ont été stockés sur une base de données pour une meilleure exploitation. La précision obtenue sur l'épaisseur d'argon actif est de 0.6 %.

Des tests au CERN ont été effectués avec des faisceaux d'électrons et des pions. Seules les données des pions ont été analysées. Les sujets que nous avons retenus sont : la diaphonie négative, les corrections d'impuretés de l'argon, l'homogénéité des modules, la résolution et la linéarité de leur réponse en fonction de l'énergie.

L'effet de la diaphonie négative est compris, il correspond aux grandeurs mécaniques des modules. La correction est prise en compte dans l'analyse des données.

La correction de l'impureté de l'argon liquide est mesurée et prise en compte pour l'analyse aussi.

Les méthodes de pondération sont appliquées ; elles améliorent les performances de la calorimétrie hadronique en termes de résolution et de linéarité avec l'énergie.

Les modules sont homogènes et leur réponse est pratiquement identique. Pour la zone de matière morte, un modèle simple de correction de la perte d'énergie est ajusté aux données. Le résultat est satisfaisant mais le modèle a besoin d'être plus élaboré.

Enfin, nous présentons une étude préliminaire du signal des leptosquarks avec une simulation simplifiée du détecteur.

REMERCIEMENTS

Je remercie Mr DAVIER de m'avoir accueillie au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et d'avoir accepté le jury de cette thèse.

Je remercie Benoît DELCOURT d'avoir dirigé mon travail.

Les physiciens du groupe HI d'Orsay, et plus particulièrement, Violette BRISSON, Agnieszka JACHOLKOWSKA, Michel JAFFRE, Christian PASCAUD et Joseph ZACEK, ont suivi mon travail de très près et m'ont initiée à la recherche en physique et à l'utilisation des outils d'analyse. Je les remercie infiniment.

Durant ces années, j'ai particulièrement apprécié les remarques d'André COURAU et son sens de l'humour. Je le remercie pour sa présence durant les derniers moments difficiles de mon travail.

Etienne BARRELET et Jacques MARTINO ont accepté d'être les rapporteurs de la thèse, je les remercie. Jacques MARTINO a apporté un regard de l'extérieur. Je le remercie ainsi que Jörg GAYLER pour l'intérêt et les remarques qu'ils ont apportées à la thèse.

J'ai profité des discussions avec Olivier PENE et Fridger SCHREMPP, je les remercie pour toutes les explications.

Le travail avec les ingénieurs de HI a toujours été agréable. Je remercie Jack JEANJEAN et Jean-Claude BIASCI, ainsi que Bob CHASE et Dominique BRETON pour m'avoir clarifié les aspects techniques concernant mon travail.

Je remercie le Service Informatique, particulièrement Jean-Claude PARVAN et Christian HELFT.

Je remercie Aline GROUILLE, Valérie CHOPIN, Maguy HALPERN et Nadine BARRIER pour leur sympathie durant mon séjour au laboratoire.

Je suis reconnaissante à Annie POTTIER pour le soin et la patience qu'elle a apportés à la frappe et la mise en page de la thèse.

Je remercie le Secrétariat Scientifique dirigé par Nicole MATHIEU, et plus particulièrement Bruno MAZOYER qui s'est occupé de la réalisation des dessins et de leur collage. Ainsi que Jacques PENNEC et Alain COUESLAN qui se sont chargés de la reproduction.

Je remercie l'Ambassade de France au Liban et le Centre Régional des Oeuvres Universitaires de Versailles pour m'avoir donné les conditions matérielles sans lesquelles je n'aurais pu réaliser mon travail.

Je tiens à remercier mes professeurs de l'Université Libanaise qui m'ont donné goût à la physique et m'ont encouragée dans la voie de la recherche.

Et enfin, à mes parents, qui, de loin, m'ont apporté leur soutien et à mes amis qui m'ont entourée de bonne humeur et de joie, je tiens à leur témoigner ma profonde reconnaissance.

Résumé

Il s'agit d'une étude de la réalisation, des tests et de la calibration du calorimètre à argon liquide de H1.

Nous avons pu obtenir une précision sur l'épaisseur de l'argon actif de 0.6 %, pour les modules fabriqués et testés au LAL. La précision requise pour la calibration en énergie est de 2 %. Nous analysons ensuite les données obtenues sur faisceau au CERN. L'effet de la diaphonie négative est compris, il correspond aux grandeurs mécaniques des modules. Les données du CERN sont corrigées pour cet effet. L'impureté de l'argon est mesurée et prise en compte pour l'analyse des données. La réponse des calorimètres est homogène et elle est pratiquement la même d'un octant à l'autre. Un modèle simple de correction de la perte d'énergie dans la matière morte est utilisé. Il corrige, en grande partie, la perte d'énergie mais a besoin d'être plus élaboré. Des méthodes de correction, dites méthodes de "pondération" ont été appliquées sur les données des pions. Elles améliorent la performance de la calorimétrie des hadrons en termes de résolution et de linéarité avec l'énergie. Finalement, nous étudions le signal des leptosquarks dans le détecteur H1.

Mots Clés : – HERA, détecteur H1,
– calorimètre à argon liquide,
– mesures capacitives, épaisseur d'argon actif,
– pureté de l'argon,
– homogénéité,
– linéarité,
– résolution,
– pondération,
– leptosquarks.