

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-François LAPORTE

DESY-Bibliothek

DIFFUSION PROFONDEMENT INELASTIQUE A HERA
ET CALIBRATION ABSOLUE DE LA MESURE EN ENERGIE
D'UN ELECTRON DANS LE CALORIMETRE
A ARGON LIQUIDE DE L'EXPERIENCE H1

Soutenu le 6 décembre 1991 devant la commission d'examen

MM.

Michel
Daniel
Joel
Evgueni

FONTANNAZ
FOURNIER
FELTESSE
LEVIN

Président

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-François LAPORTE

**DIFFUSION PROFONDEMENT INELASTIQUE A HERA
ET CALIBRATION ABSOLUE DE LA MESURE EN ENERGIE
D'UN ELECTRON DANS LE CALORIMETRE
A ARGON LIQUIDE DE L'EXPERIENCE H1**

Soutenue le 6 décembre 1991 devant la commission d'examen

MM.	Michel	FONTANNAZ	Président
	Daniel	FOURNIER	
	Joel	FELTESSE	
	Evgueni	LEVIN	

REMERCIEMENTS

Je remercie René Turlay de m'avoir accueilli au Département de Physique des particules élémentaires où ce travail a été effectué.

Je remercie Marcel Banner et Michel Spiro, chefs du service de physique, de l'attention qu'ils ont accordée au bon déroulement de cette thèse.

Je voudrais remercier tous les membres du groupe H1 de Saclay pour l'aide, qu'avec gentillesse, ils n'ont jamais manqué de m'apporter.

Merci à Marie-Antoinette Jabiol, Marc David et Gérard Villet sans l'aide de qui le calorimètre H1 serait resté pour moi une abstraction.

Merci à Georges Cozzika de ses explications sur l'électronique numérique et de ses conseils.

Merci à Christian Coutures sans qui certaines soirées à DESY auraient été bien ternes.

Merci à Marc Besançon et Witek Krasny pour m'avoir tenu au courant du déroulement du Workshop HERA 1991 quand la rédaction de ce manuscrit m'en a éloigné.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Patrice Verrecchia sans la compétence et la patience de qui je n'aurais pu mener mes analyses.

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à Joel Feltesse, mon directeur de thèse, pour son attention constante, ses explications et son exigence dans le déroulement de ma thèse.

Je remercie tous les membres de mon jury, de l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'en faire partie.

Je remercie tout particulièrement Michel Fontannaz d'en avoir accepté la présidence.

Je tiens à remercier Daniel Fournier d'avoir accepté d'être à la fois membre de mon jury et rapporteur de ma thèse.

Je remercie également Evgueni Levin des explications qu'il m'a donné de quelques points théoriques. Je tiens à le remercier d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Je tiens tout spécialement à remercier Marc Virchaux qui a accepté d'être rapporteur de cette thèse.

Enfin mais surtout, je veux remercier ma femme, Pascale, de son soutien permanent et de son infinie patience.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
Le Modèle standard	2
Situation du Modèle standard	3
La diffusion profondément inélastique	4
Présentation du mémoire	4
LE DETECTEUR H1	7
I-1 HERA	7
I-2 Les contraintes sur les détecteurs à HERA	10
1 Temps de croisement	10
2 Topologie des événements à HERA	10
3 Mesure de l'énergie et choix calorimétriques	12
I-3 Description du détecteur H1	15
1 Le système de détection de traces	15
2 Les calorimètres avant et arrière	19
3 Calorimètre à Argon liquide	21
4 La bobine supraconductrice	36
5 Le fer instrumenté et le spectromètre à muons	36
PHYSIQUE A HERA	39
II-1 Fonctions de structure, Chromodynamique quantique	39
1 Cinématique	40
2 Définition des fonctions de structure	43
3 Modèle des partons	46
4 Chromodynamique quantique	51
II-2 Les fonctions de structure à bas x	67
1 La distribution du gluon à bas x	67
2 Violation de l'unitarité	72
3 Saturation, Effet Gribov-Levin-Ryskin	73
4 Phénoménologie	80
II-3 Les fonctions de structure à HERA	89
1 Sections efficaces	89
2 Domaines d'acceptance	95
3 Paramétrisations des fonctions de structure	106
4 Mesures de Λ_{QCD} et de la distribution des gluons	126
II-4 Autres sujets de Physique à HERA	131
1 Physique standard	131
2 Physique "exotique"	135
CALORIMETRIE	139
III-1 Généralités	139
III-2 Réponse à une particule "électromagnétique"	142



1	Processus d'absorption de l'énergie	142
2	Développement longitudinal	142
3	Développement transverse	144
4	Calorimètre à échantillonnage	148
5	Rapport e/mip	149
6	Résolution électromagnétique	155
III-3	Réponse à un hadron	161
1	Processus d'absorption de l'énergie	161
2	Développement longitudinal et latéral	163
3	Rapport e/h	165
4	Méthodes de compensation	166
5	Résolution hadronique	170
III-4	Formation du signal	172
1	Principe	172
2	Vitesse de dérive	175
3	Estimation de la charge induite	176
4	Recombinaison	177
5	Attachement	185
ANALYSE DES TESTS DU CERN		193
IV-1	Description de l'appareillage de test	194
1	Faisceau	194
2	Contrôle du faisceau	195
3	Cryostat	197
4	Electronique et système d'acquisition	197
5	Déclenchement	198
IV-2	Situation de l'analyse des données	200
1	Périodes étudiées	200
2	Types des données	202
3	Sélection des événements	203
4	Des ADC aux picoCoulombs	204
5	Sélection des canaux et coupures sur les signaux	212
6	Comparaison des procédures	214
IV-3	Analyses	222
1	Analyse à "3 sigmas"	222
2	Analyse à "f sigmas"	243
3	Simulation Monte-Carlo	263
IV-1	Résumé et conclusion du chapitre	282
CONCLUSION		285
ANNEXE 1		289
REFERENCES		293

INTRODUCTION

L'objet de la physique des hautes énergies est la recherche et l'étude des composants ultimes de la matière. De nombreux objets, des atomes aux nucléons, ont eu ce statut prestigieux de "briques élémentaires" avant d'être rabaisés à celui, bien plus modeste, d'objets composites.

Après la prolifération des hadrons dans les années soixante et la confusion qui s'ensuivit, les régularités et symétries apparaissant dans leur spectre permirent l'émergence d'un modèle conceptuellement simple où les hadrons sont des états liés de particules véritablement élémentaires: les quarks. Ces particules, qui auraient pu n'être qu'un moyen mnémotechnique astucieux, ont vu leur réalité physique confirmée lorsqu'on a pu étudier des réactions dites dures, à très courtes distances, où les hadrons peuvent être résolus en leurs constituants. L'interaction forte a pu ainsi être décrite par une théorie de Jauge agissant entre fermions ponctuels: la Chromodynamique quantique. Malgré les succès spectaculaires de l'électrodynamique quantique, prototype des théories de Jauge, beaucoup de physiciens, avant l'avènement de la Chromodynamique quantique, ne pensaient pas qu'une théorie de ce type puisse jamais rendre compte des réactions entre hadrons. L'essentiel de la section efficace de ces réactions est en effet donnée par des processus dits mous, à grande distance, dont on comprend aujourd'hui qu'ils relèvent des aspects non perturbatifs, encore non élucidés, de la Chromodynamique quantique.

Ce retour en force des théories de Jauge dans les années soixante-dix est illustré par le modèle électrofaible de Weinberg-Salam unifiant les interactions faible et électromagnétique. Ce modèle prédisait l'existence et les masses de quatre bosons intermédiaires: le photon bien connu, les bosons chargés W^\pm et le boson Z^0 alors non observés. La mise en évidence des W et Z^0 , en 1983 par les expériences UA1 et UA2 au CERN, aux masses prédites a été un formidable succès théorique et expérimental.

Vers la fin des années soixante-dix, il s'est ainsi constitué un ensemble de théories au formalisme rigoureux: le Modèle Standard.

Le Modèle standard

Ce modèle est la simple juxtaposition de la théorie électrofaible et de la Chromodynamique quantique.

La Chromodynamique quantique agit sur le triplet formé des trois états de couleur d'un quark d'un type donné:

$$\{u_i\}, \{d_i\}, \{s_i\}, \{c_i\}, \{b_i\}, \{t_i\} \quad i=1,2,3$$

C'est une théorie de Jauge locale basée sur le groupe de symétrie locale $SU(3)$ de couleur: $SU(3)_c$. L'interaction est véhiculée par huit bosons vectoriels de masse nulles: les gluons.

L'interaction électrofaible agit sur des doublets et des singulets d'isospin faible liant des fermions de différents types suivant leurs hélicité:

$$\begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} c \\ s \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} t \\ b \end{bmatrix}_L \quad u_R, d_R, s_R, c_R, b_R, t_R$$

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{bmatrix}_L \quad e_R, \mu_R, \tau_R$$

Cette interaction résulte de la brisure spontanée du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A ce groupe sont associés quatre bosons vectoriels de masses nulles, trois pour le groupe $SU(2)_L$ et un pour le groupe $U(1)_Y$, se couplant à un doublet de champs de Higgs. Les fluctuations de ce doublet autour de sa valeur moyenne dans le vide correspondent à une particule scalaire neutre: le Higgs.

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie consiste à choisir un potentiel pour le doublet de Higgs tel que sa valeur moyenne dans le vide est

non nulle. Il apparait alors quatre bosons vectoriels dont trois sont massifs: le photon, les W^\pm et le Z^0 . Ces états propres de masse ne sont plus les champs bosoniques de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ mais des combinaisons de ces derniers. Ce mécanisme permet aussi, en couplant les fermions au doublet de Higgs par un couplage de Yukawa, de donner des masses aux quarks et aux leptons.

Situation du Modèle standard

Le modèle standard a persisté dans les années quatre-vingt à décrire avec succès les données expérimentales. Il est cependant loin d'être pleinement satisfaisant.

Des six quarks évoqués plus haut, seul le top n'a jamais été observé. Son existence est imposée, dans le cadre du modèle standard, par celle du quark b mais il semble excessivement lourd: sa masse doit être supérieure, d'après les données actuelles de l'expérience CDF à FERMILAB, à celle du boson W [I.1]. De même le neutrino ν_τ , partenaire du lepton τ , n'a pas jusqu'ici été observé. Enfin le Higgs, dont l'existence est cruciale pour le modèle standard, n'a pas été mis en évidence malgré sa recherche intensive par les expériences LEP qui permettent de fixer une limite inférieure pour sa masse de 48 GeV [I.2].

Par ailleurs le modèle standard ne prédit aucune des constantes de couplage apparaissant dans les symétries $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, ni non plus celles apparaissant dans le couplage des fermions au Higgs. Les masses des quarks et des leptons sont donc des paramètres libres comme le sont aussi la valeur moyenne du doublet de Higgs dans le vide et la masse du Higgs physique. Le modèle standard ne peut donc fournir d'explication à la très forte hiérarchie des masses des quarks, ni à celle des masses des leptons. Similairement il ne peut expliquer les masses nulles, ou du moins extraordinairement petites comparées à celles des quarks et des leptons, des neutrinos. Enfin le modèle contraint peu l'existence même des particules. Si l'interaction électrofaible groupe assez naturellement les particules par paires, et si l'annulation de certaines anomalies, suggère d'associer une paire de quarks à chaque paire de leptons, la structure manifeste des quarks et des leptons en familles de masses croissantes n'a absolument rien de nécessaire. Que leur nombre soit limité à trois relève donc du plus profond des mystères.

Le modèle standard constitue le triomphe des théories de Jauge et donc du concept de symétrie en Physique. Il est fondamentalement simple mais nécessite de nombreux paramètres libres ad hoc ce qui nuit à son élégance. Ceci le rend finalement très souple et explique peut-être son extraordinaire pérennité.

Des deux théories constituant le modèle standard, la Chromodynamique quantique est certainement celle dont les prédictions sont les plus délicates à tester. A proprement parlé, il n'existe pas de prédictions sûres pour le comportement à grande portée de l'interaction forte et le problème du confinement reste entier. La théorie ne peut être testée que pour des processus à grand moment transféré, c'est à dire pour de courtes distances. La constante de couplage de l'interaction forte est alors petite ce qui permet de faire les calculs perturbativement. Une particule, quark ou gluon, participant à l'interaction n'est pas cependant directement observable dans les détecteurs. Elle engendre "non-perturbativement" un jet de hadrons secondaires à partir desquels il faut reconstruire la cinématique initiale. Une mauvaise identification des jets peut introduire des erreurs dans cette reconstruction. D'autre part la simulation de cette hadronisation se fait en utilisant des modèles phénoménologiques, ce qui altère la comparaison théorie-données. A cet égard la diffusion profondément inélastique occupe, parmi les processus durs, une position des plus privilégiées.

La diffusion profondément inélastique

Lors de la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton, ce dernier peut être résolu en ses constituants. Les fonctions de structure du proton que l'on mesure au cours de cette réaction, sont des quantités dont les variations sont prédites par la Chromodynamique quantique. On teste donc la théorie en effectuant des mesures sur l'électron diffusé ce qui fournit une information plus "propre" et plus directe que celle obtenue via un jet. Ce processus, dont la description théorique dans les régions cinématiques usuelles est par ailleurs dépourvu d'ambiguïté a fourni les valeurs les plus précises du seul paramètre libre de la Chromodynamique quantique: Λ_{QCD} .

Le nouvel accélérateur HERA permettra de repousser de plusieurs ordres de grandeurs les limites du domaine cinématique sur lequel les fonctions de structure sont mesurées. Toutefois l'analyse des données expérimentales est, pour ce type de physique, délicate et demande un traitement très soigneux des erreurs systématiques [I.3,I.10]. En effet les effets expérimentaux, tel que la précision sur la mesure de l'énergie des particules, restreignent fortement le domaine cinématique où ces erreurs restent raisonnablement faibles. Le domaine mesurable à HERA permettra cependant d'atteindre un nouveau régime de la chromodynamique quantique: la physique à bas x . Si, en raison de l'extrême difficulté du traitement théorique de ce nouveau régime, les estimations numériques des effets attendus sont encore incertaines, les mesures effectuées à HERA constitueront toutefois un test fondamental de la théorie.

Présentation du mémoire

Ce mémoire présente principalement les résultats de l'analyse de tests de modules électromagnétiques du calorimètre à argon liquide de l'expérience H1, une des deux expériences auprès du collisionneur HERA. L'objectif de ce travail, effectué au sein du groupe H1 du DAPNIA, est d'obtenir une calibration au niveau du pour-cent de la mesure de l'énergie d'un électron. Comme nous le verrons au chapitre II, la précision sur cette mesure contraint fortement le domaine cinématique où les fonctions de structure pourront être mesurées.

Ce manuscrit comprend quatre chapitres. Dans le premier nous décrivons le détecteur H1 et plus particulièrement son calorimètre à argon liquide. Dans le deuxième chapitre, après un rappel du formalisme "standard" des fonctions de structure et une introduction à la physique à bas x , nous précisons les différentes méthodes de reconstruction des variables cinématiques x et Q^2 et les domaines d'acceptance correspondants. Une revue des paramétrisations des fonctions de structure montrera par ailleurs les écarts extraordinaires entre les prédictions sur les fonctions de structure à petit x . Ce chapitre se conclura par un exposé très succinct des autres sujets de physique à HERA.

Les deux chapitres suivant sont entièrement consacrés à la calorimétrie. Le chapitre III rappelle la théorie du développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques, ainsi que les divers phénomènes affectant la formation du signal des calorimètres à argon liquide. Le dernier chapitre présente les résultats des analyses des tests des modules du calorimètre. Les analyses présentées portent sur la stabilité et l'uniformité du signal, la linéarité et la résolution de la mesure en énergie et les méthodes d'extraction des coefficients de calibration.

CHAPITRE I

LE DETECTEUR H1

Dans ce chapitre sont présentés l'accélérateur HERA et le détecteur H1. Il est divisé en trois sous-chapitres. Les deux premiers décrivent les principaux paramètres de la machine et les contraintes sur les détecteurs devant fonctionner auprès d'elle. Le troisième présentera une description générale des différents sous-détecteurs formant le détecteur H1. Dans cette description l'accent sera mis sur le grand calorimètre à argon liquide qui autant par le volume qu'il occupe, que son rôle déterminant dans la physique qui pourra être étudiée, est le principal élément de H1.

I-1 HERA

HERA, Hoch-Energie-Ring-Anlage, est le premier collisionneur électron-proton (figure I.1). La table I.1 donne les principaux paramètres de la machine.

En tant que collisionneur il se place dans l'évolution générale des accélérateurs qui, à partir des machines comme SPEAR ou les ISR, a favorisé le mode collisionneur par rapport au mode cible fixe afin de mieux utiliser l'énergie des faisceaux. De fait pour obtenir la même énergie dans le centre de masse que celle disponible à HERA, il faudrait diriger un faisceau d'électrons de 50 TeV sur une cible fixe d'hydrogène. D'autre part par la nature des particules des faisceaux, HERA se place dans la série prestigieuse des expériences de diffusion profondément inélastique, qui va de la découverte de l'invariance

d'échelle en 1967 à SLAC jusqu'aux expériences plus récentes EMC et BCDMS.

Comme pour le LEP au CERN, l'accélérateur HERA à DESY, Deutsches-Elecktron-SYNchrotron, reçoit ses particules d'un complexe d'accélérateurs chaînés (figure I.2). Les électrons et les protons sont injectés par l'anneau PETRA à respectivement 14 GeV et 40 GeV dans HERA qui les porte aux énergies nominales de 30 GeV et 820 GeV. Il est prévu d'installer dans une deuxième étape du fonctionnement de la machine un système rotateur de spin permettant d'obtenir des faisceaux d'électrons polarisés longitudinalement.

Des quatres points d'intersection possibles, seuls deux sont occupés par des expériences: ZEUS et H1 L'été et l'automne 1991 seront consacrés à des études de faisceaux d'électrons et de protons. Il est prévu de placer les détecteurs dans les faisceaux au début du mois de Novembre 1991.

Energies nominales	proton 820 GeV électron 30 GeV
Energie dans le centre de masse	314 GeV
Q^2 maximal	98400 GeV ²
Nombre de points d'interaction	4
Périmètre	6336 m
Luminosité	$16 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Temps entre deux croisements	96 ns

Table I.1 Principaux paramètres de l'accélérateur HERA

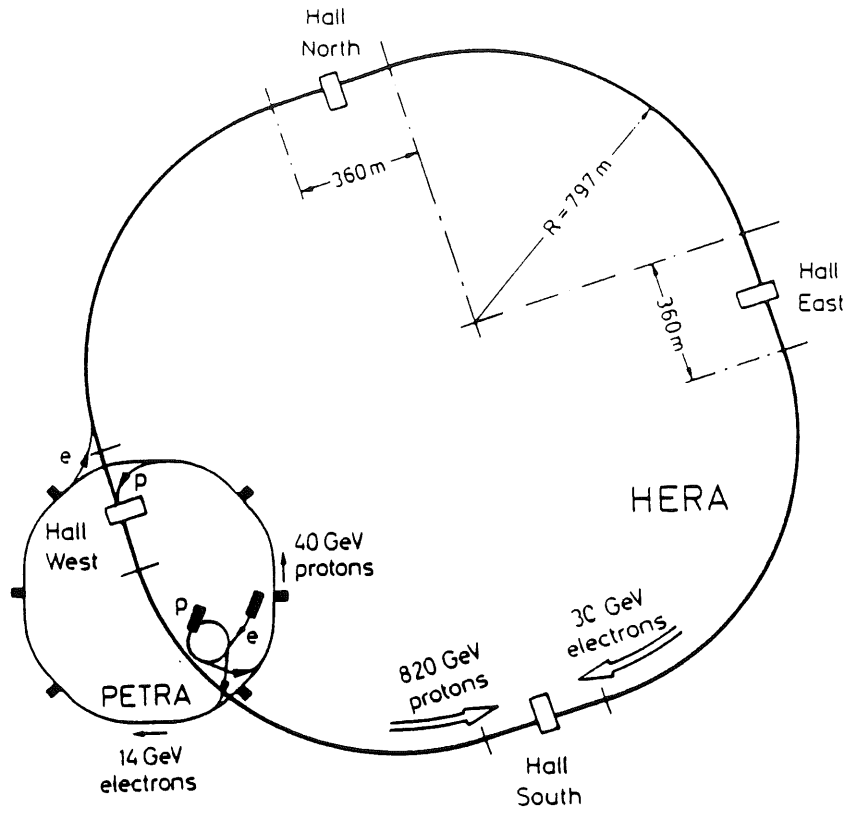


figure I.1 Plan d'ensemble de HERA

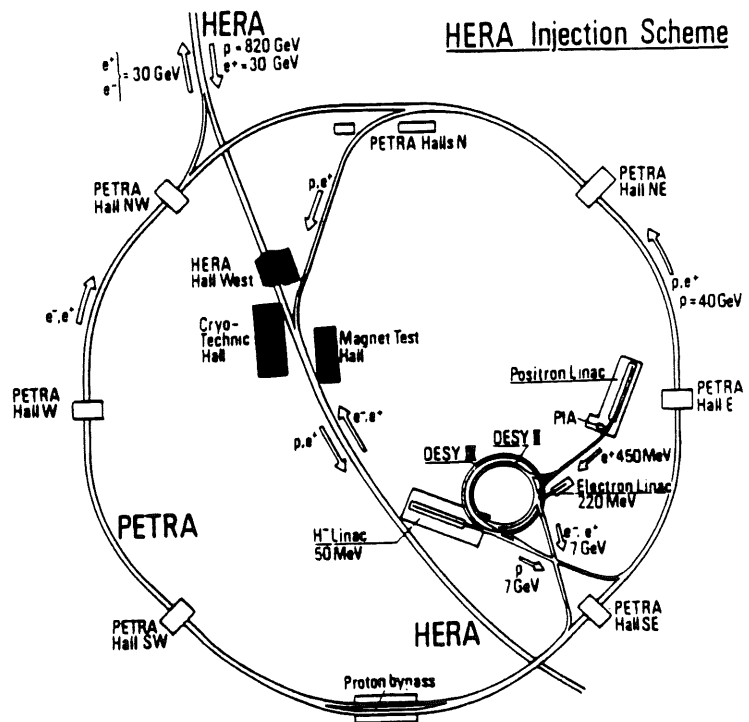


figure I.2 Plan du système injecteur

I-2 Les contraintes sur les détecteurs à HERA

Les détecteurs ZEUS et H1 ont la même structure générale en trois parties s'organisant en couches autour du point d'interaction. Au coeur de détecteur on trouve une zone de détection de traces de particules chargées fonctionnant dans un champ magnétique intense. Puis autour de cette première zone un ensemble de systèmes calorimétriques mesure les énergies des particules. Enfin au sein de la culasse d'acier qui sert à fermer les lignes de champ de la bobine magnétique, un système de détection de muons forme la dernière couche active du détecteur. Ces détecteurs sont conçus pour répondre aux contraintes imposées par la physique accessible à HERA [I.4]. La différence essentielle entre les deux détecteurs découle des choix calorimétriques arrêtés par les collaborations.

1 Temps de croisement

Alors qu'au LEP le temps entre deux croisements des paquets de particules est de $22\mu\text{s}$, il est à HERA de seulement 96ns . Cette fréquence de croisement de 10 MHz est à comparer aux quelques Hz de la fréquence des événements de diffusion profondément inélastique par courants neutres attendus à la luminosité nominale. D'autre part le bruit de fond, dû pour l'essentiel aux collisions proton-gaz résiduel et aux interactions des particules hors faisceau avec les parois du tube à vide, a une fréquence de l'ordre de 10^5 fois plus grande que celle des processus physiques intéressants. De plus certains détecteurs, comme le calorimètre à argon liquide de H1, ont un temps de réponse intrinsèquement long. Les détecteurs nécessitent donc des systèmes de déclenchement et d'acquisition rapides et sophistiqués capables d'enregistrer et de traiter plusieurs événements successifs, alors même que le traitement des précédents n'est pas achevé. Pour ce faire, les données de chaque sous détecteur sont traités le plus parallèlement possible et plusieurs niveaux de filtres, aux critères de plus en plus affinés, réduisent à quelques Hz la fréquence des événements acceptés. A ce titre, les systèmes d'acquisition à HERA préfigurent ceux des expériences auprès des futurs accélérateurs LHC et SSC.

2 Topologie des événements à HERA

La grande différence d'énergie entre le proton et l'électron à HERA implique que la topologie des événements sera très projetée vers l'avant du détecteur, c'est à dire dans la direction du proton. On s'attend donc à ce que cette zone soit densément peuplée de nombreuses particules des jets dus au quark ayant interagi avec l'électron et aux quarks rémanents n'ayant pas

participés à l'interaction. Ceci impose pour l'avant du détecteur une bonne couverture angulaire jusqu'à de très petits angles, une bonne segmentation des calorimètres pour améliorer l'identification des particules, et un système de détection de traces performant capable de reconstruire des traces proches les unes des autres.

Les leptons permettent de signer de nombreux processus exotiques comme par exemple la production d'une nouvelle particule massive. Par ailleurs l'étude des saveurs lourdes de quarks nécessite une bonne identification des leptons émis au cours de leur désintégrations semi-leptoniques. Dans l'expérience H1, la bonne granularité du calorimètre permettra en comparant les profils longitudinaux et transverses des gerbes électromagnétiques et hadroniques, de discriminer efficacement un électron d'un hadron. La comparaison de l'impulsion mesurée dans le détecteur de traces central avec l'énergie mesurée dans le calorimètre et le dE/dx mesuré dans les chambres à dérive permettront d'améliorer encore cette discrimination. Pour la partie très à l'avant du détecteur il est prévu d'utiliser aussi des détecteurs à transition pour reconnaître des électrons parmi les très nombreuses particules d'un jet. Les performances de ces critères d'identification dépendent de l'énergie et de la région angulaire concernée. On pense en les combinant, obtenir un taux de réjection électron/hadron de 10^4 à 10^5 [I.4].

L'identification des muons est facilitée par leur fort pouvoir de pénétration. Une trace de muon est vue non seulement dans le détecteur de traces central mais aussi au delà du calorimètre, dans le fer de retour de champ, par les chambres à muons et les tubes à streamer. L'efficacité de détection des muons est très bonne et la correspondance entre les segments de traces mesurés avant et après les calorimètres est pratiquement toujours unique. De plus le fort champ magnétique dans les calorimètres permet une mesure précise de l'impulsion des muons. Pour les petits angles vers l'avant le champ n'est pas suffisant pour maintenir ces performances. La densité de traces y est en outre très grande. Un spectromètre indépendant placé à l'avant du détecteur, en dehors de la culasse de retour de champ, complétera le système de détection des muons dans cette région angulaire.

Nous verrons que l'électron diffusé se trouvera préférentiellement dans les parties centrale et surtout arrière du détecteur. La qualité de la calorimétrie électromagnétique est donc particulièrement critique dans ces zones. Nous verrons aussi que la physique à bas x concernera des événements à très petits angles vers l'arrière pour lesquels le jet du quark diffusé est lui aussi très vers l'arrière. D'autre part les événements très fréquents, de photoproduction correspondant à l'interaction d'un proton avec un photon quasi-réel produit par l'électron très peu diffusé ont, parce que ce dernier et une partie des particules de l'état hadronique final sont perdus dans le tube à vide, une topologie pouvant imiter celle des événements de diffusion profondément inélastique. Une bonne identification des particules pour la partie très à l'arrière du détecteur est donc très importante.

3 Mesure de l'énergie et choix calorimétriques

La reconstruction des variables cinématiques pertinentes pour les fonctions de structure, x et Q^2 , est très sensible à la mesure absolue de l'énergie de l'électron et du jet diffusé dont la qualité fixe pour l'essentiel le domaine d'acceptance des détecteurs. Les choix calorimétriques des collaborations, en conditionnant les performances de cette mesure sont donc particulièrement importants.

La collaboration ZEUS a opté pour un calorimètre à échantillonnage Uranium-Scintillateur compensateur. La résolution de l'énergie d'un hadron est, pour ce type de calorimètre, excellente tandis que celle de l'énergie d'un électron est plutôt moyenne. Il n'est pas possible d'obtenir une bonne segmentation. L'uniformité spatiale de la réponse et l'homogénéité de ce genre de calorimètre sont problématiques du fait des guides de lumière assez volumineux. D'autre part, à cause de ses photomultiplicateurs, ce calorimètre ne peut fonctionner dans un champ trop intense. La bobine de ZEUS se trouve donc, vue du point d'interaction, devant le calorimètre. Cette configuration a l'avantage de faire fonctionner le détecteur de traces central dans un champ magnétique plus fort mais accumule des matériaux non actifs sur le parcours des particules avant leur entrée dans le calorimètre ce qui en détériore la résolution.

La collaboration H1 a choisi d'utiliser différents types de calorimétrie [I.4]. Un calorimètre Plomb-Scintillateur et un calorimètre Cuivre-Silicium couvrent respectivement, la partie arrière et la partie très à l'avant du détecteur. L'originalité du détecteur H1 est cependant un grand calorimètre à argon liquide qui couvre la plus grande partie de l'angle solide. Un tel calorimètre permet une excellente résolution de la mesure de l'énergie d'un électron ainsi qu'une très grande uniformité spatiale du signal. L'absence de mécanisme de compensation détériore la résolution de la réponse à un hadron. Cependant en utilisant la fine segmentation permise avec ce type de calorimètre, il est possible d'appliquer des méthodes de pondération sur les données brutes qui restaurent la résolution hadronique. De plus l'appareil pouvant fonctionner dans un champ magnétique la bobine magnétique de H1 est, par rapport au point d'interaction, rejetée derrière le calorimètre.

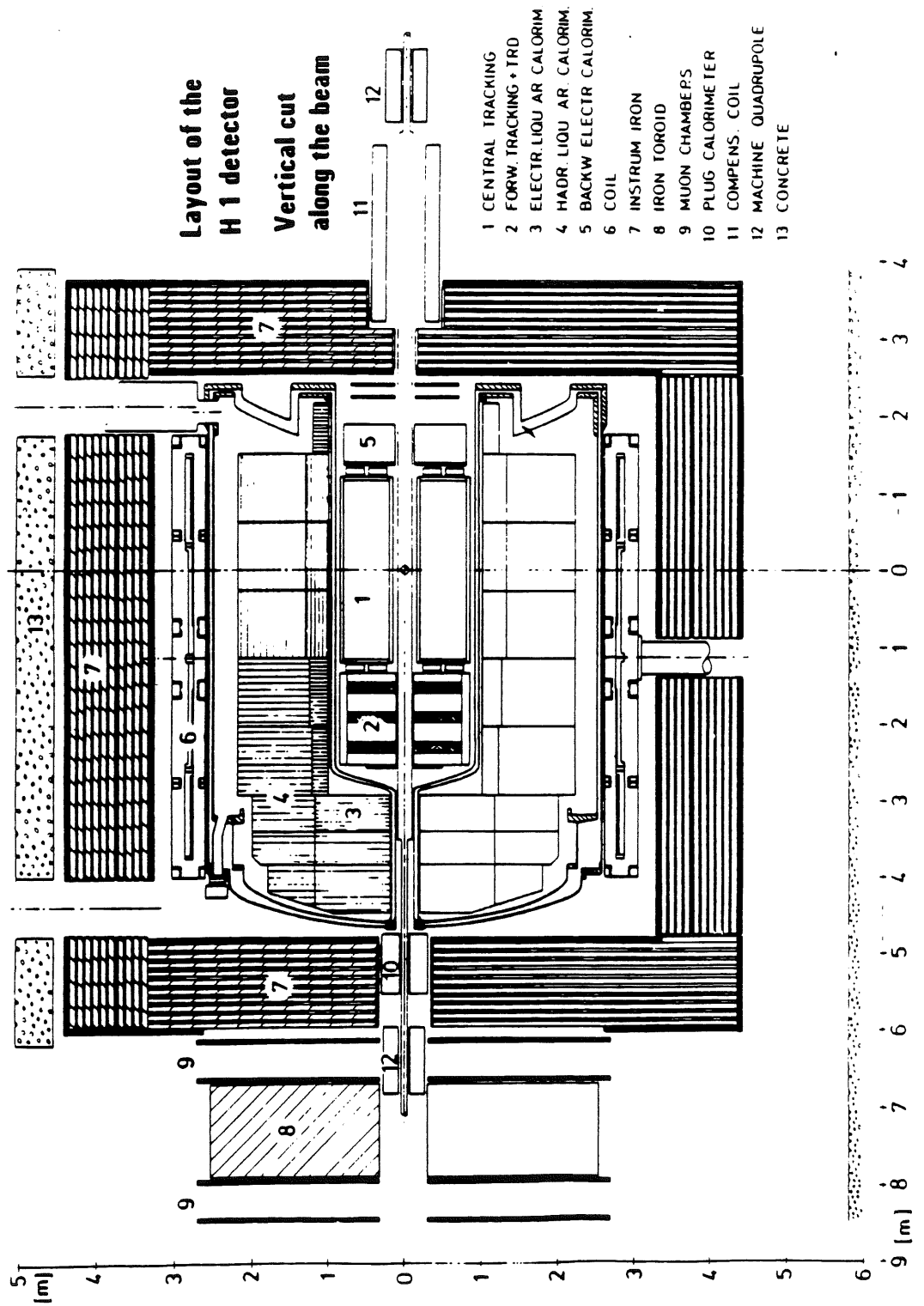


figure I.3 Coupe longitudinale de H1

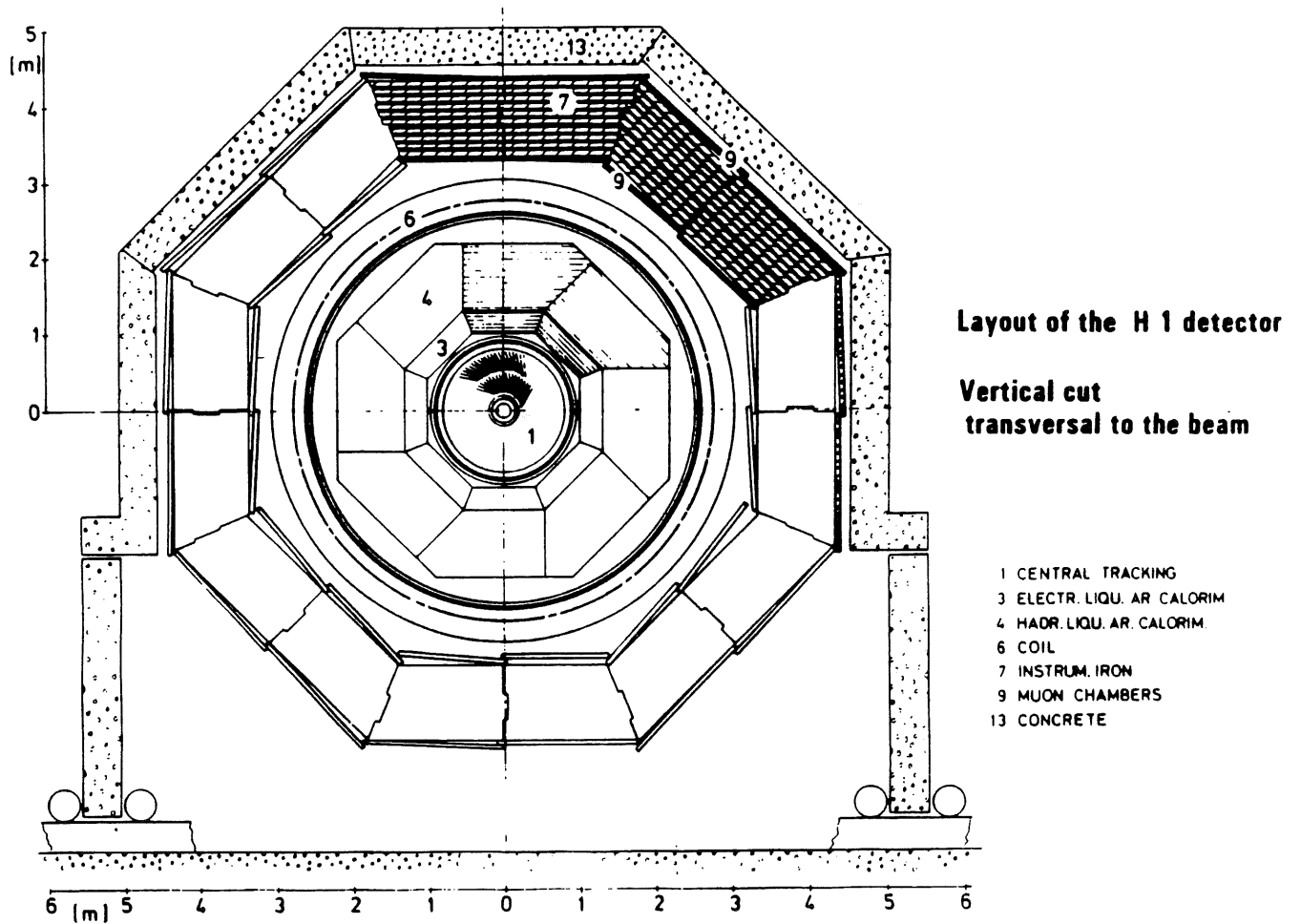


figure I.4 Coupe transversale de H1

I-3 Description du détecteur H1

Les principaux éléments du détecteur H1 (figures I.3 et I.4) sont: le détecteur de traces, les calorimètres, la bobine supraconductrice, le fer instrumenté et le spectromètre à muons avant. Nous repérerons un point M par rapport au point d'interaction O, par sa projection z sur l'axe de faisceau orienté dans le sens des protons, l'angle polaire θ entre cet axe et \overrightarrow{OM} et l'angle azimutal Φ .

1 Le système de détection de traces

Ce système est plongé dans le champ de 1,2 T de la bobine supraconductrice. Il doit reconstruire les traces des particules puis, par la courbure de ces dernières, mesurer leurs impulsions et enfin contribuer à leur identification. Il doit en outre constituer un milieu peu dense afin de ne pas altérer la mesure de l'énergie dans le calorimètre. Du fait de la topologie des événements à HERA, il est divisé en deux parties: centrale et avant [I.5]. Deux scintillateurs à l'arrière le complètent en validant les événements par une mesure de temps de vol (figure I.5).

1a Détecteur central

Ce détecteur couvre les angles polaires de 25° à 175° . Il comprend deux grandes chambres à dérive cylindriques, CJC1 et CJC2, formées par un ensemble de fils parallèles à l'axe du faisceau (figure I.6) organisés en plans faisant avec la direction radiale un angle de 30° compensant la déviation par le champ magnétique des trajectoires des charges d'ionisation. Ces chambres mesurent précisément, $150 \mu\text{m}$ dans les deux dimensions, la position d'un point dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Par division de charges, il est possible de mesurer aussi la position z d'un point suivant cet axe avec toutefois une précision plus modeste de 20 mm. La résolution de deux traces proches est de 2,5 mm. Ces chambres permettent une bonne mesure de l'impulsion de $dp/p^2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ et une mesure du dE/dx à 6 pour-cent près permettant l'identification d'électrons d'impulsions inférieures à 15 GeV. Leurs temps de réponse, assez long, est de $1,5 \mu\text{s}$.

Pour compléter l'information des CJC, deux chambres à dérives, CIZ et COZ (figure I.7), dont les fils perpendiculaires à l'axe des faisceaux sont organisés en nappes cylindriques autour de cet axe, mesurent avec une précision de $350 \mu\text{m}$ la quantité z. Elles autorisent la résolution de deux traces proches si elles sont séparées de plus de 3 mm.

Deux chambres proportionnelles, CIP et COP, fournissent une information rapide (moins de 50 ns) mais grossière sur les traces. Elles participent au premier niveau de déclenchement.

Une chambre proportionnelle, BPC, constituée de 4 plans de fils perpendiculaires au faisceau permet d'améliorer la mesure de l'angle des particules émises très à l'arrière. Elle mesure la position d'un point de la trajectoire avec une précision de 2 mm dans les deux directions perpendiculaires à l'axe du faisceau ce qui devrait permettre une résolution sur la mesure de l'angle polaire θ de l'ordre de 1 mrad.

1b Détecteur avant

Ce détecteur couvre les angles polaires vers l'avant de 5° à 25° . Il est composé de trois modules identiques. Chaque module comprend:

- trois plans de chambres à dérive rectangulaires transverses au faisceau, orientées à 60° l'une de l'autre (figure I.8). Cette structure permet une précision sur la mesure de l'angle polaire θ inférieure à 1 mrad

- une chambre proportionnelle transverse au faisceau, rapide mais peu précise. Elle est prise en compte au premier niveau de déclenchement

- un radiateur de transition constitué de feuilles de polyéthylène. Le rayonnement X que produisent les électrons qui le traverse permet l'identification des particules

- une chambre radiale formée par des plans radiaux de fils pointant vers le faisceau (figure I.9). Elle mesure avec une précision de $300 \mu\text{m}$ les distances perpendiculaires à la direction de ses fils.

1c Scintillateurs arrières

Deux plans de scintillateurs, TOF1 et TOF2, situés après le calorimètre arrière à 2,2 m du point d'interaction, permettent par mesure de temps de vol, de distinguer les événements physiques venant du point d'interaction des événements du bruit de fond venant de points situés en amont ou en aval du point d'interaction. Leur résolution temporelle est de 3 ns. Ils sont équipés de photomultiplicateurs spéciaux pouvant fonctionner dans un champ magnétique intense. L'axe de ces photomultiplicateurs est parallèle au champ.

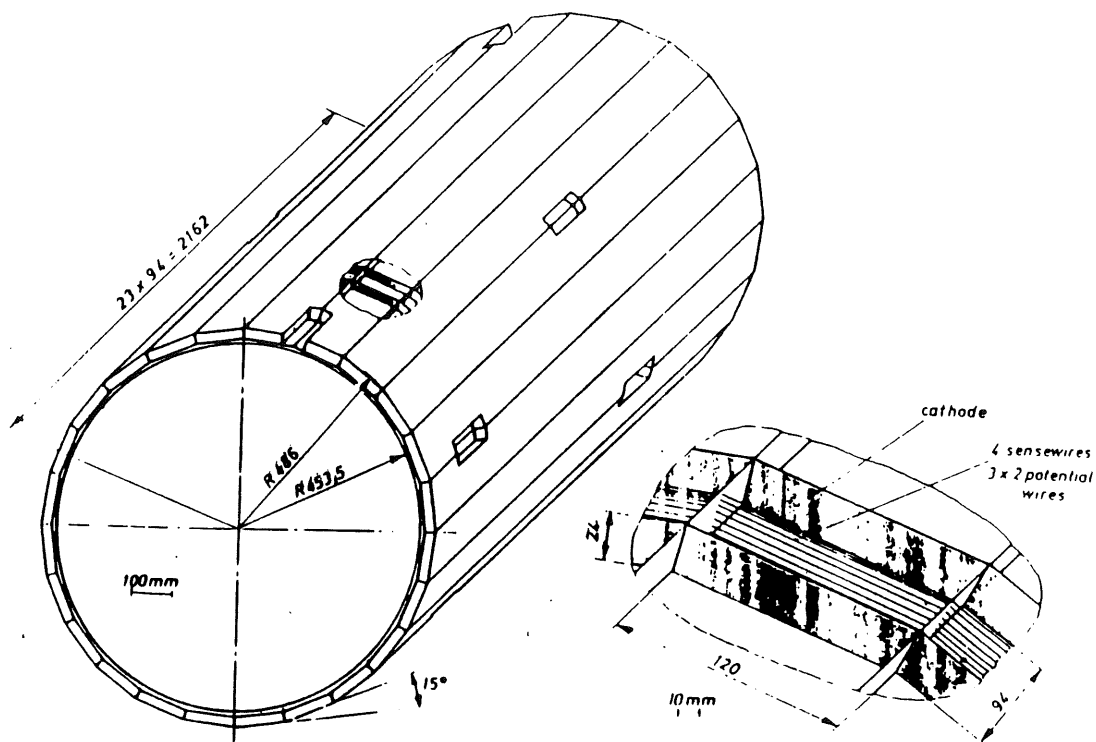


figure I.7 *Chambre Z*

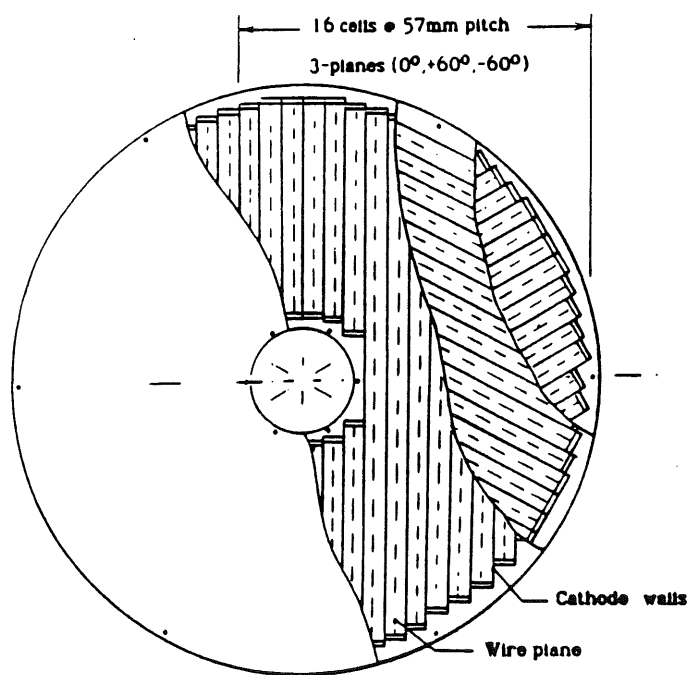


figure I.8 *Chambre planaire*

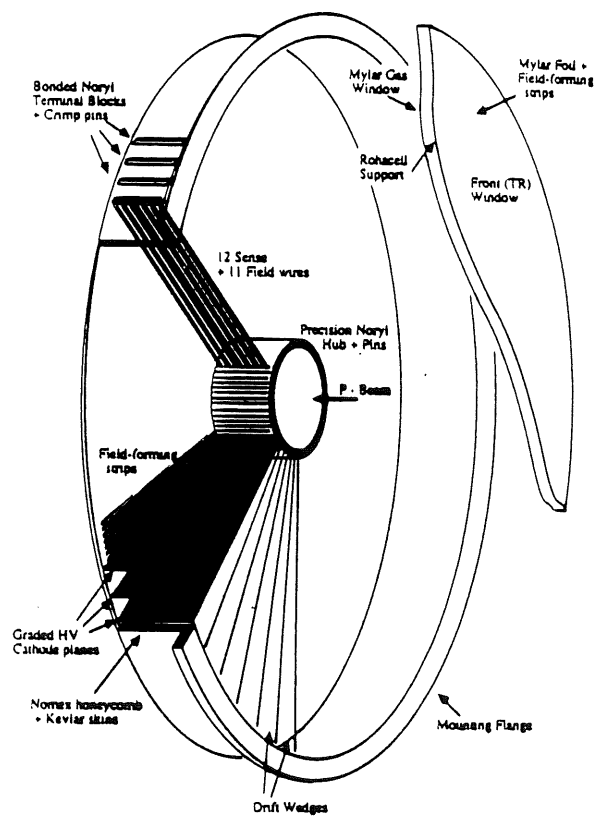


figure I.9 *Chambre radiale*

2 Les calorimètres avant et arrière

2a Calorimètre avant

Ce calorimètre doit mesurer les angles et les énergies des particules émises très à l'avant du détecteur [I.5]. Il couvre les angles polaires de 12,5 mrad à 60 mrad. Il doit minimiser l'erreur sur l'impulsion transverse due aux particules émises trop près du tube à vide pour le calorimètre à argon liquide. Sa structure très compacte, est formée d'un empilement de plaques d'absorbeurs en Cuivre de 7,5 mm d'épaisseur et de cellule actives en Silicium de 300 μm . L'épaisseur totale de ce calorimètre est de 65 cm correspondant à 4,3 longueurs d'interaction. La segmentation transverse des cellules de Silicium est de $5 \times 5 \text{ cm}^2$. Il est plus important dans cette région angulaire de mesurer précisément les angles des particules que leurs énergies. La résolution en énergie de ce calorimètre au mieux de $100\%/\sqrt{E}$ est particulièrement médiocre mais tolérable. Sa résolution angulaire de 4 mrad est par contre excellente. Des tests sur faisceau ont montré que l'important flux de particules vers l'avant auquel sera soumis le Silicium n'est pas, dans les conditions de H1 (10 Gy/an pour les protons et 10^{11} neutrons/ cm^2/an), un problème pour le fonctionnement de ce calorimètre [I.9].

2b Calorimètre arrière

Pour permettre l'accès à la partie centrale du détecteur, il n'est pas possible que le calorimètre à argon liquide couvre tout l'angle solide. Le calorimètre arrière est donc un ensemble indépendant couvrant les angles polaires vers l'arrière de 150° à 176° . Il est constitué par l'assemblage de modules parallélépipédiques indépendants de dimensions transverses $16 \times 16 \text{ cm}^2$ et de 34 cm de long représentant 24 longueurs de radiation et à peu près une longueur d'interaction [I.5]. Chaque module est un empilement de plaques de Plomb de 2,5 mm et de scintillateur de 4mm (figure I.10). La lumière émise par ces scintillateurs est collectée, sur les faces latérales des modules par des guides de lumière qui la transmettent en modifiant sa longueur d'onde à des photodiodes. Quatre longs guides de lumière lisent les scintillateurs sur toute la longueur d'un module et deux guides courts lisent seulement les six dernières longueurs de radiation. La résolution en énergie pour les électrons, mesurée au cours de tests sur faisceau, est de $10\%/\sqrt{E}$. Elle est légèrement moins bonne si la gerbe se développe sur plusieurs modules adjacents: $13\%/\sqrt{E}$.

Ce type de calorimètre est moins homogène et moins stable qu'un calorimètre à argon liquide. On pourra cependant le calibrer pendant les prises de données en utilisant les événements à bas Q^2 de diffusion profondément

inélastique par courants neutres. Nous verrons en effet que, pour des raisons essentiellement cinématiques, il se forme dans le spectre en énergie des électrons de ces événements un pic étroit, dit pic cinématique, autour de l'énergie nominale du faisceau d'électrons.

Nous avons vu que l'identification de l'électron dans la zone arrière du détecteur est importante pour la physique à bas x. Une première façon de reconnaître un électron est de comparer le signal des guides de lumière courts correspondant à un dépôt d'énergie dans la partie arrière du calorimètre et le signal total donné par les guides longs. On obtient par cette méthode un facteur de réjection électron/hadron, assez médiocre, inférieur à 4. Il peut être légèrement amélioré en tenant compte du signal vu à l'arrière du calorimètre dans les tubes streamer du fer instrumenté. Il a été proposé et accepté de rajouter une couche de tubes streamer directement devant le fer instrumenté pour diminuer les matériaux inactifs. Des études Monte-Carlo ont montré que l'on pouvait dans cette configuration obtenir un facteur de réjection de l'ordre de 10 [I.6].

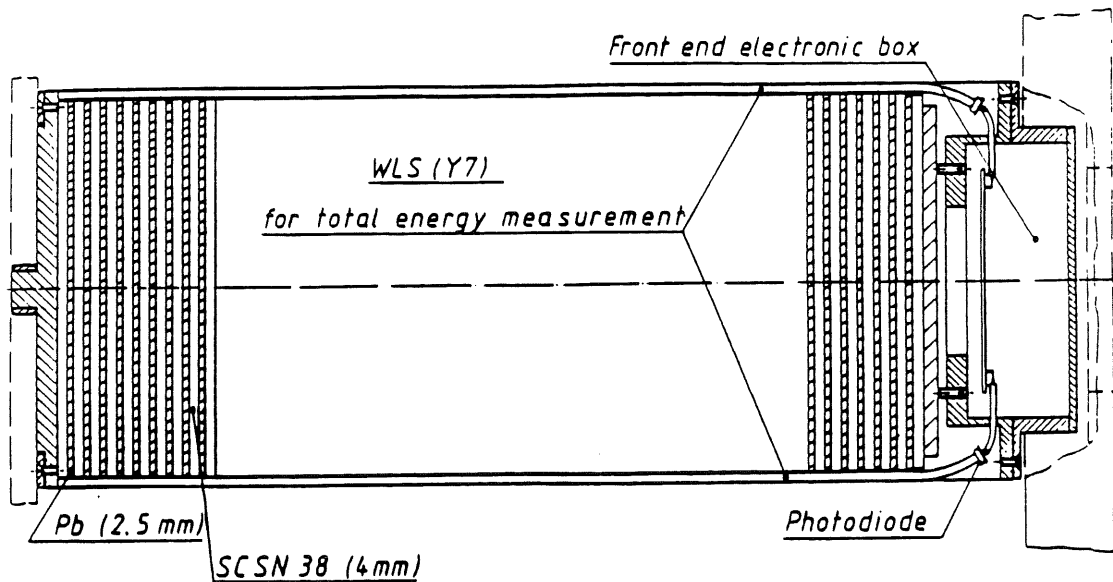


figure I.10 Coupe longitudinale d'un module du BEMC

3 Calorimètre à Argon liquide

Ce détecteur constitue l'essentiel de la calorimétrie et couvre les angles polaires de 4° à 152° [I.5]. Les calorimètres à argon liquide sont réputés faciles à calibrer et d'une grande stabilité temporelle. Nous verrons que les tests effectués au CERN tempèrent quelque peu l'optimisme de ce point de vue. Seul le nombre de canaux pouvant être raisonnablement utilisés limite la segmentation longitudinale et transversale de ces calorimètres qui conviennent donc bien à une efficace discrimination électron-hadron. D'autre part ces calorimètres sont intrinsèquement très homogènes. Toutefois pour de grands volumes, il faut pour des raisons de tenue mécanique et pour laisser passer les câbles, les segmenter et introduire quelques éléments de supports passifs dans leur structure. Enfin les parois du cryostat dans lequel ils sont plongés peuvent altérer la qualité de leur réponse.

3a Cryostat

Afin d'éviter des problèmes d'homogénéité, les différents modules du calorimètre à argon liquide de H1 sont placés dans le même cryostat. Sa structure a été étudiée pour présenter le moins de matériau inactif possible non seulement devant le calorimètre mais aussi derrière. En effet, l'épaisseur du calorimètre est fixée d'une part par le volume de la zone de détection de traces autour du point d'interaction qui doit être suffisamment important, et d'autre part par le diamètre de la bobine qui lui est limité par celui du puits d'accès au site expérimental. L'épaisseur qui résulte de ces contraintes n'est pas suffisante pour que les gerbes hadroniques soient toujours complètement contenues dans le calorimètre. Les fins de ces gerbes sont mesurées dans le fer instrumenté et il ne faut donc pas que trop de matériau mort vienne s'ajouter à celui que constitue déjà la structure de la bobine. Le cryostat a été conçu en outre pour laisser le plus de place possible aux modules tout en étant assez robuste pour supporter sans déformation excessive le poids énorme du détecteur (environ 500 t) et la pression exercée par les 56 m^3 d'argon liquide qu'il renferme.

Il est formé de deux enceintes isolées successives. Ces enceintes sont en acier sauf pour les parties de l'enceinte extérieure situées entre le calorimètre et le point d'interaction, qui sont en aluminium. L'inertie thermique de l'ensemble est très grande: trente jours sont nécessaires à la mise à froid ou au réchauffement du calorimètre. Pour cette raison les éléments enfermés dans le cryostat doivent être très fiables. Par exemple il a été décidé de placer l'électronique en dehors du cryostat afin d'éviter, en cas de panne, d'immobiliser l'expérience pendant trop longtemps.

3b Principe de la génération du signal

La figure I.11 rappelle succinctement le fonctionnement de la cellule sensible du calorimètre à argon liquide. Les principes de la calorimétrie seront plus amplement abordés dans le chapitre III.

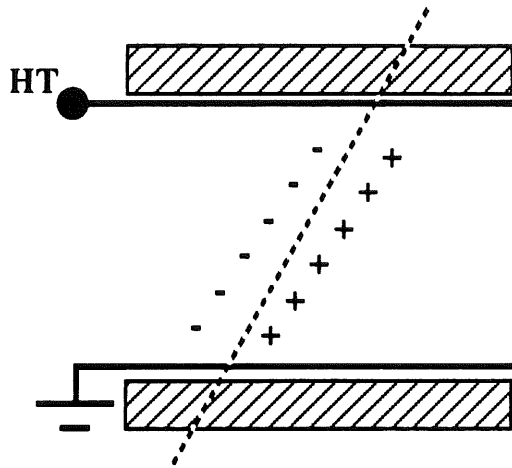


figure I.11 *Principe*

Une particule incidente pénétrant dans le calorimètre, engendre par une série de processus dépendant de sa nature une gerbe de particules dans lesquelles son énergie se répartit. Ces particules secondaires en pénétrant dans les espaces entre les plaques, appelés gaps, ionisent l'argon liquide. Elles produisent des paires Ar_2^+ et e^- qui se mettent à dériver dans le champ électrique créé entre les deux plaques d'absorbeur.

Le mouvement des charges induit un courant qui est intégré et mis en forme par un circuit externe. A cause de leurs masses les ions dérivent beaucoup plus lentement que les électrons qui seuls contribuent véritablement au signal. La vitesse de dérive des électrons dans l'argon liquide sous un champ électrique de 1kV/mm est de l'ordre de $5\mu\text{m/ns}$, ce qui pour les épaisseurs de gaps du calorimètre H1, donne un temps de collection de charge de 500 ns , assez long par rapport à la fréquence de croisement des faisceaux. La quantité de charges produites dans l'espace d'argon est proportionnelle à l'énergie qui y est déposée par ionisation. Une fraction de l'énergie de la particule incidente est ainsi convertie en un signal mesurable. Cette fraction est en première approximation constante. Il est donc possible de mesurer l'énergie de la particule incidente en mesurant l'amplitude du signal.

Une structure calorimétrique comprend en général une partie électromagnétique suivie d'une partie hadronique. Les épaisseurs des milieux actifs et passifs, leurs variations au sein du volume, l'angle d'incidence de la particule initiale relativement aux plaques et la pureté de l'argon liquide sont les paramètres dont dépendent l'amplitude, l'uniformité et la résolution de la réponse du calorimètre.

3c Structure générale

Le calorimètre est formé par l'assemblage de huit roues indépendantes (figure I.12). Elles sont glissées dans le cryostat grâce à deux rails situés sur la paroi interne et sur lesquels elles reposent dans leurs positions finales.

Sauf pour la partie très à l'avant, il a été décidé de diviser les roues en huit octants afin d'obtenir une structure la plus cylindrique possible tout en limitant les interfaces en Φ entre modules qui sont autant de zones mortes (figures I.13 et I.14). Afin de mesurer et identifier correctement un électron sur le plus grand intervalle en Φ possible, les sections électromagnétiques pointent directement sur l'axe des faisceaux. Pour compenser le défaut que constitue les espaces entre les modules par lesquels les particules peuvent s'échapper, les sections hadroniques sont non pointantes. Les séparations entre roues le long de l'axe des faisceaux ne pointent jamais sur le point d'interaction et sont donc moins dangereuses. Des cellules de lectures indépendantes sont néanmoins insérées dans certaines de ces séparations (interfaces CB3/FB1, FB1/FB2, FB1/OF1 et OF1/OF2) afin de récupérer une partie de l'énergie qui y est déposée.

Les plaques des modules électromagnétiques sont en Plomb. Pour la partie hadronique, la collaboration a décidé d'utiliser de l'acier. En effet la malléabilité et la ductilité du Plomb ne permettent pas, pour des plaques de grandes surfaces, de respecter les tolérances sur l'épaisseur des espaces d'argon. L'épaisseur des modules électromagnétiques varie entre 20 et 30 longueurs de radiation. Celle du calorimètre complet varie entre 4 et 6 longueurs d'interaction.

L'orientation des plaques a été choisie de telle façon que l'angle d'incidence des particules ne soit jamais supérieur à 45° . Ces plaques sont donc parallèles à l'axe des faisceaux dans la partie central, c'est à dire pour des angles polaires compris entre 45° et 143° , et perpendiculaires à ce même axe pour les parties avant et arrière.

Les différentes roues sont:

-Roue BBE (Central Barrel):

cette roue couvre la partie arrière ($143^\circ \leq \theta \leq 152^\circ$). Elle ne comprend que des modules électromagnétiques, le fer instrumenté situé derrière jouant le rôle de module hadronique

-Roues CB1, CB2 et CB3 (Central Barrel)

ces roues couvrent la partie centrale ($45^\circ \leq \theta \leq 143^\circ$). Elles comprennent un module électromagnétique par module hadronique. Leur épaisseur de 4 longueurs d'interaction permet de contenir en moyenne 95% de l'énergie d'un jet dans les conditions cinématiques de HERA. Cependant la résolution est dégradée par les fluctuations d'événement à événement de la fraction d'énergie contenue. Le fer instrumenté, au delà de la bobine, sera utilisé pour l'améliorer en mesurant les fins de gerbe

-Roues FB1 et FB2 (Forward Barrel):

ces roues couvrent la partie avant ($20^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$). Chaque section électromagnétique est suivie d'une section hadronique. Dans les modules électromagnétiques de la roue FB2 les cellules de lectures débordent du côté faisceau de leurs supports en Plomb. Dans la zone de débordement, appelée presampler, l'énergie déposée n'est pas échantillonnée et contribue totalement au signal. Celui-ci est en conséquence plus grand que dans la configuration normale ce qui permet de compenser la perte d'énergie due à la grande quantité de matériau inactif que les particules issues du point d'interaction doivent traverser avant de parvenir aux modules FB2.

-Roue IF1-OF1 (Inner et Outer Forward):

cette roue couvre la partie très à l'avant ($\theta \leq 20^\circ$). Les modules de OF1 sont des octants et sont purement hadroniques. Les modules de IF1 sont purement électromagnétiques et leur structure est complètement différente. La roue IF1 est en effet formée de deux moitiés d'octogone qui, assemblés, ferment presque complètement le calorimètre vers l'avant

-Roue IF2-OF2 (Inner et Outer Forward):

cette roue est, vue du point d'interaction, derrière la roue IF1-OF1. Les différentes sections de cette roue sont toutes hadroniques. La structure de cette roue est similaire à celle de la roue précédente. Les modules de OF2 ont cependant une forme compliquée qui doit épouser celle de la paroi interne du cryostat

3d Cellules électromagnétiques

Les modules électromagnétiques sont formés par l'empilement de plaques de Plomb de 2,4 mm d'épaisseur, maintenues séparées les unes des autres par des rondelles de G10, appelées espaceurs, de 8mm de diamètre et de 2,5mm d'épaisseur (figure I.15). Les plaques de chaque module électromagnétique des roues CB sont enserrées entre une plaque d'entrée en matériau composite du côté faisceau et le premier élément du module hadronique en acier. L'ensemble est maintenu par des plaques évidées, appelées joues, en acier dans les interfaces entre roues et des barrettes en G10 dans les interfaces entre modules (figure I.16). L'épaisseur de l'empilement de toutes les plaques étant légèrement inférieur à la valeur nominale, on a ajouté une dernière plaque, dite plaque de compression, en acier. Sur cette plaque viennent s'appuyer des vis passant à travers des trous percés dans le premier élément hadronique. Le serrage de ces vis, en comprimant les plaques, permet de cumuler les défauts d'aplanarité en fin d'empilement. Il se forme de cette façon un espace inactif de 0 à 2 mm entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique n'affectant pas la mesure de l'énergie (figure I.17).

Toutes les plaques de Plomb sont rigidifiées par le collage, sur chaque face, d'une plaque de circuit imprimé double face Cuivre-G10. Sur une plaque sur deux on dépose une peinture résistive dite HRC pour High Resitive Coating. La haute tension de 2500 V nécessaire à la dérive des électrons dans l'argon est appliquée sur cette peinture. Sa grande résistivité protège les circuits électroniques contre une décharge brusque à travers l'espace d'argon.

Le cuivre des autres plaques est segmenté en éléments rectangulaires indépendants, appelés pads, mis à la masse. Un pad et la surface de la plaque haute tension qui lui fait face constituent donc la plus petite cellule sensible du calorimètre. Chaque pad est relié, au travers de la feuille de G10, à une piste courant jusqu'à un connecteur placé au bord de la plaque de lecture.

3e Cellules hadroniques

Comme nous l'avons vu le matériau absorbeur des modules hadroniques est de l'acier. Sa permittivité magnétique est très faible ($\mu_r \leq 1,02$) pour des raisons de stabilité mécanique sous champ. Pour que l'épaisseur des gaps d'argon soit précisément définie, les cellules sensibles sont indépendantes. Les plaques d'absorbeur, de 16 mm d'épaisseur sont assemblées en une matrice rigide dans laquelle on vient glisser les structures actives (figure I.18). Ces structures sont formées de trois parties: deux fines plaques haute tension en acier de 1,5 mm encadrent une plaque de lecture. L'épaisseur d'un gap d'argon est de 2,3mm. La protection contre les claquages est assurée par du HRC pour tous les modules hadroniques sauf ceux des roues CB pour lesquels des lampes à néon montées entre la masse et les plaques haute tension doivent court-circuiter l'étincelle.

3f Segmentation

Les cellules élémentaires ne sont pas lues individuellement. Les pads de gaps successifs sont électriquement reliés pour former une tour correspondant à une seule voie électronique. Les dimensions de ces tours, qui dépendent du nombre et de la taille des pads qu'elles regroupent, définissent la granularité et la segmentation longitudinale du calorimètre.

Les tours sont approximativement projectives suivant l'angle azimutal Φ et l'angle polaire θ (figures I.19 et I.20). La taille des pads électromagnétiques a été fixée de telle sorte qu'une tour contienne transversalement une gerbe d'électrons. Pour la partie très à l'avant la segmentation est un peu plus fine pour améliorer l'identification des particules. Les pads hadroniques sont typiquement deux fois plus grands que les pads électromagnétiques.

L'étude des profils longitudinaux de gerbes contribue à la séparation des électrons et des hadrons. Des études Monte-Carlo ont montré qu'une reconnaissance efficace exige au minimum trois segments longitudinaux dans les modules électromagnétiques. Ce nombre a été retenu pour toutes les roues sauf à l'avant où il y a quatre segments [I.4].

Les méthodes de pondération qu'il faut appliquer aux gerbes des hadrons, sont d'autant plus efficaces que la segmentation du module hadronique est grande. Une tour par longueur d'interaction est une solution satisfaisante n'exigeant pas un nombre excessif de canaux. En conséquence le nombre de segments longitudinaux des modules hadroniques varie entre quatre, pour la partie centrale, et six pour la partie très à l'avant.

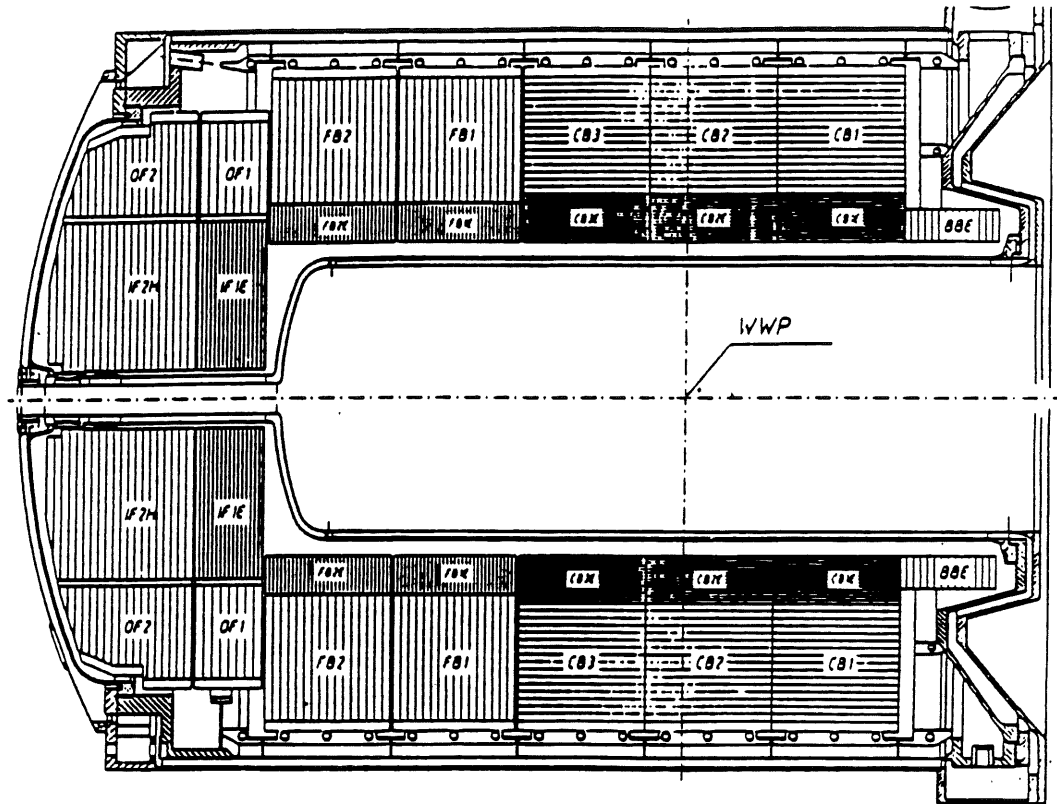


figure I.12 Coupe longitudinale du calorimètre à Argon Liquide

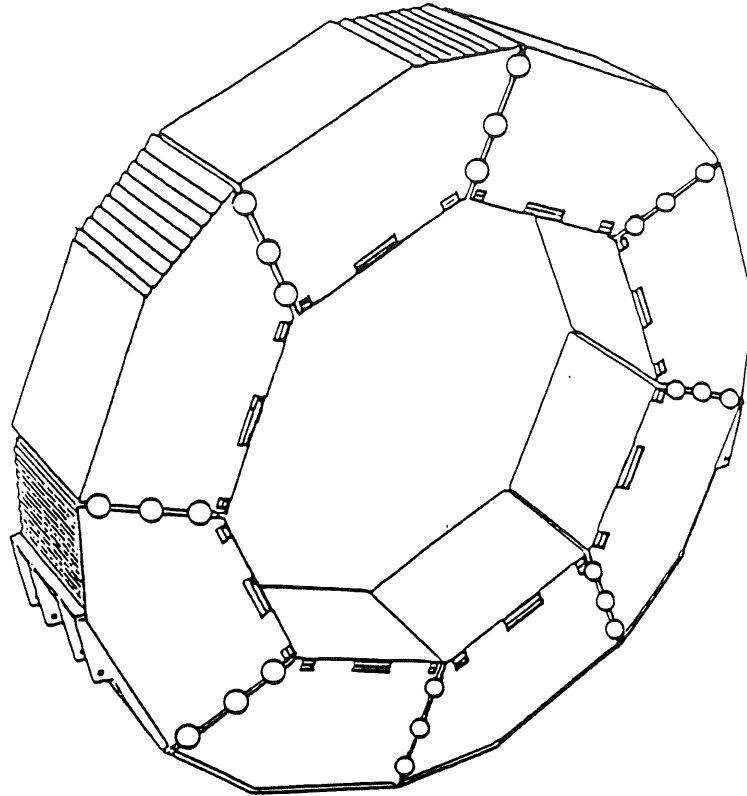


figure I.13 *Roue CBH*

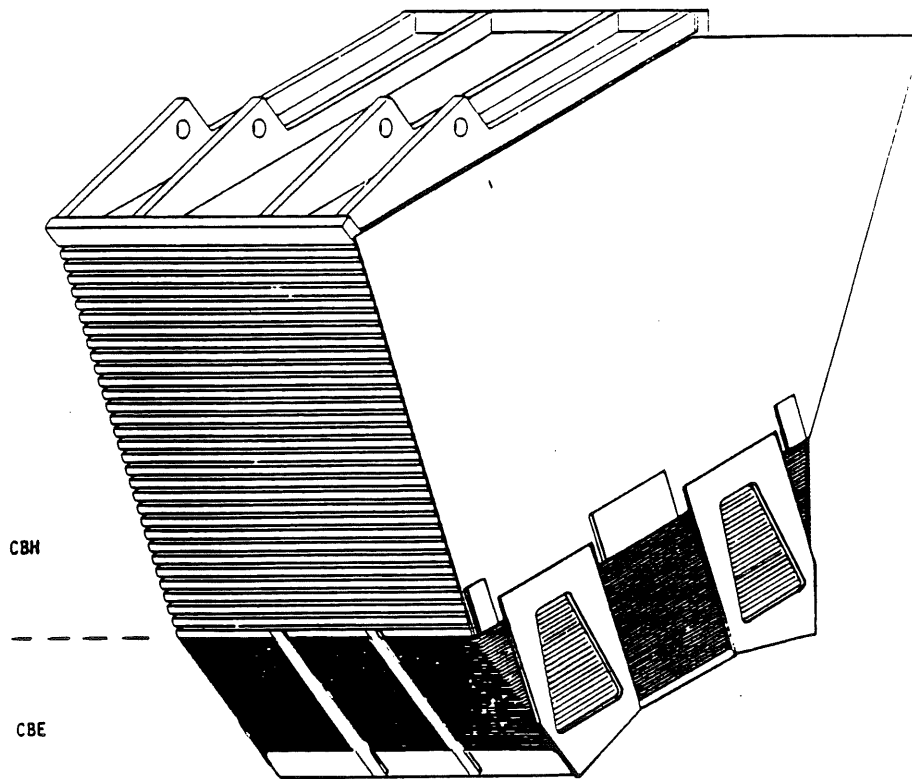


figure I.14 *Octant CB*

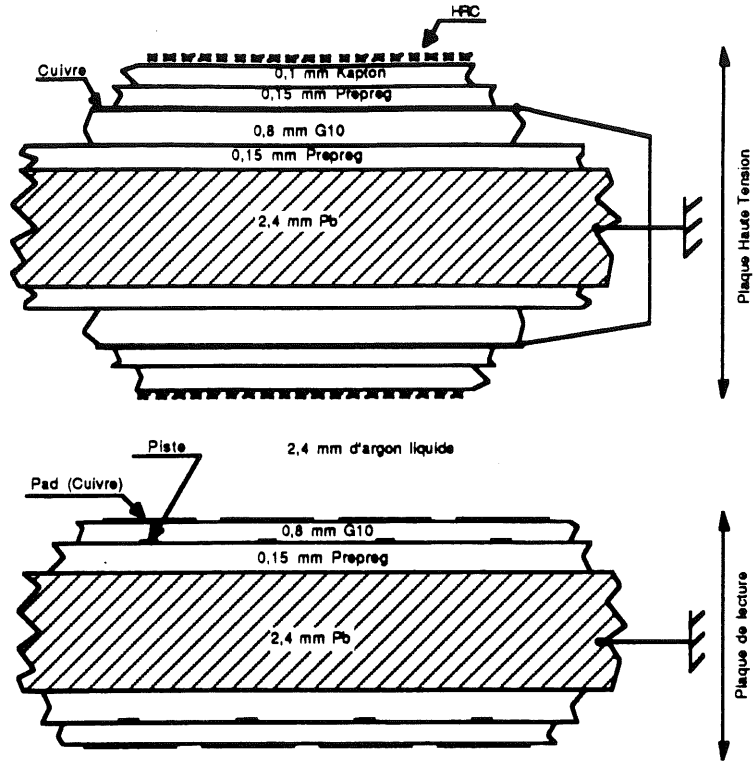


figure I.15 Cellule électromagnétique

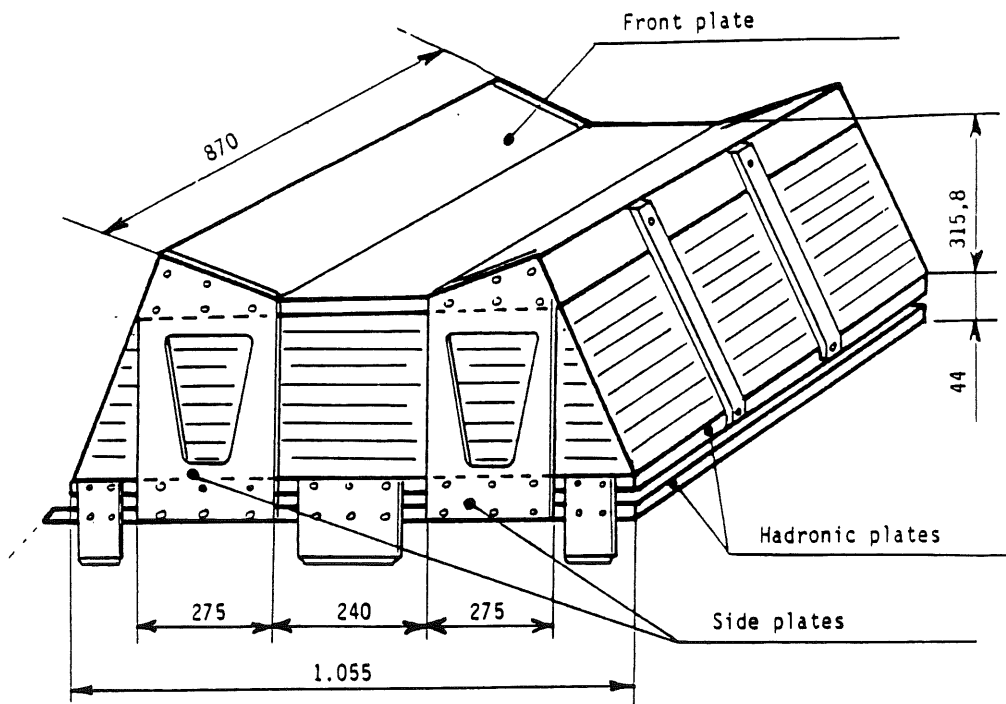


figure I.16 Module électromagnétique CB

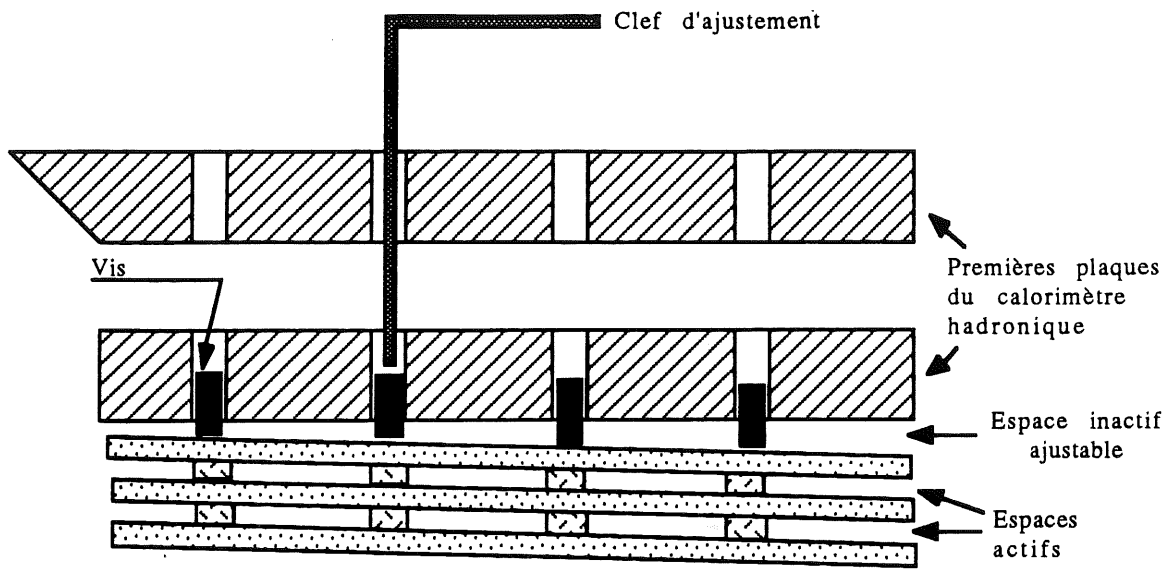


figure I.17 *Plaque de compression*

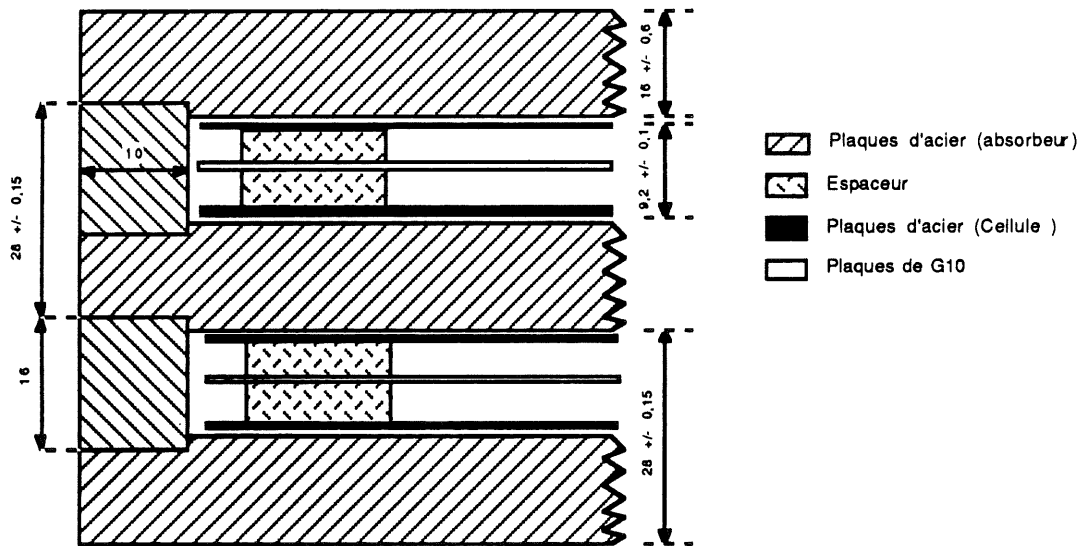


figure I.18 *Cellule hadronique*

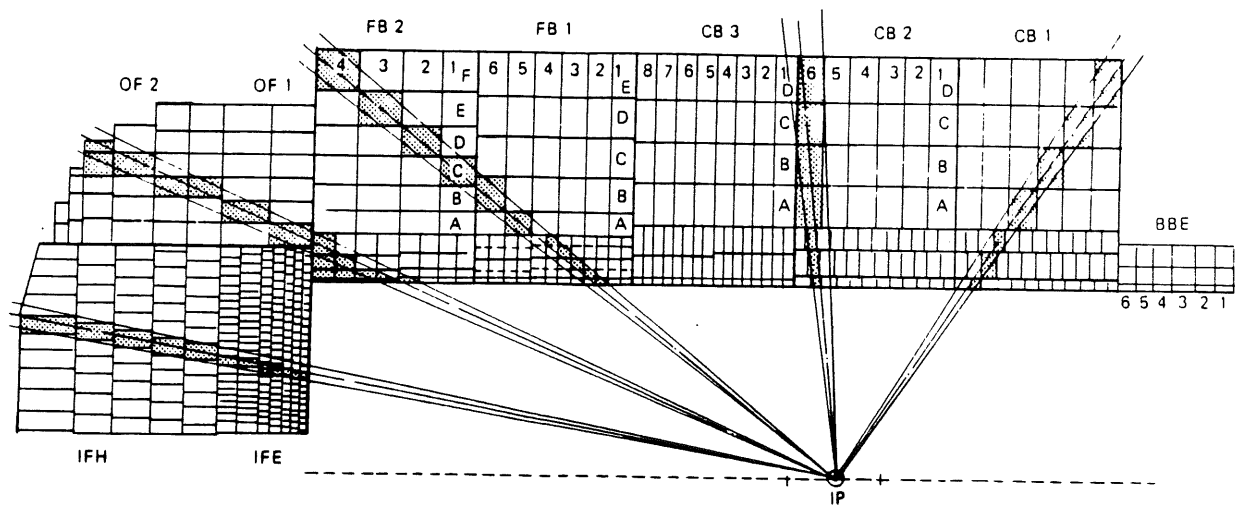


figure I.19 Segmentation longitudinale

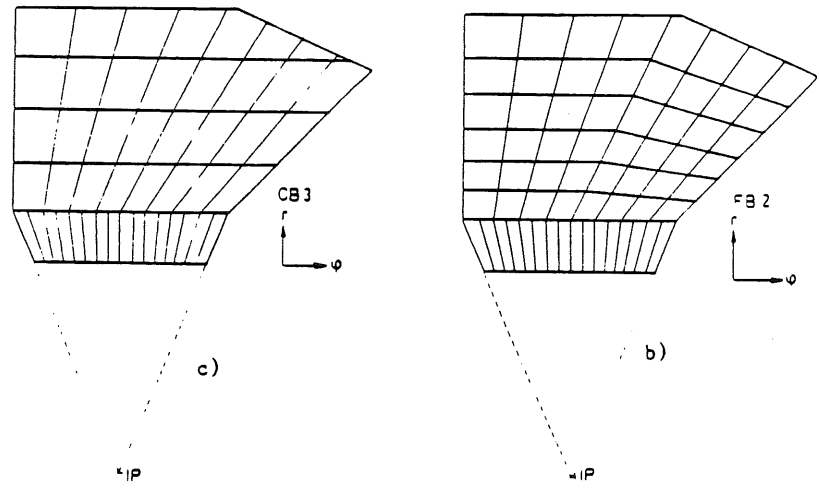


figure I.20 Segmentation transversale des roues CB3 et FB2

3g Electronique du calorimètre

Elle doit concilier la lenteur intrinsèque du calorimètre et la fréquence très élevée de croisement des faisceaux. Elle doit, de plus, permettre le stockage des informations jusqu'à l'arrivée du signal de déclenchement $2,2 \mu\text{s}$ après l'événement et pouvoir mesurer une gamme de signaux s'étendant pour certaines régions, sur plus de quatre ordres de grandeur. Enfin la calibration de l'électronique doit être très précise pour ne pas introduire d'erreurs systématiques excessives dans les mesure d'énergie. La figure I.21 montre le schéma général de l'électronique d'acquisition du calorimètre H1.

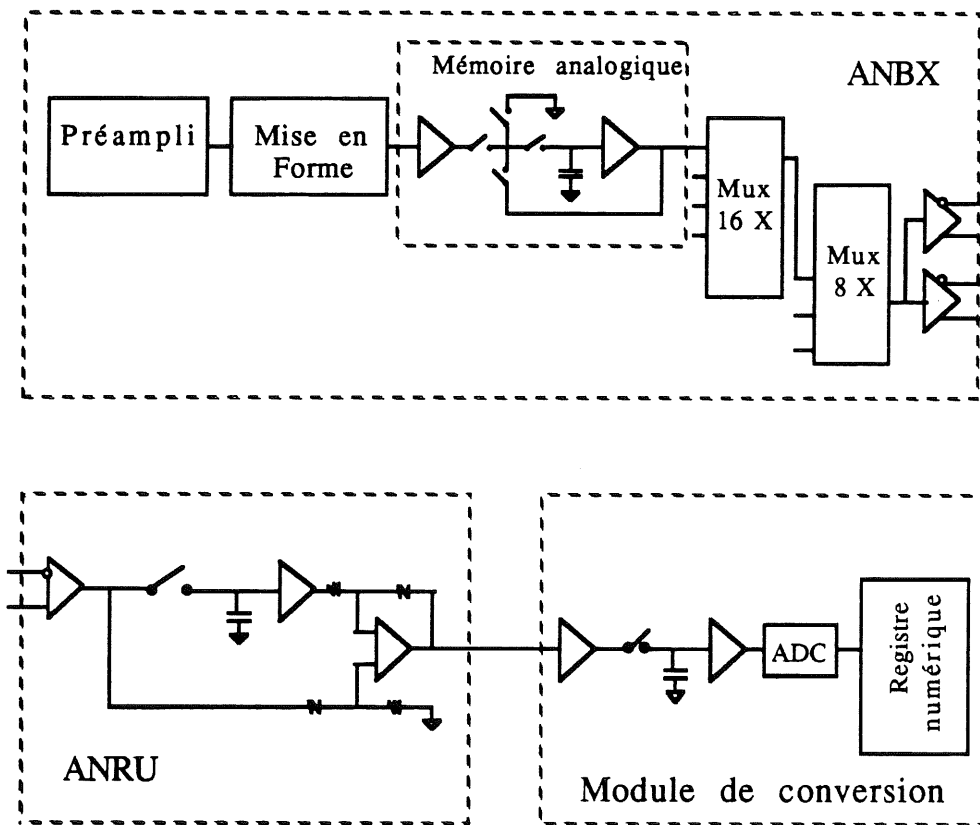


figure I.21 Schéma général de l'électronique: des pads aux ADC

3g.i Chaîne analogique

Les figures I.22 et I.23 résument très succinctement les premiers éléments de la chaîne analogique.

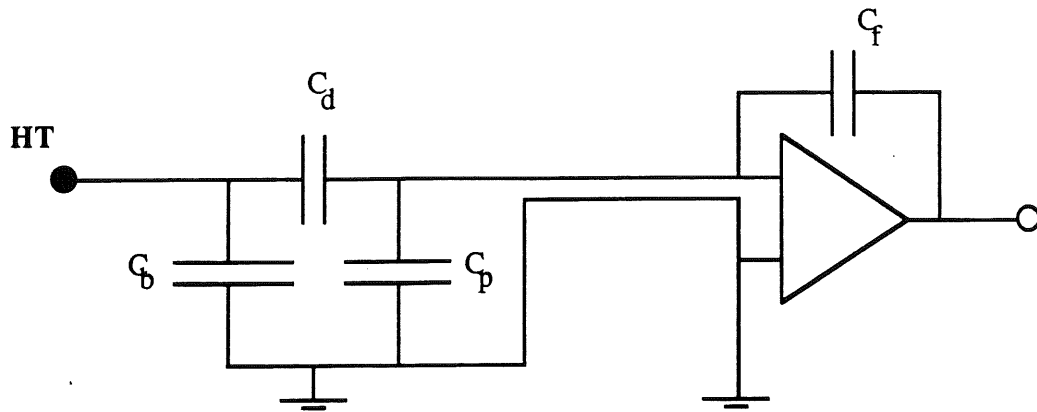


figure I.22 Chaîne analogique: régime permanent

En régime permanent (figure I.22) une des bornes de la capacité C_d que forme le gap du détecteur, est à la haute tension. Cette dernière est isolée de la masse par une très grande capacité, dite de blocage, C_b . Les câbles présentent sur toute leur longueur des capacités parasites représentées par la capacité C_p . Des valeurs typiques pour les capacités C_d et C_p sont $C_d \approx 5\text{nF}$ et $C_p \approx 1\text{nF}$.

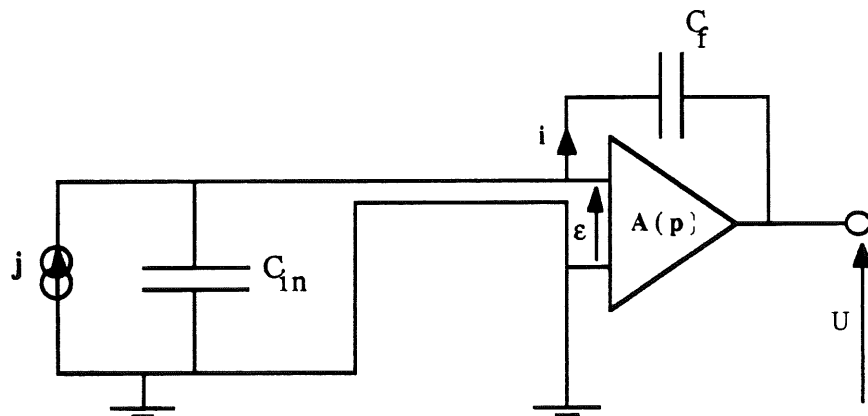


figure I.23 Chaîne analogique: régime transitoire

En régime transitoire la capacité C_b agissant comme un court-circuit, les capacités C_d et C_p , alors en parallèle, sont équivalentes à une capacité de valeur $C_{in} = C_d + C_p$. Le schéma équivalent est alors celui de la figure I.23 où le courant induit par la dérive des électrons dans le gap est représenté par une source de courant j en parallèle sur la capacité C_{in} . Le signal est amené jusqu'à un préamplificateur qui est un circuit intégrateur de charge construit autour

d'un JFET de bas bruit. Ce préamplificateur est protégé des forts courants par un transistor de protection et une lampe à néon en parallèle sur l'entrée, et une résistance de 20Ω en série [I.7]. La tension en sortie du préamplificateur est donnée par:

$$U = - \frac{Q}{C_f}$$

où $C_f=20$ pF est la capacité de contre réaction du circuit intégrateur et Q la charge transportée par le courant j .

L'impédance d'entrée du préamplificateur s'écrit en notations de Laplace:

$$Z_{in} = \frac{\varepsilon(p)}{i(p)} \approx \frac{1}{C_f p A(p)}$$

où $A(p)$ est le gain du préamplificateur. Ce gain dépend de la fréquence et peut être approximé par:

$$A(p) = \frac{A_0}{1 + \tau p}$$

où τ est inversement proportionnel à la première fréquence de coupure du préamplificateur. A grande fréquence on a donc:

$$A(p) \approx \frac{A_0}{\tau p} \Rightarrow Z_{in} = \frac{\tau}{C_f A_0}$$

L'impédance d'entrée est donc purement résistive. L'adaptation d'impédance est en partie réalisée en utilisant cette résistance fictive qui ne correspond à aucun élément dissipatif réel et n'introduit donc pas le bruit qui accompagne les composants résistifs. Cette résistance porte le nom de "résistance électroniquement refroidie" [I.8].

Le signal de sortie du préamplificateur est ensuite traité par un filtre passe-bande dit circuit de mise en forme (figure I.21). On obtient alors un signal bipolaire dont le maximum est atteint au bout de $2,2 \mu s$. Enfin le signal est stocké sur un échantillonneur bloqueur.

Les principales sources de bruit viennent du préamplificateur. On peut montrer que ces sources, exprimées en termes de charge équivalente c'est à dire ramenées à l'entrée, croissent linéairement avec C_{in} la capacité vue par le préamplificateur. Ce bruit peut être réduit en intercalant un transformateur convenablement choisi entre la cellule et le préamplificateur. Le bruit varie alors comme $\sqrt{C_{in}}$ [I.8]. Cependant cette solution nécessitant l'utilisation de tores de ferrite est incompatible avec un fonctionnement sous champ magnétique intense et n'a pas pu être retenue. Pour la chaîne analogique du

calorimètre H1, on a mesuré un bruit de $5800+4300 C_{in}(nF)$ électrons [I.5].

3g.ii Chaîne numérique

Les voies sont multiplexées d'abord par seize puis par huit. Les signaux sont ensuite envoyés en parallèle sur deux amplificateurs de gain 1 et 4. Ceci est nécessaire pour pouvoir couvrir la gamme dynamique des signaux à H1. Cette gamme est définie comme le rapport du signal qu'un électron de la plus grande énergie cinématiquement permise peut produire dans une voie au bruit dans cette même voie. Pour certaines régions du calorimètre ce rapport peut excéder 2^{12} ce qui sature la gamme des convertisseurs analogique numérique utilisés (ADC 12 bits). Deux voies d'amplification une de gain 1, convenant aux grands signaux, et l'autre de gain 4, pour les petits signaux, permettent d'étendre la dynamique à 14 bits. La résolution reste toutefois de 12 bits.

Les signaux sont débarrassés du bruit basse fréquence, accumulé le long des câbles, par un circuit dit soustracteur analogique (ANRU sur la figure I.21). Ils sont enfin convertis par les ADC et transmis aux microprocesseurs de traitement de données.

3g.iii Calibration de l'électronique

La calibration de la chaîne analogique consiste à établir la correspondance entre la charge injectée et la réponse des ADC. Pour ce faire on simule le courant réel en appliquant un échelon de tension sur une capacité, dite capacité de calibration, de l'ordre de 47 pF reliée à une voie d'électronique. La mesure des valeurs précises des valeurs des capacité de calibration permet de connaître la charge ainsi injectée dans la chaîne électronique. La tolérance sur la mesure des capacités est de 0,5 %.

Deux types de calibration sont possibles:

-calibration chaude: les signaux de calibration sont appliqués directement à l'entrée des préamplificateurs à l'extérieur du cryostat. Cette procédure permet essentiellement de vérifier la stabilité des gains et des piédestaux.

-calibration froide: les échelons de tension sont appliqués sur des capacités situées dans le cryostat, près des pads. Cette procédure simule mieux les signaux réels car elle permet de tenir compte des capacités et des inductances tous les câbles entre le détecteur et les préamplificateurs.

4 La bobine supraconductrice

La bobine de H1 fournit un champ de 1,2 T homogène à mieux que 3% dans la zone centrale [I.5]. Elle se présente sous la forme d'un grand cylindre de 5,5 m de diamètre moyen, de 29 cm d'épaisseur et de 5,75 m de long. Elle est formée par l'enroulement d'un câble supraconducteur sur un support en alliage d'aluminium. L'enroulement est enfermé dans un cryostat en acier et refroidi par de l'hélium liquide.

5 Le fer instrumenté et le spectromètre à muons

La culasse en fer sert à fermer les lignes de champ de la bobine supraconductrice. Sa structure feuilletée permet de s'en servir pour mesurer les fins de gerbes hadroniques et pour détecter les muons. La structure du fer instrumenté est octogonale. Chaque octant est divisé en deux parties formées par l'empilement de dix plaques d'acier laminé de 7,5 cm d'épaisseur distantes de 2,5 à 5 cm. Les espaces entre les plaques sont équipés de chambres streamer pouvant donner des signaux logiques utilisés pour identifier les muons et reconstruire leurs traces, et des signaux analogiques, utilisés pour la calorimétrie. La résolution du calorimètre de fins de gerbe, mesurée au cours de tests au CERN, est de $100\%/\sqrt{E}$. Le système de détection des muons, en utilisant le fort champ dans les modules du calorimètre à argon liquide, permet avec une efficacité de 95% de reconstruire leurs impulsions entre 1,5 GeV et la limite cinématique de 170 GeV à mieux que 17%, tout en établissant un lien univoque entre les segments de traces vues avant et après le calorimètre.

Pour les angles très à l'avant un tore magnétisé complète le système de détection des muons. Il couvre les angles polaires de 3° à 17° . Il est formé d'un disque d'acier, de 2,9 m de diamètre et de 1,2 m d'épaisseur, dans lequel est créé un champ magnétique toroïdal de 1,5 T. Deux couches de chambres à dérive, radiale et azimutales, très précises, mesurent les angles des particules avant et après le spectromètre (figure I.24). Leurs précisions en θ et Φ , de l'ordre de 0,5 mrad, permet une mesure des impulsions à mieux que 30% pour des énergies comprises entre 150 GeV et 1,5 GeV [I.5].

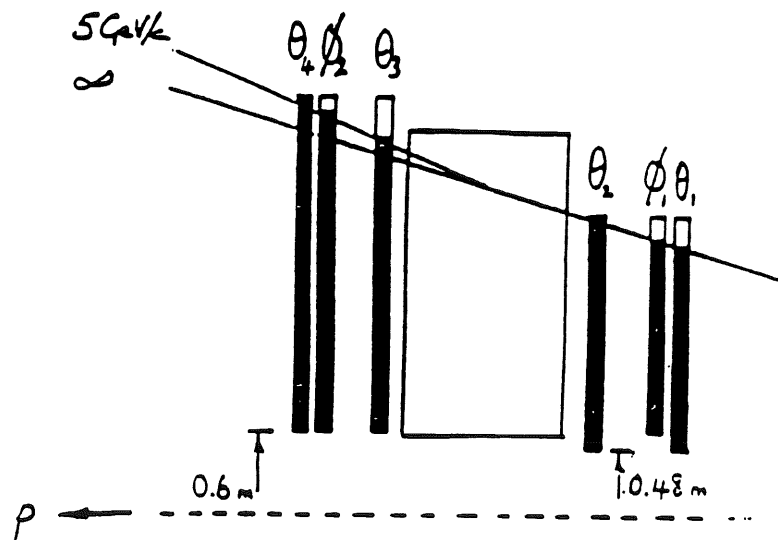
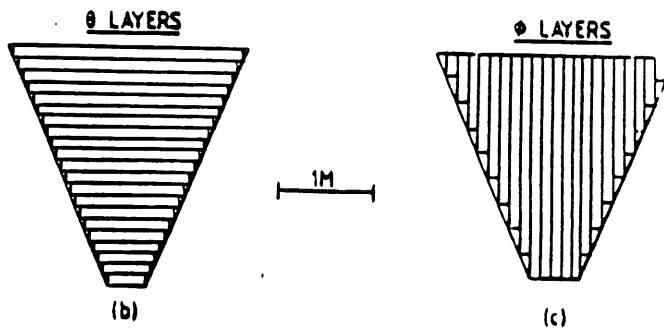
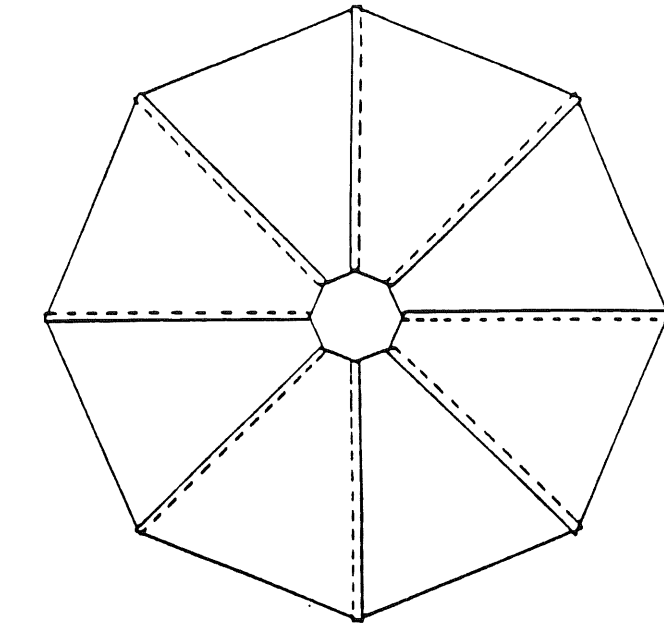


figure I.24 *Chambres du spectromètre à muons*

CHAPITRE II

PHYSIQUE A HERA

L'étude des fonctions de structure du proton constitue l'un des tests les plus précis de la chromodynamique quantique. HERA permettra d'étendre considérablement le domaine cinématique sur lequel ces fonctions de structure sont connues. Après avoir rappelé au sous-paragraphe II-1, les définitions et le formalisme théorique "standard" des fonctions de structure, nous aborderons au sous-paragraphe II-2, le sujet des fonctions de structure à bas x et les nouveaux aspects de la chromodynamique quantique attendus dans ce domaine cinématique. Le sous-paragraphe II-3 présentera les méthodes de reconstruction de x et Q^2 proposées pour HERA et les domaines d'acceptance correspondants. Ce sous-paragraphe rappellera quelles sont les précisions attendues sur les mesures de Λ_{QCD} et de la distribution de gluon. Une revue des paramétrisations des distributions de quarks et de gluons actuellement disponibles et les prédictions sur F2 et FL correspondantes permettront d'estimer l'ignorance actuelle du domaine des petits x . Enfin au sous-paragraphe II-4, d'autres sujets de Physique à HERA seront présentés.

II-1 Fonctions de structure, Chromodynamique quantique

Pour développer le formalisme des fonctions de structure, nous considérerons l'interaction électron/proton à l'ordre le plus bas électromagnétique en nous limitant au cas où la cible n'est pas polarisée. La généralité des résultats théoriques qui seront obtenus n'est pas diminuée si l'on considère l'échange d'un boson Z^0 ou, dans le cas des interactions par courants chargés, d'un boson W . En général, les ordres supérieurs

correspondant à l'échange de plusieurs bosons sont pris en compte en tant que corrections radiatives.

1 Cinématique

La cinématique de l'interaction électron/proton peut être généralisée à celle de l'interaction d'un électron avec presque n'importe quelle particule. Soit donc l'interaction d'un électron avec une particule N pouvant être par exemple un muon mais pas un autre électron ni un positron, décrite à l'ordre le plus bas par le diagramme de la figure II.1.

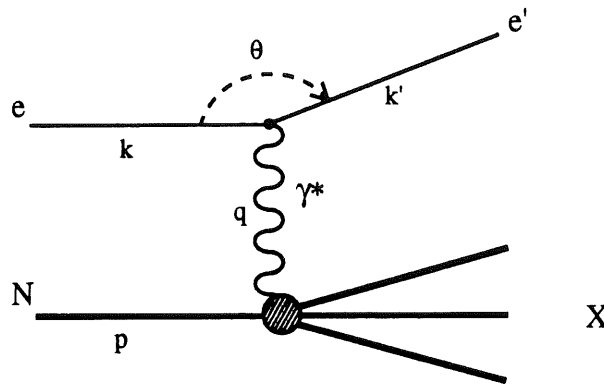


figure II.1 *Cinématique de la diffusion profondément inélastique*

Soient k , k' , P , et q les quadrivecteurs impulsions de respectivement, e l'électron incident, e' l'électron diffusé, N la particule cible de masse M , et γ^* le photon virtuel. Soient de même E , E' et E_N les énergies de e , e' et N . Soit enfin θ , le complémentaire de l'angle entre l'électron incident et l'électron diffusé, c'est à dire à HERA l'angle entre cet électron et le proton.

Si l'on décrit l'état final X résultant de l'interaction photon virtuel/proton, non dans tous ses détails mais seulement par sa masse invariante W , alors il est clair que, k et p étant donnés, la connaissance de E' et θ suffit pour reconstruire toutes les autres variables cinématiques: on commencera, par exemple, par calculer k' , puis $q=k-k'$, et enfin $W^2=(p+q)^2$. Cependant il est souvent plus pratique d'utiliser d'autres variables que E' et θ . Les plus courantes sont:

$$Q^2 = -q^2 ; x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} ; y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} ; v = \frac{p \cdot q}{M} \quad (\text{II.1})$$

Dans le référentiel où la particule N est au repos, y et v ont un sens simple:

$$P = (M, 0, 0, 0) \Rightarrow \begin{cases} v = E - E' : \text{énergie cédée par l'électron à l'état X} \\ y = \frac{E - E'}{E} : \text{fraction d'énergie cédée} \end{cases}$$

Cependant, à HERA, ni le proton ni l'électron ne seront au repos. Leurs quadrivecteurs s'écrivent en négligeant toutes les masses:

$$P = (E_p, 0, 0, E_p) \quad k = (E, 0, 0, -E) \quad \text{avec } E = 30 \text{ GeV et } E_p = 820 \text{ GeV}$$

d'où l'on peut tirer:

$$Q^2 = 4 E E' \cos^2(\theta/2) \quad (\text{II.2}) \quad x = \frac{E E' \cos^2(\theta/2)}{E_p [E - E' \sin^2(\theta/2)]} \quad (\text{II.3})$$

$$y = 1 - \frac{E'}{E} \sin^2(\theta/2) = \frac{Q^2}{S x} \quad (\text{II.4}) \quad \text{avec } S = (P + k)^2 = 4 E E_p \quad (\text{II.5})$$

la quantité S étant le carré de l'énergie dans le centre de masse. Les contraintes cinématiques s'écrivent:

$$\begin{aligned} |\cos(\theta)| &\leq 1 \quad \text{et} \quad W^2 \geq M^2 \\ \Rightarrow S \geq Q^2 \geq 0 \quad \text{et} \quad 1 \geq x \geq 0 \quad (\text{II.6}) \end{aligned}$$

Pour une valeur donnée de S , le domaine accessible dans le plan (x, Q^2) est donc un triangle (figure II.2).

Pour les énergies de HERA, on voit sur la figure II.2 que le domaine cinématique s'étend pour Q^2 jusqu'à 10^5 GeV^2 et jusqu'à des valeurs de x très petites, de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} , pour Q^2 raisonnablement petit de l'ordre de 1 à 10 GeV^2 . Ces régions n'ont jamais été explorées par les expériences de diffusion profondément inélastique pour lesquelles Q^2 a toujours été inférieur à 300 GeV^2 et x toujours supérieur à 10^{-2} pour Q^2 supérieur à 1 GeV^2 . D'après les courbes à $\theta = \text{constante}$ sur la figure II.2, on voit que le domaine bas x correspondra surtout à des électrons diffusés à bas angle (grand θ). La limitation du domaine réellement accessible à bas x viendra donc essentiellement des caractéristiques de la partie arrière du détecteur.

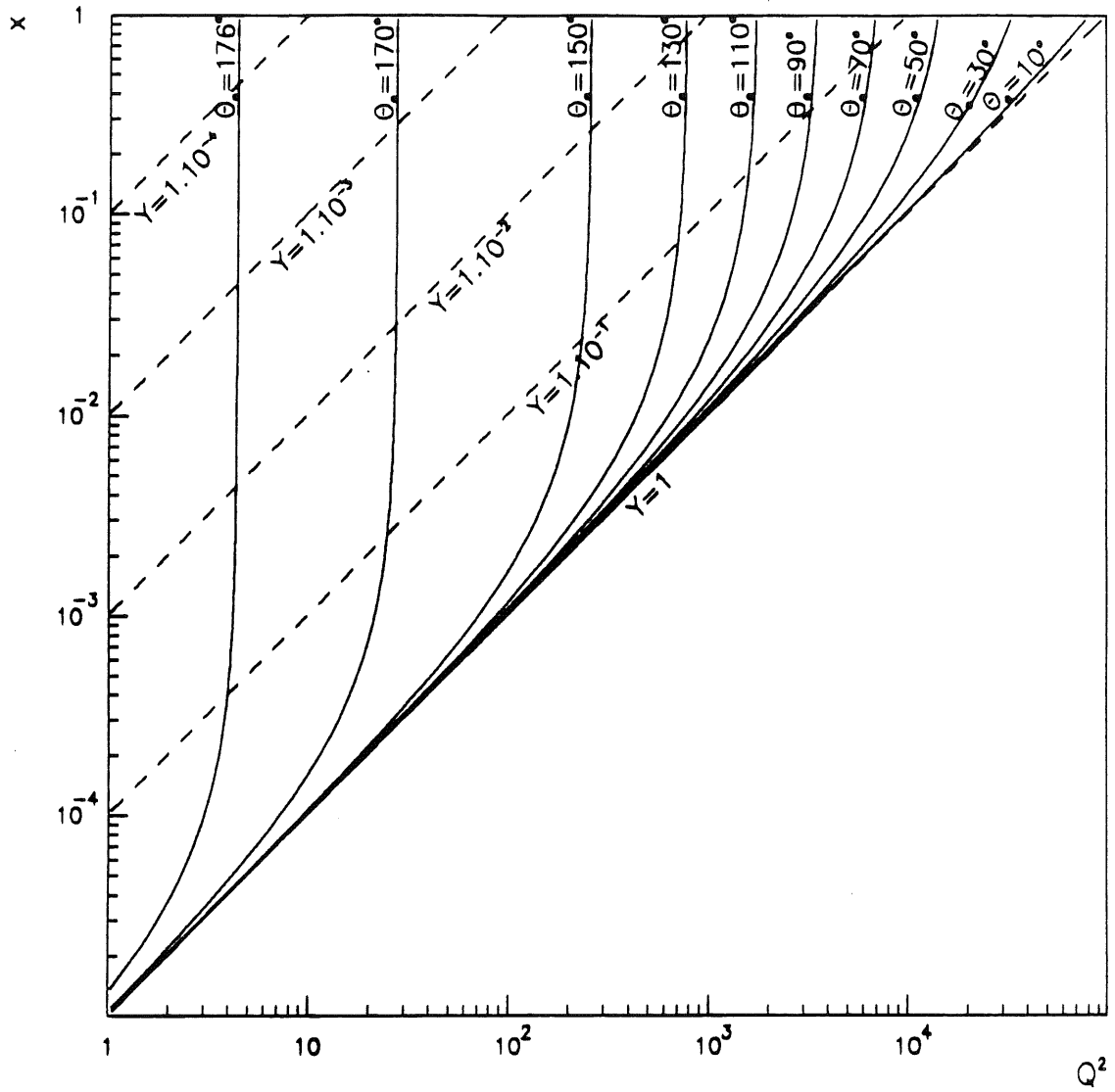


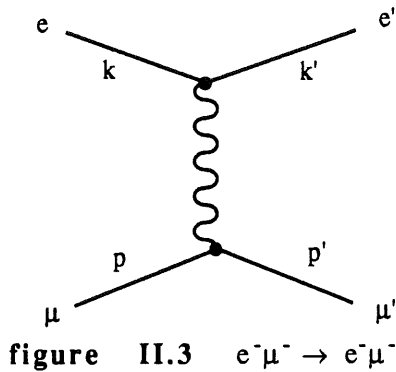
figure II.2 x vs Q^2 : *Domaine cinématique de HERA*
Courbes à y et θ constants

2 Définition des fonctions de structure

Avant d'aborder le cas de la collision inélastique électron/proton, nous considérerons celui de la collision élastique électron/muon. Nous verrons que ces deux processus quoique très différents peuvent être décrits par un formalisme identique très général [II.1].

2a Collision élastique électron/muon

Le diagramme correspondant à cette réaction est donné par la figure II.3. L'état final X se réduit ici à une seule particule: on retrouve le muon incident après l'interaction.



Ceci signifie que la réaction est élastique et donne la contrainte cinématique :

$$W^2 = m_\mu^2 \quad (\text{II.7})$$

Toute la cinématique de la réaction peut être reconstruite à partir d'une seule variable parmi celles que nous avons vu à l'exception de x qui ici est toujours égal à 1.

Ce processus est complètement calculable. Chaque ligne leptonique est décrite par un courant de la forme:

$$J^\mu = \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \quad (\text{II.8})$$

ou, alternativement, par le tenseur leptonique:

$$L^{\rho\nu} = \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} J^\rho J^{\nu*} = 2 \{ l'^\rho l'^\nu + l'^\nu l'^\rho - (l' \cdot l' - m_l^2) g^{\rho\nu} \} \quad (\text{II.9})$$

La section efficace s'écrit:

$$d\sigma = \frac{1}{F} d\Xi_{k'}^1 d\Xi_{p'}^1 \frac{e^4}{q^4} L(e)^{\rho\nu} L(\mu)_{\rho\nu} (2\pi)^4 \delta^4(p'+k'-p-k) \quad (\text{II.10})$$

où $d\Xi^1$ est l'espace de phase à une particule, $L(e)^{\rho\nu}$ et $L(\mu)^{\rho\nu}$ sont les tenseurs électronique et muonique, et $F = 4 |k \cdot p|$ est le facteur de flux. En intégrant l'expression (II.10) sur les variables du muon sortant, il vient:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \left\{ \cos^2(\theta/2) - \frac{q^2}{2m_\mu^2} \sin^2(\theta/2) \right\} \delta[(W^2 - m_\mu^2)/2m_\mu] \quad (\text{II.11})$$

où la fonction δ exprime l'élasticité de la réaction. L'équation (II.11) peut se réécrire sous la forme:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{E'}{E} \frac{\alpha^2}{q^4} L(e)^{\rho\nu} W(\mu)_{\rho\nu} \quad (\text{II.12})$$

où

$$W(\mu)_{\rho\nu} = \frac{1}{4\pi m_\mu} \int d\Xi_p^1 L(\mu)_{\rho\nu} (2\pi)^4 \delta^4(p'+k'-p-k) \quad (\text{II.13})$$

A part le terme E'/E qui correspond au recul du muon-cible, chaque terme de l'équation (II.12) décrit une partie de la figure II.3: le terme α^2/q^4 correspond à la ligne photonique tandis que les tenseurs $L(e)^{\rho\nu}$ et $W(\mu)^{\rho\nu}$ décrivent les lignes électronique et muonique.

2b Collision inélastique électron/proton

Considérons le processus inclusif $eP \rightarrow eX$ où l'état X n'est pas identifié. Le diagramme correspondant est donné par la figure II.4.

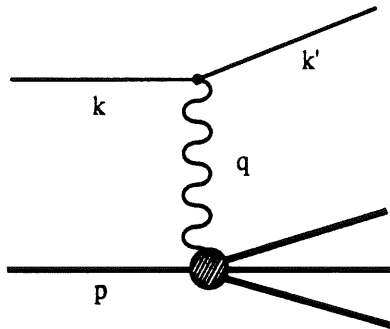


figure II.4 $e^-p \rightarrow e^-X$

Ici W^2 est supérieur à M^2 : la réaction est inélastique. Deux variables sont nécessaires pour reconstruire la cinématique et tout le domaine de la figure II.2 devient cinématiquement permis.

L'état X pouvant être composé de plusieurs particules, la partie inférieure de la figure II.4 ne peut pas être décrite par un courant de la forme (II.8). Il faut donc se contenter d'écrire la section efficace la plus générale possible:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{E'}{E} \frac{\alpha^2}{q^4} L(e)^{\rho\nu} W(h)_{\rho\nu} \quad (\text{II.14})$$

où

$$W(h)_{\rho\nu} = \frac{1}{4\pi M} \sum_{X,n} \int d\Xi_X^n \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} J^*_{\rho} J_{\nu} (2\pi)^4 \delta^4(\sum p_X - p - k) \quad (\text{II.15})$$

La quantité $J_\nu = \langle X | J_\nu | P \rangle$ décrit la transition de l'état initial "proton" à l'état final X. Cette section efficace est une simple généralisation de (II.13) au cas où X est un état à n particules, modifié par une somme sur tous les états possibles X pour exprimer l'inclusivité de la section efficace.

Le tenseur $W(h)^{\rho\eta}$ peut être écrit sous la forme d'une combinaison linéaire des tenseurs indépendants que l'on peut construire à partir des quadrivecteurs P et q. Ces tenseurs sont au nombre de cinq et une décomposition possible est:

$$W(h)^{\rho\eta} = C_1 g^{\rho\eta} + C_2 p^\rho p^\eta + C_3 q^\rho q^\eta + C_4 (p^\rho q^\eta + q^\rho p^\eta) + C_5 i \varepsilon^{\rho\eta\alpha\beta} p_\alpha q_\beta \quad (\text{II.16})$$

Les coefficients de cette combinaison linéaire ne peuvent dépendre que des scalaires indépendants construits avec P et q. Ces scalaires sont au nombre de deux et on peut prendre, par exemple, x et Q^2 . En imposant que $W(h)^{\rho\eta}$ respecte la conservation des courants hadroniques et qu'il ne viole pas la parité (cas électromagnétique pur) le nombre de tenseurs élémentaires possibles se trouve réduit à deux. On obtient:

$$W(h)^{\rho\eta} = F_1(x, Q^2) \frac{1}{M} \left(\frac{q^\rho q^\eta}{q^2} - g^{\rho\eta} \right) + F_2(x, Q^2) \frac{1}{\nu M^2} \left(p^\rho - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\rho \right) \left(p^\eta - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\eta \right) \quad (\text{II.17})$$

où F1 et F2 sont, par définition, les fonctions de structure électromagnétiques du proton. La section efficace différentielle s'écrit alors:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \right] \quad (\text{II.18})$$

$$\text{ou } \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[\{1 + (1-y)^2\} - \frac{R y^2}{1+R} \right] F_2(x, Q^2) \quad (\text{II.19})$$

$$\text{avec } R = \frac{FL(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \quad (\text{II.20}) \quad \text{et} \quad FL(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) \quad (\text{II.21})$$

Pour mesurer les fonctions de structure F1 et F2, à x et Q^2 fixés, on voit d'après la relation (II.18) qu'il faut mesurer les sections efficaces pour deux valeurs différentes de y, ce qui, de part la relation (II.4), se ramène à la possibilité de pouvoir disposer de deux valeurs différentes de S.

3 Modèle des partons

Les fonctions de structure sont donc ce que l'on peut écrire de plus général lorsqu'on ne sait rien et il semble peu probable que l'on puisse en tirer une information simple. La découverte de l'invariance d'échelle, c'est à dire l'indépendance des fonctions de structure en fonction de Q^2 , à la fin des années soixante a cependant montré qu'elles étaient le moyen le plus direct de "voir" les quarks, objets jusqu'alors hypothétiques introduits par Gell-man et Zweig pour expliquer la spectroscopie des hadrons. Plus tard la mise en évidence d'une légère violation de l'invariance d'échelle, a permis de faire de la couleur, introduite comme une parastatistique dans le modèle de Gell-man et Zweig, la source d'un champ de Jauge. On est ainsi passé d'une "chromo-statistique" à la chromodynamique.

3a Collision photon virtuel/proton

Avant d'étudier le modèle des partons, il est utile de simplifier le problème en passant de l'interaction électron/proton à l'interaction photon virtuel/proton [II.2]. Les deux processus sont représentés sur la figure II.5.

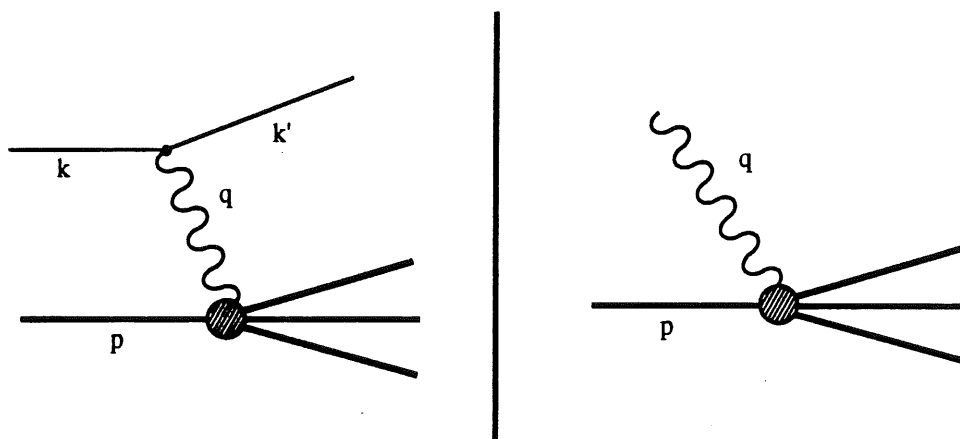


figure II.5 De $eP \rightarrow eX$ à $\gamma^*p \rightarrow X$

Cette figure suggère une grande analogie entre les deux processus. La donnée de q étant équivalente, d'après les définitions (II.1), à celle de x et Q^2 , on ne perd pas d'information cinématique en passant de l'un à l'autre. Sans rien connaître de l'interaction photon/proton, il est toutefois possible d'affirmer que la section efficace totale de ce processus s'écrit:

$$\sigma_{\lambda} = \sum_{X;n} \frac{1}{F_{P/\gamma^*}} \int d\Xi_X^n \varepsilon_{\lambda}^{\mu*} \varepsilon_{\lambda}^{\nu} \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} J_{\mu}^* J_{\nu} (2\pi)^4 \delta^4(\sum p_X - p - k) \quad (\text{II.22})$$

où les ϵ^μ_λ sont les vecteurs de polarisation du photon. Cette expression peut se réécrire plus simplement en utilisant l'équation (II.15) sous la forme:

$$\sigma_\lambda = \left(\frac{8\pi^2\alpha x}{Q^2} \right) \epsilon_\lambda^{\mu*} \epsilon_\lambda^\nu W(h)_{\mu\nu} \quad (\text{II.23})$$

Le photon peut être polarisé transversalement ($\lambda = \pm 1$) ainsi que longitudinalement ($\lambda=0$) puisque il est virtuel. On définit:

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{\lambda=+1} + \sigma_{\lambda=-1}}{2}, \quad \sigma_L = \sigma_{\lambda=0} \quad \text{et} \quad \sigma_\Sigma = - \left(\frac{8\pi^2\alpha x}{Q^2} \right) g^{\rho\eta} W(h)_{\rho\eta} \quad (\text{II.24})$$

En utilisant les relations (II.17), (II.23) et (II.24) on montre que:

$$\begin{aligned} 2F_1 &= \left(\frac{Q^2}{8\pi^2\alpha x} \right) (\sigma_\Sigma + \sigma_L) \quad (\text{a}) & \frac{F_2}{x} &= \left(\frac{Q^2}{8\pi^2\alpha x} \right) (\sigma_\Sigma + 3\sigma_L) \quad (\text{b}) \\ \frac{F_L}{x} &= \left(\frac{Q^2}{8\pi^2\alpha x} \right) 2\sigma_L \quad (\text{c}) & R &= \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \quad (\text{d}) \end{aligned} \quad (\text{II.25})$$

3b Philosophie du modèle des partons

L'essence du modèle des partons dans sa version dite naïve comme dans sa version chromodynamique, est résumée par la figure II.6.

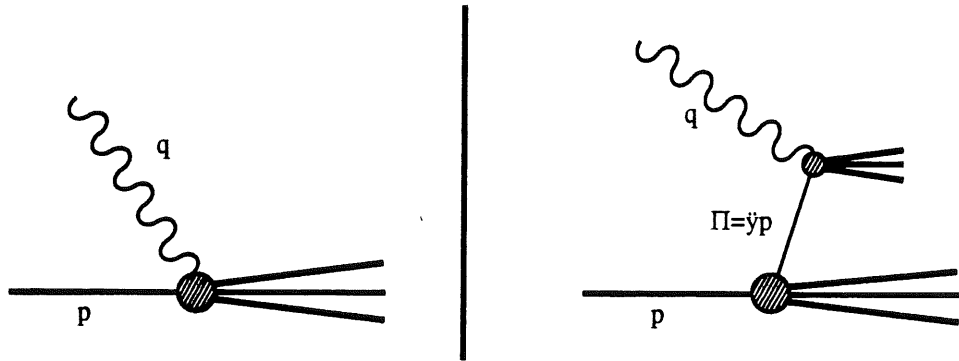


figure II.6 Philosophie du modèle des partons

Le processus γ^*/proton est vu comme la somme incohérente de sous-processus entre le photon et un constituant du proton, un parton, portant une fraction y de l'impulsion. Les variables cinématiques caractérisant le processus et le sous-

processus sont:

Système photon/proton	Système photon/parton
impulsion du proton: P	impulsion du parton: Π
variable de Bjorken: $x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$	variable de Bjorken du sous processus: $z = \frac{Q^2}{2\Pi \cdot q} = \frac{Q^2}{2\dot{y}P \cdot q} = \frac{x}{\dot{y}}$ (II.26)

L'équation fondamentale du modèle des partons s'écrit:

$$\sigma_i(x, Q^2) = \int_x^1 d\dot{y} q^0(\dot{y}) \hat{\sigma}_i(z = x/\dot{y}, Q^2) \quad \text{où } i=T, L \text{ ou } \Sigma \quad (\text{II.27})$$

où $\hat{\sigma}$ est la section efficace du sous-processus photon/parton. Cette équation signifie que l'on somme tous les sous-processus possibles en pondérant chacun par la probabilité $q^0(\dot{y})$ de trouver dans le proton un parton portant la fraction \dot{y} de l'impulsion. Les bornes de l'intervalle d'intégration sont déduites de la relation (II.26) avec la condition $z \leq 1$.

Toute hypothèse sur la nature des partons ou sur les processus intervenant dans l'interaction élémentaire photon virtuel/parton détermine, via les relations (II.25) et (II.27), les propriétés des fonctions de structure. Ces quantités donnent donc non seulement accès aux constituants du proton mais aussi à l'interaction pertinente à leur niveau.

3c Modèle des partons dit naïf

Dans ce modèle dû à Feynman les partons, rapidement identifiés avec succès aux quarks, sont des objets ponctuels de spin 1/2 porteurs d'une charge pouvant être une fraction e_q de celle de l'électron. Le seul processus considéré est donné par le diagramme de la figure II.7. Le carré de l'amplitude correspondante sera désigné graphiquement suivant la notation de cette même figure.

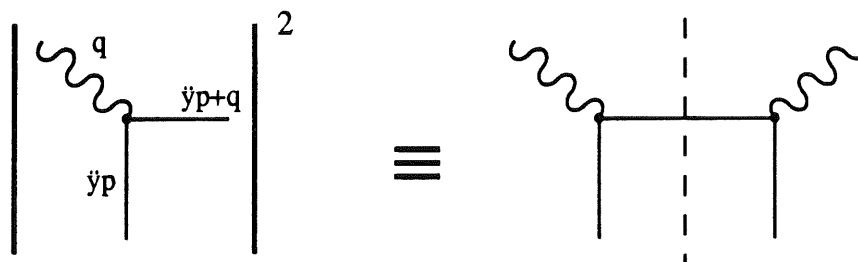


figure II.7

Sous-processus $\gamma^*q \rightarrow q$ et notation

Les calculs de σ_L et σ_Σ ne pose aucun problème et l'on obtient:

$$R = 0 \quad (\text{II.28})$$

et

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) = \sum e_q^2 xq^0(x) \quad (\text{II.29})$$

où la somme porte sur tous les types possibles de partons. D'après l'équation (II.29), les fonctions de structure ne dépendent pas de Q^2 . Cette propriété, appelée invariance d'échelle, traduit la nature ponctuelle du parton. Quelque soit Q^2 , c'est à dire quelque soit le pouvoir de résolution du photon, le parton apparait toujours comme un point. Dans ces conditions les fonctions de structure ne peuvent dépendre que de la probabilité de trouver un parton avec lequel le photon peut interagir. La condition d'élasticité $W^2 = m_q^2 = 0$ impose:

$$(\dot{y}p+q)^2 = 0 \Rightarrow \dot{y} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = x \quad (\text{II.30})$$

La variable x , qui n'a pas de signification physique immédiate, est donc simplement la fraction d'impulsion qu'un parton doit avoir pour être vu par le photon.

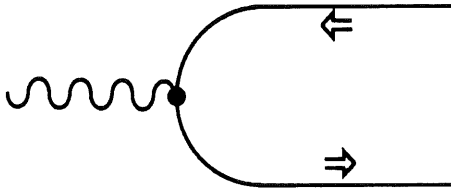


figure II.8 $\gamma^*q \rightarrow q$ dans le référentiel du mur de briques

Le résultat (II.28) est lié au spin 1/2 des partons. Dans le référentiel, dit du mur de briques dans lequel le photon a une énergie nulle (figure II.8), la conservation de l'hélicité du parton au vertex impose une variation d'une unité du moment cinétique pour des partons de spin 1/2.

Cette variation est impossible si le photon a une polarisation longitudinale nulle. La section efficace σ_L est donc nulle, ce qui en utilisant (II.25d) conduit au résultat (II.28). Ce raisonnement néglige les composantes transverses k_T des impulsions des partons dues à leur confinement dans le proton. Une estimation de la valeur de R due à cet effet est [II.3]:

$$R = \frac{4 \langle k_T^2 \rangle}{Q^2} \quad (\text{II.31})$$

La dépendance en Q^2 de ce terme est caractéristique des effets non-perturbatifs, appelés Higher-Twist, qui, en s'ajoutant à la faible valeur non nulle prédite pour R par la Chromodynamique quantique, perturbent les tests de cette théorie lorsque Q^2 est petit.

Malgré ses succès considérables le modèle des partons-quarks "naïf" souffre de plusieurs défauts:

-le processus de base n'évoque pas l'interaction responsable du confinement des partons dans le proton

-la fraction d'impulsion portée par les quarks telle qu'on la mesure expérimentalement n'est que d'environ 50%. Le reste de l'impulsion est invisible par l'interaction électrofaible

-l'invariance d'échelle est faiblement mais définitivement violée

De plus du fait même du succès de l'image des partons, il semble possible de décrire l'interaction forte par une théorie de Jauge agissant sur des objets ponctuels en espérant reproduire les succès de l'électrodynamique quantique.

4 Chromodynamique quantique

La Chromodynamique quantique est la théorie de Jauge correspondant à la symétrie locale de couleur $SU_c(3)$. Le Lagrangien s'écrit:

$$L = \bar{\Psi}_q(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_q)\Psi_q - g_s(\bar{\Psi}_q\gamma^\mu T_a\Psi_q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (\text{II.32})$$

où g_s est la constante de couplage de la théorie, Ψ_q le champ correspondant aux quarks et G celui des bosons de Jauge, les gluons. Les vertex déduits de ce Lagrangien sont succinctement rappelés par la figure II.9 ainsi que les facteurs en $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ qui les accompagnent dans les carrés des amplitudes.

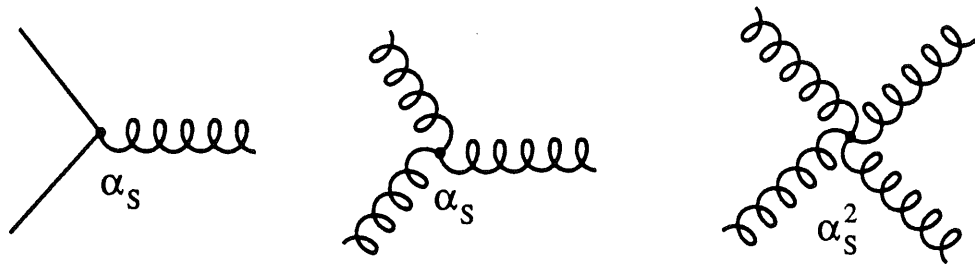


figure II.9 Vertex de la Chromodynamique quantique

En Jauge covariante il est nécessaire pour supprimer les degrés de liberté non physiques, d'introduire des particules fictives se couplant exclusivement aux gluons: les fantômes de Fadeev-Popov (ghosts). Ces particules ne sont jamais produites et n'interviennent que dans les boucles des diagrammes. Elles interviennent, par exemple, dans les corrections au propagateur du gluon suivant le diagramme la figure II.10.

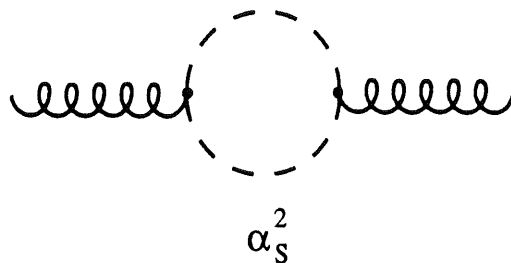


figure II.10 Fantômes de Fadeev-Popov

Les corrections au modèle des partons dit naïf dues à la chromodynamique quantique feront intervenir les diagrammes construits avec

les nouveaux vertex. Puisque nous considérons un processus inclusif ces diagrammes pourront donner dans l'état final autant de particules que l'on voudra. Les premières corrections seront en α_s , ce qui est le cas du processus $\gamma^*q \rightarrow qg$.

4a Processus photon-quark \rightarrow gluon-quark

Les diagrammes correspondants sont donnés par la figure II.11.

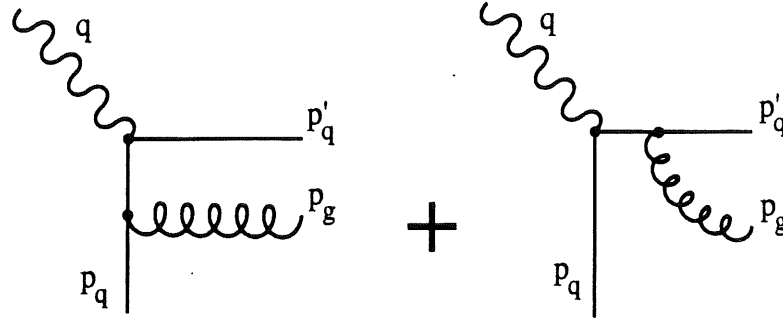


figure II.11 Diagrammes $\gamma^*q \rightarrow qg$

Comme pour le modèle des partons dit naïf il faut calculer σ_L et σ_Σ . Le calcul de σ_L conduit à:

$$\sigma_L = \left(\frac{8\pi^2 \alpha z}{Q^2} \right) \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{4}{3} e_q^2 z \quad (\text{II.33})$$

où z est la variable de Bjorken du sous-processus. Le calcul de σ_Σ est impossible: il apparait des divergences conduisant à un résultat infini. L'origine de ces divergences est à rechercher dans la section différentielle du processus [II.2]:

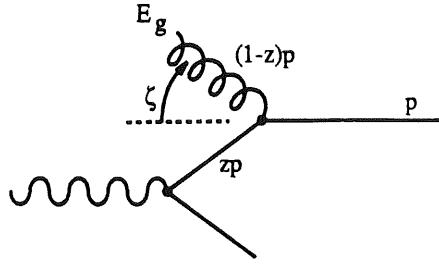
$$\frac{d\sigma_\Sigma}{dt_M} = - \left(\frac{8\pi^2 \alpha z}{Q^2} \right) \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{4}{3} e_q^2 \left\{ \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right) \frac{1}{t_M} + \frac{z}{Q^2(1-z)} t_M \right\} \quad (\text{II.34})$$

où t_M est la variable de Mandelstan:

$$t_M = (p_q - p_g)^2 = (p'_q - q)^2 \quad (35) \quad t_M \in [-Q^2/z; 0] \quad (\text{II.36})$$

L'équation (II.34) présente deux singularités: un pôle en $t_M=0$ responsable de la divergence de σ_Σ lorsqu'on intègre (II.34) sur t_M dans l'intervalle (II.36) et un pôle en $z=1$. Ces pôles ont une interprétation cinématique simple. Si ζ est l'angle entre le quark initial et le gluon émis (figure II.12) et E_g l'énergie de ce gluon on a:

$$t_M \propto 1 - \cos(\zeta) \quad \text{et} \quad E_g \propto 1 - z$$



La divergence en $t_M=0$ est donc liée à l'émission d'un gluon colinéaire au quark initial (divergence colinéaire) et celle en $z=1$ à celle d'un gluon d'énergie nulle (divergence infrarouge).

figure II.12 Divergences colinéaire et infrarouge

Pour traiter ces divergences plusieurs procédures de régularisation existent dont celle consistant à donner temporairement une masse m_g non nulle aux gluons. L'intégrale de la section efficace différentielle est alors [II.2]:

$$\sigma_\Sigma = \left(\frac{8\pi^2 \alpha_s}{Q^2} \right) \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ P_{qq}(z) \log \left(\frac{Q^2}{m_g^2} \right) + f(z) + \text{DIV}(m_g) \delta(1-z) \right\} \quad (\text{II.37})$$

$$\text{où } P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right)_+ \quad \text{et} \quad \text{DIV}(m_g) = \frac{4}{3} \left[3 \log \left(m_g^2 / Q^2 \right) + \log^2 \left(m_g^2 / Q^2 \right) \right] \quad (\text{II.38})$$

La forme de l'équation (II.37) et la fonction P_{qq} sont universelles. Seules les fonctions $f(z)$ et $\text{DIV}(m_g^2)$ dépendent de la procédure de régularisation choisie. L'indice + dans P_{qq} signifie que la singularité en $z=1$ a été retirée et isolée dans le terme $\text{DIV}(m_g) \delta(1-z)$ divergeant dans la limite $m_g \rightarrow 0$, en utilisant la définition:

$$h_+(x) = \lim_{\beta \rightarrow 0} \left[h(x) \theta(1-x-\beta) - \delta(1-x-\beta) \int_0^{1-\beta} dy h(y) \right] \quad (\text{II.39})$$

où θ est la fonction de Heaviside. Lorsque l'on fait tendre m_g vers zéro la divergence du logarithme $\log(Q^2/m_g^2)$ dans (II.37), peut être absorbée par une redéfinition de $q^0(z)$. Le terme Q^2/m_g^2 est alors remplacé par Q^2/Q_0^2 où Q_0^2 est, cette fois, une quantité constante arbitrairement choisie. Par contre la divergence de la fonction $\text{DIV}(m_g)$ est incontournable et ne peut être éliminée qu'en tenant compte des corrections virtuelles au diagramme du modèle des partons (figure II.13).

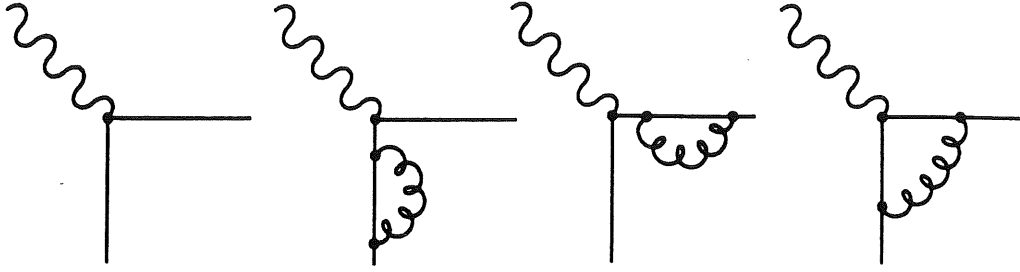


figure II.13 *Corrections radiatives*

Seules les interférences des trois derniers diagrammes avec le premier sont en α_s . Le calcul de leurs contributions donne:

$$\sigma_{\text{vir}\Sigma} = - \left(\frac{8\pi^2 \alpha_s}{Q^2} \right) \frac{\alpha_s}{2\pi} \text{DIV}(m_g) \delta(1-z) \quad (\text{II.40})$$

Lorsque l'on ajoute ces termes à ceux déjà obtenus les divergences infrarouges se compensent exactement. Deux classes de diagrammes complètement différents, donnant dans l'état final pour l'une un quark seul et l'autre un quark et un gluon, conspirent donc pour donner un résultat fini. Cette conspiration s'explique par le fait que les divergences infrarouges sont associées à l'émission d'un gluon dont l'énergie tend vers zéro. Or un gluon d'énergie nulle n'a pas de sens et n'existe pas. Un état final quark-gluon d'énergie quasi-nulle est donc dégénéré avec un état final quark seul. En tenant compte des corrections virtuelles on a finalement:

$$\sigma_{\Sigma} = \left(\frac{8\pi^2 \alpha_s}{Q^2} \right) \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ P_{qq}(z) \log \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) + f(z) \right\} \quad (\text{II.41})$$

4b Approximation des logarithmes dominants

Cette approximation consiste à ne conserver dans les expressions (II.33) et (II.41), que les termes dominants dans la limite Q^2 tendant vers l'infini. Avec cette approximation on obtient:

$$\sigma_L \rightarrow 0 \quad \text{et} \quad \sigma_{\Sigma} \rightarrow \left(\frac{8\pi^2 \alpha_s}{Q^2} \right) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \log \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right)$$

Cette approximation revient à réduire les sections efficaces différentielles à leurs pôles en $t_M=0$. En d'autres termes les processus dominants sont ceux pour lesquels l'angle entre le quark initial et le gluon émis tend vers 0. L'approximation des logarithmes dominants est donc aussi celle de l'émission

colinéaire. En rassemblant les contributions des processus $\gamma^*q \rightarrow q$ et $\gamma^*q \rightarrow qg$, on a pour les fonctions de structure:

$$R = 0 \quad (\text{II.42})$$

et

$$\begin{aligned} F_2(x, Q^2) &= 2xF_1(x, Q^2) = \sum e_q^2 x \left\{ q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q^0(y) \right\} \\ &= \sum e_q^2 x \left\{ q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) P_{qq} \otimes q^0 \right\} \quad (\text{II.43}) \end{aligned}$$

$$\text{avec la notation: } [A \otimes B](x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} A\left(\frac{x}{y}\right) B(y) \quad (\text{II.44})$$

Les équations (II.42) et (II.43) sont très proches de celles du modèle des partons naïf (équations (II.28) et (II.29)). Il est tentant de définir une distribution effective de quark:

$$q_{\text{eff}}(x, Q^2) = q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) P_{qq} \otimes q^0 \quad (\text{II.45})$$

L'interprétation de cette distribution effective est que le quark "vu" avec le photon peut être un quark "nu" mais aussi un quark perturbé par l'émission d'un gluon. En dérivant (II.45) par rapport à $\log(Q^2)$ il vient:

$$\frac{d q_{\text{eff}}}{d \log(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \otimes q_0 \approx \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \otimes q_{\text{eff}} + O(\alpha_s^2) \quad (\text{II.46})$$

On obtient ainsi une équation ressemblant à celle d'Altarelli-Parisi. Cette procédure est gravement inconsistante. En effet on sait que la renormalisation rend la constante de couplage dépendante de l'échelle d'énergie:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log [Q^2/\Lambda^2]} \quad (\text{II.47})$$

où $\beta_0 = 11 - 2n_f/3$, n_f est le nombre de saveurs actives et Λ est le seul paramètre libre de la théorie. La constante de couplage α_s est donc de l'ordre de grandeur de $1/\log(Q^2)$ de sorte que $\alpha_s \log(Q^2)$ est de l'ordre de grandeur de l'unité. Le deuxième terme de l'équation (II.45) n'est donc pas petit, ce qui invalide tout le raisonnement. La seule procédure cohérente consiste à sommer toutes les

contributions en $\alpha_s \log(Q^2)$ ce que l'on note $\Sigma (\alpha_s \log(Q^2))^n$. Par exemple il faut pouvoir tenir compte de la contribution de la réaction $\gamma^* q \rightarrow q$ ng ce qui à première vue semble impossible. D'autre part à ce niveau l'interprétation de la distribution effective est délicate. En effet si l'on examine les diagrammes de la figure II.11, on voit que le deuxième correspond à l'émission de gluon après l'interaction avec le photon et il est surprenant que cela puisse perturber ce que ce dernier "voit". De plus le terme d'interférence de ces deux diagrammes est complètement non interprétable dans ce cadre.

Pour pouvoir retrouver une interprétation simple des corrections dues à la chromodynamique et en même temps pouvoir prendre en compte tous les termes en $\alpha_s \log(Q^2)$, il existe heureusement un moyen simple: passer en Jauge axiale.

4c Jauge axiale et interprétation probabiliste

Les diagrammes de la figure II.11 donnent naissance à trois termes: les carrés de chaque diagramme et le terme d'interférence. Ces termes sont graphiquement représentés sur la figure II.14 en utilisant la notation de la figure II.7.

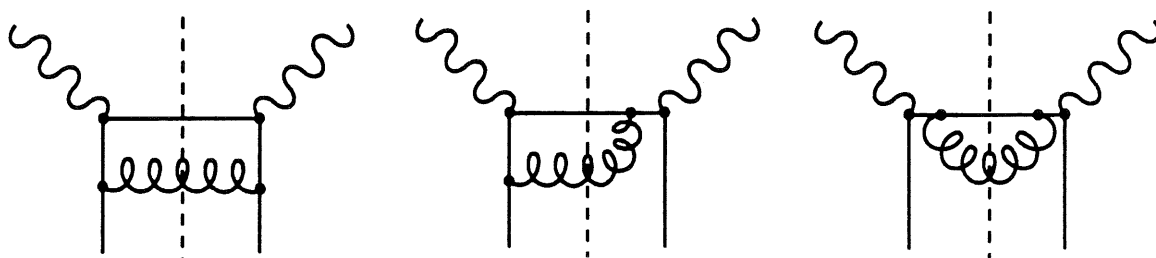


figure II.14 Contributions des diagrammes de la figure II.11

Nous avons vu que seul le premier diagramme a une interprétation simple. Ceci n'est un problème que si, dans le cadre de l'approximation colinéaire, les deux autres termes contribuent, c'est à dire s'ils contiennent des pôles en $1/t_M$ auxquels nous avons réduit la section efficace. En Jauge covariante il apparaît que seuls le premier et le dernier terme de la figure II.14 contribuent. S'il est rassurant d'être débarrassé du terme d'interférence, il nous reste encore le terme d'émission par l'état final. Une analyse détaillée de ce terme montre qu'il vient de la présence en Jauge covariante de polarisation longitudinale pour un gluon virtuel. La Chromodynamique étant une théorie invariante de Jauge, nous sommes libres de nous placer dans la Jauge qui nous convient. Il existe des Jauges dites physiques où ces polarisations longitudinales sont exclues. La Jauge axiale est l'une d'elles. Dans cette Jauge on impose [II.4]:

$$c^\mu G_\mu = 0 \quad (\text{II.48})$$

où G_μ est le champ de Jauge et c^μ un vecteur arbitrairement choisi mais qu'il est judicieux de prendre égal à $q^\mu + zp^\mu$ où z est la variable de Bjorken du sous-processus. La contrainte (II.48) modifie le propagateur du gluon et retranche le pôle en $1/t_M$ dans le terme d'émission par l'état final. La somme devant être invariante de Jauge, le pôle retranché se rajoute au premier terme. Il ne reste donc qu'un seul diagramme:

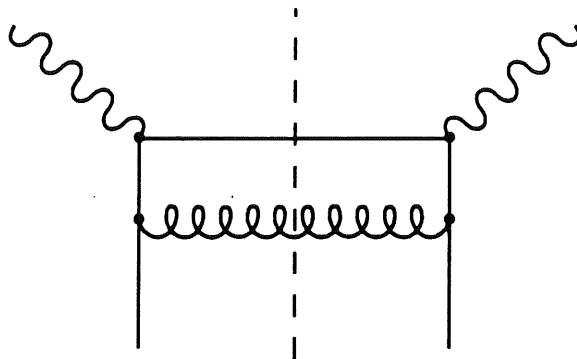


figure II.15 Contribution dominante en Jauge axiale

dont l'interprétation est immédiate: nous voyons avec le photon un quark qui a précédemment émis un gluon.

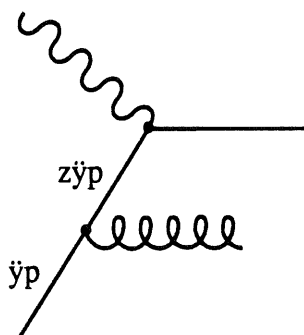


figure II.16 Lecture probabiliste

Nous avons donc deux événements successifs: l'émission d'un gluon puis la collision avec le photon (figure II.16). Cette lecture probabiliste est légitime: la contribution de ce diagramme peut, en effet, se calculer comme le simple produit des probabilités de chaque événement.

Tout d'abord nous avons la probabilité de trouver un quark portant un fraction \dot{y} de l'impulsion $q^0(\dot{y})$, puis celle d'émettre un gluon et d'obtenir un quark portant l'impulsion $z.\dot{y}$ de l'impulsion, z étant la fraction d'impulsion du premier quark portée par le second. Cette dernière probabilité n'est pas intuitive et est donnée par la théorie:

$$\text{Probabilité d'émettre un gluon: } \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{k_T^2} P_{qq}(z) \quad (\text{II.49})$$

où k_T est l'impulsion transverse du gluon. La fonction P_{qq} , dite fonction de splitting, quantifie donc la probabilité d'émettre un gluon. Enfin la collision

avec le photon impose que le quark ait très exactement la fraction x de l'impulsion. Cette condition est, comme nous l'avons vu une contrainte purement cinématique et est indépendante du type de bosons. C'est dans ce sens que les distributions de quarks sont intrinsèques au Proton, c'est à dire ne dépendent pas du moyen utilisé pour sonder ce dernier. De ce dernier processus nous ne retiendrons que cette condition cinématique "universelle". En sommant sur les impulsions \dot{y} et sur toutes les valeurs de k_T^2 possibles en imposant toutefois une coupure inférieure Q_0^2 , il vient:

$$\int_{Q_0^2}^{Q^2} dk_T^2 \int_0^1 d\dot{y} \int_0^1 dz \delta(z\dot{y}-x) P_{qq}(z) \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{k_T^2} q^0(\dot{y}) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \int_x^1 \frac{d\dot{y}}{\dot{y}} P_{qq}\left(\frac{x}{\dot{y}}\right) q^0(\dot{y}) \quad (\text{II.50})$$

qui est très exactement le second terme de l'équation (II.45).

4d Diagrammes en échelle

Cette procédure peut être étendue à tous les ordres en $\alpha_s \log(Q^2)$ [II.4].

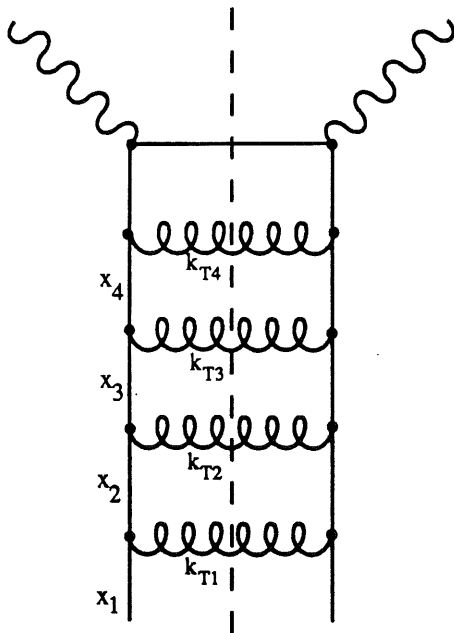


figure II.17 Ladder

On montre qu'en Jauge axiale tous les diagrammes contribuant sont de la forme de celui de la figure II.17, avec les conditions:

$$x_1 \geq x_2 \geq \dots \geq x \quad (\text{II.51})$$

et

$$k_{T1}^2 \leq k_{T2}^2 \leq \dots \leq Q^2 \quad (\text{II.52})$$

La condition (II.51) signifie que l'on perd de l'impulsion à chaque émission de gluon. La condition (II.52) indique que l'on fait l'approximation colinéaire à chaque barre de cette "échelle". Ces diagrammes portent le nom anglais de Ladders.

Le calcul des contributions peut se faire comme précédemment et l'on tient compte de la "mobilité" de la constante de couplage en faisant le changement:

$$\frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{k_T^2} P_{qq}(z) \rightarrow \frac{\alpha_s(k_T^2)}{2\pi} \frac{1}{k_T^2} P_{qq}(z)$$

Le diagramme de la figure II.18, par exemple, se lit comme une cascade de quatre événements distincts (figure II.19).

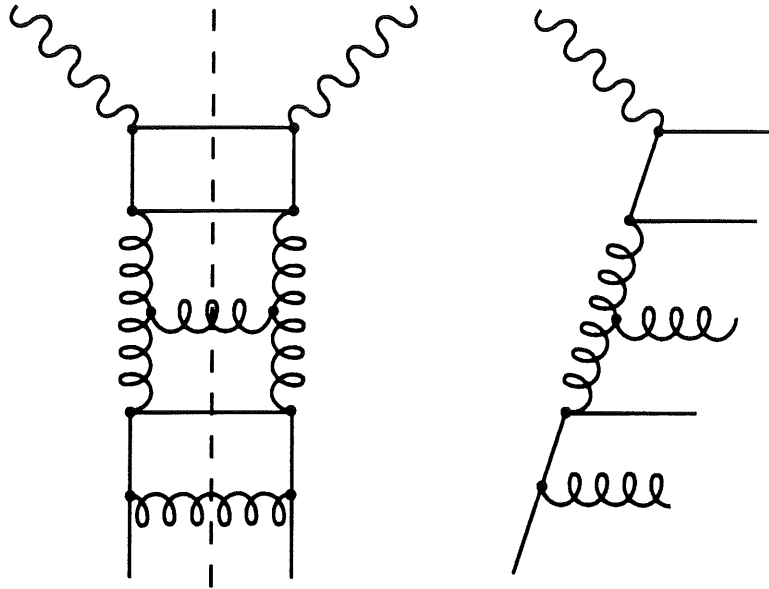


figure II.18 Exemple

Ces quatre événements sont quantifiés par quatre fonctions de splitting différentes:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right)_+, \quad P_{qg}(z) = \frac{z^2 + (1-z)^2}{2}, \quad P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-z)^2}{z}$$

$$\text{et } P_{gg}(z) = 6 \left[z(1-z) + \frac{1-z}{z} + \left(\frac{z}{1-z} \right)_+ \right] + \frac{33-2n_f}{6} \delta(1-z)$$

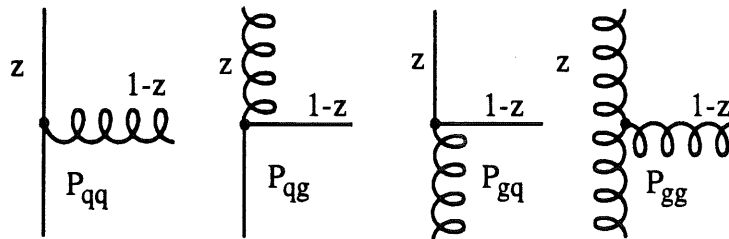


figure II.19 "Evénements" élémentaires

Ce sont les quatre seules fonctions de splitting et les quatre seuls événements

élémentaires intervenant dans l'approximation de logarithmes dominants. La contribution d'un diagramme à N barreaux s'écrit sans expliciter les fonctions de splitting d'une manière générale sous la forme:

$$C(N) = A(N) \int_x^1 \frac{dx_N}{x_N} P\left(\frac{x}{x_N}\right) \int_{x_{N-1}}^1 \frac{dx_{N-1}}{x_{N-1}} P\left(\frac{x_N}{x_{N-1}}\right) \dots \int_{x_2}^1 \frac{dx_1}{x_1} P\left(\frac{x_2}{x_1}\right) q^0(x_1) \quad (\text{II.53})$$

avec

$$A(N) = \frac{1}{N!} \left[\frac{2}{\beta_0} \log \left(\frac{\log(Q^2/\Lambda^2)}{\log(Q_0^2/\Lambda^2)} \right) \right]^N$$

L'équation (II.53) a une forme très nettement récursive. Ceci est encore plus manifeste dans la propriété:

$$\frac{dC(N)}{d\log(Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_1 \otimes C(N-1) \quad (\text{II.54})$$

où P_1 désigne la fonction de splitting du barreau le plus proche du vertex quark-photon.

4e Equations d'Altarelli-Parisi

L'image simple de cascade d'événements permet d'imaginer tous les diagrammes nécessaires et de calculer toutes les corrections quelque soit l'ordre en $\alpha_s \log(Q^2)$ de ces dernières. Il faut sommer toutes les contributions $C(N)$ pour obtenir la distribution effective correctement définie. Sur la figure II.20, cette somme est représentée sous la forme de diagramme en échelle tronquée: la collision avec le boson électrofaible est omise car, comme nous l'avons vu, cet événement final se réduit à une simple contrainte cinématique.

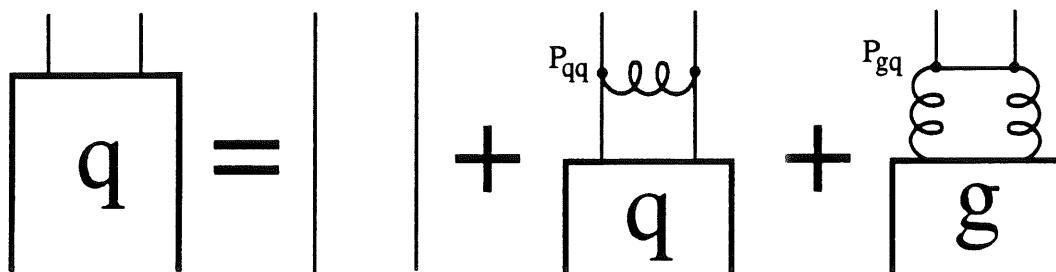


figure II.20 Contributions à la distribution des quarks

Cette somme se décompose en trois groupes de termes: le terme du modèle des partons naïf, les diagrammes où le dernier quark a précédemment émis un gluon, et enfin les diagrammes où le dernier événement est la création

d'une paire quark-antiquark à partir d'un gluon. Les cascades se terminant par un quark donneront la distribution effective de quark $q(x, Q^2)$ dans le Proton et celles se terminant par un gluon formeront la distribution effective de gluon $g(x, Q^2)$.

Le premier terme est indépendant de Q^2 et la dépendance des deux autres termes est donnée par la relation (II.54). Si l'on dérive la somme de ces termes par rapport à $\log(Q^2)$ on obtient:

$$\frac{d q(x, Q^2)}{d \log(Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left\{ P_{qq} \otimes q + P_{gq} \otimes g \right\} \quad (\text{II.55})$$

De la même façon un gluon peut être un gluon "nu" ou avoir émis en dernier lieu un gluon, ou bien encore avoir été émis par un quark celui-ci pouvant être de n'importe quelle saveur (figure II.21).

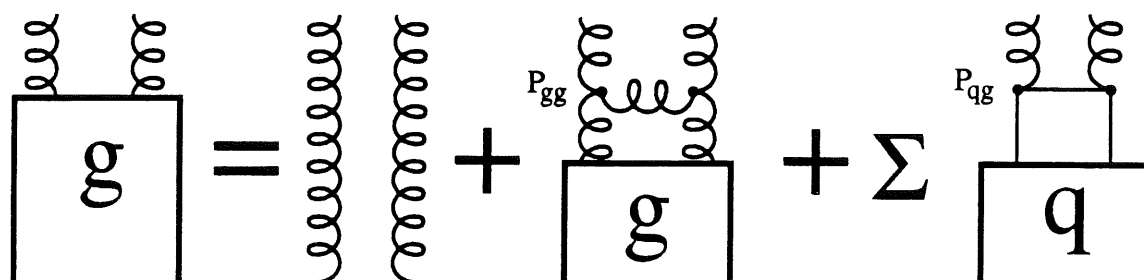


figure II.21 Contributions à la distribution des gluons

En utilisant comme précédemment la propriété (II.54), il vient:

$$\frac{d g(x, Q^2)}{d \log(Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left\{ P_{gg} \otimes g + P_{qg} \otimes \sum q \right\} \quad (\text{II.56})$$

où l'on somme sur les quarks et antiquarks de toutes saveurs.

Les équations (II.55) et (II.56) sont les équations d'Altarelli-Parisi [II.5]. Pour les fonctions de structure on a:

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) = \sum e_q^2 x \left\{ q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2) \right\} \quad (\text{II.57})$$

d'où:

$$\frac{d F_2(x, Q^2)}{d \log(Q^2)} = \frac{\alpha_s Q^2}{2\pi} \left\{ \int_x^1 dy F_2(x/y, Q^2) P_{qq}(y) + \int_x^1 dy \left(\sum 2e_q^2 \right) \frac{x}{y} g(x/y, Q^2) P_{gq}(y) \right\} \quad (\text{II.58})$$

Cette équation décrit l'évolution en fonction de Q^2 des fonctions de Structure mais ne les déterminent pas en valeur absolue. Seule la mesure des fonctions de structure sur un large domaine en x et Q^2 permet de tester la validité de cette équation et de la Chromodynamique quantique qui la sous-tend. Les équations (II.55), (II.56) et (II.58) sont couplées ce qui rend difficiles les tests de la théorie sur un domaine limité, si la distribution des gluons n'est pas mesurable par ailleurs. Cependant l'influence de cette dernière ne devient importante que pour les valeurs petites de x . Jusqu'à ce jour la stratégie adoptée dans les analyses des données a consisté à utiliser d'abord le domaine à grand x ($x \geq 0,4$) pour déterminer la valeur de α_s puis le domaine à plus petit x ($x \geq 10^{-2}$) pour mesurer la distribution de gluon. Généralement on fait l'hypothèse que la distribution du gluon, à un Q_0^2 fixé, est de la forme:

$$x g(x, Q_0^2) = A_g (1-x)^\eta \quad (\text{II.59})$$

et tout le problème consiste à mesurer la valeur de η . Une telle distribution de gluon vérifie :

$$\lim_{x \rightarrow 0} [x g(x, Q_0^2)] = \text{cte}$$

Il n'y a actuellement aucune contrainte expérimentale pour $x \leq 10^{-2}$ qui puisse imposer un tel comportement de la distribution du gluon à bas x . La forme (II.59) est adoptée seulement pour des raisons de commodité dans le domaine cinématique limité actuellement accessible.

4f Au delà de l'approximation des logarithmes dominants

4f.i Nécessité et ambiguïté de l'ordre suivant

L'approximation des logarithmes dominants est simple autant par son interprétation que par sa technique calculatoire. Cependant elle présente une ambiguïté: un terme en $\log(Q^2)$ y est du même ordre qu'un terme en $\log(cQ^2)$ où c est une valeur quelconque fixée. La forme de α_s donnée par (II.47) résulte de la même approximation et présente la même ambiguïté. Le changement $\Lambda \rightarrow a\Lambda$ se traduit par:

$$\Lambda \rightarrow a\Lambda$$

$$\Rightarrow \alpha_s = \frac{b}{\log(Q^2/\Lambda^2)} \rightarrow \alpha'_s \approx \alpha_s + \alpha_s^2 \frac{\log(a)}{b} \approx \alpha_s + O(\alpha_s^2)$$

Il est donc nécessaire d'aller à l'ordre suivant pour pouvoir tester la théorie de manière cohérente. Nous avons vu que l'approximation des logarithmes dominants consiste à recueillir toutes les contributions en $(\alpha_s \log(Q^2))^n$. L'ordre suivant consistera à sommer aussi les termes en $\alpha_s^n \log(Q^2)^{n-1}$ ce que l'on notera $\Sigma (\alpha_s \log(Q^2))^n + \alpha_s^n \log(Q^2)^{n-1}$.

Bien que les diagrammes en échelle jouent encore un certain rôle [II.6] au delà de l'approximation des logarithmes dominants les calculs y sont plus complexes et l'on perd l'interprétation simple en termes de cascades d'événements. De plus cet ordre présente aussi ses propres ambiguïtés.

La première tient à la procédure de régularisation choisie. Nous avons vu que si l'équation (II.37) et la fonction P_{qq} sont universelles, la forme explicite de la fonction $f(z)$ dépend de cette procédure. Or cette fonction correspond dans (II.37) à un terme en α_s qui est justement de l'ordre des termes que nous recueillons. En fait la procédure que nous avons vue, consistant à donner une masse non nulle aux gluons, n'est jamais utilisée car elle brise l'invariance locale de Jauge. On préfère adopter une régularisation dimensionnelle qui respecte cette invariance. Mais cela ne suffit pas car il existe plusieurs régularisations dimensionnelles se distinguant par quelque prescription technique. Malgré tout une procédure de régularisation fréquemment utilisée est le schéma de renormalisation désigné \overline{MS} , abusivement appelé universel. Les fonctions de structure s'écrivent alors:

$$F_2 = \left(1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_q^2 \right) \otimes \Sigma e_q^2 \left\{ q_{\overline{MS}} + \bar{q}_{\overline{MS}} \right\} + \frac{\alpha_s}{2\pi} (\Sigma 2e_q^2) C_g^2 \otimes g_{\overline{MS}} \quad (\text{II.60})$$

$$2xF_1 = \left(1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_q^1 \right) \otimes \Sigma e_q^2 \left\{ q_{\overline{MS}} + \bar{q}_{\overline{MS}} \right\} + \frac{\alpha_s}{2\pi} (\Sigma 2e_q^2) C_g^1 \otimes g_{\overline{MS}} \quad (\text{II.61})$$

où les fonctions $C_q^2, C_g^2, C_q^1, C_g^1$ sont toutes connues [II.6].

Les équations (II.60) et (II.61) sont plus compliquées que celles de l'approximation des logarithmes dominants (équations (II.57)). Certains auteurs [II.7, II.51] redéfinissent les distributions de quarks et de gluon afin que F_2 retrouve sa forme simple. Cette redéfinition permettant de calculer simplement, sans produit de convolution, la quantité essentielle pour les expériences de diffusion profondément inélastique porte le nom de schéma de factorisation DIS (pour Deep Inelastic Scattering). On a alors:

$$F_2 = \Sigma e_q^2 \left\{ q_{\text{DIS}} + \bar{q}_{\text{DIS}} \right\} \quad (\text{II.62})$$

$$2xF_1 = \left(1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} [C_q^1 - C_q^2] \right) \otimes \Sigma e_q^2 \left\{ q_{\text{DIS}} + \bar{q}_{\text{DIS}} \right\} + \frac{\alpha_s}{2\pi} (\Sigma 2e_q^2) [C_g^1 - C_g^2] \otimes g_{\text{DIS}} \quad (\text{II.63})$$

On passe d'une définition à l'autre par [II.8]:

$$\left\{ \begin{array}{l} q_{\text{DIS}} = \left(1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_q^2\right) \otimes q_{\overline{\text{MS}}} + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_g^2 \otimes g_{\overline{\text{MS}}} \quad (\text{II.64}) \\ \text{et} \\ g_{\text{DIS}} = \left(1 - \frac{\alpha_s}{2\pi} 2n_f C_g^2\right) \otimes g_{\overline{\text{MS}}} - \frac{\alpha_s}{2\pi} C_q^2 \otimes \sum \left\{ q_{\overline{\text{MS}}} + \bar{q}_{\overline{\text{MS}}} \right\} \quad (\text{II.65}) \end{array} \right.$$

Pour parer à toutes les difficultés liées à ces diverses conventions, il existe un moyen radical: en choisir une et s'y tenir.

4f.ii Fonction de structure FL

Une fonction de structure particulièrement intéressante est:

$$FL = F2 - 2xF1$$

Nous avons vu que dans l'approximation des logarithmes dominants cette fonction était nulle car aucun $\log(Q^2)$ n'accompagne dans (II.33) la constante de couplage α_s . Cependant à l'ordre suivant cette contribution ne peut plus être négligée. En utilisant les équations (II.33), (II.27) et (II.25c) et en sommant sur toutes les saveurs et tous les types de quarks il vient:

$$FL^{\gamma q} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{8}{3} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^2 \sum e_q^2 y \left\{ q^0(y) + \bar{q}^0(y) \right\} \quad (\text{II.66})$$

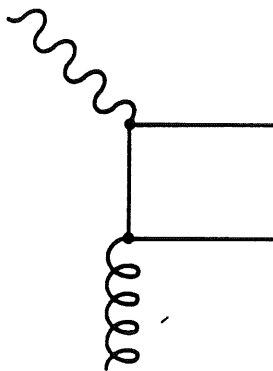


figure II.22
Fusion photon-gluon

En considérant le processus dit fusion photon-gluon décrit par le diagramme de la figure II.22, et en notant g^0 la distribution "nue" du gluon on obtient, pour FL, le terme supplémentaire:

$$FL^{\gamma g} = \frac{\alpha_s}{2\pi} 4 \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^2 (y-x) \left(\sum e_q^2\right) g^0(y) \quad (\text{II.67})$$

Bien que les expressions (II.66) et (II.67) soient écrites avec les distributions de partons "nues", elles restent valables si les distributions effectives sont

utilisées. En rassemblant toutes les contributions il vient:

$$FL(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left\{ \frac{8}{3} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^2 \sum e_q^2 y [q \overline{MS}(y, Q^2) + \bar{q} \overline{MS}(y, Q^2)] \right. \\ \left. + 4 \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{y}\right) \left(\sum e_q^2\right) y g \overline{MS}(y, Q^2) \right\} \quad (II.68)$$

L'équation (II.68) est écrite pour les distributions correspondant à l'ordre suivant l'approximation des logarithmes dominants puisque, comme nous venons de le voir, FL ne devient non nul qu'à cet ordre. Le passage du schéma \overline{MS} au schéma DIS se fait beaucoup plus simplement pour FL qu'il ne se fait pour les fonctions de structure F2 et F1: il suffit de remplacer, dans l'expression (II.68), les distributions \overline{MS} par les distributions DIS. Cette propriété remarquable se comprend en rappelant quel est le contenu des divers ordres.

L'approximation des logarithmes dominants consiste à sommer les termes de la forme:

$$(S_1) \sum \alpha_s^N \log^N(Q^2) \quad (II.69)$$

A l'ordre suivant, on somme les termes de la forme:

$$(S_1) \sum \alpha_s^N \log^N(Q^2) + (S_2) \sum \alpha_s^N \log^{N-1}(Q^2) \quad (II.70)$$

Les différences entre les divers schémas portent sur le terme S_2 . Ainsi en utilisant la même expression (équation (II.68)) pour calculer FL dans deux schémas distincts, on obtient des résultats différant par des termes de la forme:

$$\alpha_s \times (S_2) = \alpha_s \times \sum \alpha_s^N \log^{N-1}(Q^2) = \sum \alpha_s^N \log^{N-2}(Q^2)$$

Ces différences sont d'un ordre au-delà de l'ordre suivant l'approximation des logarithmes dominants: ils sont donc négligeables. Il s'ensuit que le seul terme pertinent dans le calcul de FL à cet ordre est le terme S_1 . Ce terme étant commun à tous les schémas (équation (II.70)), il est légitime de calculer FL suivant la même expression pour les distributions \overline{MS} et DIS.

De plus puisque le terme S_1 correspond très exactement à l'approximation des logarithmes dominants (équation (II.69)), il est tout aussi légitime de calculer FL suivant l'expression (II.68) en utilisant les distributions de cet ordre. Cette possibilité de calculer FL au delà d'un ordre donné à partir

des distributions correspondant à cet ordre, s'étend à l'ordre suivant l'approximation des logarithmes dominants [II.9].

A bas x l'intégrale sur la distribution de gluon domine celle sur les distributions de quarks dans l'expression (II.68). Ceci est particulièrement clair sur la figure II.23 où la part relative due au terme "gluonique" dans la valeur de FL est représentée pour quelques paramétrisations de distributions parmi les plus populaires. Il est donc clair que la mesure de FL est à peu de choses près une mesure directe de la distribution du gluon.

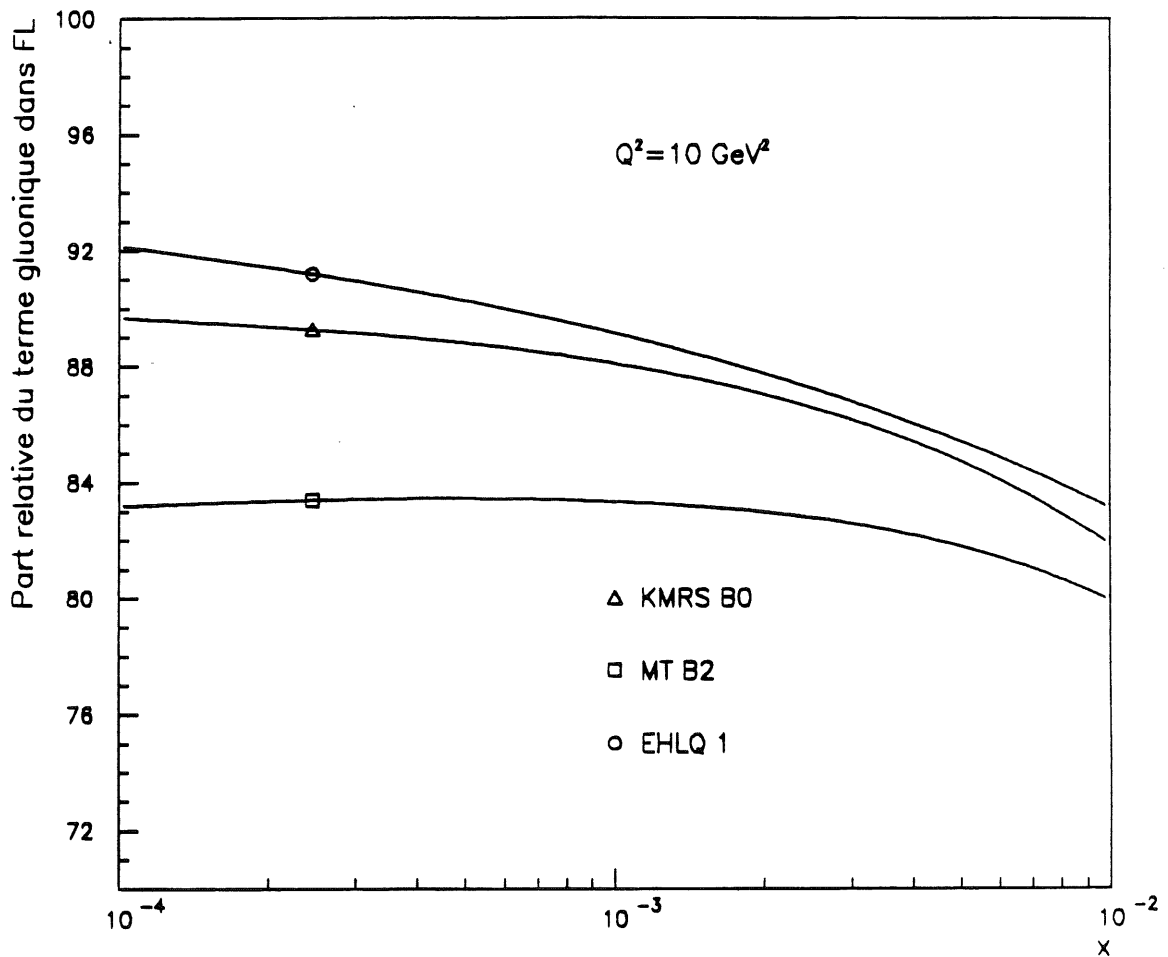


figure II.23 Importance relative (en %) du terme "gluonique" dans FL

II-2 Les fonctions de structure à bas x

Le domaine cinématique de HERA s'étend jusqu'à des valeurs de x très petites de l'ordre de 10^{-4} . Cette région, totalement inexplorée jusqu'à ce jour, est riche d'une nouvelle physique correspondant à un nouveau régime de la Chromodynamique quantique.

1 La distribution du gluon à bas x

Comme nous l'avons vu les expériences de diffusion profondément inélastique ont toutes plus ou moins fait l'hypothèse, à un certain Q_0^2 fixé de l'ordre de quelques GeV^2 , d'une distribution de gluon de la forme:

$$x g(x, Q_0^2) = A_g (1-x)^\eta \quad (\text{II.71})$$

Cette hypothèse, si elle n'est pas pénalisante dans le domaine actuellement accessible ($x \geq 10^{-2}$), est tout à fait restrictive pour HERA. Le comportement à bas x d'une telle distribution:

$$\lim_{x \rightarrow 0} [x g(x, Q_0^2)] = \text{cte}$$

n'est pas stable pour des valeurs de Q^2 plus grande que Q_0^2 . En effet, on voit sur la figure II.24a qu'après évolution jusqu'à un grand Q^2 , la distribution du gluon devient singulière à bas x. Si, par contre, on fait l'hypothèse qu'à un certain Q_0^2 la distribution des gluons est de la forme:

$$xg(x, Q_0^2) \sim \frac{1}{\sqrt{x}} \text{ lorsque } x \rightarrow 0$$

on voit sur la figure II.24b que le comportement singulier de cette distribution à bas x est stable à toutes valeurs de Q^2 . Les équations d'Altarelli-Parisi ont tendance, "d'elles-mêmes", à produire une distribution de gluon singulière. Une condition initiale telle que (II.71) a donc un caractère quelque peu forcé.

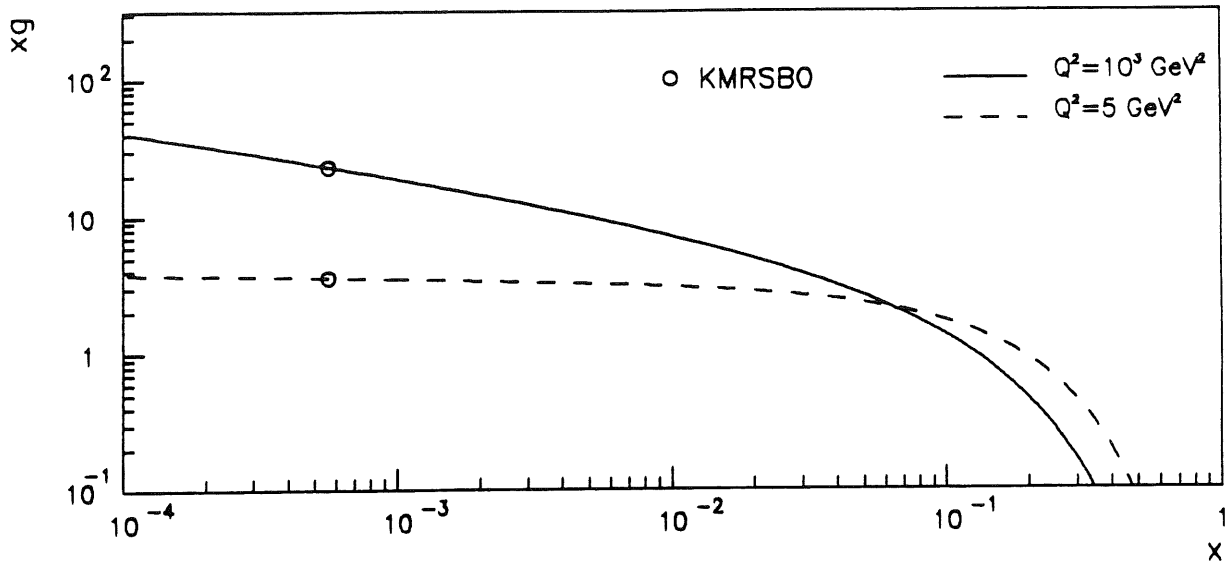


figure II.24a xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour la paramétisation KMRS B0

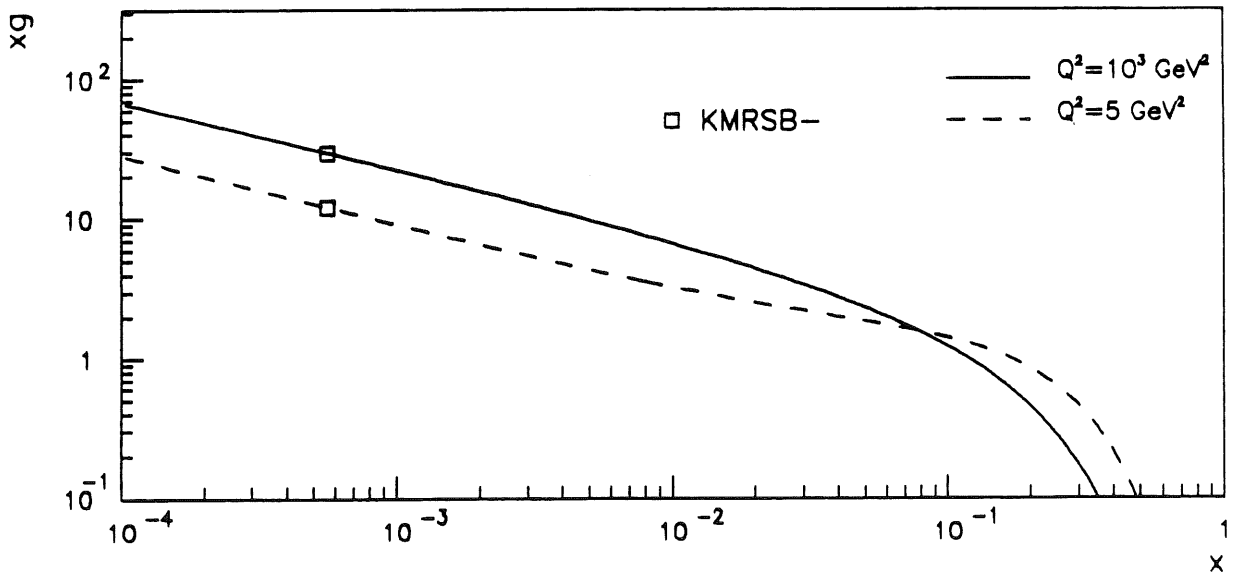


figure II.24b xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour la paramétisation KMRS B-

Cette tendance des équations d'évolution peut se comprendre directement à partir de l'équation (II.56). Cette équation signifie que les gluons vus peuvent être engendrés par des quarks ou par des gluons. Cependant lorsque x devient très petit, le terme correspondant aux quarks devient négligeable: les gluons s'engendrent eux-mêmes. L'équation (II.56) s'écrit alors:

$$\frac{d g(x, Q^2)}{d \log(Q^2)} \approx \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{gg} \otimes g \quad \text{avec} \quad P_{gg}(z) \approx \frac{6}{z}$$

que l'on peut réécrire en la dérivant par rapport à $\log(1/x)$, sous la forme:

$$\frac{\partial^2 [xg(x, Q^2)]}{\partial \log(1/x) \partial \log[\log(Q^2/Q_0^2)]} = \frac{12}{\beta_0} xg(x, Q^2) \quad (\text{II.72})$$

Cette équation est exactement soluble et conduit à:

$$xg(x, Q^2) \propto \exp\left(\sqrt{\frac{48}{\beta_0} \log\left(\frac{1}{x}\right) \log[\log(Q^2/Q_0^2)]}\right) \quad (\text{II.73})$$

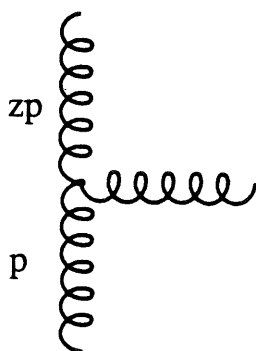


figure II.25 $g \rightarrow gg$

Le logarithme en $1/x$ dans (II.73) et la divergence en $x=0$ qui lui est associée, trouvent leur origine dans la probabilité élémentaire de l'événement "gluon donne deux gluons" (figure II.25):

$$\frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{k_T^2} P_{gg}(z) \propto \frac{1}{z} \rightarrow \infty \quad \text{à} \quad x \rightarrow 0$$

tendant vers l'infini dans la limite où z tend vers zéro.

Ceci signifie qu'il est très probable que le gluon n'ait qu'une faible fraction de l'impulsion du gluon initial. Après une succession de ces événements élémentaires, il y a donc une très forte probabilité d'obtenir un gluon portant une très faible fraction x du moment total.

Tout le formalisme des logarithmes dominants repose sur le fait que le paramètre de développement en série n'est pas α_s mais plutôt $\alpha_s \log(Q^2)$. Ce dernier, étant de l'ordre de l'unité, on doit sommer tous les termes $\alpha_s^n \log(Q^2)^n$:

Approximation des logarithmes dominants:

$$\alpha_s \log(Q^2) \approx 1 \Rightarrow \Sigma [\alpha_s \log(Q^2)]^n$$

L'équation (II.72) est valide dans un domaine cinématique pour lequel le paramètre de développement en série est $\alpha_s \log(1/x) \log(Q^2)$. Elle correspond à un formalisme de sommation légèrement différent du précédent appelé approximation des logarithmes doubles dominants:

Approximation des logarithmes doubles dominants:

$$\alpha_s \log(1/x) \log(Q^2) \approx 1 \Rightarrow \Sigma [\alpha_s \log(1/x) \log(Q^2)]^n$$

On voit donc que, dans la limite des petits x , les termes en $\log(1/x)$ sont aussi importants que les termes en $\log(Q^2)$ habituels. Il existe un formalisme permettant la sommation exclusive de ces termes appelé approximation des logarithmes en $1/x$ dominants:

Approximation des logarithmes en $1/x$ dominants:

$$\alpha_s \log(1/x) \approx 1 \Rightarrow \Sigma [\alpha_s \log(1/x)]^n$$

Comme les formalismes précédents, l'approximation des logarithmes en $1/x$ dominants correspond à une équation intégral-différentielle particulière appelée équation de Balitsky, Fadin, Kuraev et Lipatov. Cette équation s'écrit [II.10,II.11]:

$$\frac{\partial f(x, k^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{\partial f_0(x, k^2)}{\partial \ln(1/x)} + \frac{3\alpha_s}{\pi} k^2 \int dk'^2 K(k^2, k'^2) f(x, k'^2)$$

où $f(x, k^2) = \left. \frac{d(xg(x, Q^2))}{d \ln(Q^2)} \right|_{Q^2 = k^2}$ et $K(k^2, k'^2) = \frac{1}{k'^2 |k'^2 - k^2|} - \beta(k^2) \delta(k^2 - k'^2)$

avec $\beta(k^2) = \int \frac{dk'^2}{k'^2} \left\{ \frac{1}{|k'^2 - k^2|} - \frac{1}{\sqrt{4k'^2 + k^2}} \right\}$

Le terme nonperturbatif f_0 de cette équation décrit le couplage des gluons au proton. Une résolution approximative de cette équation conduit à la distribution de gluons divergente [II.12]:

$$xg(x, Q^2) \propto x^{-\lambda} \quad (\text{II.74})$$

$$\text{avec } \lambda = \frac{3\alpha_s}{\pi} 4 \ln(2) \approx 0,5 \quad (\alpha_s \approx 0,25)$$

Ainsi la chromodynamique quantique, quelque soit le formalisme considéré, induit une distribution pour les gluons divergeante dans la limite x tendant vers zéro. Les distributions des quarks, qui dans cette limite sont engendrés radiativement par les gluons, vont à leur tour diverger. Les fonctions de structure du proton, qui se déduisent des distributions des quarks, sont donc directement sensibles au comportement à bas x de la distribution des gluons.

Ces distributions divergeantes ne sont toutefois que des solutions asymptotiques. Les équations d'Altarelli-Parisi, par exemple, ne contraignent pas les conditions initiales sur les distributions des partons, même si, asymptotiquement, elles imposent (grand Q^2 , petit x) la solution (II.73). Relevant des aspects non perturbatifs de la Chromodynamique trop peu connus aujourd'hui, ces conditions initiales ne peuvent être qu'expérimentalement mesurées. Le manque de données expérimentales à bas x se traduit par des prédictions à HERA extraordinairement différentes suivant les hypothèses faites sur la distribution des gluons initiale (figure II.26).

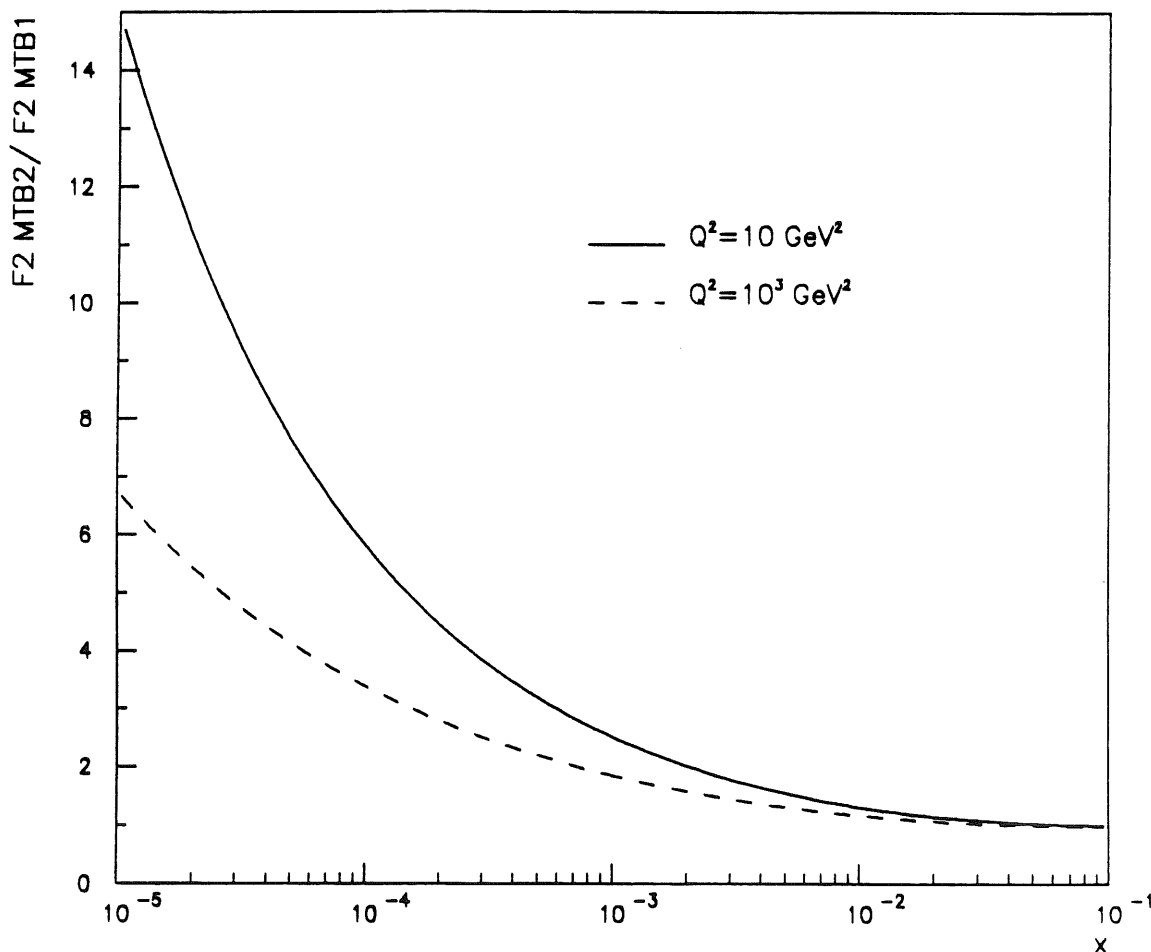


figure II.26 $F_2 (MT B2)/F_2 (MT B1)$ vs x à $Q^2 = cte$

2 Violation de l'unitarité

Le comportement asymptotique pour la distribution du gluon déduit de la Chromodynamique quantique est donc dans la limite des petits x :

$$\lim_{x \rightarrow 0} [xg(x, Q^2)] = \infty$$

Ceci a d'importantes conséquences sur les processus dits durs caractérisés par de grand moment transféré Q^2 . Ces processus correspondent à des interactions à courte distance (de l'ordre de $1/\sqrt{Q^2}$). La section efficace au niveau partonique est petite, typiquement de l'ordre de $1/Q^2$. Au niveau hadronique, on somme sur toutes les contributions du niveau partonique ou, ce qui revient au même on convolue la section efficace partonique par les fonctions de structure du proton. Dans les domaines cinématiques actuels, il résulte de cette convolution une section efficace hadronique reste plutôt petite caractéristique les processus durs. Cependant, si les fonctions de structure croissent lorsque x tend vers zéro, les sections efficaces des processus durs croissent parallèlement et peuvent devenir très grandes. Ces processus, alors appelés semi-durs, doivent être distingués des processus, dits mous, d'interaction à grande distance (de l'ordre de R_p , le rayon du proton) qui ont, eux aussi, des sections efficaces très grandes, de l'ordre de R_p^2 [II.13]. Les processus semi-durs, étant des processus à très courte distance (grand Q^2), relèvent de la Chromodynamique perturbative contrairement aux processus mous qui sont du domaine non perturbatif de cette théorie.

Dans le cadre du formalisme théorique standard ces processus semi-durs posent de graves problèmes de cohérence. Soit par exemple, l'interaction photon/proton. La section efficace est de la forme:

$$\sigma_{\gamma P}(x, Q^2) \approx \frac{\alpha_{em}^2}{Q^2} F(x, Q^2) \quad (\text{II.75})$$

Si les fonctions de structure croissent à l'infini on peut obtenir:

$$\sigma_{\gamma P}(x, Q^2) \geq R_p^2$$

La section efficace peut devenir plus grande que la surface transversale de l'objet cible: le processus viole l'unitarité. La taille du proton n'apparaissant jamais comme un paramètre dans les approximations habituelles, il est clair que les sections efficaces prédites par ces dernières ne peuvent qu'accidentellement vérifier la contrainte d'unitarité. Toutefois ce n'est que lorsque les sections efficaces deviennent comparables à la surface transverse du proton, qu'imposer l'unitarité peut avoir un sens. Cette surface n'est pas une quantité pertinente lorsque x est plus grand et que les sections efficaces sont beaucoup plus petites: les équations d'évolution habituelles sont alors bien sur

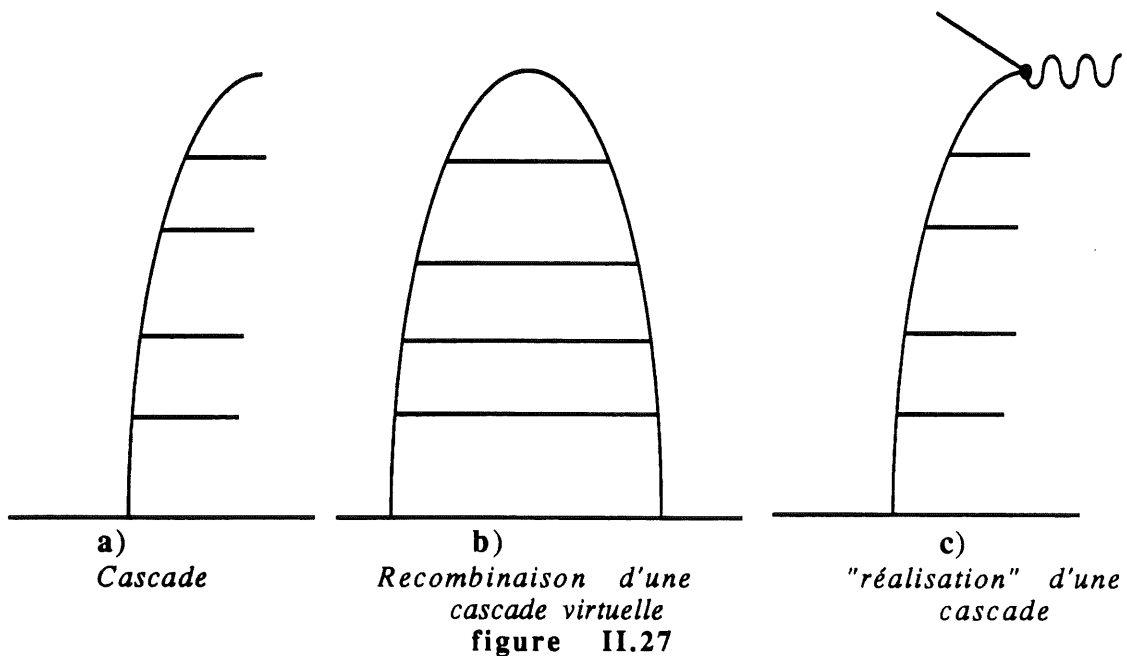
valides.

3 Saturation, Effet Gribov-Levin-Ryskin

Les diagrammes habituellement retenus décrivent tous, la "création" de partons à partir d'autres partons. La grande probabilité, à petit x , de créer un gluon à partir d'un autre conduit à la divergence des fonctions de structure. L'inclusion de diagrammes correspondant à l'annihilation de partons, compense cette divergence. Les fonctions de structure croissent alors moins vite et finissent même par tendre vers une valeur constante: elles saturent. Les calculs complets sont d'une difficulté extrême mais il existe une description simple, en termes purement géométriques, permettant de saisir l'essentiel de ce nouveau régime de la Chromodynamique quantique [II.13].

1a Approche géométrique

L'image du proton dans le modèle des partons, du moins dans l'approximation des logarithmes dominants, est celle d'un système se dissociant en permanence en partons formant des cascades (figure II.27a). Les partons secondaires, virtuels, finissent par se recombiner (figure II.27b). La collision avec un photon apporte l'énergie nécessaire pour rendre ces partons réels (figure II.27c).



La collision avec un photon n'est possible que si le dernier parton de la cascade a précisément la fraction x de l'impulsion du proton. La section efficace sera donc plus ou moins importante suivant que le photon "trouve" plus ou moins de cascades présentant un parton adéquat. Nous avons vu que la probabilité pour qu'un parton émette un autre parton n'emportant qu'une faible fraction z de son impulsion est très grande. Les cascades aboutissant à un petit x sont donc plus nombreuses. Il s'en suit que les sections efficaces

divergent dans la limite des petits x . Par ailleurs, nous avons vu (équation (II.52)) que le parton interagissant avec le photon doit vérifier:

$$k_T^2 \leq Q^2$$

Cette inégalité implique, en vertu du Principe d'incertitude, une imprécision sur la position transverse du parton Δr de l'ordre de:

$$\Delta r \approx 1/\sqrt{Q^2}$$

Le parton a donc, vis à vis du photon une taille transverse effective de cet ordre de grandeur. La situation lorsque x tend vers zéro peut donc être visualisée de la manière suivante (figure II.28):

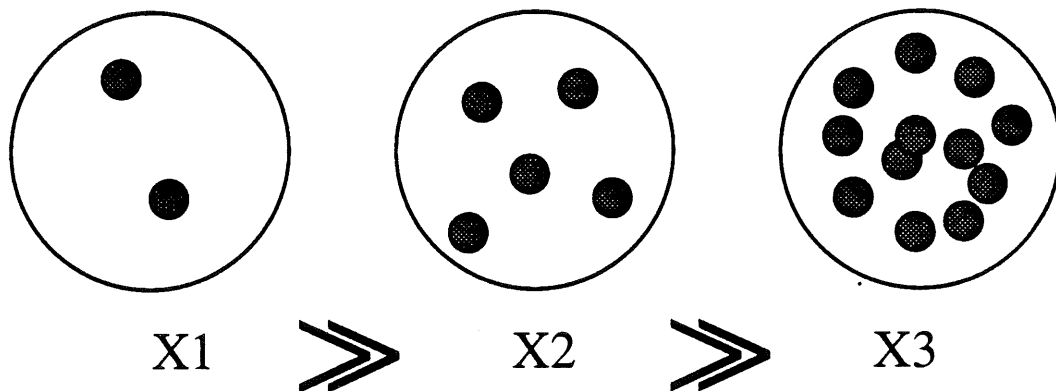


figure II.28 Evolution avec x de la densité de partons

Au fur et à mesure que x décroît le nombre de partons, de surface effective transverse individuelle $1/Q^2$, croît. La surface totale qu'ils occupent peut concurrencer celle du Proton (grand cercle sur la figure II.28) aboutissant ainsi à la violation de l'unitarité. Cependant cette situation ne peut être atteinte que si l'on somme séparément les surfaces effectives de chaque parton, c'est à dire si ces derniers demeurent distincts. Si leur nombre devient trop important (dernier cercle sur la figure II.28), ceci n'est plus vrai. Les surfaces occupées par chaque parton cessent d'être séparées et commencent à se superposer. Les partons ne sont plus discernables par le photon: ils s'annihilent.

Cette description, très intuitive, est renforcée par la forme de l'expression (II.75). En effet en définissant W^* par:

$$W^* = \frac{\sigma_{\gamma-P}}{R_p^2} = \frac{\left(\frac{\alpha_{em}^2}{Q^2}\right) F(x, Q^2)}{R_p^2} \quad (II.76)$$

La condition d'unitarité devient:

$$\sigma_{\gamma P} \leq R_P^2 \Rightarrow W^* \leq 1 \quad (\text{II.77})$$

Or chacun des termes de l'expression (II.76) a un sens très simple :

$\frac{\alpha_{em}^2}{Q^2}$: surface effective transverse du parton vue par le photon

$F(x, Q^2)$: nombre de cascades pouvant interagir avec le photon

R_P^2 : surface totale disponible

L'expression (II.76) peut donc se lire:

$$W^* = \frac{(\text{Surface élémentaire}) \times (\text{Nombre d'éléments})}{(\text{Surface totale disponible})}$$

$$= \frac{(\text{Surface occupée})}{(\text{Surface totale disponible})}$$

La quantité W^* a ainsi le sens simple d'un taux d'occupation et il semble très naturel d'exiger que ce taux d'occupation soit inférieur à l'unité (inégalité (II.77)).

1b Effet Gribov-Levin-Ryskin

L'évolution des fonctions de structure en fonction de x à Q^2 fixé sera donc celle décrite par la figure II.29.

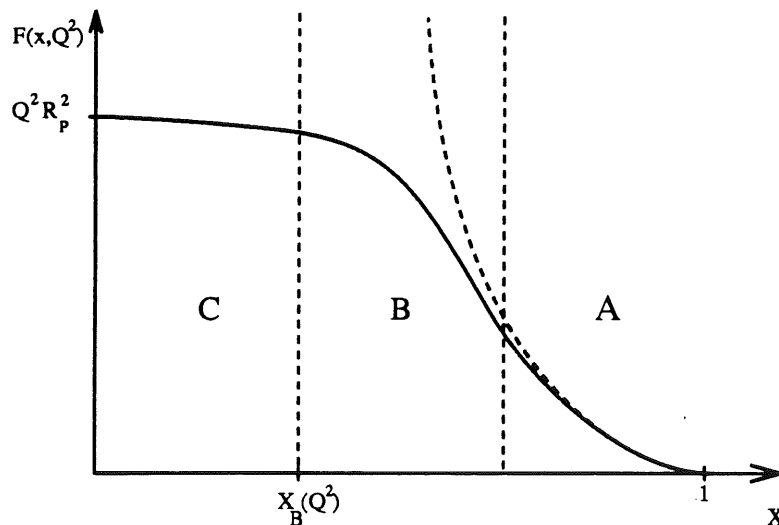


figure II.29 Evolution avec x des fonctions de structure

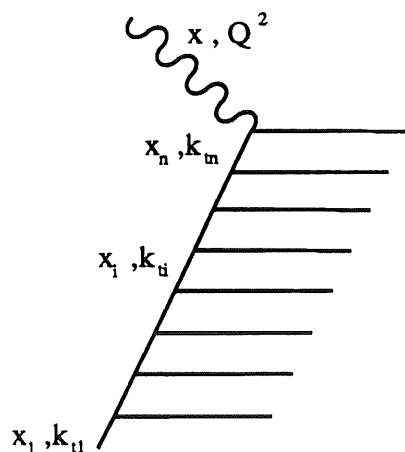
Pour x "grand" (zone A) les fonctions de structure évoluent suivant les équations habituelles de la Chromodynamique perturbative et W^* est très inférieur à l'unité. A très petits x (zone C) les fonctions de structure sont complètement saturées: $F(x, Q^2)$ tend vers une constante de l'ordre de $Q^2 R_p^2$ afin que W^* demeure de l'ordre de l'unité (équation (II.76)). La limite inférieure, $X_B(Q^2)$, est une fonction décroissante de Q^2 : on peut accepter plus de partons (x plus petit) s'ils sont d'une plus petite taille (Q^2 plus grand). Dans la zone intermédiaire (zone B) les fonctions de structure s'écartent de plus en plus nettement des prédictions standards. Un nouveau régime de la Chromodynamique s'installe et de nouvelles équations d'évolution deviennent nécessaires.

Gribov, Levin et Ryskin n'ont pu faire leurs calculs que pour cette région intermédiaire. On peut comprendre les raisons de cette restriction ainsi que l'équation décrivant l'approche de la saturation en se plaçant du "point de vue" du parton.

1b.i "Point de vue du parton"

Nous avons vu que le terme α_{em}^2/Q^2 peut être interprété comme la surface élémentaire d'un parton. Ceci correspond au "point de vue" du photon, c'est à dire à l'interaction électromagnétique de ce dernier et des partons. Cependant si la saturation est due à l'annihilation de partons, c'est à dire à un processus par interaction forte, il semble plus judicieux d'adopter le point de vue des partons et plus particulièrement celui des gluons dont le comportement commande à tout le reste. Il convient donc de redéfinir W^* en faisant les changements:

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_{em} \rightarrow \alpha_s \\ \text{et} \\ F \approx \sum x q \rightarrow x g \end{array} \right. \Rightarrow W^* = \frac{\alpha_s^2 x g(x, Q^2)}{Q^2 R_p^2}$$



Comme nous l'avons vu, dans les diagrammes en échelles les partons successifs le long de la cascade (figure II.30) doivent vérifier:

$$x_1 \geq x_2 \geq \dots x_n \geq x \quad (\text{II.78a})$$

et

$$k_{t1}^2 \ll k_{t2}^2 \ll \dots k_{tn}^2 \ll Q^2 \quad (\text{II.78b})$$

figure II.30 Cascade

La contribution d'un diagramme en échelle s'obtient en intégrant sur toutes les valeurs des k_{ti}^2 et des x_i possibles vérifiant ces inégalités et il n'existe à priori aucune relation entre k_{ti}^2 et x_i à un niveau i donné dans la cascade.

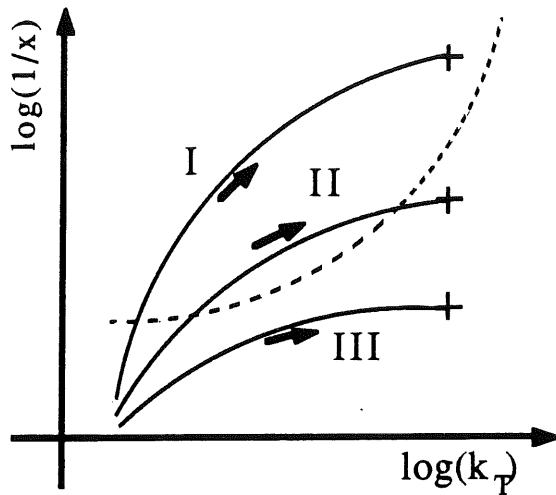


figure II.31 "Chemins" dans le plan $(\ln(1/x), \ln(Q^2))$

Cette intégration est équivalente à sommer sur des chemins dans le plan (x, k_T^2) définis par les couples (x_i, k_{ti}^2) et menant pour x_i de 1 à x et pour k_{ti}^2 d'une valeur de l'ordre de $1/R_P^2$ ou de quelque valeur de coupure Q^2_0 , jusqu'à Q^2 .

Dans le cadre de l'approximation des logarithmes doubles dominants, on peut montrer que la principale contribution à l'intégrale vient d'un chemin particulier dans le plan (x, k_T^2) , l'intégration sur tout l'espace permis dans ce plan se réduisant en quelque sorte à des fluctuations autour de cette trajectoire. L'équation de cette trajectoire est de la forme:

$$\log(1/x_i) \approx \log[\log(k_{ti}^2)]$$

sa forme précise dépendant des valeurs de x et Q^2 en fin de cascade (figure II.31). A un certain niveau dans la cascade, un parton sera "environné" par d'autres partons dont le nombre dépend de la valeur de x_i de ce niveau. Les inégalités (II.78a) impliquent que ce nombre va croissant du début à la fin de la cascade. La taille de ces partons sera donnée par:

$$\Delta r_i \approx \frac{1}{\sqrt{k_{ti}^2}}$$

et les inégalités (II.78b) impliquent que cette taille va décroissante au fur et à mesure que la cascade se développe.

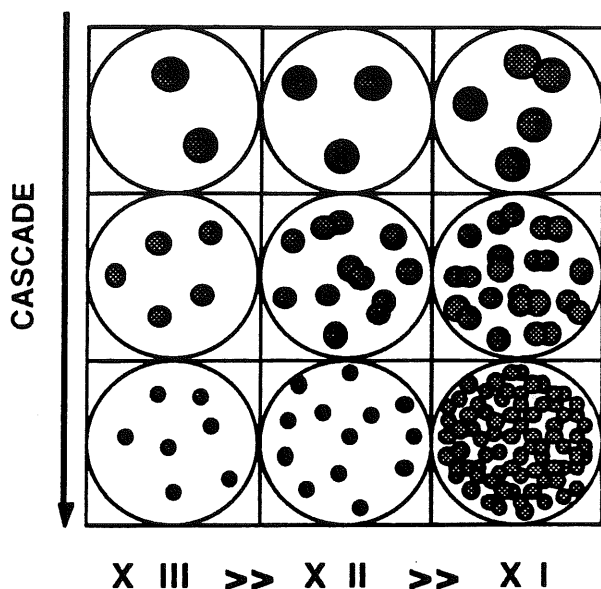


figure II.32
"Environnement" d'un parton

L'environnement d'un parton le long d'une cascade peut donc être visualisé comme indiqué sur la figure II.32.

Lorsque x est suffisamment grand (trajectoire III), la taille des partons décroît plus vite que leur nombre ne croît: ils n'interagissent jamais dans la cascade et les équations d'évolution habituelles sont valides (zone A sur figure II.29).

Lorsque x n'est pas trop petit (trajectoire II), leur nombre croît légèrement plus vite que précédemment. Au moins pour une partie de la cascade les partons interagissent. Ceci se produit lorsque la trajectoire traverse la courbe $X_B(Q^2)$ indiquée en pointillé sur la figure II.31. L'annihilation de partons commence à devenir importante et les fonctions de structure commencent à se distinguer des prédictions standards (zone B sur la figure II.29).

Lorsque x est très petit (trajectoire I), la diminution de la taille des partons n'est plus assez rapide pour compenser l'accroissement de leur nombre. Ils ne cessent d'interagir d'un bout à l'autre de la cascade. Gribov, Levin et Ryskin n'ont pu faire les calculs pour une situation aussi critique (zone C sur la figure II.29). Ils ont fait l'hypothèse raisonnable d'une saturation complète des fonctions de structure: créations et annihilations de partons se compensent plus ou moins complètement.

1b.ii Equation de Gribov, Levin et Ryskin

La description intuitive que nous venons de voir suggère donc que la saturation des fonctions de structure s'obtient en ajoutant aux diagrammes en échelle, décrivant la création de partons et correspondant à chaque petit cercle sur les figures II.28 et II.32, d'autres diagrammes correspondant à la superposition de ces cercles, décrivant donc l'annihilation des partons. Gribov, Levin et Ryskin ont fait le calcul de ces diagrammes supplémentaires appelés diagrammes en échelle multiples [II.13]. La figure II.33, où pour des raisons de visibilité les gluons sont représentés par de simples lignes, présente quelques

diagrammes de ce type.

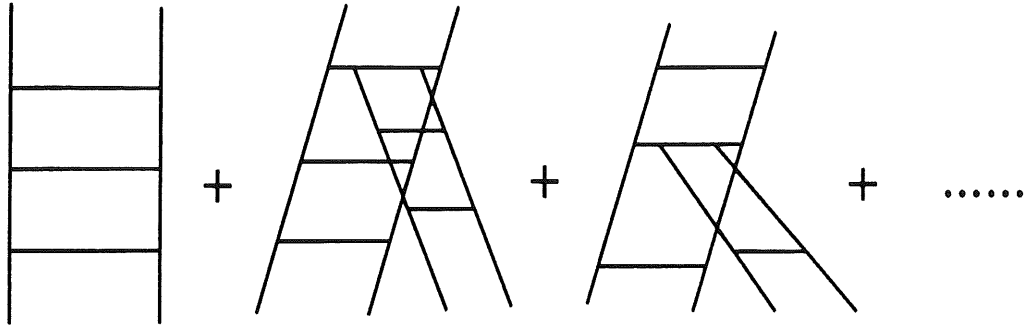


figure II.33 Contributions à l'équation de Gribov, Levin et Ryskin

Comme dans l'approximation des logarithmes dominants, on obtient des contributions à caractère très nettement récursif ce qui permet de dériver une équation intégral-différentielle simple sur la distribution de gluon appelée équation de Gribov-Levin-Ryskin (équation GLR) [II.13]:

$$\frac{\partial \phi(x, q^2)}{\partial (\log(1/x))} = \int \widehat{K}(q^2, q'^2) \phi(x, q'^2) \frac{4N\alpha_s(q'^2)}{4\pi} dq'^2 - \frac{1}{4\pi R^2} \left(\frac{\alpha_s(q^2)}{4\pi} \right)^2 V \phi(x, q^2)^2 \quad (\text{II.79})$$

$$\text{où } \phi(x, q^2) = \frac{d[xg(x, q^2)]}{dq^2}$$

Dans cette équation, N est le nombre de couleurs, et V le couplage de deux diagrammes en échelle. Le "kernel" $\widehat{K}(q^2, q'^2)$ qui décrit un "barreau gluonique" contient la fonction de splitting P_{gg} de l'équation d'Altarelli-Parisi et le kernel $K(q^2, q'^2)$ de l'équation de Lipatov [II.15]. L'équation (II.79) est non linéaire et sa résolution est non triviale. Le deuxième terme à droite du signe d'égalité correspond à l'annihilation des partons. Il s'annule dans la limite R tendant vers l'infini, c'est à dire dans la limite où la contrainte d'unitarité disparaît. Sa forme en, $\alpha_s^2 \phi^2$, indique qu'il correspond au couplage de deux diagrammes en échelle qui constitue le nouvel événement élémentaire dont il faut à présent tenir compte.

1b.iii Remarque sur le paramètre R , Hot spots

D'après tout ce qui précède il est naturel de prendre, dans l'équation (II.79), le paramètre R égal à R_p le rayon du proton. La taille du proton apparaît en effet comme la seule longueur caractéristique du problème. Deux partons de taille "modéré" n'ont en effet, semble t'il, aucune raison de s'approcher trop près l'un de l'autre et de "risquer" l'annihilation alors qui peuvent se tenir à une grande distance (par rapport à leur taille), c'est à dire à un distance de l'ordre de R_p . Cette situation est représentée sur la figure

II.34a: les cascades sont issues de quarks de valence distincts, les partons sont séparés les uns des autres et il faut attendre que leur nombre s'accroissent c'est-à-dire que x soit très petit pour que la saturation apparaisse.

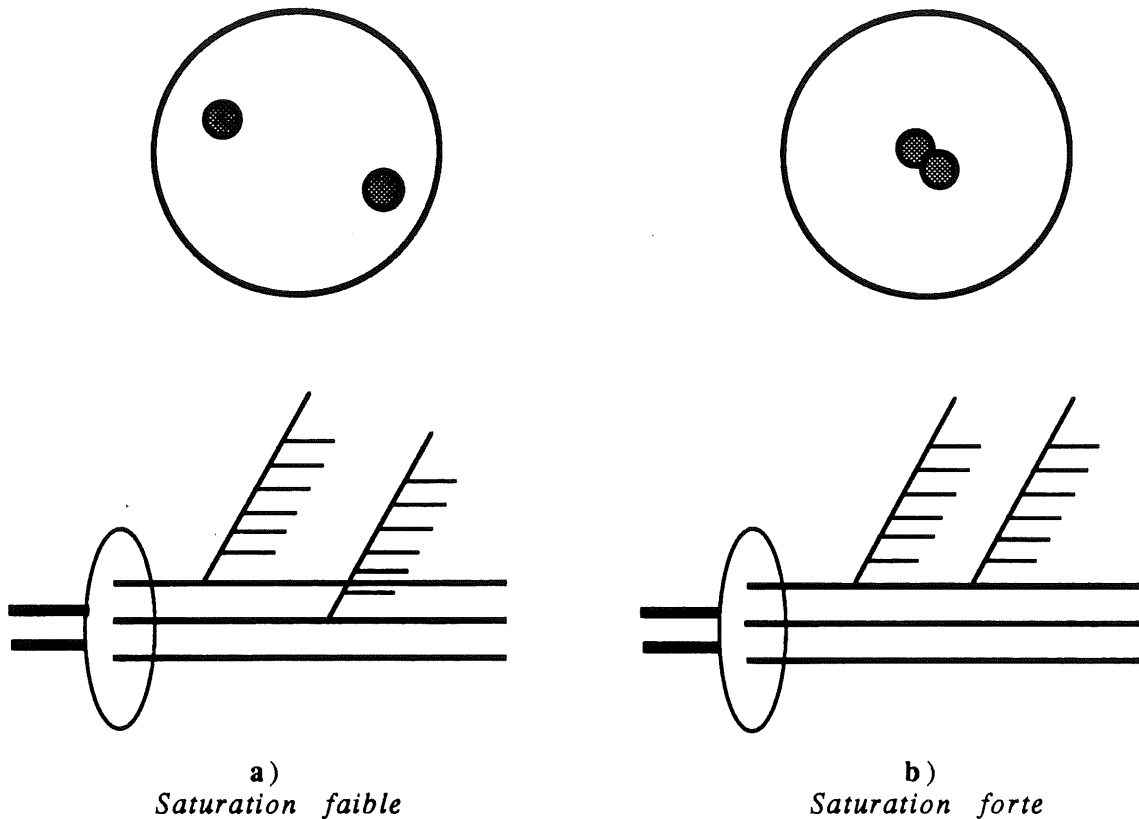


figure II.34

On peut cependant imaginer que les partons sont issus du même quark de valence (figure II.34b) [II.12]. Le paramètre R n'est plus alors R_p mais la taille effective des quarks de valence dans le proton. Les partons sont dans ce cas beaucoup plus proches les uns des autres et peuvent s'annihiler bien que leur taille et leur nombre total soient petits. La saturation apparaît localement pour des valeurs plus grande de x que dans le cas précédent: on parle de saturation forte. Les zones très localisées de saturation portent le nom anglais de Hot Spots. De cette ambiguïté sur le paramètre R découle, comme nous allons le voir une incertitude sur les estimations numériques des effets de la saturation à HERA.

4 Phénoménologie

4a Remarque sur la visibilité de la saturation à HERA

L'effet du régime de la Chromodynamique correspondant à l'approche de la saturation, peut se résumer ainsi: en l'absence d'effet de saturation la distribution de gluon croît indéfiniment; la contrainte d'unitarité impose cependant que cette dernière cesse de croître et finisse même pas saturer à

quelque valeur constante. On pourrait en conclure qu'il suffit de mesurer une distribution "plate" de gluon à bas x pour que la saturation soit avérée. Toutefois comme nous l'avons vu pour les prédictions standard, les conditions initiales ne sont pas contraintes. C'est l'adéquation, sur un vaste domaine cinématique, de l'ensemble des données expérimentales et de l'équation différentielle de Gribov-Levin-Ryskin (équation (II.79)) qui constitue le vrai test de la théorie. Nous verrons que le domaine d'acceptance à HERA, estimé à partir des performances attendues des détecteurs, est limité. Dans ce domaine restreint la différence entre les prédictions de la théorie perturbative standard avec une distribution initiale de gluon "plate" et celles du nouveau régime de la Chromodynamique saturant une distribution de gluon singulière sont difficiles à distinguer mais relèvent pourtant de deux formalismes fondamentalement distincts. La mise en évidence du phénomène de saturation à HERA ne sera donc ni rapide ni aisée.

4b Estimations numériques des effets de Saturation

4b.i Limitations

La résolution de l'équation GLR est, à cause de sa non linéarité, difficile: les estimations numériques sont obtenues, en général, en résolvant des équations approximées. D'autre part l'analyse de Gribov, Levin, et Ryskin ainsi que leur équation ne portent que sur la distribution de gluon. Le passage à une prédiction sur la fonction de structure proprement dite F_2 n'est pas sûre et est actuellement l'objet d'un intense travail théorique [II.14].

4b.ii Estimations numériques

Il existe à ce jour deux tentatives de résolution de l'équation GLR ou du moins d'équation l'approximant (figures II.35, II.36, II.37 et II.38).

Les auteurs des figures II.35 et II.36 [II.15] ont fait varier le paramètre R , contrôlant la force du terme de saturation, et la distribution initiale du gluon en considérant d'abord une distribution "traditionnelle" [II.16] puis une distribution particulièrement singulière à bas x [II.17]. Ces distributions fixent les conditions initiales à $Q^2=4 \text{ GeV}^2$ pour les deux cas étudiés: cas linéaire (Chromodynamique perturbative standard) et cas non linéaire (approximation de l'équation GLR).

Sur la figure II.35, les courbes en trait plein représentent les cas linéaires; les résultats du cas non linéaire avec une saturation faible (R =rayon du proton) sont représentés en pointillé tandis que ceux correspondant à une saturation forte (R ="rayon" des quarks) sont représentés en trait discontinu. Comme prévu l'effet de la saturation est de réduire la croissance des distributions de gluon par rapport au cas linéaire. Cet effet est plus fort dans le cas d'une distribution initiale singulière mais dans les deux cas il est perceptible déjà pour des valeurs des valeurs de x aussi grandes que 10^{-2} .

La figure II.36 représente, dans le plan (x, Q^2) , les courbes à différence constante entre le cas linéaire et le cas non linéaire. La déviation par rapport au cas linéaire que HERA pourrait mettre en évidence est, d'après cette figure, de l'ordre de quelques dizaines de pour-cent. La courbe $X_B(Q^2)$, délimitant le domaine de validité de l'équation GLR, est aussi indiquée sur cette figure [II.18]. Il apparaît clairement que le domaine cinématique de HERA permettra d'atteindre le domaine de saturation complète pour lequel il n'existe aujourd'hui aucune description théorique.

Les auteurs des figures II.37 et II.38 [II.12] n'ont fait varier que le paramètre R . La distribution initiale de gluon est singulière et les effets de saturation ne sont pris en compte que pour des valeurs de x inférieure à 10^{-2} .

La figure II.37 montrent les prédictions sur la distribution du gluon pour les cas linéaire (trait plein) et non linéaire avec saturation faible (trait discontinu) ou forte (point et trait discontinu). Les effets prédits sont du même ordre de grandeur que ceux de l'estimation précédente.

Ces auteurs donnent aussi des prédictions sur F_2 (figure II.38). Ces prédictions sont aussi comparées au cas linéaire avec une distribution initiale "plate" (pointillé). Il est intéressant de constater que ce cas et la saturation forte donnent des résultats très proches. Une estimation antérieure d'un des auteurs [II.19], utilisant une distribution de gluon plate, avait montré que dans ce cas les effets de saturation n'excédait pas 10% pour $x > 10^{-4}$. Ce dernier résultat est en contradiction avec ceux de la première estimation.

En résumé les estimations actuelles s'accordent à peu près toutes pour prédire des effets dus à la saturation de l'ordre de quelques dizaines de pour-cent. Quelques incertitudes demeurent toutefois sur la force du terme de saturation, sur la distribution initiale de gluon, ainsi qu'au niveau théorique sur la façon correcte de calculer F_2 .

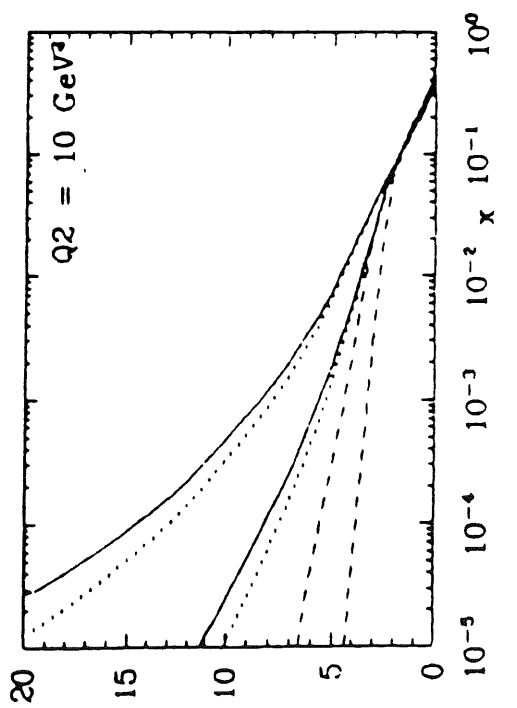
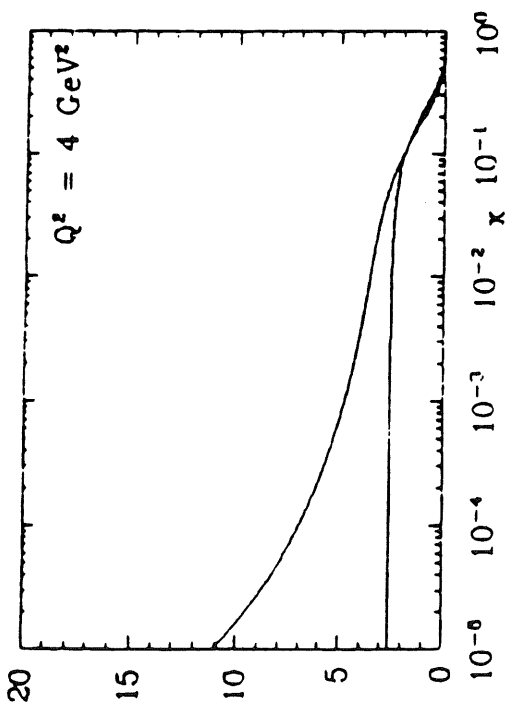
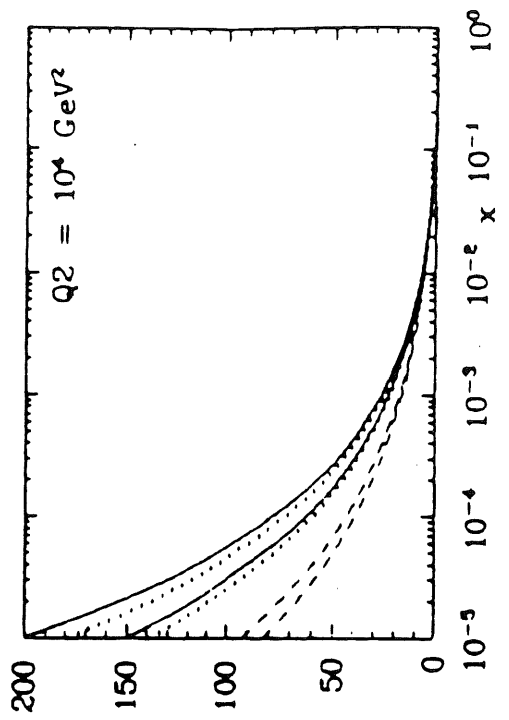
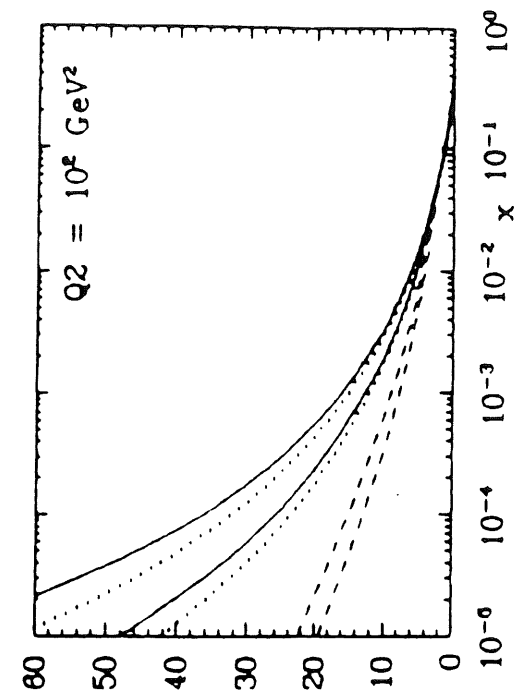


figure II.35 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ suivant la référence [II.15]

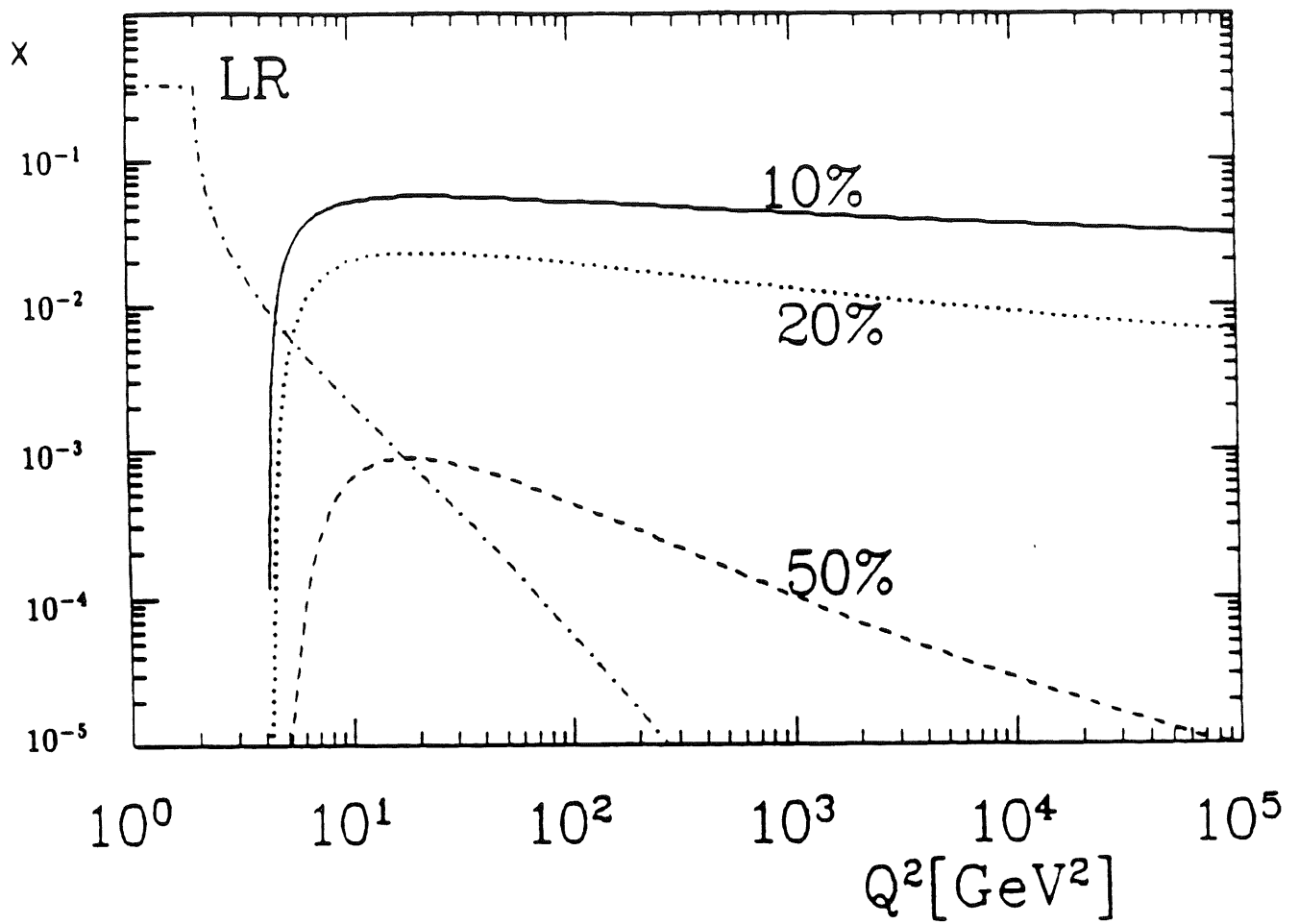


figure II.36

Lignes d'iso-différence entre les fonctions de structure obtenues suivant l'équation d'Altarelli-Parisi (linéaire) ou l'équation GLR (non-linéaire) [II.15]

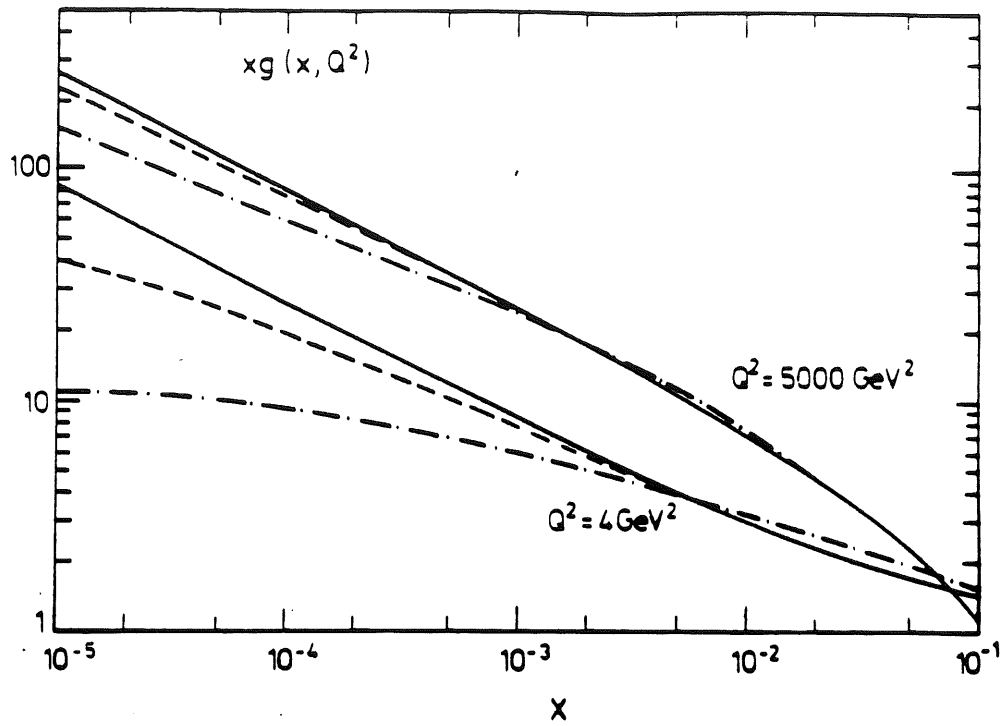


figure II.37 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ suivant la référence [II.12]

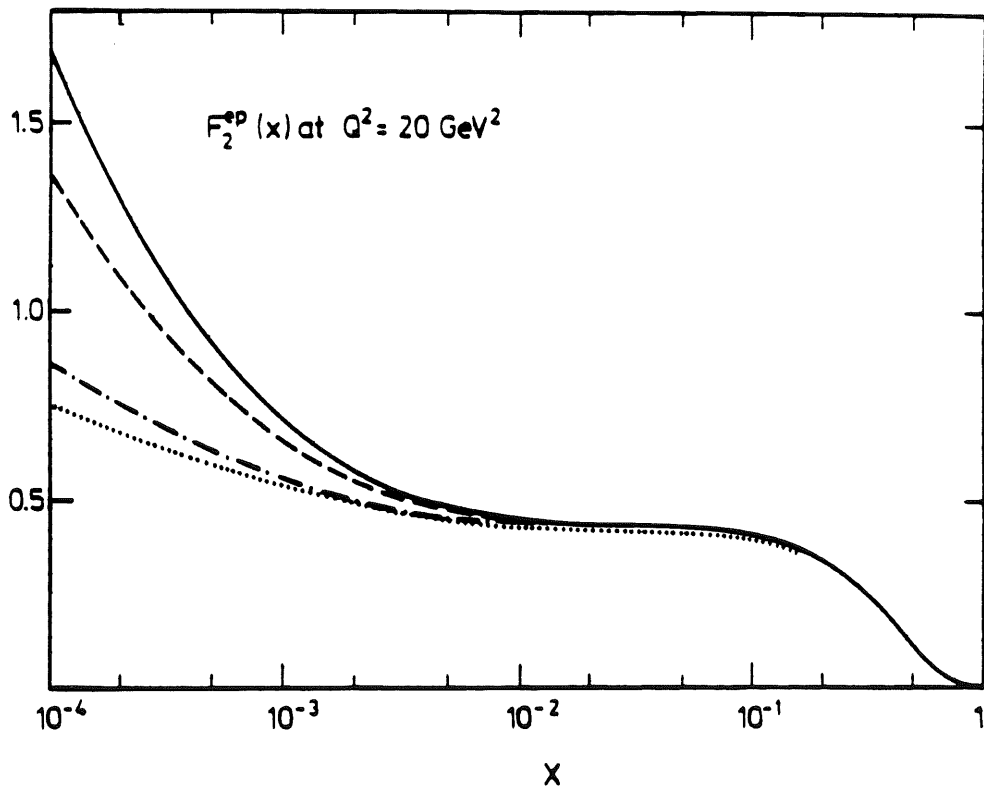


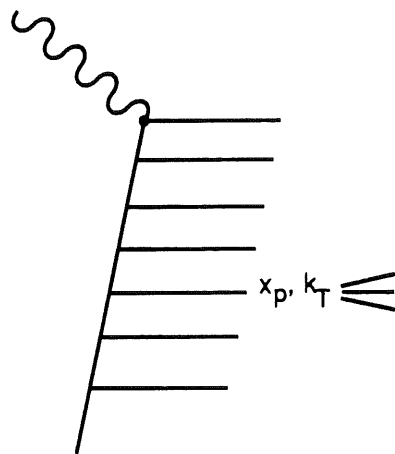
figure II.38 F_2 vs x à $Q^2 = \text{cte}$ suivant la référence [II.12]

4c La saturation par l'état hadronique final

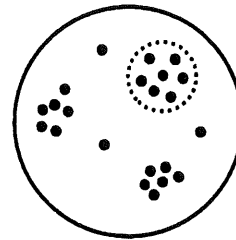
Il a été proposé d'étudier des processus pour lesquels les effets de saturation éventuels seraient plus immédiatement sensibles que dans la diffusion profondément inélastique. Dans les deux processus envisagés, le nouveau régime de la Chromodynamique quantique se traduit par des déviations par rapport aux prédictions "standard" de sections efficaces définies à partir de l'état hadronique final.

4c.i Hot-Spots

La première idée, due à A.H. Mueller est d'étudier la section efficace de production des jets engendrés par des partons émis par l'état initial [II.19].



Jets émis par l'état initial
figure II.39



Hots-spots
figure II.40

Les variables cinématiques d'un parton émis par l'état initial sont son impulsion transverse k_T et la fraction x_p d'impulsion qu'il emporte (figure II.39). Nous savons que ce k_T doit vérifier:

$$Q_0^2 \ll k_T^2 \leq Q^2 \quad (\text{II.80})$$

où Q_0^2 est une échelle de masse caractéristique du confinement des partons dans le Proton: $Q_0^2 \sim 1/R_{\text{Had}}^2$. Nous savons qu'interprétée en "termes géométriques", la quantité $R_{\text{part}}^2 = 1/Q^2$ est la taille du parton avec lequel le photon interagit, ou plus exactement la dimension de la région entourant le parton dans laquelle le photon ne peut distinguer un parton d'un autre. De la même façon, la quantité $R_{\text{jet}}^2 = 1/k_T^2$ peut être vue comme la taille effective du parton engendrant le jet. Ce dernier pourra interagir avec un autre parton si la distance de celui-ci au parton touché par le photon est inférieure à R_{jet} . D'après la relation (II.80), on a:

$$R_{\text{part}}^2 \leq R_{\text{jet}}^2 \ll R_{\text{Hadr}}^2$$

Nous disposons donc, via les jets émis par l'état initial, d'une sonde du voisinage des partons. Nous avons vu au paragraphe précédent que, dans le cadre de l'hypothèse des Hots Spots, ce voisinage pouvait être une région de haute densité (figure II.40). L'existence des Hots Spots se traduirait par un affaiblissement de la section efficace de production des jets. Cette section efficace s'écrit [II.21]:

$$\frac{k_T^2 x_p d(vW_2)}{dx_p dk_T^2} = C\alpha_s(Q^2) \left[x_p g(x_p, k_T^2) + \frac{4}{9} (x_p q(x_p, k_T^2) + x_p \bar{q}(x_p, k_T^2)) \right] F(x/x_p, Q^2, k_T^2)$$

où la prédiction du régime standard de la Chromodynamique est:

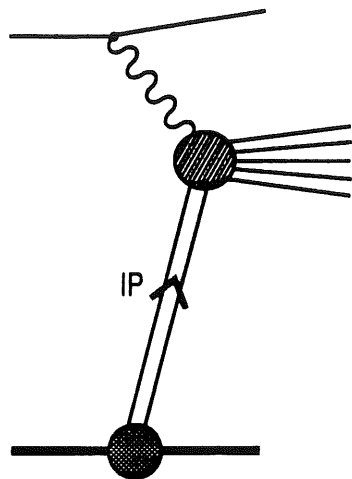
$$F(x/x_p, Q^2, k_T^2) \approx \frac{\exp\left[\frac{12\alpha_s(Q^2)\ln(2)\ln(x_p/x)}{\pi}\right]}{\sqrt{\ln(x_p/x)}}$$

Du point de vue théorique, les corrections dues à une saturation locale non pas encore été établies [II.20,II.21]. La possibilité de reconnaître et de mesurer les variables cinématiques des jets émis par l'état initial est actuellement à l'étude dans le cadre du Workshop-HERA 1991. Les principales difficultés expérimentales sont que ces jets sont émis très à l'avant des détecteurs et qu'ils se distinguent mal des jets émis par l'état final tout à fait inutiles pour cette étude [II.22].

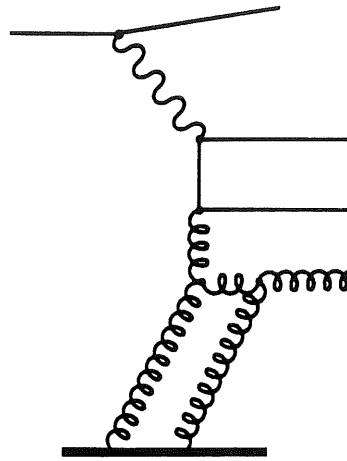
4c.ii Dissociation diffractive du photon

M.G. Ryskin a proposé d'étudier la dissociation diffractive du photon [II.23]. Dans ce processus, on retrouve après l'interaction l'électron et le Proton "intacts" ainsi qu'un système hadronique dont la masse peut éventuellement être très grande. Cette interaction inélastique est expliquée par la dissociation du photon émis par l'électron, par une particule émise par le Proton: le Poméron (figure II.41).

La figure II.42 montre la version "Chromodynamique" de ce processus étudiée par M.G. Ryskin [II.24]. La signature expérimentale consiste en deux jets de quarks et un jet de gluons de grande masse M . L'impulsion transverse de cet ensemble de jets p_t de l'ordre de 3 GeV, est essentiellement compensée par l'électron sortant, le proton étant très faiblement dévié de sa trajectoire (figure II.43).



Dissociation diffractive
du photon
figure II.41



Dissociation diffractive
du photon en trois jets
figure II.42

M.G. Ryskin prédit pour des masses $M^2 \sim 500 \text{ GeV}^2$ et des moments transférés $Q^2 \sim 50 \text{ GeV}^2$, une réduction de la section efficace de ce processus par un facteur de l'ordre de 100 due aux effets de saturation [II.24,II.21]. La principale difficulté expérimentale réside dans l'identification du Proton très faiblement dévié permettant de signer avec certitude un événement de dissociation diffractive. Cette identification nécessite un spectromètre à Protons situé très à l'avant du détecteur dont l'expérience H1 n'est pas munie.

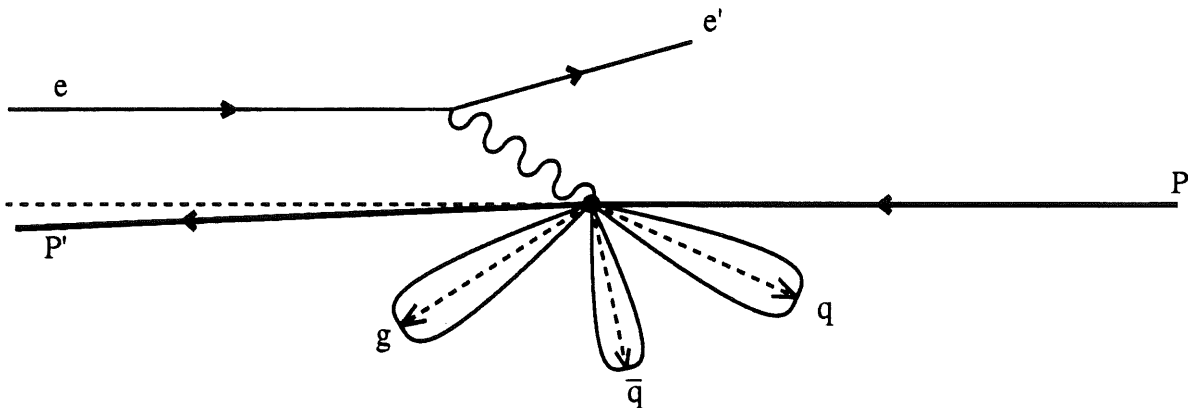


figure II.43 Topologie de la dissociation diffractive d'un photon en trois jets

Toutefois de récentes études, menées dans le cadre du Workshop HERA 1991, ont montré que le bruit de fond des événements de diffusion profondément inélastique peut être considérablement diminué en exigeant qu'il n'y ait pas de hadrons visibles dans la partie avant du détecteur. Cette coupure n'affecte pas les événements de dissociation diffractive du photon qui sont caractérisés par un grand intervalle en rapidité entre les jets et le proton diffusé. Cette bonne réjection du bruit de fond permet d'envisager l'étude de la dissociation diffractive du photon sans avoir à identifier le proton sortant [II.22].

II-3 Les fonctions de structure à HERA

1 Sections efficaces

1a Courants neutres

Dans les paragraphes précédents, le formalisme des fonctions de Structure n'a été développé que pour le cas électromagnétique. Le carré du moment transféré Q^2 pouvant atteindre à HERA $(314)^2 \text{ GeV}^2 \sim 10^5 \text{ GeV}^2$, l'échange d'un boson Z^0 ne peut être ignoré. Le tenseur hadronique n'est plus, dans ce cas, tenu de conserver la parité: le cinquième terme de l'équation (II.16) qui viole explicitement cette symétrie n'est plus nul. Il apparaît une troisième fonction de structure F_3 . La section efficace de diffusion par courants neutres s'écrit:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x Q^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) + \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right] \quad (\text{II.81})$$

ce que l'on peut réécrire:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x Q^4} \left[\left(1 + (1-y)^2 - \frac{R y^2}{1+R} \right) F_2(x, Q^2) + \left(1 - (1-y)^2 \right) x F_3(x, Q^2) \right] \quad (\text{II.82})$$

où comme précédemment, R est défini par:

$$R = \frac{FL(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \quad \text{avec} \quad FL(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)$$

Le formalisme de la Chromodynamique quantique s'applique encore [II.6]. Les distributions de quarks et de gluons étant intrinsèques au Proton, les équations d'Altarelli-Parisi sont toujours valables. Seul le couplage des quarks aux bosons vectoriels est modifié: le coefficient e_q^2 des équations (II.57) et (II.58) est remplacé par une fonction faisant intervenir les couplages électrofaibles. De plus les fonctions de structure dépendront, via le couplage au Z^0 , de la polarisation λ de l'électron incident. Dans l'approximation des logarithmes dominants, les fonctions de structure s'écrivent [II.25]:

$$FL(x, Q^2) = 0 \quad (\text{II.83})$$

$$F_2(x, Q^2) = \Sigma \left[xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2) \right] \left\{ \frac{(1-\lambda)}{2} A_f^L(Q^2) + \frac{(1+\lambda)}{2} A_f^R(Q^2) \right\} \quad (\text{II.84})$$

$$\text{et } xF3(x, Q^2) = \Sigma [xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2)] \left\{ \frac{(1-\lambda)}{2} B_f^L(Q^2) + \frac{(1+\lambda)}{2} B_f^R(Q^2) \right\} \quad (\text{II.85})$$

où λ est égal à +1 pour une polarisation gauche et -1 pour une polarisation droite, et les fonctions $A_f(Q^2)$ et $B_f(Q^2)$ sont données par:

$$\begin{aligned} A_f^{L,R}(Q^2) &= e_f^2 - 2 e_f (v_e \pm a_e) v_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2 (v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \\ B_f^{L,R}(Q^2) &= -2 e_f (a_e \pm v_e) a_f P_Z \pm 2 (v_e \pm a_e)^2 v_f a_f P_Z^2 \end{aligned} \quad (\text{II.86})$$

où e_f est la charge des particules, et v_f et a_f sont donnés par:

$$v_f = (T_{3f} - 2 e_f \sin^2(\theta_W)) / \sin(2\theta_W) \quad \text{et} \quad a_f = T_{3f} / \sin(2\theta_W) \quad (\text{II.87})$$

où T_{3f} est la troisième composante de l'isospin faible et θ_W est l'angle de Weinberg. Le facteur $1/Q^4$ dans (II.81) indique que le propagateur du photon a été factorisé dans la section efficace. On retrouve donc la trace du propagateur du Z^0 dans les fonctions de structure sous la forme de la fonction P_Z donnée par:

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \quad (\text{II.88})$$

On note que, dans la limite où Q^2 est très inférieur à M_Z^2 , les fonctions $B_f(Q^2)$ tendent vers zéro et les fonctions $A_f(Q^2)$ vers e_f^2 : la fonction $F3$ s'annule et on retrouve les formes habituelles des fonctions de structure $F2$ et $F1$. Les formules précédentes correspondent à la diffusion d'électrons. Les formules équivalentes pour la diffusion de positrons s'obtiennent en faisant les changements:

$$\begin{aligned} xF3 &\rightarrow -xF3 \quad \text{dans les expressions (II.81) et (II.82)} \\ &\text{et} \\ \lambda &\rightarrow -\lambda \quad \text{dans l'expression (II.85)} \end{aligned} \quad (\text{II.89})$$

La dépendance des fonctions $A_f(Q^2)$ et $B_f(Q^2)$ en fonction de Q^2 induit une violation de l'invariance d'échelle qui s'ajoute à celle due à la Chromodynamique quantique. Ceci est illustré, pour des électrons non polarisés, par la figure II.44 où les fonctions de structure $F2$ par courants neutres sont comparées pour des valeurs de x fixés au cas purement électromagnétique ($M_Z \rightarrow \infty$).

Dans le cas électromagnétique et si l'on néglige R , la section efficace est directement proportionnelle à $F2$. La section efficace réduite σ_{red} , définie par:

$$\sigma_{\text{red}} = \frac{x Q^4}{2\pi\alpha^2 [1+(1-y)^2]} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \quad (\text{II.90})$$

est alors égale à F2. Dans le cas général, σ_{red} s'écrit:

$$\sigma(e^{\pm})_{\text{red}} = F2(x, Q^2) \pm \frac{1 - (1-y)^2}{1 + (1-y)^2} xF3(x, Q^2) \quad (\text{II.91})$$

Les effets électrofaibles sont très différents suivant qu'il s'agit de la diffusion de positrons ou d'électrons. Les sections efficaces réduites de diffusion par courants neutres pour des positrons et des électrons non polarisés sont représentées sur la figure II.45 et comparées au cas purement électromagnétique dans le domaine cinématique de HERA. On observe des déviations beaucoup plus importantes pour les électrons que pour les positrons. Ceci s'explique par une soustraction partielle et accidentelle des termes dus à l'échange d'un Z^0 dans l'expression (II.91) dans le cas des positrons. L'étude du secteur électrofaible du modèle standard privilégie donc l'utilisation d'un faisceau d'électrons. A contrario, les effets de la Chromodynamique apparaîtront plus nettement dans la diffusion de positrons [II.26]. On note toutefois que dans le domaine des bas x , qui correspond à HERA à de petites valeurs de Q^2 , les effets électrofaibles sont complètement négligeables.

1b Courants chargés

Le lepton incident peut interagir avec le Proton en échangeant un boson W^\pm suivant les processus:

$$e^- P \rightarrow \nu X \quad \text{ou} \quad e^+ P \rightarrow \bar{\nu} X$$

Le neutrino étant polarisé gauche, la section efficace sera nulle pour des électrons incidents polarisés droits ou des positrons polarisés gauches. En notant U_i et D_i , les composantes des doublets d'isospin faible des quarks telles que $T_{3U_i}=1/2$ et $T_{3D_i}=-1/2$, les sections efficaces de ces processus, dits d'interaction par courants chargés, s'écrivent dans l'approximation des logarithmes dominants:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{\text{CC}}(e^-)}{dx dQ^2} &= \frac{(1-\lambda)\pi\alpha^2}{4\sin^2(\theta_W)(Q^2+M_W^2)} \sum_{i,j} \left[|V_{U_i D_j}|^2 U_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{U_j D_i}|^2 \bar{D}_i(x, Q^2) \right] \\ \frac{d^2\sigma_{\text{CC}}(e^+)}{dx dQ^2} &= \frac{(1+\lambda)\pi\alpha^2}{4\sin^2(\theta_W)(Q^2+M_W^2)} \sum_{i,j} \left[|V_{U_i D_j}|^2 \bar{U}_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{U_j D_i}|^2 D_i(x, Q^2) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.92})$$

où M_W^2 est la masse du boson W et les coefficients $V_{U_i D_j}$ sont les éléments de la matrice de Kobayashi-Maskawa. En utilisant seulement quatre saveurs, il vient:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^-)}{dx dQ^2} = \frac{1-\lambda}{2} \frac{G_F^2}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 [(u+c) + (1-y)^2 (\bar{d} + \bar{s})]$$

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^+)}{dx dQ^2} = \frac{1+\lambda}{2} \frac{G_F^2}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 [(\bar{u} + \bar{c}) + (1-y)^2 (d+s)] \quad (II.93)$$

où G_F est la constante de Fermi.

1c Estimations des nombres d'événements

La luminosité de HERA est de $16 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pour une année de fonctionnement normale de 10^7 s , on prévoit donc une luminosité intégrée de 160 pb^{-1} . Habituellement les estimations des nombres d'événements sont calculées en faisant l'hypothèse prudente d'une luminosité intégrée annuelle de 100 pb^{-1} . Avec cette hypothèse et les formules précédentes, on peut calculer le nombre d'événements par an pour les interactions par courants neutres et chargés pour des électrons et des positrons.

La figure II.46 montre le nombre $N(Q_0^2)$ d'événements pour lesquels Q^2 est supérieur à Q_0^2 . La très nette différence du comportement à bas Q_0^2 de $N(Q_0^2)$ entre les courants neutres et chargés, reflète celle entre les propagateurs du photon et du boson W^\pm : les sections efficaces par courants neutres évoluent en $1/Q^4$ et beaucoup d'événements sont produits à bas Q^2 alors que dans le même temps, les sections efficaces par courants chargés "saturent" avec le terme $1/(Q^2 + M_W^2)^2$. On peut estimer le nombre d'événements attendus par an pour Q^2 supérieur à 10 GeV^2 , à $\sim 8 \cdot 10^6$ événements par courants neutres pour des électrons ou des positrons, $\sim 6 \cdot 10^3$ événements par courants chargés pour des électrons et $\sim 4 \cdot 10^3$ événements par courants chargés pour des positrons. Ces chiffres doivent être considérés avec prudence car ils dépendent des paramétrisations de partons utilisées pour les calculer. Par ailleurs, il n'a été fait aucune coupure tenant compte des effets expérimentaux qui limitent la région du plan (x, Q^2) véritablement accessible.

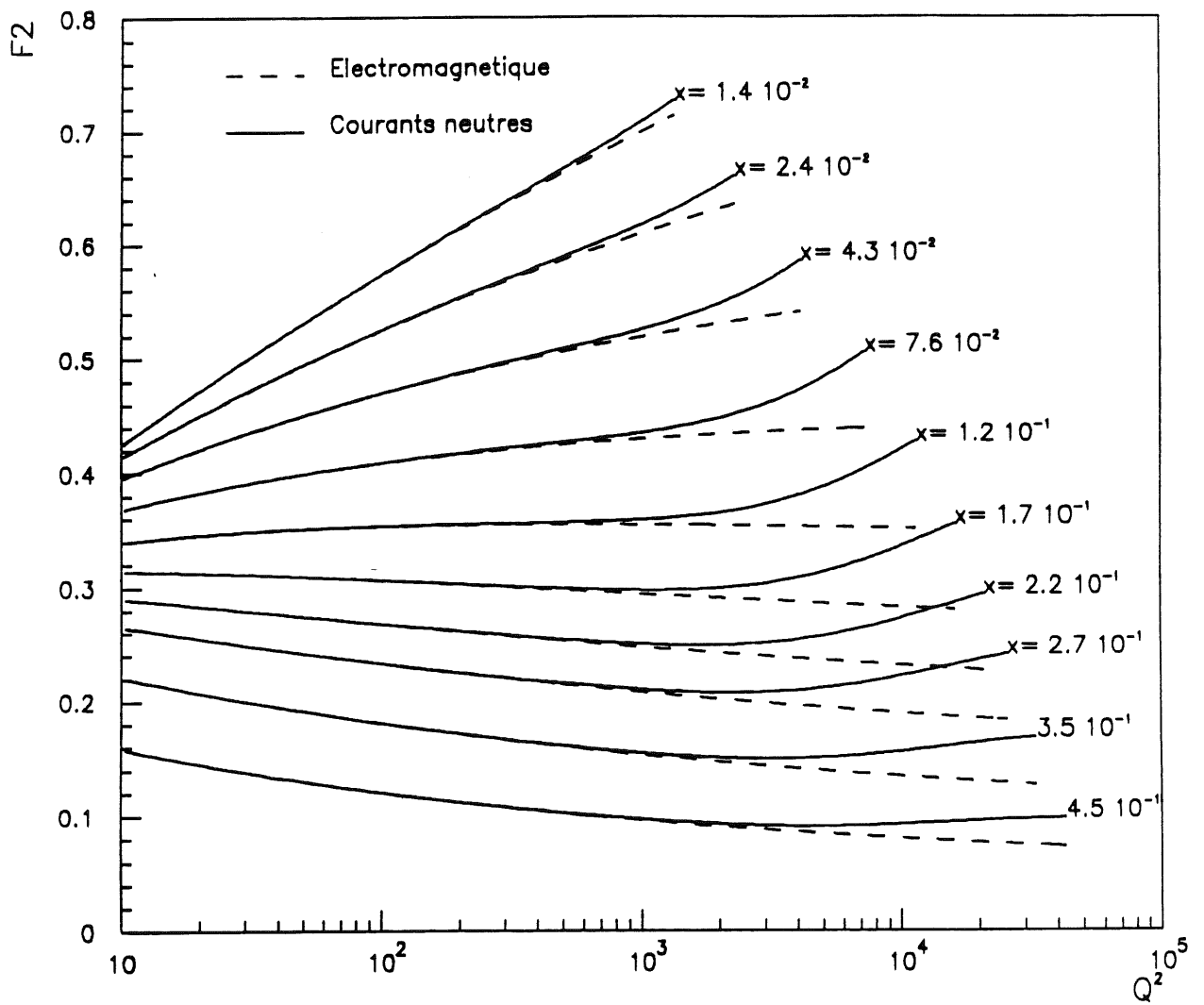


figure II.44 *F2 électromagnétique comparé à F2 courants neutres*

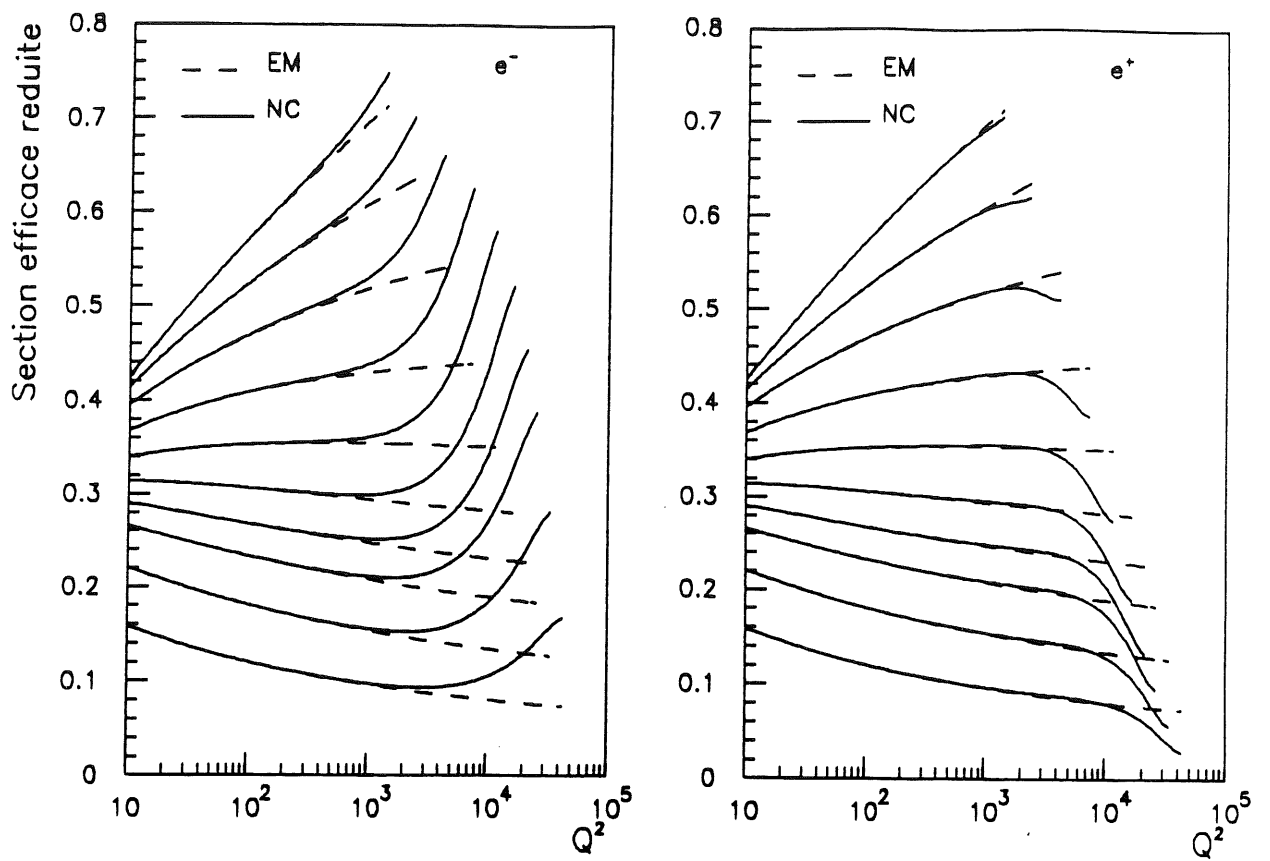


figure II.45 Sections efficaces réduites (valeurs de x de la figure II.44)

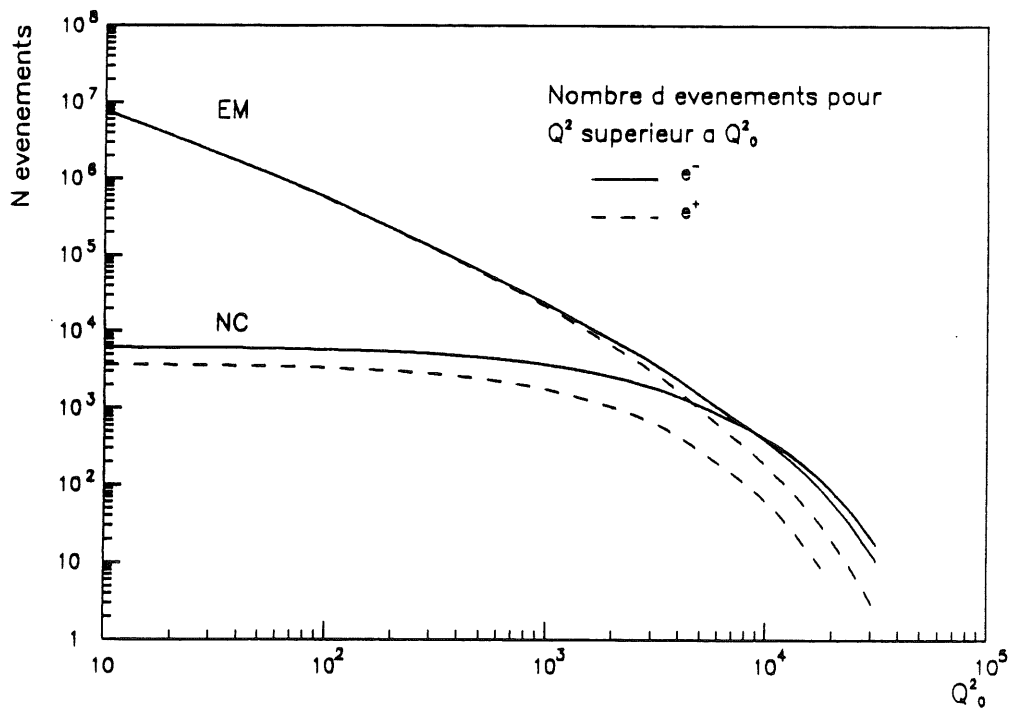


figure II.46 Nombre d'événements attendus

2 Domaines d'acceptance

Les variables cinématiques x et Q^2 peuvent être reconstruites, pour les courants neutres, à partir de l'angle et de l'énergie de l'électron diffusé. Pour les courants chargés, le neutrino sortant étant indétectable, ces variables ne peuvent être mesurées qu'en utilisant l'état hadronique final. Les domaines accessibles dans le plan (x, Q^2) dépendent de la méthode de reconstruction utilisée et des résolutions sur les mesures des angles et des énergies des détecteurs.

2a Reconstruction à partir de l'électron

En appelant θ_e l'angle entre l'électron diffusé et le Proton incident, et E'_e son énergie, les variables Q^2 , x et y s'écrivent:

$$Q^2 = 4 E'_e E_e \cos^2(\theta_e/2) \quad (a)$$

$$x = \frac{E'_e E_e \cos^2(\theta_e/2)}{E_p (E_e - E'_e \sin^2(\theta_e/2))} \quad (b)$$

$$\text{et } y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2(\theta_e/2) \quad (c) \quad (\text{II.94})$$

où E_e est l'énergie de l'électron incident et E_p celle du Proton. Les courbes à θ_e ou E'_e constants dans le plan (x, Q^2) sont présentées sur la figure II.47. Une erreur $d\theta_e$ sur la mesure de l'angle ou une erreur dE'_e sur la mesure de l'énergie donnent sur Q^2 et x les erreurs:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial Q^2}{\partial E'_e} \right|_{E_e} &= \frac{dE'_e}{E'_e} \quad (a) & \left. \frac{\partial Q^2}{\partial \theta_e} \right|_{E_e} &= -\text{tg}\left(\frac{\theta_e}{2}\right) d\theta_e \quad (c) \\ \left. \frac{\partial x}{\partial E'_e} \right|_{E_e} &= \frac{1}{y} \frac{dE'_e}{E'_e} \quad (b) & \left. \frac{\partial x}{\partial \theta_e} \right|_{E_e} &= \text{tg}\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \left[x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right] d\theta_e \quad (d) \end{aligned} \quad (\text{II.95})$$

La relation (II.95a) indique que la précision sur Q^2 est aussi bonne que celle sur la mesure de l'énergie, c'est à dire de quelques pour-cents pour des énergies supérieures à quelques GeV si l'on suppose une résolution intrinsèque réaliste de l'ordre de 13% $\text{GeV}^{1/2}$. D'après la relation (II.95b), la précision sur la mesure de x sera d'autant mauvaise que y sera petit. La région des bas y correspond à HERA à une région de petits Q^2 et de grands x où, d'après les relations (II.95c) et (II.95d), les mesures de x et Q^2 seront aussi dégradées par l'imprécision sur la mesure de θ_e .

La section différentielle $d^2\sigma/dQ^2dx$ en un point (x, Q^2) est déterminée par la densité expérimentale des événements en ce point. Plus que les précisions sur les mesures de x et Q^2 données par les relations (II.95), il importe de connaître l'effet des résolutions expérimentales sur cette densité d'événements. Un point (x, Q^2) pouvant être reconstruit en un point (x', Q'^2) différent, les événements "migrent", dans le plan (x, Q^2) , principalement des régions à forte densité vers les régions de faible densité. Cet effet, appelé effet de smearing (de l'anglais to smear: barbouiller), dépend donc non seulement de la résolution expérimentale mais aussi de la section efficace, c'est à dire des fonctions de structure. Si l'on connaît la résolution expérimentale et les fonctions de structure, on peut simuler cet effet et le corriger. Les fonctions de structure étant bien entendu inconnues, cette procédure est itérative: on calcule les corrections pour des fonctions de structure supposées proches de la vérité, on corrige, on recommence avec les fonctions de structure obtenues si elles diffèrent trop des hypothèses de départ. Si les résolutions expérimentales sont exactement connues, on peut ainsi retrouver la vraie section efficace sur tout le plan (x, Q^2) dans les limites de la couverture angulaire du détecteur. Ceci suppose une parfaite connaissance de ce dernier. Des erreurs sur les résolutions utilisées dans le calcul des corrections de smearing, ou des erreurs dans les mesures des angles et surtout des énergies introduisent cependant sur les fonctions de structure extraites des données, des erreurs systématiques qui ne peuvent être corrigées. On peut seulement définir une zone dans le plan (x, Q^2) dans laquelle, en faisant des hypothèses raisonnables sur notre maîtrise des performances des détecteurs, ces erreurs restent relativement faibles de l'ordre, par exemple, d'une dizaine de pour-cent.

Tous ces effets expérimentaux ont été étudiés par une simulation Monte-Carlo des détecteurs [II.27]. Il apparaît dans cette étude que le paramètre le plus critique est la précision de la calibration absolue de la mesure de l'électron diffusé: une erreur systématique d'à peine 1% sur cette mesure introduit des variations énormes de la section efficace sur la plus grande partie du plan (x, Q^2) sauf dans une étroite région où y est grand. Cet effet, que nous avons anticipé à partir de la relation (II.95b), se comprend bien en examinant la figure II.47. Les sections efficaces varient beaucoup moins de point à point dans le plan $(\log(x), \log(Q^2))$ que dans le plan (x, Q^2) , les effets expérimentaux peuvent se comprendre directement à partir des gradients des courbes à angles et énergies constants dans ce plan. On voit, par exemple, que la précision sur la mesure de θ_e , qui est de l'ordre du milliradian, n'est critique que dans la zone des petits Q^2 et des grands x , où les courbes iso- θ_e sont les plus espacées. Par ailleurs, il apparaît clairement que, pour la plus grande partie du plan, mesurer θ_e équivaut à mesurer Q^2 . Il s'en suit que les valeurs de Q^2 sont presque partout bien mesurées comme le sont celles de θ_e . Il apparaît tout aussi nettement que les iso- E'_e étant excessivement séparées dans les régions des petits y , une faible erreur sur la mesure de l'énergie de l'électron induit un grande erreur sur la mesure de x . Ceci est particulièrement clair si l'électron a une énergie proche de 30 GeV: une erreur de 1 GeV peut

modifier de deux ordres de grandeur la valeur de x .

La région où les erreurs systématiques peuvent être maintenues inférieures à 10%, si la calibration absolue de la mesure de l'énergie de E'_e est connue à mieux que 1%, est donnée par (figure II.48):

$$5 \cdot 10^{-5} \leq x \leq 0,6 \quad Q^2 \geq 5 \text{ GeV}^2 \quad y \geq 0,1 \quad (\text{II.96})$$

Dans cette région les corrections de smearing restent inférieures à 10%. La limitation à bas Q^2 est due à la couverture angulaire du détecteur ($\theta_e < 176^\circ$).

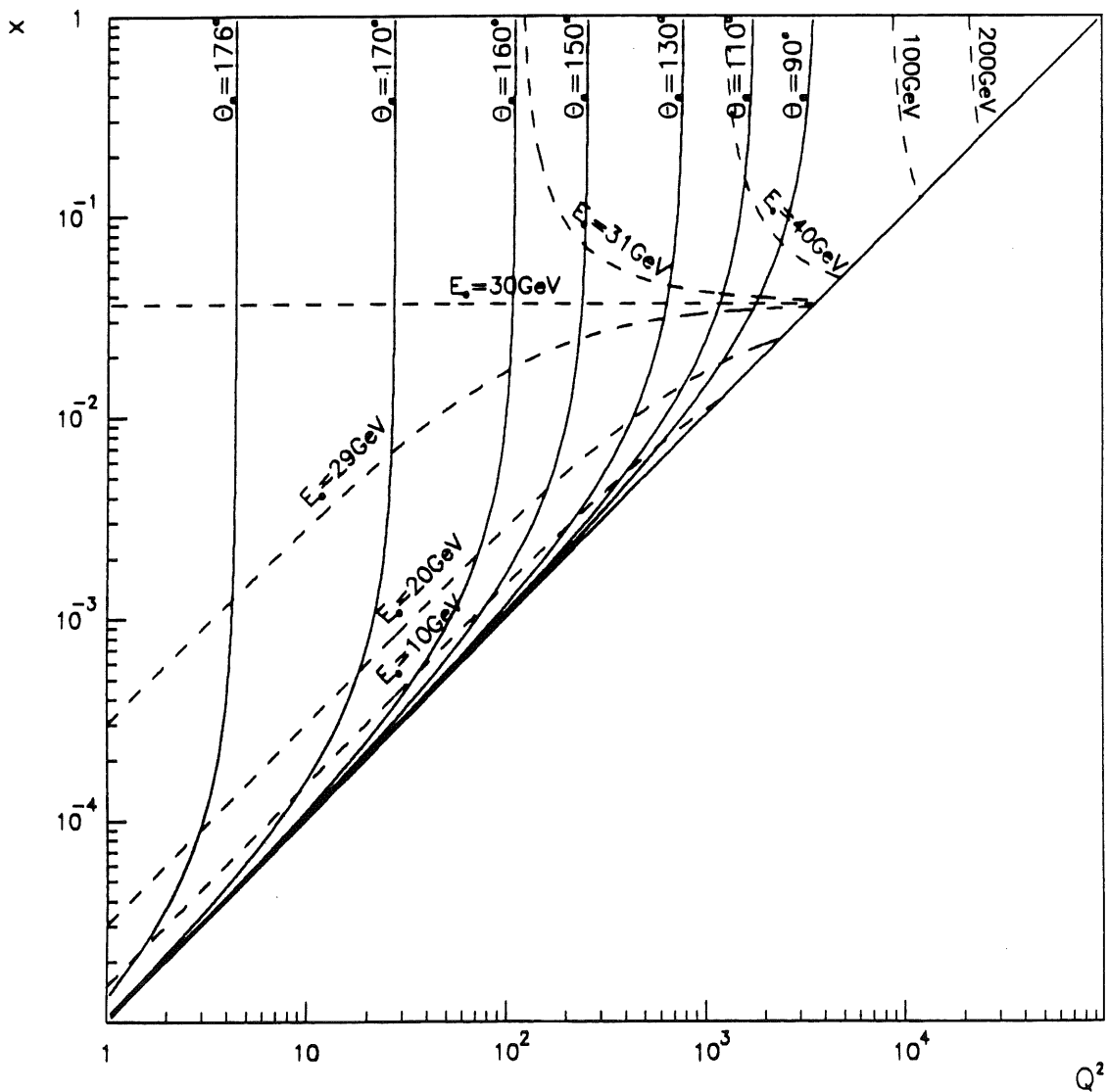


figure II.47

Courbes θ_e et E_e

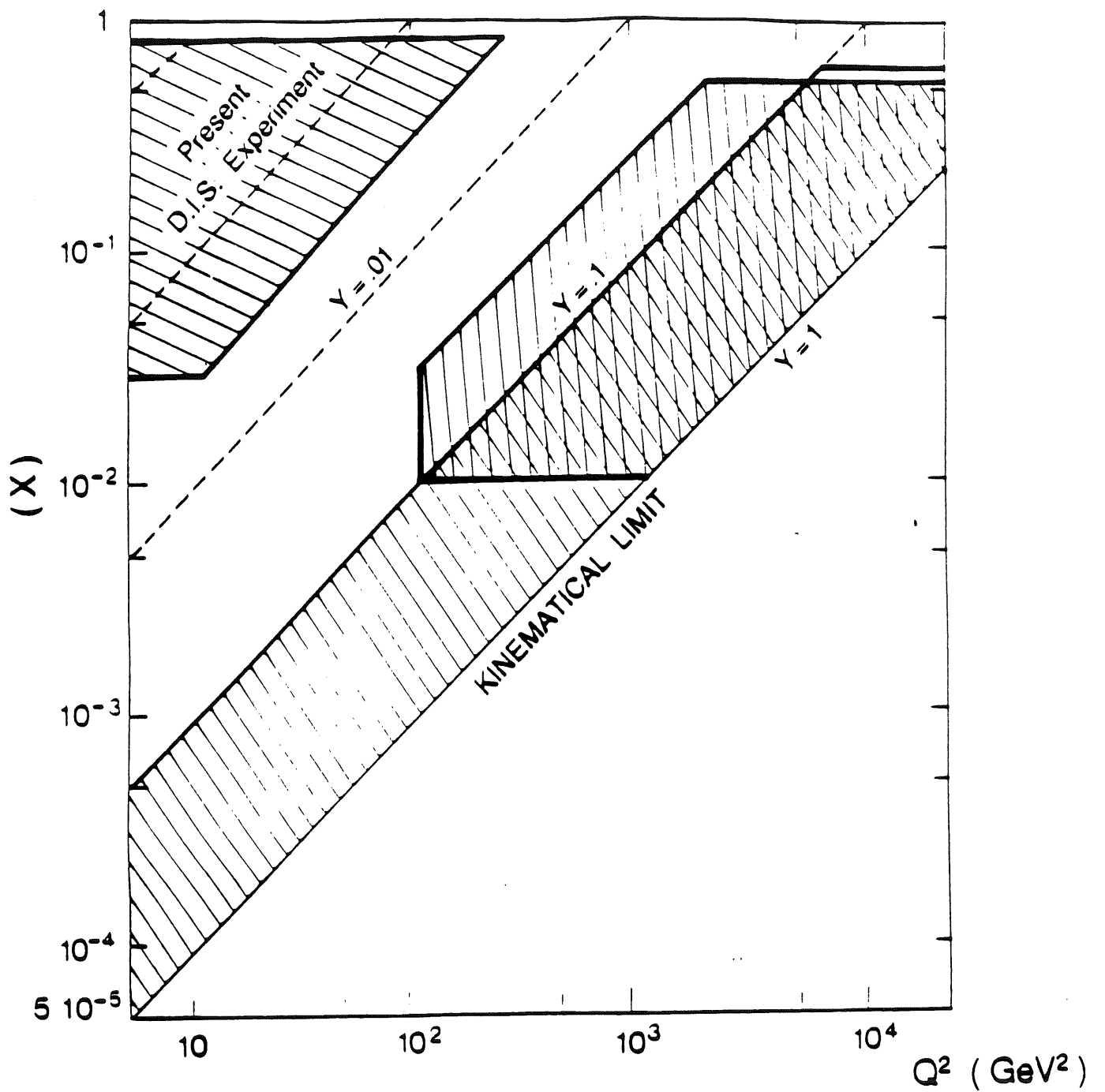


figure II.48

Domaines d'acceptance

2b Reconstruction à partir de l'état final hadronique

Les relations (II.94) ont été obtenues en appliquant les définitions:

$$Q^2 = -q^2, \quad x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \quad (\text{II.97})$$

Ces définitions ne favorisent en aucune manière les variables cinématiques de l'électron. En notant que:

$$q = P_H - P \quad \text{avec} \quad P_H = \sum_i P_{hi}$$

où les P_{hi} sont les quadrivecteurs impulsion de chaque particule constituant l'état final hadronique X, on dérive sans difficulté:

$$y = \frac{\sum (E_{hi} - P_{zhi})}{2 E_e} \quad Q^2 = \frac{(\sum \vec{P}_{thi})^2}{1 - y} \quad (\text{II.98})$$

où les P_{zhi} et les \vec{P}_{thi} sont les composantes parallèles et perpendiculaires au faisceau de l'impulsion des particules de l'état X et les E_{hi} sont leurs énergies. Les relations (II.98) permettent de reconstruire x et Q^2 à partir du seul état hadronique. Cette méthode de reconstruction porte le nom de méthode de Jacquet-Blondel. Elle découle de simples considérations cinématiques et ne fait aucune hypothèse sur la structure de l'état final, ni sur la nature de l'interaction électron/proton. Idéalement cette méthode nécessite la mesure de toutes les particules de l'état X. Cependant celles que l'on perd dans le tube à vide et qui donc vérifient $P_{zhi} \sim E_{hi}$ et $\vec{P}_{thi} \sim 0$, contribuent peu, d'après les relations (II.98), aux variables y et Q^2 si celles-ci ne sont pas trop petites.

Les effets expérimentaux sur les sections efficaces mesurées par la méthode de Jacquet-Blondel ont été étudiés dans la référence [II.27]. Si la calibration absolue de la mesure des énergies est connue à mieux que 2% et que les erreurs systématiques sur la mesure des angles sont inférieures à 3 mrad, la région où les erreurs systématiques sur la section efficace peuvent être maintenues inférieures à 10% est donnée par (figure II.48):

$$0,01 \leq x \leq 0,5 \quad Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2 \quad y \geq 0,03 \quad (\text{II.99})$$

La limite supérieure en x est imposée par les erreurs systématiques sur les angles et les énergies tandis que la limite inférieure est fixée par la couverture angulaire des calorimètres hadroniques ($\theta < 135^\circ$ à H1) et par une coupure en

impulsion transverse due aux critères de déclenchement de l'acquisition ($P_t \geq 10$ GeV dans l'étude de la référence [II.27]). Cette coupure est aussi à l'origine de la valeur minimale pour Q^2 . La limite en y est imposée par les erreurs systématiques sur la mesure des angles.

On voit sur la figure II.48, que le domaine accessible par l'état hadronique final recouvre en partie celui accessible par l'électron diffusé. Il sera donc possible de mesurer, dans cette région commune, les mêmes quantités par deux méthodes complètement différentes. Les deux domaines sont cependant séparés de la région actuellement mesurée représentée aussi sur la figure II.48. Il est donc souhaitable d'étendre autant que faire se peut le domaine mesurable à HERA. Une première méthode est d'utiliser des faisceaux moins énergétiques et de déplacer ainsi la limite cinématique vers le domaine actuel. Une autre possibilité est de combiner les informations de l'électron diffusé et de l'état final hadronique pour reconstruire x et Q^2 .

2c Combinaison des informations

L'état final hadronique est constitué d'un jet engendré par le quark diffusé ayant interagit avec l'électron, que nous appellerons le jet diffusé et d'un jet engendré par les autres quarks, le jet rémanent. On peut supposer que l'énergie du jet diffusé E_J et l'angle moyen θ_J des particules qui le constituent, sont ceux du parton diffusé. En supposant que ce parton portait avant interaction, la fraction x de l'impulsion du proton, il vient:

$$Q^2 = \frac{E_J^2 \sin^2(\theta_J)}{1 - y} \quad (a) \quad y = \frac{E_J \sin^2(\theta_J/2)}{E_e} \quad (b)$$

$$x = \frac{E_e E_J \cos^2(\theta_J/2)}{E_P (E_e - E_J \sin^2(\theta_J/2))} \quad (c) \quad (II.100)$$

Les courbes à E_J et θ_J constants sont représentées dans le plan (x, Q^2) sur la figure II.49. En examinant cette figure, il apparait assez rapidement que x est mieux déterminé par la combinaison des angles θ_e et θ_J que par la combinaison de θ_e et de l'énergie de l'électron diffusé E_e (figure II.50). Par ailleurs le gradient des courbes iso- θ_J est très grand: on passe de $\theta_J=10^\circ$ à $\theta_J=150^\circ$ en faisant varier x sur moins de deux décades. La mesure de l'angle du jet n'a donc pas besoin d'être excessivement précise pour que celle de x le soit.

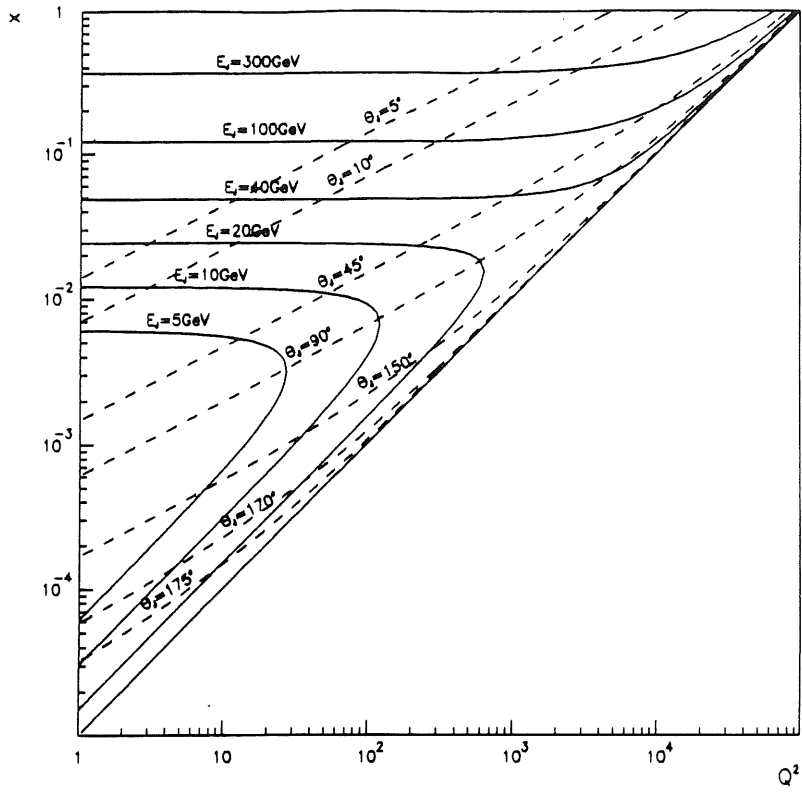


figure II.49 Courbes iso θ_J et E_J

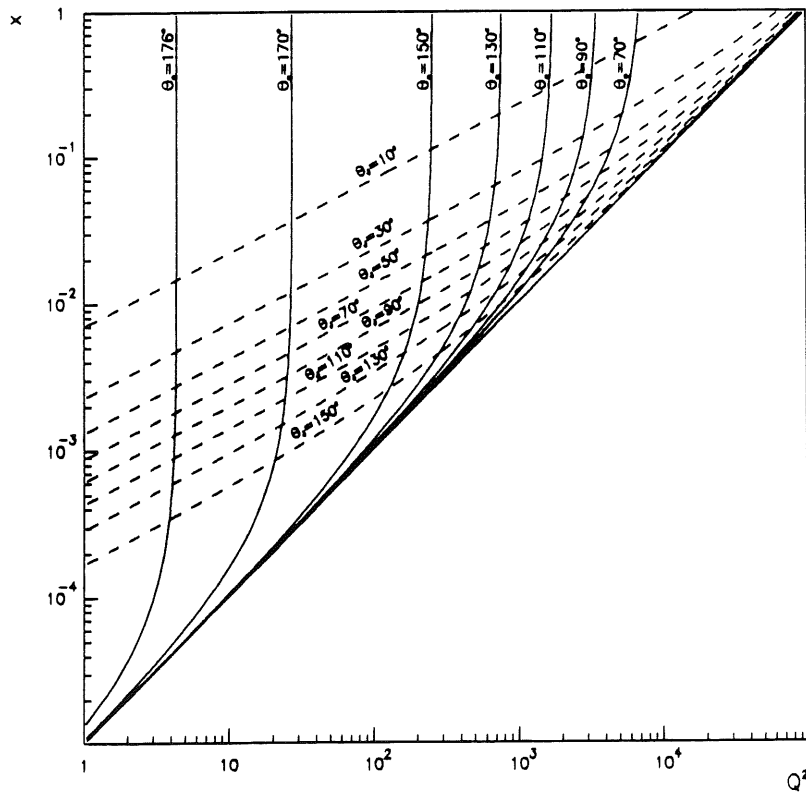


figure II.50 Courbes iso θ_J et θ_e

A partir de la conservation du quadrivecteur impulsion:

$$\begin{cases} E_J + E'_e = E_e + xE_p \\ E_J \sin(\theta_J) - E'_e \sin(\theta_e) = 0 \\ E_J \cos(\theta_J) + E'_e \cos(\theta_e) = xE_p - E_e \end{cases} \quad (\text{II.101})$$

il vient:

$$x = \frac{E_e}{E_p} \frac{1+C}{1-C} \quad \text{avec} \quad C = \frac{\sin(\theta_e)\cos(\theta_J) + \sin(\theta_J)\cos(\theta_e)}{\sin(\theta_e) + \sin(\theta_J)} \quad (\text{II.102})$$

On peut donc penser que l'on peut étendre le domaine mesurable en mesurant Q^2 avec l'angle et l'énergie de l'électron (relation (II.94a)) et x avec les angles de l'électron et du jet (relation (II.102)). Cette idée a été testée par un Monte-Carlo simple et rapide. Des points (x, Q^2) sont tirés au hasard suivant une distribution uniforme dans le plan $(\log(x), \log(Q^2))$. Ces points sont ensuite pondérés par le facteur:

$$P(x, Q^2) = \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \times Q^2 L \frac{S}{N_g}$$

où L est la luminosité intégrée, S la surface de la zone où les points sont tirés et N_g le nombre de points. Lorsque N_g tend vers l'infini, la densité des événements équivalents est donc:

$$\begin{aligned} dN_{eq} &= P(x, Q^2) \frac{N_g}{S} d\log x d\log Q^2 = \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} L dx dQ^2 \\ \Rightarrow \frac{dN_{eq}}{dx dQ^2} &= \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} L \end{aligned}$$

En inversant les relations (II.94) et (II.100), θ_e , θ_J , E'_e et E_J sont calculés pour chaque couple (x, Q^2) engendré. Les effets de smearing sont simulés en tirant les angles et énergies "mesurées", θ^*_e , θ^*_J , E'^*_e et E^*_J suivant des distributions gaussiennes de valeurs moyennes θ_e , θ_J , E'_e et E_J et d'écart types égales aux résolutions angulaires et en énergie des divers détecteurs. Les erreurs systématiques peuvent être simulées en déplaçant les valeurs moyennes de ces distributions. Les valeurs "reconstruites" de x et Q^2 sont calculés à partir de ces quantités "mesurées".

Pour définir une zone "sûre", le plan $(\log(x), \log(Q^2))$ est divisé en cellules égales (quatre cellules par décade en Q^2 et en x). Le nombre d'événements équivalents $N(i)_{gen}$ engendrés dans une cellule i est comparé au nombre

d'événements équivalents $N(i)_{rec}$ qui sont, après simulation du détecteur, reconstruits dans cette cellule. Afin d'éviter des compensations entre les événements qui entrent et qui sortent de la cellule, $N(i)_{gen}$ est comparé au nombre d'événements $N(i)_{pur}$ qui ont été engendrés dans la cellule i et qui y sont restés. Une cellule est considérée comme faisant partie de la zone "sûre" si:

$$0,8 \leq \frac{N(i)_{rec}}{N(i)_{gen}} \leq 1,2 \quad \text{et} \quad \frac{N(i)_{pur}}{N(i)_{gen}} \geq 0,4$$

Le détecteur est simulé en utilisant les paramètres suivants:

$$\text{mesure de l'électron:} \quad 0,6^\circ \leq \theta_e \leq 176^\circ \quad \sigma(\theta_e) = 4 \text{ mrad}$$

$$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} = \frac{13\%}{\sqrt{E_e}}$$

$$\text{mesure du jet:} \quad 10^\circ \leq \theta_J \leq 135^\circ \quad \sigma(\theta_J) = 40 \text{ mrad}$$

$$\frac{\sigma(E_J)}{E_J} = \frac{50\%}{\sqrt{E_J}} + 2\%$$

Ces valeurs tiennent compte de la moins bonne précision sur la mesure des angles et des énergies des hadrons par rapport aux électrons, ainsi que de la couverture angulaire limitée des calorimètres hadroniques.

La zone sûre obtenue en utilisant θ_e et θ_J pour reconstruire x est montrée sur la figure II.51. Cette région est essentiellement limitée par les courbes $\theta_J=10^\circ$, $\theta_J=135^\circ$ et $\theta_e=176^\circ$, c'est à dire par la couverture angulaire du calorimètre. Elle est comparée à la zone obtenue en reconstruisant x à partir de θ_e et E'_e . Cette dernière zone correspond approximativement au domaine défini dans la référence [II.27]. Il apparaît clairement que le domaine d'acceptance est étendue à bas Q^2 vers les grandes valeurs de x : pour $Q^2=5 \text{ GeV}^2$, les valeurs de x accessibles sont comprises entre $\sim 10^{-3}$ et $\sim 2 \cdot 10^{-2}$. On peut voir sur la figure II.49, que la partie bas x et bas Q^2 de cette nouvelle région correspond à de faibles valeurs de E_J , peut-être difficilement mesurables. En imposant que les énergies reconstruites E^*_J soient supérieures à 5 GeV, on obtient la zone présentée sur la figure II.52. Il apparaît à présent une discontinuité entre cette zone et le domaine obtenue en n'utilisant que l'électron. Toutefois on peut encore, à bas Q^2 , atteindre de grands x : à $Q^2=5 \text{ GeV}^2$, x est compris entre $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ et $\sim 2 \cdot 10^{-2}$.

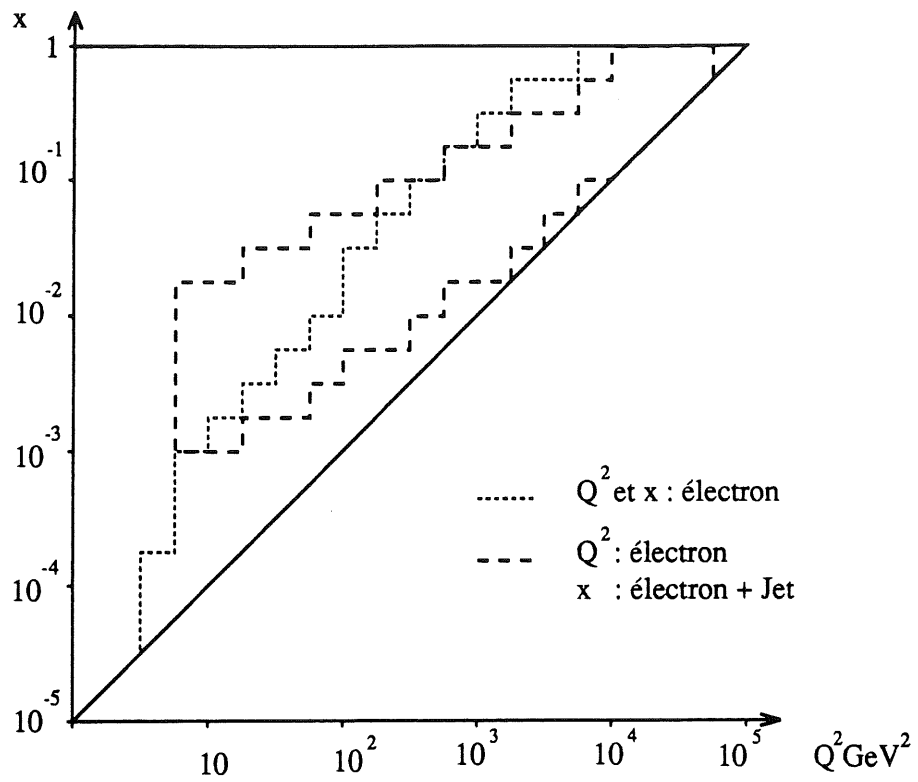


figure II.51 Zones "sures"

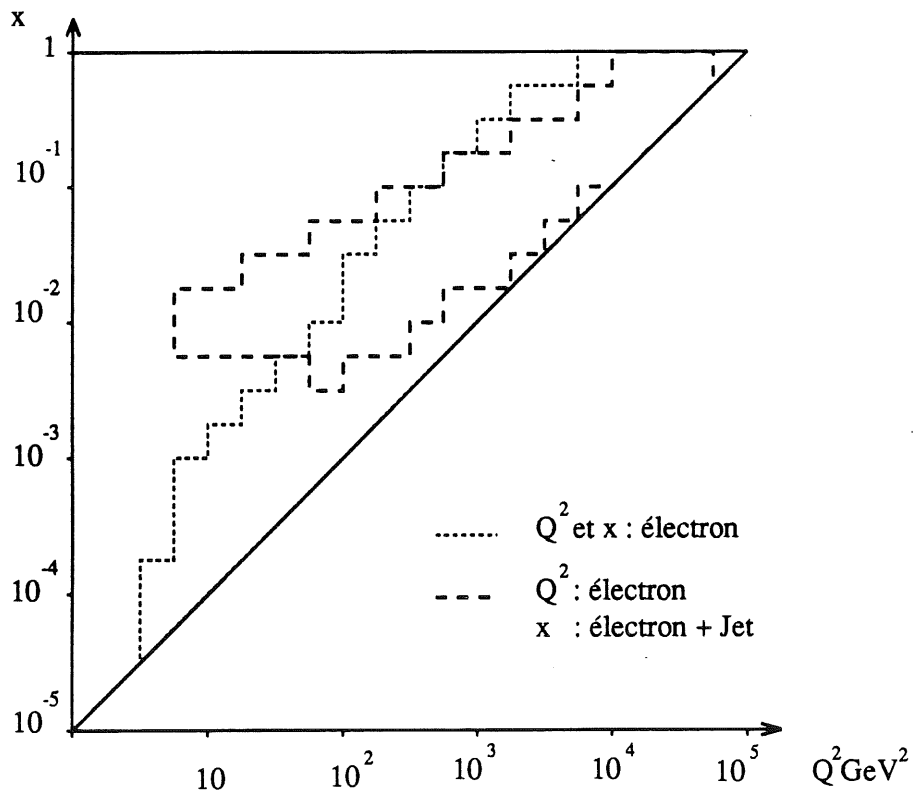


figure II.52 Effet de la coupure $E_J \geq 5$ GeV

Les résultats précédents ne font qu'illustrer l'intérêt de combiner les informations de l'électron et de l'état hadronique final X. Ils doivent être considérés avec prudence. En effet:

-dans cette étude, la simulation du détecteur est excessivement simplifiée. Des détails, comme la granularité des calorimètres, peuvent avoir d'importantes conséquences sur la qualité des mesures concernant des hadrons.

-l'équation (II.102) découle d'hypothèses explicites sur la nature de l'interaction électron/proton. Dans le cadre de ces hypothèses, la masse du jet diffusé, par exemple, est nulle. Ceci n'est pas vrai dans les programmes plus évolués qui simulent les événements physiques. La cinématique du niveau "partonique" est donc une simplification de la réalité. Des études récentes entreprises dans le cadre du Workshop HERA 1991 ont cependant montré que la méthode "des deux angles" peut se généraliser sans invoquer la cinématique du niveau partonique [II.48].

-d'une manière générale, il n'est du tout assuré que les informations cinématiques tirées de l'électron diffusé soient compatibles avec celles obtenues via l'état hadronique final. Les processus radiatifs peuvent en effet altérer la cinématique de l'interaction électron/proton. Le diagramme donnant les plus importantes corrections, correspond à l'émission par l'électron entrant d'un photon réel colinéaire très énergétique. L'électron quasi-réel résultant qui interagit avec le Proton, a une énergie bien inférieure à l'énergie nominale. Il s'en suit que les x et Q^2 de l'interaction sont très différents de ceux que l'on calcule avec les électrons incident et diffusé. Par contre, les x et Q^2 calculés avec l'état hadronique final sont, pour ce processus particulier, exactement ceux de l'interaction.

3 Paramétrisations des fonctions de structure

Nous avons vu que la correction des effets de smearing dépend des fonctions de structure que l'on utilise pour les simuler. Il est donc intéressant d'étudier les paramétrisations des fonctions de structure proposées dans la littérature. Par ailleurs, les extraordinaires différences entre les prédictions des différentes paramétrisations permettent d'apprécier le degré de connaissance actuel du domaine bas x , et plus particulièrement d'illustrer les conséquences des diverses hypothèses que l'on peut faire sur la distribution du gluon dans cette région.

Le sous-paragraphe 3a présente les contraintes que doivent vérifier les distributions de partons et les différents types de données expérimentales pouvant être utilisées. Le sous-paragraphe 3b présente une revue des paramétrisations actuellement disponibles. Dans le sous-paragraphe 3c les fonctions de structure du proton obtenues avec quelques unes de ces paramétrisations sont comparées. Les conséquences des différentes hypothèses faites par les auteurs sur le comportement à bas x de la distribution du gluon sont illustrées au paragraphe 3d sur un exemple simple: le pic cinématique.

3a Généralités

Les distributions des quarks u et d sont généralement données sous la forme d'une somme de distributions de quarks de valence et de la mer:

$$u(x, Q^2) = u_v(x, Q^2) + u_s(x, Q^2) \quad \text{et} \quad d(x, Q^2) = d_v(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)$$

Les quarks de valence portant les nombres quantiques de saveur du Proton, les distributions correspondantes doivent vérifier les règles de somme:

$$\int_0^1 dx u_v(x, Q^2) = 2 \quad \text{et} \quad \int_0^1 dx d_v(x, Q^2) = 1$$

Par ailleurs, le proton est supposé contenir, en plus de gluons décrits par la distribution $g(x, Q^2)$, des quarks et des antiquarks de la mer de toutes les saveurs, vérifiant:

$$\bar{q}_s(x, Q^2) = q_s(x, Q^2)$$

La conservation de l'impulsion du Proton impose la règle de somme suivante:

$$\int_0^1 dx x \left\{ u_v + d_v + g + 2[u_s + d_s + s_s + c_s + b_s + t_s] \right\} = 1$$

Les distributions de partons, sauf cas exceptionnel, sont solutions des équations d'Altarelli-Parisi à l'ordre des logarithmes dominants ou, pour les plus récentes, à l'ordre suivant dans les schémas \overline{MS} ou DIS. Les distributions sont obtenues par évolution à partir d'un Q_0^2 de l'ordre de quelques GeV^2 . Les distributions initiales de quarks lourds sont généralement nulles. Elles sont engendrées pour Q^2 supérieur à Q_0^2 , "radiativement" à partir de la distribution de gluon [II.28].

Les données sur lesquelles sont ajustées les solutions des équations d'Altarelli-Parisi sont toujours plus ou moins du même type. On trouve le plus souvent:

-des données d'expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons, muons et neutrinos. Elles constituent, généralement, la base des contraintes expérimentales.

-des données de production de paires de muons dans les réactions du type $PN \rightarrow \mu^- \mu^+ X$. Ces processus, dits de Drell-Yan, correspondent au sous-processus:

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

et sont généralement inclus pour contraindre les distributions des quarks de la mer.

-des données de production de photons directs dans des réactions du type $PP \rightarrow \gamma X$. Elles permettent de renforcer la sensibilité à la distribution des gluons via le sous-processus:

$$qg \rightarrow \gamma q$$

-des données de production de mésons J/ψ . Ces mésons sont, en partie du moins, produits par des processus, dits de fusion photon-gluon:

$$\gamma^* g \rightarrow c\bar{c} \rightarrow J/\psi g$$

La prise en compte de ces données permet de contraindre la distribution des gluons.

Les procédures exactes d'ajustement et l'importance relative des divers ensembles de données ne seront pas abordées dans ce qui suit. Seuls seront soulignés les points principaux des analyses et les hypothèses faites sur les distributions de gluons.

3b Revue des paramétrisations

Les paramétrisations seront dénommées par les initiales des noms de leurs auteurs.

3b.i DO

D.W. Duke et J.F. Owens ont utilisé des données de diffusion profondément inélastique d'électrons, muons, et neutrinos, ainsi que de production de dimuons [II.29]. Ils proposent deux paramétrisations à l'ordre des logarithmes dominants: DO1 et DO2. Des données de production de J/ψ ont aussi été utilisées mais seulement pour la paramétrisation DO1.

Il n'y a pas de paramétrisations des quarks b et t. Les conditions initiales sont fixées à $Q_0^2=4 \text{ GeV}^2$ en imposant que la distribution du quark c soit nulle et que la distribution des gluons soit de la forme:

$$xg(x, Q^2) = A_G (1 + \gamma_G x) (1 - x)^{\eta_G}$$

Les distributions de gluons DO sont donc "plates": elles tendent vers une constante dans la limite $x \rightarrow 0$ (figure II.53). Par ailleurs, la mer est supposée vérifier une symétrie $SU_f(3)$:

$$x\bar{u} = x\bar{d} = x\bar{s} = xS/6$$

Avec ces hypothèses et quatre saveurs actives, Duke et Owens proposent deux paramétrisations avec des paramètres Λ_{QCD} et η_G différents:

$$\text{DO1: } \Lambda_{\text{QCD}} = 0,2 \text{ GeV} \text{ et } \eta_G = 6$$

$$\text{DO2: } \Lambda_{\text{QCD}} = 0,4 \text{ GeV} \text{ et } \eta_G = 4$$

En référence au comportement à grand x de leurs distributions de gluons, la paramétrisation DO1 est dite molle ou "soft", et la paramétrisation DO2, dure ou "hard". La "dureté" de la distribution des gluons est corrélée au paramètre Λ_{QCD} . La distribution des gluons intervient dans les équations d'Altarelli-Parisi par un terme du type $\alpha_S g$. Ce terme n'a d'importance qu'à petit x. Or une distribution de gluon "soft" est faible à grand x mais importante à petit x. Une distribution de ce type a donc tendance à induire un petit α_S , c'est à dire un petit Λ_{QCD} . Réciproquement, une distribution "hard" correspondra à un grand Λ_{QCD} .

Les résultats des ajustements pour S, le quark c et les gluons, sont pour $Q^2 > Q_0^2$, paramétrisés sous la forme générale:

$$f(x, Q^2) = A x^a (1 - x)^b (1 + \alpha x + \beta x^2 + \gamma x^3)$$

et pour les quarks de valence suivant:

$$x(u_v + d_v) = N_{ud} x^{\eta_1} (1 - x)^{\eta_2} (1 + \gamma_{ud}x)$$

$$xd_v = N_d x^{\eta_3} (1 - x)^{\eta_4} (1 + \gamma_d x)$$

Tous les coefficients de ces expressions analytiques dépendent de Q^2 , via le paramètre s :

$$s = \log[\log(Q^2/\Lambda^2)/\log(Q_0^2/\Lambda^2)]$$

D'après les auteurs, les paramétrisations DO1 et DO2 sont valables pour:

$$0 \leq x \leq 1 \quad \text{et} \quad 4 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10^6 \text{ GeV}^2$$

3b.ii EHLQ

E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane et C. Quigg ont principalement utilisé les données de l'expérience CDHS [II.16]. Leur analyse est faite dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants. Les conditions initiales sont fixées à $Q_0^2=4 \text{ GeV}^2$ en imposant que les distributions des quark c , b et t soient nulles et que la distribution des gluons soit plate (figure II.54). Par ailleurs, la mer vérifie une symétrie $SU_f(2)$:

$$\bar{x}_u = \bar{x}_d \neq \bar{x}_s$$

E. Eichten et al. proposent une paramétrisation "molle", EHLQ1 correspondant au paramètre $\Lambda_{QCD}=0,20 \text{ GeV}$ et une paramétrisation "dure" EHLQ2 correspondant à $\Lambda_{QCD}=0,29 \text{ GeV}$. Les valeurs de Λ_{QCD} sont données pour quatre saveurs actives. Ces paramétrisations ont été obtenues avec des hypothèses différentes sur la fonction de structure R :

$$\text{EHLQ1} \quad R=0,1$$

$$\text{EHLQ2} \quad R=R_{QCD}$$

Les distributions sont présentées sous la forme de sommes de produits de polynomes de Chebyshev:

$$f(x, Q^2) = x^{-1} (1 - x)^a \sum_{i,j=0}^5 c_{ij} T_i(x') T_j(t')$$

où t' dépend de Q^2 , et x' de x pour $x > 0,1$ et de $\log(x)$ pour $x < 0,1$. Un traitement spécial est réservé aux quarks b et t dont les masses ont été prises égales à $m_b=5,5 \text{ GeV}$ et $m_t=30 \text{ GeV}$. D'après les auteurs, les paramétrisations EHLQ1 et EHLQ2 sont valables pour:

$$10^{-4} \leq x \leq 1 \quad \text{et} \quad 5 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10^8 \text{ GeV}^2$$

3b.iii DFLM

M. Diemoz, F. Ferroni, E. Longo et G. Martinelli ont utilisé les données de diverses expériences de diffusion profondément inélastique de neutrinos [II.51]. Ces auteurs supposent que la mer vérifie une symétrie $SU_f(2)$ et qu'en $Q_0^2=10 \text{ GeV}^2$, les distributions de quarks c , b et t sont nulles. Les masses des quarks lourds sont: $m_b=4,5 \text{ GeV}$ et $m_t=40 \text{ GeV}$.

M. Diemoz et al. donnent deux paramétrisations: DFLM1 obtenue dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants et DFLM2 correspondant à l'ordre suivant celui des logarithmes dominants dans le schéma DIS. Les valeurs de Λ_{QCD} sont données pour quatre saveurs actives: $0,2 \text{ GeV}$ pour DFLM1 et $0,3 \text{ GeV}$ pour DFLM2. La distribution initiale de gluons, qui est la même pour les deux paramétrisations, est donnée sous la forme, peu pratique, de sa transformée de Mellin:

$$G(n) = \int_0^1 dx x^{n-1} g(x, Q_0^2)$$

D'après H. Abramowicz et al., la distribution DFLM des gluons est dans la limite des petits x , de la forme (figure II.55) [II.32]:

$$xg(x, Q_0^2) \sim x^{-0,13}$$

Les paramétrisations DFLM1 et DFLM2 sont disponibles sous forme de tables pour:

$$5 \cdot 10^{-5} \leq x \leq 0,95 \quad \text{et} \quad 10 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10^8 \text{ GeV}^2$$

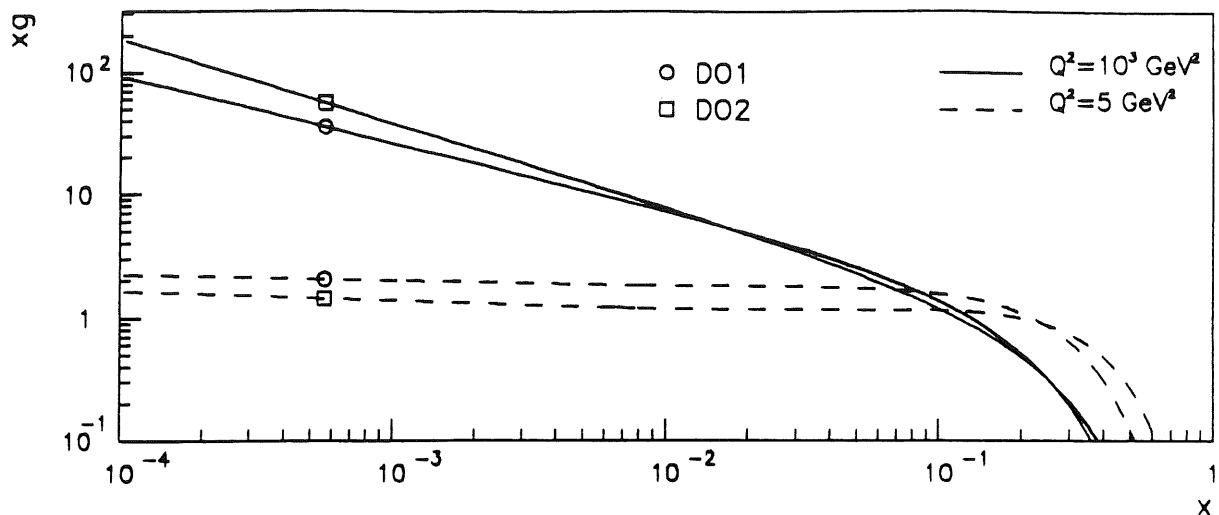


figure II.53 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour les paramétrisations DO

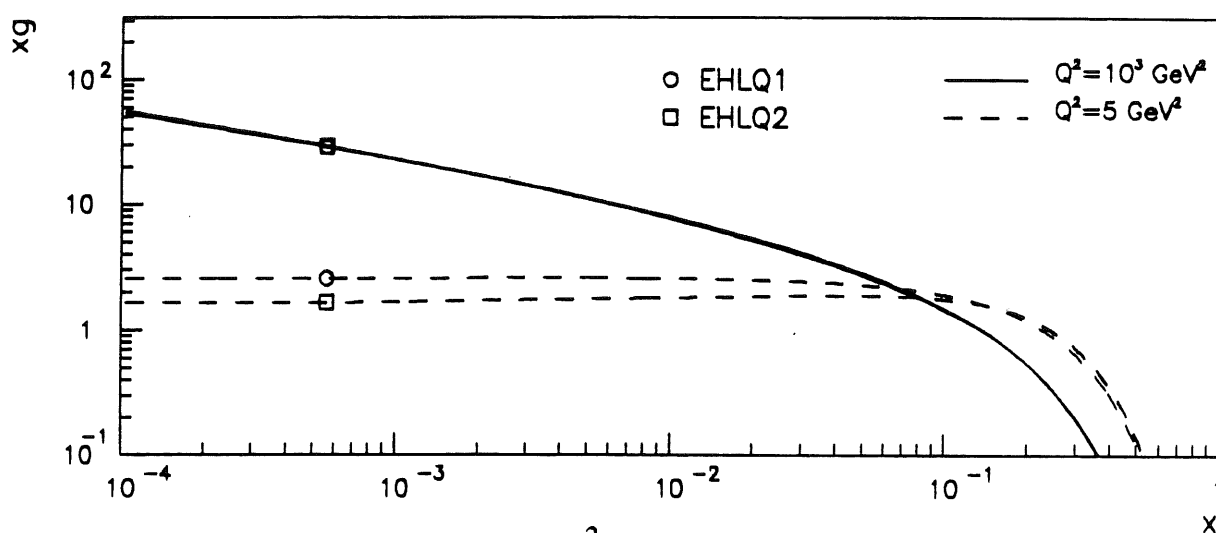


figure II.54 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour les paramétrisations EHLQ

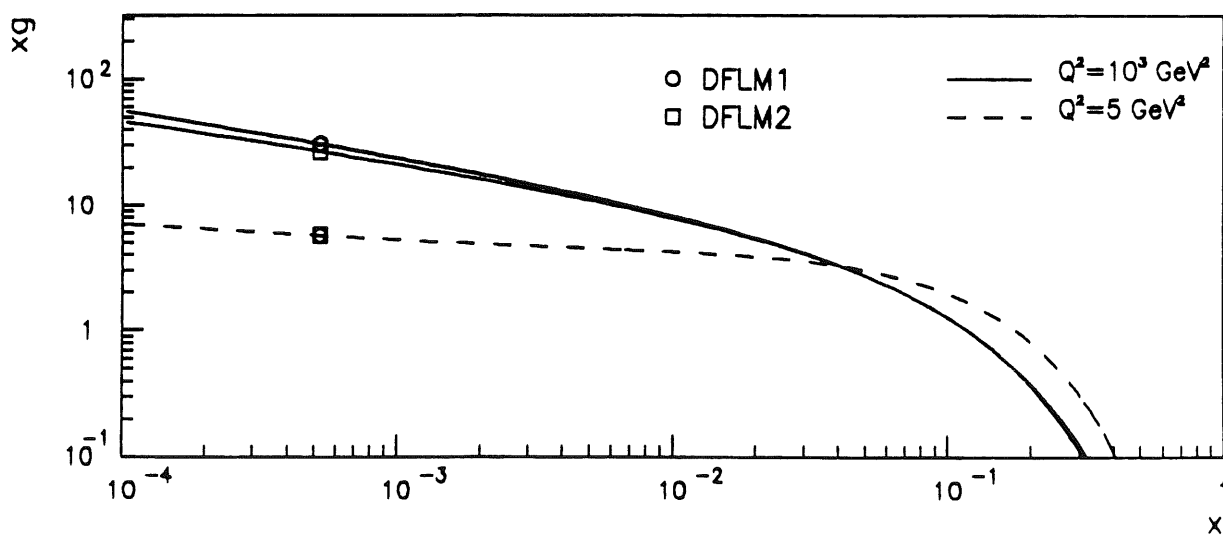


figure II.55 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour les paramétrisations DFLM

3b.iv HMRS

P.N. Harriman, A.D. Martin, W.J. Stirling et R.G. Roberts ont utilisé les données d'expériences de diffusion profondément inélastique de neutrinos, de production de photons directs et de dimuons [II.30]. Ils ont, par ailleurs, tenu compte des données les plus récentes de diffusion profondément inélastique de muons des expériences SLAC, EMC et BCDMS. Estimant les résultats EMC et BCDMS incompatibles, ils donnent deux paramétrisations distinctes à l'ordre suivant celui des logarithmes dominants dans le schéma \overline{MS} :

-HMRS(E) obtenue en ajustant toutes les données précédentes à l'exception des données BCDMS

-HMRS(B) obtenue en excluant les données EMC

A $Q_0^2=4 \text{ GeV}^2$, les conditions initiales sont fixées en imposant que les distributions de quarks lourds soient nulles et que la distribution des gluons soit plate (figure II.56). De plus, la mer est supposée vérifier la symétrie $SU_f(2)$. La valeur de Λ_{QCD} , donnée pour quatre saveurs actives, est 0,1 GeV pour HMRS(E) et 0,3 GeV pour HMRS(B). Les paramétrisations HMRS(E) et HMRS(B) sont disponibles sous forme de tables pour:

$$10^{-5} \leq x \leq 1 \quad \text{et} \quad 5 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1,31 \cdot 10^6 \text{ GeV}^2$$

3b.v KMRS

J. Kwiecinski, A.D. Martin, W.J. Stirling et R.G. Roberts ont repris les données utilisées pour la paramétrisation HMRS(B) [II.12]. Avec les mêmes hypothèses que P.N. Harriman et al. sur la symétrie de la mer et les distributions de quarks lourds à $Q_0^2=4 \text{ GeV}^2$, ils proposent d'abord deux paramétrisations obtenues dans le cadre de l'ordre suivant celui des logarithmes dominants dans le schéma \overline{MS} :

-KMRS(B0), correspondant à une distribution initiale de gluon plate

-KMRS(B-), correspondant à une distribution initiale de gluon divergente dans la limite des petits x, de la forme (figure II.57):

$$xg(x, Q^2) = A_G x^{-1/2} (1 + \gamma_G x) (1 - x)^{n_G}$$

Le paramètre Λ_{QCD} , donné pour quatre saveurs actives, est le même pour les deux paramétrisations: 0,19 GeV.

J. Kwiecinski et al., donnent ensuite deux paramétrisations solutions d'une version simplifiée de l'équation GLR:

-KMRS(B-5) obtenue avec une valeur de 5 GeV^{-1} pour le paramètre R de l'équation (II.79) (saturation faible)

-KMRS(B-2) obtenue avec $R=2 \text{ GeV}^{-1}$ (saturation forte)

Les paramétrisations KMRS(B0), (B-), B(-5) et (B-2) sont disponibles sous forme de tables pour:

$$10^{-5} \leq x \leq 1 \quad \text{et} \quad 5 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1,31 \cdot 10^6 \text{ GeV}^2$$

3b.vi MT

J.G. Morfin et W. Tung ont utilisé les données des expériences de diffusion profondément inélastique de muons des expériences SLAC, BCDMS et EMC, avec des données de diffusion de neutrinos et de production de paires de muons [II.17]. Jugeant suspecte la description théorique des processus de production de photons directs, ces auteurs n'ont pas inclus les données correspondantes dans leurs analyses. J.G. Morfin et W. Tung donnent un ensemble de paramétrisations obtenues par ajustement séparé ou combiné des données EMC et BCDMS:

-MT(E) obtenue avec les données EMC

-MT(B1) et MT(B2) obtenues avec les données BCDMS

-MT(S), MT(SN) et MT(SL) obtenues avec l'ensemble des données

Les auteurs signalent que les paramétrisations B1 et B2 donnent les meilleurs ajustements. Pour toutes les paramétrisations:

-la mer vérifie la symétrie $SU_f(3)$, à l'exception de MT(SN) pour laquelle la symétrie de la mer est $SU_f(2)$

-les distributions sont données dans les deux schémas DIS et \overline{MS} , à l'exception de MT(SL) qui résulte d'une analyse à l'ordre des logarithmes dominants

Les valeurs de Λ_{QCD} sont données pour quatre saveurs actives:

	E	B1	B2	S	SN	SL
$\Lambda_{\text{QCD}}(\text{GeV}^2)$	0,155	0,194	0,191	0,212	0,237	0,144

Toutes les distributions de partons sont paramétrisées sous la forme:

$$f(x, Q^2) = e^{A_0} x^{A_1} (1-x)^{A_2} \log^{A_3}(1+1/x)$$

où les coefficients A_i sont des fonctions simples de Q^2 . Toutes les distributions de gluons, sauf celle de MT(B2) qui est exceptionnellement divergente, tendent vers une constante, ou du moins augmentent faiblement, lorsque x tend vers 0. Suivant les auteurs, les paramétrisations MT(B1) et MT(B2) sont représentatives des variations permises dans l'extrapolation à bas x des données actuelles (figure II.58). D'après les auteurs, ces paramétrisations sont valables pour:

$$10^{-5} \leq x \leq 1 \quad \text{et} \quad 9 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10^8 \text{ GeV}^2$$

3b.vii GRV

L'approche de M. Glück, E. Reya et A. Vogt est très différente de celles de tous les auteurs précédents [II.31]. Toute leur analyse repose sur l'hypothèse qu'à une certaine échelle d'énergie μ^2 très basse, de l'ordre de quelques centaines de MeV, le proton est constitué de gluons et de quarks de valence. Il postule que les distributions s'écrivent alors:

$$g(x, \mu^2) = \frac{n_g}{3} [u_v(x, \mu^2) + d_v(x, \mu^2)]$$

On note que les règles de somme portant sur les quarks de valence impliquent que:

$$\int_0^1 dx g(x, \mu^2) = \frac{n_g}{3} [2 + 1] = n_g$$

Le coefficient n_g apparaît donc comme le nombre de gluons "de valence". Une fois fixées les distributions de valence et le paramètre n_g , toutes les distributions de partons sont déterminées, via les équations d'Altarelli-Parisi, d'une manière unique à toutes valeurs de Q^2 et x .

Deux des auteurs avaient précédemment proposés des paramétrisations basées sur les mêmes hypothèses en fixant $n_g=0$ [II.33]. Ici les auteurs imposent la valeur $n_g=2$: le proton contient, "intrinséquement", deux gluons pouvant former des singlets de couleur et de spin. Les distributions initiales de quarks de valence sont fixées de telle sorte qu'elles reproduisent à $Q^2=10 \text{ GeV}^2$, celles de M. Diemoz et al.. Ils donnent deux paramétrisations de leurs résultats:

-GRV(LO) obtenue dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants

-GRV(HO) obtenue à l'ordre suivant celui des logarithmes dominants dans un schéma spécial appelé HO_A [II.7]

La valeur de Λ_{QCD} , donnée pour trois saveurs actives, est 0,25 GeV pour GRV(LO) et 0,2 GeV pour GRV(HO). Les distributions sont données sous une forme analytique simple pour tous les partons. Les masses des quarks lourds sont: $m_b=4,5$ GeV et $m_t=100$ GeV.

Une particularité très intéressante des distributions GRV est que les distributions de gluons sont divergeantes dans la limite des bas x , sans que cela n'ait été imposé explicitement (figure II.59). D'après les auteurs, les distributions GRV(LO) et GRV(HO) sont valables pour:

$$10^{-4} \leq x \leq 1 \quad \text{et} \quad 0,2 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10^6 \text{ GeV}^2$$

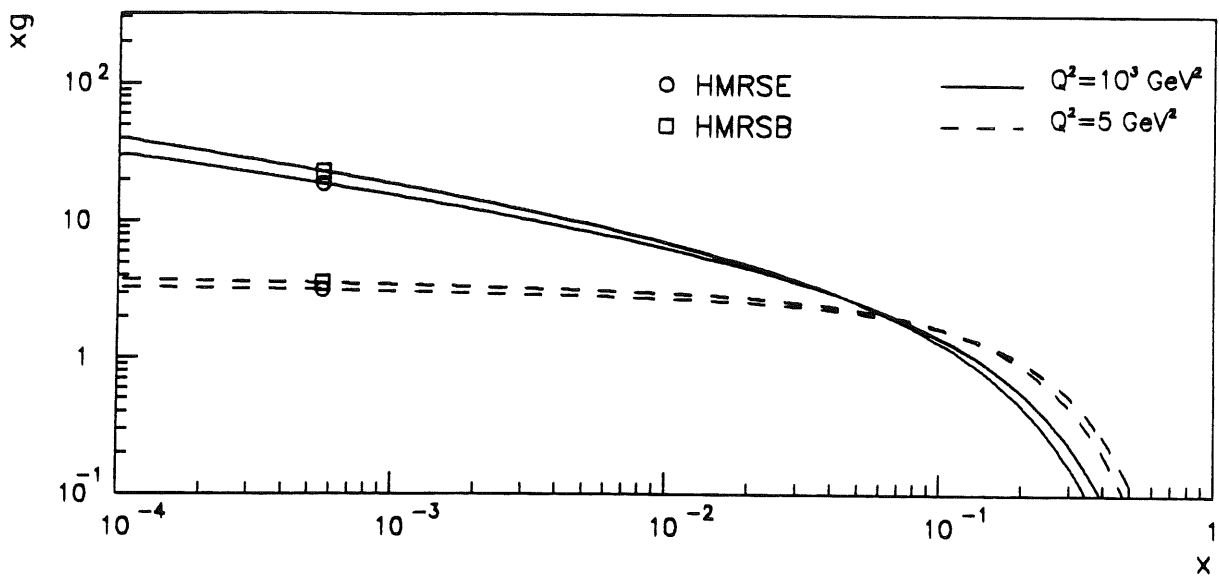


figure II.56 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour les paramétrisations HMRS

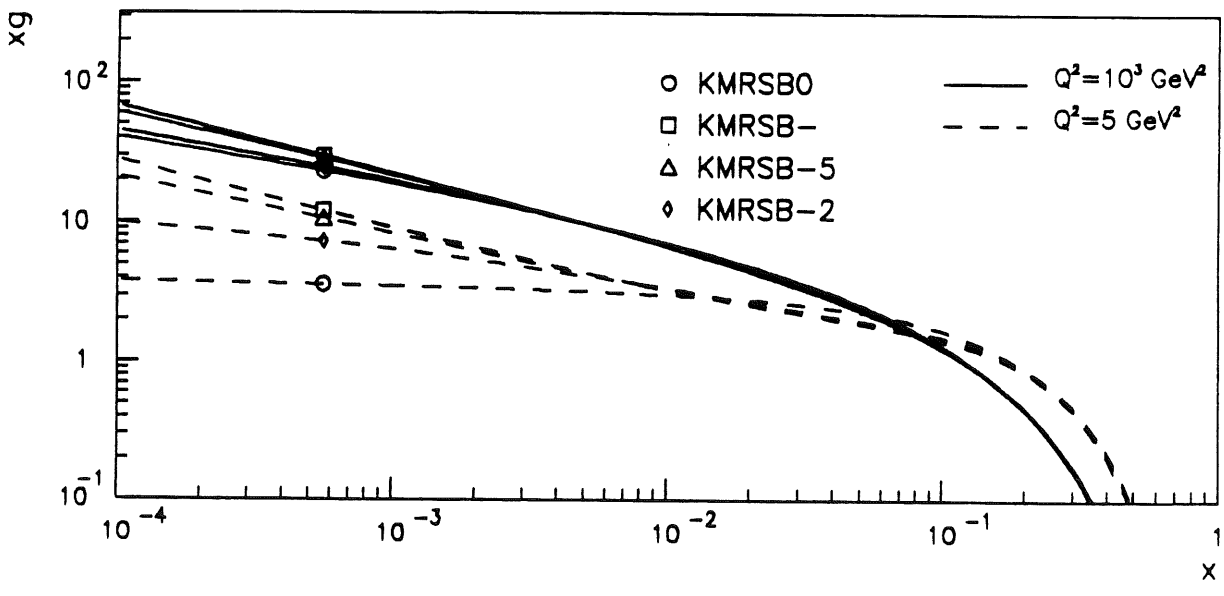


figure II.57 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour les paramétrisations KMRS

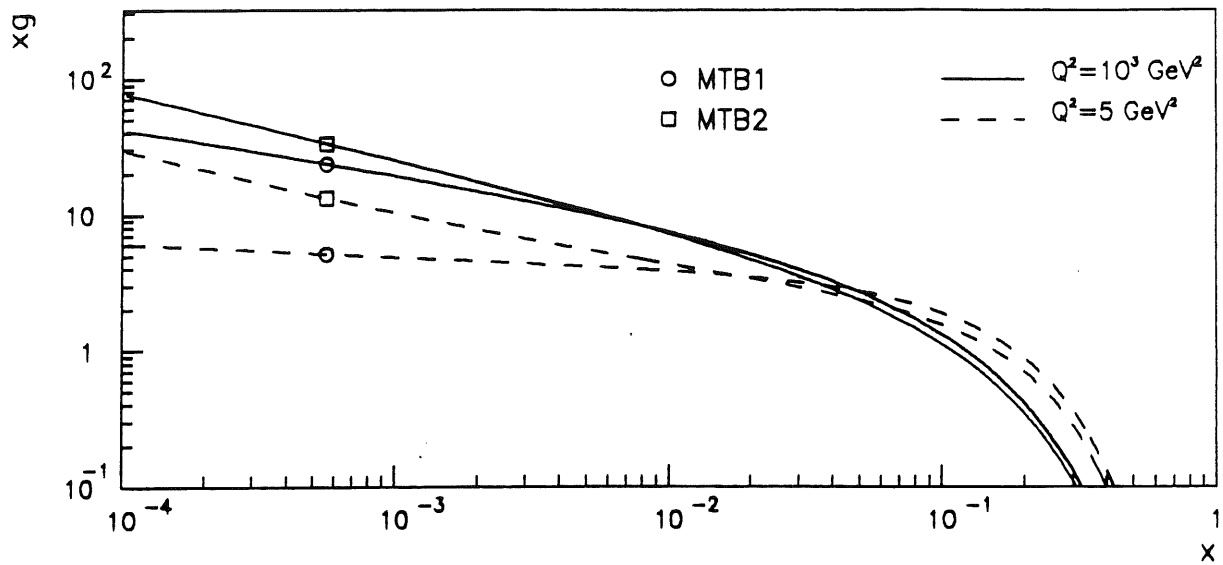


figure II.58 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour les paramétrisations MT

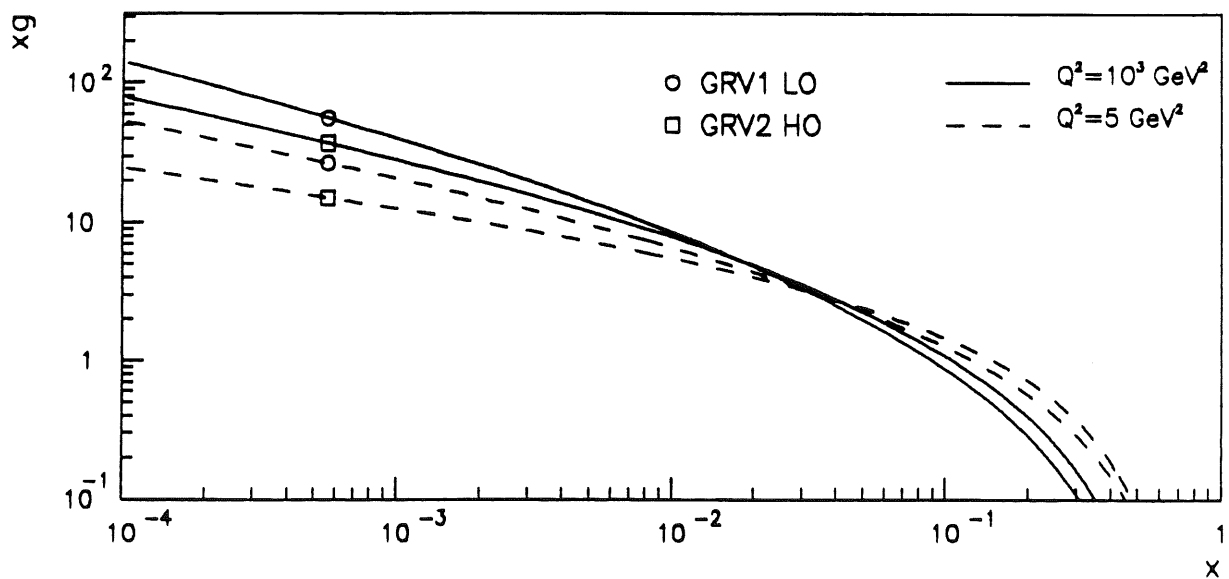


figure II.59 xg vs x à $Q^2 = \text{cte}$ pour les paramétrisations GRV

3c Comparaisons des fonctions de structure

3c.i Généralités

Les fonctions de structure doivent être calculées suivant les expressions théoriques correspondant à l'ordre et au schéma de la paramétrisation utilisée: calculer F2 suivant les formules de l'ordre des logarithmes dominants avec les distributions d'une paramétrisation à l'ordre suivant n'a, à strictement parler, aucun sens. Les formules, assez lourdes, utilisées pour calculer F2 et FL sont détaillées dans l'annexe A-1. Toutes les fonctions de structure ont été calculées en supposant quatre saveurs actives. Les intégrales de convolution ont été calculées par la méthode de Gauss avec quatre-vingt seize points d'intégrations.

Nous ne comparerons les fonctions de structure que dans le cas purement électromagnétique ($M_Z \rightarrow \infty$). Notre but est en effet de mettre en évidence les différences dans les prédictions liées au comportement des distributions de gluons dans le domaine bas x. Dans ce domaine, qui correspond à HERA à de petites valeurs de Q^2 , les corrections dues à l'échange d'un Z^0 sont complètement négligeables.

Il ne s'agit pas ici de vérifier la consistance des paramétrisations et des données expérimentales actuelles. On peut cependant signaler que les paramétrisations les plus anciennes, DO, EHLQ et DFLM ne décrivent pas les données des expériences BCDMS, EMC et SLAC [II.17,II.30]. A titre d'illustration les figures II.60a et II.60b montrent les variations en fonction de x du rapport F_{2n}/F_{2p} , où F_{2n} et F_{2p} sont les fonctions de structure du neutron et du proton, tel que l'on peut le calculer avec les paramétrisations "anciennes" DO1, DFLM1 et EHLQ1 et avec les paramétrisations "modernes" HMRSB, KMRSB0 et MTB2. Ces variations sont comparées aux valeurs expérimentales mesurées par les expériences NMC [II.49] et BCDMS [II.50]. Il apparaît clairement que les paramétrisations "anciennes" sont sans aucun doute possible exclues par les données. Ceci n'a rien de surprenant puisque ces dernières n'étaient pas disponibles lorsque ces paramétrisations ont été dérivées. Les paramétrisations DO1 et EHLQ1, quoique "anciennes", sont très souvent utilisées dans les estimations numériques. Elles donc seront comparées, dans ce que suit, avec les paramétrisations plus récentes HMRS, KMRS et MT.

3c.ii F2

Les figures II.61a et II.61b montrent l'évolution de F2 en fonction de x, à y constant, pour un ensemble représentatif de paramétrisations. Si, à grand x, les prédictions sur F2 sont toutes plus ou moins du même ordre de grandeur, elles diffèrent, à petits x, par des facteurs pouvant atteindre et dépasser dix. Comme on peut le voir en comparant les paramétrisations MT(B2) et MT (B1),

ou KMRS(B-) et KMRS(B0), ces différences sont dues pour l'essentiel aux hypothèses faites sur le comportement à bas x des distributions de gluons.

Pour chaque point (x, Q^2) et pour un ensemble de paramétrisations, on peut, pour quantifier ces différences, calculer les valeurs maximale et minimale prédites pour F_2 et leur rapport. La figure II.62 présente les résultats de cet exercice pour les paramétrisations HMRS, KMRS et MT. Les différences à grands x et grand Q^2 sont faibles de l'ordre d'une dizaine de pour-cents. Cette région correspond à l'extrapolation par simple évolution par l'équation d'Altarelli-Parisi des données actuelles mesurées à plus petit Q^2 mais à des valeurs de x comparables. Par contre, la région petit x et petit Q^2 est très peu contrainte et extrêmement sensible aux hypothèses sur les distributions des gluons. La comparaison précédente a été faite sur des paramétrisations d'auteurs différents et les résultats peuvent être biaisés par des hypothèses non explicitées. L'exercice, répété pour les seules paramétrisations MT, montre cependant qu'au sein d'un même ensemble de paramétrisations les différences restent, sinon aussi importantes, du moins du même ordre de grandeur (figure II.63).

3c.iii FL et R

La figure II.64 montre l'évolution de la fonction de structure FL en fonction de x à $Q^2=10 \text{ GeV}^2$. Il apparait clairement que le comportement de FL à bas x reflète celui de la distribution de gluons xg : FL diverge lorsque, comme pour les paramétrisations MT(B2) ou KMRS(B-), xg diverge et croît lentement lorsque xg est "plate" comme pour MT(B1) ou KMRS(B0). Cette sensibilité à la distribution des gluons s'explique par le fait qu'à bas x , FL est complètement dominée par la contribution de xg (équation (II.68)) (figure II.23).

On pourrait s'attendre à ce que la divergence de FL entraîne celle de $R=FL/2xF_1$ dans le cas d'une distribution de gluon divergente. La figure II.65 montre qu'il n'en est rien. Si les paramétrisations à distributions de gluons "plates" donnent des prédictions sur R relativement identiques, les R prédits par les paramétrisations MT(B2) et KMRS(B-), caractérisées toutes deux par des distributions de gluon divergentes, sont totalement différents. Pour KMRS(B-), R diverge comme prévu dans la limite des petits x , alors que pour MT(B2), la distribution de gluons est si divergente que la divergence de $2xF_1$ compense celle de FL de telle sorte que R finit par tendre vers une constante.

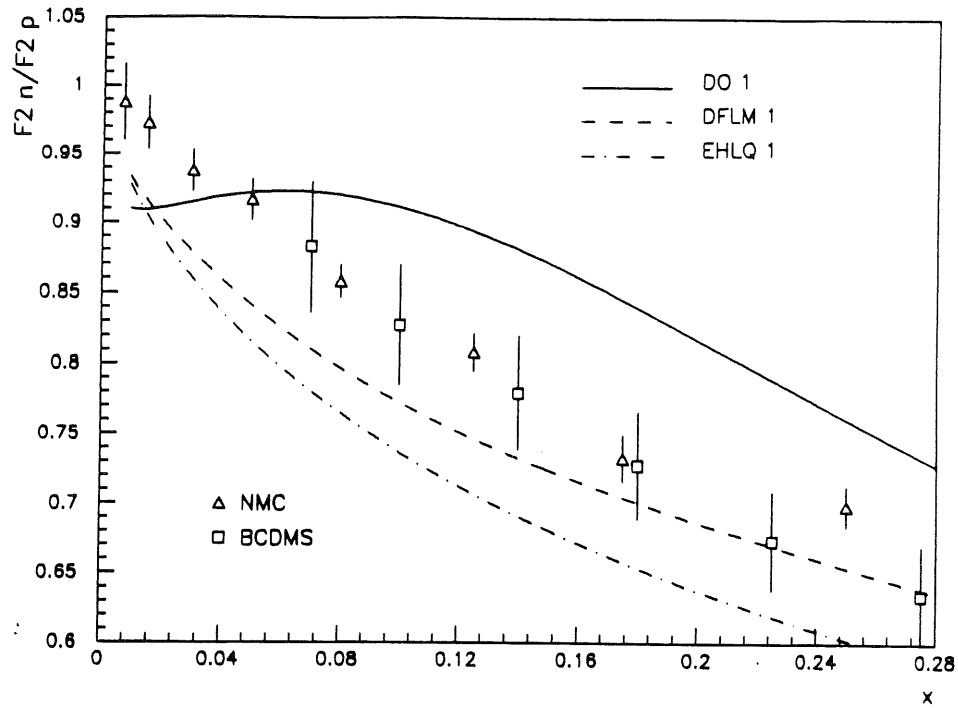


figure II.60a $F2_n/F2_p$ vs x pour les paramétisations anciennes

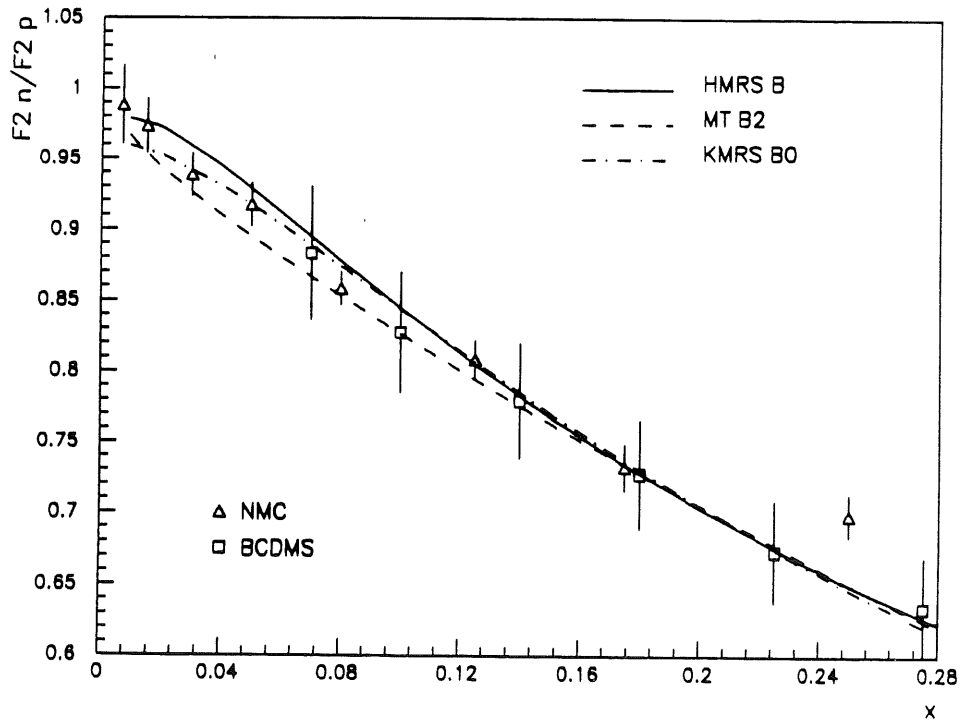


figure II.60b $F2_n/F2_p$ vs x pour les paramétisations nouvelles

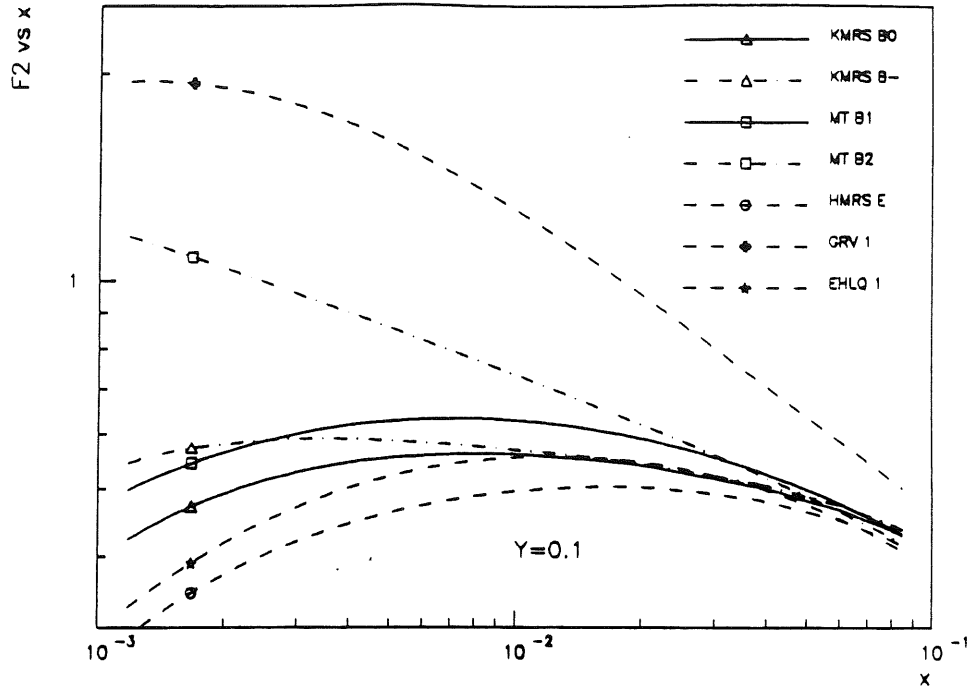


figure II.61a $F2$ vs x à $y=0,1$

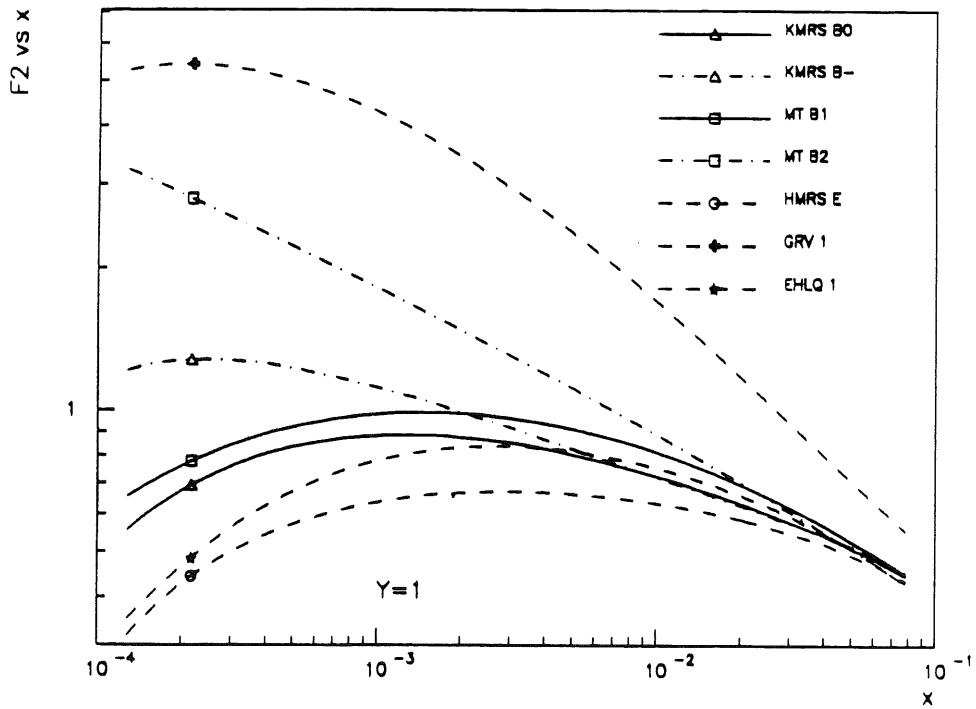


figure II.61b $F2$ vs x à $y=1$

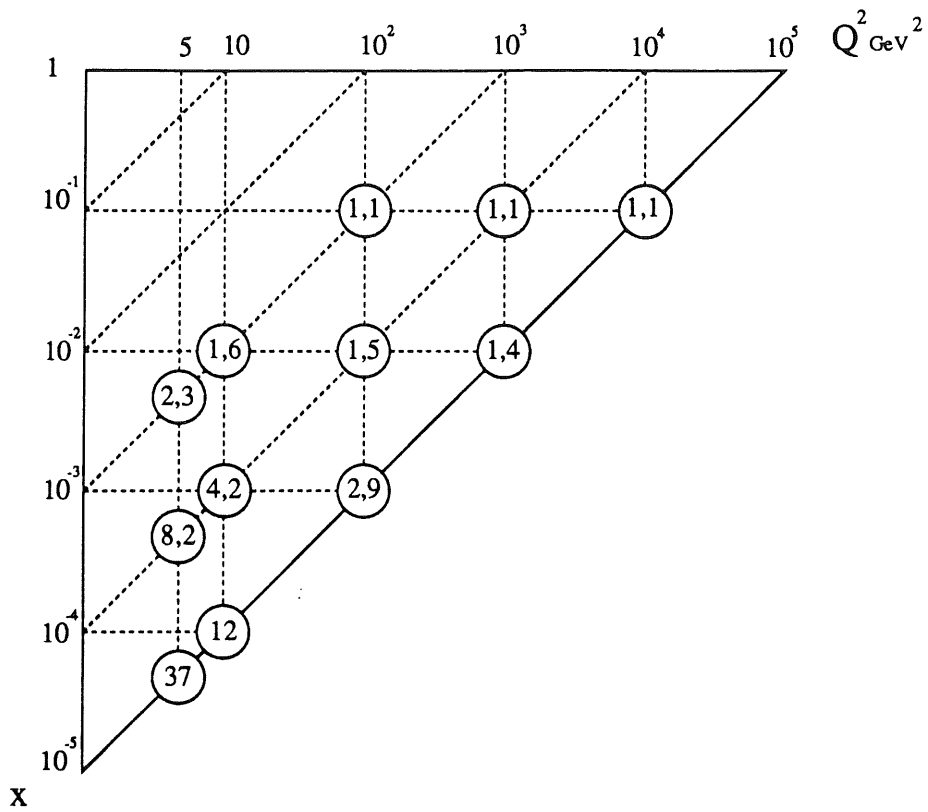


figure II.62 $F2_{max} / F2_{min}$ pour KMRS, HMRS et MT

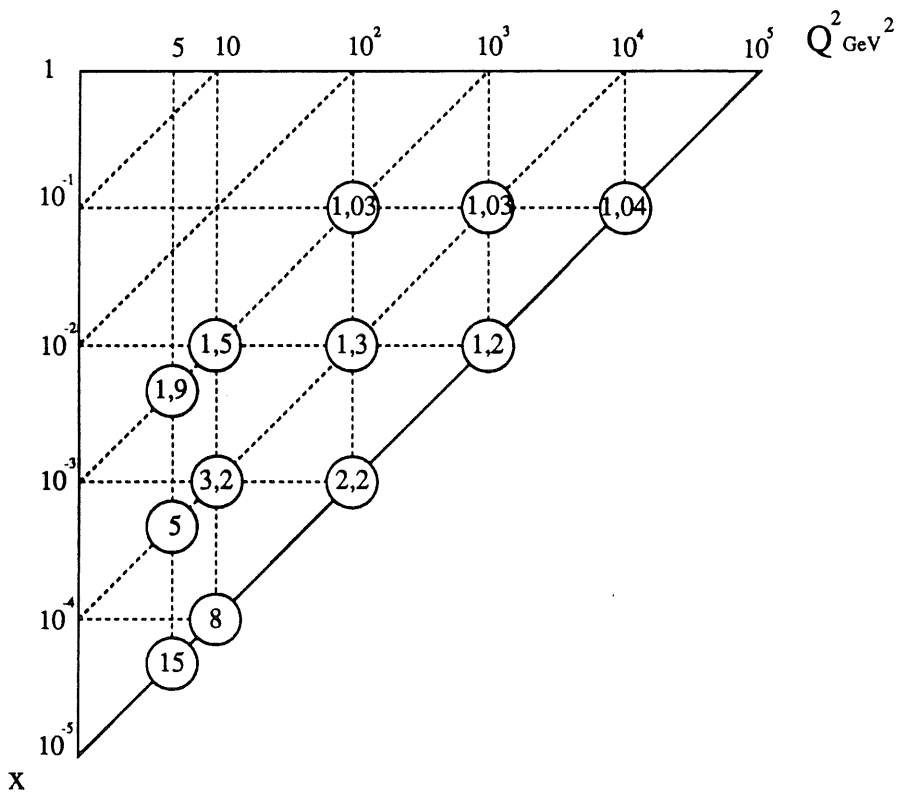


figure II.63 $F2_{max} / F2_{min}$ pour MT uniquement

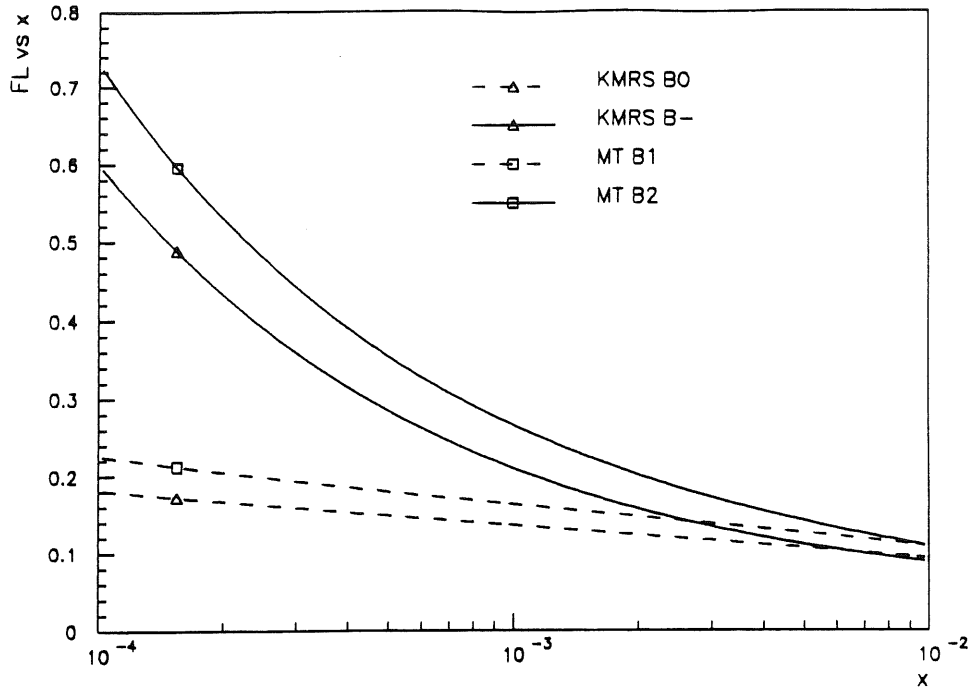


figure II.64 $FL vs x \text{ à } Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$

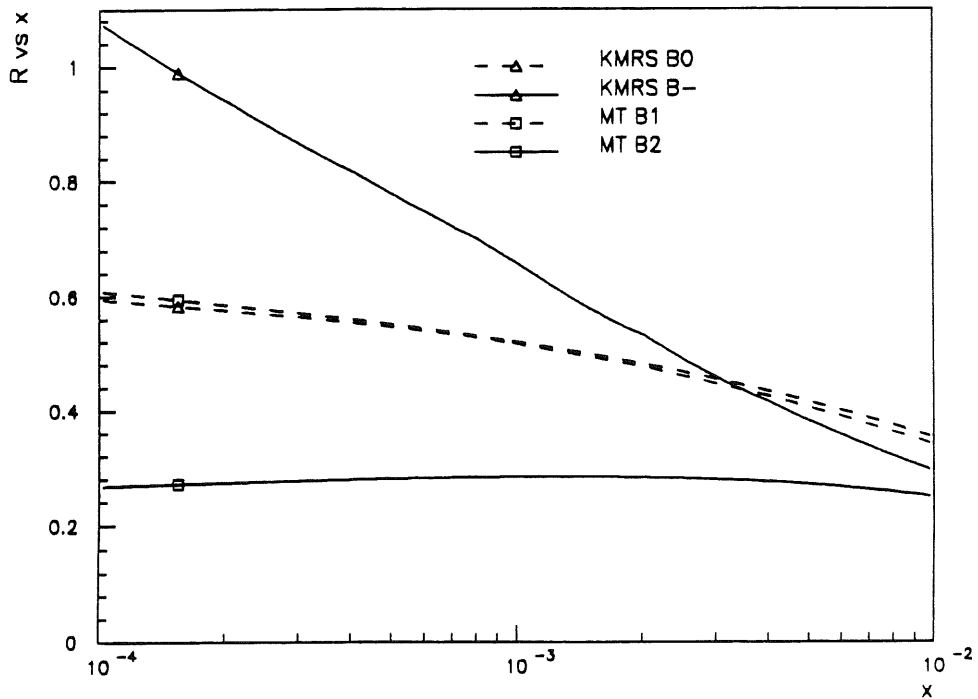


figure II.65 $R vs x \text{ à } Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$

3d Pic cinématique:

A partir de la figure II.47 et en raisonnant en supposant, pour simplifier, que la section efficace par courants neutres est uniforme dans le plan $(\log(x), \log(Q^2))$, on comprend que pour un grand nombre d'événements, l'électron diffusé aura une énergie E'_e proche de l'énergie nominale du faisceau d'électrons. En effet, comme nous l'avons déjà observé, les courbes à E'_e constant sont particulièrement espacées pour $E'_e \sim 30$ GeV dans la région des grands x et des petits Q^2 . A angle de l'électron diffusé θ_e constant, le spectre en énergie des électrons présentera donc un pic autour de 30 GeV. La queue à basse énergie de ce pic sera formée par des événements correspondant, d'après la figure II.47, à de petits x . Ce pic cinématique sera d'autant moins prononcé que l'angle θ_e sera petit puisque, toujours d'après la figure II.47, les courbes à E'_e constant et $E'_e \sim 30$ GeV se resserrent pour $\theta_e \rightarrow 0$.

La figure II.66 montre, pour un luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , le spectre en énergie des électrons diffusés non à θ_e constant, mais pour θ_e compris dans des secteurs angulaires correspondant grossièrement aux couvertures des divers calorimètres arrières du détecteur H1:

"BEMC"	:	$\theta_e \in [155^\circ; 176^\circ[$
"BBE"	:	$\theta_e \in [140^\circ; 155^\circ[$
"CB1/CB2"	:	$\theta_e \in [80^\circ; 140^\circ[$

Du secteur "BEMC" au secteur "CB1/CB2", on voit que le pic cinématique est effectivement de moins en moins marqué et que la queue est, relativement, de plus en plus importante. La figure II.66 montre les spectres en énergie pour deux paramétrisations très différentes: EHLQ1 et MT(B2). Nous avons vu que F2 est beaucoup plus grand à bas x pour MT(B2) que pour EHLQ1. En conséquence la section efficace sera plus importante et les événements par courants neutres beaucoup plus nombreux pour MT(B2). Sur la figure II.47, on voit qu'à θ_e fixé, E'_e décroît lorsque x décroît. Nous aurons donc beaucoup plus d'événements à basse énergie pour MT(B2) que pour EHLQ1. Par ailleurs, à x fixé petit, E'_e décroît lorsque θ_e décroît: du secteur "BEMC" (grand θ_e) au secteur "CB1/CB2" (petit θ_e), les différences entre les deux paramétrisations porteront sur des événements de plus en plus basse énergie.

L'étude du pic cinématique ou plus exactement de sa queue à basse énergie, est donc un moyen très simple d'accéder au comportement à bas x des fonctions de structure. Cette idée, due à P. Verrecchia, est actuellement testée par une simulation Monte-Carlo détaillée du détecteur H1. Pour le secteur angulaire "BEMC" où les différences sont les plus évidentes, le principal problème expérimental est que dans les événements à bas x , l'électron diffusé et le jet diffusé sont tous deux émis à grand angle. L'ouverture de ce jet peut être telle que des hadrons peuvent alors se trouver dans l'environnement

proche de l'électron. La mesure de son énergie est alors perturbée et la forme de la queue du pic déformée.

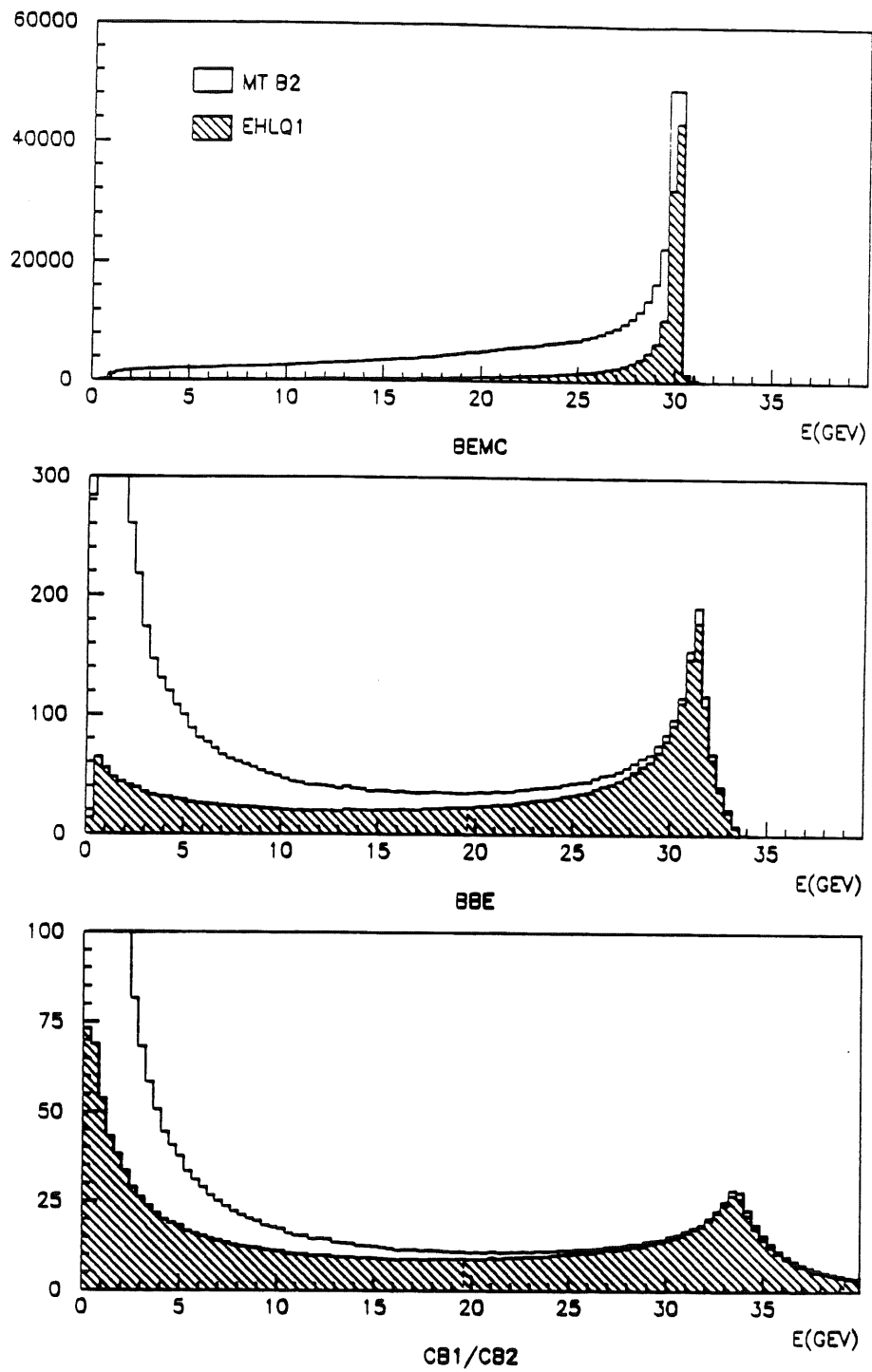


figure II.66 Pic cinématique

4 Mesures de Λ_{QCD} et de la distribution des gluons

Dans ce sous-paragraphe sont succinctement présentées les estimations sur la précision de la mesure de Λ_{QCD} à HERA ainsi que les divers moyens qui ont été proposés pour mesurer la distribution des gluons.

4a Analyse chromodynamique

J. Blümlein et al. ont estimé la précision avec laquelle le paramètre Λ_{QCD} pourra être mesuré à HERA [II.34]. Nous avons vu dans les précédents chapitres que, dans le domaine bas x , de nouveaux aspects de la chromodynamique quantique peuvent apparaître. Ces auteurs ont donc principalement limité leur analyse aux fonctions de structure mesurées pour $x \geq 10^{-2}$. On voit sur la figure II.48 que pour ces valeurs de x , le domaine de mesure s'étend jusqu'à d'assez petites valeurs de y ($y \geq 0,03$) mais que Q^2 ne peut être petit ($Q^2 \geq 10^2 \text{ GeV}^2$). Dans cette région limitée et à grand Q^2 , les violations de l'invariance d'échelle qui permettent de mesurer Λ_{QCD} sont faibles. En conséquence la précision $\delta\Lambda_{\text{QCD}}$ est assez médiocre: $\pm 135 \text{ MeV}$.

La principale difficulté de ce type d'analyse est que la distribution des gluons xG contribue aux variations de F_2 avec Q^2 (équation (II.58)) et donc doit être dérivée en même temps que Λ_{QCD} . Le moyen habituel de contourner ce problème, consistant à se limiter aux grands x , donnent à HERA d'assez mauvais résultats: pour $x > 0,25$ J. Blümlein et al. obtiennent $\delta\Lambda_{\text{QCD}} = \pm 176 \text{ MeV}$. On voit, en effet, sur la figure II.48, que pour d'aussi grandes valeurs de x le domaine mesurable est excessivement réduit. Par contre, si la distribution des gluons est fixée, Λ_{QCD} peut être obtenu avec une très bonne précision: $\pm 25 \text{ MeV}$. Ces auteurs signalent que si l'équation d'Altarelli-Parisi reste valable pour les petits x et que les données jusqu'à $x=10^{-4}$ peuvent être utilisées, une précision de $\pm 25 \text{ MeV}$ pourra être obtenue sans avoir à fixer la distribution des gluons.

4b Mesure de xg

4b.i FL

Nous avons vu que la fonction de structure FL est très sensible au comportement à bas x de la distribution de gluon xg . A.M.Cooper-Sarka et al. ont montré que xg peut se déduire de FL et F_2 suivant la formule [II.35]:

$$x g(x, Q^2) \approx \frac{3}{5} 0,59 \left[\frac{3\pi}{4\alpha_s} FL(0.4x, Q^2) - \frac{1}{2} F2(0.8x, Q^2) \right] \quad (\text{II.103})$$

La mesure de FL en un point (x, Q^2) donné nécessite que l'on mesure les sections efficaces pour deux énergies des faisceaux. En supposant qu'elles seront mesurées pour des énergies pour des électrons de 20 à 30 GeV, et pour des protons de 200 à 1000 GeV, ces auteurs concluent que xg pourra être mesuré avec précision pour $5 \cdot 10^{-2} \geq x \geq 10^{-3}$ et $150 \text{ GeV}^2 \geq Q^2 \geq 25 \text{ GeV}^2$. La figure II.67 illustre le pouvoir de discrimination de cette méthode entre une distribution de gluons "divergente" A et une distribution "plate" B:

$$\text{A: } x g(x, Q^2) = 0,676 \sqrt{x} (1-x)^5$$

$$\text{B: } x g(x, Q^2) = 5 (1-x)^9$$

Il faut noter que dans cette étude F2 et la contribution des quarks à FL ont été calculés suivant les distributions de quarks des paramétrisations DO ou EHLQ et la contribution des gluons à FL suivant les distributions A et B. Elle est actuellement reprise dans le cadre du Workshop HERA 1991 en utilisant, d'une manière plus cohérente, les paramétrisations "plates" ou "divergentes" aujourd'hui disponibles.

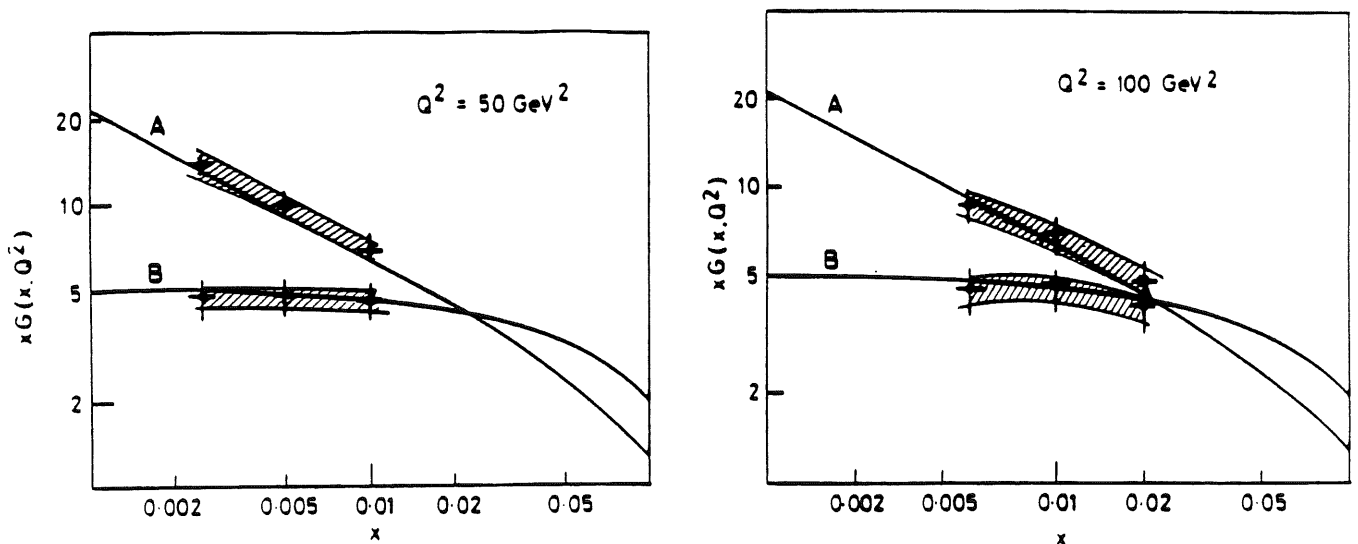


figure II.67

xg extrait d'une mesure de FL

4b.ii Saveurs lourdes

La section efficace des processus dits de fusion photon/gluon dans lesquels une paire quark/antiquark lourds, c ou b, est produite:

$$e(l_e) + P(p) \rightarrow e(l') + Q_f(p_f) + \bar{Q}_f(p'_f) + X$$

est directement reliée à la distribution des gluons (figure II.68).

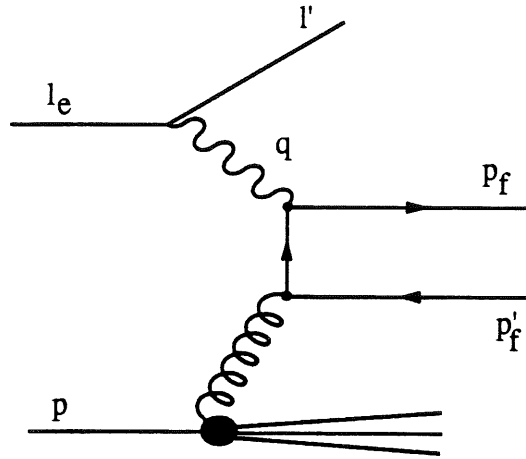


figure II.68 Fusion gluon-photon

Le problème expérimental réside dans la mesure de la fraction x_g de l'impulsion du proton portée par le gluon participant à cette réaction. La cinématique de ce processus est en effet légèrement différente de celle de la diffusion profondément inélastique habituelle. En appelant \hat{s} la masse invariante de la paire quark/antiquark et en utilisant les définitions des variables x , y et Q^2 , il vient:

$$\hat{s} = (p_f + p'_f)^2, \quad Q^2 = -q^2 = -(l_e - l')^2, \quad x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot l_e}, \quad s = (l_e + p)^2$$

$$(x_g p + q)^2 = \hat{s} \Rightarrow x_g = \frac{x}{Q^2} [\hat{s} + Q^2] = \frac{\hat{s} + Q^2}{y s} \quad (\text{II.104})$$

La variable de Bjorken x n'est donc pas, ici, la fraction d'impulsion portée par le parton du sous-processus. On montre que pour les processus de fusion photon/gluon, l'essentiel de la section efficace vient d'événements pour lesquels Q^2 est quasiment nul. On a donc la relation:

$$Q^2 \approx 0 \Rightarrow x_g \approx \frac{\hat{s}}{y s} \quad (\text{II.105})$$

La variable \hat{s} peut être obtenue en mesurant p_f et p'_f . Une méthode différente consiste à reconstruire x_g en utilisant la rapidité de la paire quark/antiquark. On a en effet:

$$\eta_{Q\bar{Q}} = \frac{1}{2} \log \left[\frac{E-P_L}{E+P_L} \right] = \frac{1}{2} \log \left[\frac{yE_e}{E_F(x_g - Q^2/s)} \right] \approx \frac{1}{2} \log \left[\frac{yE_e}{E_F x_g} \right] \quad (\text{II.106})$$

Cette rapidité peut être obtenue à partir des axes des jets issus de la paire de quark/antiquark. Dans les deux méthodes y est reconstruit par la méthode de Jacquet-Blondel. Afin d'enrichir le lot d'événements en saveurs lourdes, on peut se limiter aux désintégrations semi-leptoniques des quarks:

$$b \rightarrow c e^- \bar{\nu} \quad \text{ou} \quad c \rightarrow s e^+ \nu$$

Des simulations Monte-Carlo ont montré que la rapidité de la paire de leptons issue de ces désintégrations est proche de celle de la paire quark/antiquark:

$$\eta_{Q\bar{Q}} \approx \eta_{l\bar{l}}$$

Pour les paires $c\bar{c}$, on peut aussi utiliser la rapidité des mésons charmés D^{*+} , D^0, \dots produits dans l'hadronisation des quarks. On pense, en utilisant les désintégrations semi-leptoniques, pouvoir mesurer x_g pour $x_g \geq 10^{-3}$ pour les paires $b\bar{b}$ et $x_g \geq 10^{-4}$ pour les paires $c\bar{c}$.

4b.iii J/ψ

Nous avons vu que les données de leptoproduction de J/ψ peuvent être utilisées pour contraindre la distribution de gluons. Dans ce processus une paire $c\bar{c}$ produite par la "fusion" d'un photon et d'un gluon, apparaît dans l'état final sous la forme d'un état lié. Un gluon est émis afin que cet état soit singlet de couleur (figure II.69).

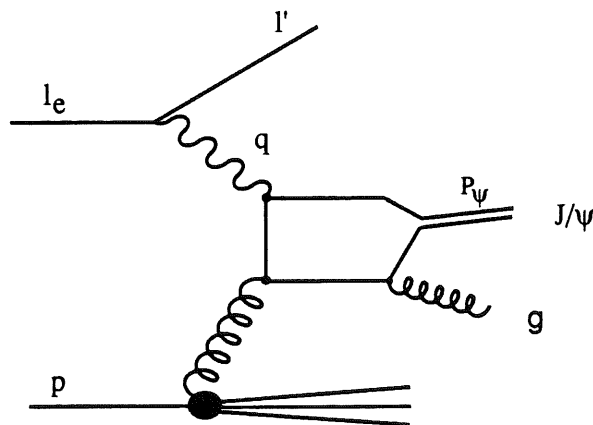


figure II.69 Production de J/ψ

La cinématique décrite par les expressions (II.104) et (II.105) s'applique encore dans ce processus. La variable \hat{s} s'obtient en mesurant la variable z définie par:

$$z = \frac{P \cdot P_\psi}{P \cdot q} = \frac{P \cdot P_\psi}{y P \cdot l_e} \quad (\text{II.107})$$

et $P_{T\psi}$, l'impulsion transverse du J/ψ relativement à la direction du photon. On peut, montrer que:

$$P_{T\psi}^2 = \hat{s} z (1-z) + m_\psi^2 (z-1) \quad (\text{II.108})$$

La distribution des gluons peut être extraite de la section efficace de ce processus en utilisant un modèle applicable pour [II.36]:

$$z \leq 0,8 \quad \text{et} \quad P_{T\psi}^2 \geq 0,1 m_\psi^2$$

Les processus de bruit de fond de cette réaction sont, en autres, la production diffractive de J/ψ (figure II.70) et la production de J/ψ dans l'hadronisation des quarks b .

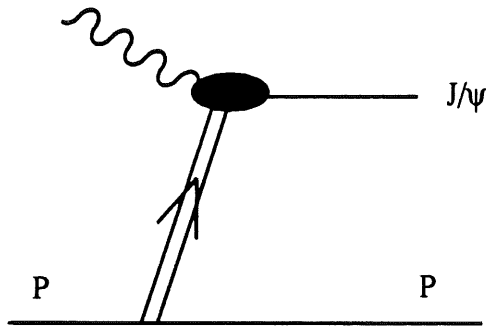


figure II.70
Production diffractive du J/ψ

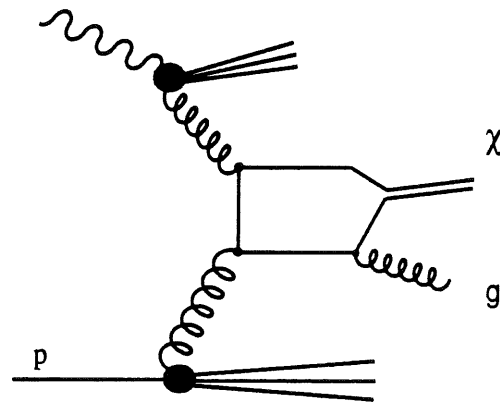


figure II.71
Production du J/ψ via la
composante hadronique du photon

La principale source de bruit de fond est néanmoins constituée par les processus où le photon est résolu en sa composante hadronique (figure II.71). Les J/ψ peuvent alors être produits dans les réactions:

$$g g \rightarrow J/\psi g \quad \text{ou} \quad g g (gq) (q\bar{q}) \rightarrow \chi g \quad \text{suivis de} \quad \chi \rightarrow J/\psi g$$

où χ représente les mésons charmés χ_0, χ_1 et χ_2 . On pense, par l'étude de la production des J/ψ à HERA, pouvoir mesurer la distribution des gluons pour des x_g de 0,1 à $3 \cdot 10^{-4}$.

II-4 Autres sujets de Physique à HERA

1 Physique standard

1a Production du boson de Higgs

Le boson de Higgs du modèle standard peut être produit à HERA dans les processus:

$$e^- P \rightarrow \nu H^0 X \quad \text{et} \quad e^- P \rightarrow e^- H^0 X$$

Les diagrammes dominants sont indiqués par la figure II.72. La section efficace totale de production du H^0 standard à HERA a été estimée par K.J.F. Gaemers et al. [II.37]:

$$\sigma \leq 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ pb} \quad \text{pour } m_H \geq 50 \text{ GeV}$$

Cette section efficace est si faible que ces auteurs concluent que la production de H^0 standard à HERA ne saurait même constituer une source de bruit de fond pour les autres processus physiques.

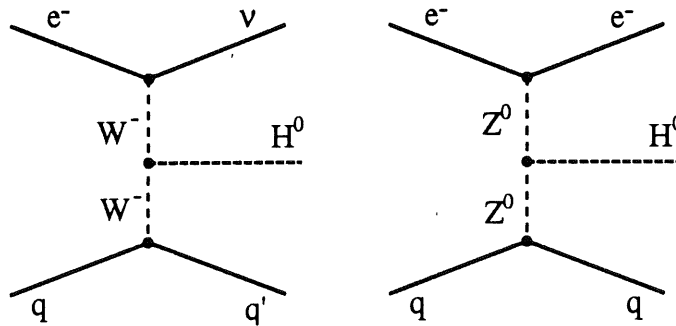


figure II.72 *Production du H^0 à HERA*

1b Production directe de bosons Z et W

Les bosons Z^0 et W^\pm peuvent être produits à HERA dans les réactions:

$$e^- P \rightarrow e^- W^- X, \quad e^- P \rightarrow e^- W^+ X, \quad e^- P \rightarrow \nu W^- X$$

$$e^- P \rightarrow e^- Z^0 X \quad \text{et} \quad e^- P \rightarrow \nu Z^0 X$$

Les diagrammes de production du boson W^- dans la réaction $e^- P \rightarrow \nu W^- X$ sont présentés sur la figure II.73. On note la présence du couplage à trois bosons γWW non abélien (figure II.73c). Les nombres de bosons produits pour une

luminosité intégrée de 100 pb^{-1} sont [II.37]:

$$53 W^-, 40 W^+ \text{ et } 25 Z^0$$

et sont donc relativement petits. Toutefois, M. Böhm et A. Rosado ont montré que la faiblesse des sections efficaces correspondantes résulte de soustractions importantes entre les contributions des diverses catégories de diagrammes [II.38]. Par exemple, dans le processus $e^-P \rightarrow \nu W^- X$, la somme de la contribution du vertex leptonique (figure II.73a) et celle due au couplage à trois bosons (figure II.73c), est de deux ordres de grandeur inférieure à chacun de ces termes pris séparément. Ces auteurs concluent que toute déviation du couplage γWW par rapport à la prédiction du Modèle standard se traduira par des effets très importants sur la production de bosons intermédiaires à HERA.

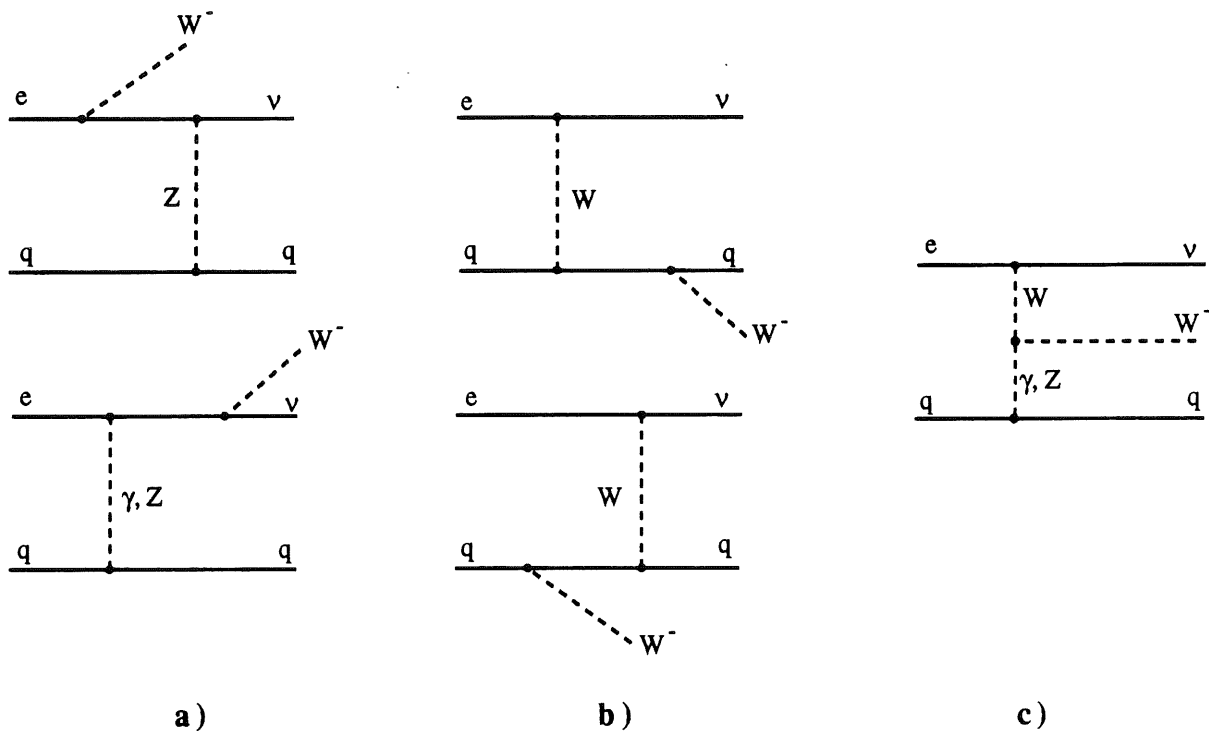


figure II.73 Production directe W à HERA

1c Production de quarks lourds

Les quarks lourds sont essentiellement produits dans les processus de fusion photon/gluon:

$$\gamma g \rightarrow q \bar{q}$$

G. Ingelman et al. ont montré que le quark top pouvait être découvert à HERA si sa masse était inférieure à 80 GeV [II.39]. La limite inférieure actuelle de 89 GeV pour cette masse fixée par l'expérience CDF, exclue donc la découverte du quark top à HERA [I.1]. Par contre, les taux de production de quarks c et b

seront très importants [II.40]:

$$\sigma(c) = 1 \text{ mb} \quad \text{et} \quad \sigma(b) = 8 \text{ nb}$$

Cependant la pleine exploitation du grand nombre de quarks lourds qui seront ainsi produits dépend énormément des performances des détecteurs. La figure II.74 montre par exemple qu'un grand nombre des mésons "beaux" ou "charmés" seront produits très à l'avant du détecteur où la densité des traces rendra l'identification de leurs produits de désintégration difficile. Toutefois, la figure II.74 montre qu'une fraction substantielle de ces mésons sera produite dans la partie arrière, moins hostile, du détecteur. Par ailleurs, ces mésons lourds étant généralement assez énergétiques, la distance qu'ils parcourent avant de se désintégrer peut atteindre le centimètre. Ceci souligne l'intérêt de l'utilisation de détecteurs de micro-vertexs envisagés dans les projets d'amélioration du détecteur H1.

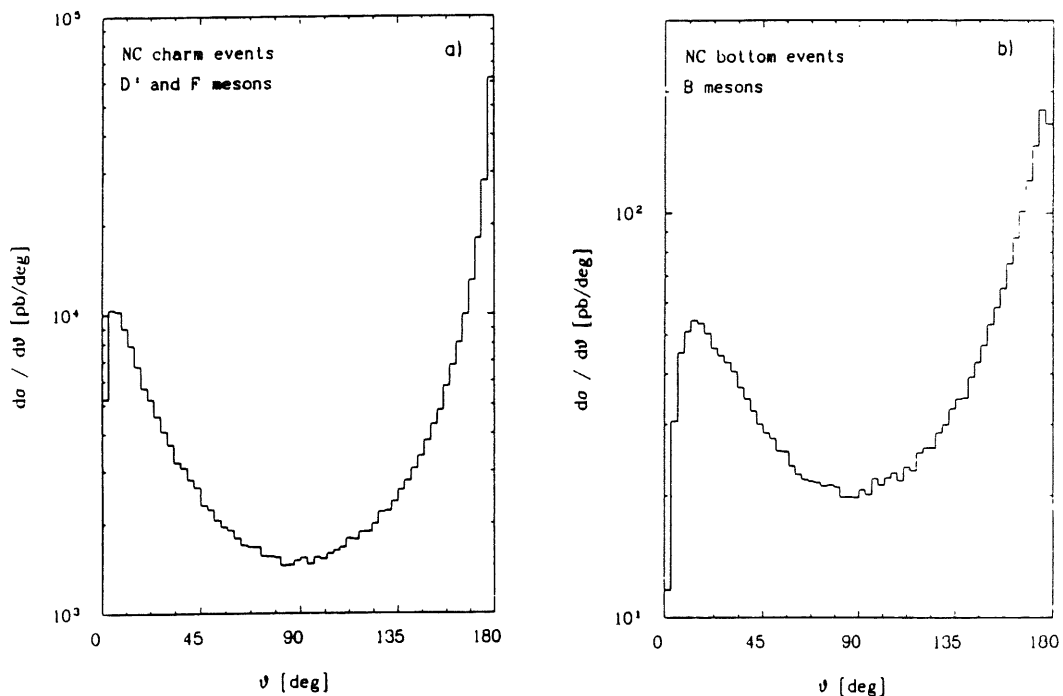


figure II.74 Distribution des angle polaires des mésons D et B

1d Mesure des paramètres électrofaibles

Le carré du moment transféré Q^2 pouvant être supérieur à M_W^2 et M_Z^2 , les sections efficaces de diffusion profondément inélastique par courants neutres et chargés, permettront à HERA de mesurer directement les paramètres du secteur purement électrofaible du modèle standard. Par ailleurs, ces mesures profiteront de l'utilisation de faisceaux polarisés d'électrons et de positrons.

Par ajustement des sections efficaces différentielles par courants chargés et pour une luminosité intégrée de 250 pb^{-1} , G. Cozzika et al. ont montré que M_W pourrait être mesuré avec les précisions [II.41]:

Polarisation (%)	δM_W (MeV)
0	480
-60	380

D'après ces auteurs, le paramètre $\sin^2(\theta_W)$ pourra être mesuré par ajustement des sections efficaces par courants neutres pour la même luminosité intégrée et en supposant M_Z fixé par les données du LEP, avec les précisions:

Polarisation (%)	$\delta \sin^2(\theta_W)$
0	0,009
-60	0,005

D'autres quantités physiques permettent de mesurer M_Z , M_W et $\sin^2(\theta_W)$ telles que R^- définie par:

$$R^- = \sigma_{\text{NC}} / \sigma_{\text{CC}}$$

où σ_{NC} et σ_{CC} sont données par:

$$\sigma_{\text{NC}} = \frac{xyQ^2}{2\pi\alpha^2(1+(1-y)^2)} \frac{d^2\sigma_{\lambda}(e\text{-P} \rightarrow e\text{-X})}{dx dy}$$

$$\sigma_{\text{CC}} = \frac{4\sin^4(\theta_W)(M_W^2+Q^2)}{xS(1-\lambda)\pi\alpha^2} \frac{d^2\sigma_{\lambda}(e\text{-P} \rightarrow \nu X)}{dx dy}$$

et λ est la polarisation du lepton incident. Pour une luminosité intégrée de 200 pb^{-1} , avec une polarisation $|\lambda|=0,8$ et en supposant que M_Z soit fixé, J.Blümlein et al. ont montré que l'on pourra à partir de R^- mesurer M_W et $\sin^2(\theta_W)$ avec les précisions [II.26]:

$$\delta \sin^2(\theta_W) = 0.002 \text{ et } \delta M_W = 100 \text{ MeV}$$

2 Physique "exotique"

2a Production de particules supersymétriques

Le processus de production de production de particules supersymétriques à HERA, représenté sur la figure II.75, est:

$$e^- q \rightarrow \tilde{e} \tilde{q}$$

où \tilde{e} , le sélectron, et \tilde{q} , le squark, sont les partenaires supersymétriques de l'électron e et du quark q . D'après L. Stanco, ces particules pourront être produites à HERA si leurs masses vérifient [II.42]:

$$m_{\tilde{e}} + m_{\tilde{q}} \leq 160-180 \text{ GeV}$$

Les limites actuelles sur la masse du sélectron fixée par les expériences LEP [II.43] et sur la masse du squark fixée par l'expérience CDF [II.44]:

$$m_{\tilde{e}} \geq 43,5 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad m_{\tilde{q}} \geq 150 \text{ GeV}$$

semblent donc exclure la découverte de particules supersymétriques à HERA.

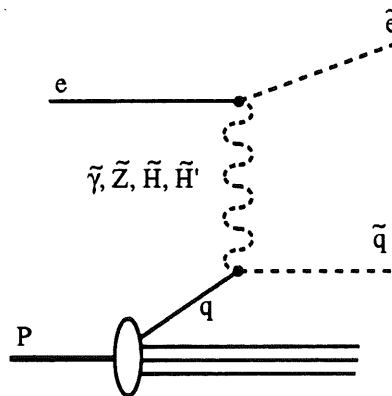


figure II.75 *Production de particules supersymétriques à HERA*

2b Interactions de contact

Les grandes valeurs de Q^2 accessibles à HERA permettront de sonder la structure des électrons et des quarks sur de très petites distances. Un Q^2 de, typiquement, $(200)^2 \text{ GeV}^2$ correspond, par exemple, à une distance de 10^{-18} m . Cette distance n'est cependant pas suffisante, d'après les données actuelles, pour atteindre une éventuelle sous-structure des quarks ou des leptons. Toutefois si ceux-ci présentent une structure composite à une échelle d'énergie Λ de l'ordre du TeV, l'interaction qui lie leurs composants peut se manifester à

une énergie inférieure à Λ , sous la forme d'une interaction résiduelle de contact. Cette interaction peut être décrite par le Lagrangien effectif:

$$L_{\text{eff}} = \frac{g^2}{\Lambda^2} \{ \eta_{LL}(\bar{e}_L \gamma^\mu e_L)(\bar{q}_L \gamma_\mu q_L) + \eta_{RR}(\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)(\bar{q}_R \gamma_\mu q_R) \\ + \eta_{LR}(\bar{e}_L \gamma^\mu e_L)(\bar{q}_R \gamma_\mu q_R) + \eta_{RL}(\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)(\bar{q}_L \gamma_\mu q_L) \}$$

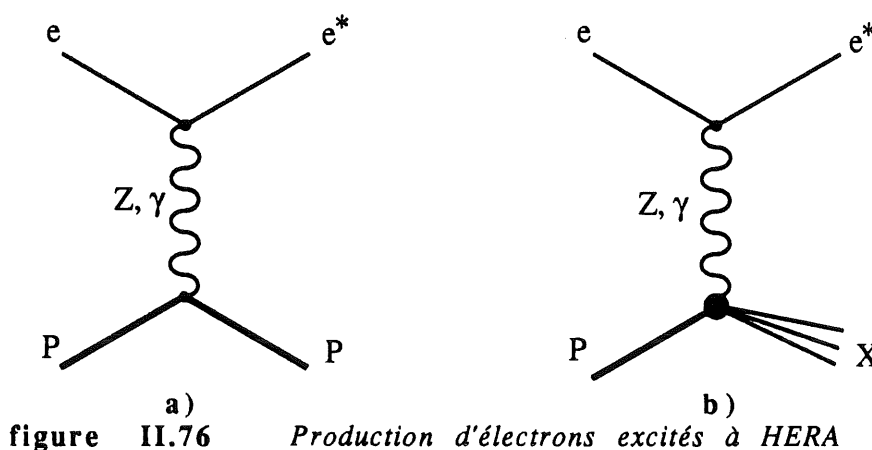
où les coefficients η_{ab} peuvent être nuls ou égaux à ± 1 . En imposant $g^2/4\pi=1$, H.U Martyn a montré que, pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , Λ pourrait être mesuré à HERA jusqu'à 4-7 TeV, suivant les valeurs des paramètres η_{ab} [II.45]. En utilisant des faisceaux polarisés, la sensibilité sur la mesure de Λ pourra être augmentée de 1 à 1,5 TeV.

2c Electron excité

Les théories où l'électron est un état composite conduisent assez naturellement à la prédiction de l'existence d'électron excité se désintégrant en un électron et un photon. Les processus de production de cet état sont indiqués sur la figure II.76. Ce sont:

- les collisions élastiques : $e^-P \rightarrow e^*P$ (figure II.76a)
- les collisions inélastiques : $e^-P \rightarrow e^*X$ (figure II.76b)

Dans le cas des collisions élastiques, le proton étant perdu dans le tube à vide du faisceau, la signature expérimentale d'un e^* est particulièrement simple: on ne voit dans le détecteur qu'un électron et un photon très écartés l'un de l'autre. Pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , les électrons excités pourront être découverts à HERA si leur masse n'excède pas 200 GeV [II.46].



2d Leptoquarks et Leptogluons

De nombreux modèles dépassant le modèle standard prédisent l'existence de particules ayant les mêmes nombres quantiques que les électrons et les quarks, les leptoquarks, ou que les électrons et les gluons, les leptogluons. En produisant des collisions entre électrons et partons, quarks et gluons, HERA occupe une position unique pour la découverte de ces nouvelles particules. Les processus principaux de production des leptoquarks et leptogluons sont indiqués par la figure II.77. On peut voir sur cette figure que les états finaux de ces processus ne se distinguent en rien de ceux des processus de diffusion profondément inélastique habituels. L'existence des leptoquarks ou leptogluons de masse m , se traduira toutefois par l'apparition dans les distributions de x d'un pic en x_0 défini par:

$$(xp + l_e)^2 = m^2 \Rightarrow x = x_0 = \frac{m^2}{S}$$

Les sections efficaces très importantes de ces réactions permettront de découvrir ces particules jusqu'à une masse de l'ordre de 280 GeV [II.47].

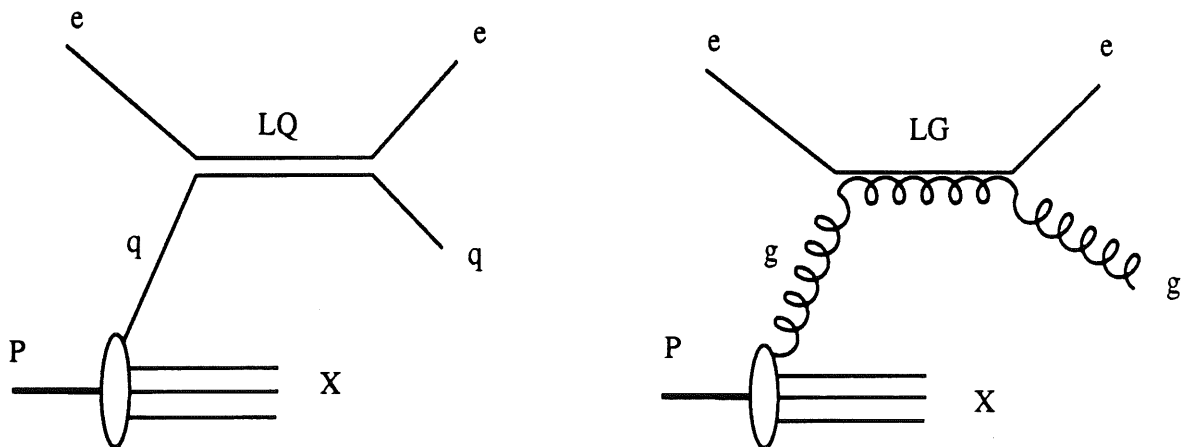


figure II.77 *Production de Leptoquarks et Leptogluon à HERA*

CHAPITRE III

CALORIMETRIE

L'importance des calorimètres dans les détecteurs n'a cessé de croître au cours des dix dernières années. Ils sont des éléments essentiels de la plupart des grandes expériences existantes (CDF, expériences LEP) ou sur le point de débiter (ZEUS, H1, D0). Leurs performances dans les détecteurs qui fonctionneront auprès des futurs accélérateurs LHC et SSC seront déterminantes pour la découverte d'une nouvelle physique à l'échelle d'énergie du TeV [III.1].

III-1 Généralités

En traversant un milieu dense, une particule de grande énergie engendre, par interaction électromagnétique ou forte, d'autres particules elles-mêmes très énergétiques. Ces particules en produisent de nouvelles en interagissant à leur tour. Il se forme ainsi une gerbe de particules secondaires de plus en plus nombreuses mais de moins en moins énergétiques. Lorsque leur énergie devient trop faible, les processus de création sont cependant défavorisés par rapport à des processus purement dissipatifs comme l'ionisation et de plus en plus de particules sont absorbées sans qu'il en soit créé de nouvelles. Un calorimètre est un bloc de matière suffisamment épais pour que cette cascade de processus de création et d'absorption se développe jusqu'à ce que toute l'énergie initiale soit absorbée. Une fraction de cette énergie est convertie en signal. Cette fraction étant en première approximation constante, l'amplitude du signal permet alors de mesurer l'énergie de la particule incidente.

Les propriétés des calorimètres les rendent très intéressants, voire irremplaçables, pour les détecteurs actuels:

-ils sont sensibles aux particules chargées et neutres.

-l'absorption de l'énergie dans un calorimètre est un processus statistique. La valeur moyenne, $\langle N \rangle$, du nombre de particules dans la gerbe est proportionnelle à l'énergie et son écart type est donné par $\sqrt{\langle N \rangle}$. La résolution de la réponse du calorimètre, qui varie comme $1/\sqrt{\langle N \rangle}$, se comporte donc comme $1/\sqrt{E}$: elle s'améliore au fur et à mesure que l'énergie croît

-ils permettent, s'ils sont suffisamment segmentés pour que l'on puisse étudier les profils longitudinaux et transverses des gerbes, d'identifier la nature des particules

-l'épaisseur nécessaire pour absorber presque complètement l'énergie d'une particule ne dépend que logarithmiquement de celle-ci. Les calorimètres peuvent donc couvrir une gamme d'énergies très étendue tout en restant compacts

-les calorimètres sont en général des détecteurs rapides dont les temps de réponse peuvent être inférieurs à 50 ns. Ces performances dépendent cependant du type de calorimétrie. Par exemple, le temps de réponse des calorimètres à argon liquide est limité par le temps de dérive des électrons libres dans l'argon et le temps de transfert des charges vers l'électronique. Toutefois de nouvelles idées aussi bien sur la forme du calorimètre que sur l'électronique associée devraient permettre d'améliorer ce point [III.2,III.3]

-enfin aux énergies aujourd'hui accessibles la mesure des énergies individuelles de toutes les particules d'un état final n'est plus pertinente. Il est beaucoup plus important d'identifier la direction et l'énergie des jets. Les calorimètres sont particulièrement bien adaptés à ce type de mesure globale.

Bien que le principe de leur fonctionnement, à savoir convertir en un signal mesurable une partie de l'énergie totalement absorbée d'une particule, soit toujours le même, il existe de nombreux types de calorimètres. Dans les calorimètres dits homogènes comme, par exemple les calorimètres à cristaux (NaI, BGO) ou à liquides nobles (Kr, Xe), l'absorption de l'énergie et la génération du signal sont assurées par un seul milieu. Toutefois pour la plupart des calorimètres, le signal est produit dans un milieu différent du milieu absorbeur. Ces calorimètres, dits à échantillonnage, sont généralement formés de couches successives de milieux passifs et actifs.

Des photons constituent le signal dans les cas où le milieu actif est du scintillateur [III.4] ou des fibres scintillantes noyées dans une matrice métallique [III.5].

Une technique différente consiste à produire le signal à partir de la charge déposée dans le milieu actif. Ce dernier peut être:

-un solide comme dans les calorimètres à Silicium [III.6]

-un gaz: les espaces entre les plaques forment, dans ce cas, des chambres utilisées en mode proportionnel ou saturé

-un liquide: la dérive des électrons d'ionisation induisant le signal, la structure active est alors équivalente à une chambre d'ionisation

Dans ce dernier cas, le liquide peut être à température ambiante [III.7] mais le plus souvent il s'agit d'Argon liquide comme dans le calorimètre de H1.

Les processus de dissipation et d'absorption de l'énergie d'une particule dans un calorimètre dépendent de la nature de celle-ci. La réponse du calorimètre sera profondément différente s'il s'agit d'un hadron ou d'une particule du type "électromagnétique" comme un électron ou un photon.

III-2 Réponse à une particule "électromagnétique"

1 Processus d'absorption de l'énergie

Ils sont décrits par l'électrodynamique quantique et donc parfaitement connus [III.8]. Ce sont:

- le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung:
un électron ou un positron, de grande énergie, émet un photon au voisinage d'un atome
- la création de paires électron-positron:
un photon très énergétique se matérialise en une paire e^-/e^+ .
- la diffusion Compton:
un photon diffuse sur un électron d'un atome qu'il libère en lui cédant une partie de son énergie.
- l'effet photo-électrique:
l'énergie d'un photon est transférée totalement à un électron du cortège électronique d'un atome qui s'échappe.
- l'ionisation:
les électrons et les positrons dissipent leurs énergies en ionisant la matière sur leur passages. Dans l'argon ils créent de cette façon des paires d'électrons libres et d'ions Ar_2^+ .

Comme le montre la figure III.1, l'importance relative de ces processus dépend de l'énergie. Pour des particules très énergétiques la création de paires et le rayonnement de freinage dominant tandis que pour les basses énergies ce sont les processus sans production de nouvelles particules, comme l'ionisation et l'effet photo-électrique, qui l'emportent.

Ceci permet de comprendre qualitativement le dépôt d'énergie par la gerbe aux diverses étapes de son développement (figure III.2). Dans un premier temps, par création de paires et Bremsstrahlung, le nombre de particules dans la gerbe et l'énergie déposée augmentent très rapidement. Cette multiplication se poursuit jusqu'à ce que, les particules étant devenues trop peu énergétiques, les processus de création soient défavorisés. L'énergie déposée atteint alors un maximum puis décroît lentement: les photons n'interagissent plus que par effet photo-électrique tandis que de plus en plus d'électrons sont stoppés après avoir dissipés toute leur énergie par ionisation.

2 Développement longitudinal

Les processus précédents dépendent essentiellement de la densité des électrons dans le matériau absorbeur. Il est possible de décrire le développement en profondeur d'une gerbe d'une manière approximativement indépendante du milieu en exprimant les dimensions longitudinales en

longueurs de radiation. Une longueur de radiation X_0 , est la distance qu'un électron de très grande énergie parcourt en perdant en moyenne $(1-1/e) \approx 63\%$ de son énergie par Bremsstrahlung. Un photon parcourt en moyenne $9/7 X_0$ avant de se matérialiser. Bien qu'une longueur de radiation corresponde à des distances très différentes suivant le milieu ($5X_0$ représente 45 cm d'Aluminium et moins de 3 cm de Plomb), la figure III.2 montre que les profils longitudinaux de dépôt d'énergie exprimés dans cette unité sont à peu près identiques pour tous les matériaux.

Il apparait toutefois sur cette même figure que la position du maximum et la fin des gerbes dépendent du milieu absorbeur. En effet la longueur de radiation n'est, à strictement parler, définie que pour des particules de très grandes énergies au moins supérieures au GeV. Or en fin de gerbe l'énergie moyenne des particules est petite, de l'ordre du MeV. On voit sur la figure III.1, que dans ce domaine d'énergie les processus dominants dépendent fortement du milieu: la création de paires et le rayonnement Bremsstrahlung prédominent jusqu'à des énergies d'autant plus basses que le numéro atomique Z , du milieu est grand. Ainsi dans le Plomb ($Z=82$), la phase de multiplication des particules durera plus longtemps que dans l'Aluminium ($Z=13$). La gerbe s'y développera donc sur une plus grande profondeur. L'énergie critique ϵ , est définie comme l'énergie d'un électron pour lequel les pertes par ionisation sont égales aux pertes par rayonnement de freinage. Elle fixe approximativement la limite en deçà de laquelle plus aucune multiplication ne survient dans la gerbe.

La longueur de radiation et l'énergie critique d'un matériau de numéro atomique Z et de nombre atomique A sont, à 10-20% près, calculables par les expressions simplifiées [III.9]:

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad ; \quad \epsilon \approx \frac{550}{Z} \text{ (MeV)} \quad \text{(III.1)}$$

On peut paramétriser le dépôt d'énergie moyen d'une gerbe, initiée par un électron ou un photon, par l'expression analytique suivante [III.10]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt} \quad \text{(III.2)}$$

où $b=0,5$, $\alpha=bt_{\max}$, t est la profondeur exprimée en X_0 et t_{\max} est la position du maximum de la gerbe.

La moitié de l'énergie a été déposée lorsque la gerbe atteint la position t_{med} donnée par [III.9]:

$$t_{\text{med}} = \ln\left[\frac{E}{\epsilon}\right] + a$$

avec $a=0,5$ pour un électron et $1,2$ pour un photon, reliée à la position du maximum par:

$$t_{\max} \approx t_{\text{med}} - 1,5$$

On peut remarquer que l'expression (III.2) s'accorde bien avec l'interprétation qualitative de la gerbe que nous avons vue. L'énergie étant déposée par ionisation par les électrons et les positrons, le nombre de particules chargées à une profondeur t est proportionnel à dE/dt à cette même position:

$$N = C \frac{dE}{dt} = C' t^\alpha e^{-bt} \Rightarrow \frac{dN}{N} = \left[\frac{\alpha}{t} - b \right] dt$$

Cette équation explicite clairement deux termes correspondant aux deux effets qui gouvernent le développement de la gerbe: un terme représentant la probabilité de création de nouvelles particules surtout important au début de la gerbe, et un terme d'absorption, constant, qui finit par l'emporter.

On estime généralement que $25 X_0$ suffisent à contenir une gerbe d'un électron de 10 GeV à plus de 99% quelque soit le milieu [III.8]. Ceci correspond à 14 cm de Plomb, 220 cm d'Aluminium et 350 cm d'Argon.

3 Développement transverse

En émettant un photon au voisinage d'un atome, un électron subit une légère déviation. Après plusieurs émissions de ce type les électrons peuvent être substantiellement écartés de la ligne de vol de la particule initiale. Cette diffusion multiple est responsable d'une partie du développement latéral de la gerbe (figure III.3). L'angle moyen de déflexion d'un électron d'énergie E_e , ayant traversé une épaisseur d , est donnée par [III.11]:

$$\langle \Theta_{\text{moy}}^2 \rangle = \left(\frac{E_s}{E_e} \right)^2 \frac{d}{X_0} \quad \text{où } E_s = 21 \text{ MeV}$$

L'unité naturelle des dimensions transverses d'une gerbe est le rayon de Molière défini comme la distance à l'axe de la gerbe, d'un électron d'énergie ϵ , après une longueur de radiation X_0 :

$$\rho_M = X_0 \sqrt{\langle \Theta_{\text{moy}}^2 \rangle} = \frac{E_s}{\epsilon} X_0 \quad (\text{III.3})$$

Le rayon de Molière est donné à 10% près par la formule simplifiée [III.9]:

$$\rho_M \approx 7 \frac{A}{Z} \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (\text{III.4})$$

Comme la longueur de radiation, le rayon de Molière est une quantité définie pour des particules très énergétiques qui ne peut rendre compte des processus de basses énergies. Sur la figure III.3, il apparait clairement deux structures dans le profil transverse de dépôt d'énergie: un coeur "dur" étroit de moins en moins marqué au fur et à mesure que la gerbe se développe, et un halo large dominant dans les dernières longueurs de radiation.

La diffusion multiple est responsable du coeur dur. Elle ne peut en effet induire de trop grande déviation et n'a plus d'effet lorsque les particules, en fin de gerbe, sont trop peu énergétiques. Le halo correspond à des photons de radiation de faibles énergies. La figure III.1 montre en effet que, pour des photons de quelques MeV, la section efficace est considérablement plus petite qu'à grande et très petite énergie. Ce minimum signifie que de ces photons auront un grand libre parcours moyen leur permettant d'aller dissiper leur énergie, par effet Compton, loin de l'axe de la gerbe.

Ce dernier effet est cependant relativement faible et 95% de l'énergie d'une gerbe sont contenue dans un cylindre de 4 rayons de Molière de diamètre, soit 6,8 cm dans le plomb [III.9].

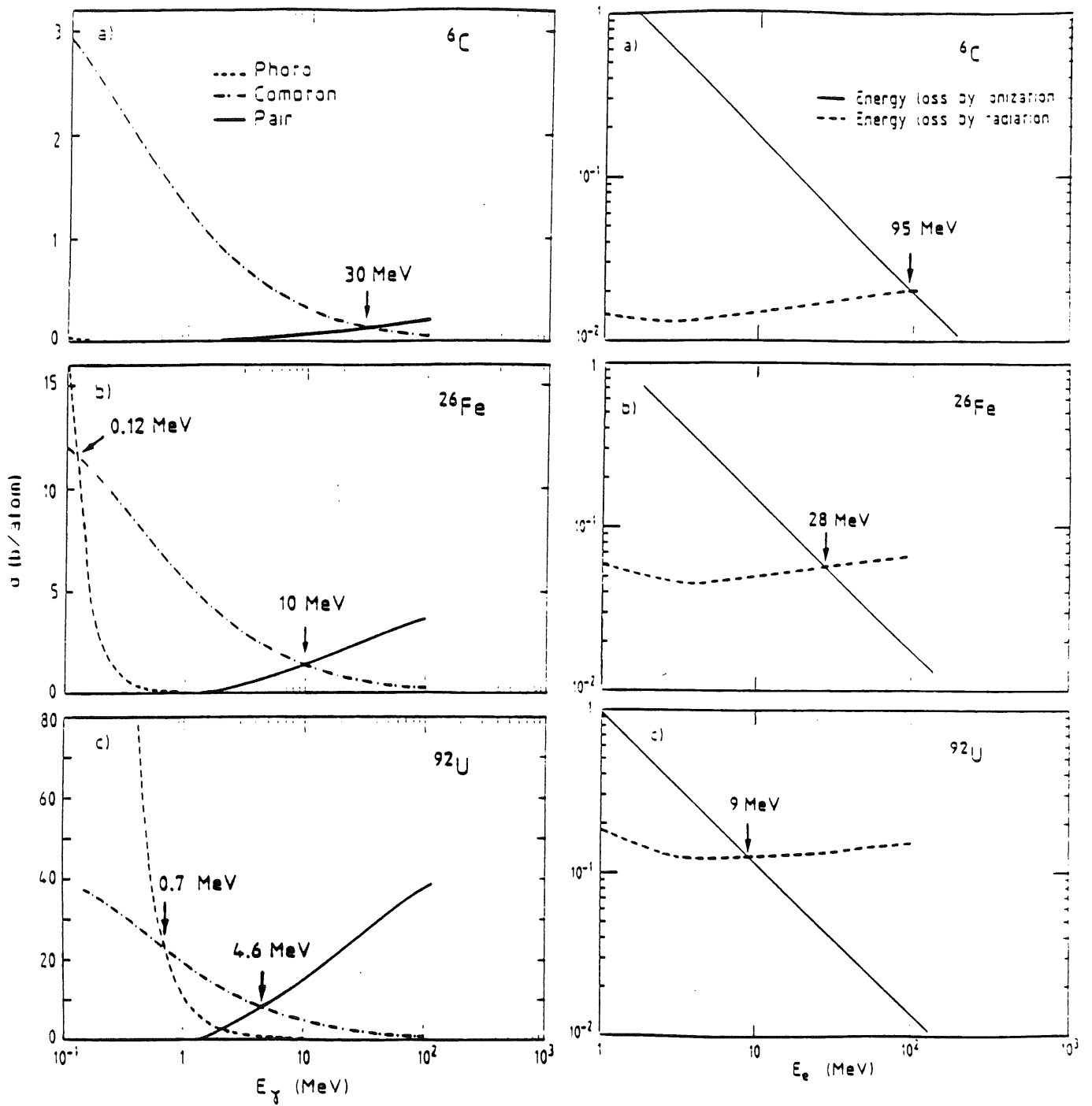


figure III.1 Sections efficaces des électrons et des photons dans le Carbone, le Fer et l'Uranium

4 Calorimètre à échantillonnage

Comme nous l'avons vu un calorimètre à échantillonnage est généralement formé par l'empilement de couches successives de matériaux actifs et passifs. L'énergie déposée dans le milieu passif E_{inv} est perdue, invisible, et seule celle qui est déposée dans le milieu actif E_{vis} , sert à former le signal. On définit le rapport d'échantillonnage R_S , comme le rapport de l'énergie visible à l'énergie absorbée:

$$R_S = \frac{E_{vis}}{E_{abs}} = \frac{E_{vis}}{E_{inv} + E_{vis}}$$

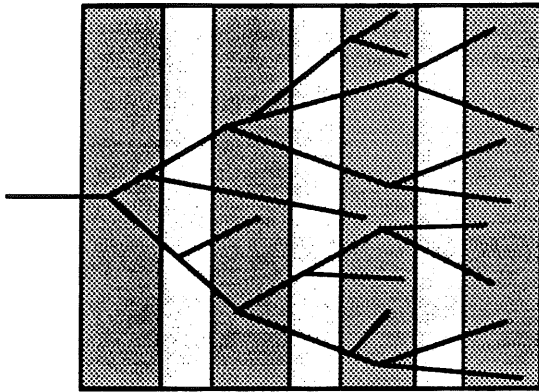


figure III.4
Développement d'une gerbe

L'énergie est déposée dans le calorimètre par ionisation le long des traces des particules chargées de la gerbe. La somme de toutes les traces T , se décompose en T_{vis} et T_{inv} , les sommes des traces dans le milieu actif et le milieu passif (figure III.4).

Les hypothèses les plus simples que l'on puisse faire pour calculer R_S , sont de considérer que toutes les particules sont au minimum d'ionisation et que leurs traces traversent les milieux actifs et passifs dans la proportion de leurs épaisseurs respectives. En notant X_{act} et X_{pas} les épaisseurs des milieux actif et passif, T_{vis} et T_{inv} sont alors données par:

$$T_{vis} = \frac{x_{act}}{x_{act} + x_{pas}} \quad \text{et} \quad T_{inv} = \frac{x_{pas}}{x_{act} + x_{pas}} \quad (III.5)$$

et les énergies visible et invisible par:

$$E_{vis} = T_{vis} \left[\frac{dE}{dx} \right]_{act} \quad \text{et} \quad E_{inv} = T_{inv} \left[\frac{dE}{dx} \right]_{pas} \quad (III.6)$$

où $[dE/dx]_{act}$ et $[dE/dx]_{pas}$ sont les énergies déposées par unité de longueur par des particules au minimum d'ionisation dans les milieux actif et passif. Avec ces hypothèses R_S s'écrit:

$$R_S = f_S = \frac{[dE/dx]_{act} x_{act}}{[dE/dx]_{act} x_{act} + [dE/dx]_{pas} x_{pas}} \quad (III.7)$$

5 Rapport e/mip

5a Définition

Dans le cadre des hypothèses qui ont permis de dériver l'équation (III.7), les réponses du calorimètre à un électron d'énergie E et à une particule au minimum d'ionisation, un mip (minimum ionizing particle), de même énergie sont égales. La trace, unique, d'un mip se répartit en effet entre les milieux actif et passif suivant les équations (III.5), et l'énergie est déposée, par définition, suivant les équations (III.6). En appelant e/mip le rapport de ces réponses, ces hypothèses sont donc équivalentes à:

$$\frac{e}{mip} = 1$$

L'expérience a montré que ceci n'est pas vrai: la réponse d'un calorimètre à un électron peut être supérieure à la réponse à un mip mais le plus souvent elle lui est inférieure. Le rapport e/mip dépend de l'agencement, des épaisseurs et surtout des numéros atomiques Z , des matériaux: il est d'autant plus petit que le Z de l'absorbeur est plus grand que celui du milieu actif. Le rapport d'échantillonnage n'est plus donné par l'expression (III.7) mais par:

$$R_S = \frac{e}{mip} f_S = \frac{e}{mip} \frac{[dE/dx]_{act} x_{act}}{[dE/dx]_{act} x_{act} + [dE/dx]_{pas} x_{pas}} \quad (III.8)$$

Cet effet, appelé effet de transition, a longtemps été expliqué comme un phénomène ayant lieu à l'interface entre deux milieux d'énergies critiques très différentes [III.12]. Dans ce modèle, la densité de traces est plus importante dans le milieu de plus grand Z . L'énergie critique y étant en effet plus petite, les processus de création restent dominants jusqu'à de plus basses énergies. L'énergie y est donc déposée préférentiellement. Dans la plupart des calorimètres, le milieu absorbeur a un Z plus grand que le milieu actif. L'énergie visible sera donc plus petite que celle calculée avec les expressions (III.5) et (III.6) et on aura, comme cela est observé expérimentalement, $e/mip < 1$. Cette explication a depuis été rejetée [III.13]. Pour la plupart de calorimètres, l'épaisseur du milieu actif, en termes de longueur de radiation, est en effet trop faible, relativement à celle du milieu passif, pour qu'une variation même brutale de l'énergie critique puisse influencer l'évolution de la gerbe. Celle-ci est essentiellement gouvernée par les caractéristiques du milieu absorbeur.

Des études Monte-Carlo [III.13] ont montré que les traces sont effectivement plus denses dans un milieu de grand Z , non à cause de l'énergie

critique, mais à cause de l'effet photo-électrique. Il apparaît dans ces études que plus de 40% de l'énergie est déposée par des particules de moins de 1 MeV. Le libre parcours moyen de ces électrons et positrons est si faible que l'on peut considérer qu'ils déposent presque toute leur énergie dans le milieu où ils sont créés. Ils sont, pour une grande part, produits dans des processus impliquant des photons très peu énergétiques, tels que l'effet Compton et surtout l'effet photo-électrique. La section efficace de ce dernier processus, proportionnelle à Z^5 , dépend très fortement du milieu. Il s'ensuit que, si le milieu passif a un plus grand Z que le milieu actif, les photons y interagiront de préférence. Les électrons qu'ils produiront seront stoppés dans l'absorbeur et ne contribueront pas à l'énergie visible. Le rapport e/mip sera donc inférieur à 1 et ce d'autant plus que la différence des Z des milieux passif et actif sera grande (figure III.5).

Une conséquence intéressante de cette interprétation de l'effet de transition, est que la fraction d'énergie visible varie au fur et à mesure que la gerbe progresse dans le calorimètre [III.13]. Soit e^*/mip^* le rapport de la fraction d'énergie visible déposée par une gerbe électromagnétique à une profondeur donnée s , à la fraction d'énergie visible déposée par un mip à cette même profondeur:

$$\frac{e^*}{mip^*}(s) = \frac{(E_{vis} / E_{abs})_e}{(E_{vis} / E_{abs})_{mip}}$$

Comme nous l'avons vu, les photons très peu énergétiques induisent un dépôt préférentiel de l'énergie dans le milieu de plus grand Z. Lorsqu'ils sont peu nombreux, c'est à dire au début de la gerbe, l'énergie est plus équitablement répartie entre le milieu actif et le milieu passif. Le rapport e^*/mip^* évolue donc du début à la fin de la gerbe en augmentant ou en diminuant suivant que le milieu de plus grand Z est le milieu actif ou le milieu passif (figure III.6).

5b Ajustement de e/mip

Comme nous le verrons au sous-paragraphe II-3, la résolution et la linéarité de la réponse à un hadron d'un calorimètre peuvent être améliorées si le rapport e/h des réponses électromagnétique et hadronique est égal à 1. Ce rapport étant en général intrinsèquement supérieur à 1, il est nécessaire de diminuer le signal électromagnétique relativement au signal hadronique. Dans les calorimètres à scintillateurs, la réponse aux hadrons est spécifiquement renforcée par la présence dans le milieu actif de protons libres. Alternativement on peut, en diminuant e/mip , réduire la réponse aux électrons [III.6]

Le rapport e/mip peut être ajusté dans une certaine limite en jouant sur les épaisseurs des milieux passif et actif [III.8]. Les photo-électrons émis, dans

le milieu passif, près de l'interface entre les deux milieux peuvent pénétrer dans le milieu actif. Ils définissent ainsi dans l'absorbeur une très fine zone pouvant contribuer au signal. En diminuant l'épaisseur du milieu actif ou celle du milieu passif, on augmente l'importance relative de cette région dans le calorimètre. De cette façon les photo-électrons qu'elle émet contribuent relativement plus à l'énergie visible: le rapport e/mip augmente. Cet ajustement est cependant très limité: pour des épaisseurs de quelques millimètres, comme c'est habituellement le cas dans les calorimètres, le rapport e/mip est quasiment constant (figures III.7 et III.8).

Une autre façon d'ajuster e/mip est de modifier la composition du milieu passif. Une réduction de 40 % du signal électromagnétique a été, par exemple, obtenue pour un calorimètre Uranium/Silicium, en insérant de part et d'autre de la couche de Silicium, une feuille de 5 mm de G10 [III.14]. Une réduction de 29 % avait été précédemment observée en plaçant ces feuilles seulement derrière la couche active [III.15]. Cet effet, appelé effet de renforcement local (local hardening effect), est interprété par l'absorption par le G10 d'électrons peu énergétiques s'échappant du milieu passif [III.16]. La feuille à l'avant d'une couche de Silicium absorbe les photo-électrons émis près de la surface de la plaque d'absorbeur qui la précède tandis que la feuille placée à l'arrière arrête les électrons rétro-diffusés par diffusion multiple dans la plaque d'absorbeur immédiatement suivante. Ne pouvant plus atteindre le milieu actif, ces électrons ne contribuent pas au signal: e/mip décroît.

Une réduction de la réponse aux électrons a aussi été obtenue pour un calorimètre à Silicium en utilisant un absorbeur constitué d'une plaque de Plomb suivie d'une plaque plus épaisse de Fer [III.17]. Cette configuration Pb/Fe/Si, dans le sens de progression de la gerbe, s'est avérée être plus efficace que la configuration Fe/Pb/Si. Cet effet est expliqué par la variation brutale de l'énergie critique lorsque l'on passe du Plomb ($\epsilon=7,4$ Mev) au Fer ($\epsilon=21,0$ Mev) [III.16]. Les épaisseurs du Plomb et du Fer étant ici comparables, la gerbe est profondément altérée en passant de l'un à l'autre. La faible valeur de l'énergie critique dans le Plomb a pour conséquence que les électrons qui y sont émis ont une énergie moyenne inférieure à l'énergie critique du Fer. Lorsqu'ils pénètrent dans la plaque de Fer, ces électrons dissipent très rapidement leur énergie par ionisation et sont absorbés avant d'atteindre la couche de Silicium. Cet effet, appelé effet de filtrage (Filtering effect), ne joue pas pour la configuration Fe/Pb/Si où les électrons émis dans le Plomb pénètrent directement dans la couche active.

5c Estimation de e/mip pour le calorimètre H1

On trouve dans [III.18] une estimation Monte-Carlo du rapport e/mip d'un calorimètre Plomb/Argon liquide très similaire au calorimètre électromagnétique H1. Pour des plaques de Plomb de 3 mm distantes de 3 mm, il a été trouvé $e/mip=0,70$. Une paramétrisation du rapport e/mip ajustée sur

des simulations Monte-Carlo a été proposée dans [III.19]. En notant Z_t et Z_s les numéros atomiques de l'absorbeur et du milieu actif, e/mip est donnée par:

$$\frac{e}{mip} = \frac{1}{1 + a(Z_t - Z_s)} \quad \text{avec } a \approx 0,007$$

ce qui appliqué pour $Z_t=82$ et $Z_s=18$ donne $e/mip \approx 0,69$.

Ces deux estimations font l'hypothèse d'une composition homogène du milieu passif. Pour la structure plus complexe de la cellule du calorimètre électromagnétique H1, un rapport e/mip de 0,6 à 0,7 semble une estimation raisonnable.

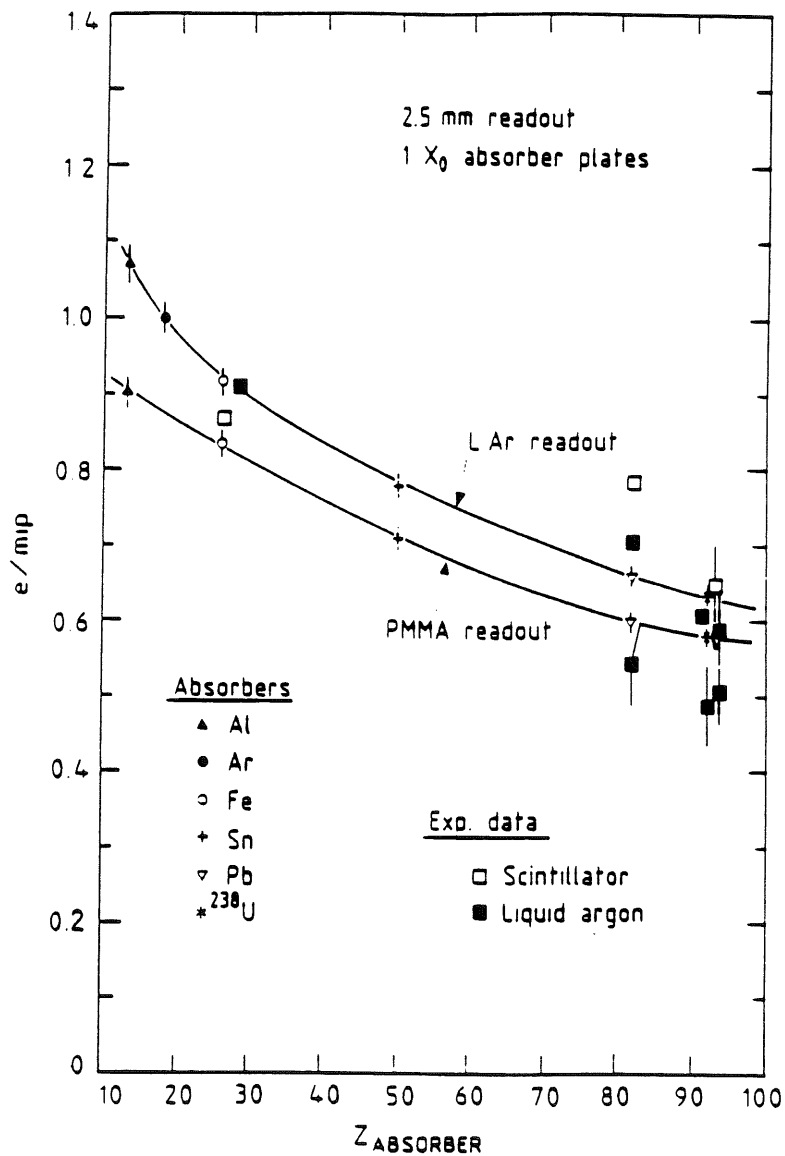


figure III.5 e/mip en fonction du Z de l'absorbeur

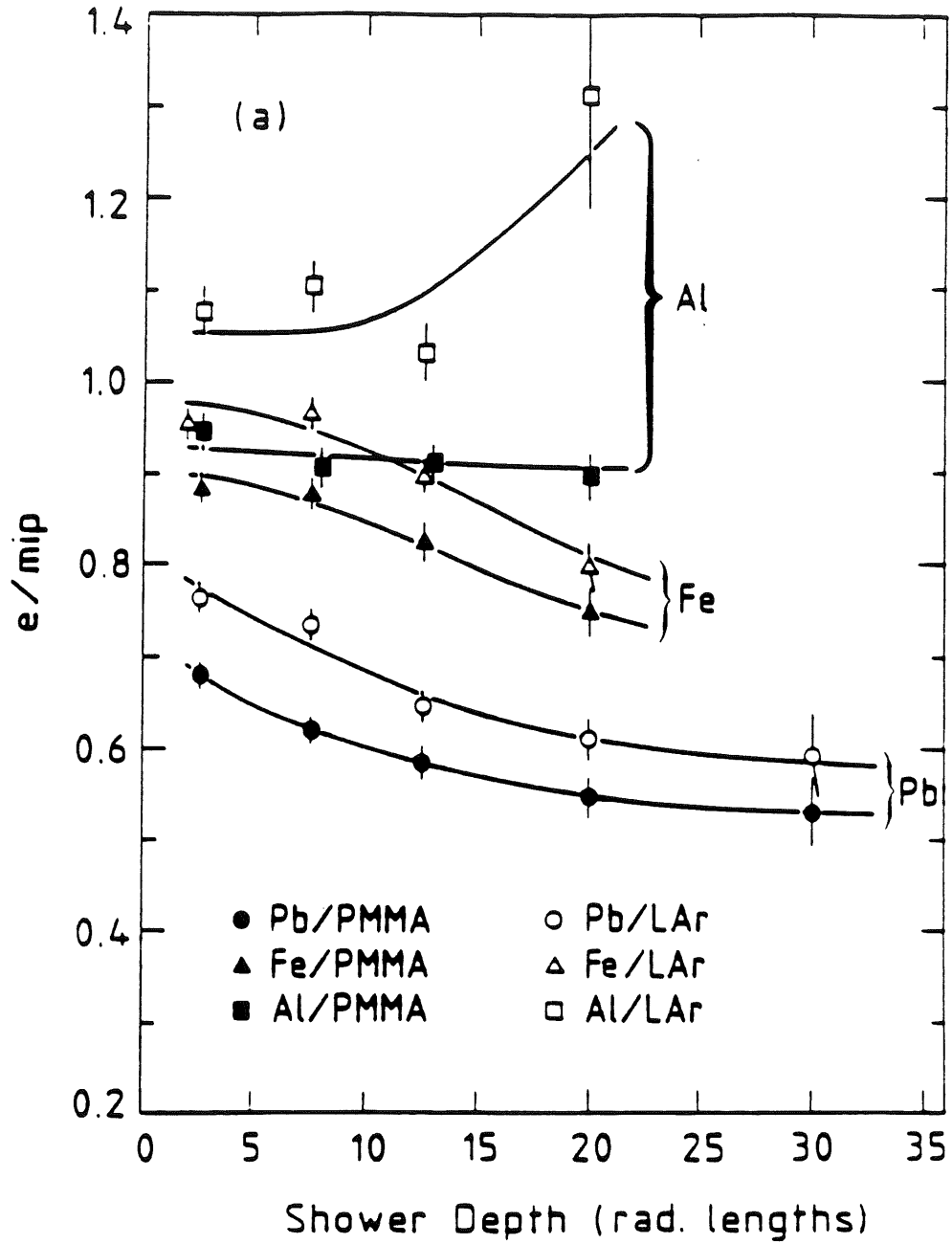


figure III.6 e/mip en fonction de la profondeur de pénétration de la gerbe

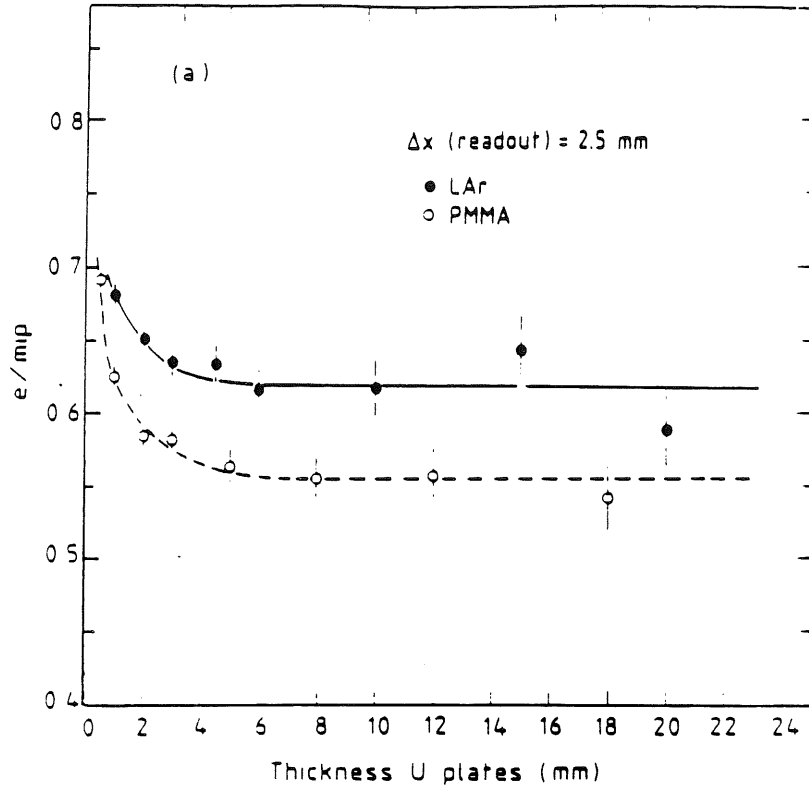


figure III.7 *e/mip* en fonction de l'épaisseur de l'absorbeur

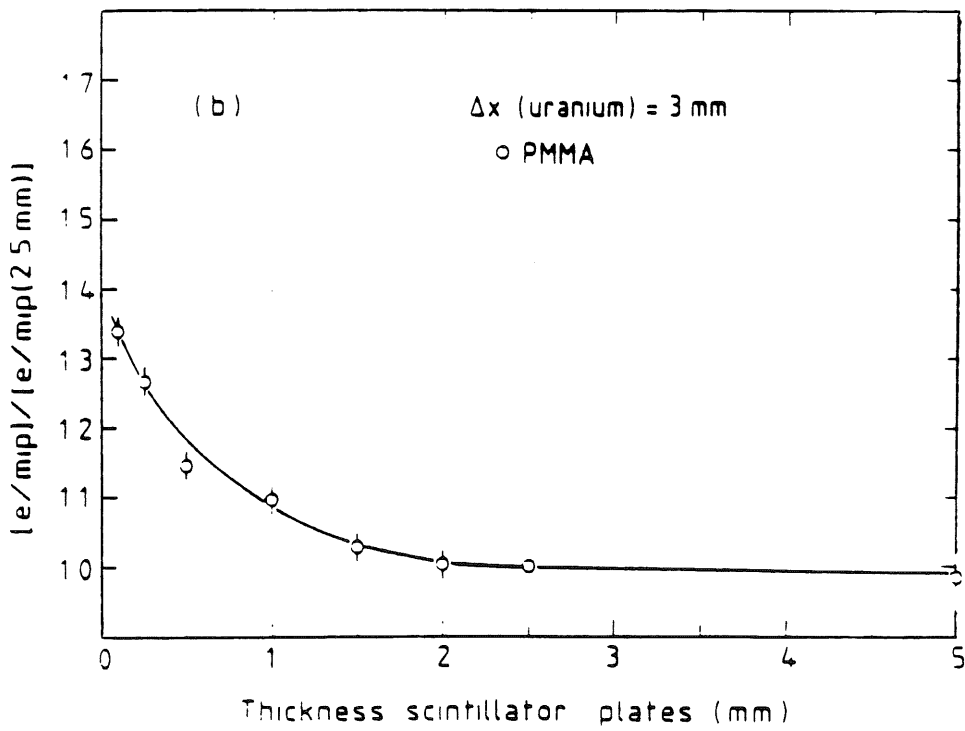


figure III.8 *e/mip* en fonction de l'épaisseur du milieu actif

6 Résolution électromagnétique

La résolution d'un calorimètre dépend des nombreux détails de sa constitution comme par exemple la nature de l'absorbeur, celle du milieu actif, l'agencement des différents matériaux, les différentes sources de bruit.. En conséquence, elle ne peut être rigoureusement calculée par une simple formule analytique. En revanche il est possible d'estimer des limites inférieures pour une structure donnée.

6a Fluctuations d'échantillonnage

La résolution d'un calorimètre à échantillonnage est dominée par les fluctuations dites d'échantillonnage ou de sampling, associées aux fluctuations du nombre de particules chargées traversant les couches actives.

6a.i Approximation B de Rossi

Cette approximation est une simplification du problème général de l'évolution d'une gerbe électromagnétique dans un milieu dense [III.9,III.11]:

-l'effet Compton est négligé

-les processus de création de paires et de rayonnement de freinage sont décrits par les formules asymptotiques dans la limite des grandes énergies

-les particules chargées perdent, par longueur de radiation, une quantité d'énergie constante égale à ϵ , l'énergie critique dans le milieu absorbeur:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Ioni}} = - \frac{\epsilon}{X_0}$$

Toute l'énergie E , ayant été dissipée par ionisation, la longueur totale des traces des particules chargées T est alors donnée par:

$$T = \frac{E}{\epsilon} X_0$$

Le calorimètre, supposé infiniment long, est décrit par un ensemble de plans actifs séparés par des couches d'absorbeur d'épaisseur x . Le nombre de traces qu'ils interceptent est:

$$N = \frac{T}{x} = \frac{E X_0}{\epsilon x} = \frac{E}{\Delta E}$$

où ΔE est l'énergie perdue dans une couche passive. Le signal étant proportionnel au nombre de traces, la résolution du calorimètre sera

déterminée par les fluctuations de N. En faisant l'hypothèse d'une distribution normale pour ce nombre, il vient:

$$\frac{\alpha(E)}{E} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\Delta E}{E}} = 3,2 \% \sqrt{\frac{a(\text{MeV}) t(X_0)}{E(\text{GeV})}} \quad (\text{III.9})$$

où t est l'épaisseur d'une couche d'absorbeur exprimée en longueur de radiation. Appliquée au calorimètre électromagnétique H1, l'expression (III.9) donne:

$$\varepsilon_{\text{Pb}} = 7,2 \text{ MeV}; \quad x_{\text{Pb}} = 2,4 \text{ mm}; \quad X_0 \text{ Pb} = 0,56 \text{ cm}$$

$$\Rightarrow \frac{\alpha(E)}{E} = \frac{5,6 \%}{\sqrt{E}} \quad (\text{III.10})$$

6a.ii Effet de seuil et de diffusion multiple

L'expression (III.9) surestime le nombre de traces interceptées par les couches actives. Même en tenant compte des effets expérimentaux, les résolutions que l'on peut calculer en l'utilisant sont, en effet, bien inférieures aux résolutions mesurées. U. Amaldi a proposé d'expliquer ce désaccord en faisant intervenir un seuil dans la détection des électrons et la diffusion multiple dans l'absorbeur [III.9].

Si l'on suppose qu'une particule chargée n'est plus détectable si son énergie est inférieure à un certain seuil E_c , la trace totale T_{eff} effectivement utilisable est alors inférieure à T. Le facteur de réduction F peut être approximativement calculé par:

$$F(z) = \frac{T_{\text{eff}}}{T} \approx e^z \left[1 + z \ln\left(\frac{z}{1,526}\right) \right] \quad \text{où } z = 2,29 \frac{E_c}{\varepsilon}$$

Cette approximation est valide à 10% près pour $z \leq 0,3$. Cette expression initialement obtenue pour des matériaux légers peut être étendue aux matériaux lourds en redéfinissant z:

$$z = 4,58 \frac{Z}{A} \frac{E_c}{\varepsilon}$$

En tenant compte de cette réduction de la trace utilisable, il vient:

$$\frac{\alpha(E)}{E} \approx 3,2 \% \sqrt{\frac{a(\text{MeV}) t(X_0)}{F(z)E(\text{GeV})}} \quad (\text{III.11})$$

D'autre part, à cause des diffusions multiples, une particule de la cascade peut former un angle Θ important avec l'axe de la gerbe. En traversant une couche passive d'épaisseur x_{pass} , elle parcourt une distance $x_{\text{pass}}/\cos(\Theta)$ et

dépose donc plus d'énergie qu'à incidence normale. L'énergie moyenne déposée en traversant le milieu passif est donc affectée par le cosinus moyen de Θ :

$$\Delta E = \Delta E_0 / \langle \cos \Theta \rangle$$

Cet effet est d'autant plus marqué que le milieu a un grand numéro atomique Z . Le rayon de Molière exprimé en longueur de radiation étant proportionnel à Z , la gerbe est en effet plus large dans un matériau de grand Z . La valeur de $\langle \cos \Theta \rangle$ est calculable suivant [III.9]:

$$\langle \cos \Theta \rangle \approx \cos \left(\frac{E_s}{\pi E} \right) \quad \text{où } E_s = 21 \text{ MeV}$$

En tenant compte de l'effet de seuil et de la diffusion multiple, il vient:

$$\frac{\alpha(E)}{E} \approx 3,2 \% \sqrt{\frac{d(\text{MeV}) t(X_0)}{F(z) \cos(E_s/\pi E) E(\text{GeV})}} \quad (\text{III.12})$$

En supposant que E_c est égal à l'énergie déposée par un mip dans l'espace d'Argon liquide de 2,5 mm, l'expression (III.12), appliquée au calorimètre électromagnétique H1, donne:

$$\begin{aligned} \epsilon_{Pb} &= 7,2 \text{ MeV}; \quad x_{Pb} = 2,4 \text{ mm}, \quad X_{0 \text{ Pb}} = 0,56 \text{ cm} \\ x_{Ar} &= 2,5 \text{ mm}, \quad [dE/dx]_{Ar} = 2,11 \text{ MeV/cm} \end{aligned}$$

$$\frac{\alpha(E)}{E} = \frac{8,1 \%}{\sqrt{E}} \quad (\text{III.13})$$

6a.iii Prise en compte du milieu actif

Les raisonnements qui ont conduit aux relations (III.9) et (III.12) négligent totalement l'énergie déposée dans les couches actives. Le rôle de ces dernières est en quelque sorte réduit au comptage des traces. On peut tenter de dériver une équation tenant compte de l'énergie nécessaire à ce comptage. En supposant qu'il n'y a pas de multiplication au sein de ces couches, l'énergie y est déposée par quantité finie et constante ΔE_{act} . La quantité totale d'énergie déposée est $R_s E$. Le nombre total de traces est donc $N = R_s E / \Delta E_{act}$. Soit ΔE_{abs} l'énergie déposée dans une couche passive plus l'énergie déposée dans une couche active. Par définition de R_s on a $R_s = \Delta E_{act} / \Delta E_{abs}$. Le nombre de traces est donc $N = E / \Delta E_{abs}$. La résolution est en conséquence donnée par:

$$\frac{\alpha(E)}{E} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\Delta E_{\text{abs}}}{E}} \quad (\text{III.14})$$

qui est une version à peine modifiée de l'expression (III.9). La modification correspondante de (III.12) est:

$$\frac{\alpha(E)}{E} \approx \sqrt{\frac{\Delta E_{\text{abs}}}{F(z) \cos\left(\frac{E_S}{\pi E}\right) E(\text{GeV})}} \quad (\text{III.15})$$

En utilisant les données de la table III.1 décrivant la cellule active du calorimètre électromagnétique H1, et l'expression (III.15) il vient:

$$\frac{\alpha(E)}{E} = \frac{9,8 \%}{\sqrt{E}} \quad (\text{III.16})$$

Matériau	épaisseur	dE/dx (MeV/cm)	X0 (cm)	ΔE (MeV)	
Pb	2,4 mm	12,8	0,56	3,08	Total 4,46
Cu	4 X 35 μm	12,9	1,43	0,18	
Prepreg	3 X 135 μm	3,18	19,4	0,13	
G10	2 X 0,80 mm			0,51	
Kapton	0,1 mm			0,03	
Argon	2,5 mm	2,11	14,0	0,53	

Table III.1 *Dimensions de la cellule électromagnétique et énergies déposées par un mip.*

6a.iv Effet de corrélation

Les expressions (III.9), (III.12), (III.14) et (III.15) supposent que les traces interceptées par les couches actives sont toutes indépendantes. Cependant les électrons et les positrons sont toujours créés par paires. Par ailleurs si les couches passives sont très minces, moins de 1 X₀, une particule peut, en les traversant, contribuer au signal dans plusieurs couches actives. Ces corrélations contribuent à dégrader la résolution. Les estimations précédentes doivent donc être considérées comme des limites inférieures.

6a.v Paramétrisation Monte-Carlo

Les raisonnements précédents reposent sur une simplification des processus physiques. Il est intéressant de comparer les estimations que nous avons obtenues avec les résultats de simulations Monte-Carlo. On trouve dans [III.20] une paramétrisation de la résolution électromagnétique, ajustée sur de

telles simulations. Si t et X_t sont l'épaisseur et la longueur de radiation du milieu passif et s et X_s celles du milieu actif, on a:

$$\frac{\alpha(E)}{E} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{E}} \left(\frac{t}{X_t}\right)^\alpha \left(\frac{s}{X_s}\right)^{-\beta} \quad (\text{III.17})$$

où les paramètres σ_0 , α , β dépendent de la nature des matériaux. Pour un absorbeur en Plomb et un milieu de lecture constitué d'Argon liquide, les auteurs donnent:

$$\sigma_0 = 6,49 \pm 0,31\% \quad \alpha = 0,62 \pm 0,03 \quad \beta = 0,19 \pm 0,03 \quad (\text{III.18})$$

ce qui appliqué au calorimètre H1 donne:

$$\frac{\alpha(E)}{E} = \frac{8,2 \pm 1,6\%}{\sqrt{E}} \quad (\text{III.19})$$

du même ordre de grandeur que les estimations précédentes.

6b Fluctuations de Landau

Les fluctuations affectant le dépôt d'énergie dans le milieu actif peuvent contribuer à une dégradation de la résolution du calorimètre. Des particules au minimum d'ionisation traversant un milieu d'épaisseur δx déposent en moyenne une énergie $\delta x(dE/dx)$. La distribution, non gaussienne, des dépôts individuels présente une "queue" s'étendant vers les grandes énergies. Ces fluctuations, dites de Landau, altèrent la résolution. On peut estimer leur contribution suivant la formule [III.9]:

$$\left(\frac{\alpha(E)}{E}\right)_{\text{Landau}} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{2}{\ln[10^4 x(\text{g/cm}^2)]} \quad (\text{III.20})$$

où N est le nombre de traces interceptées, et x est l'épaisseur de la couche active en g/cm^2 . L'expression (III.20) montre que dans les solides ou les liquides, qui sont des milieux denses, les fluctuations de Landau seront moins importantes que pour les gaz. Pour une épaisseur d'Argon liquide de 2,5 mm ($x=0,35 \text{ g/cm}^2$), ces fluctuations, ajoutées quadratiquement aux fluctuations d'échantillonnage, augmentent de 3 % la résolution. On peut cependant remarquer que même pour un milieu de lecture solide, elles peuvent devenir importantes si l'épaisseur des couches actives est très petite comme par exemple dans les calorimètres à Silicium où elle est réduite à quelques centaines de microns.

6c Effets expérimentaux

6c.i Fluctuations "de fuites"

Pour un calorimètre de dimensions fixées, une gerbe peut occasionnellement n'être que partiellement contenue. Les fluctuations dans les profils latéraux et longitudinaux de dépôt d'énergie dégradent donc la résolution. Une paramétrisation analytique de cet effet a été donnée par C.W.Fabjan [III.22]. Si f est la fraction d'énergie non contenue, et E l'énergie de la particule incidente, on a pour $f \leq 0,2$ et $E \leq 100$ GeV:

$$\frac{\alpha(E)}{E}_f = \frac{\alpha(E)}{E}_{f=0} [1 + 2\sqrt{E(\text{GeV})} f] \quad (\text{III.21})$$

Cette résolution est dominée par les fluctuations longitudinales de la gerbe de plus grandes amplitudes que les fluctuations latérales.

6c.ii Bruit et intercalibration

Si au signal physique se superpose un bruit d'écart type σ_b , il contribuera à la résolution du calorimètre par un terme inversement proportionnel à l'énergie:

$$\alpha(E) = \sigma_b \Rightarrow \frac{\alpha(E)}{E}_{\text{bruit}} = \frac{\sigma_b}{E}$$

Par ailleurs, le signal est construit en rassemblant les signaux de différents canaux du détecteur. Des erreurs d'intercalibration, ou des inhomogénéités dans le calorimètre induisent des erreurs d'autant plus grandes que l'énergie est grande. On tient compte de ces effets en introduisant un terme proportionnel à l'énergie dans la résolution:

$$\alpha(E) = CE \Rightarrow \frac{\alpha(E)}{E}_{\text{interc}} = C$$

En tenant compte de la résolution d'échantillonnage et des effets dus au bruit et à l'intercalibration, une paramétrisation naturelle des données expérimentales est donc:

$$\frac{\alpha(E)}{E}_{\text{exp}} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \quad (\text{III.22})$$

où a représente les fluctuations d'échantillonnage, b est le terme de bruit, et c est le terme des erreurs d'intercalibration.

III-3 Réponse à un hadron

D'une manière très analogue à une particule électromagnétique, un hadron initié, en pénétrant dans un milieu dense, une gerbe de particules secondaires. Son énergie est ainsi dispersée et, pour une partie au moins, finalement absorbée sous forme d'ionisation dans le calorimètre. Les processus élémentaires sont cependant plus complexes et nombreux que ceux qui gouvernent l'évolution d'une gerbe électromagnétique [III.13,III.25].

1 Processus d'absorption de l'énergie

1a Réactions de spallation

En pénétrant dans le noyau d'un atome du calorimètre, un hadron, par une série de collisions intranucléaires, cède une partie de son énergie à quelques nucléons. Ceux-ci sont alors suffisamment énergétiques pour s'échapper du noyau et interagir à leur tour avec d'autres noyaux (figure III.9). Les nucléons produits au cours de ces réactions, appelées réactions de spallation, sont émis principalement dans la direction du hadron incident. Dans ces réactions des mésons chargés, π^\pm , K^\pm , ou neutres π^0 , η , peuvent être produits. L'énergie transférée devant être suffisamment importante, la production de ces particules est toutefois limitée aux premières étapes de la gerbe. Les mésons chargés peuvent interagir avec un noyau ou se désintégrer en muons et neutrinos. Les mésons neutres engendrent, en se désintégrant en photons, des gerbes électromagnétiques.

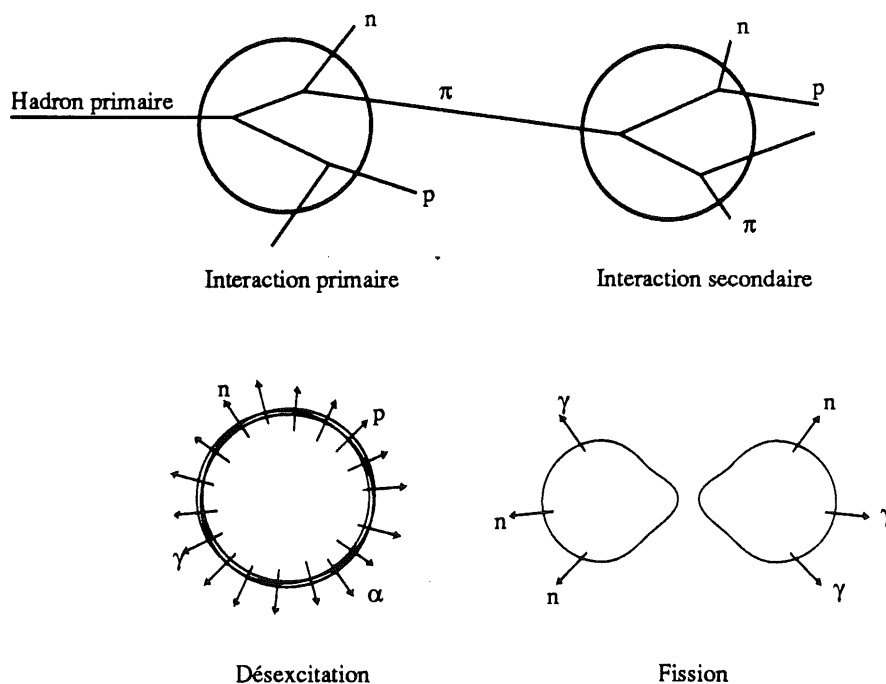


figure III.9 Processus d'absorption de l'énergie d'un hadron

1b Désexcitation

Les réactions de spallation laissent les noyaux résiduels dans un état excité. Ces derniers se stabilisent en évaporant lentement et isotropiquement un certain nombre de nucléons, principalement des neutrons, et, dans les dernières étapes de leur désexcitation, en émettant des photons (figure III.9). Si l'absorbeur est de l'Uranium, les noyaux excités peuvent fissionner. La plus grande partie (~90%) de l'énergie de liaison ainsi libérée est emportée sous forme d'énergie purement cinétique par les débris de fission. Le reste est utilisée pour produire les neutrons d'évaporation et les photons nécessaires à la désexcitation ces débris.

1c Particules ionisantes

Les différents agrégats de nucléons et les noyaux résiduels produits au cours de ces réactions perdent leurs énergies sous forme d'ionisation sur de très courtes distances. Les protons rapides déposent, entre deux réactions de spallation, une partie de leur énergie en ionisant la matière sur leurs passages. Lorsqu'ils sont devenus trop peu énergétiques pour interagir avec un noyau, ils sont finalement arrêtés après avoir perdu la totalité de leur énergie par ionisation. Les π^\pm contribuent peu au dépôt d'énergie par ionisation. Leur nombre décroît en effet trop vite dès le début de la gerbe.

1d Neutrons de basses énergies

Les neutrons perdent leur énergie dans une série de réactions purement nucléaires avant d'être finalement absorbés. Ils peuvent se multiplier en induisant de nouvelles réactions jusqu'à ce que leur énergie soit d'une dizaine de MeV. Entre ~10 MeV et ~100 keV, les neutrons sont ralentis par des collisions élastiques ou inélastiques sur les noyaux de l'absorbeur. Lorsque leur énergie n'est plus que d'une centaine de keV, ils sont capturés par un noyau qui libère l'énergie excédentaire sous la forme d'un photon.

Dans le cas de l'Uranium, les neutrons peuvent induire des fissions jusqu'à 1 MeV environ. Dans ces réactions de nouveaux neutrons sont produits qui peuvent à leur tour induire de nouvelles fissions. De cette façon la multiplication des neutrons se poursuit, dans l'Uranium, jusqu'à des énergies plus basses que dans les autres matériaux. L'effet principal de l'Uranium est donc d'amplifier le nombre de neutrons mous.

Les collisions élastiques sont un moyen très efficace de ralentir les neutrons, si le calorimètre contient des protons libres. Dans une collision neutron-proton, la moitié de l'énergie du neutron est en moyenne transférée au proton. Celui-ci dissipe alors très rapidement son énergie cinétique par ionisation. Comme nous le verrons, ce transfert d'énergie des neutrons aux protons a des conséquences très importantes sur la réponse du calorimètre aux hadrons.

1e Energie perdue

A la différence du cas électromagnétique, toute l'énergie d'un hadron n'est pas déposée sous forme d'ionisation dans le calorimètre. Dans les réactions de spallation et d'évaporation, l'énergie que l'on doit fournir pour libérer les nucléons des noyaux est en effet perdue. Une partie seulement de cette énergie de liaison est récupérée sous la forme des photons de désexcitation émis lors de la capture d'un neutron par un noyau. Par ailleurs l'énergie emportée par les muons et les neutrinos qui s'échappent du calorimètre est définitivement perdue.

2 Développement longitudinal et latéral

Les profils longitudinaux et latéraux d'une gerbe hadronique sont similaires à ceux d'une gerbe électromagnétique. Les dimensions typiques sont cependant très nettement différentes.

Puisque l'évolution d'une gerbe hadronique est gouvernée pour une grande part par les interactions avec les noyaux, la section efficace typique sera de l'ordre de grandeur de la surface transverse de ces derniers, c'est à dire de l'ordre de grandeur du carré de leur rayon: $R_N^2 \propto A^{2/3}$ où A est le nombre atomique du noyau. La densité des diffuseurs étant proportionnelle à A , le libre parcours moyen d'un hadron sera proportionnel à $A/A^{2/3} = A^{1/3}$. Cette distance caractéristique, appelée longueur d'interaction λ_{int} , permet de décrire les profils de gerbes hadroniques d'une manière indépendante des matériaux. Elle peut être calculée par la relation approximative [III.9]:

$$\lambda_{int} \approx 35 A^{1/3} \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad \text{(III.23)}$$

Le maximum de la gerbe est atteint à la profondeur t_{max} , donnée en longueur d'interaction, par la relation [III.22]:

$$t_{max} \approx 0,2 \ln[E(\text{GeV})] + 0,7 \quad \text{(en } \lambda_{int}\text{)}$$

L'épaisseur du calorimètre nécessaire pour contenir en moyenne au moins 95 % de l'énergie déposée est approximativement:

$$L_{0,95} \approx t_{max} + 2,5 \lambda_{att} \quad \text{(en } \lambda_{int}\text{)}$$

où λ_{att} décrit la décroissance lente de la gerbe après qu'elle est atteint son maximum. On peut calculer λ_{att} suivant:

$$\lambda_{att} \approx [E(\text{GeV})]^{0,13} \quad \text{(en } \lambda_{int}\text{)}$$

La structure de la distribution transverse d'une gerbe hadronique est semblable à celle d'une gerbe électromagnétique: un coeur très étroit, de l'ordre de $0,5 \lambda_{int}$ de rayon, s'élargissant au fur et à mesure que la gerbe progresse dans le calorimètre, entouré d'un halo de particules de faibles énergies pouvant déposer leur énergie loin de l'axe. On considère généralement que 95 % de l'énergie sont contenus dans un cylindre d'à peu près $1 \lambda_{int}$ de rayon [III.22].

On peut, en utilisant les résultats précédents, calculer les dimensions typiques de la gerbe d'un hadron de 10 GeV dans un bloc de Plomb. Elle s'étend, en profondeur, sur 77 cm ($\approx 4,5 \lambda_{int}$) et transversalement sur 34 cm ($\approx 2 \lambda_{int}$). Ces dimensions sont à comparer à celles de la gerbe d'un électron de même énergie: 14 cm ($\approx 25 X_0$) de long et 7 cm ($\approx 4 \rho_M$) de large. Une gerbe hadronique est donc nettement plus longue et plus large qu'une gerbe électromagnétique. Ces différences permettent de discriminer un électron d'un hadron. Cette discrimination est d'autant plus aisée que le milieu absorbeur a un grand Z. Le rapport de la longueur d'interaction à la longueur de radiation est en effet une fonction croissante de Z [III.22]:

$$\frac{\lambda_{int}}{X_0} \approx \frac{35 A^{1/3}}{180 A / Z^2} \approx 0,12 Z^{4/3} \quad (A=2Z)$$

$$(\approx 30 \text{ pour le Plomb})$$

Le profil longitudinal moyen d'une gerbe hadronique peut être paramétrisé suivant [III.23]:

$$\frac{dE}{dx} = k \left[w s^{a-1} e^{-bs} + (w-1) t^{c-1} e^{-dt} \right]$$

où a, b, c et d sont des paramètres dépendant de l'énergie, s est la profondeur mesurée en longueur de radiation, t la profondeur mesurée en longueur d'interaction, et w un paramètre constant. Il apparaît très clairement dans cette paramétrisation deux composantes: une composante "électromagnétique" évoluant en termes de longueur de radiation et une composante "purement hadronique" évoluant en termes de longueur d'interaction. La composante électromagnétique correspond aux π^0 et aux η , créés au début de la gerbe hadronique qui initient des gerbes purement électromagnétiques. La fraction d'énergie du hadron qui est ainsi déposée électromagnétiquement, fluctue énormément d'événement à événement suivant que, dans les toutes premières étapes de la cascade, beaucoup ou peu de π^0 aient été créés. Ces fluctuations sont non gaussiennes. Enfin la fraction moyenne n'est pas une constante mais

croît logarithmiquement avec l'énergie incidente. D'une manière approximative, la moyenne de la fraction f_{em} , de l'énergie initiale propagée électromagnétiquement est donnée par [III.13]:

$$\langle f_{em} \rangle \approx 0,12 \ln[E(\text{GeV})] \quad (\text{III.24})$$

3 Rapport e/h

Une gerbe hadronique peut se développer de manière très différente d'un événement à l'autre. Exceptionnellement, elle peut n'avoir produit que des π^0 . Dans ce cas la réponse du calorimètre est à peu de chose près celle à un électron de même énergie. Soit e la réponse moyenne à des gerbes de ce type. A l'opposé, elle peut ne contenir aucun π^0 . Elle sera alors "purement" hadronique. Soit h la réponse moyenne du calorimètre à des gerbes de cette sorte. Les quantités e et h n'ont a priori aucune raison d'être égales. Etant donné qu'une gerbe purement hadronique correspond à beaucoup d'interactions nucléaires et à beaucoup d'énergie dépensée en énergie de liaison, on peut s'attendre à ce que e soit supérieur à h .

La réponse moyenne π à un hadron s'écrit:

$$\pi = \langle f_{em} \rangle e + (1 - \langle f_{em} \rangle) h$$

Pour une même énergie, le rapport de la réponse moyenne à un électron à la réponse moyenne à un hadron est donc:

$$\frac{e}{\pi} = \frac{e/h}{1 - \langle f_{em} \rangle (1 - e/h)}$$

Si e/h n'est pas égal à 1, la réponse du calorimètre à un hadron n'est pas linéaire en fonction de l'énergie. En effet d'après la formule (III.24), $\langle f_{em} \rangle$ est une fonction croissante de l'énergie. Si e/h est supérieur à 1, e/π décroît avec l'énergie: une plus grande fraction de l'énergie initiale est propagée sous forme électromagnétique et la réponse hadronique se rapproche de la réponse électromagnétique. Par ailleurs la distribution des réponses hadroniques n'est pas gaussienne et les grandes fluctuations de f_{em} contribuent à dégrader la résolution du calorimètre.

Tout ces effets disparaissent, si d'une manière ou d'une autre les réponses aux composantes électromagnétique et hadronique sont rendues égales. On parle alors de méthodes de compensation.

4 Méthodes de compensation

4a Compensation intrinsèque

Un calorimètre peut être conçu de telle façon que ses réponses électromagnétique et hadronique soient égales. Ceci nécessite de connaître les fractions d'énergie portées par les différentes catégories de particules composant une gerbe hadronique ainsi que la façon dont celles-ci déposent leur énergie dans le calorimètre [III.8,III.13].

4a.i Bilan énergétique

Une grande part de l'énergie non électromagnétique est perdue sous forme d'énergie de liaison et d'énergie cinétique de recul des noyaux résiduels des interactions nucléaires totalement dissipée dans l'absorbeur. Le reste de cette énergie est distribuée entre les particules ionisantes, protons et mésons chargés, les photons de désexcitation, et des neutrons d'énergie inférieures à 20 MeV, dits mous. Les différentes fractions de l'énergie portées par chacune de ces composantes dans divers matériaux sont données dans la table III.2 pour des protons incidents de 5 GeV [III.13].

Composantes	Absorbeurs		
	U	Pb	Fe
f_{ion} Protons, π^\pm , K^\pm	38 %	43 %	57 %
f_γ photons nucléaires	2 %	3 %	3 %
f_n neutrons mous	15 %	12 %	8 %
Energie perdue: énergie de recul + énergie de liaison	45 %	42 %	32 %

table III.2 Répartition de l'énergie

Plus de 70 % de la fraction d'énergie attribuée aux particules ionisantes est portée par des protons produits au cours des réactions de spallation. On remarque que cette fraction décroît avec le Z du matériau absorbeur. Protons et neutrons sont en effet émis dans la proportion des nucléons des deux types dans le noyau cible. La fraction de protons produits, ainsi que la fraction d'énergie qu'ils emportent, est donc de l'ordre de Z/A et décroît avec Z. Par ailleurs, la barrière coulombienne qu'ils doivent franchir est plus grande si Z est grand. Ces deux effets contribuent à réduire la part d'énergie emportée par les particules ionisantes dans les matériaux à grand Z.

Les neutrons induisent de nombreuses réactions nucléaires en dissipant à chaque fois un peu plus d'énergie de liaison. Lorsque ils ont moins de 20 MeV, 30 à 40 % de l'énergie ont disparu de la sorte. On note que dans l'Uranium, la fraction d'énergie portée par les neutrons mous est très peu supérieure à celle observée dans le Plomb. La fission n'apporte donc pas grand chose à ce niveau. Presque toute l'énergie libérée dans ce processus est, en effet, dissipée dans le recul des reliquats de fission dans l'absorbeur et est donc indétectable.

4a.ii Réponses aux différentes composantes

En notant f_{ion} , f_γ et f_n les fractions d'énergie portées par les particules ionisantes, les photons nucléaires et les neutrons mous, il vient:

$$\frac{e}{h} = \frac{e}{f_{ion} \text{ ion} + f_\gamma \gamma + f_n n}$$

où ion , γ , et n sont les réponses aux différentes composantes. En normalisant ces réponses à la réponse à un mip, on obtient:

$$\frac{e}{h} = \frac{e/\text{mip}}{f_{ion} \text{ ion}/\text{mip} + f_\gamma \gamma/\text{mip} + f_n n/\text{mip}} \quad (\text{III.25})$$

Nous avons vu au sous-paragraphe III-2 comment l'on pouvait jouer sur le rapport e/mip pour ajuster le rapport e/h . Généralement cependant, on essaie plutôt de renforcer la réponse à la composante purement hadronique.

4a.iii Particules ionisantes et photons nucléaires

Le rapport ion/mip dépend peu de l'épaisseur des plaques d'absorbeur. Il décroît lorsqu'on augmente l'épaisseur des couches actives et croît avec le Z de l'absorbeur. Les effets de saturation dans le milieu actif diminuent la réponse aux protons dont les dE/dx spécifiques peuvent être de 10 à 100 fois plus grands que celui d'un mip [III.24]. Le rapport ion/mip résultant de ces effets est systématiquement inférieur à 1 quand le milieu actif est du scintillateur ou de l'Argon liquide [III.13]. Si c'est du Silicium, l'absence des effets de saturation permet d'obtenir des rapports ion/mip supérieur à 1.

Le rapport γ/mip subit les mêmes effets d'atténuation que le rapport e/mip . Les effets de transition sont cependant plus importants pour les photons nucléaires car ils sont en général peu énergétiques. Le rapport γ/mip résultant est faible et la composante correspondante ne peut être utilisée pour compenser la réponse hadronique. Ceci est vrai même dans l'Uranium, où de nombreux photons sont pourtant émis au cours des réactions de fission.

4a.ii2 Neutrons mous

Le rapport n/mip peut être augmenté en utilisant les photons émis lors des captures des neutrons dans la dernière étape de leurs parcours. Ces captures nécessitent que les neutrons aient été ralentis. En conséquence le dépôt d'énergie par les photons de capture est un signal retardé atteignant son maximum quelques centaines de nanosecondes après la première interaction [III.25]. Le renforcement de cette composante dépend donc du temps d'intégration du signal.

Un moyen plus efficace de récupérer l'énergie des neutrons est d'utiliser un milieu de lecture contenant de l'hydrogène, comme par exemple du scintillateur. L'énergie des neutrons est alors, comme nous l'avons vu, efficacement transférée aux protons. L'énergie cinétique de ces derniers, dissipée par ionisation, est directement détectable dans le milieu actif. Cette énergie étant exclusivement déposée dans le milieu de lecture, on peut augmenter le rapport n/mip en diminuant le rapport d'échantillonnage. En effet, en maintenant l'épaisseur des couches actives constante, le signal des neutrons ne varie presque pas si l'on augmente l'épaisseur de l'absorbeur alors que celui d'un mip , qui est approximativement inversement proportionnel à cette épaisseur, décroît. Dans l'Uranium la configuration optimale est celle où les plaques d'absorbeur sont aussi épaisses que les plaques de Scintillateur. Un calorimètre Plomb/Scintillateur peut être compensateur. Dans ce cas, la production de neutrons étant moins grande, le rapport d'échantillonnage doit être plus petit: les plaques de Plomb doivent être quatre fois plus épaisses que les plaques de scintillateur [III.5,III.13].

Dans l'Argon liquide, la contribution au signal de la diffusion neutron-Argon est complètement négligeable. L'ajout de méthane CH_4 , en permettant des collisions neutron-proton libre, avait été envisagé comme un moyen de suppléer à ce défaut [III.13]. La collaboration D0 a toutefois montré que l'ajout de petites quantités de méthane augmentaient le rapport e/h au lieu de le diminuer [III.26]. Cet effet a été attribué à l'augmentation, par le méthane, des effets de saturation dans l'Argon liquide qui diminuent la réponse aux protons de recul. Ces effets sont dus à la recombinaison des charges produites par ionisation le long de la trace d'une particule. Si celle-ci est très ionisante la densité de charges et donc la recombinaison, sont plus importantes. Lors de ces processus l'énergie excédentaire est émise sous forme de photons de scintillation. Il a été proposé de contrer ces effets en ajoutant des dopants photosensibles qui reconvertiraient ces photons en charges loin de la zone dangereuse. Cette idée n'a pas encore été véritablement testée à l'échelle d'un grand détecteur [III.27].

4b Méthodes de pondération

Le calorimètre H1 n'est pas conçu pour être intrinsèquement compensateur. Il est possible toutefois d'améliorer les performances de la mesure de l'énergie d'un hadron en utilisant des méthodes dites de pondération.

Nous avons vu que la résolution est profondément dégradée par les fluctuations de la fraction d'énergie "électromagnétique" dans une gerbe hadronique. Si pour chaque gerbe il était possible d'isoler cette composante, il suffirait de lui affecter un poids moins grand qu'à la composante hadronique pour que ses fluctuations soient compensées. Ceci est presque possible en exploitant le fait qu'une gerbe électromagnétique est beaucoup plus courte qu'une gerbe purement hadronique. Un π^0 induit donc un dépôt très localisé d'énergie. Idéalement, on pourrait identifier la composante électromagnétique d'une gerbe hadronique en lui attribuant tous les signaux non seulement élevés et mais aussi isolés. Ceci demanderait une segmentation extrêmement fine du calorimètre. Les méthodes de pondération usuelles n'utilisent pas de critère d'isolation topologique et le signal de chaque canal est pondéré en fonction de son amplitude. Elles sont cependant d'autant plus efficaces que la segmentation longitudinale est grande. Par exemple, la collaboration CDHS, qui a été parmi les initiateurs de ce genre de méthodes, avait segmenté son calorimètre Plomb/Scintillateur tous les $7 X_0$ [III.28]. La méthode CDHS consiste à reconstruire une énergie E_r^i à partir de l'énergie mesurée E_m^i pour chaque canal i suivant:

$$E_r^i = E_m^i (1 - C E_m^i) = E_m^i - C E_m^{i2} \quad (\text{III.26})$$

où C est ajusté pour minimiser la résolution de la distribution de la somme des E_r^i . Il est clair que les grands signaux seront, avec cette formule, plus affectés que les petits ce qui est précisément le but recherché. On peut améliorer l'algorithme en ne corrigeant pas tous les canaux par le même coefficient C , en prenant par exemple un coefficient par niveau longitudinal dans le calorimètre. La forme polynomiale de (III.26) a inspirée d'autres formules de corrections du type:

$$E_r^i = \sum_{j=1}^n C_j (E_m^i)^j$$

où n est l'ordre du polynôme de correction. Généralement n est inférieur à cinq. Les méthodes de pondération sont très empiriques et les fonctions de corrections très variées [III.29,III.30]. On peut par exemple trouver des modèles très simples justifiant des pondérations exponentielles du type:

$$E_r = E_m (1 + a e^{b E_m})$$

où a et b sont des paramètres à ajustés. Les méthodes de pondération donnent de bons résultats mais les résolutions, bien que meilleures qu'avant pondération, sont toujours moins bonnes que dans le cas d'un calorimètre compensateur.

5 Résolution hadronique

Plusieurs effets contribuent à dégrader la résolution hadronique d'un calorimètre.

5a Fluctuations d'échantillonnage

Leur origine est la même que les fluctuations d'échantillonnage dans les gerbes électromagnétiques. Elles sont cependant plus grandes dans une gerbe hadronique. En notant ΔE l'énergie absorbée dans une couche active et une couche passive, C.W Fabjan paramétrise la contribution de ces fluctuations suivant [III.22]:

$$\frac{\sigma(E)}{E}_{\text{samp}} = 0.09 \sqrt{\frac{\Delta E (\text{MeV})}{E (\text{GeV})}}$$

et R.Wigmans suivant la formule plus générale [III.8]:

$$\frac{\sigma(E)}{E}_{\text{samp}} = \sqrt{\frac{a^2 t_{\text{abs}}}{E (\text{GeV})}}$$

où a est une constante et t_{abs} est l'épaisseur du milieu absorbeur.

5b Fluctuations intrinsèques

Elles sont dues aux fluctuations de l'énergie perdue en énergie de liaison. Nous avons vu qu'en moyenne à peu près 40 % de l'énergie non-électromagnétique d'une gerbe hadronique est dépensée de cette façon. La fraction effectivement dissipée varie beaucoup autour de cette valeur [III.8]. Les gerbes où beaucoup d'énergie a été perdue sous forme d'énergie de liaison contiennent relativement plus de photons de désexcitation et de neutrons. Il est donc possible de compenser ces fluctuations en renforçant la contribution de ces particules au signal [III.34]. C'est d'ailleurs dans ce sens que les inventeurs de la technique des calorimètres compensateurs entendaient le terme compensation [III.31]. Les photons nucléaires étant inefficacement détectés dans le milieu actif, le meilleur moyen de réduire ces fluctuations est d'utiliser les neutrons. L'amplitude de cette réduction est alors liée au mode de production de ces derniers. La collaboration ZEUS a mesuré des résolutions intrinsèques de $11\%/\sqrt{E}$ dans le Plomb et de $19\%/\sqrt{E}$ dans l'Uranium [III.32]. Cette différence a été attribuée au fait que, dans l'Uranium, les neutrons sont

moins corrélés aux pertes dues aux énergies de liaison parce que beaucoup d'entre eux sont produits aux cours de réactions de fission [III.24]. La contribution des fluctuations intrinsèques peut être paramétrisée sous la forme [III.8]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \Big|_{\text{intr}} = \frac{a_{\text{intr}}}{\sqrt{E}}$$

Les méthodes de pondération ne peuvent compenser ces fluctuations.

5c Fluctuations de non-compensation

Nous avons vu que les fluctuations de f_{em} contribue à la résolution d'autant plus fortement que $e/h \neq 1$. R.Wigmans paramétrise leur effet suivant la formule [III.13]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = C/\sqrt{E} + C(e/h - 1)$$

où C/\sqrt{E} représente toutes les autres sources de fluctuations. Ces fluctuations ne contribuent pas si la réponse hadronique a été compensée que soit par compensation intrinsèque ou en utilisant des méthodes de pondération.

En rassemblant toutes les contributions précédentes, R.Wigmans a proposé de paramétriser la résolution sous la forme:

$$\sigma/E = \sqrt{\frac{a_0^2 + a_1^2}{E} + b}$$

où a_0 , a_1 , et b représentent les fluctuations intrinsèques, d'échantillonnage et de non compensation.

5d Fluctuations de fuites

Comme pour les gerbes hadroniques, les fluctuations dans les profils longitudinaux et latéraux des gerbes peuvent dégrader la résolution. On trouve dans [III.22] la paramétrisation de cet effet:

$$\sigma/E_f = \sigma/E_{f=0} (1 + 4f) \quad (f \leq 0,3)$$

où f est la fraction moyenne d'énergie non contenue.

III-4 Formation du signal

1 Principe

Le principe de la cellule active du calorimètre H1 est celui d'une chambre à ionisation. En traversant l'espace entre deux plaques d'absorbeur, une particule chargée ionise les molécules d'Argon auxquelles elle soustrait un électron périphérique. Elle crée ainsi tout le long de sa trace des paires électrons/ions Ar_2^+ . La dérive de ces charges induit un courant dans le circuit électronique externe.

Considérons une charge q se trouvant, à un instant t , à une distance x de la cathode et dérivant à vitesse constante V_D dans l'Argon liquide sous l'action du champ électrique $E_0=U/d$ obtenu en appliquant une tension U sur les électrodes séparées par une distance d (figure III.10).

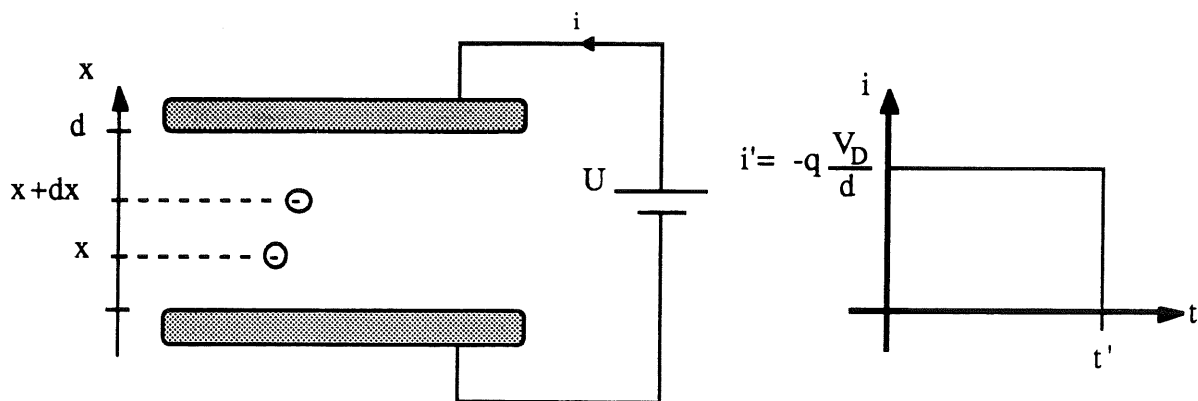


figure III.10 Signal induit par le déplacement d'une charge

Après un temps dt , elle a dérivé d'une distance dx dans le potentiel électrique $V(x)$. Son énergie potentielle W a donc augmenté d'une quantité dW . Le générateur extérieur a fourni cette énergie en apportant une charge dQ sur les électrodes au potentiel U . Le bilan énergétique s'écrit:

$$dW + dQ U = 0$$

$$\text{avec } dW = q (V(x+dx) - V(x)) = q E_0 dx = q \frac{U}{d} dx$$

La dérive de la charge a donc induit un courant i' donné par:

$$i' = \frac{dQ}{dt} = - \frac{q}{d} \frac{dx}{dt} = -q \frac{V_D}{d}$$

On note que q et V_D étant toujours de signes opposés, i' est toujours positif. Ce courant n'est pas produit par la collecte de la charge. Il apparaît dès que la charge commence à dériver et cesse dès qu'elle a atteint l'électrode. La variation du courant en fonction du temps s'écrit donc:

$$i' = -q \frac{V_D}{d} [\theta(t) - \theta(t-t')] \quad \text{avec} \quad t' = \frac{d-x_0}{V_D}$$

où $\theta(t)$ est la fonction de Heaviside égale à 1 si t est positif ou nul, et à 0 sinon, t' est le temps de dérive de la charge, et x_0 est sa position au temps $t=0$. La charge totale induite Q s'obtient en intégrant i' :

$$Q = q \frac{V_D}{d} \frac{d - x_0}{V_D} = q \frac{d - x_0}{d} \quad (\text{III.27})$$

Une particule, en traversant l'Argon liquide, dépose le long de sa trace N paires e^-/Ar_2^+ (figure III.11). La mobilité des ions Ar_2^+ étant de cinq à six ordres de grandeur inférieure à celle des électrons [III.33,III.37], on peut considérer qu'ils sont immobiles à l'échelle du temps de dérive des électrons. On suppose par ailleurs que les N électrons de charge $-e$, sont uniformément répartis le long de la trace.

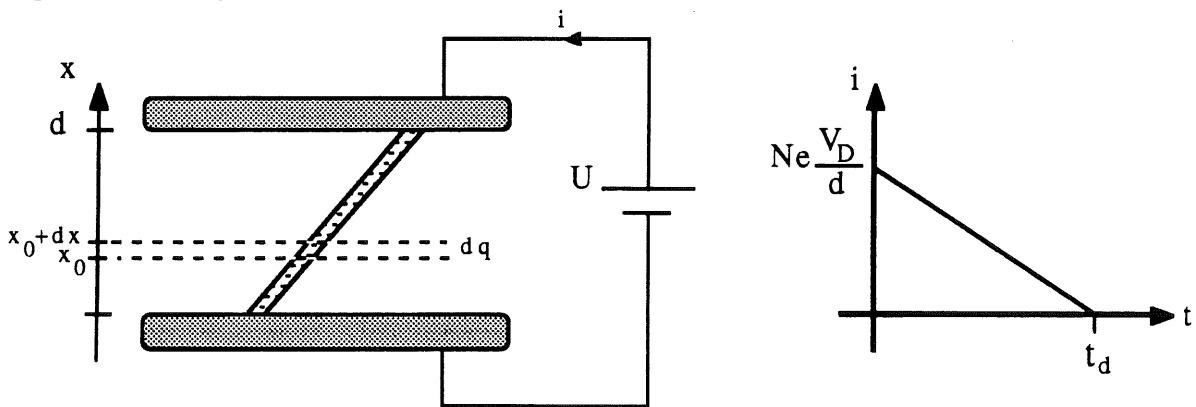


figure III.11 Signal induit par le déplacement d'une colonne de charges

Les charges déposées entre les ordonnées x_0 et x_0+dx constituent un élément de charge dq :

$$dq = - \frac{N e}{d} dx$$

où e est la charge d'un électron. Cet élément induit un courant:

$$di = \frac{N e}{d} dx \frac{V_D}{d} [\theta(t) - \theta(t - (d-x_0)/V_D)]$$

L'ensemble des éléments de charges créeront un courant i obtenue en sommant sur leurs positions initiales, c'est à dire en intégrant l'expression précédente sur x_0 de 0 à d . Il vient:

$$i(t) = \int_0^d di = \frac{Q_0}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) [\theta(t) - \theta(t - t_d)]$$

où Q_0 est la charge déposée sous forme d'électrons par la particule chargée:

$$Q_0 = N e$$

et t_d est le temps nécessaire à la dérive de tous les électrons:

$$t_d = \frac{d}{V_D}$$

Le courant est maximal pour $t=0$. Sa valeur i_{\max} à cet instant est:

$$i_{\max} = \frac{Q_0}{t_d} = \frac{N e V_D}{d}$$

Il est intéressant de noter que si le dépôt d'énergie et donc le nombre de paires créés par unité de longueur sont uniformes tous le long de la trace de la particule ionisante, alors la valeur de i_{\max} est indépendante de d , la largeur de l'espace d'Argon. Dans ce cas, en effet, la charge déposée est proportionnelle à d et on a:

$$N e = C d \Rightarrow i_{\max} = \frac{C d V_D}{d} = C V_D$$

La charge induite au temps t est donnée par:

$$Q(t) = \frac{Q_0}{2} \frac{t}{t_d} \left(2 - \frac{t}{t_d}\right) [\theta(t) - \theta(t - t_d)] + \frac{Q_0}{2} \theta(t - t_d)$$

Au delà de t_d , $Q(t)$ reste constante. La charge totale induite Q_{tot} est:

$$Q_{\text{tot}} = \frac{Q_0}{2} \quad (\text{III.28})$$

Ce dernier résultat est une conséquence directe du fait que la charge totale est une charge induite. Un électron déposé près de l'anode dérive sur une courte distance et n'induit que peu de charge, alors qu'un électron déposé près de la cathode dérive sur toute la longueur de l'espace d'Argon et induit une charge presque égale à sa propre charge (équation (III.27)). La charge totale est donc identique à celle qui aurait été induite si tous les électrons

avaient été déposés au barycentre de la distribution de charge, c'est à dire ici, en $x=d/2$. Ceci se généralise immédiatement à toute distribution de charge, uniforme ou non.

On remarque d'autre part que la charge totale induite ne dépend pas de la tension appliquée sur les électrodes.

2 Vitesse de dérive

La vitesse de dérive des électrons dans l'Argon liquide est proportionnelle au champ électrique E , lorsque celui-ci est faible ($E \leq 150$ V/cm). A plus grand champ, elle croit moins rapidement et finit, au delà de 10 kV/cm, par tendre vers une valeur maximale. Ce comportement peut être qualitativement compris en reprenant la description simple et classique de la mobilité.

Le mouvement d'un électron libre est caractérisé par sa vitesse d'agitation v_a , et son libre parcours moyen λ . Sous l'action d'un champ E , un électron subira une accélération eE/m . Entre deux collisions sur les molécules d'Argon, sa vitesse augmentera en moyenne d'une quantité $\Delta v = \tau eE/m$ où $\tau = \lambda/v_a$ est le temps moyen séparant deux collisions. On suppose par ailleurs qu'après une collision, l'électron perd la vitesse acquise sous l'action du champ électrique. De sorte que l'effet de ce dernier est un déplacement d'ensemble des électrons à la vitesse constante V_D , la vitesse de dérive, donnée par:

$$V_D = \frac{e \lambda}{m v_a} E \equiv \mu E$$

Si le gain d'énergie cinétique entre deux collisions est inférieur à kT , la vitesse d'agitation de l'électron est la vitesse d'agitation thermique $v_T = (2kT/m)^{1/2}$. La vitesse de dérive est alors proportionnelle à E et la mobilité reste constante. Lorsque E augmente, le gain d'énergie peut être plus grand que kT . La vitesse d'agitation est alors plus grande que v_T : la mobilité décroît et la vitesse de dérive croit moins vite que linéairement avec le champ. A plus grand champ, elle finit par saturer.

E. Aprile et al. ont mesuré la dépendance de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour $E \leq 1,5$ kV/cm [III.38]. Ils ont observé une dépendance linéaire en fonction du champ pour $E \leq 150$ V/cm, et en $E^{1/2}$ au delà. Leurs résultats peuvent être paramétrisés suivant:

$$\begin{aligned} V_D &= \mu_0 E & E &\leq E_0 \\ V_D &= \mu_0 E_0 \sqrt{\frac{E}{E_0}} & E_0 &\leq E \leq 1,5 \text{ kV/cm} \end{aligned}$$

où $\mu_0 = 516 \pm 27 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $E_0 = 150 \text{ V/cm}$. Pour des champs plus importants, supérieurs à 1 kV/cm mais inférieurs à 50 kV/cm , J.Engler et al. [III.39], ont proposé la paramétrisation suivante des résultats de L.S. Miller et al. [III.40]:

$$V_D(\text{cm/s}) = 2,1 \cdot 10^4 (E(\text{V/cm}))^{1/3} \quad (\text{III.29})$$

La paramétrisation de E. Aprile et al. et celle de J.Engler et al. sont en accord à mieux que 5% près pour des champs compris entre 1 et $1,5 \text{ kV/cm}$.

Dans le calorimètre électromagnétique H1, la tension appliquée sur les électrodes, espacées de $2,5 \text{ mm}$, est de 2500 V . Sous le champ électrique de 1 kV/mm ainsi créé dans l'espace d'Argon liquide, les électrons dérivent, d'après (III.29), à la vitesse de $4,5 \text{ mm}/\mu\text{s}$, ce qui correspond à un temps de dérive de 550 ns .

3 Estimation de la charge induite

On peut calculer la charge moyenne Q_{moy} que l'on espère recueillir pour un électron d'énergie E absorbé dans le calorimètre. L'énergie W nécessaire pour créer une paire e^-/Ar_2^+ dans l'Argon liquide est de $23,6 \text{ eV}$ [III.35, III.36]. A partir de données de la table III.1 et sans tenir compte du rapport e/mip , on voit que sur $4,46 \text{ MeV}$ déposés dans une couche active et dans une couche passive du calorimètre électromagnétique H1, $0,53 \text{ MeV}$ sont déposés dans l'Argon liquide. On a donc:

$$Q_{\text{moy}} = \frac{1}{2} \frac{0,53}{4,46} \frac{E}{W} e \quad \Rightarrow \quad \frac{Q_{\text{moy}}}{E} = 0,403 \text{ pCb/GeV}$$

En tenant compte d'un rapport e/mip de $0,7$ ($0,6$) il vient:

$$\frac{Q_{\text{moy}}}{E} = 0,282 \text{ (0,242) pCb/GeV} \quad (\text{III.30})$$

Cette estimation suppose que tous les électrons créés par ionisation participent au signal. Ce n'est pas le cas. Un certain nombre d'électrons peut se recombiner avec les ions Ar_2^+ qu'ils trouvent dans leur voisinage. L'énergie qui a servi à leur production est restituée sous la forme de photons de scintillation inutiles pour le signal. Par ailleurs, après avoir échappé à ces recombinaisons, un électron peut être piégé par une molécule qu'il rencontre sur son chemin. L'ion résultant étant en général très peu mobile, la charge négative créée est effectivement perdue pour le signal. Le premier effet, appelé effet de recombinaison ou de saturation, dépend très fortement du pouvoir ionisant de particule incidente. Le deuxième effet, appelé effet d'attachement, dépend de la pureté de l'Argon.

4 Recombinaison

On définit le rendement en électrons G_{fi} , comme le nombre d'électrons pouvant contribuer au signal, en dehors de tout problème d'attachement, que l'on obtient lorsque 100 eV sont absorbés dans l'Argon liquide. A cause des effets de recombinaison, ce nombre est au mieux égal au nombre de paires e^-/Ar_2^+ créées. On a donc:

$$G_{fi} \leq G_{fi}^{\infty} = \frac{100}{W} \approx 4,2$$

Les processus par lesquels les électrons se recombinent avec les ions Ar_2^+ sont schématisés sur les figures III.12 et III.13.

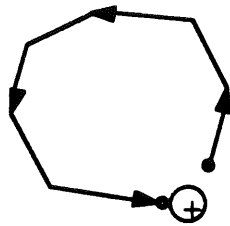


figure III.12
Recombinaison gémellaire

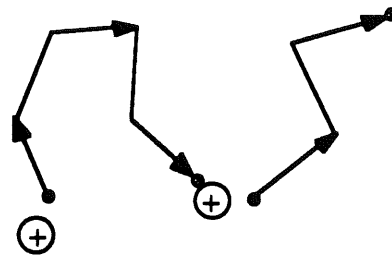


figure III.13
Recombinaison en colonne

Un électron peut se recombiner avec l'ion Ar_2^+ dont il a été séparé par ionisation (figure III.12). Ce processus, appelé recombinaison gémellaire, résulte de l'attraction réciproque entre charges de signes opposés. Alternativement un électron peut reformer une molécule d'Argon avec un ion Ar_2^+ qu'il rencontre dans la colonne d'ionisation de la particule incidente (figure III.13). Cet effet, appelé effet de recombinaison en colonnes, est un effet de proximité des ions et des électrons. Il sera d'autant plus fort que les densités de charges seront grandes.

1a Recombinaison gémellaire, Modèle d'Onsager

Dans le modèle d'Onsager, les paires e^-/Ar_2^+ successives créées par la particule ionisante sont supposées suffisamment espacées pour que tout le problème puisse se ramener à l'étude de la recombinaison d'une paire isolée [III.41]. Après avoir été séparé par ionisation de l'ion Ar_2^+ , l'électron est ralenti par des collisions sur les molécules d'Argon jusqu'à ce que sa vitesse ne soit plus que la vitesse d'agitation thermique v_T . La distance moyenne r_0 qui le sépare alors de l'ion positif est appelée longueur de thermalisation. La prédiction essentielle du modèle de la recombinaison gémellaire est, qu'en l'absence de champ, tous les électrons ne se recombinent pas avec les ions.

L'attraction électrostatique exercée par l'ion positif sur l'électron qui tend à les rapprocher, est en effet en compétition avec l'agitation thermique qui tend à les séparer. Une longueur caractéristique du modèle d'Onsager est donc la distance pour laquelle l'énergie potentielle de l'électron est égale à son énergie d'agitation thermique. Cette longueur r_{kT} , la longueur d'Onsager, est définie par:

$$\frac{e^2}{4\pi \epsilon_r \epsilon_0 r_{kT}} = kT \Rightarrow r_{kT} = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_r \epsilon_0 kT}$$

où k est la constante de Boltzmann, T la température, et ϵ_r la constante diélectrique relative de l'Argon liquide. En utilisant $\epsilon_r=1,52$ et $T=87$ K, il vient:

$$r_{kT} = 1261 \text{ \AA}$$

Dans ce modèle, le rendement en électron en l'absence de champ G_{fi}^0 , n'est donc pas nul. A bas champ, Onsager prédit une augmentation linéaire de G_{fi} avec E :

$$G_{fi}(E) = G_{fi}^0 (1 + \alpha E)$$

$$\text{avec } G_{fi}^0 = G_{fi}^\infty \exp[-r_{kT}/r_0] \text{ et } \alpha = \frac{er_{kT}}{2 kT} \approx 8,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm/V}$$

C.R. Gruhn et M.D. Edmiston ont mesuré l'évolution de G_{fi} avec E et l'ont trouvée en accord avec la théorie gémellaire [III.42]. De la valeur $G_{fi}^0 \approx 0,047$ qu'ils mesurent, ils déduisent une longueur de thermalisation r_0 de 280Å. Toutefois des expériences plus récentes à très bas champ, utilisant de l'Argon très pur, ont révélé de graves désaccords entre les données et la théorie [III.43,III.44]. Le modèle d'Onsager présente en effet quelques défauts. Les paires étant supposées indépendantes les unes des autres, les effets de recombinaison prédits par ce modèle ne dépendent pas de la densité de charge déposée. Ils sont donc indépendants du pouvoir ionisant de la particule incidente, alors qu'ils sont expérimentalement bien plus faibles pour des électrons que pour, par exemple, des particules α . Un défaut beaucoup plus grave est qu'il n'est certainement pas possible de considérer que les paires sont isolées [III.44]. Le dE/dx d'un mip dans l'Argon liquide est de 2,1 MeV/cm. La distance moyenne qui sépare les paires est donc:

$$r_{moy} \approx \frac{W}{dE/dx} \approx 1124 \text{ \AA}$$

Cette distance étant de l'ordre de grandeur de la longueur de Onsager, il n'est pas raisonnable de traiter une paire électron/ion comme si les paires voisines étaient à l'infini.

1b Recombinaison en colonnes

La probabilité pour qu'un électron soit suffisamment proche d'un ion Ar_2^+ pour reformer une molécule d'Argon est d'autant plus grande que les électrons et les ions sont localement plus nombreux. Les quantités pertinentes pour l'étude de la recombinaison en colonnes, sont donc les densités d'électrons et d'ions Ar_2^+ .

1b.i Equations fondamentales

Les flux de charges positives et négatives, résultant de l'agitation thermique et de l'action du champ électrique, sont décrits par deux vecteurs Γ_+ et Γ_- :

$$\Gamma_{\pm}(\mathbf{r},t) = -D_{\pm} \vec{\nabla} n_{\pm}(\mathbf{r},t) \pm \mathbf{E} \mu_{\pm} n_{\pm}(\mathbf{r},t) \quad (\text{III.31})$$

où t est le temps, \mathbf{r} le vecteur position, \mathbf{E} le vecteur champ électrique, $n_{\pm}(\mathbf{r},t)$ sont les distributions de charges, μ_{\pm} les mobilités, et D_{\pm} les coefficients de diffusion.

L'hypothèse la plus naturelle est de supposer que le taux de recombinaison est proportionnel au produit des densités de charges négatives et positives. Les densités et les courants vérifient donc l'équation de continuité:

$$\frac{\partial n_{\pm}(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \Gamma_{\pm}(\mathbf{r},t) = -k_L n_+(\mathbf{r},t) n_-(\mathbf{r},t) \quad (\text{III.32})$$

où le terme de droite décrit la recombinaison.

L'équation décrivant l'évolution dans le temps et l'espace des distributions de charges s'obtient en combinant les équations (III.31) et (III.32). On obtient:

$$\frac{\partial n_{\pm}(\mathbf{r},t)}{\partial t} = - \left\{ -D_{\pm} \nabla^2 n_{\pm}(\mathbf{r},t) \pm \mu_{\pm} \mathbf{E} \cdot \vec{\nabla} n_{\pm}(\mathbf{r},t) \right\} - k_L n_+(\mathbf{r},t) n_-(\mathbf{r},t) \quad (\text{III.33})$$

1b.ii Modèles de Jaffé et de Kramers

1b.ii1 Hypothèses communes

Jaffé et Kramers font l'hypothèse, assez naturelle, que les charges sont déposées sous forme de colonnes [III.45,III.46,III.47]. Cette hypothèse fixe leurs conditions initiales et est en partie responsable des problèmes techniques qui apparaissent dans leurs modèles.

L'attraction réciproque des colonnes de charges opposées est négligée. Le champ électrique subi par les charges est donc égal au champ extérieur exercé par les électrodes:

$$|\mathbf{E}| = E_0 = \frac{U}{d}$$

Dans un système d'axes tels que la colonne d'ionisation soit confondue avec l'axe z et que le champ électrique soit dans le plan (x,z) (figure III.14), l'expression (III.33) s'écrit:

$$\frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} = - \left\{ - D_{\pm} \left(\frac{\partial^2 n_{\pm}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_{\pm}}{\partial y^2} \right) \pm \mu_{\pm} E_0 \sin(\theta) \frac{\partial n_{\pm}}{\partial x} \right\} - k_L n_{+} n_{-} \quad (\text{III.34})$$

où θ est l'angle entre le champ électrique et l'axe de la colonne.

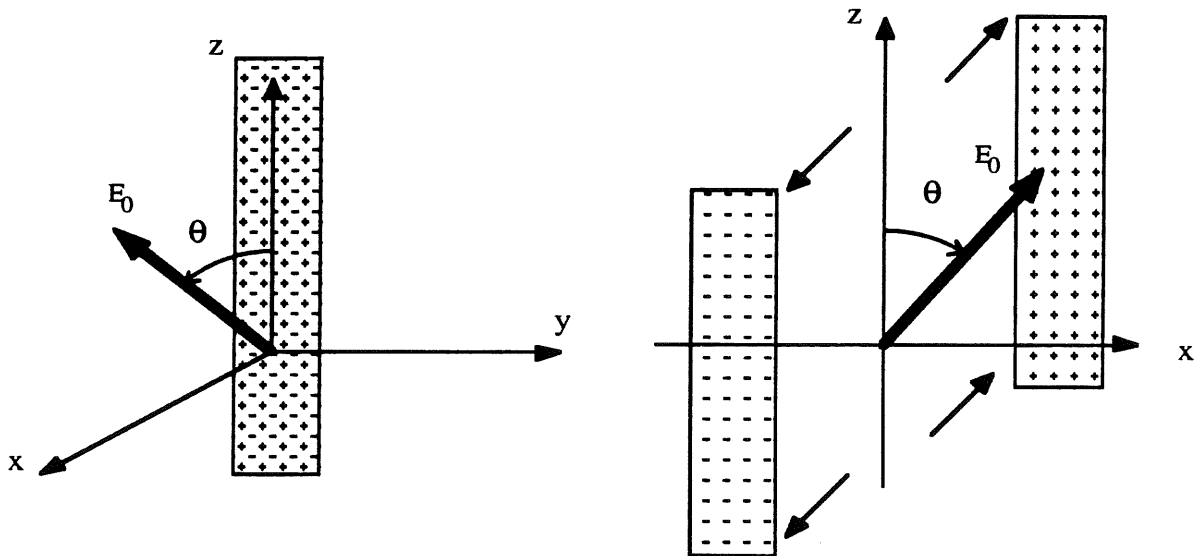


figure III.14 *Modèle de Jaffé ou Kramers*

L'évolution des densités décrite par l'équation (III.34), est schématisée sur la figure III.14. Les colonnes de charges opposées, à l'origine plus ou moins superposées, sont séparées par le champ électrique. Dans le même temps, leurs diamètres augmentent par diffusion et le nombre de charges qu'elles contiennent décroît par recombinaison.

Les distributions initiales sont supposées symétriques autour de l'axe z et gaussiennes dans le plan (x,y):

$$n_{\pm}(\mathbf{r}, t=0) = \frac{N_0}{\pi b_{\pm}^2} \exp [-(x^2+y^2)/b_{\pm}^2] \quad (\text{III.35})$$

où N_0 est la densité linéique de charge déposée et b_{\pm} sont les diamètres des colonnes. Suivant un raisonnement de Langevin, le coefficient k_L est donné par [III.46]:

$$k_L = e \frac{\mu_+ + \mu_-}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

Dans les versions initiales des modèles de Jaffé et Kramers, les mobilités des ions et des électrons sont égales. Cette hypothèse n'est pas nécessaire à la bonne marche des calculs [III.46] et est, d'autre part, tout à fait inadaptée à l'Argon liquide. Dans ce qui suit la mobilité et le coefficient de diffusion des charges positives seront pris nuls:

$$\mu_+ = 0 \quad D_+ = 0 \quad \mu_- = \mu \quad D_- = D$$

Afin d'alléger la présentation des résultats, nous nous placerons dans le cas, où les diamètres des colonnes sont égaux:

$$b_+ = b_- = b$$

L'équation (III.34) avec les conditions initiales (III.35), n'a pas de solution exacte. Les modèles de Jaffé et Kramers correspondent à des simplifications différentes de cette équation.

1b.ii2 Modèle de Jaffé

Jaffé fait l'hypothèse que les distributions de charges s'écrivent sous la forme:

$$n_{\pm}(r,t) = N(t) W_{\pm}(x,y,t) \quad (\text{III.36})$$

où les fonctions W_{\pm} sont telles que $N_0 W_{\pm}$ sont des solutions de (III.34) avec $k_L=0$:

$$W_+(x,y,t) = \frac{1}{\pi b^2} \exp[-(x^2+y^2)/b^2]$$

$$\text{et } W_-(x,y,t) = \frac{1}{\pi (b^2 + 4 D t)} \exp\left[-\frac{(x - \mu E_0 \sin(\theta) t)^2 + y^2}{b^2 + 4 D t}\right]$$

Une fonction de la forme (III.36) ne peut être solution exacte de l'équation différentielle (III.34) [III.46]. L'expression (III.36) signifie simplement qu'au régime supposé dominant, imposé par la diffusion et décrit par les fonctions W_{\pm} , Jaffé superpose, sous la forme de la fonction $N(t)$, une

correction due à la recombinaison. Quand θ n'est pas trop petit, la fraction d'électrons F , qui échappent à la recombinaison s'écrit [III.46]:

$$F = \frac{G_{fi}}{G_{fi}^{\infty}} = \frac{1}{1 + \frac{\sqrt{2\pi} e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r b} N_0 \frac{S(z)}{E_0 \sin(\theta)}} \quad (\text{III.37})$$

où $z = E_0^2 \sin(\theta)^2 \frac{\mu^2 b^2}{2 D^2}$ et $S(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{e^{-s} ds}{\sqrt{s(1+s/z)}}$

L'expression (III.37) est souvent utilisée, pour paramétriser les données, sous la forme:

$$G_{fi} = \frac{1}{1 + k'/E_0} G_{fi}^{\infty} \quad (\text{III.38})$$

En utilisant des électrons de 364 keV, R.T. Scalettar et al. [III.43] ont déduit de leurs mesures, la valeur $k'=0,53 \pm 0,04$ kV/cm en accord avec les mesures de E. Shibamura et al. pour des électrons de 976 et 550 keV [III.36].

Dans l'expression (III.37), N_0 est proportionnel au dE/dx spécifique de la particule ionisante. On peut donc réécrire (III.37) sous la forme [III.48]:

$$N_0 \propto dE/dx \Rightarrow G_{fi} = \frac{1}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} G_{fi}^{\max} \quad (\text{III.39})$$

où k_B dépend, dans le cadre du modèle de Jaffé, de l'angle d'incidence de la particule ionisante et du champ électrique. A champ constant, l'expression (III.39) est analogue à la loi empirique de Birks pour les scintillateurs. Pour de grandes valeurs du champ, le coefficient k_B est approximativement inversement proportionnel au champ électrique [III.48].

1b.ii3 Modèle de Kramers

Dans le modèle de Jaffé, la diffusion est privilégiée par rapport à la recombinaison. Le modèle de Kramers est motivé par une critique de cet à priori dans les liquides [III.45]. On peut calculer l'ordre de grandeur des termes de diffusion et de recombinaison de l'équation (III.34) au temps $t=0$ [III.45]. Avec une distribution initiale de la forme (III.35), il vient:

$$\text{recombinaison: } [r] = [k_L n_+ n_-] \approx \frac{e\mu}{\epsilon} \frac{N_0^2}{\pi^2 b^4}$$

$$\text{diffusion: } [d] = \left[D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \right] \approx \frac{\mu kT}{e} \frac{N_0}{\pi b^4}$$

En utilisant $T=87^\circ$, $\epsilon_r=1,52$ et $N_0 = \frac{dE/dx}{W} \approx 9 \cdot 10^6$ électrons/m, on obtient:

$$\frac{[d]}{[r]} \approx \pi \frac{\epsilon kT}{e^2 N_0} \approx 0,2$$

Au moins dans les premiers temps, le terme de recombinaison domine donc l'évolution des distributions. Kramers conclue de ce type d'estimations que le modèle de Jaffé convient mieux aux gaz qu'aux liquides dans lesquels les densités de charges, plus grandes, renforcent le terme de recombinaison. Il propose de résoudre l'équation (III.34) en deux étapes [III.45]. Dans un premier temps, il néglige complètement le terme de diffusion. A partir des distributions qu'il obtient, il calcule, à chaque instant, l'importance relative des termes de recombinaison et de diffusion. Au fur et à mesure que le nombre de charge diminuent par recombinaison, il devient de moins en moins légitime de négliger la diffusion. A partir de l'instant t_1 , où le terme de diffusion est égal au terme de recombinaison, Kramers décide de calculer les distributions suivant l'équation (III.34) mais en négligeant, cette fois, la recombinaison. Cette procédure, non rigoureuse, revient donc à diviser le temps en domaines où l'un ou l'autre des deux phénomènes est dominant. La fraction d'électrons échappant à la recombinaison obtenue de cette façon s'écrit [III.46]:

$$F = \frac{N_{\text{dif}}}{N_0} + \frac{2f}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{x} dx}{1 + f^* \exp(x)} \quad (\text{III.40})$$

où $f = E_0/E_2$ avec $E_2 = eN_0/(\epsilon\sqrt{\pi}b)$, N_{dif} est une constante ajoutée pour tenir compte des électrons s'échappant par diffusion après t_1 , et f^* est donnée par:

$$f^* = \frac{2f}{\text{erf}(v_- t_1/b)}$$

$$\text{avec } t_1 = \frac{q b^2}{kT \mu}, \quad v_- = \mu E_0 \sin(\theta) \quad \text{et} \quad \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$$

Le modèle de Kramers a été testé par W. Hofmann et al. [III.49]. De leurs mesures, ces auteurs déduisent un diamètre de colonne b de 500 nm.

1b.ii4 Tests et critiques

Il n'existe pas de résultats expérimentaux permettant de départager définitivement les modèles de Jaffé et Kramers. De très récents résultats montrent toutefois qu'il est possible de décrire les données prises aux cours de tests du calorimètre H1 au CERN par le modèle de Kramers [III.50].

Il semble que l'équation (III.34) soit une représentation trop simplifiée de la réalité, la plus grave inconsistance résidant sans doute dans le fait de négliger l'attraction réciproque des colonnes de charges opposées [III.46].

1b.iii Modèle de Imel et Thomas

Ce modèle, plus récent, ne traite pas, à proprement parler, de la recombinaison en colonnes mais plutôt de la recombinaison en boîte. Partant des mêmes équations que Jaffé et Kramers et en négligeant comme eux l'attraction réciproque des charges, Imel et Thomas fixent les conditions initiales en supposant que les charges se répartissent uniformément dans une boîte de côté a . Cette hypothèse leur permet de résoudre exactement l'équation (III.33) et d'obtenir le résultat [III.51]:

$$F = \frac{1}{\xi} \ln(1+\xi) \quad \text{avec} \quad \xi = \frac{N_{v0} k_L}{4 a^2 \mu E_0} = \frac{C}{E_0} \quad (\text{III.41})$$

où N_{v0} est la densité volumique des charges. L'unique paramètre libre ce modèle C , dépend, via N_{v0} , du dE/dx spécifique de la particule ionisante. En ajustant cette expression sur les données des références [III.42] et [III.43], ils proposent les valeurs suivantes [III.51,III.52]:

$$\text{particules } \beta: C_{\beta} = 0,80 \pm 0,02 \text{ kV/mm}$$

$$\text{particules } \alpha: C_{\alpha} = 470 \text{ kV/mm}$$

Le modèle de Imel et Thomas a été beaucoup moins testé que les modèles de Kramers et Jaffé. On peut toutefois noter que S.Biller et al. indiquent que leurs mesures des effets de recombinaison sont en bon accord avec ce modèle [III.53].

1c Estimations des effets de recombinaison

On peut tenter d'estimer l'ordre de grandeur des effets de saturation pour un champ de 1kV/mm comme dans le calorimètre H1.

En utilisant l'expression (III.38) et la valeur de k' mesuré par R.T. Scalettar et al. pour des particules β , $k'=0,53\pm 0,04$ kV/cm, on obtient pour F la valeur:

$$F = \frac{G_{fi}}{G_{fi}^{\infty}} = 95,0\pm 0,4 \%$$

En utilisant la formule de Imel et Thomas, et la valeur du paramètre C qu'ils proposent pour les particules β , on obtient:

$$F = 96,2\pm 0,9 \%$$

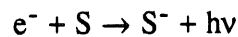
On voit donc que quelque soit le modèle, 4 à 5 % des électrons créés par ionisation disparaissent par recombinaison.

5 Attachement

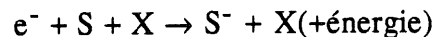
Tous les électrons ayant échappés à la recombinaison, n'atteignent pas l'anode. Ils peuvent être piégés, par exemple, par des molécules d'Oxygène polluant le liquide. Ce phénomène est, comme la recombinaison, responsable d'une variation de la charge induite en fonction de la tension appliquée.

5a Processus d'attachement

Parmi les différents processus d'attachement, on trouve les processus à deux corps où l'énergie excédentaire est libérée sous la forme d'un photon:



et les processus à trois corps où la réaction est catalysée par un corps ne participant pas au transfert de charge:



En se limitant au cas des réactions à deux corps, les électrons libres disparaissent à un taux constant k_S donné par [III.44]:

$$k_S = \int v s(v) f(v) dv$$

où v est la vitesse d'agitation des électrons, $f(v)$ la distribution des vitesses d'agitation et $\sigma(v)$ la section efficace de la réaction d'attachement. En présence d'un nombre de molécules d'impuretés par unité de volume N_S , le nombre N d'électrons libres évolue suivant:

$$\frac{dN}{dt} = -k_S N_S N$$

Si N_0 électrons sont déposés à $t=0$ dans le liquide, et en supposant qu'ils sont suffisamment peu nombreux pour que N_S reste quasiment constant, il vient:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad \text{où } \tau = \frac{1}{k_S N_S}$$

5b Charge induite

Soit une charge q se trouvant au temps t à une distance x de l'anode. Après un temps dt , on retrouve en $x+dx$ la charge $q-dq$, dq étant la charge piégée par attachement. Pour la simplicité des calculs, on peut supposer que cette charge est restée en x . Le bilan énergétique s'écrit donc:

$$\begin{aligned} dW &= [(q-dq) V(x+dx) + dq V(x)] - q V(x) = q dV(x) = q \frac{U}{d} dx \\ &= d Q U \end{aligned}$$

où, comme précédemment, Q est la charge apporté par le générateur sur les électrodes. On retrouve donc la même équation qu'en l'absence d'attachement, à ceci près qu'à présent q dépend du temps:

$$i = q_0 e^{-t/\tau} \frac{V_D}{d} [\theta(t) - \theta(t')] \quad \text{avec } t' = \frac{d-x_0}{d}$$

où q_0 est la charge initiale et x_0 sa position à $t=0$. La charge totale induite sera donc:

$$Q = \int_0^{t'} i(t) dt = q_0 \frac{\lambda}{d} (1 - \exp [-(d-x_0)/\lambda]) \quad (\text{III.42})$$

où $\lambda = V_D \tau$ est la longueur d'atténuation.

Dans le cas où N_0 électrons sont uniformément déposés par une particule ionisante, la charge totale induite s'écrit:

$$Q_{\text{tot}} = \int_0^d dx_0 \frac{N_0 e}{d} \frac{\lambda}{d} [1 - \exp (-(d-x_0)/\lambda)] = N_0 e \frac{\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} (1 - \exp (-d/\lambda)) \right] \quad (\text{III.43})$$

Les longueurs d'attachement sont habituellement plus grandes que la longueur d . Dans la limite où d/λ est très petit, l'expression (III.43) devient:

$$Q_{\text{tot}} \approx \frac{N_0 e}{2} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{d}{\lambda} + \dots \right) \quad (\text{III.44})$$

Dans la limite où λ est infini, on retrouve donc le résultat (III.28).

5c Paramétrisations de la longueur d'atténuation

Comme nous venons de le voir, la longueur d'atténuation s'écrit:

$$\lambda = V_D \tau = \mu E \frac{1}{k_S N_S} = \left(\frac{\mu}{k_S N_{Ar}} \right) \frac{E}{p} \quad \text{avec } p = \frac{N_S}{N_{Ar}}$$

où N_{Ar} est le nombre de molécules d'Argon par unité de volume et p est le nombre de molécules d'impuretés par molécules d'Argon. Si le champ n'est pas trop important, la mobilité des électrons est une constante indépendante de E . On peut donc s'attendre à ce que l'expression:

$$\lambda = \alpha_i \frac{E}{p} \quad (\text{III.45})$$

où α_i est une constante ne dépendant que du type d'impuretés, soit une bonne paramétrisation des longueurs d'atténuation mesurées expérimentalement. Pour des champs plus intenses, en dépit de la décroissance de la mobilité, l'expression (III.45) reste une bonne description des données.

L'Oxygène et l'Azote sont pratiquement les seuls contaminants pour lesquels on trouve des études quantitatives dans la littérature. Les études sur l'Oxygène sont motivées par les problèmes de fuites éventuelles des cryostats. Quant à l'Azote, il est très couramment utilisé comme fluide de refroidissement dans les systèmes cryogéniques. Il n'existe pas d'étude portant sur d'autre polluant électronégatif que l'Oxygène. Un problème attribué à une contamination par du fréon est à peine évoqué par Willis et Radeka dans la référence [III.21].

W. Hofmann et al. ont étudié l'effet d'attachement pour des ajouts d'Oxygène et d'Azote [III.49]. Pour des concentrations supérieures au ppm (partie par million) d'Oxygène, ils trouvent:

$$\alpha_{O_2} = 15 \pm 3 \text{ mm}^2 \text{ppm/kV}$$

Pour l'Azote les effets d'attachement sont beaucoup moins importants. Pour des concentrations supérieures à quelques centaines de ppm, ils obtiennent:

$$\alpha_{N_2} \approx 3000 \text{ mm}^2 \text{ ppm/kV}$$

A concentration égale, les effets d'attachement dans l'Azote sont donc, de deux ordres de grandeur, plus petits que dans l'Oxygène.

Pour des concentrations beaucoup plus petites, S.Biller et al. rapportent des déviations par rapport à l'équation (III.43) du comportement des longueurs d'atténuation en fonction de E et p [III.53]. Leurs mesures sont prises pour des concentrations de l'ordre de quelques ppb (partie par milliard) d'Oxygène et de quelques ppm d'Azote. Ils proposent la paramétrisation empirique suivante:

$$\lambda = \frac{\alpha' E}{(1+E)p + \kappa p^2} \quad (\text{III.46})$$

En ajustant cette expression sur leurs mesures, ils obtiennent:

Oxygène:	$\alpha' = 362 \pm 72$	(cm ppb)	$\kappa = 0,16 \pm 0,07$	(kV/cm ppb)
Azote:	$\alpha' = (4,0 \pm 0,9) 10^5$	(cm ppb)	$\kappa = (4,3 \pm 1,4) 10^{-4}$	(kV/cm ppb)

5d Estimations des effets d'attachement

Il est raisonnable de supposer qu'une pollution de 0,1 ppm d'Oxygène est inévitable pour de gros systèmes cryogéniques. On peut estimer en utilisant la formule (III.43) et le paramètre α_{O_2} mesuré par W. Hoffmann et al., l'ordre de grandeur de la diminution du signal due à cette contamination dans le calorimètre H1. on obtient:

$$\frac{Q_{\text{tot}}(0 \text{ ppm}) - Q_{\text{tot}}(1 \text{ ppm})}{Q_{\text{tot}}(0 \text{ ppm})} = 0,6 \pm 0,1 \%$$

Comme nous l'avons vu au chapitre consacré aux fonctions de Structure à HERA, une précision de 1 % est requise sur la calibration de la mesure des énergies. Il est clair que des effets de l'ordre du pourcent sur l'amplitude du signal dus à une contamination de l'Argon liquide imposent un suivi permanent de la pollution à H1.

5e Suivi de la pollution à H1

L'évolution du niveau de contamination de l'Argon liquide sera suivie grâce à neuf sondes placées directement dans le cryostat. Le principe du fonctionnement de ces sondes est le même que celui des cellules actives du calorimètre.

5e.i Généralités

Elles sont formées de deux électrodes et d'une source radioactive placée sur la cathode. Les particules émises par cette source ionisent l'Argon liquide. Les électrons d'ionisation dérivent dans le champ électrique et sont soumis, comme dans le calorimètre, aux effets d'attachement. L'amplitude du signal qu'ils induisent suivant le principe détaillé au paragraphe 1, est directement reliée à l'énergie déposée dans l'espace entre les électrodes et au niveau de pureté de l'Argon. Les particules ionisantes émises par les sources ayant des énergies bien définies, il apparaît dans le spectre du signal des sondes un série de pics (figures III.15 et III.16). L'évolution dans le temps de ces pics est donc une mesure directe de la dégradation de la pureté de l'Argon. Si l'on suppose que la contamination de l'Argon est homogène dans tout le cryostat, cette mesure permet de corriger le signal mesuré dans le calorimètre.

5e.ii Détails

Sur les neufs sondes enfermées dans le cryostat deux sont des sondes dites alpha et sept sont des sondes dites béta. La source radioactive des sondes alpha est de l'Américium Am^{241} , émettant des particules α de 5,5 MeV. Ces particules au fort pouvoir ionisant, déposent si rapidement leur énergie dans l'Argon liquide que l'on peut considérer que le dépôt de la charge d'ionisation est ponctuel. La distance séparant les électrodes de ces sondes est de 2 mm. La tension appliquée est de 4 kV. Les sondes béta utilisent du Bismuth Bi^{207} , émettant des électrons de conversion de 482, 554, 975 et 1048 keV. Le pouvoir de résolution de l'appareillage est insuffisant pour séparer la première de ces énergies de la seconde et la troisième de la quatrième. Le spectre du signal ne présente donc que deux pics (figure III.16). Par ailleurs le pic de plus basse énergie ne se distingue pas suffisamment du bruit de fond (figure III.16) pour être utilisé. La tension appliquée sur les électrodes, distantes de 4 mm, est de 5 kV. Afin de s'affranchir des instabilités de l'électronique associée aux sondes alpha et béta, une charge fixe est injectée dans le circuit et produit dans le spectre du signal des sondes un pic supplémentaire, dit de calibration, par rapport auquel les positions des autres pics sont mesurées.

Si la contamination de l'Argon est faible nous avons vu (équation (III.44)) que le signal du calorimètre s'écrit:

$$Q_{\text{calo}} \approx \frac{N_0 e}{2} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{d_c}{\lambda_c} + \dots \right)$$

où λ_c est la longueur d'atténuation dans le calorimètre, et d_c la distance entre les électrodes. La variation par rapport au signal en l'absence de pollution est donc:

$$\frac{\Delta Q}{Q_{\text{calo}}} \approx \frac{1}{3} \frac{d_c}{\lambda_c}$$

Quand toute la charge d'ionisation est déposée en $x=0$, comme dans les sources alpha, on a (équation(III.42)):

$$Q_{\text{sonde}} \approx N_0 e \left(1 - \frac{1}{2} \frac{d_s}{\lambda_s} + \dots \right) \Rightarrow \frac{\Delta Q}{Q}_{\text{sonde}} \approx \frac{1}{2} \frac{d_s}{\lambda_s}$$

Il est donc possible de prédire la variation relative du signal du calorimètre à partir de la variation relative du signal des sondes:

$$\frac{\Delta Q}{Q}_{\text{calo}} \approx \frac{\Delta Q}{Q}_{\text{sonde}} \frac{2}{3} \frac{d_c \lambda_s}{d_s \lambda_c}$$

A partir de ce genre de considérations, le groupe du LPNHE, responsable de la fabrication des sondes, a calculé les facteurs de conversion pour les sondes α et β . Ils ont obtenu:

$$\frac{\Delta Q}{Q}_{\text{calo}} \approx 0,94 \frac{\Delta Q}{Q}_{\alpha} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta Q}{Q}_{\text{calo}} \approx 0,44 \frac{\Delta Q}{Q}_{\beta}$$

Pour les tests des modules du calorimètre au CERN, des sondes b avec des électrodes distantes de 6 mm ont été utilisées. La correspondance entre la décroissance du signal de ces sondes et celle du signal des calorimètres est:

$$\frac{\Delta Q}{Q}_{\text{calo}} \approx 0,29 \frac{\Delta Q}{Q}_{\beta\text{-CERN}}$$

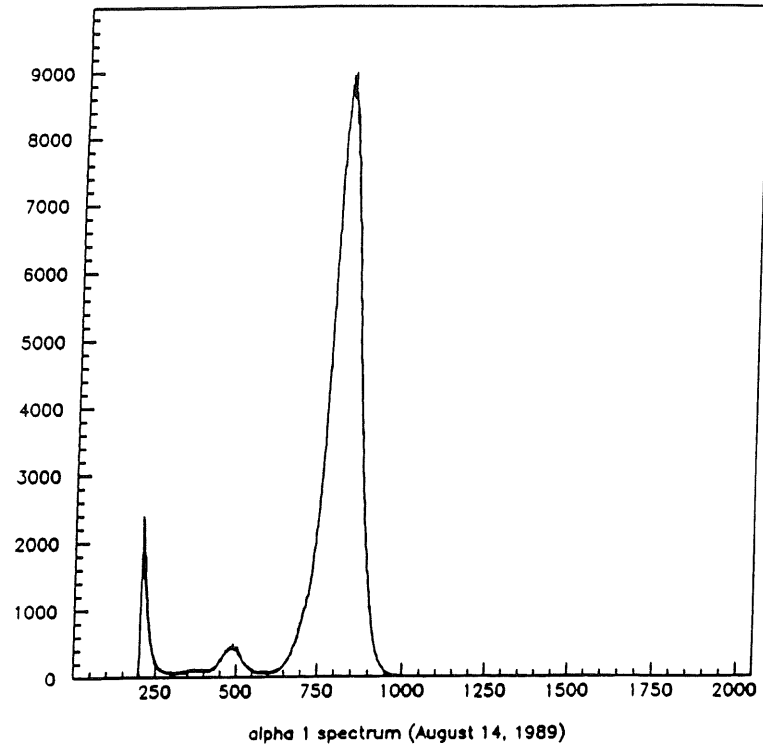


figure III.15 *Spectre d'une sonde alpha*

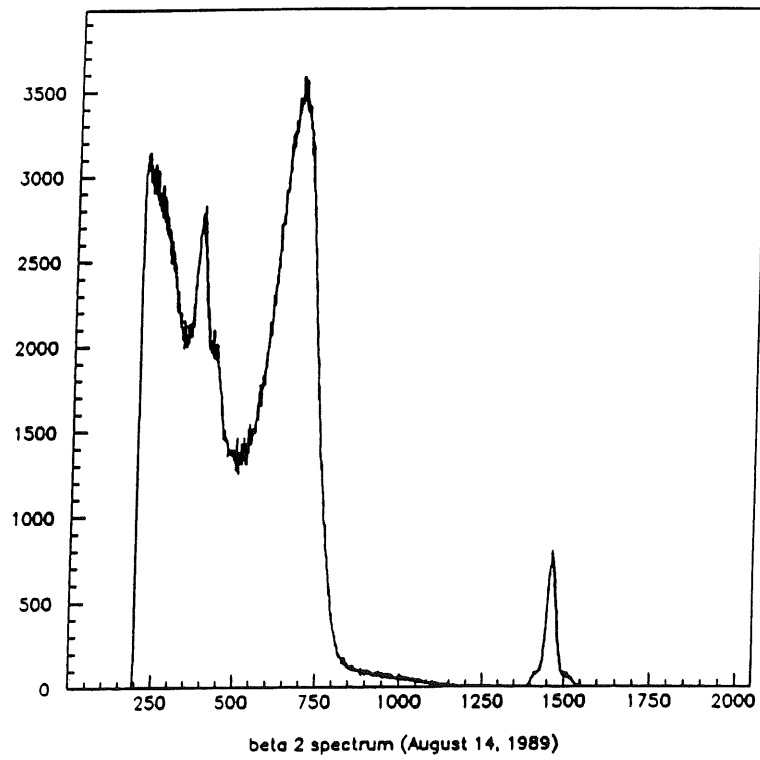


figure III.16 *Spectre d'une sonde bêta*

CHAPITRE IV

Analyses des tests du CERN

Entre l'été 1989 et l'été 1990, les modules finaux du calorimètre à argon liquide du détecteur H1 ont été testés au CERN. Deux octants, comprenant le plus souvent un module électromagnétique et un module hadronique, de deux roues différentes ont été placés dans un cryostat mobile et soumis à des faisceaux d'électrons et de pions. Toutes les roues ont ainsi été testées au cours de périodes de prises de données s'étalant sur deux à trois semaines. Les objectifs de ces tests sont de deux types. D'une part ils permettent de contrôler les aspects purement expérimentaux relatifs:

- à la mécanique des modules et son comportement dans l'argon liquide
- à la synchronisation, l'acquisition et la gestion des données [IV.9]
- à l'électronique: études du bruit, de la diaphonie et mises au point de procédures de correction
- à la mesure de la pureté de l'argon liquide: tests des sondes de mesure utilisées pour le cryostat H1.

D'autre part ils permettent surtout l'étude de la réponse des calorimètres. Mis à part les études spécifiques aux hadrons (facteur e/π , méthode de compensation et de réjection électron/hadrons [III.29,III.30]) qui ne sont pas absorbées dans ce chapitre, ils permettent pour les électrons l'étude:

- de la stabilité au cours du temps du signal des modules
- de la linéarité et de la résolution en énergie
- de l'uniformité spatiale de la réponse

Ils permettent enfin et surtout d'extraire les coefficients de calibration de la réponse des modules, c'est à dire d'établir la correspondance entre la charge déposée dans le calorimètre et l'énergie absorbée.

Ce chapitre est divisé en trois parties. La partie IV.1 décrit l'appareillage de tests du CERN. Dans la partie IV.2, sont exposées les critères de sélection des événements et les coupures appliquées au signal, ainsi que les corrections de la calibration électronique. La dernière partie présente les analyses des données.

IV-1 Description de l'appareillage de test

Dans ce sous-chapitre sont décrits les conditions expérimentales des prises de données. Le paragraphe (1) donne quelques précisions sur le faisceau utilisé. La ligne de faisceau est décrite au paragraphe (2). Les paragraphes (3) et (4) décrivent le système de cryogénie, l'électronique et les système d'acquisition. Enfin les critères de déclenchement de l'acquisition sont abordés au paragraphe (5).

1 Faisceau

Le faisceau H6 du Hall Nord 1 au CERN a été utilisé pour tester des modules du calorimètre à Argon liquide. Ce faisceau peut fournir des électrons, des pions chargés, des muons, des kaons et des protons d'énergie comprise entre 5 et 250 GeV. Ces particules sont issues de faisceaux secondaire ou tertiaire obtenus à partir d'un faisceau primaire de protons de 450 GeV extrait du SPS dirigé sur une première cible T1 (figure IV.1). Si l'énergie demandée est supérieure à 100 GeV, les particules secondaires ainsi produites sont directement utilisées, les électrons étant séparés des pions par effet synchrotron. Pour des énergies inférieures à 100 GeV, une deuxième cible d'aluminium ou de polyéthylène T2, est insérée dans la ligne du faisceau secondaire. Des détecteurs Cerenkov appelés CEDAR permettent d'identifier les particules tertiaires obtenues de la sorte pour des énergies allant de 5 à 80 GeV. La dispersion dp/p de l'énergie des particules autour de l'énergie moyenne est de l'ordre de 0,8 % pour des électrons de plus de 10 GeV et de 0,05 % pour des pions en mode secondaire.

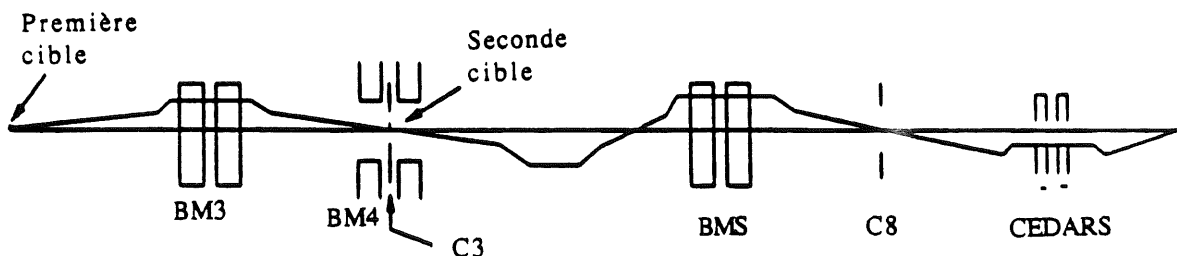


figure IV.1 Optique du faisceau H6

2 Contrôle du faisceau

La figure IV.2 montre l'ensemble du système de contrôle du faisceau. L'aimant B9 permet de dévier verticalement le faisceau et de déplacer son point d'impact sur la face d'entrée du calorimètre de plus ou moins 30 centimètres autour de sa position nominale. Une table instrumentée mobile permet de suivre le faisceau dans son déplacement vertical. Par ailleurs le point d'entrée du faisceau dans le calorimètre peut être déplacé horizontalement en faisant glisser le cryostat sur les rails qui le soutiennent.

Un ensemble de détecteurs situés avant et après le cryostat permettent de déclencher l'acquisition des données du calorimètre, de rejeter les particules hors faisceau ou indésirables et d'éviter la superposition de deux événements physiques dans le calorimètre.

Les deux compteurs Cerenkov CEDAR1 et CEDAR2 permettent d'identifier la nature des particules. En traversant l'hélium gazeux qu'ils renferment, ces dernières émettent un cône de lumière Cerenkov dont l'ouverture est fonction de la pression du gaz. Pour un type de particule et une énergie donnée, il existe une pression amenant ce cône sur huit photomultiplicateurs disposés en cercle autour de l'axe du faisceau. L'identification en ligne d'une particule exige que six au moins de ces photomultiplicateurs soient éclairés. Le nombre total de ceux qui le sont est enregistré pour les analyses hors ligne.

En sortant du tube à vide les particules rencontrent une chambre proportionnelle à fils, MWPC1, constituée de deux plans de 128 fils séparés de 2 mm, les fils des deux plans étant perpendiculaires à l'axe du faisceau et entre eux. Une chambre analogue, MWPC2, est située à environ 23 mètres de MWPC1 sur la table mobile. Ces chambres doivent permettre de contrôler le profil transverse du faisceau. Le détecteur B1 placé derrière MWPC1 et le détecteur B2 situé sur la table mobile, sont deux barres de scintillateur perpendiculaires, larges de 3 cm. Ils permettent de sélectionner la partie la plus centrale du faisceau en définissant une surface transverse utile de 9 cm². Cette définition est améliorée par une plaque de scintillateur dans lequel un trou de 3 cm de diamètre a été percé. Ce scintillateur appelé HOLE, est posé sur la table mobile. Enfin trois plans de scintillateurs VM, M1 et M2 comprenant chacun dix lattes verticales de 20 cm de large et de 120 cm de long complètent ce système. Le plan VM sert à rejeter les particules hors faisceau. Il est protégé des particules rétrodiffusées par un mur de fer placé entre lui et le cryostat. Les plans M1 et M2 permettent de signer les muons qui traverse le calorimètre, le détecteur de fin de gerbe situé après M1 ainsi que le bloc de fer et de béton placé avant M2.

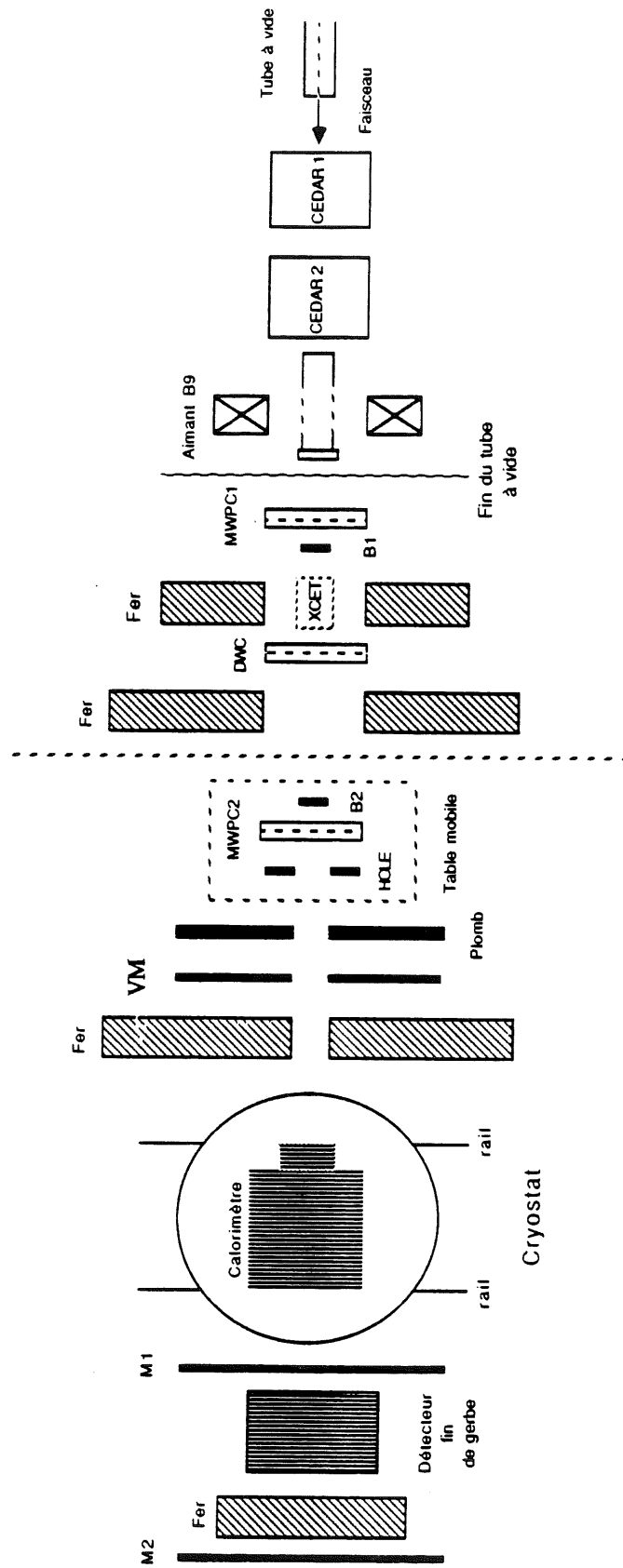


figure IV.2 Ligne de faisceau H6

3 Cryostat

Le Cryostat utilisé lors des tests des modules calorimétriques est une enceinte cylindrique d'à peu près 4 m de haut pouvant s'ouvrir par le haut. Les diamètres intérieur et extérieur sont de respectivement 2,5 m et 2,8 m. Une paroi externe épaisse de 10 mm et une paroi interne épaisse de 3 mm, toutes deux en acier, séparées par du vide isolent les 9000 l d'argon liquide que renferment le cryostat. Pour diminuer la quantité d'acier sur le chemin du faisceau une fenêtre de 60 cm de diamètre a été percée sur la paroi externe. Cette fenêtre est une feuille d'acier de 2,5 mm d'épaisseur incurvée vers l'intérieur du cryostat. Le refroidissement et le maintien à froid de l'argon liquide sont obtenus par circulation d'azote liquide dans une serpentin situé dans la phase vapeur de l'argon en haut du cryostat. Cette circulation est contrôlée par des soupapes asservies à la pression de la phase vapeur. Environ 1000 l d'azote liquide par jour sont nécessaires au maintien à froid du cryostat. Des sondes de température placées à différentes hauteurs dans le cryostat permettent de contrôler les gradients de température dans l'argon liquide. Des sondes capacitatives permettent d'estimer son niveau. Une plate forme fixe entourant le haut du cryostat supporte tous les câbles et tubes nécessaires à la cryogénie, l'électronique et au système haute tension.

4 Electronique et système d'acquisition

La figure IV.3 montre le schéma général de l'électronique du CERN. La chaîne électronique est calibrée en injectant une charge connue, soit à l'entrée des préamplificateurs (calibration chaude) soit au plus près des pads du calorimètre dans le cryostat (calibration froide). Les générateurs de signaux de calibration sont contrôlés par un microprocesseur 68020, lui même soumis à un ordinateur MicroVAX [IV.9].

Le signal d'une tour du calorimètre est amené par un câble d'environ 9 m de long, sur une voie d'électronique comprenant un préamplificateur, un circuit de mise en forme et un échantillonneur bloqueur. Seize de ces voies sont physiquement réalisées sur une carte, dite carte analogique, qui effectue leur multiplexage. Huit cartes analogiques plus une carte, dite carte translatrice, réalisant le multiplexage de leurs signaux sont regroupées dans une boîte analogique dites ANBX (pour Analog Box). Les boîtes analogiques sont situées sur la plate-forme du cryostat. Les signaux de ces boîtes sont envoyés jusqu'à la salle de comptage à des boîtes dites ANRU (pour Analog Receive Unit) contenant un échantillonneur bloqueur. Les ANBX sont reliées aux ANRU par des paires de câbles torsadés de 60 m de long. Ce système de transmission permet de s'affranchir de légères différences de masses ainsi que d'éliminer la plus grande partie du bruit qui s'accumule le long des câbles. Les signaux de sortie des ANRU sont numérisés par des ADC dont l'information est enfin stockée sur des mémoires dites FIFO. La gestion de l'ensemble des signaux de séquençement de cette chaîne et la lecture des mémoires FIFO sont

assurées par un microprocesseur CAB contrôlé par le MicroVAX. Ce dernier gère donc le fonctionnement du microprocesseur 68020, le chargement des programmes du CAB, la mise sur bande des données et d'une manière générale l'interface avec l'utilisateur en produisant notamment des histogrammes simples permettant le contrôle en ligne de l'acquisition.

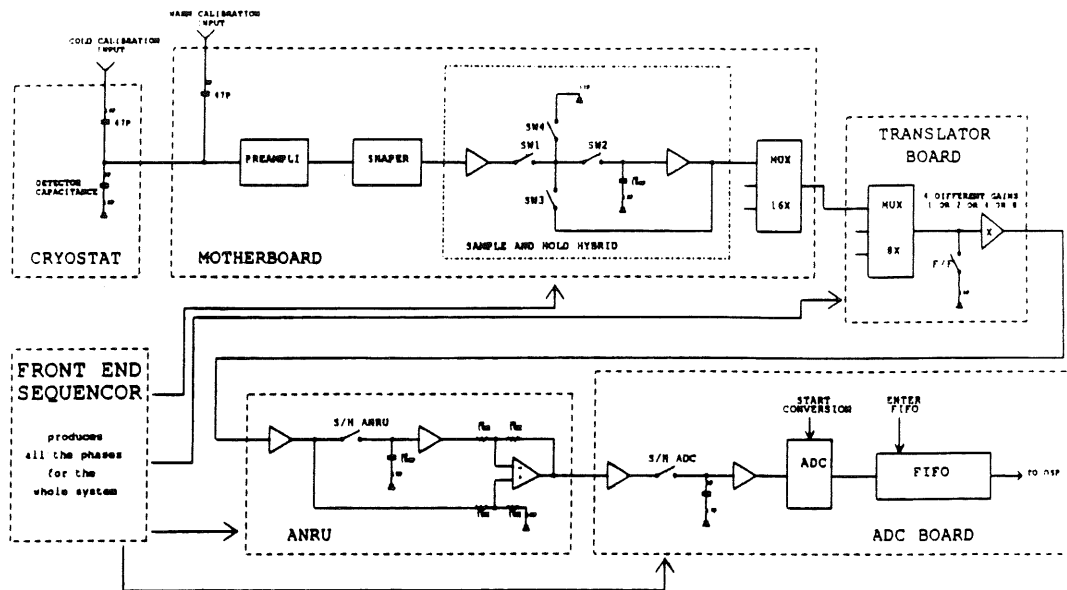


figure IV.3 Schéma général de l'acquisition

5 Déclenchement

Les particules arrivent sur les modules sous la forme de paquets, appelés bursts, toutes les 14 s. La durée d'un burst est de 2 s. L'acquisition d'un événement est déclenchée si une au moins des combinaisons prédéfinies des différents détecteurs annexes est validée. Ces combinaisons sont réalisées par des circuits de logique câblés et correspondent à des situations types simples [IV.9]:

e/pi/mu	$B1 \wedge B2 \wedge non VM$	Particule bien collimatée
pi	$C1 \wedge (e/pi/mu)$	Particule bien collimatée ayant déclenchée le CEDAR1
e	$C2 \wedge (e/pi/mu)$	Particule bien collimatée ayant déclenchée le CEDAR2
muon	$VM \wedge M1 \wedge M2$	Particule ayant déclenchée tous les plans de scintillateurs, sans doute un muon
MWPC	$MWPC1 \wedge MWPC2$	Particule ayant déclenchée les deux chambres proportionnelles

Par ailleurs l'enregistrement des données est soumis, grâce à des portes temporelles, à la condition supplémentaire qu'il n'y ait pas eu d'autres particules dans le calorimètre 10 μ s avant et 3 μ s après l'événement concerné. En effet 10 μ s sont nécessaires pour que le détecteur "perde le souvenir" du passage d'une particule, tandis que l'intervalle de temps de 3 μ s est un petit peu plus long que le temps au bout duquel le signal des calorimètres, mis en forme par l'électronique, atteint son maximum. L'acquisition peut être aussi déclenchée entre deux événements physiques par des signaux aléatoires, 10 ms après que B1 et B2 l'aient été et si VM ne l'est pas. Ces événements, dits aléatoires, pris durant les bursts afin de pouvoir tenir compte d'un éventuel effet rémanent, permettent d'étudier les piédestaux et les fluctuations du bruit électronique. Le CAB peut aussi déclencher l'acquisition d'événements de calibration et d'événements dits artificiels peu différents des événement aléatoires. Les fréquences d'acquisition des différents types d'événements, e/pi/mu, e, pi, mu, MWPC, aléatoire, artificiel ou calibration, peuvent être réglées grâce à des diviseurs de fréquence.

En plus des données des calorimètres et du détecteur de fin de gerbe, sont enregistrées les valeurs logiques des scintillateurs B1, B2 et HOLE, de chaque latte des plans VM, M1 et M2, de chaque fil des chambres MWPC 1 et 2, le nombre de photomultiplicateurs touchés des CEDAR 1 et 2 ainsi que pour certaines périodes la hauteur du signal du scintillateur B2. Ces informations permettent lors des analyses hors ligne de sélectionner un lot purifié d'événements.

IV-2 Situation de l'analyse des données

Dans ce sous-chapitre sont abordés les aspects généraux de l'analyse. Les paragraphes (1) et (2) précisent quelles ont été les périodes et les lots de données étudiés. Le paragraphe (3) décrit les critères de sélection des événements utilisés. Le paragraphe (4) aborde les procédures permettant de passer des données numérisées aux charges et les corrections éventuelles. Le paragraphe (5) précise quels canaux ont été utilisés et les coupures appliquées sur les signaux. Les comparaisons quantitatives des méthodes de correction sont abordées au paragraphe (6).

1 Périodes étudiées

Mon travail a porté sur l'analyse de données prises lors de trois périodes de tests impliquant des modules CB (Central Barrel) construits par Saclay:

- la période Septembre 1989 (période CB3/FB1)
au cours de laquelle un module CB3 et un module FB1 ont été étudiés
- la période Octobre 1989 (période CB2/CB3)
au cours de laquelle un module CB2 et un module CB3 ont été étudiés
- la période Avril 1990 (période CB1/BBE)
au cours de laquelle un module CB1 et un module BBE ont été étudiés

Les dispositions des modules au fond du cryostat pour ces trois périodes sont représentées sur les figures IV.4, IV.5 et IV.6. On note que, pour des raisons de place dans le cryostat, le module hadronique de l'octant CB1 était absent lors de la période CB1/BBE. Les modules ont été disposés de telle sorte que α , l'angle du faisceau par rapport à la normale des calorimètres, soit le plus proche possible de la configuration H1. On a pour chacune des périodes (incidence normale $\alpha=0^\circ$):

-CB3/FB1	$\alpha=36,5^\circ$
-CB2/CB3	$\alpha=11^\circ$
-CB1/BBE	$\alpha=54^\circ$

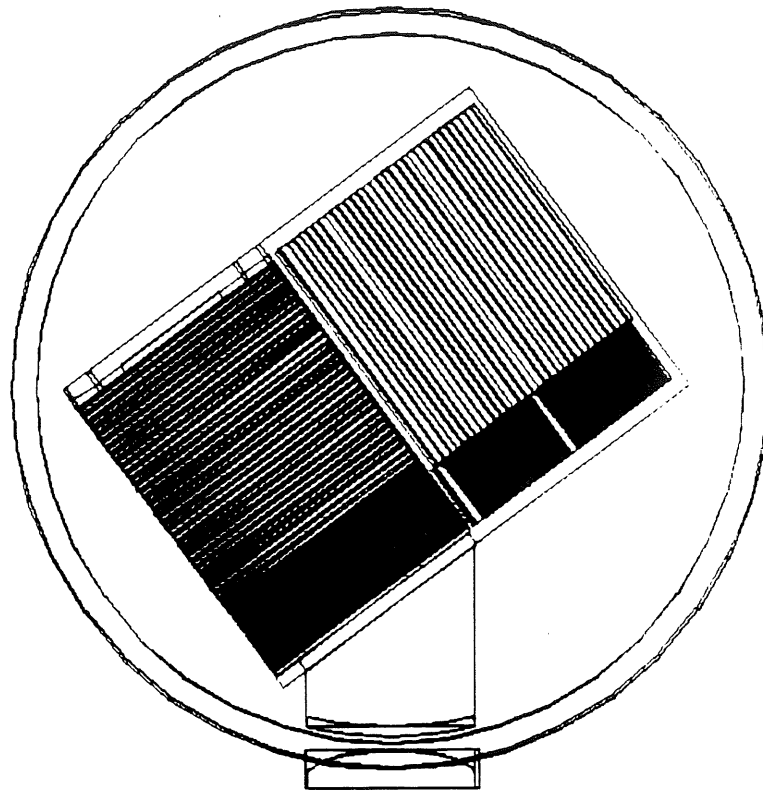


figure IV.4 *Positions des modules pour la période CB3/FB1*

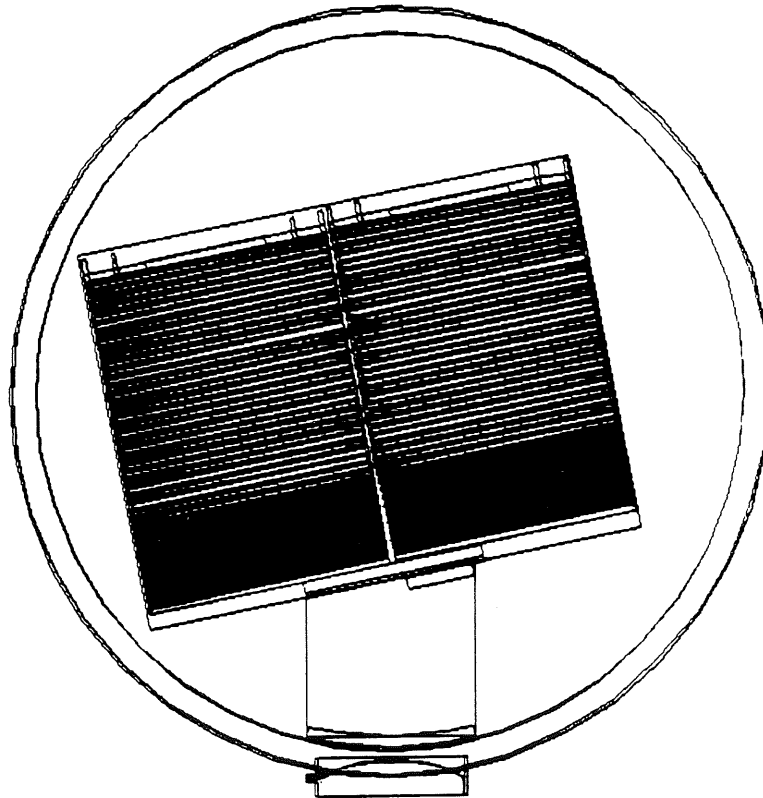


figure IV.5 *Positions des modules pour la période CB2/CB3*

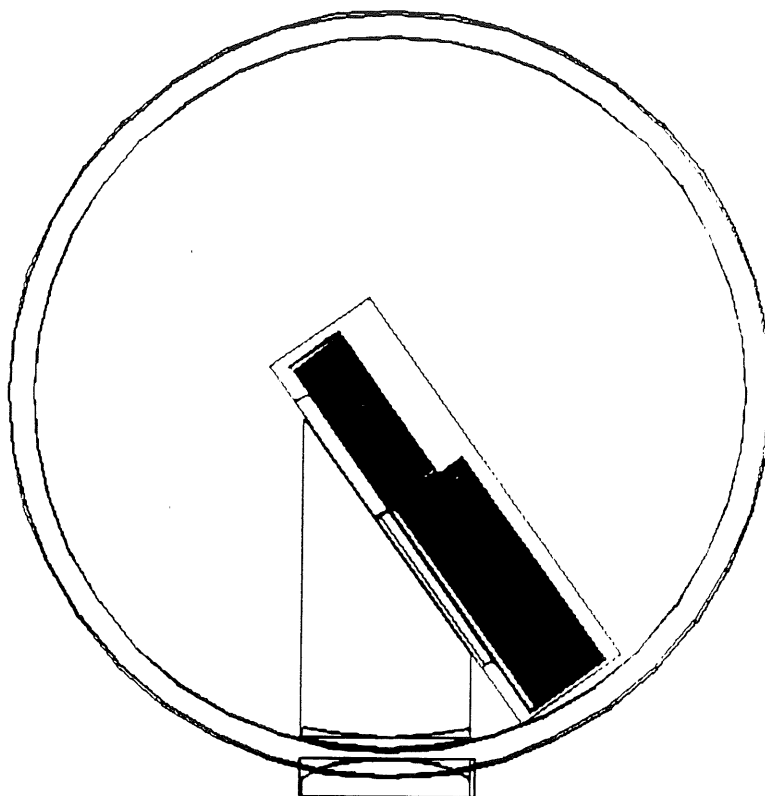


figure IV.6 *Positions des modules pour la période CBI/BBE*

2 Types des données

Les données étudiées sont les réponses des modules électromagnétiques à des électrons. Elles se présentent sous la forme de lots d'événements distincts, désignés dans la suite par "runs", correspondant à des énergies et des positions du faisceau différentes ainsi que pour certaines d'entre elles, à des hautes tensions appliquées différentes. On distingue:

-les runs de haute tension:

ces lots de données ont été enregistrés en appliquant sur les plans haute tension des calorimètres des tensions allant d'une centaine de Volts à 2,5 kV, la tension nominale. Ils sont destinés à étudier la variation de l'efficacité de collection en fonction de la tension. Ce sont généralement des runs contenant peu d'événements. De surcroît, des électrons et des pions ont été enregistrés simultanément. Nous avons étudié les runs de haute tension des périodes CB3/FB1 et CB2/CB3, le module visé par le faisceau étant, pour les deux périodes, le module CB3. L'énergies du faisceau était de 80 GeV pour CB3/FB1 et de 50 GeV pour CB2/CB3.

-les runs de stabilité:

ces lots de données ont été pris régulièrement tout au long des périodes de tests, toujours avec un faisceau d'électrons de 30 GeV et le même point d'impact sur le calorimètre. Ces conditions permettent de s'affranchir des problèmes d'uniformité et de linéarité de la réponse et de n'être plus sensible qu'à la stabilité temporelle du signal, c'est à dire à l'évolution de la pureté de l'argon liquide dans le temps. Les runs de stabilité des trois périodes ont été étudiés. Les modules visés par le faisceau étaient le module CB3 pour les périodes CB3/FB1 et CB2/CB3. Pour la période CB1/BBE, les deux modules ont été alternativement visés.

-les runs de linéarité:

ces lots de données ont été pris à différentes énergies du faisceau mais toujours à la même position. Ils permettent d'étudier la linéarité de la réponse des calorimètres en fonction de l'énergie. On dispose des énergies:

-période CB3/FB1

5, 10, 20, 30, 40, 50 et 80 GeV dans CB3

-période CB2/CB3

10, 20, 30, 50 et 80 GeV dans CB3

10, 20, 30 et 50 GeV dans CB2

-période CB1/BBE:

10, 20, 30, 50 et 80 GeV dans CB1 et BBE

-les runs d'uniformité:

ces données ont été enregistrées à différentes positions du point d'impact. Elles permettent d'étudier l'uniformité spatiale de la réponse des calorimètres. Seuls les runs d'uniformité de la période CB1/BBE ont été étudiés. En effet en raison de la forte intensité du faisceau pour cette période, de nombreux runs de ce type ont pu être enregistrés. On trouve des runs d'exploration horizontale permettant d'étudier la transition entre CB1 et BBE et des runs d'exploration verticale permettant d'étudier l'uniformité de chaque module séparément.

3 Sélection des événements

Comme nous l'avons vu, le déclenchement de l'appareillage du CERN permet l'enregistrement d'événements autres que des électrons même si l'acquisition leur est spécialement dédiée. Il importe donc de définir des coupures permettant de travailler sur un lot d'événement purifié. Les configurations prédéfinies, précédemment évoquées, n'ont pas été utilisées puisque toute l'information des détecteurs annexes est disponible sur l'enregistrement de chaque événement.

Tous les événements aléatoires, artificiels et de calibration ont été préalablement rejetés. La sélection standard des événements a consisté à exiger que les scintillateurs B1 et B2 aient été déclenchés et qu'aucun des scintillateurs HOLE, VM, M1 et M2 ne l'ait été.

En principe les chambres permettent de définir le profil du faisceau et de rejeter les particules les plus "périphériques" dont l'impulsion peut être mal définie. Toutefois les chambres n'ayant pas toujours fonctionné de façon satisfaisante, les coupures sur celles-ci ont été remplacées par des coupures sur les compteurs Cerenkov dont l'effet est sensiblement le même. La condition supplémentaire que six photomultiplicateurs aient été déclenchés dans chacun des CEDARS a été ajoutée. La comparaison des valeurs moyennes des charges obtenues par coupure sur les CEDAR et par coupure sur les chambres pour les runs où celles-ci fonctionnaient, n'a pas révélé de différence supérieure aux erreurs statistiques.

Enfin une valeur maximale a été imposée au signal analogique du scintillateur B2 afin de prévenir les cas où deux électrons trop proches auraient déclenché l'acquisition, A cette dernière coupure près, la sélection "standard" appliquée aux événements peut s'écrire:

$$B1 \wedge B2 \wedge \text{non HOLE} \wedge \text{non VM} \wedge \text{non M1} \wedge \text{non M2} \wedge C1(6) \wedge C2(6)$$

4 Des ADC aux picoCoulombs

Nous avons vu que dans la chaîne électronique les signaux sont finalement numérisés par des ADC. Les données enregistrées se présentent donc sous la forme d'entiers, les coups ADC, qu'il est nécessaire de reconvertir en charges. C'est l'objet de la calibration électronique dont s'est occupé le groupe H1 du LAL à Orsay.

4a Calibration électronique

La calibration électronique consiste à établir la caractéristique d'une voie électronique, c'est à dire à établir quelle est la fonction $Q(N_{ADC})$ reliant le nombre de coups ADC, N_{ADC} , à la charge injectée à l'entrée de la voie. Pour cela, un échelon de tension d'amplitude U_0 connue est appliqué sur une capacité, dite de calibration C_{cal} , dont la valeur nominale est 47 pF mais dont la valeur exacte a été précisément mesurée. Une impulsion de courant, dont la forme est proche de l'impulsion produite par un dépôt d'énergie dans les gaps, est ainsi engendrée et injectée à l'entrée de la chaîne. Ce courant transporte une charge Q_{in} facilement calculable:

$$Q_{in} = U_0 C_{cal}$$

On peut donc, en faisant varier U_0 , injecter différentes charges et tenter d'ajuster une fonction simple sur les données ainsi obtenues. Il a été décidé d'ajuster une fonction polynomiale du troisième degré:

$$Q = P(N_{ADC}) = x + P_2 x^2 + P_3 x^3 \quad (a) \quad (IV.1)$$

$$\text{où } x = P_0 + P_1 N_{ADC} \quad (b)$$

Chaque voie électronique est ainsi associée à un ensemble de quatre paramètres $\{P_i\}$. La non linéarité définie comme le maximum du rapport de la somme des termes quadratique et cubique au terme linéaire est de l'ordre de - 4,5 pour mille. Les corrections quadratiques et cubiques sont du même ordre de grandeur mais opposées: -9 pour mille pour le terme en x^2 et 4,5 pour mille pour le terme en x^3 . La différence moyenne entre les données de calibration et la paramétrisation (IV.1), $\Delta Q/Q$, est de l'ordre de 2 pour mille [IV.1].

On note que:

$$N_{ADC} = N_0 = -\frac{P_0}{P_1} \Rightarrow Q = 0$$

La quantité N_0 est donc, en principe, la valeur du piédestal pour le canal considéré. Il est rapidement apparu que ce n'était pas le cas et qu'en particulier appliquée avec les coefficients fournis, aux événements aléatoires, la paramétrisation (IV.1) donnait des valeurs moyennes pour le bruit très différentes de zéro. Il a donc fallu appliquer des corrections de piédestal à ces paramètres.

4b Corrections de piédestal

4b.i Calculs des piédestaux et fluctuations

Le piédestal et l'écart type de la distribution du bruit autour du piédestal ont été calculés pour chaque canal et chaque lot de données en utilisant les événements aléatoires.

Afin d'éviter les coïncidences fortuites entre un déclenchement aléatoire et le passage d'une particule dans le calorimètre, les événements déclarés aléatoires ont été sélectionnés en exigeant qu'ils ne soient déclarés ni artificiel, ni de calibration et qu'aucun des CEDAR et aucun des scintillateurs B1, B2, HOLE, VM, M1, M2 ne soit déclenché. Cette sélection permet d'obtenir un lot d'événements "propres" pour toutes les périodes y compris la période CB2/CB3 où nous avons pu mettre en évidence une corrélation anormale entre les bits logiques représentant l'état des CEDAR et des scintillateurs, conduisant à une contamination importante des événements aléatoires.

Les piédestaux ont été obtenus suivant une procédure itérative. A partir du lot d'événements aléatoires sélectionnés, un piédestal $Ped_0(i)$ et des écarts types $\sigma_0(i)$ ont été calculés pour chaque canal i . Dans un deuxième temps, un piédestal $Ped_1(i)$ et des écarts types $\sigma_1(i)$ ont été calculés à partir des mêmes événements mais en n'utilisant que les coups ADC vérifiant:

$$|N_{ADC}(i) - Ped_0(i)| \leq 3 \sigma_0(i)$$

Un dernier passage, où l'on utilise cette fois les $Ped_1(i)$ et $\sigma_1(i)$, produit les piédestaux $Ped(i)$ et les écarts types $\sigma(i)$ finaux, utilisés dans tout ce qui suit. Les variations des valeurs des piédestaux entre le dernier et l'avant-dernier de ces passages sont inférieures au pour mille. Celles des écarts types étant inférieures à 10%. Les valeurs typiques des écarts types ainsi obtenues vont de 1 à 2 coups d'ADC, ce qui exprimé en charges équivaut à, de 3 à 6 10^{-3} pCb.

4b.ii Corrections de piédestal

La correction de piédestal consiste à obtenir une paramétrisation de la correspondance ADC-Charges vérifiant la condition:

$$Q(Ped) = 0 \quad (IV.2)$$

4b.ii1 Translation des ADC

En remarquant que (IV.1b) peut s'écrire:

$$x = P_1 \left[N_{ADC} + \frac{P_0}{P_1} \right]$$

il est assez naturel de corriger les problèmes de piédestaux en effectuant le changement:

$$P_0 \rightarrow P_0^* = - P_1 \cdot Ped \quad (IV.3)$$

La nouvelle paramétrisation que l'on obtient ainsi vérifie automatiquement la condition (IV.2). L'opération (IV.3) revient à translater suivant l'axe des N_{ADC} , la courbe $Q=f(N_{ADC})$ définie par les paramètres $\{P_i\}$ jusqu'à ce que la condition (IV.2) soit respectée (figure IV.7). Cette procédure sera désignée par la suite par translation des ADC.

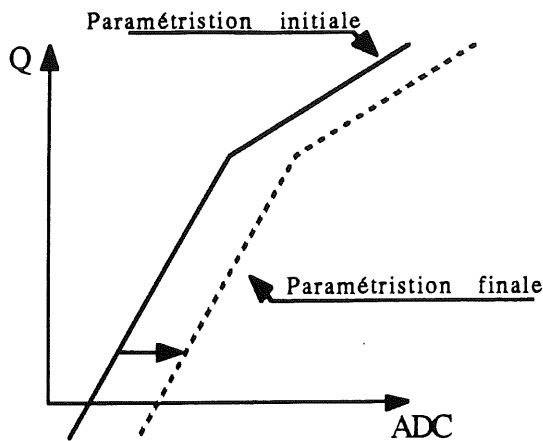


figure IV.7
Correction des Piédestaux
par translation des ADC

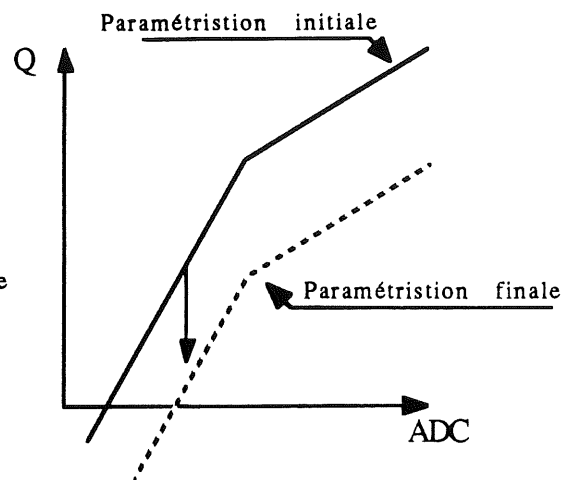


figure IV.8
Correction des Piédestaux
par translation des charges

4b.ii2 Translation des Charges

L'avantage de la procédure précédente est qu'elle est particulièrement simple à mettre en oeuvre. Son défaut est qu'elle ne repose sur aucune explication de la différence observée des piédestaux. En inspectant la procédure de calibration, on observe que la paramétrisation (IV.1) décrit la correspondance entre les coups ADC et la charge commandée:

$$Q_{commandée} = P(N_{ADC})$$

Si la charge commandée n'est pas la charge injectée, il n'y a aucune raison pour que la condition (IV.2) soit vérifiée puisque la charge du bruit dont la valeur moyenne est nulle, est par définition une charge injectée. En supposant que Q_0 la différence entre la charge réellement injectée Q et la charge commandée est constante, il vient:

$$Q = Q_{commandée} + Q_0 = P(N_{ADC}) + Q_0$$

En imposant que la valeur moyenne du bruit soit nulle, on obtient:

$$Q(Ped) = 0 \Rightarrow Q_0 = -P(Ped)$$

La correspondance entre les coups ADC et la charge réellement injectée s'écrit donc:

$$Q(N_{ADC}) = P(N_{ADC}) - P(Ped) \quad (IV.4)$$

Il est assez clair que cette correction revient à translater suivant l'axe des Q , la courbe $Q=f(N_{ADC})$ définie par les paramètres $\{P_i\}$ jusqu'à ce que la condition (IV.2) soit respectée (figure IV.8). Cette procédure sera désignée par la suite

par translation des charges. L'expression (IV.4) est très simple. Toutefois un certain type de correction de diaphonie que nous verrons au paragraphe suivant exige que les paramétrisations soient mises sous la forme (IV.1). Il faut donc réécrire (IV.4) sous la forme (IV.1). Ceci est possible en effectuant les transformations:

$$\begin{aligned}
 P_0 &\rightarrow P_0^* = -\alpha_0 P_1 \text{ Ped} & P_1 &\rightarrow P_1^* = -\alpha_0 P_1 \\
 P_2 &\rightarrow P_2^* = \frac{P_2 + 3 P_3 (P_1 \text{ Ped} + P_0)}{\alpha_0^2} & P_3 &\rightarrow P_3^* = \frac{P_3}{\alpha_0^3}
 \end{aligned}$$

où
$$\alpha_0 = 1 + 2 P_2 (P_0 + \text{Ped } P_1) + 3 P_3 (P_0 + \text{Ped } P_1)^2$$

4c Corrections de diaphonie

4c.i Corrections de diaphonie AJ

La procédure habituelle de calibration consiste à appliquer sur tous les pads simultanément les signaux de calibration. Cette opération rapide, est répétée assez régulièrement. Les derniers coefficients $\{P_i\}$ obtenus sont enregistrés sur bande avec les événements physiques jusqu'à une nouvelle mise à jour. Toutefois cette procédure, désignée par la suite par calibration 16/16, donne des résultats différents de celle où l'électronique est calibrée voie par voie. En effet appliquer, simultanément sur toutes les voies, les impulsions de calibration induit une diaphonie de telle sorte que le signal recueilli en sortie d'une voie particulière dépend des impulsions appliquées sur les voies voisines. Pour corriger cette effet, on a comparé les $\{P_i\}$ obtenus par calibration 16/16 avec les $\{P'_i\}$ obtenus en définissant des sous-ensembles de 16 pads voisins (carré de 4 par 4) et en ne calibrant qu'une voie sur seize à la fois. Cette dernière procédure sera désignée par calibration 1/16. De ces deux ensembles de paramètres, on déduit les coefficients $\{\delta_i\}$ tels que:

$$P'_i = \frac{P_i}{1 + \delta_i} \quad i=0, 1, 2, 3 \quad (\text{IV.5})$$

Les $\{\delta_i\}$ coefficients sont supposés constants tout au long de la période et la calibration 1/16 n'est faite qu'une seule fois par période. La formule (IV.5) est supposée permettre le passage des paramètres $\{P_i\}$ non corrigés mais connus, aux paramètres $\{P'_i\}$ corrigés, même si les $\{P_i\}$ changent. A chaque période se trouve ainsi associée une table donnant les quatres coefficients δ_i par canal. Cette méthode de correction sera désignée par correction de diaphonie AJ (pour A. Jacholskowska auteur de cette procédure).

4c.ii Corrections de diaphonie PL

Une méthode de correction différente a été proposée par un groupe de DESY. Reprenant les coefficients $\{P_i\}$ ayant servis à l'étude de la diaphonie et connaissant les coefficients $\{\delta_i\}$, J.Gayler et al. recalculent grâce à (IV.5), les paramètres $\{P'_i\}$. Il leur est alors possible de calculer pour un nombre de coup N_{ADC} donné, les charges $Q_{16/16}$ et $Q_{1/16}$ correspondantes, suivant les deux procédures de calibration précitées. Ils calculent ensuite le rapport R fonction de N_{ADC} défini par:

$$R(N_{ADC}) = \frac{Q_{1/16}}{Q_{16/16}}$$

Enfin, ils ajustent sur R une fonction polynomiale du troisième degré dépendant de N_{ADC} :

$$R(N_{ADC}) = \sum_{j=0}^3 a_j N_{ADC}^j$$

Les coefficients $\{a_j\}$ étant supposés stables sur toute la période, J.Gayler et al. propose de corriger les problèmes diaphonie en appliquant la formule:

$$Q_{corrigée} = Q_{non corrigée} R(N_{ADC}) \quad (IV.6)$$

Le groupe de DESY fournit par période un fichier donnant les quatre coefficients $\{a_j\}$ par canal. Cette méthode de correction sera désignée par correction de diaphonie PL (pour P. Loch auteur de cette procédure).

4c.iii Commentaires sur la diaphonie

Deux types de diaphonie, tous deux dus à des couplages capacitifs parasites ont été mis en évidence [IV.1]. Le premier type, appelée diaphonie directe, est du à un couplage entre les voies de calibration et les voies de signal et peut-être modélisé suivant le schéma de la figure IV.9.

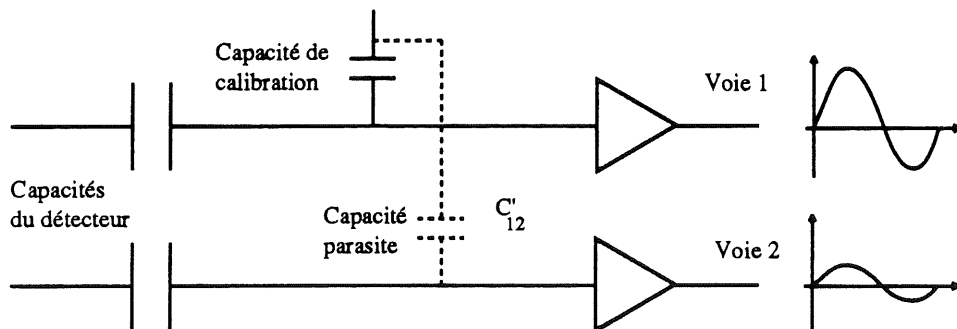


figure IV.9 Modélisation de la diaphonie directe

En appliquant un échelon de tension U_0 sur la capacité de calibration C_1 afin d'injecter dans la voie 1 une charge $C_1 U_0$, on injecte simultanément sur la voie une charge $C'_{12} U_0$, via la capacité parasite C'_{12} couplant la ligne de calibration de la voie 1 à la ligne de signal de la voie 2. Lors de la calibration 16/16 où les échelons de tension sont appliqués sur toutes les capacités de calibration en même temps, une voie donnée reçoit plus de charge que la charge supposées. Ceci revient à sous-estimer la charge correspondant à une valeur donnée du signal. Les procédures exposées plus haut permettent de corriger cet effet puisqu'en ne calibrant qu'une voie à la fois, on est sûr de la charge injectée dans la voie considérée même si des charges parasites sont simultanément injectées dans les voies environnantes. On note que le signal parasite est en phase avec le signal volontairement induit. Par ailleurs cet effet n'affecte que les signaux de calibration et non les signaux physiques.

Ces deux caractéristiques ne se retrouvent pas dans le deuxième type de diaphonie appelée diaphonie dérivative. Il est du à un couplage direct de deux lignes de signal (figure IV.10).

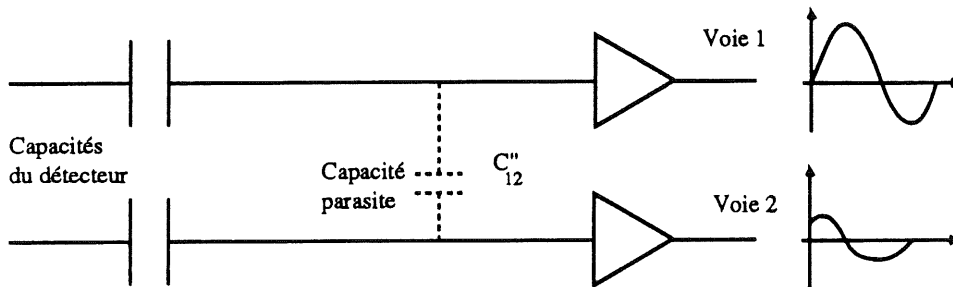


figure IV.10 Modélisation de la diaphonie dérivative

Lorsqu'on injecte une charge dans la voie 1, un signal, proportionnel à la dérivée du signal de la voie 1, est induit sur la voie 2 via la capacité C''_{12} couplant les lignes de signaux des deux voies. Cet effet affecte aussi bien les événements physiques que les signaux de calibration. On note toutefois que le signal parasite est en opposition de phase avec le signal direct. Les signaux de sortie des voies étant échantillonnés au moment où tous les signaux directs arrivent plus ou moins à leurs maxima, les signaux parasites sont alors très faibles. Le rapport entre la valeur lue du signal parasite et la valeur lue du signal direct est de l'ordre de 10^{-4} [IV.1].

Cet effet est responsable d'une "dispersion" sur plusieurs voies de la charge injectée sur une voie. Malgré cette dispersion, la hauteur du signal de sortie de la voie calibrée est, lors de la calibration 1/16, associée à la totalité de la charge injectée. Ceci revient à surestimer la charge correspondant à une hauteur donnée du signal de sortie. Si par exemple on somme les charges de tous les canaux on obtient une charge supérieure à la charge totale injectée. Les charges parasites induites sont cependant individuellement très faibles, équivalentes à quelques MeV. La moindre coupure appliquée sur les signaux

nous en débarrassent totalement de telle sorte que l'on retrouve la charge initiale.

Cet effet n'est pas manifeste dans les données correspondant à des événements physiques [IV.2] et n'a été mis en évidence que sur des événements de calibration [IV.1]. Ces observations permettent d'estimer l'ordre de grandeur des éléments de la matrice d'influence des voies les unes sur les autres mais pas la valeur de chacun d'entre eux. Il est toutefois possible de construire un modèle permettant d'estimer l'ordre de grandeur des effets de la diaphonie dérivative au moins pour une simulation Monte-Carlo de la réponse des calorimètres [IV.1,IV.2]. Les résultats de cette simulation ont permis de vérifier que les corrections de cet effet sont faibles, de l'ordre de 2 pour mille si une coupure standard est appliquée sur les données. Une correction du même ordre de grandeur a été obtenue sur des lots de données réelles sans qu'il soit possible d'affirmer que dans ce cas ces corrections sont bien nécessaires [IV.2]. Quant bien même cela serait il le cas, la conclusion de cette étude est que, tant qu'une coupure est appliquée, cette correction est suffisamment faible pour être négligée, en première approximation, devant tous les autres problèmes affectant la calibration des calorimètres [IV.2].

4d Corrections de capacité de calibration

Les coefficients P_i sont, dans un premier temps, obtenues en supposant que les valeurs de toutes les capacités de calibration sont égales à la valeur nominale. Ceci n'est pas toujours le cas et il faut en conséquence appliquer des corrections de capacité de calibration tenant compte des valeurs exactes de chaque capacité. Nous avons vu que la charge injectée s'écrit:

$$Q_{in} = U_0 C_{cal}$$

La charge non corrigée est calculée en supposant que $C_{cal} = 47$ pF. La charge corrigée réellement injectée se calcule donc suivant:

$$Q_{corrigée} = Q_{non\ corrigée} \frac{C_{cal}}{47\text{ pF}} \quad (IV.7)$$

Cette correction a été appliquée au moment des prises des données de la période Septembre 89, mais pas pour les périodes Octobre 89 et Avril 90 [IV.3]. On dispose cependant pour chaque période d'un fichier donnant la valeur mesurée de la capacité de calibration par canal permettant de faire cette correction pour ces dernières périodes ou de l'annuler pour la première.

4e Remarques sur l'ordre des corrections

La correction de diaphonie AJ agit directement sur les coefficients P_i . Par ailleurs, la position du zéro des paramétrisations est comme nous l'avons vu:

$$N_0 = - \frac{P_0}{P_1}$$

L'expression (IV.5) implique, qu'après la correction de diaphonie AJ, le zéro des paramétrisations sera:

$$N_0^* = - \frac{P_0}{P_1} k \quad \text{avec} \quad k = \frac{1 + \delta_1}{1 + \delta_0}$$

Généralement les coefficients δ_0 et δ_1 ne sont pas égaux. De sorte que k est différent de 1. La position du zéro est donc modifiée. Il s'en suit que si les paramétrisations ont été préalablement corrigées du piédestal, la valeur moyenne du bruit n'est plus nulle après correction de diaphonie AJ. Il faut donc que cette correction soit appliquée avant de faire les corrections de piédestal et non après.

5 Sélection des canaux et coupures sur les signaux

Les électrons déposent quasiment toute leur énergie dans le module électromagnétique. Seuls les canaux du module électromagnétique de l'octant visé par le faisceau et ceux de la première couche du module hadronique ont été utilisés pour calculer la charge produite par un électron. Les charges de la première couche hadronique sont multipliées par un facteur compensant la différence des rapports d'échantillonnage des modules électromagnétique et hadronique. Pour des raisons chronologiques, ce facteur a été pris égal 2,4 pour la première partie des études qui seront présentées par la suite et à 2,2 pour la dernière. Même si cela introduit une certaine incohérence, il faut noter que la charge déposée dans le calorimètre hadronique n'excède pas 1% de la charge totale. Une variation de 10 % sur le poids affectant cette charge correspond donc à une variation de l'ordre du pour mille de la charge totale reconstruite, ce qui est tout à fait négligeable.

Par ailleurs la gerbe électromagnétique ne dépose d'énergie que dans un nombre restreint de canaux. La charge mesurée sur la plus grande partie des canaux ne représente en fait que les fluctuations du bruit. Aucun algorithme permettant de distinguer les charges produites par une gerbe de celles produites par le bruit (Algorithme de "clustering") n'existant au moment de l'analyse, l'influence du bruit a été contrôlée en imposant une valeur minimale aux signaux. La charge $Q(i)$ d'un canal i n'est comptabilisée que si est vérifiée la condition:

$$Q(i) \geq f \sigma_q(i) \quad \text{où} \quad \sigma_q(i) = P_1(i) \sigma(i) \quad (\text{IV.8})$$

Typiquement la valeur de f choisie est 3 et l'on parle d'une coupure à 3 sigmas. Toutefois nous verrons que l'étude de la variation, en fonction de f , de la valeur moyenne de la charge calculée en sommant les signaux vérifiant la condition (IV.8) permet de distinguer le bruit de la charge produite par l'absorption d'une particule.

On note qu'il n'est en rien nécessaire que f soit positif. Par exemple, f nul signifie que l'on prend tous les signaux positifs et f négatif signifie que tous les signaux plus grands qu'une certaine valeur négative sont pris. En particulier dans la limite où f tends vers $-\infty$, la coupure à f sigmas est équivalente à une absence de coupure.

Une fois que f a été choisie toutes les charges vérifiant la condition (IV.8) sont sommées et la somme est placée dans un histogramme. La valeur moyenne \bar{Q} et l'écart type σ de la distribution de charge sont généralement obtenues par une procédure itérative. Lors d'un premier passage, les charges sont placées dans un histogramme large. L'ajustement d'une gaussienne sur ce dernier, produit une valeur moyenne et un écart type servant à définir un deuxième histogramme dans lequel sont placées les charges lors d'un deuxième passage. Les bornes de cet histogramme sont choisies de telle sorte que seuls les événements situés à plus de 5 écarts types de la valeur moyenne soient exclus. Une gaussienne est à nouveau ajustée sur ce nouvel histogramme et de nouvelles valeurs de \bar{Q} et σ sont obtenues. Deux autres passages sont effectués pour obtenir les valeurs finalement retenues. Les variations des valeurs moyennes et des écarts types au cours du dernier passage de cette procédure sont dans les barres d'erreurs statistiques.

Le nombre moyen de canaux sélectionnés par une coupure à 3 sigma varie avec l'énergie des électrons incidents et la granularité du module visé. Lorsque l'énergie des électrons passe de 10 à 50 GeV, ce nombre moyen passe de 15 à 30 pour un nombre total de 832 canaux pour les modules CB3, et de 10 à 20 pour un nombre total de 336 canaux pour les modules CB2 de granularité moins fine.

6 Comparaison des procédures

Il est important d'estimer l'ordre de grandeur des corrections de la correspondance ADC-Charge. Les figures IV.11 à IV.14 présentent, pour les modules électromagnétiques CB2 et CB3 des périodes CB3/FB1 et CB2/CB3, les différences sur les valeurs moyennes des charges obtenues suivant diverses procédures en fonction de la coupure appliquée. Les données des trois "runs" utilisés ont été obtenues avec des faisceaux d'électrons de 30 GeV. La quantité Δ portée en ordonnée a été calculée suivant:

$$\Delta(f) = \frac{\bar{Q}(f) \langle \text{Procédure test} \rangle}{\bar{Q}(f) \langle \text{Procédure référence} \rangle} - 1$$

où $\bar{Q}(f)$ désigne la charge moyenne obtenue en appliquant une coupure à f sigmas, et les procédures test et référence sont deux ensembles de corrections. Nous décrirons rapidement dans les sous-paragraphes (6a) à (6d) les effets des différents types de correction. Ces effets seront discutés dans le sous-paragraphes (6e).

6a Ordre de grandeur des corrections de diaphonie

La figure IV.11 montre les résultats d'une comparaison où pour la procédure test la correction de diaphonie AJ et la correction de piédestal par translation des ADC ont été appliquées et pour la procédure référence seule la correction de piédestal l'a été:

Procédures	Référence	Test
Diaphonie	Pas de correction	Correction AJ

On voit sur la figure IV.11 que les corrections de diaphonie augmentent la charge moyenne de 1 à 2 % suivant la période et l'octant.

6b Comparaison des procédures de correction de diaphonie

La figure IV.12 compare les corrections de diaphonie. La correction de diaphonie AJ a été utilisée pour la procédure référence et la correction de diaphonie PL pour la procédure test. Pour les deux procédures la correction de piédestal par translation des ADC a été appliquée:

Procédures	Référence	Test
Diaphonie	Correction AJ	Correction PL

On voit sur la figure IV.12, que la différence entre les deux procédures est de l'ordre de quelques pour mille et dépend de la période et de l'octant. On note que la correction de diaphonie PL donnent systématiquement des résultats supérieurs à la correction de diaphonie AJ. Par ailleurs la forme de la variation de la différence entre les deux procédures en fonction de la coupure appliquée se retrouve de module à module et de période à période.

6c Comparaison des procédures de correction de Piédestal

La figure IV.13 a été obtenue en appliquant la correction de piédestal par translation des ADC pour la procédure référence et par translation de charges pour la procédure test. Pour les deux procédures la correction de diaphonie AJ a été appliquée:

Procédures	Référence	Test
Correction de Piédestal	Translation des ADC	Translation des charges

Il est clair d'après la figure IV.13, qu'il n'y a aucune différence entre les deux procédures de correction de piédestal. Ceci peut être compris en considérant que, du moins dans l'intervalle des valeurs ADC parcouru par les signaux, les coefficients quadratique et cubique de l'expression (IV.1) ont une faible influence. Dans ce cas la correspondance ADC-Charge est presque linéaire et il importe peu de translater les courbes suivant l'axe des charges plutôt que suivant l'axe des ADC.

6d Ordre de grandeur de la correction de capacités

La figure IV.14 a été obtenue en appliquant la correction de piédestal par translation des ADC et la correction de diaphonie AJ pour les deux procédures, la correction des capacités de calibration n'ayant été faite que pour la procédure test:

Procédures	Référence	Test
Correction de Capacités	Pas de correction	Correction

La figure IV.14 montre que l'ordre de grandeur de cette correction est important et est très dépendant de la période et du module considérés: de l'ordre 0,5% pour le module CB3 de la période CB3/FB1, de -1 à -2 pour mille pour le module CB3 de la période CB2/CB3 et -0,5% pour le module CB2 de cette même période.

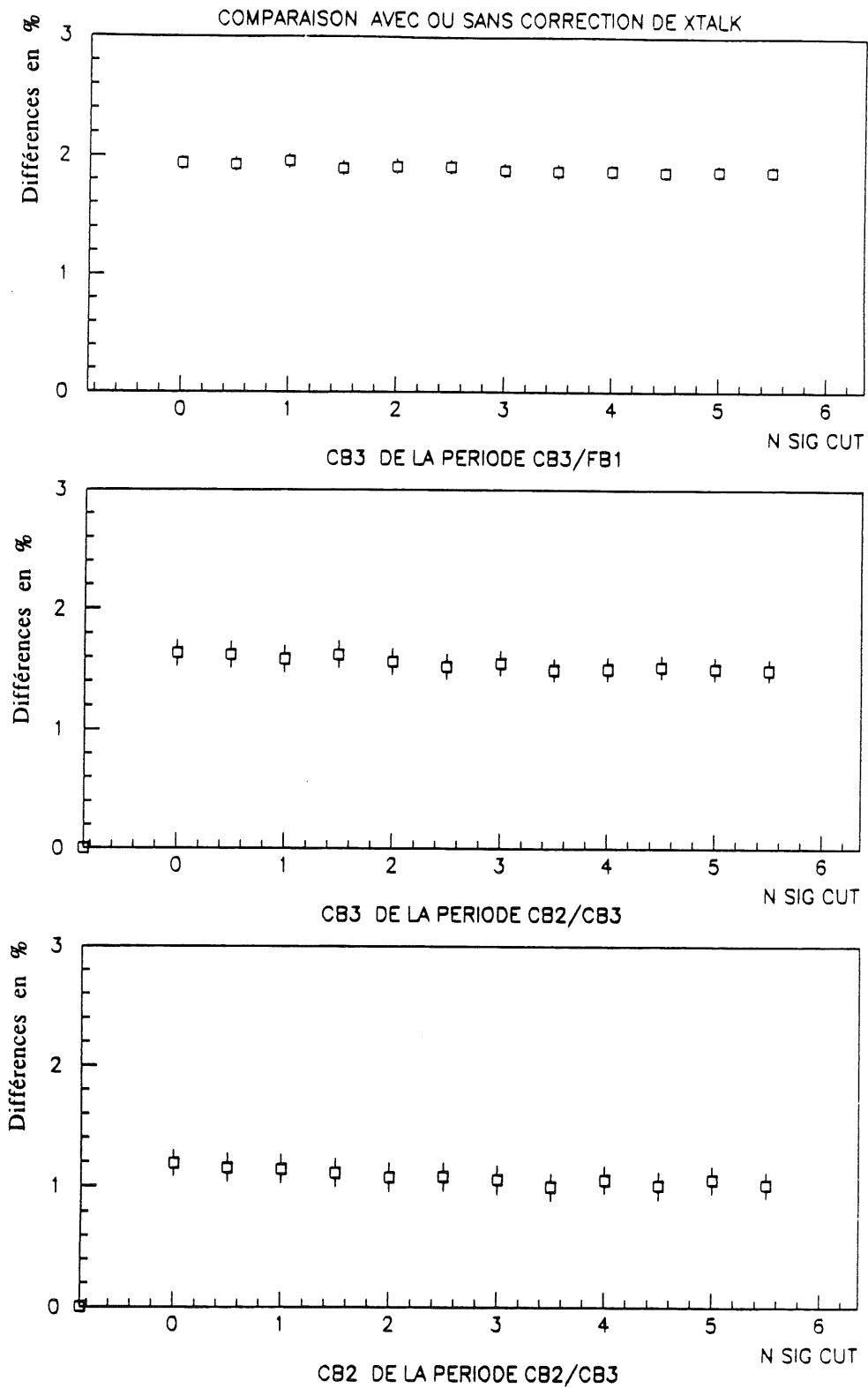


figure IV.11 *Ordre de grandeur de la correction de diaphonie*

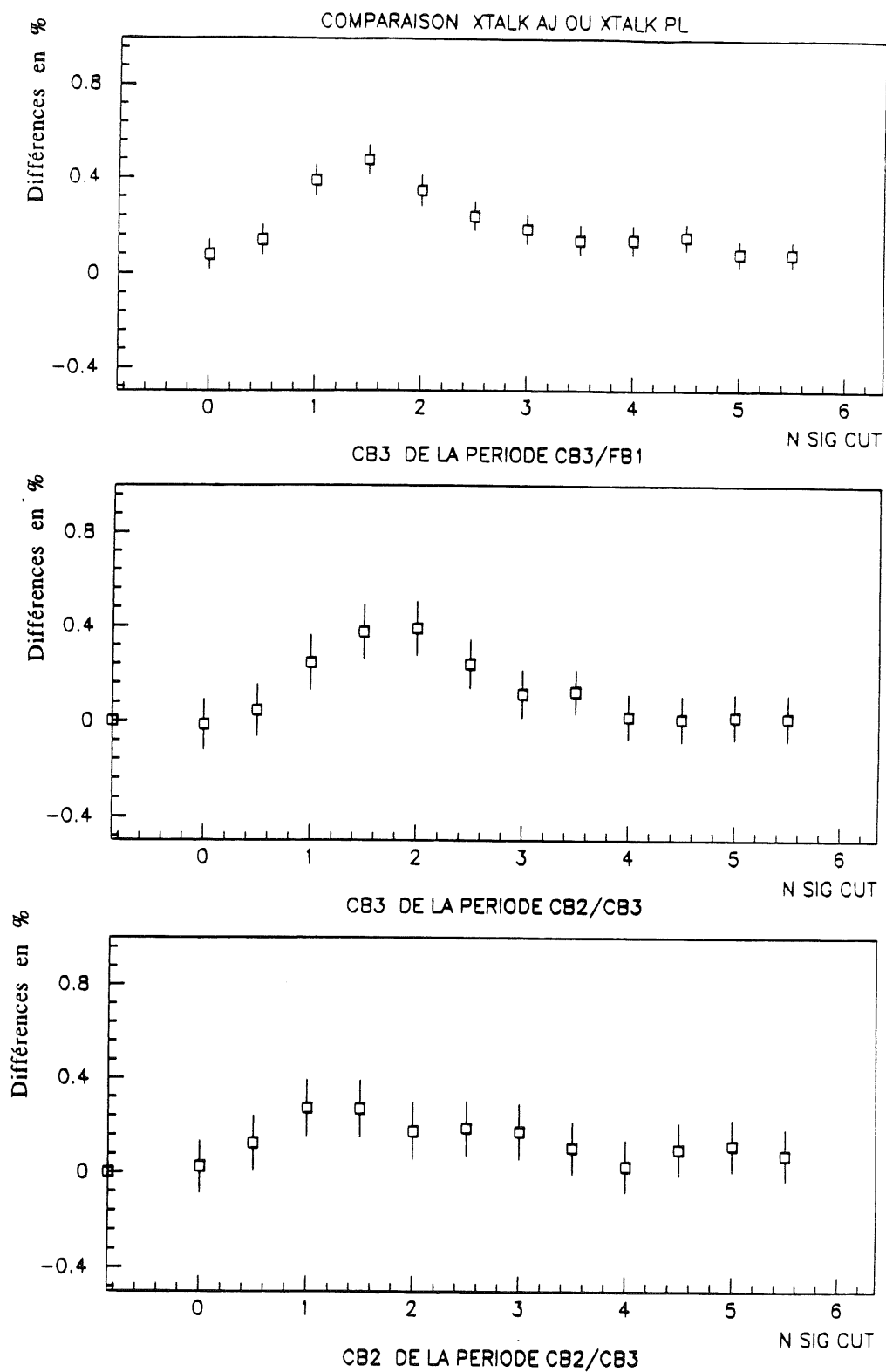


figure IV.12 Comparaison des procédures de correction de diaphonie

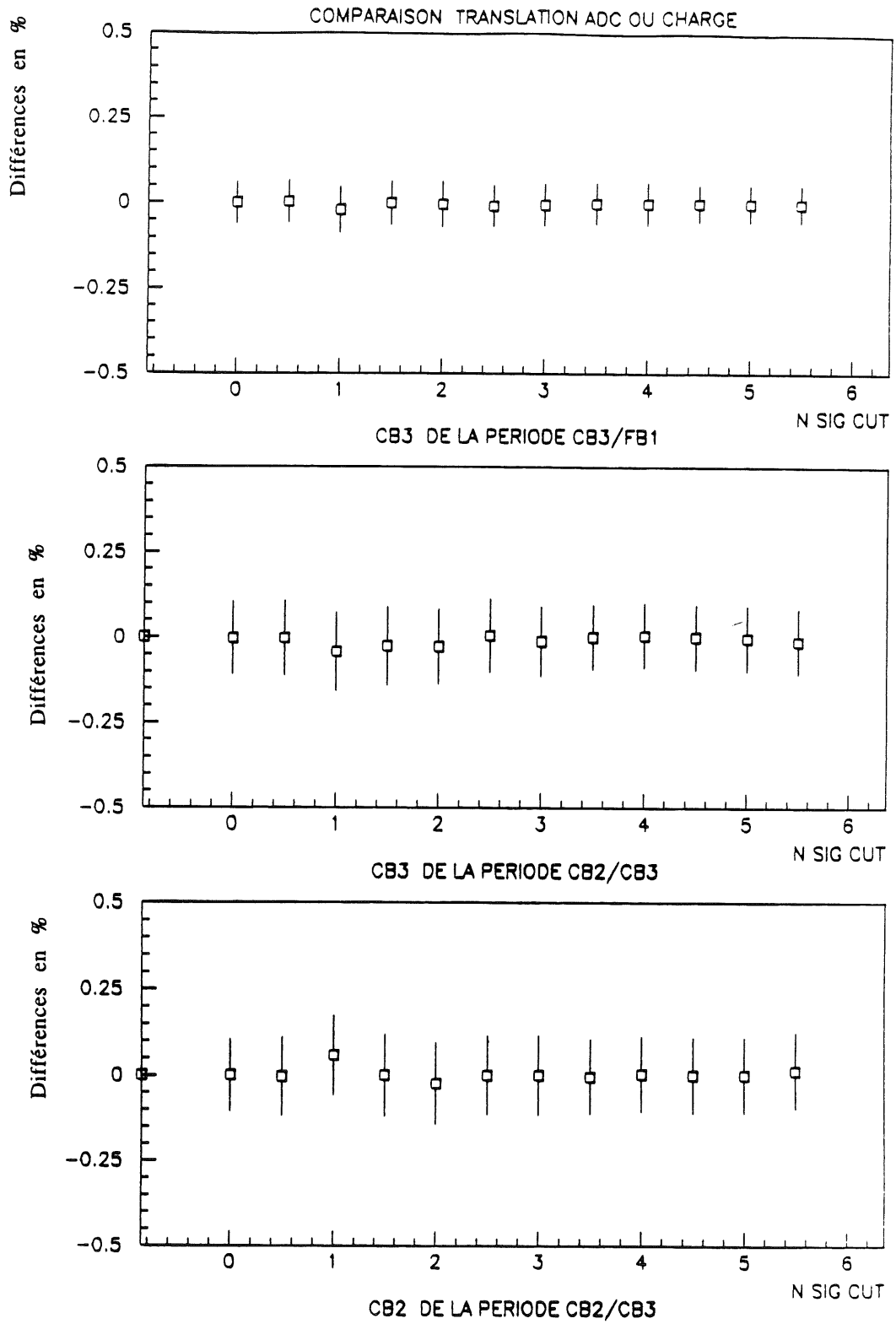


figure IV.13 *Comparaison des procédures de correction de Piédestal*

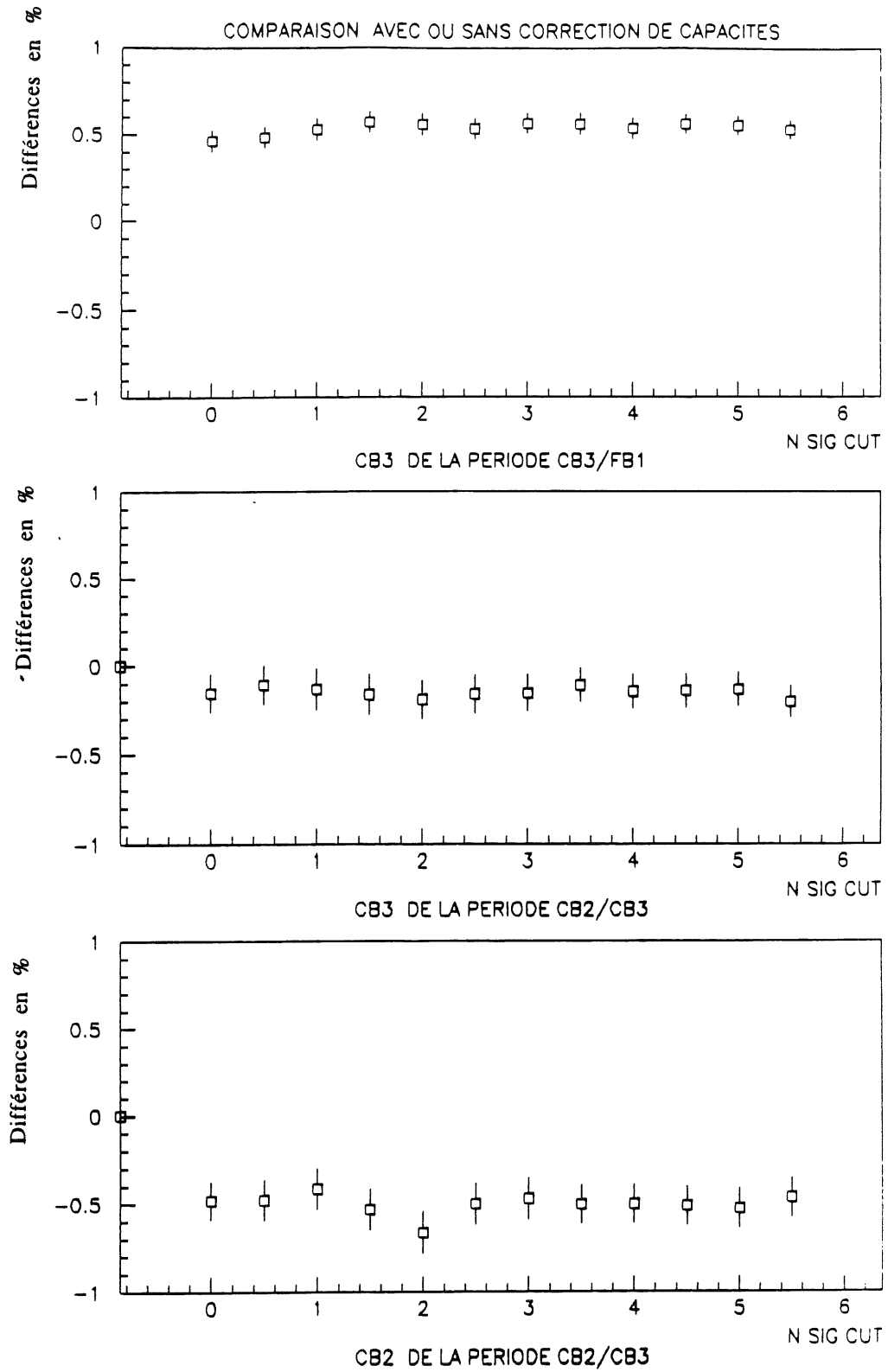


figure IV.14 *Ordre de grandeur de la correction de capacités*

6e Discussion

Comme nous venons de le voir, la correction de diaphonie corrige principalement la diaphonie directe n'affectant que les signaux de calibration. Cette diaphonie résulte d'une mauvaise isolation entre les voies de calibration et les voies de signal. Son effet est comme le montre la figure IV.11 raisonnablement faible pour être contrôlable. Lors de l'assemblage des roues à DESY une diaphonie directe de l'ordre de 15 % a pu être corrigée en améliorant le blindage des câbles et ramenée au niveau du pour-cent [IV.4].

La correction de diaphonie PL a été conçue pour corriger une instabilité au cours du temps des coefficients P_2 et P_3 corrigées suivant la correction AJ. Cette instabilité a été diagnostiquée en utilisant les événements dits de calibration pris durant les prises de données où des charges assez grandes de l'ordre de 7,5 pCb sont injectées dans toutes les voies en même temps. Ces charges correspondent à des coups d'ADC grands. On est alors très sensible aux termes cubiques et quadratiques de l'expression (IV.1). Pour une charge injectée constante, il a été montré que la charge reconstruite en utilisant la procédure de correction AJ variait de 1 à 2 % sur une période d'une vingtaine de jours. En appliquant la correction PL ces variations sont ramenées au niveau du pour mille. Cette amélioration n'a été démontrée que pour des événements de calibration et pas pour des événements physiques. Toutefois la correction PL est plus simple et peut par exemple être appliquée avant ou après les corrections de piédestal puisqu'elle est multiplicative et ne dépend que des coups ADC. Au début de l'année 1991, afin d'uniformiser les analyses des tests du CERN, il a été conseillé de l'utiliser de préférence à la correction AJ.

Il a été de même conseillé d'utiliser la correction de Piédestal par translation des charges de préférence à la correction par translation des ADC. S'il est vrai que le modèle présenté au paragraphe 4b.ii2 permet de trouver une justification à cette correction, la figure IV.13 montre que dans la pratique il est impossible de déceler la moindre différence entre les deux corrections.

Les différences entre les méthodes de corrections de diaphonie ou de piédestaux sont secondaires par rapport aux effets de la correction de capacités de calibration. Une capacité aussi petite que 47 pF est difficile à mesurer avec une précision de mieux que $\pm 0,25$ pF [IV.5] soit à mieux que $\pm 0,5$ %. Il n'est pas possible d'affirmer que la correction de 5 pour mille pour le module CB3 de la période CB3/FB1 et celle de -5 pour mille pour le module CB2 de la période CB2/CB3 reflète une différence réelle entre les capacités de calibration de cette période ou l'incertitude dans la mesure de celles-ci. Les valeurs moyennes sur tous les canaux des capacités utilisées pour chaque période sont:

Période	CB3/FB1	CB2/CB3	
Module	CB3	CB3	CB2
Capacités Moyennes pF	47,1	46,9	46,8

Ces valeurs moyennes caractérisent globalement les modules. Nous avons essayé de calculer une capacité plus représentative en pondérant la capacité de calibration de chaque canal par la fraction de la charge totale vue dans ce canal. Ces capacités effectives sont typiquement:

Période	CB3/FB1	CB2/CB3	
Module	CB3	CB3	CB2
Capacités Effectives pF	47,2	46,9	46,8

Les différences entre ces valeurs sont faibles mais peuvent induire une différence de près de 1% après correction entre des coefficients de calibration éventuellement égaux des modules CB2 de la période CB2/CB3 et CB3 de la période CB3/FB1. Il a été conseillé d'appliquer cette correction si cela n'a pas été fait au moment de la prise de données. Par la suite nous désignerons par procédure standard l'ensemble des corrections conseillées: correction de diaphonie PL, correction de piédestaux par translation des charges et correction de capacité de calibration.

Cette procédure définie début 1991 n'a été appliquée que pour la dernière étude présentée au chapitre suivant. Dans cette étude des données simulées ont été comparées aux données réelles corrigées suivant la procédure standard. Pour les autres études, plus anciennes, nous avons corrigé la diaphonie directe suivant la correction AJ et les piédestaux suivant la correction par translation des ADC sans appliquer de correction de capacités de calibration. Il se trouve que cette dernière n'a jamais été appliquée au moment de la prise de données excepté pour la période CB3/FB1. La comparaison des coefficients de calibration obtenus dans ces études pour des modules de périodes différentes souffrent donc d'une certaine incohérence puisque des ensembles différents de corrections ont été appliqués. Il n'a pas été possible faute de temps de reprendre ces études pour corriger cette incohérence.

IV-3 Analyses

Dans ce sous-chapitre sont décrits les diverses méthodes qui ont été utilisées et les résultats qu'elles ont permis d'obtenir. Le paragraphe (1) présente les résultats d'une analyse des "runs" de stabilité, de linéarité et d'uniformité couvrant les trois périodes. Dans le paragraphe (2), une modélisation simple de la variation des valeurs moyennes des charges avec la coupure est proposée et comparée aux données. Enfin dans le paragraphe (3), les résultats de la comparaison d'une simulation Monte-Carlo du calorimètre et des données sont présentés et discutés.

1 Analyse à "3 sigmas"

Dans ce paragraphe, les résultats présentés ont été obtenus en appliquant les corrections de diaphonie AJ et de piédestaux par translation des ADC définies au paragraphe précédent et en appliquant une coupure à trois sigmas sur les signaux de chacun des canaux. Les sous-paragraphes (1a) et (1b) abordent l'étude des "runs" de stabilité et de linéarité pour les trois périodes. L'uniformité de la réponse des calorimètres de la période CB1/BBE est étudiée au sous-paragraphe (1c).

1a Runs de stabilité

Les données des "runs" de stabilité sont enregistrées régulièrement au cours du période dans des conditions identiques d'énergie et de position du faisceau. La mesure de la stabilité du signal que ces "runs" permettent d'obtenir, peut être comparée avec celle fournie par les sondes de mesure de la pureté de l'argon placées dans le cryostat.

1a.i Résultats

Les figures IV.15 à IV.19 montrent l'évolution du rapport \bar{Q}/E en fonction du temps pour les trois périodes étudiées. Sur ces données, a été ajustée la fonction:

$$\frac{\bar{Q}}{E} = \left(\frac{\bar{Q}}{E_0} \right) (1 + \Delta \tau) \quad (\text{IV.9})$$

où τ est le temps écoulé entre le temps t_0 , début de la période, et le début de la prise de données. Les résultats de ces ajustements sont donnés dans la table suivante:

Période	Module	Npt	χ^2	$(\bar{Q}/E)_0$ pCb/GeV	Δ %/mois
CB3/FB1	CB3	9	142	0,2637 $\pm 0,0001$	-2,8 $\pm 0,1$
CB2/CB3	CB3	8	14	0,2450 $\pm 0,0001$	-7,5 $\pm 0,1$
CB1/BBE	CB1	7	143	0,2364 $\pm 0,0001$	-11,6 $\pm 0,2$
	BBE	10	83	0,2478 $\pm 0,0001$	-10,6 $\pm 0,1$

table IV.1 Résultats de l'ajustement des runs de stabilité

D'une manière générale, les erreurs statistiques étant très petites, la plupart du temps inférieures à 0,5 pour mille, les χ^2 sont assez grands et ne permettent pas d'estimer justement la qualité des ajustements. Les figures IV.15 à IV.19 montrent aussi les différences entre les données et l'ajustement linéaire. On voit que l'expression (IV.9) reproduit l'évolution des données avec le temps à environ ± 2 pour mille pour tous les modules et toutes les périodes, excepté le module CB1 de la période CB1/BBE pour lequel on note des écarts de $\pm 0,5\%$ (figure IV.14). Ces différences sont attribuées à des problèmes haute tension ayant affectés ce module. En effet à cause de courants de fuite importants indiquant un court-circuit, la tension appliquée sur les premier et troisième plans haute tension de la deuxième couche du module CB1 n'était que de 1,5 kV au lieu des 2,5 kV nominaux. On note que la qualité de l'ajustement pour le module BBE de la même période est sans nul doute meilleure. Toutefois les données des sources ayant indiqué une rupture dans la décroissance du signal au milieu de la période, on a tenté d'ajuster séparément les données du module BBE de la première partie de la période et celles de la seconde partie. Les résultats de cet ajustement sont représentés sur la figure IV.19 et donnés dans la table suivante:

Période: CB1/BBE Module: BBE	Npt	χ^2	$(\bar{Q}/E)_0$ pCb/GeV	Δ %/mois
Début de la Période	6	13	0,2482 $\pm 0,0001$	-13,6 $\pm 0,4$
Fin de la période	4	4	0,2486 $\pm 0,0003$	-11,5 $\pm 0,4$

table IV.2 Résultats de l'ajustement séparé du début et de la fin de la période CB1/BBE

Une variation relative du signal constante au cours du temps implique une décroissance exponentielle du signal. Toutefois les périodes se sont toujours étendues sur une dizaine de jours. Sur une durée aussi courte et

même pour une décroissance d'une dizaine de pour-cents par mois, la forme exponentielle ne se distingue pas d'une variation linéaire. Par exemple pour une décroissance relative constante de 12%/mois du signal, l'écart à la linéarité sur 10 jours est de l'ordre de 0,8 pour mille ce qui est tout à fait inobservable. Il est donc légitime d'ajuster une fonction linéaire sur le signal. Plus particulièrement la rupture de pente dans la décroissance du signal du module BBE suggérée par les chiffres de la table IV.2 ne peut être due à une possible forme exponentielle du signal.

1a.ii Comparaison données-sondes

Dans le chapitre consacré à la pureté de l'argon, nous avons vu que l'on mesure l'évolution de la pureté de l'argon au moyen de sondes utilisant des sources radioactives. Pour chaque période, on ajuste sur le signal de ces sondes, une droite:

$$\text{Signal sonde} = P_0 + P_1 t$$

dont la pente P_1 permet de prédire la décroissance du signal dans les calorimètres. La table suivante compare les prédictions de la meilleure, d'après le groupe du LPNHE, des sondes avec les valeurs déduites des données:

Période	Mesure %/mois	Prédiction %/mois
CB3/FB1	-2,8 ±0,1	-1,7
CB2/CB3	-7,5 ±0,1	-6,3
CB1/BBE	(1) -13,6 ±0,4	-15,5
	(2) -11,5 ±0,4	-9,0

table IV.3 *Comparaison Sondes-Données*

La sonde en question est une sonde bêta et porte le nom de sonde β_2 . Les prédictions de la table précédente sont déduites de la variation de la position du pic le plus haut du spectre de cette sonde. Par la suite nous ferons référence à cette sonde et à ce pic en parlant de la sonde β_{2H}

Les deux valeurs de la table IV.3 pour la période CB1/BBE correspondent à la première et deuxième partie de la période. On note que pour cette période les écarts sont importants: la pente prédite pour la première partie est surestimée de 2% alors que celle de la seconde est sous-estimée de 2%. Toutefois les valeurs mesurées ayant été obtenues sur de petits lots de "runs", ces différences peuvent être dues aux mesures et non aux prédictions. Pour les deux premières périodes, les valeurs prédites sont systématiquement

inférieures d'à peu près 1% aux valeurs mesurées. Il faut noter que la décroissance du signal des sondes n'est pas directement transposable à celle du signal des calorimètres et doit être corrigée des différences dues à la géométrie et au dépôt différent des charges.

1a.iii Comparaison des modules

Nous venons de voir que la décroissance du signal du calorimètre a été importante durant les tests CERN. Une fois cette décroissance mesurée, on peut corriger, d'une façon ou d'une autre, les données d'une période. Toutefois, les données de différentes périodes ne peuvent être comparées directement. En effet, les "runs" de stabilité permettent de corriger les données de l'aggravation de la pollution de l'argon liquide au cours d'une période mais ils n'indiquent pas quelle était la pollution initiale de cet argon en début de période. Nous verrons au paragraphe (3) une méthode de correction de ces différences de pureté initiale basée sur les "runs" de haute tension. Toutefois et jusqu'à ce que cette méthode soit présentée, nous utiliserons une autre méthode exploitant pleinement les données de la sonde β_{2H} .

Nous avons vu que l'ajustement des variations en fonction du temps du signal de cette sonde donne non seulement une pente P_1 mais aussi une valeur à $t=0$, P_0 . De la même façon que P_1 mesure l'aggravation de la pollution au cours du temps, les variations de P_0 de période à période mesure les variations de la pureté initiale de l'argon. De la variation relative de P_0 , on peut donc déduire un facteur global de correction d'une période relativement à une autre. Comme P_1 , cette variation relative doit être corrigée d'un facteur tenant compte des différences entre les géométries des sondes et des calorimètres ainsi qu'entre les dépôts de charges. Ce facteur est dans le cas particulier de la sonde β_{2H} égal à 0,29. Le facteur correctif f_{init} d'une période donnée par rapport à une période référence se calcule donc suivant:

$$f_{init} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta P_0}{P_0} 0,29} \quad (IV.10)$$

Afin d'éviter des confusions, les données corrigées de la pollution initiale de cette façon seront notées par la suite avec l'indice "init".

En prenant la période CB3/FB1 pour référence et les P_0 de la sonde β_{2H} pour corriger les $(\bar{Q}/E)_0$ des modules CB de la table IV.1, on obtient des valeurs qui peuvent être comparées les unes aux autres. Les résultats de ces corrections et de cette comparaison sont donnés dans la table suivante:

Période	Module	$(\bar{Q}/E)_0$ pCb/GeV	P_0	f_{init}	$(\bar{Q}/E)_{init}$ pCb/GeV	Différence %
CB3/FB1	CB3	0,2637 $\pm 0,0001$	0,7223	1	0,2637 $\pm 0,0001$	réf.
CB2/CB3	CB3	0,2450 $\pm 0,0001$	0,5407	1,079	0,2643 $\pm 0,0001$	+0,2
CB1/BBE	CB1	0,2364 $\pm 0,0001$	0,5948	1,054	0,2492 $\pm 0,0001$	-5,5

table IV.4 Correction pour les runs de stabilité de la pureté initiale de l'argon liquide en utilisant la sonde β_2H .

On voit d'après cette table que les deux modules CB3 des périodes CB3/FB1 et CB2/CB3 sont très semblables. Par contre le module CB1 est très différent. Ceci est sans doute du aux problèmes haute tension déjà évoqués. Toutefois nous verrons au sous paragraphe (1b) que les deux modules de la période CB1/BBE présentent quant à la linéarité de leurs réponses des particularités qui contribuent, avec la très forte décroissance du signal, à singulariser encore plus cette période.

1a.iv Discussion

Les taux de décroissance du signal de la table IV.1 sont très importants et traduisent une pollution rapide et importante de l'argon liquide. Cette pollution semble avoir été apportée par les octants CB et plus particulièrement par les modules électromagnétiques. Sans que cela ai pu être prouvé de manière certaine, le nettoyage au fréon dans une cuve à ultrasons des plaques de ces modules a été mis en cause. Une corrélation entre le temps écoulé depuis ce nettoyage et le taux de décroissance a pu être mis en évidence: les modules les plus "frais" ont plus pollué que les modules les plus "vieux". Toutefois aucune décroissance du signal des sources n'a été mesurée à DESY où pendant plus de six mois le calorimètre H1 complet a été plongé dans l'argon liquide. La structure peu ouverte du calorimètre aurait pu confiner la contamination de l'argon liquide dans des zones éloignées des sources. Après que l'on ait laissé bouillir l'argon afin de provoquer de forts mouvements de brassage, le signal des sources est revenu à son niveau initial ce qui renforce la confiance que l'on peut avoir dans la grande stabilité de la pureté de l'argon mesurée à DESY.

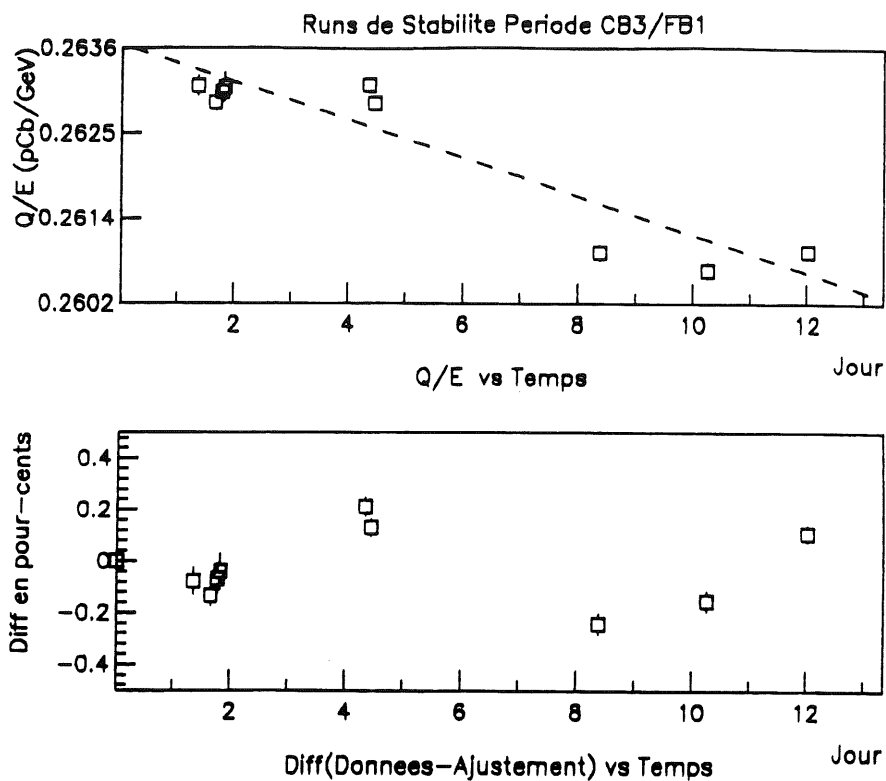


figure IV.15 *Runs de stabilité: module CB3 de la période CB3/FB1*

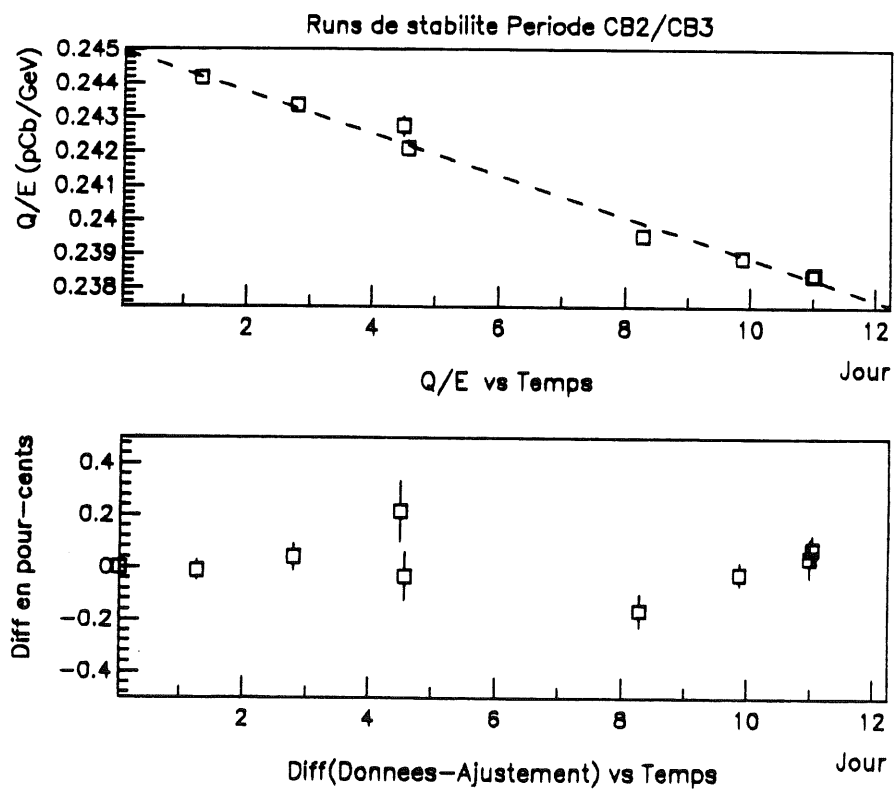


figure IV.16 *Runs de stabilité: module CB3 de la période CB2/CB3*

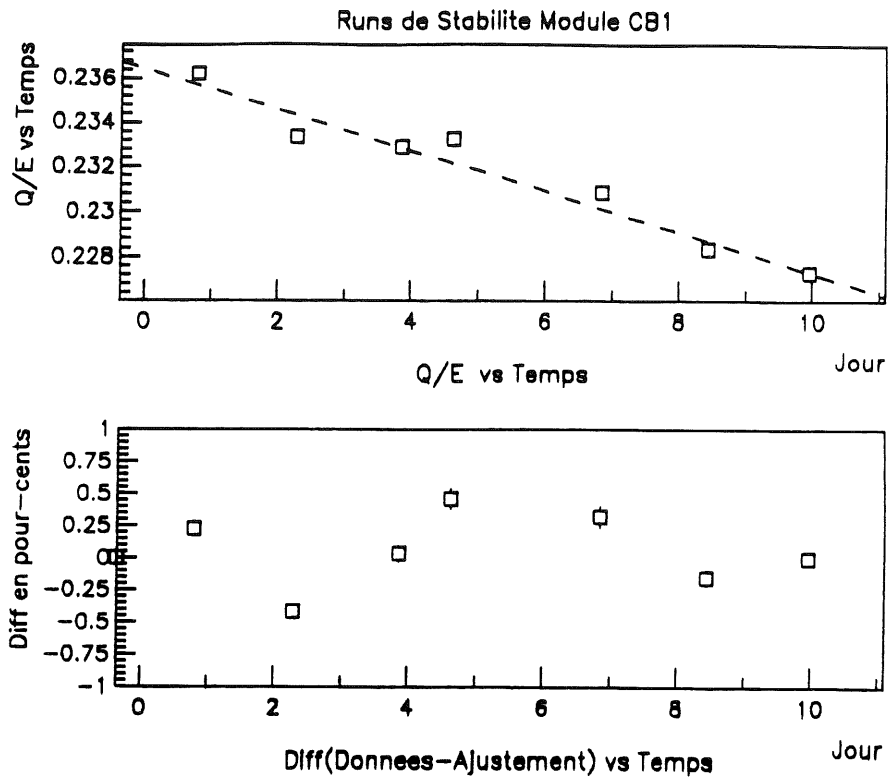


figure IV.17 *Runs de stabilité: module CB1 de la période CB1/BBE*

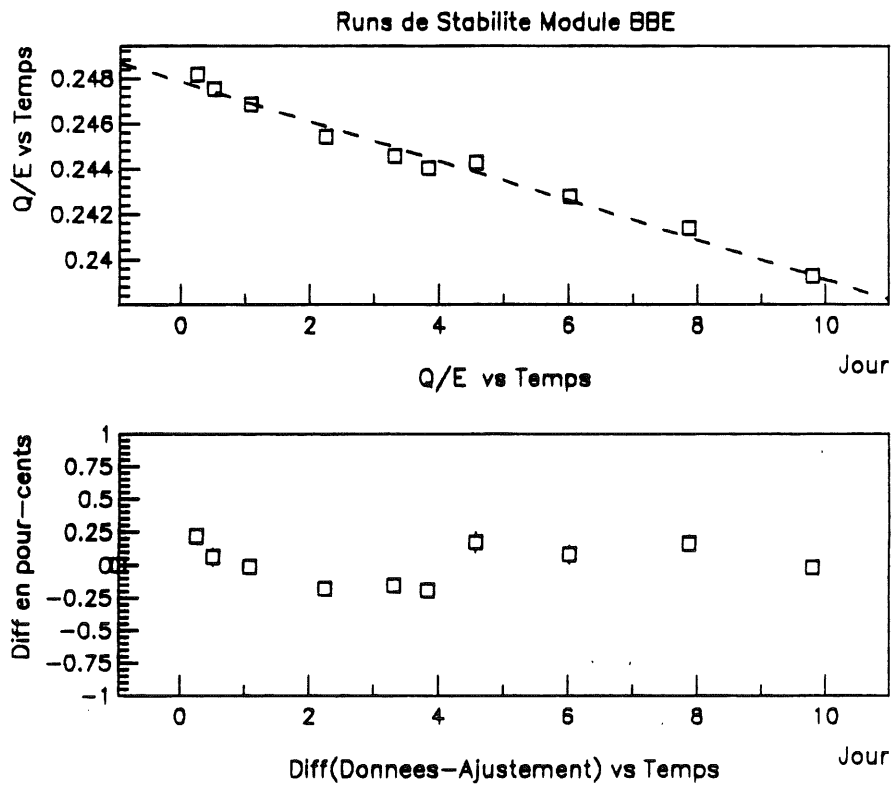


figure IV.18 *Runs de stabilité: module BBE de la période CB1/BBE*

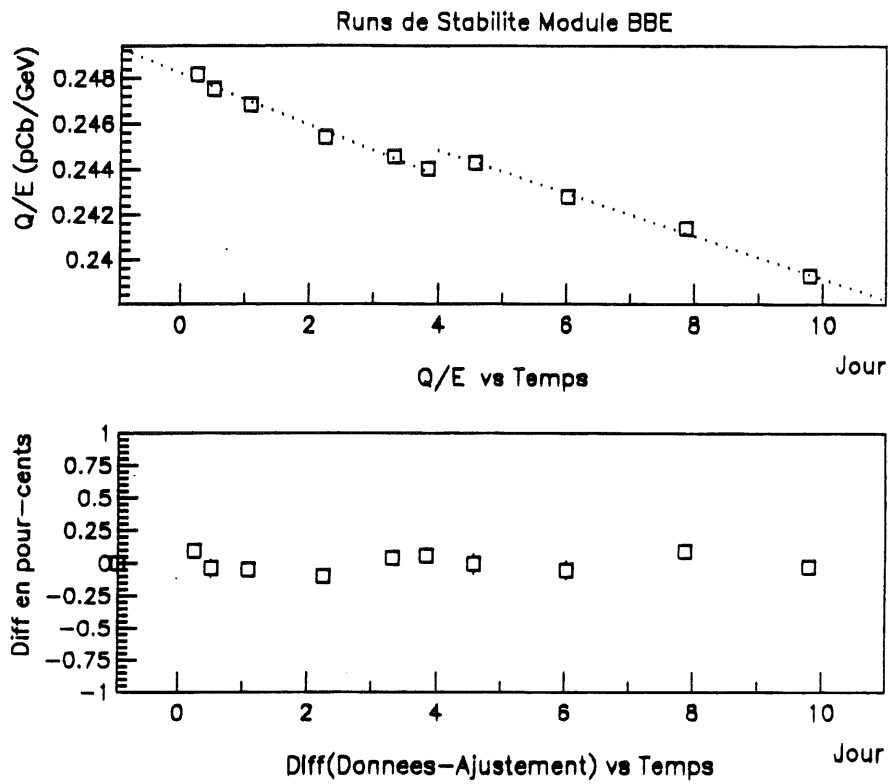


figure IV.19 *Runs de stabilité: module BBE de la période CBI/BBE
Ajustement séparé du début et de la fin de la période*

1b Runs de linéarité

Les "runs" de linéarité correspondent à des positions de faisceau identiques mais à des énergies différentes. Ils permettent d'étudier la linéarité de la réponse des calorimètres ainsi que leur résolution.

1b.i Valeurs moyennes

Les figures IV.20 à IV.24 présentent les rapports des valeurs moyennes des charges à l'énergie du faisceau \bar{Q}/E , en fonction de l'énergie. Les "runs" correspondant ayant été pris à différents moments, ces rapports doivent être corrigés de la décroissance du signal. En utilisant les valeurs de Δ de la table IV.1 (pour la période CB1/BBE, la valeur -11,6 %/mois obtenue pour le module CB1 a été retenue), le facteur de correction f_{dec} a été défini par:

$$f_{dec} = \frac{1}{(1 + \Delta \tau)} \quad (IV.11)$$

où τ a été définie au sous-paragraphe précédent. Les résultats de ces corrections sont aussi portées sur les figures IV.20 à IV.24. Pour chaque module, nous avons calculé $(\bar{Q}/E)_{moy}$, la valeur moyenne pondérée des rapports \bar{Q}/E et δ_{max} la différence maximale de ces derniers rapportée à $(\bar{Q}/E)_{moy}$:

Période	Module	Non corrigé de la décroissance du signal		Corrigé de la décroissance du signal	
		$(\bar{Q}/E)_{moy}$ pCb/GeV	δ_{max} %	$(\bar{Q}/E)_{moy.cor.}$ pCb/GeV	δ_{max} %
CB3/FB1	CB3	0,2637	1,2	0,2650	1,9
		$\pm 0,0001$	(0,6)	$\pm 0,0001$	(0,5)
CB2/CB3	CB3	0,2407	1,3	0,2446	1,2
		$\pm 0,0001$		$\pm 0,0001$	
	CB2	0,2426	0,9	0,2454	0,5
		$\pm 0,0001$		$\pm 0,0001$	
CB1/BBE	CB1	0,2338	4,4	0,2375	4,5
		$\pm 0,0001$		$\pm 0,0001$	
	BBE	0,2438	3,9	0,2478	4,1
		$\pm 0,0001$		$\pm 0,0001$	

table IV.5 Valeurs moyennes, déviations maximales pour les données des runs de linéarité non-corrigées et corrigées

Les valeurs données entre parenthèses pour la période CB3/FB1 sont les différences maximales obtenues en excluant le point à 5 GeV de cette période qui se distingue fortement des autres (figure IV.20). A part ce point particulier, les chiffres de la table IV.5 indiquent que la linéarité de la réponse des calorimètres des deux premières périodes est excellente, puisque, par module, un seul coefficient indépendant de l'énergie permet de reproduire toutes les charges mesurées à mieux que 0,6 % quelque soit l'énergie du faisceau. Toutefois le point à 5 GeV montre qu'à basse énergie, la charge est beaucoup moins bien contrôlée ce qui indique les limites de la méthode d'analyse à trois sigmas. Nous verrons au paragraphe (2) que, en partie à cause du bruit, les coefficients de calibration obtenus pour une coupure à f sigmas donnée, dépendent de f . Une méthode d'analyse différente sera proposée.

Les figures IV.23 et IV.24 montrent que les réponses des modules CB1 et BBE sont fortement nonlinéaires avant comme après correction de la décroissance du signal. Les "runs" correspondants ont été pris à faibles intervalles de temps et la nonlinéarité observée n'est pas due à la forte pollution de cette période. Nous trouverons au paragraphe (2), un indice permettant d'expliquer cette particularité de la période CB1/BBE.

1b.ii Comparaison des modules

Comme au sous-paragraphe (1a), on peut comparer les résultats des modules CB des différentes périodes en les corrigeant de la pollution initiale de l'argon liquide. En utilisant les coefficients de correction des périodes CB2/CB3 et CB1/BBE relativement à la période CB3/FB1, calculés grâce aux P_0 de la source β_{2H} et les valeurs moyennes corrigées de la décroissance du signal de la table IV.5, on obtient:

Période	Module	$(\bar{Q}/E)_{\text{moy.cor.}}$ pCb/GeV	$(\bar{Q}/E)_{\text{init}}$ pCb/GeV	Différence %
CB3/FB1	CB3	0,2650 $\pm 0,0001$	0,2650 $\pm 0,0001$	<i>réf.</i>
CB2/CB3	CB3	0,2446 $\pm 0,0001$	0,2639 $\pm 0,0001$	-0,4
	CB2	0,2454 $\pm 0,0001$	0,2648 $\pm 0,0001$	-0,1
CB1/BBE	CB1	0,2375 $\pm 0,0001$	0,2503 $\pm 0,0001$	-5,5

table IV.6 *Correction pour les runs de stabilité de la pureté initiale de l'argon liquide en utilisant la sonde β_{2H}*

Les valeurs de la table IV.6 confirment la similarité des modules CB3 des périodes CB3/FB1 et CB2/CB3. Par ailleurs, il apparaît clairement que tous les modules CB des deux premières périodes étaient très semblables. Enfin, le

module CB1 de la période CB1/BBE apparait à nouveau très différent de tous les autres.

1b.iii Résolutions

L'évolution de la résolution en fonction de l'énergie permet de séparer la résolution intrinsèque du calorimètre des contributions du bruit de l'électronique et des erreurs d'intercalibration. Les variations de σ/\bar{Q} en fonction de l'énergie ont été portées pour toutes les périodes sur les figures IV.20 à IV.24. Ces figures montrent également les résultats d'un ajustement qui a été fait sur ces données. La fonction ajustée est:

$$\frac{\sigma}{\bar{Q}} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \quad (\text{IV.12})$$

où a est la résolution intrinsèque et b le terme de bruit Les résultats de ces ajustements sont données dans la table suivante:

Période	Module	a %GeV ^{1/2}	b MeV	c %
CB3/FB1	CB3	12,0 ± 0,2	325 ± 7	0,4 ±0,1
CB2/CB3	CB3	10,7 ± 0,8	340 ± 31	0,8 ±0,1
	CB2	12,3 ± 0,2	412 ± 13	0,0 ±0,5
CB1/BBE	CB1	12,3 ± 0,6	210 ± 39	0,8 ±0,2
	BBE	9,7 ±0,5	225 ± 26	0,9 ±0,1

table IV.7 Résolutions intrinsèques, termes de bruit et d'intercalibration obtenus avec les runs de linéarité

Les résolutions intrinsèques des calorimètres CB sont donc de l'ordre de 12 %, un peu plus grandes que les estimations obtenues au chapitre consacré à la calibration.

Nous avons vu au chapitre consacré à la calorimétrie que le terme c dans l'expression (IV.12) rend compte de la qualité de l'intercalibration des voies. Dans les conditions expérimentales des prise de données, l'intercalibration n'est pas la seule contribution à ce terme. Les particules du faisceau ne sont pas

mono-énergétiques. Si le signal dépend linéairement de l'énergie des particules et en négligeant pour simplifier toute autre source de fluctuations on aura:

$$\Delta Q = \left[\frac{Q}{E} \right] \Delta E \Rightarrow \frac{\sigma(Q)}{Q} = \frac{\Delta E}{E}$$

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre la dispersion de l'énergie des particules autour de leur valeur moyenne est pour le faisceau H6 du CERN de l'ordre de $dp/p \sim 0,8\%$. Cette dispersion, qui contribue directement à c , est certainement plus grande que les erreurs de l'intercalibration de l'électronique. Les assez fortes valeurs de c de la table IV.7 sont donc essentiellement dues à la qualité du faisceau.

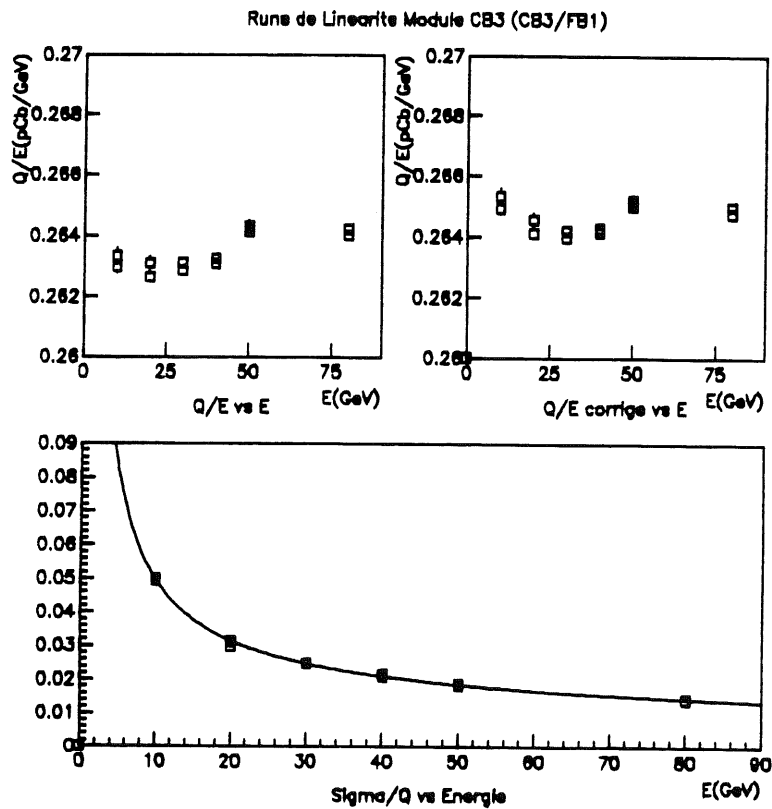


figure IV.20 *Runs de linéarité: module CB3 de la période CB3/FB1*

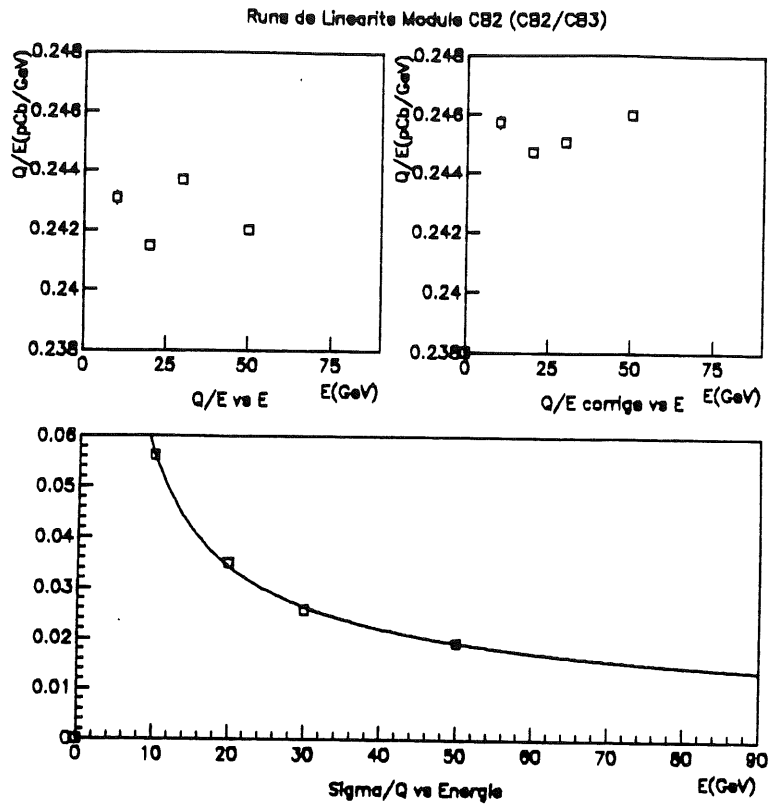


figure IV.21 *Runs de linéarité: module CB2 de la période CB2/CB3*

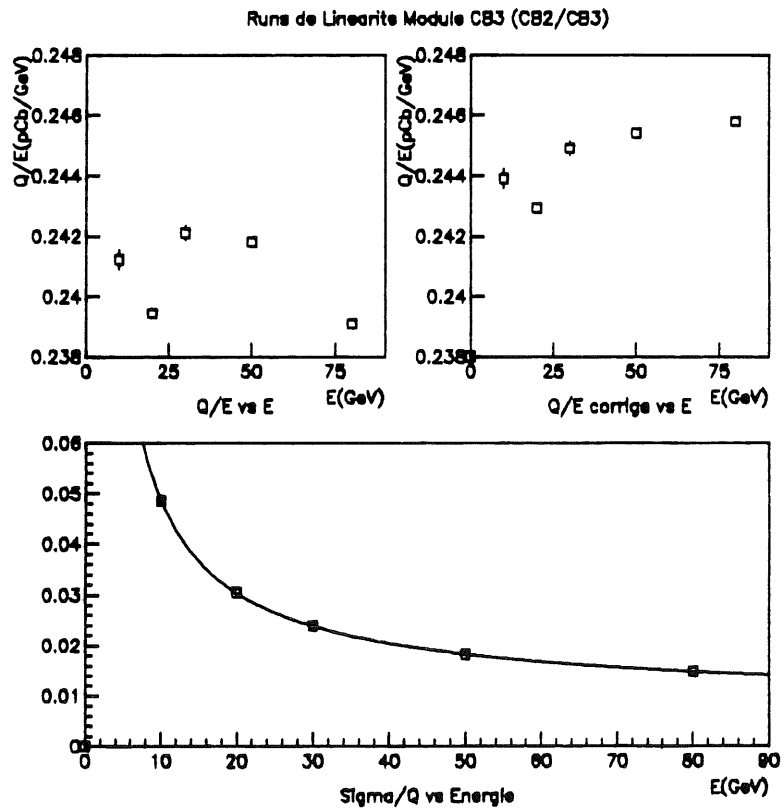


figure IV.22 *Runs de linéarité: module CB3 de la période CB2/CB3*

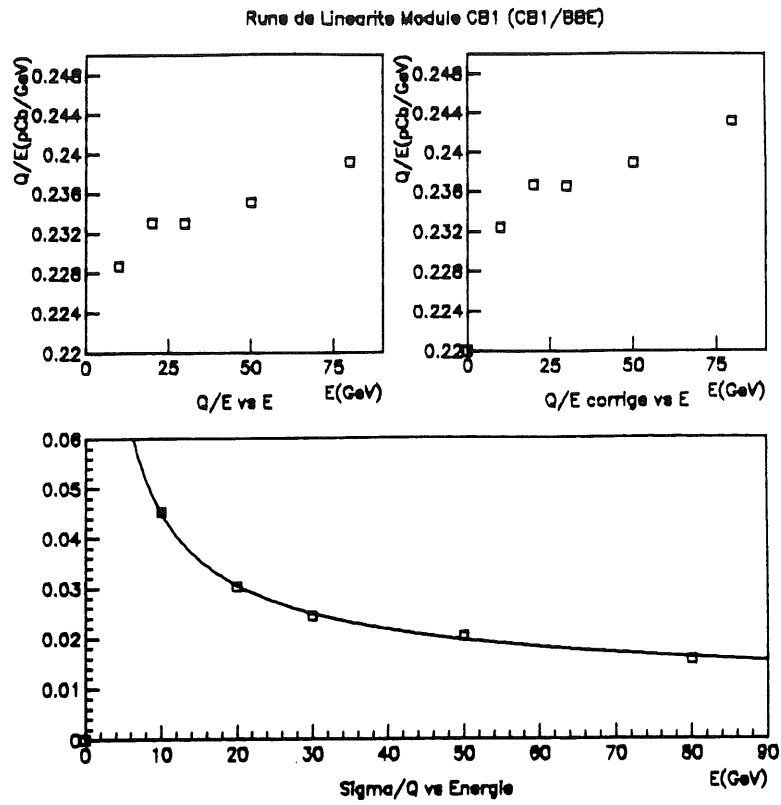


figure IV.23 *Runs de linéarité: module CB1 de la période CB1/BBE*

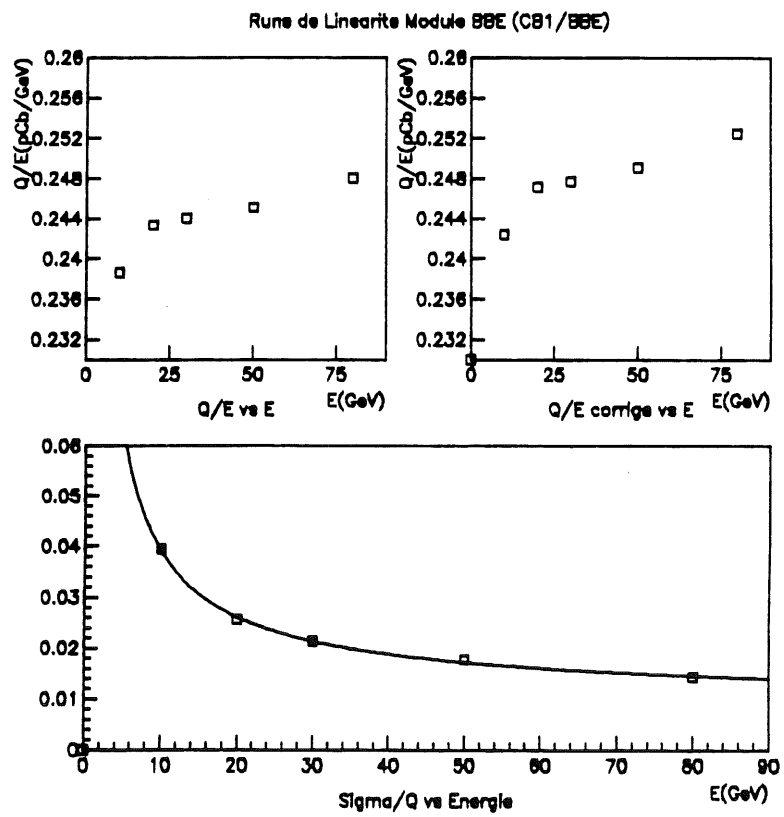


figure IV.24 *Runs de linéarité: module BBE de la période CB1/BBE*

1c Runs d'uniformité

Seuls les "runs" d'uniformité de la période CB1/BBE ont été étudiés. Par ailleurs, seule l'uniformité de la réponse dans une région bien définie des calorimètres a été étudiée. Plus particulièrement, l'étude des pertes d'énergie dans l'interface entre les deux modules ne sera pas abordée dans ce sous-paragraphe.

1c.i Résultats

On peut distinguer parmi les "runs" d'uniformité, les "runs" d'exploration horizontale, où le point d'impact du faisceau a été déplacé horizontalement du module BBE au module CB1 en passant par l'interface, des "runs" d'exploration verticale où le faisceau a été déplacé verticalement dans les modules ou dans leur interface:

-exploration horizontale à trois positions de la table:

- $y_t=150$ mm "tir" dans la région centrale en Φ des calorimètres
- $y_t=-150$ mm "tir" en bordure des calorimètres
- $y_t=0$ mm "tir" dans la région intermédiaire des deux précédentes

-exploration verticale à trois positions du cryostat:

- $x_c=-150$ mm "tir" dans le module BBE
- $x_c=150$ mm "tir" dans le module CB1
- $x_c=70$ mm "tir" dans l'interface entre CB1 et BBE

Les figures IV.25 à IV.27 montrent l'évolution de la charge recueillie dans chacun des deux modules et de leur somme en fonction de la position du cryostat x_c . On voit que le passage du module BBE au module CB1 s'étend de $x_c=0$ à $x_c=200$ mm, la gerbe électromagnétique étant équitablement répartie entre les deux modules autour de $x_c=70$ mm. Afin de mieux apprécier l'uniformité de la réponse des calorimètres, les figures IV.25 à IV.27 présentent à une échelle dilatée les variations de Q_{tot} , la somme des charges. Sur ces mêmes figures, ont été portées les quantités Δ , exprimées en pour-cent, définies par:

$$\Delta = \frac{Q_{tot}(x_c)}{Q_{tot}(x_c=-200 \text{ mm})} - 1$$

Pour les "runs" à $x_c \leq 0$, pour lesquels la gerbe électromagnétique est pleinement contenue dans BBE, on note que les variations de Δ indiquent une uniformité de la réponse de l'ordre de $\pm 1\%$.

Les figures IV.28 à IV.30 montrent l'évolution de la charge totale en fonction de la position de la table y_t . La diminution rapide des charges pour les

plus négatives des valeurs de y_t est due à l'ouverture limitée de la fenêtre par lequel le faisceau pénètre dans le cryostat. Ces figures montrent aussi l'évolution en fonction de y_t de la quantité Δ , exprimée en pour-cent, définie par:

$$\Delta = \frac{Q_{tot}(y_t)}{Q_{moy}} - 1$$

où Q_{moy} est la moyenne des charges obtenues pour $y_t \geq -100\text{mm}$. On voit que l'uniformité de la réponse dans le module CB1 et dans l'interface est de l'ordre de $\pm 2\%$. Le module BBE présente une meilleure uniformité de l'ordre de $\pm 1\%$.

1c.ii Correction de largeur de gaps

L'hypothèse la plus simple que l'on puisse faire sur la nonuniformité de la réponse est que celle-ci est liée à la nonuniformité de l'épaisseur des gaps. La charge déposée dans un gap d'argon est en effet proportionnelle à l'épaisseur de ce gap. La réponse d'un canal i est la somme des charges déposées dans plusieurs gaps successifs assemblés en tour. Elle doit donc être proportionnelle à l'épaisseur $d(i)$ totale de ces gaps:

$$Q(i) \propto d(i)$$

On peut penser atténuer les effets dus à l'inhomogénéité des épaisseurs en divisant, avant toute analyse, chaque charge brute par l'épaisseur $d(i)$ et en multipliant le résultat par une épaisseur moyenne:

$$Q_{corrigé}(i) = \frac{Q(i)}{d(i)} d_{moyen}$$

Les figures 31 et 32 montrent les résultats de cette correction faite pour les "runs" d'exploration horizontale où la gerbe électromagnétique est pleinement contenue dans le module BBE et pour les "runs" d'exploration verticale. D'une manière générale les améliorations sont faibles mais l'uniformité n'est jamais dégradée par cette correction. Elle passe de $\pm 2\%$ à $\pm 1\%$ pour le module CB1, reste à $\pm 1\%$ pour BBE et à $\pm 2\%$ pour l'interface CB1/BBE.

Nous concluons de cette analyse que la réponse propre d'un module est uniforme à $\pm 1\%$ près, cette dispersion n'étant pas simplement reliée à l'épaisseur d'argon liquide des tours. Dans cette étude, ni dans aucune autre étude menée sur ces données [IV.6], il n'a pas, non plus pu être établi de corrélation entre les variations de la réponse des calorimètres et leur structure mécanique (tirants dans BBE) ou les positions des lignes de signal.

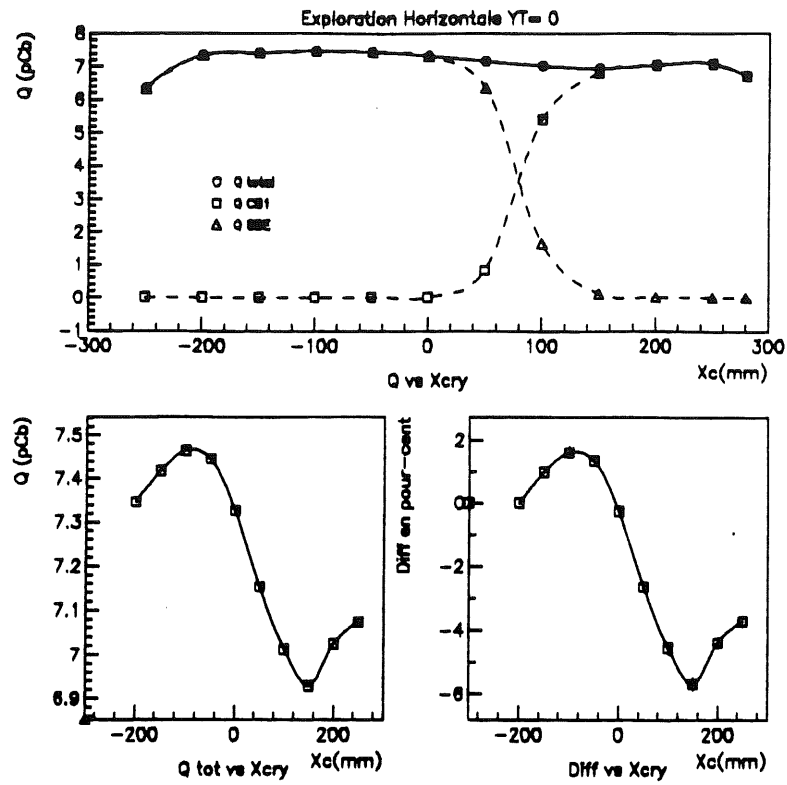


figure IV.25 Exploration horizontale à $y_t=0$ mm

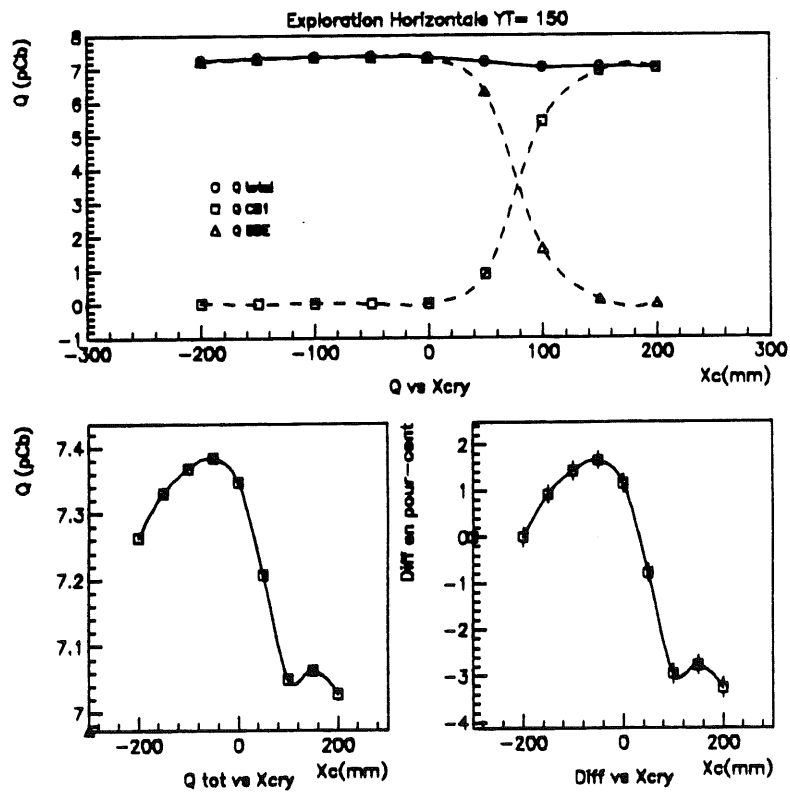


figure IV.26 Exploration horizontale à $y_t=150$ mm

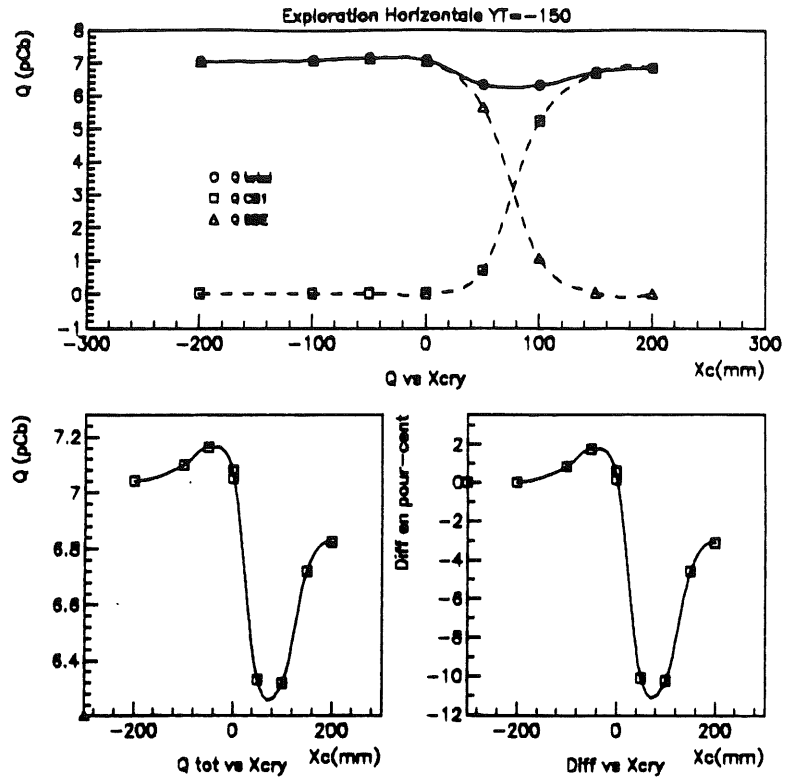


figure IV.27 Exploration horizontale à $y_t = -150$ mm

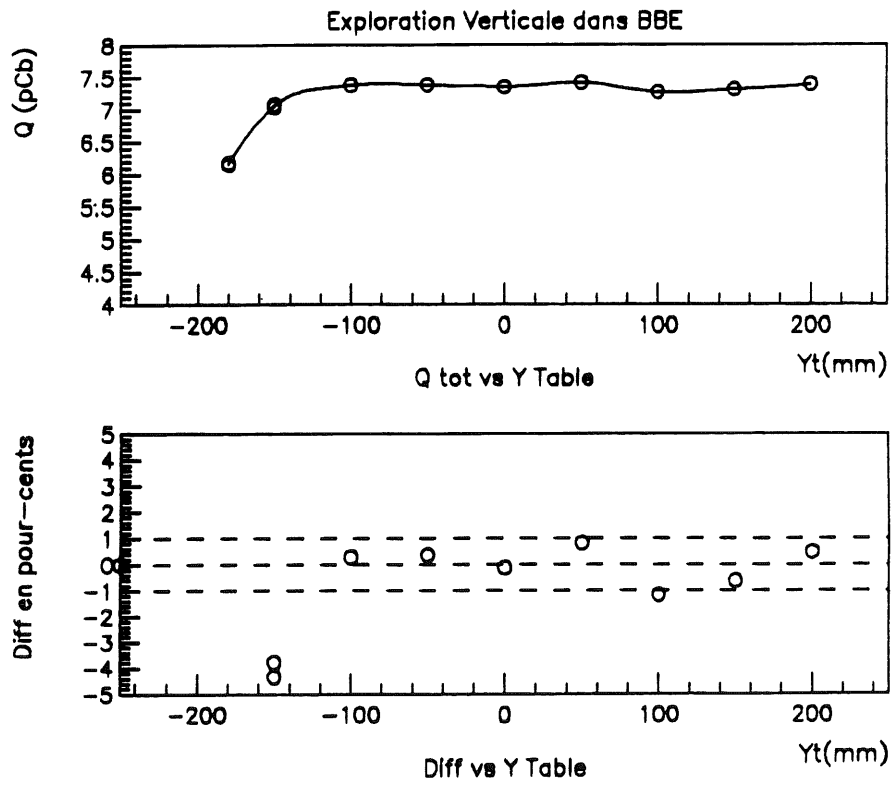


figure IV.28 Exploration verticale dans BBE

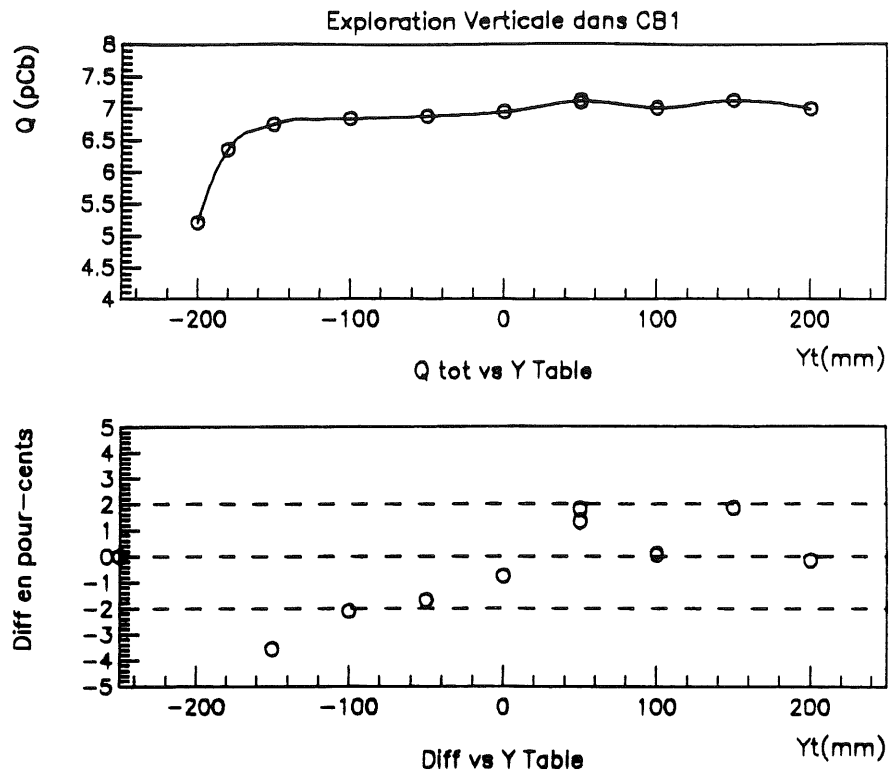


figure IV.29 Exploration verticale dans CB1

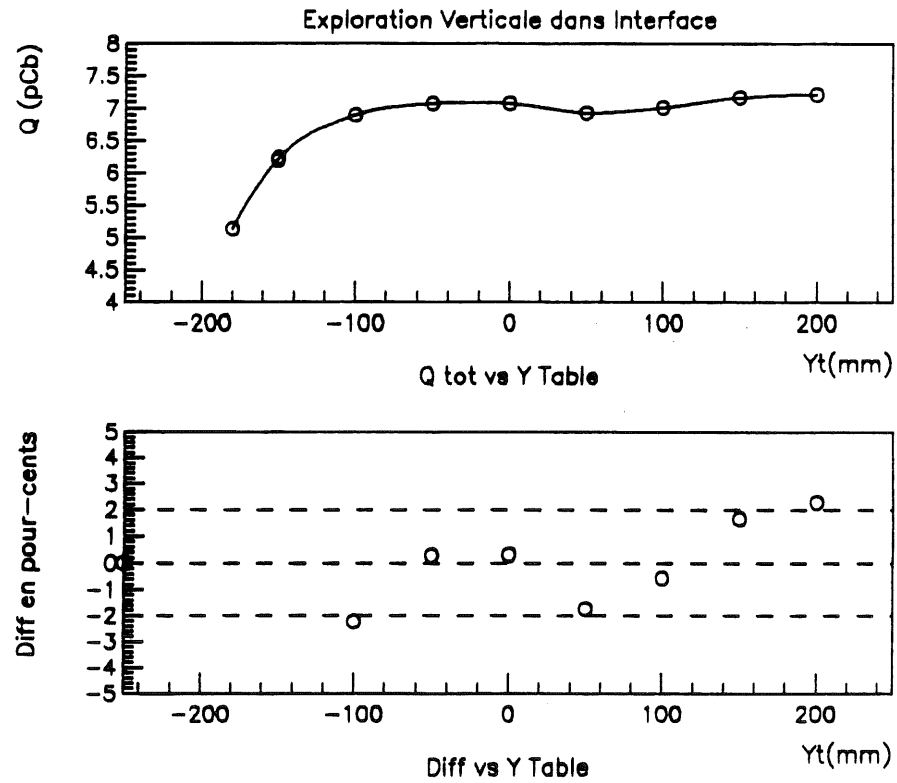


figure IV.30 Exploration verticale dans l'interface CB1/BBE

Exploration Verticale

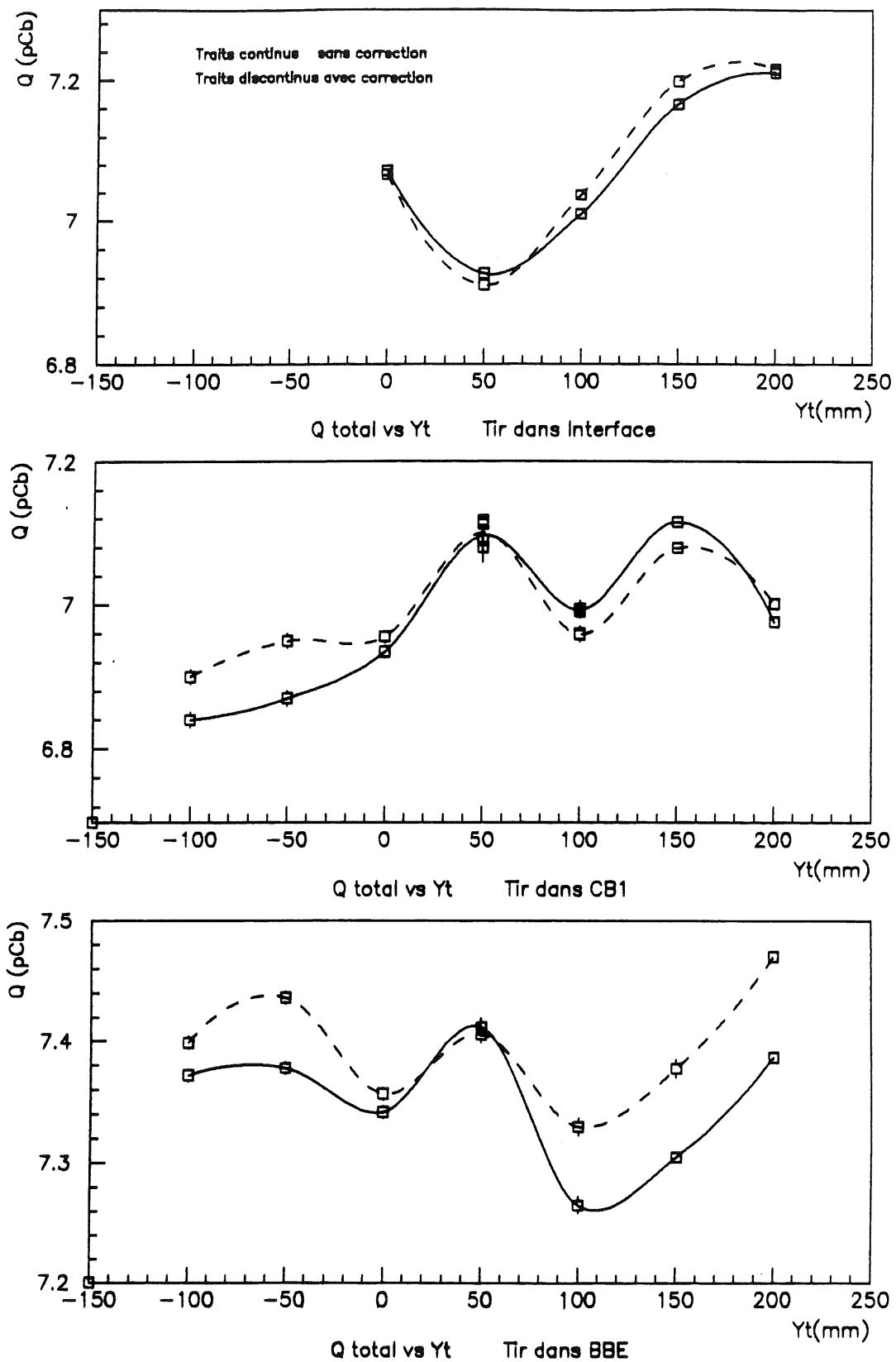


figure IV.31 Correction d'épaisseur de gap: "runs" d'exploration verticale

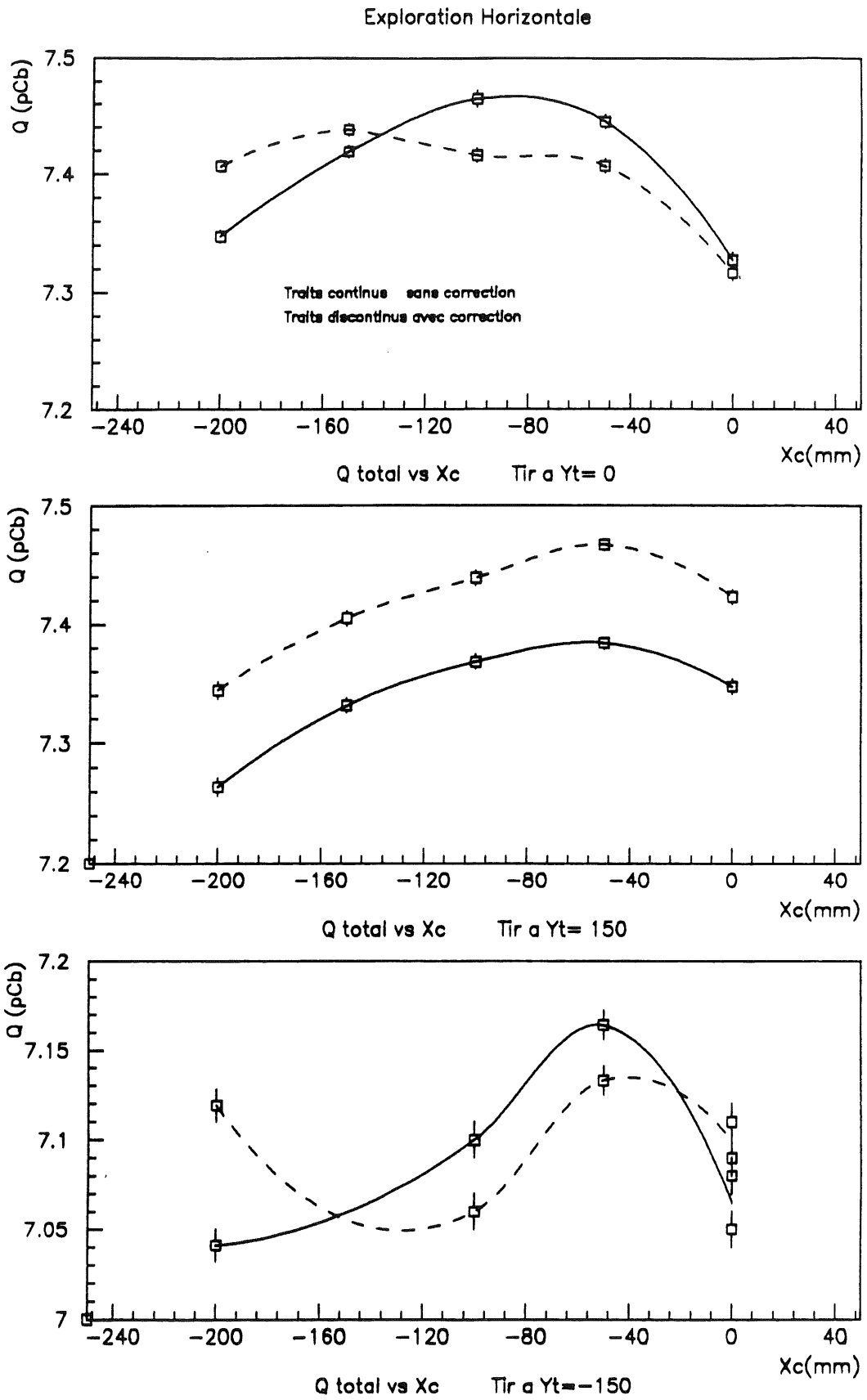


figure IV.32 Correction d'épaisseur de gap: "runs" d'exploration horizontale

2 Analyse à "f sigmas"

2a Variations de la charge en fonction de la coupure

Les résultats présentés jusqu'à présent ont été obtenus en appliquant aux signaux des canaux une coupure à trois sigmas. Ils auraient été sensiblement différents si on avait appliqué une coupure différente. A titre d'exemple la figure IV.33 montre les variations de \bar{Q}/E en fonction de la coupure à f sigmas appliquée pour des "runs" à 10 et 80 GeV de la période CB3/FB1. L'utilisation de valeurs de f négatives a été justifiée au sous-chapitre précédent.

La forme de ces courbes est assez particulière. Elle mérite d'être commentée et comprise. D'une manière générale cette compréhension repose sur la distinction dans la charge analysée de deux composantes: une, "physique", déposée par la gerbe électromagnétique et que l'on peut supposer proportionnelle à l'énergie, et l'autre due au bruit.

2a.i Région "asymptotique"

Lorsque f devient très négatif, tous les signaux franchissent sans difficulté la coupure. Dans ce cas, les fluctuations du bruit se compensent et sa valeur moyenne est nulle. La charge que l'on obtient alors n'a plus qu'une seule composante: la charge physique. Le rapport \bar{Q}/E est dans ce cas indépendant de l'énergie si la charge physique est proportionnelle à l'énergie. C'est ce que l'on peut observer sur la figure IV.33 où les deux courbes à 10 et 80 GeV ont une tendance manifeste à se rejoindre pour f tendant vers $-\infty$.

2a.ii Région des grands f

Lorsque f devient très positif, de plus en plus de signaux sont rejetés et la charge décroît. On peut supposer que, dans cette région, le bruit ne joue plus aucun rôle. Seule la plus ou moins grande densité de la charge physique intervient. On sait que la taille de la gerbe croît beaucoup moins vite que l'énergie de l'électron incident. En raisonnant, pour simplifier, à taille constante, une augmentation de l'énergie se traduit par une augmentation de la densité de la charge déposée. A coupure donnée, la charge déposée par un électron de grande énergie sera donc relativement moins affectée que celle déposée par un électron de plus faible énergie, puisque plus de signaux pourront passer la coupure. En conséquence, à f fixé, le rapport \bar{Q}/E sera une fonction croissante de l'énergie. C'est ce que l'on peut observer sur la figure IV.33 où, pour f grand, la courbe à 80 GeV est au dessus de celle à 10 GeV.

2a.iii Région des f petits ou négatifs

Si à présent f est petit, disons inférieur à 2, ou négatif, la forme de la courbe peut être comprise en supposant que la coupure est trop peu sévère pour affecter la charge physique que l'on retrouve donc entièrement dans la charge finale. Toutefois et contrairement à ce qui se passe pour f infiniment négatif, les signaux correspondant au bruit ne passent pas tous la coupure. Les fluctuations du bruit ne se compensent plus et sa valeur moyenne n'est plus nulle. Cette dernière ne peut être que positive puisqu'en effet, ce sont les fluctuations les plus positives qui passeront la coupure. Nous obtiendrons donc une charge finale contenant d'une part la charge physique et d'autre part une valeur moyenne positive de la distribution du bruit tronquée par la coupure. Cette charge finale sera donc toujours supérieure à la valeur asymptotique à $f \rightarrow -\infty$. Par ailleurs la valeur moyenne de la distribution du bruit tronquée n'ayant aucune raison de dépendre de l'énergie, elle constituera une fraction de la charge finale d'autant plus importante que l'énergie sera petite. Elle s'écartera donc d'autant plus du cas asymptotique $f \rightarrow -\infty$. Tout ceci s'observe sur la figure IV.33 et spécialement la différence entre les grandes et petites énergies. Les variations de \bar{Q}/E dans cette région reflètent la variation de la valeur moyenne de la distribution du bruit tronquée avec la coupure. Nous verrons au sous-paragraphe (2c) qu'elles s'expliquent très naturellement en modélisant la distribution du bruit par une gaussienne.

2a.iv Région "intermédiaire"

S'il l'on passe continûment du régime asymptotique $f \rightarrow -\infty$ à la région où f est inférieur à 2, ce n'est pas le cas de cette dernière au régime des f très positifs. Les variations de la charge s'expliquent dans ces deux régions de manières totalement différentes. La région intermédiaire, c'est à dire autour de $f=3$, n'est donc pas aussi facilement explicable. Tout ce qui peut être dit est que les courbes $\bar{Q}(f)/E$ correspondant à différentes énergies doivent se croiser parce que, de part et d'autre de cette région, les variations, à f fixé, de \bar{Q}/E en fonction de E sont opposées. Elles n'ont, par ailleurs, aucune raison de se couper à $f=3$, ni pour une valeur quelconque de f , ni même en seul point.

Quant bien même, pour une période donnée, on obtiendrait un valeur optimale de f minimisant la dispersion des \bar{Q}/E obtenus pour différentes énergies, celle-ci n'aurait que peu de chance d'être indépendante de la période et les constantes de calibration déduites d'être intrinsèques aux calorimètres tant, dans cette région, les variations de la charge dépendent de phénomènes opposés. On peut imaginer, par exemple, une situation dans laquelle les fluctuations de la distribution du bruit seraient importantes relativement aux charges typiques déposées par une gerbe. Dans une telle configuration la valeur moyenne non nulle du bruit continuerait à différencier les énergies alors même que les charges physiques serait altérées par les coupures. De telle sorte que les courbes se couperaient, peut-être encore autour de $f=3$, mais

certainement à une valeur de \bar{Q}/E inférieure à \bar{Q}_{phys}/E , en appelant \bar{Q}_{phys} la charge physique, puisqu'une partie de cette charge aurait été rejetée.

En conclusion la méthode d'analyse à 3 sigmas apparait trop simple et les constantes de calibration qu'elles permet d'obtenir sans doute inférieures aux constantes intrinsèques des calorimètres. Des méthodes tenant compte de la composante due au bruit, doivent être développées. Au paragraphe (3) les résultats d'une comparaison entre les données et une simulation Monte-Carlo seront présentés et discutés. Cette simulation incorpore automatiquement l'effet du bruit en ajoutant aux charges simulées les événements "aléatoires" utilisés pour les calculs de piédestaux. Toutefois il est possible d'ajuster une paramétrisation analytique simple reproduisant très correctement les données. Cette paramétrisation repose sur l'explication des variations de la charge avec la coupure que nous venons d'exposer.

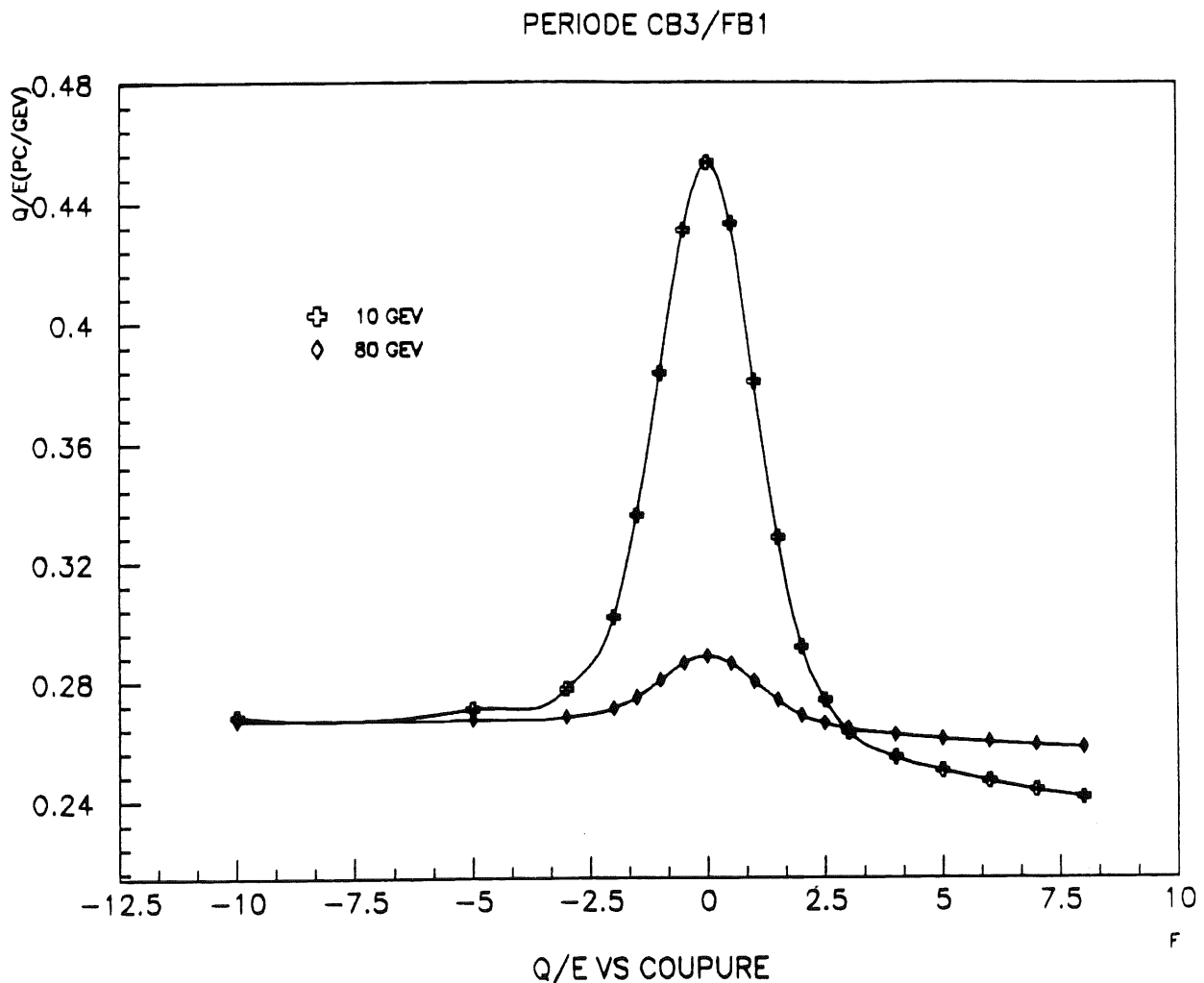


figure IV.33 Q/E vs f à 10 et 80 GeV pour le module CB3 de la période CB3/FB1

2b Paramétrisation

Nous avons vu que dans la région des f inférieurs à 2, les variations de \bar{Q}/E peuvent être comprises en distinguant dans la charge obtenue la charge physique et la valeur moyenne de la distribution du bruit:

$$\bar{Q} = Q_{\text{phys}} + \bar{Q}_{\text{bruit}}$$

la dépendance en fonction de f étant dues au variation de \bar{Q}_{bruit} . Par ailleurs on peut supposer que la charge physique est proportionnelle à E et que \bar{Q}_{bruit} ne dépend que de f :

$$Q_{\text{phys}} = a E \quad \bar{Q}_{\text{bruit}} = c(f)$$

Les variations de \bar{Q}/E en fonction de E et de f peuvent donc se paramétriser suivant:

$$\frac{\bar{Q}}{E} = a + \frac{c(f)}{E} \quad (\text{IV.13})$$

Ceci est particulièrement évident sur la figure IV.34 présentant les variations des rapports \bar{Q}/E en fonction de E obtenus en appliquant une coupure à 1 sigma pour les "runs" de linéarité de la période CB3/FB1.

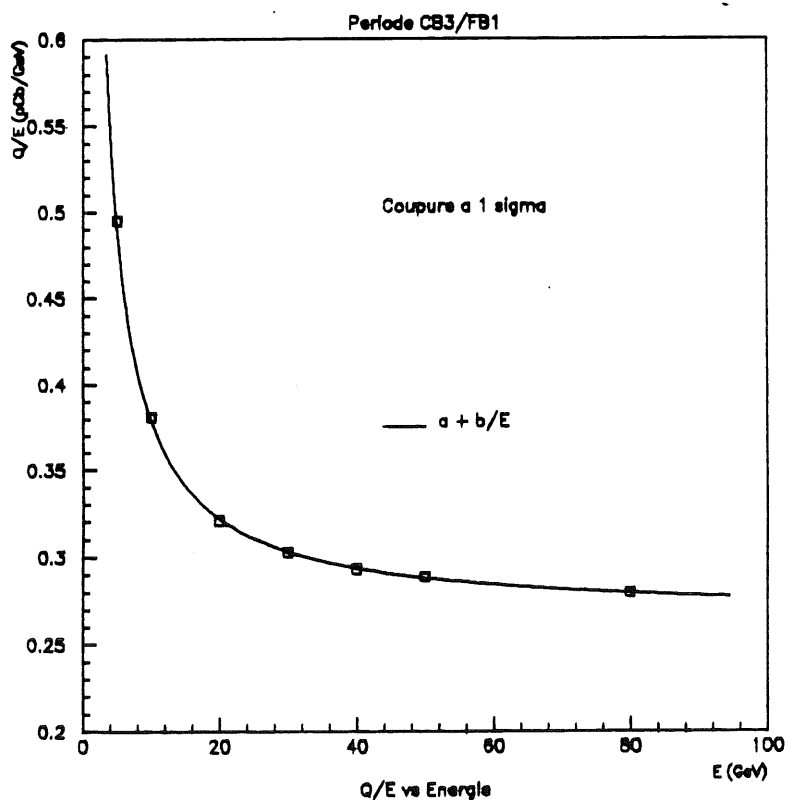


figure IV.34 Q/E vs E pour une coupure à 1 sigma (période CB3/FB1)

La forme analytique (IV.13) a été ajustée pour toutes les périodes et tous les modules sur les valeurs de \bar{Q}/E obtenues en appliquant des coupures à -10, -5, -3, -2, -1.5, -1, -0.5, 0, 0.5, 1, 1.5 et 2 sigmas et toutes les énergies disponibles exceptée 5 GeV, pour la période CB3/FB1, pour laquelle une partie de la charge physique peut être affectée par une coupure à 2 sigmas.

La décroissance du signal étant pour toutes ces périodes relativement importante, on doit corriger cet effet dans l'ajustement. Seule la composante physique du signal peut être affectée par la pollution. On peut donc écrire:

$$\bar{Q} = Q_{\text{phys}}(1 + \Delta\tau) + \bar{Q}_{\text{bruit}} \Rightarrow \frac{\bar{Q}}{E} = a(1 + \Delta\tau) + \frac{c(f)}{E} \quad (\text{IV.14})$$

La forme (IV.14) n'est pas facilement ajustable car elle introduit la variable τ . On peut toutefois la réécrire sous la forme:

$$\left(\frac{\bar{Q}}{E}\right) \frac{1}{1 + \Delta\tau} = a + \frac{c(f)}{E(1 + \Delta\tau)} \quad (\text{IV.15})$$

On a donc modifié les données en divisant les \bar{Q}/E par $(1 + \Delta\tau)$ et les énergies en les multipliant par ce même facteur, ce qui revient à ajuster l'expression (IV.13) sans modifier les charges mais en redéfinissant les énergies suivant:

$$E^* = E(1 + \Delta\tau)$$

Pour ces corrections les valeurs de Δ données par la table IV.6 ont été utilisées.

Une autre modification a été apportée aux données. Les erreurs statistiques sont exagérément faibles particulièrement pour les grandes énergies où elles peuvent être de l'ordre de un pour dix mille à 80 GeV. Par ailleurs elles varient assez fortement avec l'énergie en passant par exemple, de un pour dix mille à 80 GeV à un pour mille à 10 GeV. Ces variations s'expliquent par le fait que, quel que soit l'énergie, un nombre à peu près identique d'événements a été enregistré alors que la résolution varie rapidement avec l'énergie. L'incertitude sur la valeur moyenne de la distribution est donc de plus grande au fur et à mesure que E décroît. Ces variations ont tendance à déstabiliser l'ajustement: les données des grandes énergies sont mieux décrites que celles des basses énergies. Par ailleurs, l'électronique n'étant pas contrôlée à mieux que le pour mille, des erreurs statistiques de 0,1 pour mille ne sauraient constituer une estimation suffisante des erreurs expérimentales. Nous avons décidé donc de tenir compte des erreurs systématiques introduites par la stabilité de l'électronique en ajoutant linéairement aux erreurs statistiques de tous les \bar{Q}/E inclus dans l'ajustement, une erreur de 0,0002 pCb/GeV représentant moins de un pour mille des valeurs typiques de \bar{Q}/E .

PERIODE CB3/FB1

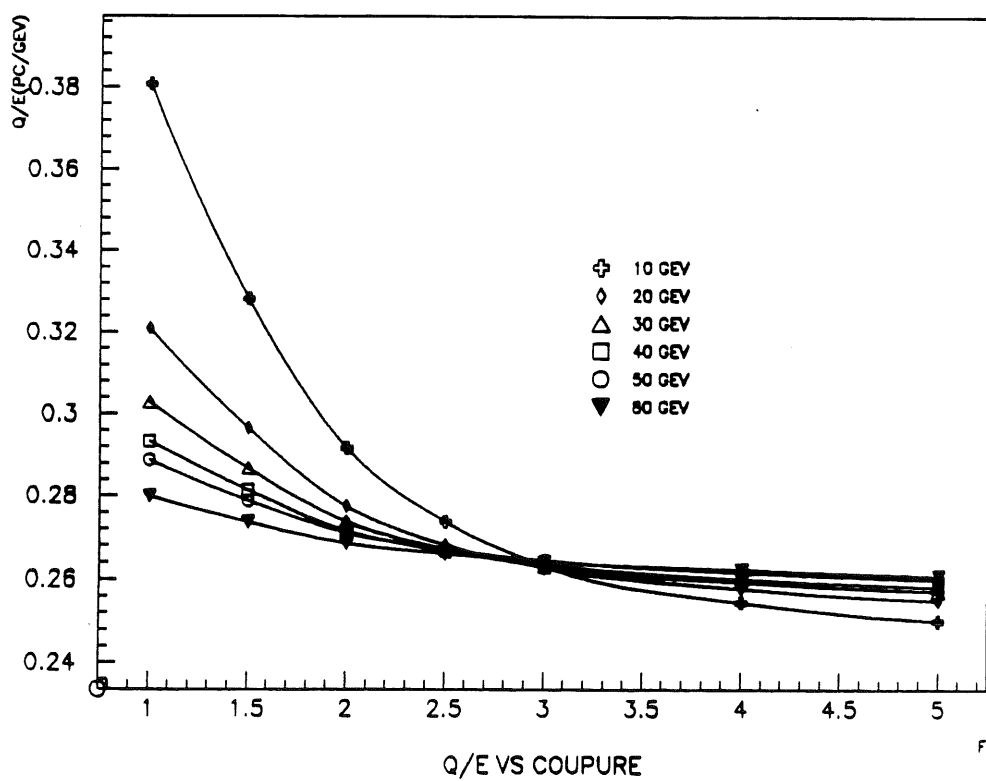
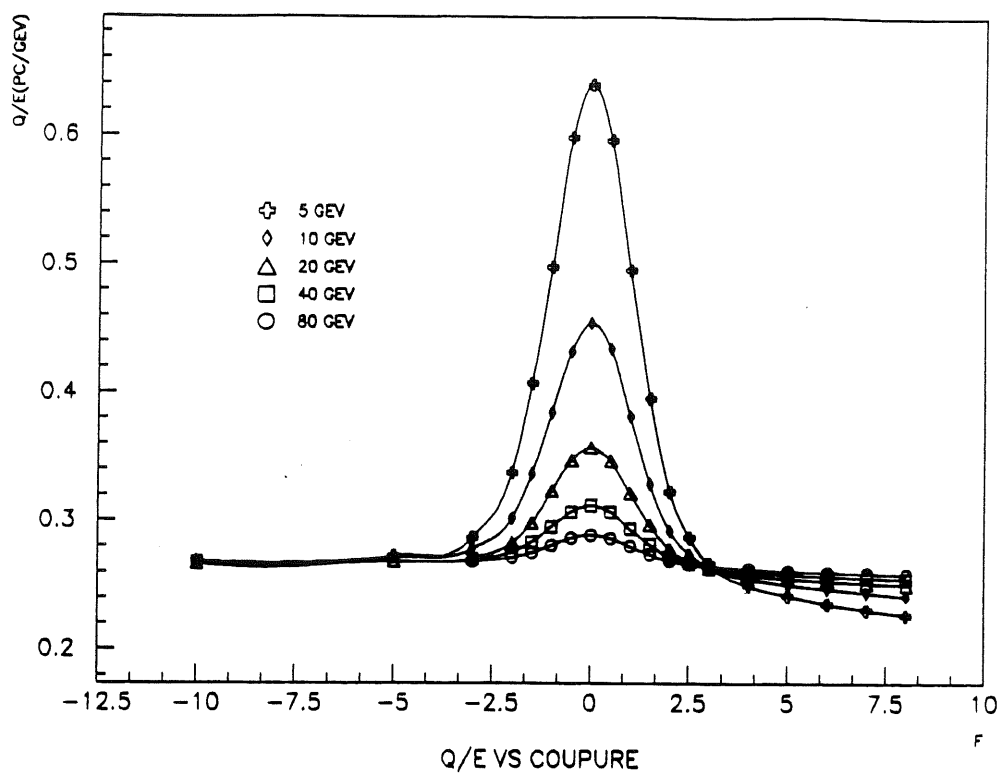


figure IV.35 Q/E vs f à E fixé pour le module CB3 de la période CB3/FB1

MODULE CB3 PERIODE CB2/CB3

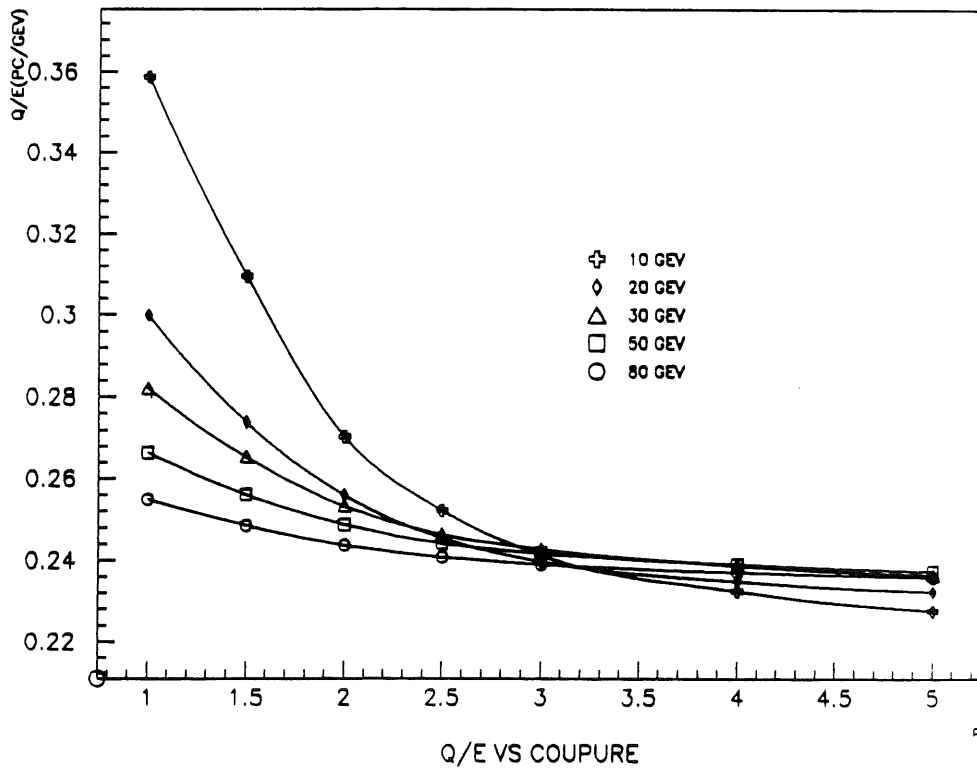
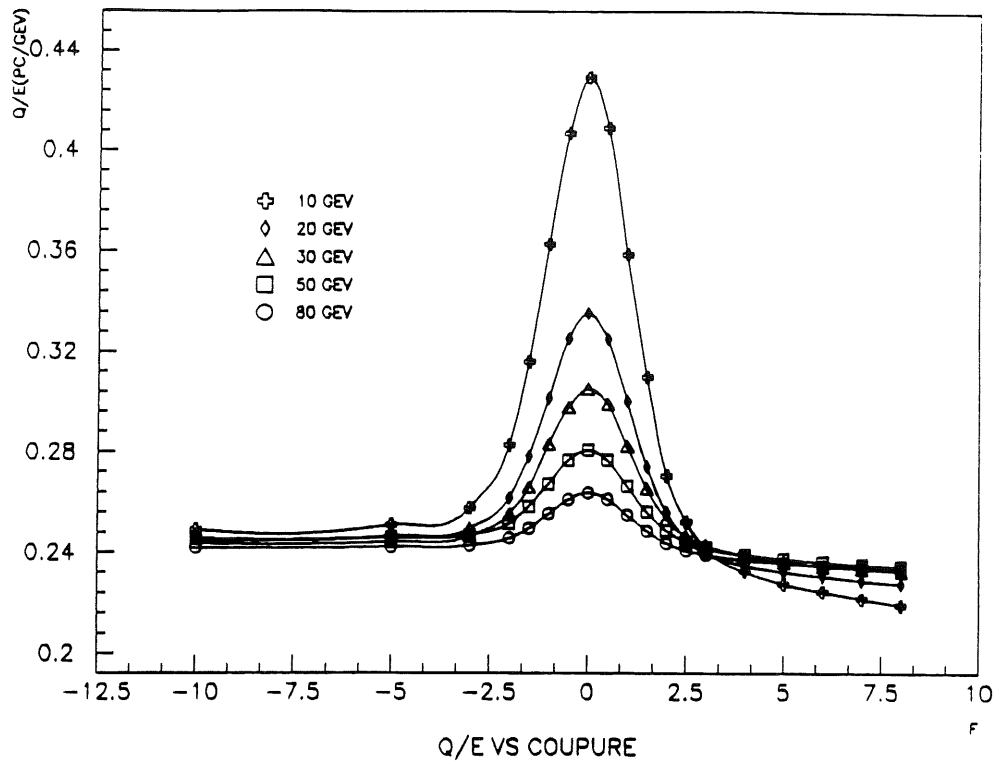


figure IV.36 Q/E vs f à E fixé pour le module CB3 de la période CB2/CB3

MODULE CB2 PERIODE CB2/CB3

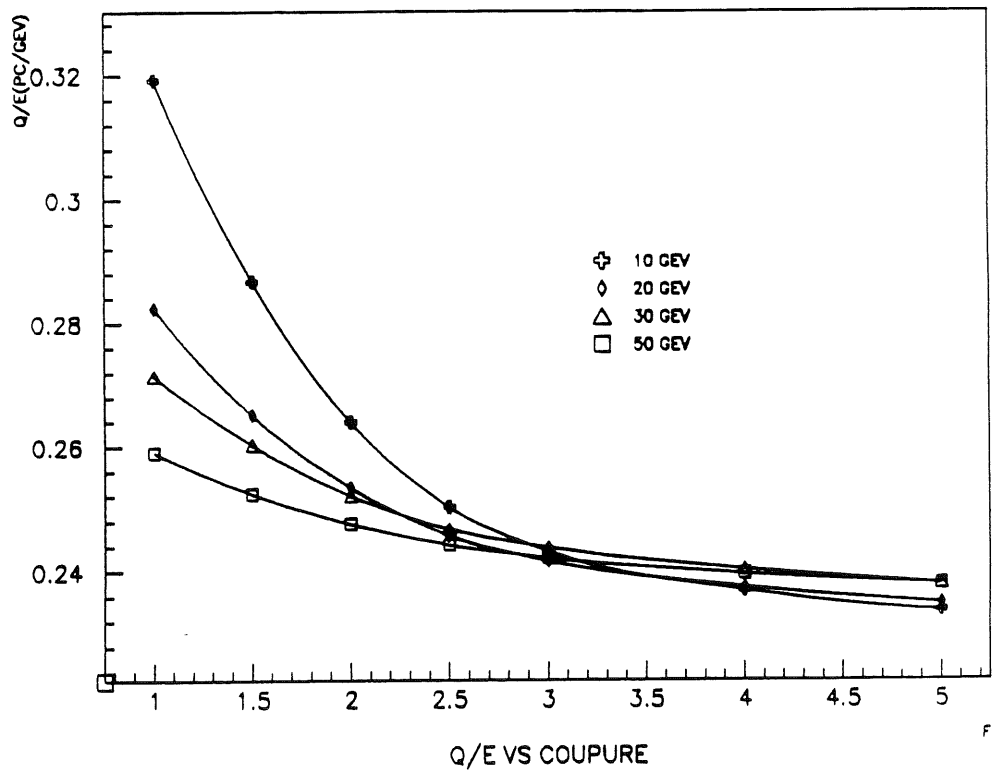
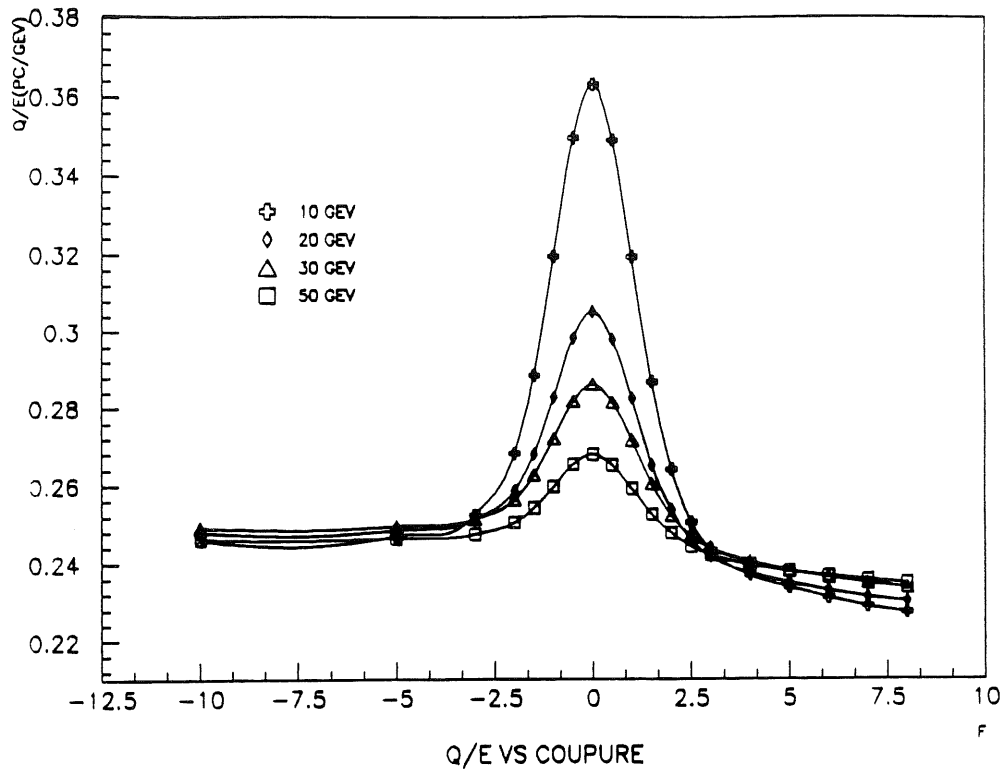


figure IV.37 Q/E vs f à E fixé pour le module CB2 de la période CB2/CB3

MODULE CB1 PERIODE CB1/BBE

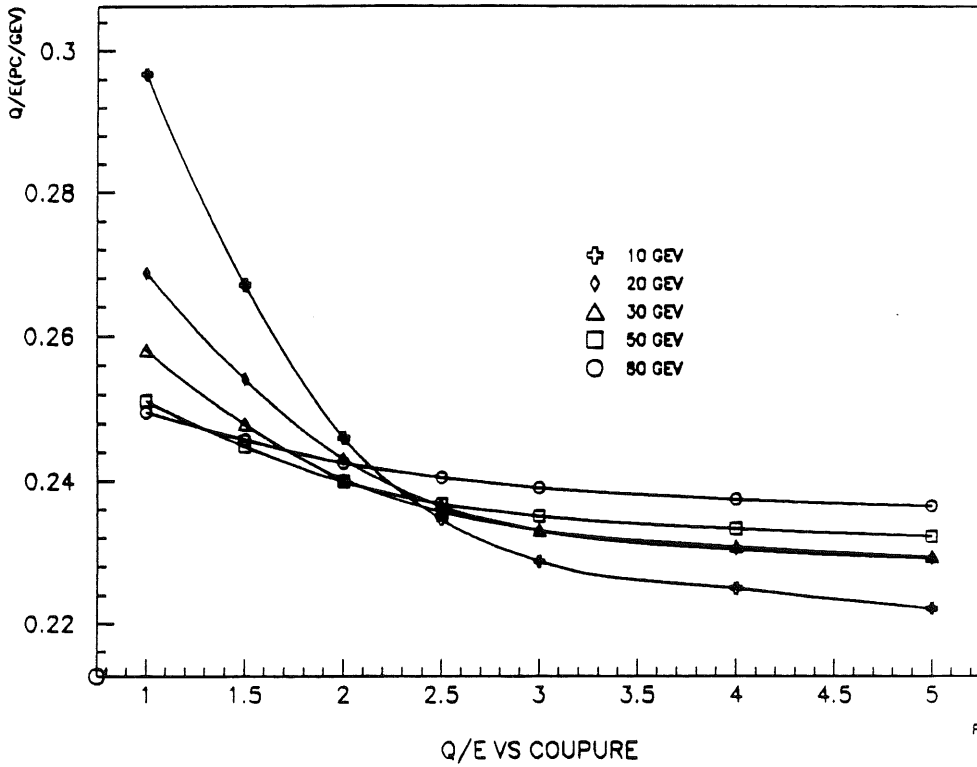
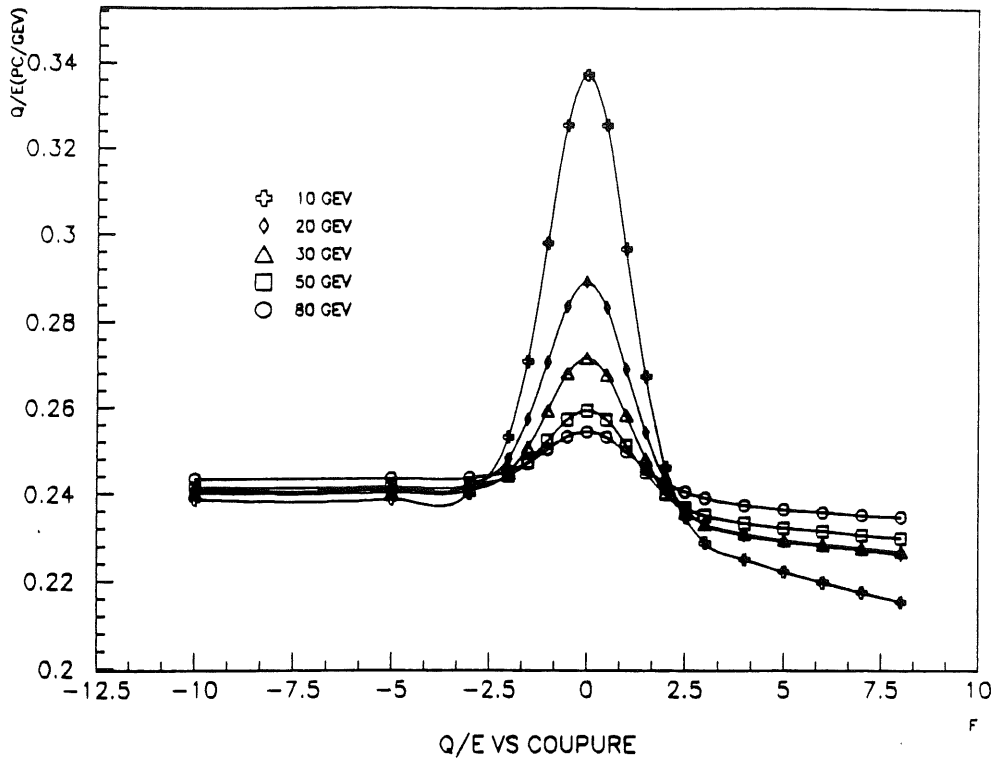


figure IV.38 Q/E vs f à E fixé pour le module CB1 de la période CB1/BBE

MODULE BBE PERIODE CB1/BBE

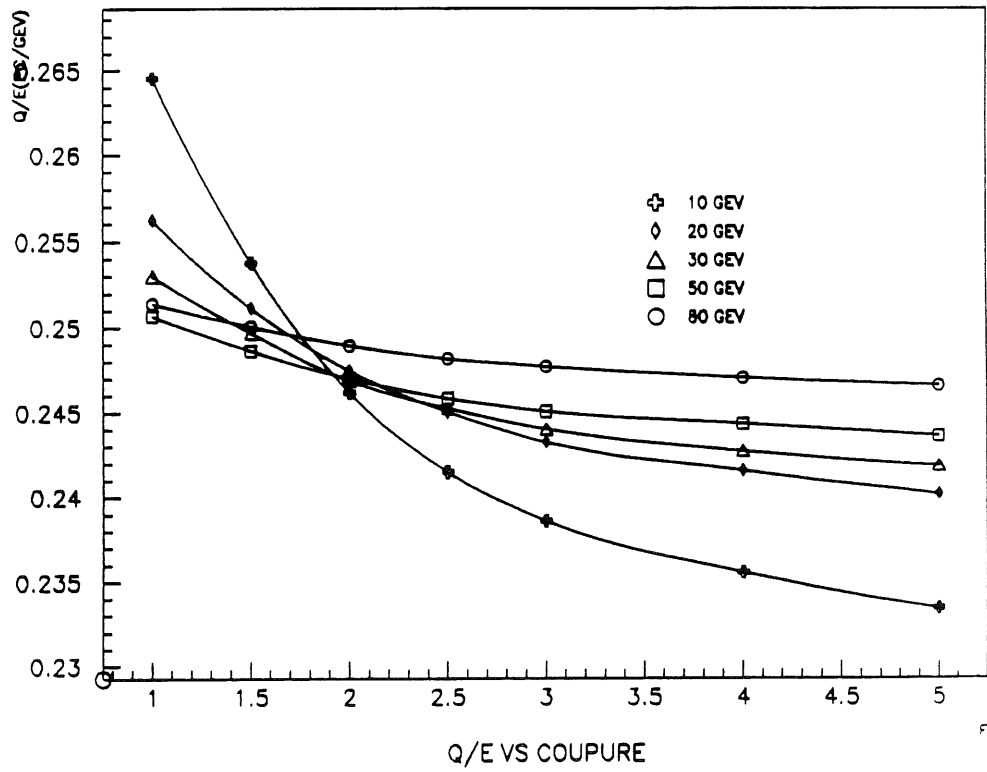
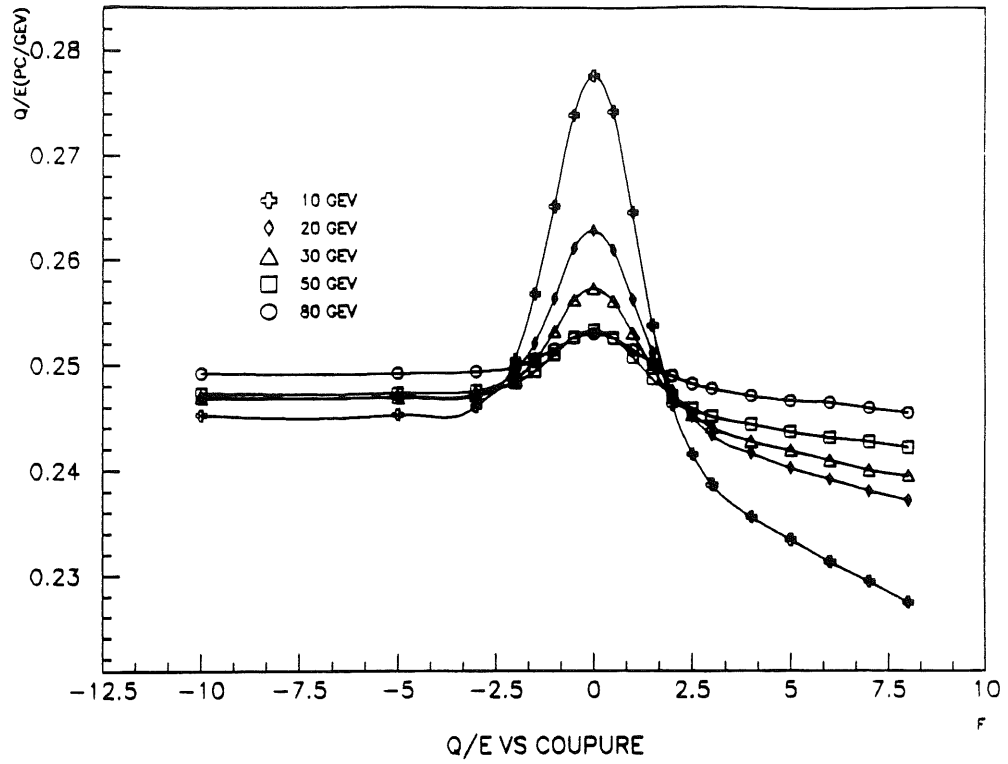


figure IV.39 Q/E vs f à E fixé pour le module BBE de la période CB1/BBE

2c Résultats

Les figures IV.35 à IV.39 présentent les variations de \bar{Q}/E en fonction de la coupure à énergie fixée et en fonction de l'énergie à coupure fixée pour les cinq modules des trois périodes étudiées. Les lignes continues de ces figures ne sont là que pour guider les yeux. Ces figures permettent d'apprécier l'ampleur des variations des données. Les résultats des ajustements sont présentés sur les figures IV.40, IV.41, IV.42, IV.45 et IV.46. Ces figures montrent les différences entre les données et l'ajustement en fonction de l'énergie. Pour chaque énergie, plusieurs points correspondant aux différentes coupures appliquées, sont figurés. Sur ces figures sont aussi portées les variations en fonction de f des paramètres indépendants $c(f)$ de l'expression (IV.13). La courbe discontinue sera justifiée un peu plus loin.

Nous commenterons d'abord les résultats des périodes CB3/FB1 et CB2/CB3. Les figures IV.40, IV.41 et IV.42 montrent que la simple forme analytique (IV.13) permet de décrire à mieux que $\pm 1\%$ toutes les données de ces périodes. Les résultats de l'ajustement sont donnés par la table suivante, où N_{para} est le nombre de paramètres de l'ajustement:

Période	Module	χ^2	N_{pt}	N_{para}	a pCb/GeV
CB3/FB1	CB3	494	72	13	0,2666 $\pm 0,0001$
CB2/CB3	CB3	152	60	13	0,2475 $\pm 0,0001$
	CB2	216	48	13	0,2493 $\pm 0,0001$

table IV.8 Résultats de l'ajustement de la paramétrisation pour les périodes CB3/FB1 et CB2/CB3

Les paramètres $c(f)$ ont été laissés libres dans l'ajustement. On peut comprendre toutefois leur variation en fonction de f en supposant que la distribution du bruit dans chaque canal est gaussienne. Si on applique un certain seuil s_i sur les signaux de ces canaux, la valeur moyenne de la distribution de bruit s'écrit:

$$\bar{Q}_{\text{bruit}} = \sum \int_{s_i}^{+\infty} \frac{\exp(-q_i^2/2\sigma_i^2)}{\sigma_i\sqrt{2\pi}} q_i dq_i = \sum \frac{\sigma_i}{\sqrt{2\pi}} \exp(-\sigma_i^2/2s_i^2)$$

Si, par ailleurs, le seuil s_i est égal à f fois sigmas, il vient:

$$s_i = f \sigma_i \Rightarrow \bar{Q}_{\text{bruit}} = \left(\frac{\sum \sigma_i}{\sqrt{2\pi}} \right) \exp(-f^2/2) = k \exp(-f^2/2) = f(f)$$

La fonction $f(f)$ a été superposée en trait discontinu sur les figures IV.40, IV.41, IV.42, IV.45 et IV.46 en prenant k égal au paramètre $c(0)$. On voit que les variations de $c(f)$ correspondent assez bien à une telle modélisation de la distribution du bruit.

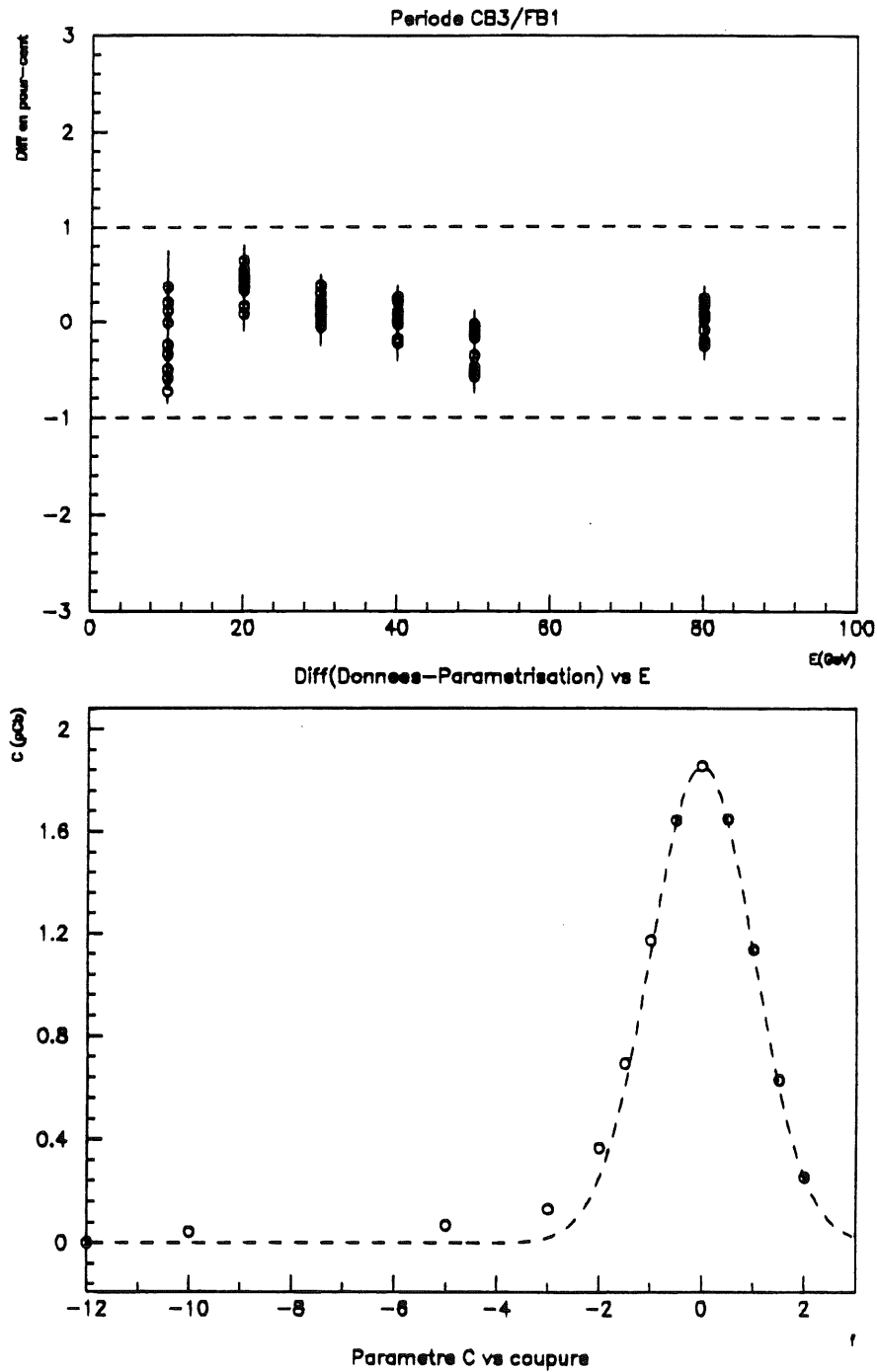


figure IV.40 Différences entre les données et la paramétrisation pour le module CB3 de la période CB3/FB1

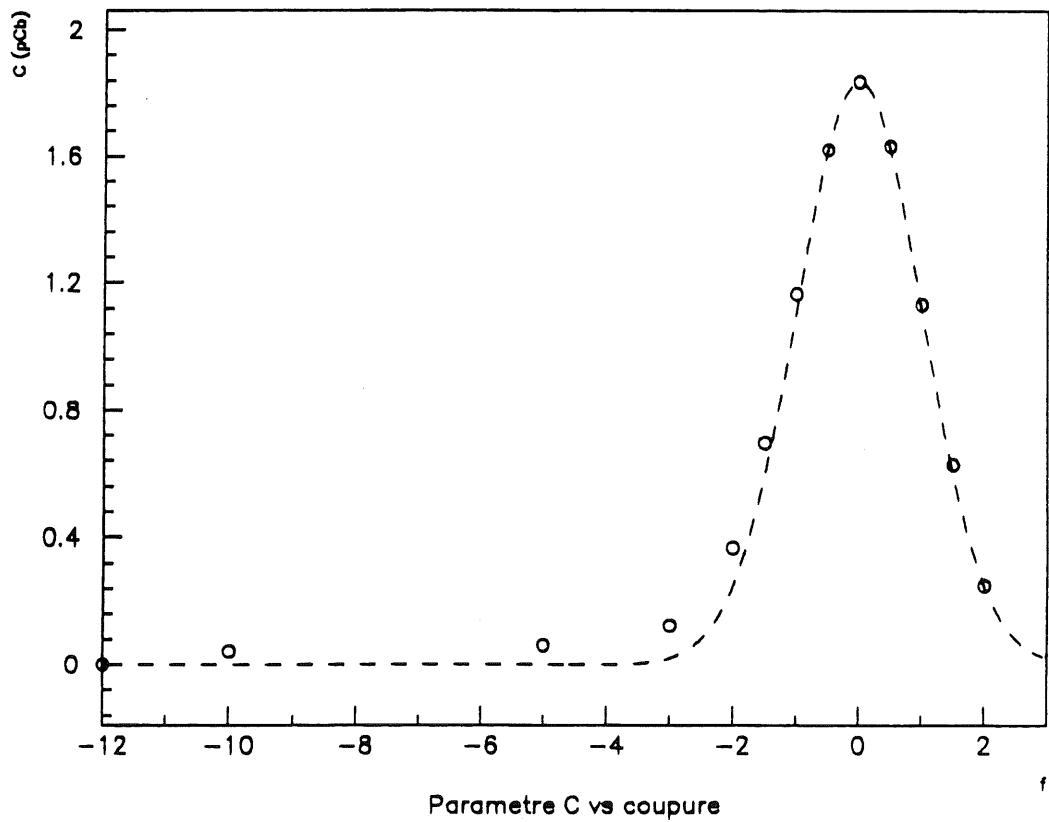
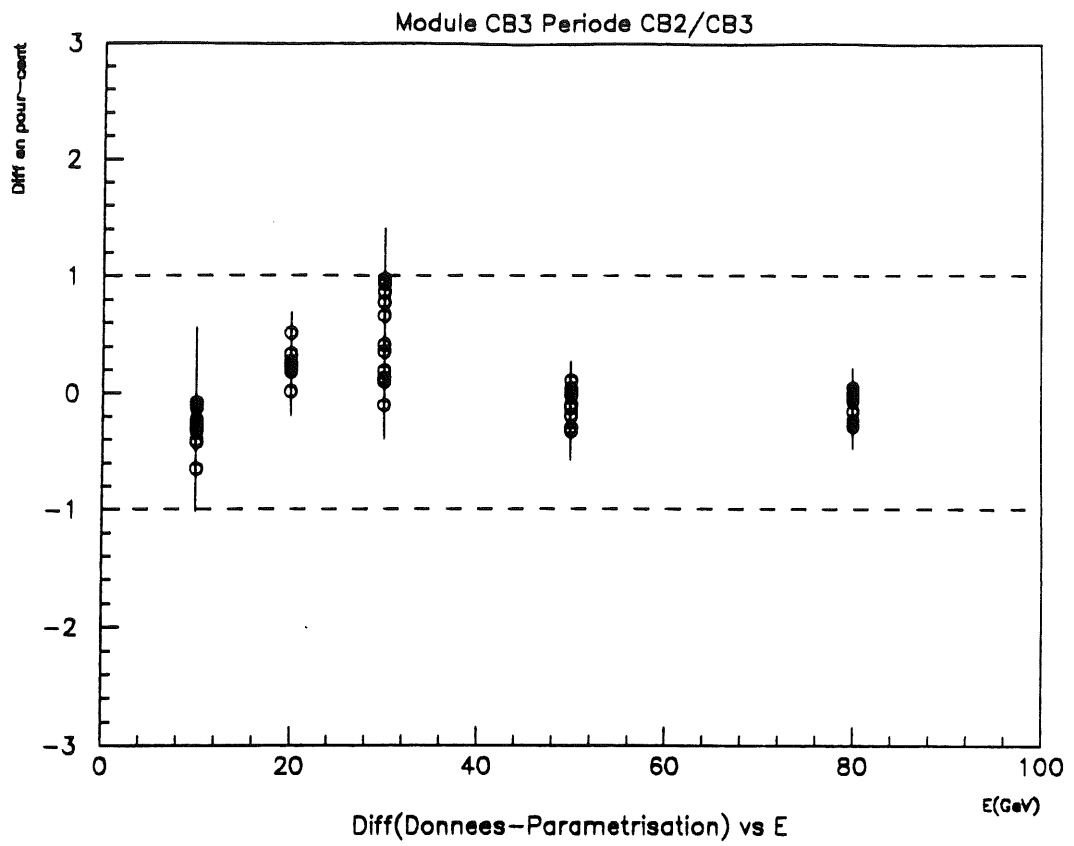


figure IV.41 Différences entre les données et la paramétrisation pour le module CB3 de la période CB2/CB3

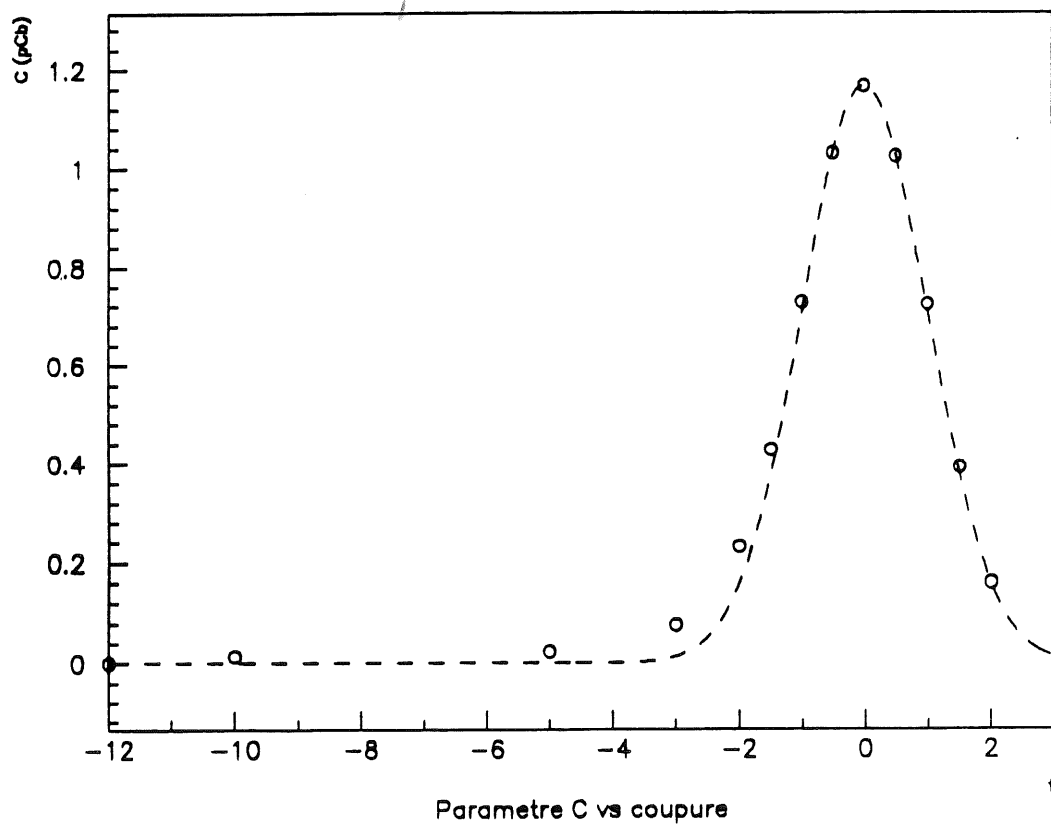
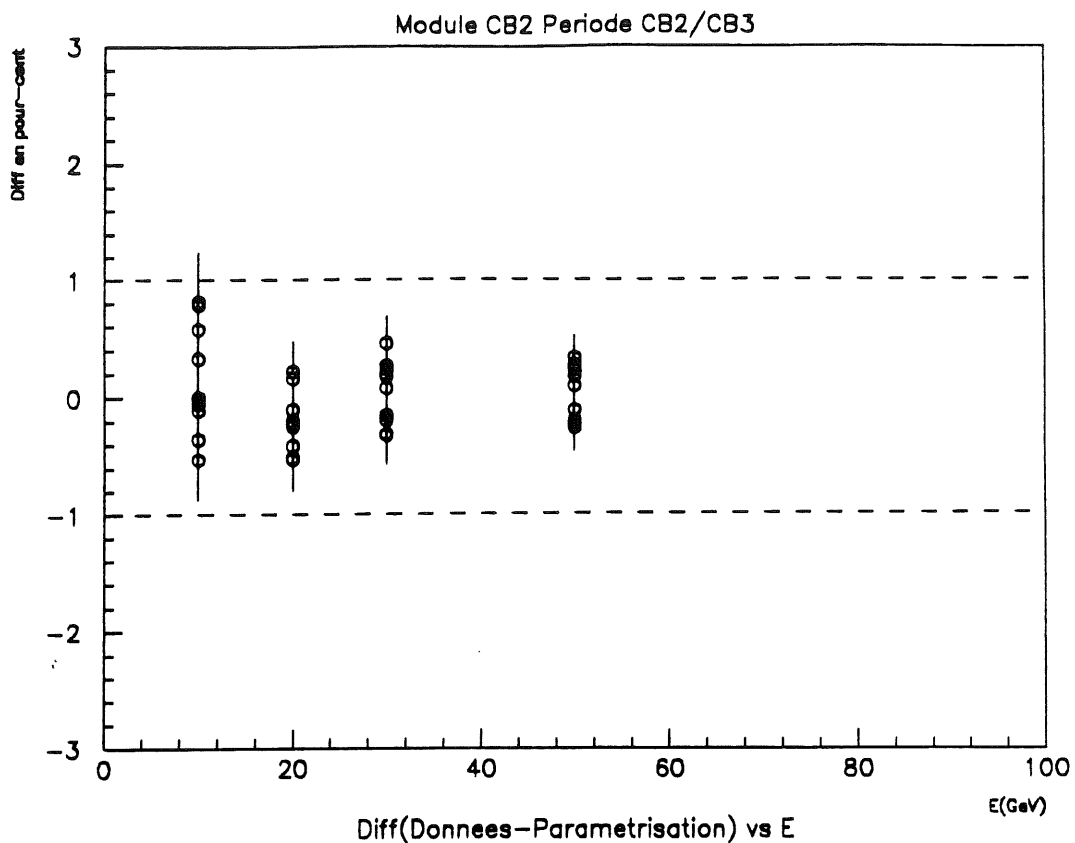


figure IV.42 *Différences entre les données et la paramétrisation pour le module CB2 de la période CB2/CB3*

Pour la période CB1/BBE l'expression (IV.13) a du être modifiée. La figure IV.43 montre les valeurs de \bar{Q}/E en fonction de E obtenus en appliquant aucune coupure aux données. La dispersion des points n'est pas plus importante que celle des données obtenues dans le mêmes conditions pour les autre périodes Toutefois \bar{Q}/E semble être une fonction presque linéaire croissante de l'énergie. Nous avons donc modifié l'expression (IV.13) en ajoutant un terme non linéaire dans la charge physique:

$$\frac{\bar{Q}}{E} = a + bE + \frac{c(f)}{E} \quad (\text{IV.16})$$

Ce terme non linéaire est réellement nécessaire pour toutes les coupures comme l'illustre la figure IV.44 montrant les \bar{Q}/E en fonction de E pour une coupure appliquée de -1,5 sigmas pour le module BBE. Les figures IV.45 et IV.6 montrent que l'expression (IV.16) permet de décrire à $\pm 1\%$ près les données de cette période. Les résultats de l'ajustement de cette expression sur les données de cette période sont donnés par la table suivante:

Période	Module	χ^2	N _{pt}	N _{para}	a pCb/GeV	b*10 ⁵ pCb/GeV ²
CB1/BBE	CB1	348	60	14	0,2404 ±0,0002	7,3 ±0,3
	BBE	84	60	14	0,2492 ±0,0002	4,7 ±0,3

table IV.9 Résultats de l'ajustement de la paramétrisation pour la période CB1/BBE

Le terme non linéaire de l'expression (IV.16) permet de comprendre pourquoi la linéarité obtenue en appliquant une coupure à trois sigmas est si mauvaise pour la période CB1/BBE. Ce terme décale en effet les courbes à E constante parallèlement les unes par rapport aux autres. Leur point d'intersection "naturel" se trouve donc déplacé vers les plus petites valeurs de f comme on peut le voir sur les figures IV.38 et IV.39.

Malgré sa faible valeur numérique le terme b est très important. L'écart à la linéarité due à b peut s'estimer en écrivant:

$$Q_{\text{phys}} = a E + b E^2 \Rightarrow \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{Q_{\text{phys}} - aE}{aE} = \frac{b}{a} E$$

Les écarts à la linéarité sont, à 100 GeV, de $3,1 \pm 0,1\%$ pour CB1 et $1,9 \pm 0,1\%$ pour BBE. Dans le domaine angulaire couvert par les modules CB1/BBE, les énergies des électrons diffusés à HERA ne peuvent excéder 40 GeV. Estimés dans les conditions de HERA l'écart à la linéarité sont donc de l'ordre du pour-cent.

Toutefois au regard de la bonne linéarité des modules des autres périodes, il semble peu vraisemblable que cette non-linéarité reflète un comportement intrinsèque des calorimètres CB1 et BBE. Ces effets n'ont cependant pas été expliqués. Ils sont trop importants pour être dus au matériau mort accumulé le long de la ligne de faisceau. Un effet d'hystérésis des aimants a été suspecté sans être prouvé. A ce sujet on doit noter que des énergies similaires de faisceau, obtenues sans plus de précautions que pour la période CB1/BBE, ont été utilisées durant les autres périodes sans qu'un effet semblable apparaisse.

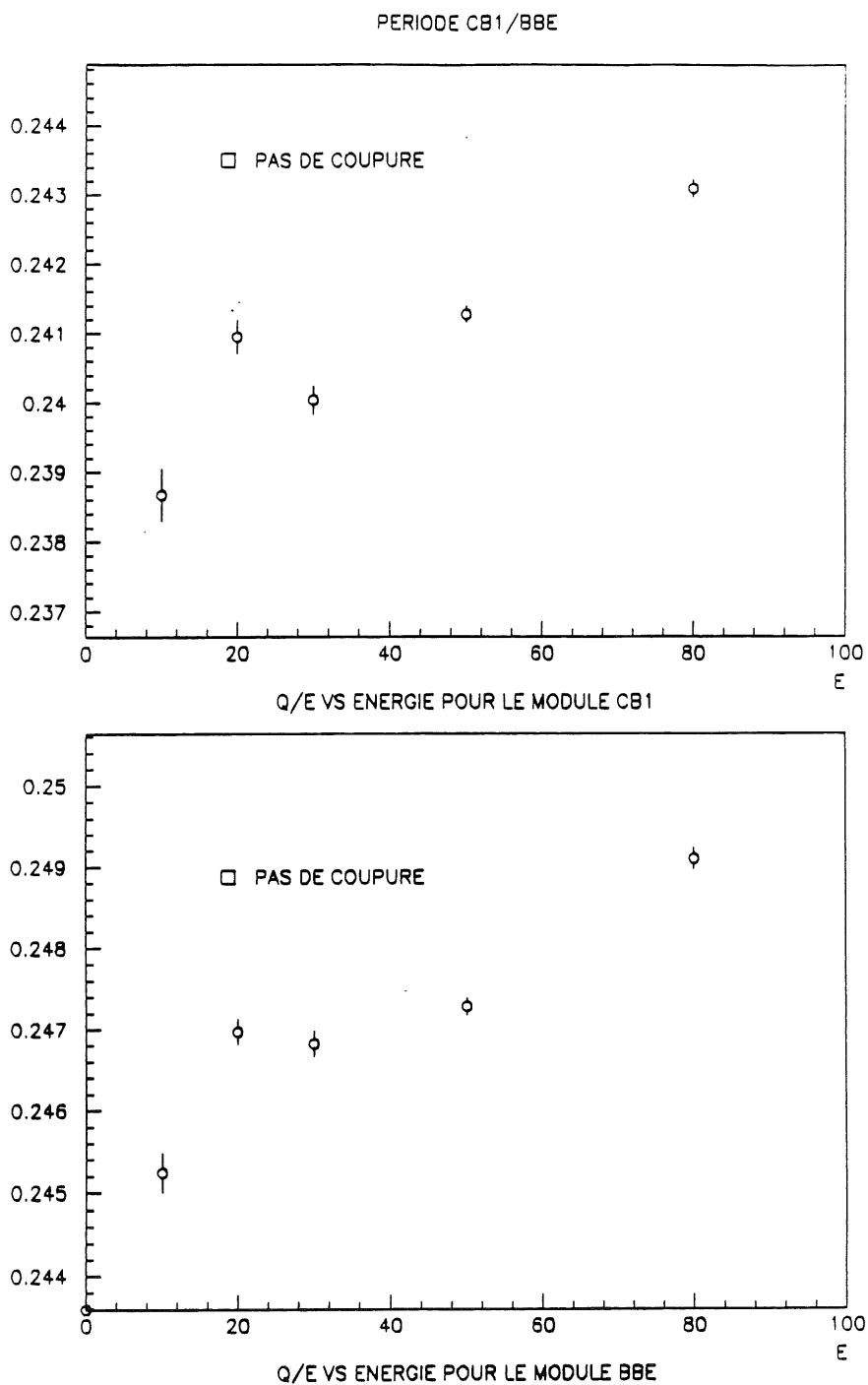


figure IV.43 Q/E vs E obtenu sans coupure pour les modules CB1 et BBE

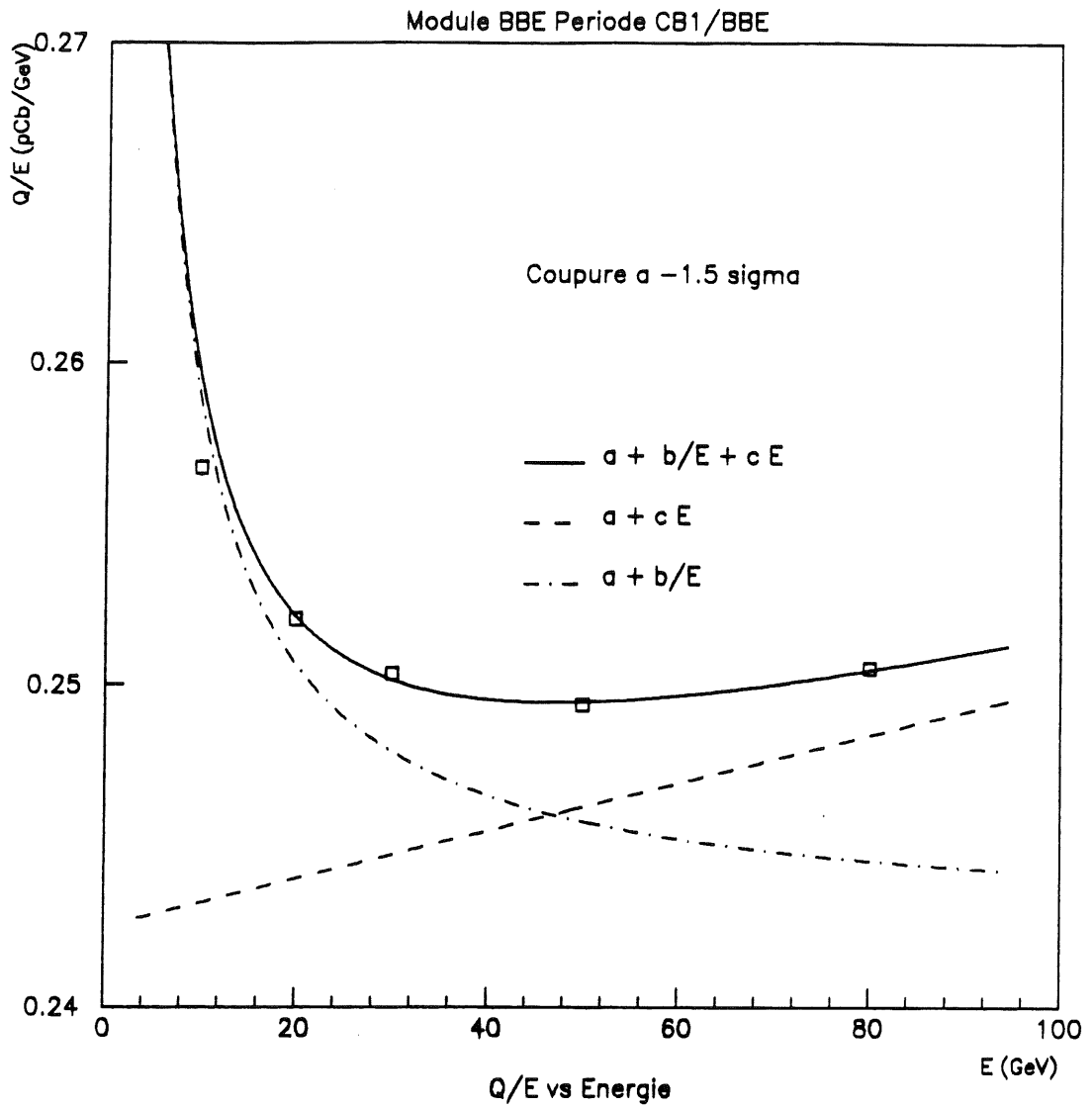


figure IV.44 *Q/E vs E obtenu avec une coupure de -1,5 sigma pour le module BBE*

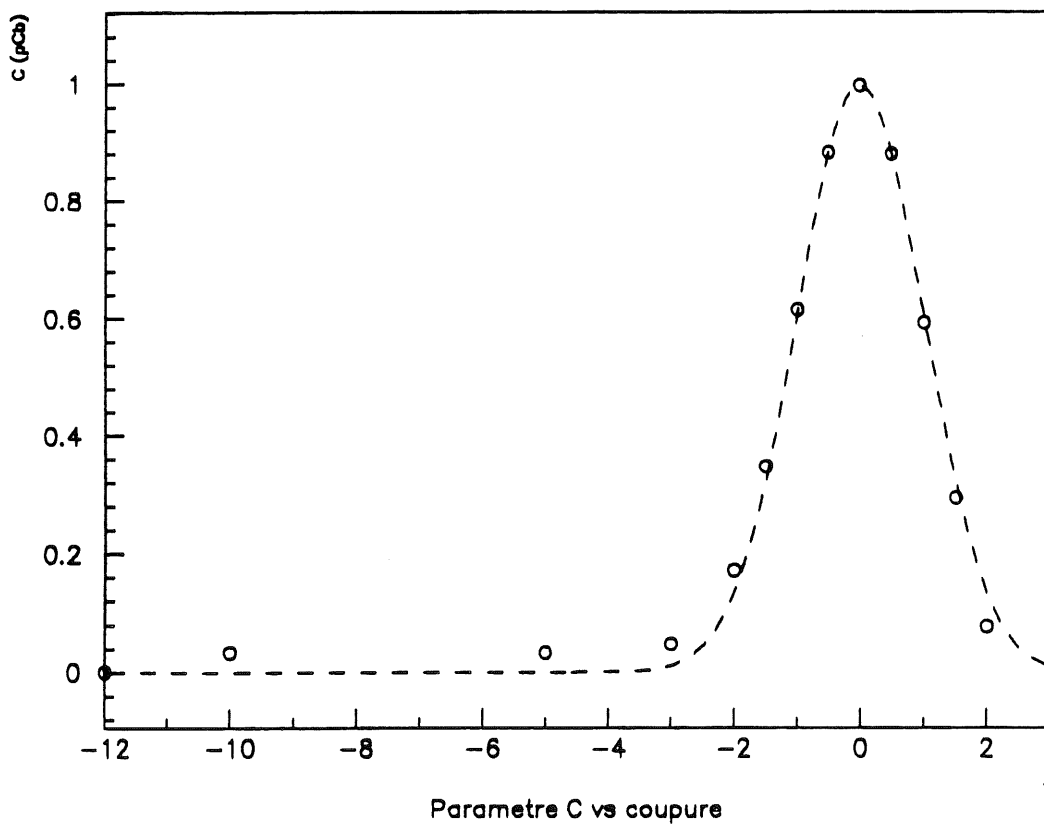
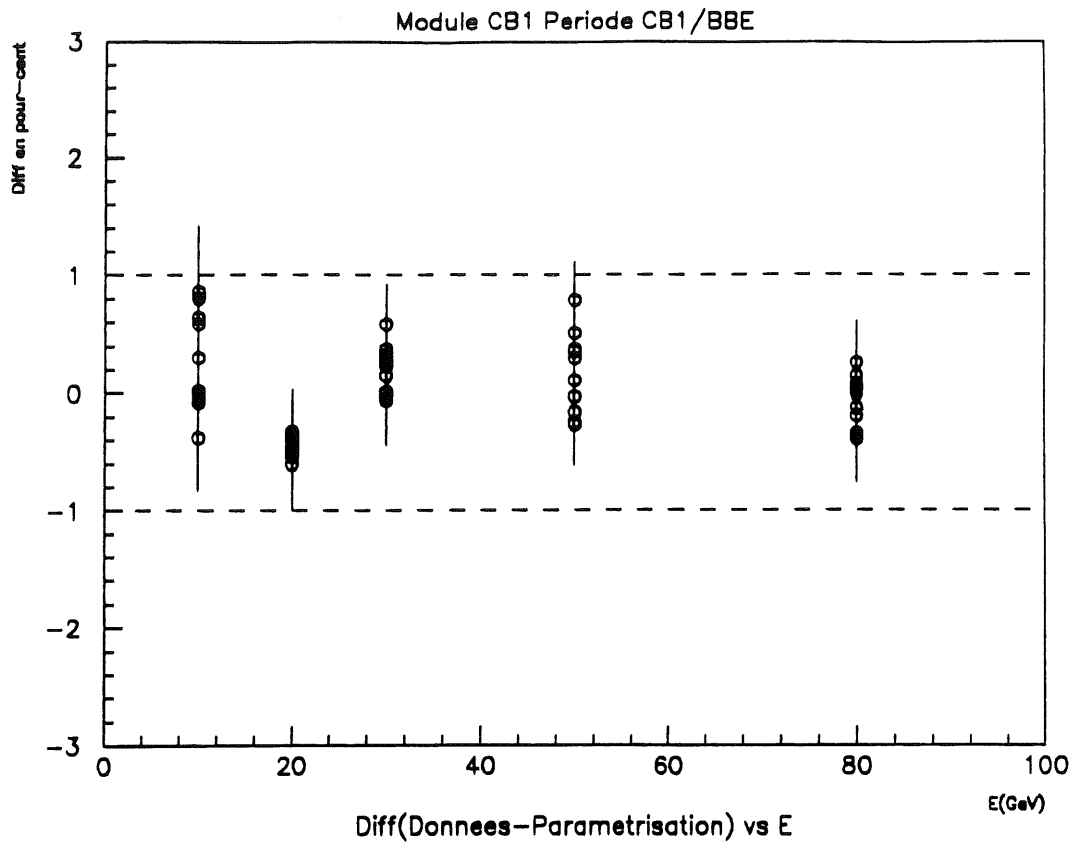


figure IV.45 *Différence données-paramétrisation pour le module CB1 de la période CB1/BBE*

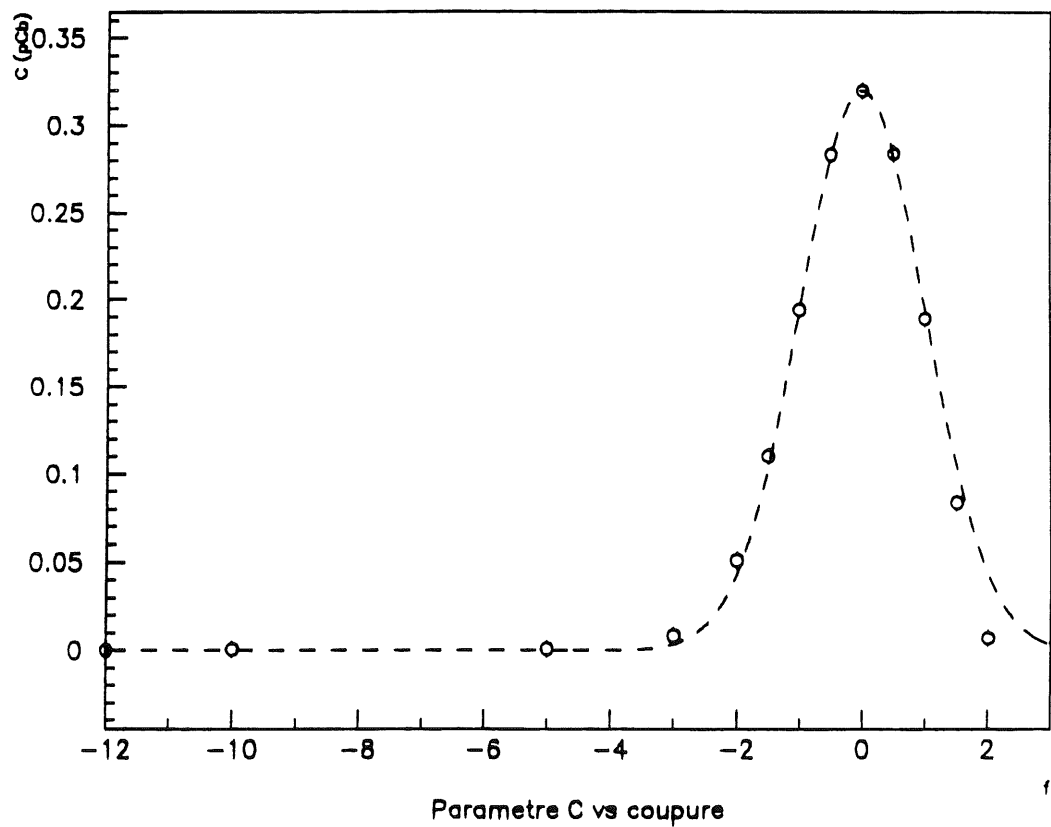
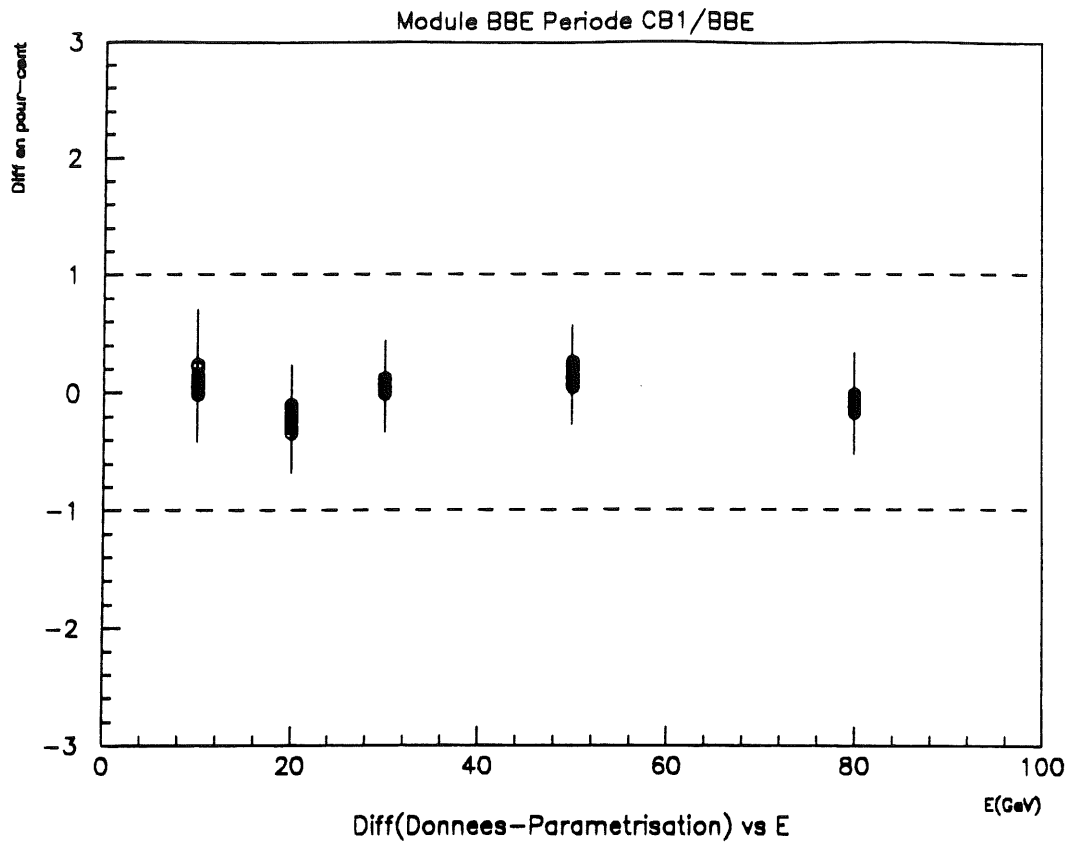


figure IV.46 *Différence données-paramétrisation pour le module BBE de la période CB1/BBE*

2d Comparaison des modules

Comme dans les précédents paragraphes, les coefficients obtenus pour les modules CB de différentes périodes peuvent être comparés grâce aux facteurs de correction des périodes CB2/CB3 et CB1/BBE relativement à la période CB3/FB1 calculés au paragraphe (1). Les résultats de cette comparaison sont donnés par la table suivante:

Période	Module	a pCb/GeV	a _{init} pCb/GeV	Différence %
CB3/FB1	CB3	0,2666 ±0,0001	0,2666 ±0,0001	<i>réf.</i>
CB2/CB3	CB3	0,2475 ±0,0001	0,2670 ±0,0001	+0,1
	CB2	0,2493 ±0,0001	0,2690 ±0,0001	+0,9
CB1/BBE	CB1	0,2404 ±0,0002	0,2534 ±0,0002	-5,0

table IV.10 *Correction de la pollution initiale en utilisant la sonde β_{2H} et comparaison des coefficients de calibration des modules*

La dispersion des coefficients de calibration des modules CB des deux premières périodes est de l'ordre du pour-cent. Les modules CB de ces périodes sont donc toujours très similaires. De la même façon, le module CB1 reste très différent des autres. On note que, comme prévu, les coefficients de la table IV.10 sont plus grands que ceux obtenus en appliquant une coupure à trois sigmas (table IV.6).

3 Simulation Monte-Carlo

Les études précédentes négligent totalement l'effet du matériau mort accumulé sur le chemin du faisceau. Ce matériau d'environ une longueur de radiation est responsable d'une perte d'énergie des électrons de l'ordre de 1% pour des énergies de 10 GeV diminuant très rapidement avec E. Cette variation peut être incorporée dans la modélisation présentée au précédent paragraphe. Toutefois cette modélisation est une simplification de la réalité et est au sens strict faussse car il n'est pas exact que l'on puisse traiter séparément le signal "physique" et le bruit. L'un et l'autre se superposent par exemple dans les tours touchées par la gerbe électromagnétique. La puissance de cet argument est cependant d'autant plus faible que la coupure appliquée sur les signaux est petite si bien que notre paramétrisation reste une approximation suffisante dans le domaine de coupures où nous l'avons appliquée.

Dans ce paragraphe sont présentés les résultats d'une comparaison entre les données réelles et des donnée simulées permettant de tenir compte du bruit d'une manière plus satisfaisante que dans le paragraphe précédent. Les sous-paragraphe 3a et 3b exposent le principe et les détails de cette comparaison. Les résultats seront présentés dans les sous-paragraphe 3c et discutés au paragraphe 3d.

3a Principe

Dans les tests du CERN, un électron d'énergie E_{inc} traverse avant de parvenir aux calorimètres les nombreux matériaux non actifs, morts, que sont l'air, les scintillateurs, les chambres, la fenêtre d'entrée du cryostat et le bloc de mousse expansée destiné à repousser l'argon liquide devant les calorimètres. L'énergie initiale se trouve ainsi répartie entre les matériaux morts, où une énergie E_{mat} est déposée, et le calorimètre, où une énergie E_{abs} est absorbée. On a bien entendu:

$$E_{inc} = E_{mat} + E_{abs}$$

L'énergie absorbée se répartie en énergie "invisible" E_{inv} , déposée dans le matériau absorbeur du calorimètre et en énergie "visible" E_{vis} , déposée dans l'argon liquide:

$$E_{abs} = E_{inv} + E_{vis}$$

Le rapport de l'énergie visible à l'énergie totale absorbée (rapport d'échantillonnage) est une constante intrinsèque du calorimètre:

$$\rho = \frac{E_{vis}}{E_{inv} + E_{vis}}$$

Cette énergie visible crée une charge Q_{phy} dont on peut supposer qu'elle est proportionnelle à E_{vis} :

$$Q_{phy} = \alpha_{phy} E_{vis}$$

Le coefficient de proportionnalité α_{phy} chiffre l'efficacité de conversion de l'énergie déposée dans l'argon liquide en charges. Il varie avec la pureté de l'argon liquide et la tension appliquée sur les plaques haute tension. Toutefois nous savons que cette charge Q_{phy} n'est pas la seule composante du signal observée Q_{obs} . Les fluctuations du bruit se rajoute en effet à cette charge:

$$Q_{obs} = Q_{phy} + Q_{bruit}$$

Le programme ARCET [IV.10] est un programme de simulation Monte-Carlo des tests CERN basé sur le programme général de simulation du CERN, GEANT. Il simule le dépôt d'énergie d'un électron dans les calorimètres ainsi que dans tous les matériaux que cet électron ou les particules qu'il engendre, traversent. Ce programme de simulation dans sa version officielle ne fournit pas de charge mais seulement les énergies E_{mat} , E_{inv} et E_{vis} . Il est assez évident que la comparaison avec les données peut se faire en simulant une charge observée Q_{MC} définie suivant:

$$Q_{MC} = \alpha_{MC} E_{vis} + Q_{alea}$$

où Q_{alea} est obtenue à partir des événements aléatoires que l'on suppose représentatifs du bruit, et α_{MC} est un facteur à ajuster pour que Q_{MC} reproduise les données. La signification de ce paramètre est bien sur la même que celle de α_{phy} . Une estimation numérique de ce paramètre peut être obtenue en considérant l'énergie W^* nécessaire pour que l'on puisse observer un électron:

$$W^* = 2 \times 23,6 \text{ ev} \Rightarrow \alpha_{phy} = \frac{10^9}{47,2} \text{ électrons/GeV} = 3,39 \text{ pCb/GeV}$$

Toutefois α_{MC} n'est pas le coefficient qui nous intéresse. Il ne chiffre que l'efficacité de conversion de l'énergie visible en charge et non celle de l'énergie absorbée totale. Ce paramètre que nous noterons c s'écrit:

$$c_{MC} = \frac{Q_{phy}}{E_{abs}} = \frac{E_{vis}}{E_{inv} + E_{vis}} \frac{Q_{phy}}{E_{vis}} = \rho_{MC} \alpha_{MC}$$

Le paramètre α_{MC} peut dépendre de la simulation puisqu'il sert à ajuster E_{vis} qui est une quantité purement simulée. On peut par exemple imaginer que, pour une raison quelconque, le programme de simulation fournit une énergie visible inférieure à l'énergie visible réelle. Dans ce cas α_{MC} aura tendance à

être plus grand que le vrai paramètre α_{phy} . Toutefois le paramètre ρ_{MC} , le rapport d'échantillonnage Monte-Carlo, sera plus petit que le rapport d'échantillonnage réel. De telle sorte que le produit de α_{MC} par ρ_{MC} ne doit pas être trop sensible aux conditions particulières de la simulation. C'est du moins l'espoir qui sous-tend ce genre de calibration où un programme de simulation est utilisé. La vérification de ce point en changeant les coupures dans le suivi des particules ou en modifiant la granularité du calorimètre simulé nécessite beaucoup de temps de calcul et n'a pas été faite pour l'étude qui va être présentée. Le relatif accord entre les coefficients qui vont être présentés et ceux précédemment obtenus semblent indiquer que cette méthode n'introduit pas de biais importants.

3b Détails

Nous avons utilisé la version du programme ARCET basé sur la version 3.14 du programme GEANT. La description détaillée de la géométrie des calorimètres a été choisie. La coupure appliquée dans le suivi des particules a été prise égale à 50 keV pour les photons et les électrons.

Les positions nominales ont du être corrigées afin de mieux reproduire les points d'impact observées dans les données réelles. Les nouvelles positions ont été déterminées en déplaçant verticalement les calorimètres et horizontalement le cryostat jusqu'à ce que, par couche, les tours où les charges simulées et réelles sont maximales soient identiques. La différence ΔX_c entre la position nominale du cryostat et sa position optimale, et Δy la hauteur dont il a fallu déplacer les calorimètres sont données dans la table suivante:

Période	ΔX_c (cm)	Δy (cm)
CB3/FB1	-2	-4,7
CB2/CB3	-1,4	-4,3

3b.i Ajustement

A chaque événement simulé, la charge brute dans chaque canal est calculée en multipliant l'énergie visible déposée dans la tour correspondante par un coefficient α_{MC} et en ajoutant la charge brute lue pour ce canal sur l'enregistrement d'un événement réel aléatoire. Cette charge brute simulée est ensuite analysée par le même programme utilisé pour les données réelles.

Le paramètre α_{MC} a été ajusté en utilisant les résultats de coupures à 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5 et 5.5 sigmas. Chaque lot de données réelles a été ainsi associé à un paramètre α^*_{MC} minimisant la fonction:

$$f(\alpha_{MC}) = \sum \frac{[\bar{Q}_{Don}(f) - \bar{Q}_{MC}(f)]^2}{\sigma_{Don}^2 + \sigma_{MC}^2} \quad (IV.17)$$

où \bar{Q}_{Don} et \bar{Q}_{MC} sont respectivement les charges moyennes de données réelles et simulées, σ_{Don} et σ_{MC} sont les erreurs statistiques de ces moyennes, et où la somme porte sur toutes les valeurs de f précitées. L'obtention d'une seule valeur de la fonction (IV.17) exigeant une analyse d'une dizaine de minutes, le minimum de cette fonction a été recherché en faisant varier α_{MC} par pas de 0,0025, ce qui représente moins de un pour mille des valeurs typiques des α^*_{MC} obtenues. Pour la même raison, l'erreur $\delta\alpha$ sur α^*_{MC} a été grossièrement estimée suivant:

$$\delta\alpha = \max\left\{ \left| \alpha^*_{MC} - \alpha^+_{MC} \right|, \left| \alpha^*_{MC} - \alpha^-_{MC} \right| \right\}$$

où α^+_{MC} et α^-_{MC} sont les paramètres minimisant les fonction f_+ et f_- définies par:

$$f_{+(-)}(\alpha_{MC}) = \sum \frac{[\bar{Q}_{Don}(f) + (-) \sigma_{Don} - \bar{Q}_{MC}(f) + (-) \sigma_{MC}]^2}{\sigma_{Don}^2 + \sigma_{MC}^2}$$

Cette méthode, très intuitive, donne toutefois des erreurs raisonnables de 2 à 3 pour mille, très supérieures, sans nul doute possible, aux erreurs statistiques obtenues par la procédure standard de minimisation de χ^2 qui aurait été, dans le cas présent, tout à fait prohibitive en temps de calcul.

Les données réelles ont été corrigées en appliquant la procédure standard définie au début de ce chapitre. La correction de capacités de calibration n'a toutefois été appliquée que sur les données de la période CB2/CB3 puisque cette correction a été appliquée au moment de la prise de données de la période CB3/FB1. On note que pour la simulation seuls ont été corrigés les charges des événements aléatoires. Les charges physiques simulées, idéales, ne nécessitent pas de corrections d'effets n'affectant que les charges réelles.

3b.ii Événements aléatoires

Afin de ne pas être sensible à d'éventuelles fluctuations des caractéristiques du bruit, les événements aléatoires ont été pris dans chaque "run" réel ajusté. Le nombre de ces événements n'est pas suffisant pour que chaque événement aléatoire soit toujours associé à un seul événement simulé. Ils ont donc été utilisés plusieurs fois par ajustement. Le nombre d'événements simulés par événement aléatoire a oscillé entre 1 et 2 pour la période CB3/FB1 et entre 5 et 10 pour la période CB2/CB3. Faute de temps, il n'a pas été possible de modifier les programmes d'analyse de telle sorte que plusieurs "runs" successifs soient lus afin d'avoir autant d'événements aléatoires que d'événements simulés. Des tests ont cependant montré que les résultats sont peu dépendants du nombre total d'événements aléatoires utilisés tant que celui-ci reste supérieur à une centaine. Ceci s'explique par le fait que les caractéristiques essentielles de la distribution de bruit sont alors suffisamment bien décrites par le lot d'événements aléatoires retenus. Une étude plus systématique de ce point n'a pas été poursuivie.

3b.iii Données ajustées

Les "runs" de stabilité des périodes CB3/FB1 et CB2/CB3 ont été ajustés suivant la précédente méthode en utilisant un lot de 1000 événements simulés d'électrons de 30 GeV pénétrant dans les modules CB3 de ces périodes. L'évolution en fonction du temps des paramètres α^*_{MC} ainsi obtenus a ensuite été ajustée par une droite. Le temps τ a été défini à partir du premier des "runs" de haute tension pour des raisons qui apparaîtront au sous paragraphe 3d. De cet ajustement une valeur initiale α^0_{MC} et un taux de décroissance en fonction du temps Δ ont été déduits. A partir de ces valeurs, il est possible de prédire la valeur de α^*_{MC} à n'importe quel moment dans la période suivant:

$$\alpha^*_{MC}{}^{prédit} = \alpha^0_{MC} (1 + \Delta\tau)$$

Pour chaque run de linéarité, on a comparé les données réelles et les données simulées obtenues avec ce coefficient prédit. Pour chacune des énergies étudiées, un lot de 1000 événements simulés a été constitué, excepté pour l'énergie 10 GeV pour laquelle 2000 événements ont été simulés.

La précédente procédure n'est pas applicable au module CB2. En effet pour la période CB2/CB3, les "runs" de stabilité correspondent à des "tirs" dans CB3 et non dans CB2. Pour ce module, les "runs" de linéarité ont été séparément ajustés. Les valeurs de α^*_{MC} obtenues ont ensuite été corrigées de la décroissance du signal en utilisant le facteur de décroissance obtenu pour CB3 suivant:

$$\alpha^*_{MC}{}^{corrigée} = \frac{\alpha^*_{MC}}{1 + \Delta\tau}$$

La valeur moyenne de ces valeurs corrigées a été calculée et considérée comme étant la valeur initiale α_{MC}^0 de ce module. Utilisant à nouveau le facteur de décroissance Δ et cette valeur initiale, les α_{MC}^* prédits pour chacun des "runs" de linéarité ont été calculés. Enfin les données réelles et simulées obtenues avec ces coefficients prédits ont été comparées.

3b.iv Détermination des rapports d'échantillonnage

Les coefficients ρ_{MC} ont été obtenus en plaçant le point de départ des électrons directement dans les calorimètres. Il n'y a dans ce cas aucune énergie déposée dans les matériaux morts et ρ_{MC} peut se calculer directement à partir de l'énergie visible.

Afin de traiter correctement l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique le rapport d'échantillonnage de ce calorimètre a été déterminé en plaçant le point de départ d'électrons de 30 GeV directement dans le premier gap d'argon liquide du module hadronique. Le rapport d'échantillonnage de ce module n'a pas besoin d'être connu avec précision puisque peu d'énergie y est déposée. Nous n'avons donc simulés que 50 événements de ce type par octant.

Une fois ce rapport connu, nous avons simulés des lots de 400 électrons de 30 GeV dont les points de départ ont été choisis juste au milieu du premier gap d'argon liquide de chacun des modules électromagnétiques. Le rapport d'échantillonnage du calorimètre électromagnétique peut alors être déduit en retranchant de l'énergie totale absorbée la partie absorbée dans le module hadronique que nous avons calculée à partir de l'énergie visible hadronique:

$$\rho_{em} = \frac{E_{vis}^{em}}{E_{abs}^{em}} = \frac{E_{vis}^{em}}{E_{tot} - E_{abs}^{had}} = \frac{E_{vis}^{em}}{E_{tot} - E_{vis}^{had} \rho_{had}}$$

Les résultats de ces calculs sont données dans la table suivante:

Période	CB3/FB1	CB2/CB3	
Module	CB3	CB3	CB2
ρ_{MC} hadronique	3,60 \pm 0,02	3,59 \pm 0,02	3,57 \pm 0,02
ρ_{MC} électromagnétique	7,69 \pm 0,01	7,78 \pm 0,01	7,77 \pm 0,01

table IV.11 *Rapports d'échantillonnage Monte-Carlo*

La structure des modules CB3 simulés pour les deux périodes de tests est identique. La différence de l'ordre de 1% entre les rapports d'échantillonnage de

ces modules est donc un effet du à l'angle d'incidence du faisceau (36,5° degré pour la période CB3/FB1 et 11° pour la période CB2/CB3). Cet effet peut être du au développement transverse des gerbes [IV.7] a été observé dans d'autres simulations Monte-Carlo [IV.8] sans que son origine puisse être clairement comprise.

3c Résultats

Les valeurs de Δ , α_{MC}^0 , et c_{MC} obtenues suivant la méthode précédente sont présentées dans la table suivante:

Période	CB3/FB1	CB2/CB3	
Module	CB3	CB3	CB2
Δ %/mois	-3,2 ± 0,3	-7,7 ± 0,5	-7,7 ± 0,5
α_{MC}^0 pCb/GeV	3,492 ± 0,002	3,212 ± 0,004	3,172 ± 0,002
c_{MC} pCb/GeV	0,2685 ± 0,005	0,2499 ± 0,006	0,2465 ± 0,005

table IV.12 Résultats de l'ajustement Monte-Carlo

Pour apprécier la qualité de la simulation des données, nous avons calculé la quantité Δ_{sim} définie par:

$$\Delta_{sim}(f) = \frac{\bar{Q}_{MC}(f)}{\bar{Q}_{Don}(f)} - 1$$

où $\bar{Q}_{Don}(f)$ a déjà été définie et $\bar{Q}_{MC}(f)$ est, ici, la charge moyenne simulée avec le coefficient prédit obtenue en appliquant une coupure à f sigmas. Les figures IV.47, IV.48 et IV.49 présentent, pour les trois périodes, l'évolution de Δ_{sim} en fonction de E pour f=3, et en fonction de f pour E=30 GeV. Ces figures indiquent que pour le module CB3 de la période CB3/FB1 la simulation Monte-Carlo reproduit les données à mieux que ±1%. Ceci est encore vrai pour le module CB2 de la période CB2/CB3 bien que la stabilité en fonction de la coupure soit nettement moins bonne. L'ajustement du module CB3 présente les mêmes caractéristiques. Il a été vérifié que pour tous ces modules, quelques soient l'énergie et la coupure appliquée, Δ_{sim} reste inférieur à 1,2% et le plus souvent inférieur à 1%.

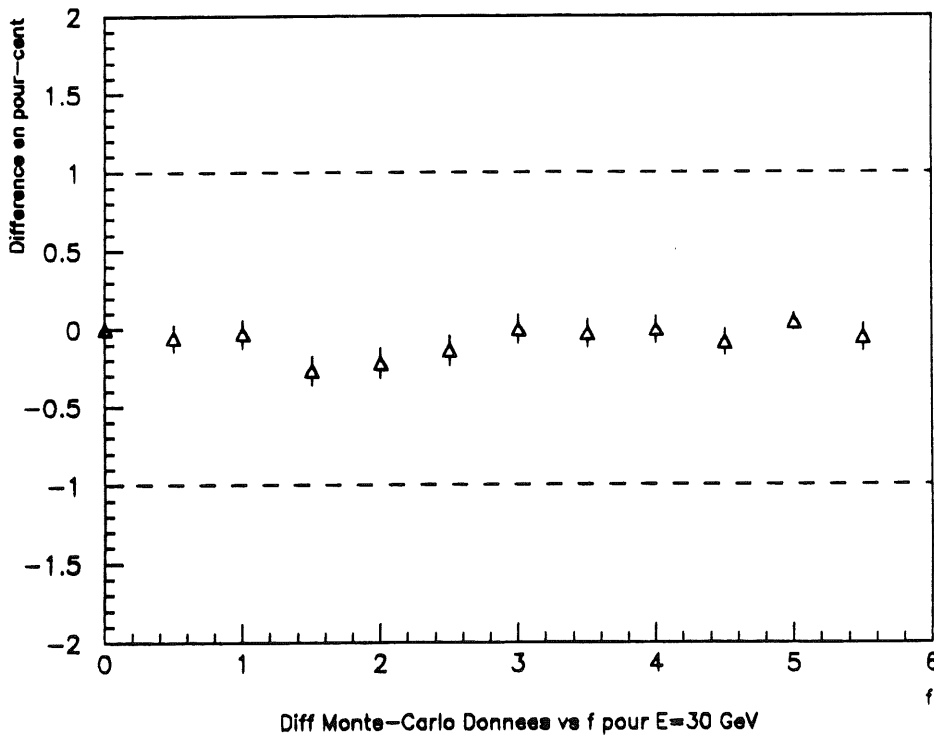
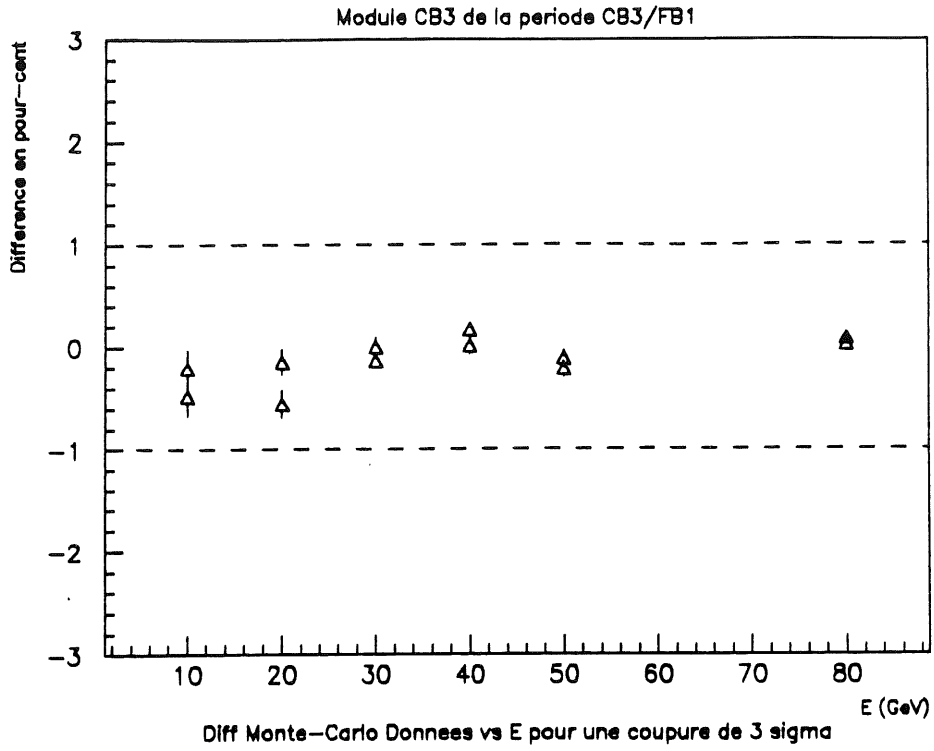


figure IV.47 Différences données-Monte Carlo en fonction de l'énergie pour une coupure à 3 sigmas et en fonction de la coupure à 30 GeV pour le module CB3 de la période CB3/FB1

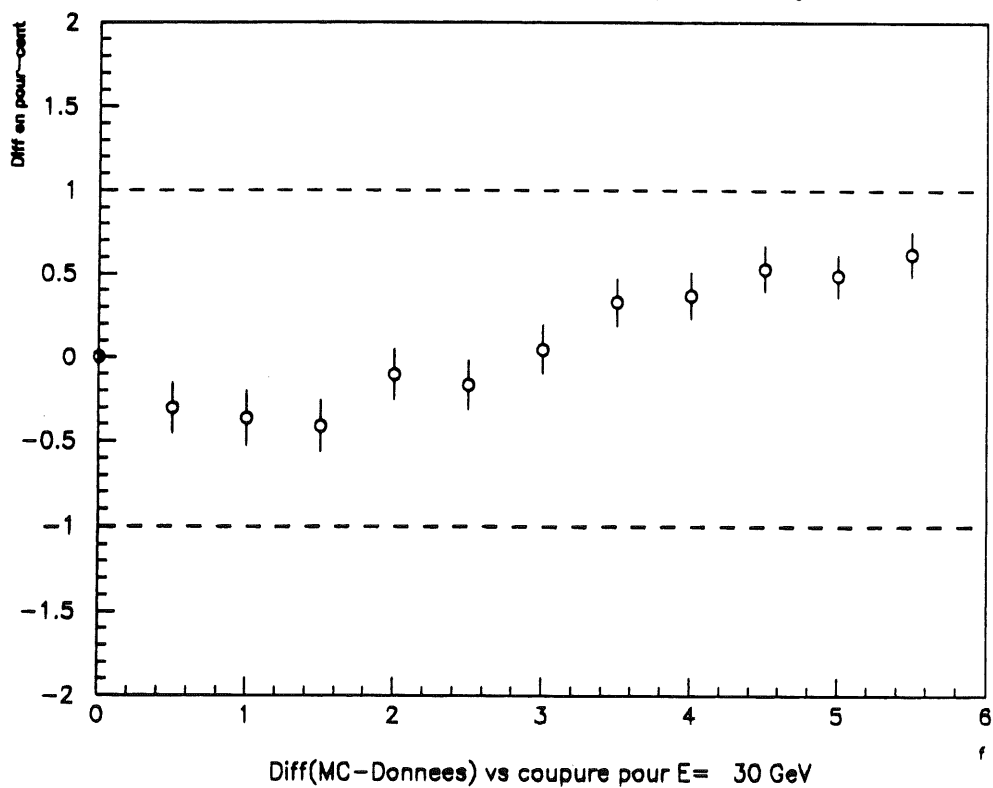
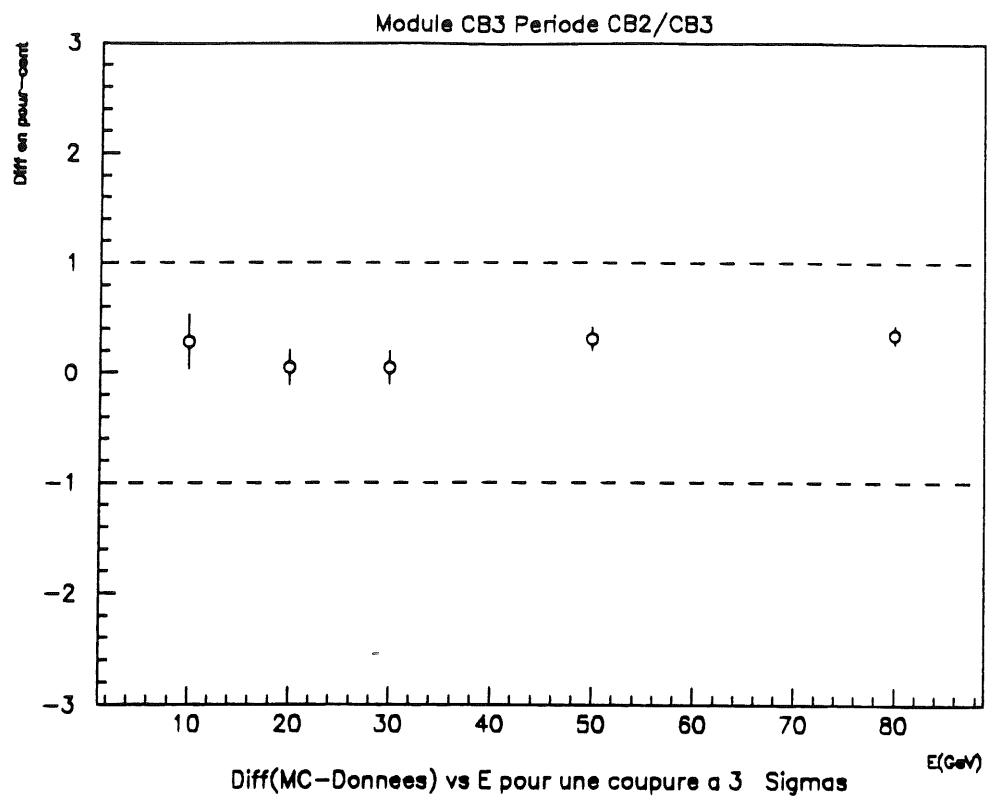


figure IV.48 Différences données-Monte Carlo en fonction de l'énergie pour une coupure à 3 sigma et en fonction de la coupure à 30 GeV pour le module CB3 de la période CB2/CB3

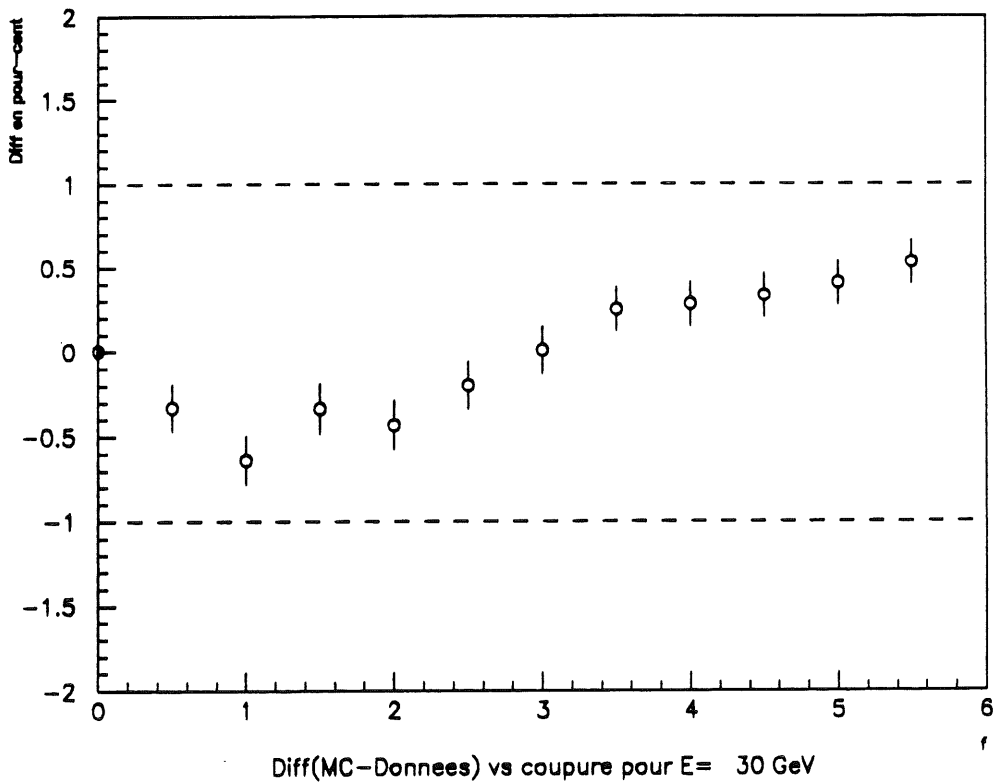
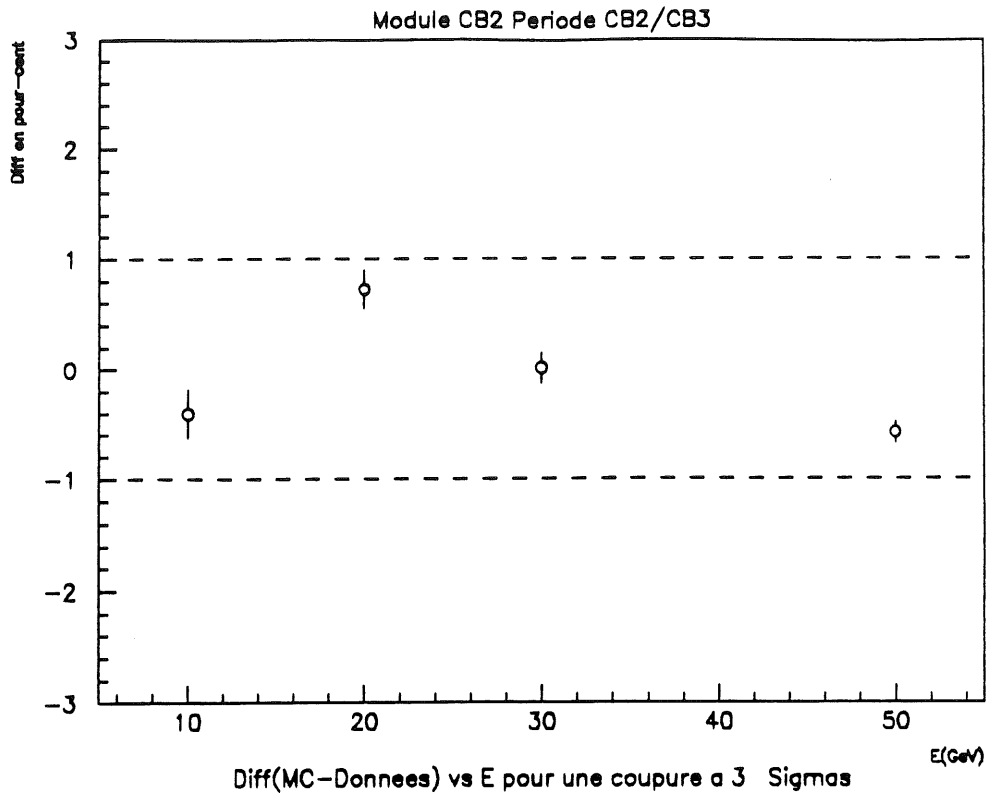


figure IV.49 Différences données-Monte Carlo en fonction de l'énergie pour une coupure à 3 sigma et en fonction de la coupure à 30 GeV pour le module CB2 de la période CB2/CB3

3d Discussion

On note une différence de l'ordre de 9% entre le coefficient de la période CB3/FB1 donnée dans la table IV.12 et celui du module CB2 de la période CB2/CB3. Cette différence est due à la différence de pureté de l'argon liquide aux débuts de ces deux périodes. Nous devons corriger cette différence pour pouvoir comparer les modules CB. Dans le sous-paragraphe suivant et comme nous l'avons fait pour les autres études, nous utilisons les sondes de mesure de pureté pour faire cette correction. Au sous-paragraphe 3d.ii, une méthode utilisant les données des "runs" haute-tension sera présentée.

3d.i Comparaison en utilisant les sondes

On peut comparer les modules CB en utilisant le facteur 1,079 de correction de la période CB2/CB3 relativement à CB3/FB1 calculé avec les P_0 de la sonde β_{2H} :

Période	CB3/FB1	CB2/CB3	
Module	CB3	CB3	CB2
c_{MC} pCb/GeV	0,2685 \pm 0,0005	0,2499 \pm 0,0006	0,2465 \pm 0,0005
c_{MCinit} pCb/GeV	0,2685 \pm 0,0005	0,2696 \pm 0,0006	0,2660 \pm 0,0006
Différence %	<i>réf</i>	+0,4	-0,9
Différence Globale %	$\pm 0,7$		

table IV.13 Comparaison des coefficients en utilisant la sonde β_{2H}

Les coefficients de la table IV.13 sont en accord à un pour-cent près avec ceux obtenus dans le chapitre précédent (table IV.10). Leurs variations s'expliquent en partie seulement par les différences entre les procédures de correction des données. La différence maximale entre les coefficients corrigés est de 1,3 % contre 0,9 % dans l'analyse "à f sigmas" (table IV.10).

Ici encore la correction utilisant la sonde de mesure de la pureté de l'argon semble confirmer la similarité des modules CB. Cette correction ne permet cependant que de corriger une période relativement à une autre et non de manière absolue. La méthode de correction exposée dans le sous-paragraphe suivant donne en principe accès à une valeur absolue des coefficients de calibration en s'appuyant sur une paramétrisation des variations du signal avec la pureté et la tension appliquée.

3d.ii Comparaison en utilisant les "runs" haute tension

Nous avons vu dans le chapitre consacré à la calorimétrie, que l'effet d'une contamination p de l'argon liquide par de l'oxygène se traduit par une dépendance de la charge induite Q en fonction de la tension appliquée U de la forme:

$$Q = Q_{\infty} 2 \frac{\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} (1 - \exp(-d/\lambda)) \right] \quad (\text{IV.18})$$

$$\text{avec} \quad \lambda = \alpha \frac{E}{P} = \alpha \frac{U}{d P}$$

où d est la largeur du gap d'argon liquide dans lequel dérivent les électrons, Q_{∞} est la charge obtenue en absence de pollution ou à tension infinie et α un coefficient empirique dont la valeur est, dans le cas de l'oxygène, égal à $15 \pm 3 \text{ mm}^2 \text{ ppm/kV}$. On note que cette formule néglige tout effet de saturation: si p est nul, on obtient toujours la même charge quelque soit la tension appliquée.

Pour une valeur donnée de p , la charge Q induite pour la tension nominale 2,5 kV n'est donc pas la charge maximale Q_{∞} . La correction utilisant les "runs" haute tension consiste à établir la courbe $Q=f(U)$ afin de corriger les données par le facteur:

$$\eta = \frac{Q_{\infty}}{Q(2500 \text{ V})}$$

Afin d'éviter toute confusion les données corrigées de cette façon seront notées par la suite avec l'indice "HT".

Au début de chacune des périodes étudiées, des lots d'événements ont été enregistrés en faisant varier la tension appliquée sur les plaques haute tension. Le déclenchement de l'acquisition était ajusté de telle façon que des pions et des électrons soient enregistrés en proportions égales. Seuls les électrons ont été étudiés. Les énergies des faisceaux étaient 80 GeV pour la période CB3/FB1 et 50 GeV pour la période CB2/CB3. Pour ces deux périodes l'octant CB3 était visé.

Les données de ces "runs" ont été étudiées de plusieurs manières différentes. Nous avons appliqué des coupures à 3, 2.5 et 2 sigmas. L'expression (IV.18) a été ajustée sur les charges ainsi obtenues. Par ailleurs chacun des "runs" haute tension a été ajusté suivant la méthode Monte-Carlo exposée ci-dessus. L'expression (IV.18), réécrite pour les α_{MC} , a été ajustée sur les α^*_{MC} obtenus et on a calculé le coefficient:

$$\eta = \frac{\alpha_{\infty}}{\alpha^*_{MC}(2500 \text{ V})}$$

L'expression (IV.18) a été ajustée pour la période CB3/FB1 sur les tensions comprises dans l'intervalle [150 V; 2500 V]. Pour la période CB2/CB3 les données de basse tension, trop mal ajustées, ont été rejetées. Seules celles comprises dans l'intervalle [500 V; 2500 V] ont été retenues. Pour l'ajustement des α_{MC} , les variations avec la tension des quantités ajustées et les différences de ces dernières à la paramétrisation (IV.18) sont montrées sur les figures IV.50 et IV.51. Les résultats de ces ajustements pour les périodes CB3/FB1 et CB2/CB3 sont donnés dans les tables suivantes:

Période CB3/FB1				
Données	α_{MC}	3σ	$2,5 \sigma$	2σ
p ppm	$0,772 \pm 0,002$	$0,784 \pm 0,001$	$0,778 \pm 0,001$	$0,759 \pm 0,001$
$\eta-1$ %	$4,7 \pm 0,1$	$4,8 \pm 0,1$	$4,7 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,1$

table IV.14 Ajustement des runs de haute tension pour la période CB3/FB1

Période CB2/CB3				
Données	α_{MC}	3σ	$2,5 \sigma$	2σ
p ppm	$1,71 \pm 0,01$	$1,70 \pm 0,01$	$1,68 \pm 0,01$	$1,64 \pm 0,01$
$\eta-1$ %	$10,6 \pm 0,4$	$10,5 \pm 0,1$	$10,3 \pm 0,1$	$10,1 \pm 0,1$

table IV.15 Ajustement des runs de haute tension pour la période CB2/CB3

En appliquant une coupure aux données on perd une partie du signal physique et on affecte donc la dépendance de la charge reconstruite en fonction de la tension appliquée. On observe en effet une claire décroissance du facteur de correction avec la coupure appliquée. Cette décroissance est toutefois beaucoup plus marquée pour la période CB2/CB3 que pour la période CB3/FB1. Pour celle-ci quelque soit le type de données utilisée, le coefficient de correction reste très voisin de celui obtenu par l'ajustement Monte-Carlo. Les variations de ce dernier coefficient doivent en principe refléter la vraie dépendance du signal en fonction de la tension puisque la simulation permet de séparer ce qui est du au bruit de ce qui est propre au signal physique. Pour corriger les coefficients de la table IV.13, nous n'avons donc retenu que les coefficients obtenus par l'ajustement Monte-Carlo:

Période	CB3/FB1	CB2/CB3
$\eta-1$ %	$4,7 \pm 0,1$	$10,6 \pm 0,4$

table IV.16 Coefficients de correction retenus

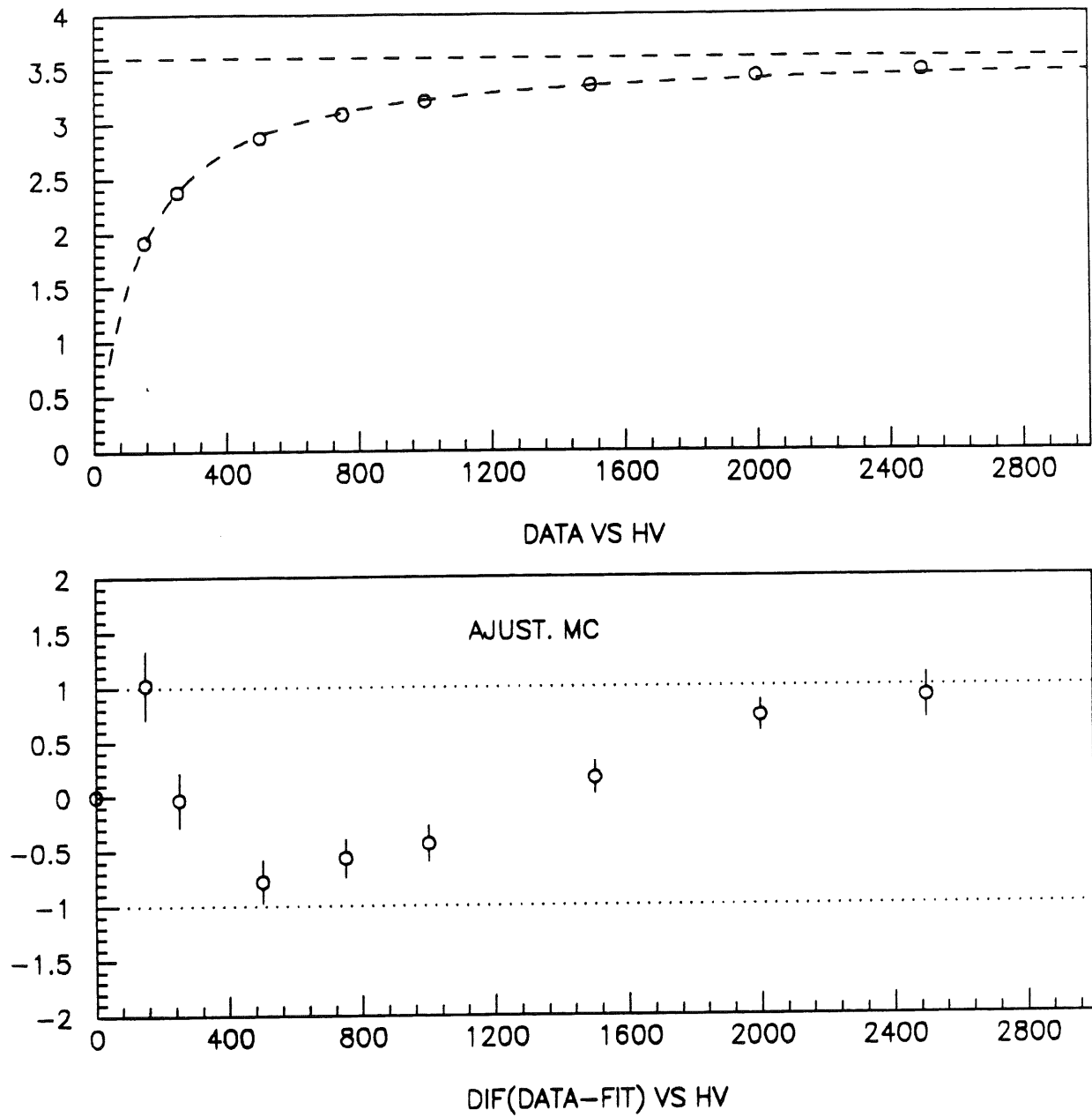
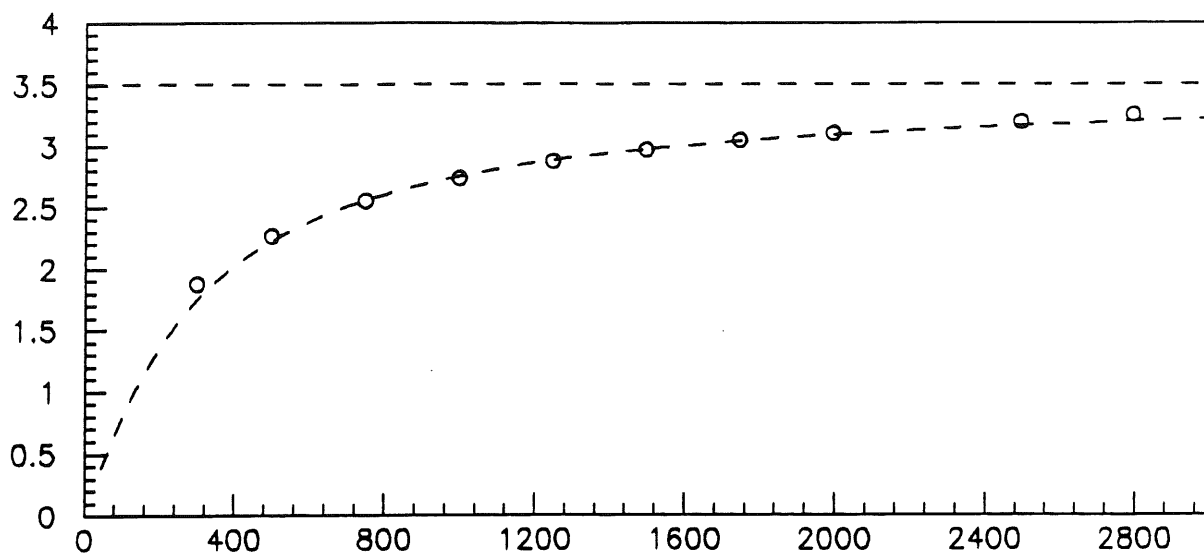
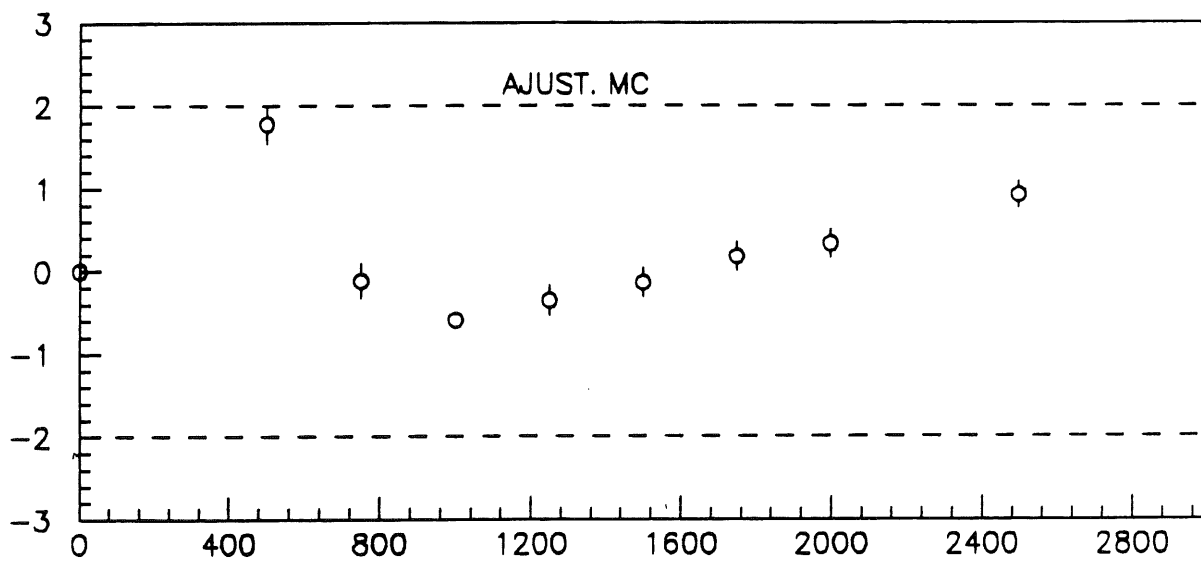


figure IV.50 Ajustement des α_{MC} des runs de haute tension de la période CB3/FB1



DATA VS HV



DIF(DATA-FIT) VS HV

figure IV.51 Ajustement des α_{MC} des runs de haute tension de la période CB2/CB3

On note que tant que l'on ne s'intéresse qu'au paramètre η et non à la valeur précise de p , on peut prendre pour d et le coefficient α intervenant dans l'équation (IV.18) n'importe quelles valeurs. En effet on n'est alors intéressé que par la forme de la dépendance de Q avec U . De ce point de vue la seule chose importante est que λ/d dans l'expression (IV.18) soit proportionnel à U . L'ajustement de p revient en fait à ajuster le coefficient de proportionnalité entre λ/d et U , c'est à dire le coefficient $\alpha/(d^2p)$. Les valeurs de α et d importent alors peu. Si par exemple, α est pris deux fois plus grand que la valeur que l'on trouve dans la littérature, l'ajustement produira un paramètre p deux fois plus grand sans que la forme de la courbe et donc le paramètre η n'aient changés. Nos coefficients sont donc indépendants des valeurs que nous avons prises pour α et d .

Nous avons essayé de chiffrer la sensibilité des coefficients de la table IV.16 au lot de tensions retenues. Pour la période CB3/FB1 nous avons exclu le point à 150 V, et repris l'ajustement dans l'intervalle [250V; 2500V]. Pour la période CB2/CB3 le point à 500 V a été exclu et l'ajustement repris dans l'intervalle [750V; 2500V]. Les coefficients obtenus sont:

CB3/FB1	$\eta-1$	$4,7 \pm 0,1 \%$	\rightarrow	$4,8 \pm 0,1 \%$
CB2/CB3	$\eta-1$	$10,6 \pm 0,4 \%$	\rightarrow	$11,3 \pm 0,5 \%$

On note que le coefficient de la période CB3/FB1 est certainement plus stable que celui de la période CB2/CB3. D'une manière générale l'ajustement des "runs" de stabilité de cette dernière période est moins bonne que celle de la première (figure IV.51). Malgré la sensibilité du coefficient de la période CB2/CB3 nous avons utilisé pour la correction les valeurs de la table IV.16.

Ces coefficients sont utilisés pour corriger les périodes indépendamment les une des autres. Les coefficients de calibration des différentes périodes obtenues de cette manière peuvent être à nouveau comparés. En prenant la période CB3/FB1 pour référence, on obtient:

Période	CB3/FB1	CB2/CB3	
	CB3	CB3	CB2
c_{MC} pCb/GeV	$0,2685 \pm 0,0005$	$0,2499 \pm 0,0006$	$0,2465 \pm 0,0005$
$c_{MC,HT}$ pCb/GeV	$0,2811 \pm 0,0006$	$0,2764 \pm 0,0012$	$0,2726 \pm 0,0011$
Différence %	<i>réf</i>	-1,7	-3,0
Différence Globale %	$\pm 1,5$		

table IV.17 *Comparaison des coefficients en utilisant les courbes haute tension*

Il apparait immédiatement que les coefficients de la table IV.17 sont excessivement plus dispersés que ceux que nous avons obtenus jusqu'à présent. Il faut noter ici que l'imprécision sur le coefficient de correction de la période CB2/CB3 est grand et induit des incertitudes de l'ordre de 0,5% sur les coefficients de calibration des modules de cette période. La sensibilité à l'intervalle de haute tension ajusté semble indiquer qu'elle est même plus grande que celle que nous avons utilisée. Nous avons essayé d'estimer les erreurs systématiques induites par cette méthode en les calculant comme la variations des coefficients de calibration lorsque l'on passe des valeurs de η de la table IV.16 à ceux obtenus en excluant les tensions les plus basses. Les résultats de ces calculs sont donnés dans la table suivante:

Période	CB3/FB1	CB2/CB3	
Module	CB3	CB3	CB2
$c_{MC.HT}$ pCb/GeV	0,2811	0,2764	0,2726
	$\pm 0,0006$ (stat)	$\pm 0,0012$ (stat)	$\pm 0,0011$ (stat)
	$\pm 0,0003$ (syst)	$\pm 0,0017$ (syst)	$\pm 0,0017$ (syst)
	0,2811	0,2764	0,2726
	$\pm 0,0007$ (tot)	$\pm 0,0021$ (tot)	$\pm 0,0020$ (tot)

table IV.18 *Estimation des erreurs systématiques sur les coefficients corrigés en utilisant les courbes haute tension,*

3d.iii Critique de la méthode

La méthode de correction par les courbes haute tension donnent des erreurs systématiques trop grandes pour la période CB2/CB3. L'erreur sur la différence de 3% entre le coefficient du module CB3 et celui du module CB2 de la période CB2/CB3 est par exemple de 0,8%.

Nous pensons que l'origine des problèmes rencontrés avec cette méthode est que les points expérimentaux à basse tension, qui en raison des problèmes expérimentaux du au bruit et au temps de collection plus long sont certainement moins bien contrôlés que les points à plus haute tension, ont un poids plus forts que ces derniers. Ceci peut se comprendre intuitivement en écrivant les formes asymptotiques de l'équation (IV.18). En appelant a le facteur de proportionnalité entre λ/d est U, l'expression (IV.18) peut s'écrire:

$$Q = Q_{\infty} 2 (aU) [1 - (aU)(1 - \exp(-1/(aU)))] = Q_{\infty} 2 f_{pol}(aU) \quad (IV.19)$$

Les deux formes asymptotiques de cette expression correspondent aux cas où $U \rightarrow 0$ et $U \rightarrow \infty$. On a alors:

$$U \rightarrow 0 \quad Q = Q_{\infty} 2 (aU) \quad \Rightarrow \quad \frac{dQ}{Q} = \frac{da}{a} \quad (IV.20)$$

$$U \rightarrow \infty \quad Q = Q_{\infty} \left[1 - \frac{1}{3aU} \right] \Rightarrow \frac{dQ}{Q} = \frac{da}{a} \frac{1}{3aU} \quad (IV.21)$$

L'expression (IV.20) signifie qu'à tension donnée U petite, une variation relative da/a fixée induit une variation relative égale de la charge. Pour la même variation de a, l'expression (IV.21) montre qu'à haute tension la variation de la charge est plus faible puisque $1/3aU$ est petit. Inversement les données de basse tension détermineront plus fortement le paramètre a que les données de haute tension qui pourront s'accommoder de valeurs pour ce paramètre plus dispersées. Le coefficient de correction qui dépend de la forme de la courbe $Q=f(U)$, elle même déterminée par a, dépendra donc plus de ces faibles tensions.

Cette critique de la méthode concerne les résultats obtenus de la période CB3/FB1 comme ceux de la périodes CB2/CB3. Toutefois quelques arguments permettent de penser que le coefficient de correction de la période CB3/FB1 est certainement plus sur. Le premier de ces arguments est que l'énergie du faisceau était plus grande pour les "runs" haute tension de cette période. Les charges induites étaient donc plus grandes et moins affectés par les problèmes de bruit. De plus, plus l'énergie est grande est moins le bruit a d'importance dans le signal recueillie. La simulation Monte-Carlo est alors simplifiée et l'ajustement est sans doute meilleur. Par ailleurs les intervalles de tension ajustée ne sont pas, à cause de la différence de pollution, équivalents dans les deux périodes. La fonction f_{pol} de l'expression (IV.19) exprimée en fonction de

$z=aU$ ne dépend d'aucun paramètre. Sa représentation graphique en fonction de z est universelle. C'est seulement si cette fonction est considérée comme une fonction de U que sa représentation graphique dépend du paramètre a . Une tension U_1 pour un paramètre a_1 est équivalente à une tension U_2 pour un paramètre a_2 si on a $a_1U_1=a_2U_2$. Un intervalle $[U_1; U'_1]$ pour un paramètre a_1 est donc équivalent à un intervalle $[a_1U_1/a_2; a_1U'_1/a_2]$ pour un paramètre a_2 . Les valeurs de p des tables IV.14 et IV.15 montrent que le paramètre a était environ 2,5 fois plus grand pour la période CB3/FB1 que pour la période CB2/CB3. L'intervalle $[500; 2500]$ sur lesquels nous avons ajusté les données de la période CB2/CB3 est donc équivalent pour la période CB3/FB1 à un intervalle effectif de $[200; 1000]$ beaucoup plus petit que l'intervalle $[150; 2500]$ ajusté pour cette période. Nous pensons pouvoir déduire de cet argument que l'ajustement de la période CB2/CB3 est moins contraint que celui de la période CB3/FB1 puisque effectué avec un bras de levier effectif plus faible.

Par ailleurs la méthode utilisant les sondes ne nécessite pas la comparaison de signaux d'ordres de grandeur très différents. Alors que l'ajustement des "runs" de haute tension compare des signaux variant du simple au double (figures IV.50 et IV.51) et s'appuie de plus sur les signaux les plus faibles, les signaux des sondes varient de période à période d'une trentaine de pour-cent (table IV.4). La correction relative d'une période par rapport à une autre semble donc être plus sûre en utilisant l'information des sondes de mesure de la pureté de l'argon qu'en comparant deux facteurs de correction absolue dont un est entaché d'erreurs systématiques.

Toute cette argumentation conduit à accepter pour la période CB3/FB1, le coefficient de correction absolue obtenue par l'ajustement des "runs" haute tension mais à rejeter celui obtenu pour la période CB2/CB3. Pour cette dernière, le coefficient de correction absolue est calculable en multipliant le facteur de correction relatif 1,079, obtenu avec les sondes, par le coefficient de correction absolue de la période CB3/FB1 déduit des courbes haute tension. Les résultats de ces calculs que nous noteront avec l'indice mix sont donnés par la table suivante:

Période	CB3/FB1	CB2/CB3	
Module	CB3	CB3	CB2
c_{MCmix} pCb/GeV	0,2811 ±0,0007	0,2823 ±0,0008	0,2785 ±0,0008
Différence Globale %	±0,7		

table IV.19 *Comparaison des coefficients en utilisant la sonde β_{2H} et la courbe de haute tension de la période CB3/FB1*

Cette procédure reproduit bien entendu le bon accord relatif des coefficients de calibration de la table IV.13. Elle n'est cependant guère satisfaisante car elle mélange des facteurs de corrections obtenus de manière très différentes.

IV-1 Résumé et conclusion du chapitre

Après avoir décrit l'appareillage utilisé pour les tests du CERN, nous avons discuté les corrections appliquées aux données au niveau de la conversion des nombres de coups ADC en charges. De ces corrections, la correction des capacités de calibration dont la mesure introduit une incertitude de l'ordre de 0,5% sur les charges, est sans nul doute la plus importante.

Nous avons ensuite présenté une analyse des "runs" de stabilité. Cette analyse a montré que la pollution de l'argon liquide s'est fortement aggravée entre le début et la fin de chaque période. Elle a aussi montré qu'une correction relative de l'ordre de 8% est nécessaire pour comparer les modules de différentes périodes. Cette correction a été faite en utilisant les données de la sonde de mesure de la pureté de l'argon liquide β_{2H} .

Nous avons ensuite étudié les "runs" de linéarité. Cette étude a montré que pour les deux premières périodes étudiées la linéarité de la réponse des calorimètres est de l'ordre de $\pm 0,5\%$. La comparaison des modules CB de ces périodes a montré qu'ils étaient très similaires. Le module CB1 de la période d'Avril 1991 est apparu très différent des autres modules CB avec une mauvaise linéarité de l'ordre de $\pm 2\%$. Une linéarité semblable a été obtenue pour le module BBE de cette même période. Enfin cette étude a permis de mesurer une résolution intrinsèque de l'ordre de 12% pour tous les modules CB et de 10% pour le module BBE.

Les "runs" d'explorations horizontale et verticale de la période CB1/BBE ont ensuite été étudiés. Des uniformités de la réponse des calorimètres sur des distances de 20 à 30 cm, de $\pm 1\%$ pour BBE et $\pm 2\%$ pour CB1 ont été mesurées. Une correction de la largeur des espaces d'argon liquide a été tentée. Cette correction améliore très légèrement les performances de CB1 et pas du tout celle de BBE. Il faut noter qu'avec la correction proposée, on corrige la longueur totale d'argon liquide d'une tour. La segmentation longitudinale de modules électromagnétiques n'est sans doute pas assez fine pour que cette correction globale soit suffisante.

Afin que les coefficients de calibration ne dépendent pas de la coupure appliquée, une analyse utilisant une paramétrisation basée sur une modélisation des diverses composantes du signal a été proposée. Cette paramétrisation a permis de décrire à $\pm 1\%$ des données pouvant différer de plusieurs dizaines de pour-cent. Les particularités des réponses des modules de la période CB1/BBE ont pu être décrites en ajoutant un terme non linéaire à la charge physique modélisée. L'origine de ce terme reste toutefois inconnue. La comparaison des modules CB a montré que si les coefficients de ceux des deux premières périodes étaient semblables à $\pm 0,5\%$ près, le coefficient obtenu pour le module CB1 est de 5% inférieur aux autres.

Enfin les résultats d'une simulation Monte-Carlo ont été présentés. Nous avons utilisé les énergies déposées dans les parties actives des calorimètres obtenues grâce à un programme de simulation Monte-Carlo des tests du CERN. En ajoutant des événements aléatoires réels sensés décrire le bruit, à une charge simulée sensée reproduire le signal "physique", nous avons ajuster au mieux les données réelles et obtenu les coefficients de calibration des modules. Ces coefficients permettent de décrire les données réelles des deux périodes étudiés à mieux que $\pm 1,2\%$ quelques soient l'énergie et la coupure considérées. Corrigés de la pollution initiale de l'argon liquide en utilisant les sondes, ces coefficients sont en accord à $\pm 0,7\%$ pour les trois modules étudiés. La correction utilisant la sonde β_{2H} n'est cependant qu'une correction relative permettant de comparer deux périodes différentes. Une correction absolue basée sur une paramétrisation de la dépendance du signal en fonction de la pureté et de la tension a été exposée. Les coefficients de calibration corrigés suivant cette méthode sont en accord relatif à $\pm 1,5\%$. La moyenne de ces coefficients est:

$$c_{MC.HT} \text{ moyen} = 0,277 \pm 0,004 \text{ pCb/GeV}$$

où l'erreur est prise égale à l'écart maximum entre la valeur moyenne et les coefficients. Cette méthode a ensuite été critiquée. L'argument principal de cette critique est que les données obtenues pour les plus basses tensions ont un poids relatif plus fort que les données obtenues à haute tension alors qu'elles sont certainement les moins précises. Nous avons tenté de justifier que le coefficient de correction absolue pour la période CB3/FB1 est toutefois plus sur que celui de la période CB2/CB3. Ceci nous a conduit à une procédure hybride où la période CB2/CB3 est corrigée d'abord relativement à la période CB3/FB1 puis en utilisant la correction absolue de cette dernière période. La moyenne des coefficients obtenus de cette façon est:

$$c_{MC.mix} \text{ moyen} = 0,281 \pm 0,002 \text{ pCb/GeV}$$

où l'erreur a été calculée comme précédemment. Bien que nous ayons tenté de la justifier, cette procédure n'est pas satisfaisante car elle utilise deux facteurs de correction obtenus de manières très différentes.

Nous pensons donc que le coefficient $c_{MC.HT}$ donné ci dessus est un résultat plus cohérent dont l'erreur est plus représentative de la situation de l'analyse des tests du CERN du calorimètre H1 exposée dans cette thèse. Le coefficient de calibration des modules de ce calorimètre est donc connu à $\pm 1,5\%$ près. La principale difficulté de cette analyse est que des périodes avec des pollutions initiales très différentes ont été comparées. Plus exactement la période CB2/CB3 est caractérisée par une pollution telle qu'une correction absolue de l'ordre de 13% est nécessaire. La méthode utilisant les "runs" de haute tension ne nous semble pas pouvoir permettre d'estimer avec précision un tel facteur de correction.

CONCLUSION

HERA permettra de mesurer les fonctions de structure du proton pour de très petites valeurs de la variable de Bjorken x . Dans ce domaine, les prédictions peuvent varier d'un facteur quarante. Ces prédictions sont en fait très peu contraintes par les données actuelles et dépendent principalement des hypothèses faites sur la distribution du gluon. Par ailleurs un nouveau régime de la chromodynamique quantique est prédit pour les très petites valeurs de x . Les équations "habituelle", comme celle d'Altarelli-Parisi ou de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov prédisent une divergence de la distribution du gluon et des fonctions de structure, et impliquent une violation de l'unitarité. La résolution de ce problème fait intervenir de nouveaux diagrammes conduisant à une saturation des fonctions de structure. L'équation de Gribov-Levin-Ryskin décrit l'approche de cette saturation et introduit un nouveau paramètre R , caractérisant la "taille" de la région où la saturation prend place. Les estimations numériques de ces effets dépendent entre autres de la valeur de ce paramètre et sont encore incertaines. La "visibilité" de cette nouvelle physique dépend aussi du domaine cinématique sur lequel les fonctions de structure pourront être mesurées.

La reconstruction de x et Q^2 à partir des variables cinématiques de l'électron diffusé, est très sensible à la mesure de l'énergie de ce dernier. De simples arguments cinématiques montrent que dans certaines parties du domaine cinématique le x reconstruit peut varier de plusieurs ordres de grandeur pour une erreur de seulement 1% sur l'énergie mesurée. Ceci exclut du domaine mesurable une grande partie du domaine cinématique de HERA. Le même type d'arguments cinématiques simples permet de comprendre que ces "migrations" des événements physiques peuvent être considérablement réduites si les angles de l'électron et du jet diffusés sont utilisés dans la reconstruction de x . Le domaine accessible est alors moins distant du domaine actuellement mesuré. Cette méthode reste toutefois limitée par l'intervalle sur lequel les angles des hadrons peuvent être mesurés. En particulier elle ne

permet pas d'atteindre la région des petits x où la première méthode est la seule utilisable.

La qualité de la mesure de l'énergie de l'électron est donc déterminante pour la physique qui pourra être étudiée à H1. Sur la plus grande partie de l'angle solide, cette mesure sera faite par le calorimètre à argon liquide. La précision requise sur la calibration de ce calorimètre est de 1%. Les tests des modules finaux du calorimètre au CERN entre 1989 et 1990 ont permis de mesurer les caractéristiques de leurs réponses. Nous avons présenté dans ce manuscrit les résultats de l'analyse des réponses des modules CB construits par le groupe H1 du DAPNIA soumis à des faisceaux d'électrons au cours de trois périodes de prise de données.

Une première série d'analyse simples, dites "analyses à trois sigmas", dans lesquelles une coupure fixe est appliquée aux signaux des canaux a été présentée. Nous avons mis en évidence une forte décroissance du signal traduisant une dégradation de la pureté de l'argon liquide tout au long des périodes de tests. L'origine de cette pollution n'a pu être identifiée avec certitude. D'autre part l'analyse des lots de données pris pour différents points d'impact du faisceau sur le calorimètre a montré que la réponse des modules est uniforme dans les limites requises. Enfin l'analyse des lots de données pris pour différentes énergies du faisceau d'électrons a mis en évidence une linéarité de la réponse de l'ordre de $\pm 0,5\%$. La résolution intrinsèque de la réponse est de l'ordre de $12\%\sqrt{E}$.

Le signal des calorimètres comprend une composante due au bruit et une composante due à l'énergie déposée dans l'argon liquide. Ceci se traduit par une dépendance de la charge reconstruite en fonction de la coupure appliquée, d'autant plus importante que l'énergie de la particule incidente est faible. Une analyse, dite "analyse à f sigmas" basée sur une paramétrisation simple de cette dépendance a été présentée. Pour chaque module un coefficient de calibration, permettant de reproduire les données à $\pm 1\%$, a été ainsi obtenu. Une fois corrigés des différences relatives de pureté de l'argon liquide au début de chaque période, les coefficients des trois modules des deux premières périodes étudiées sont en accord à $\pm 0,5\%$.

Enfin une méthode d'analyse, moins simplificatrice que la précédente, utilisant une simulation Monte-Carlo du dépôt d'énergie dans l'argon liquide a été exposée. La correction des différences relatives de pureté de l'argon liquide au début de chaque période, donnent des coefficients en accord à $\pm 0,7\%$. Cette correction n'est cependant que relative et permet seulement de comparer deux périodes. Une méthode de correction absolue a été proposée. Les coefficients obtenus suivant cette méthode, plus dispersées que tous les précédents, sont en accord à $\pm 1,5\%$. Ce résultat, nous semble due à la méthode elle-même. Une procédure mixte permettant de retrouver un bon accord a été élaborée. Elle est toutefois moins satisfaisante car moins cohérente et n'est finalement pas retenue.

Le résultat final de notre analyse est donc que les constantes de calibration des modules électromagnétiques sont connues à $\pm 1,5\%$. Cette imprécision est due à la nécessité de corriger de manière absolue l'effet de la pureté de l'argon liquide au début de chacune des périodes de tests étudiées. La seule méthode à notre disposition introduit des erreurs trop grandes lorsque la correction à faire est trop importante. La précision sur ces constantes pourra être améliorée par l'analyse des tests de modules électromagnétiques, devant avoir lieu en 1992 au CERN, pour lesquels la pureté de l'argon liquide sera sans doute meilleure. Par ailleurs, les données physiques pourront dans une certaine mesure contribuer à l'amélioration de la précision: énergie mesurée par les chambres jusqu'à 10 GeV et pic cinématique à 30 GeV.

Le 19 Octobre 1991 ont eu lieu les premières collisions électron-proton à HERA. Dès le début de l'année 1992, les conditions nominales de la machine seront atteintes. Les constantes de calibration déduites des tests du CERN permettront de débiter l'analyse des données accumulées par l'expérience H1. L'étude de la nouvelle physique accessible à HERA pourra commencer.

ANNEXE 1

1 Notations

Les différents ordres des paramétrisations sont désignés, en référence à la terminologie anglaise, par les acronymes:

-LO:	ordre des logarithmes dominants
-NLO:	ordre suivant celui des logarithmes dominants
-NNLO:	ordre suivant l'ordre NLO

Afin d'alléger les formules, nous utiliserons les notations:

$$f_q(x) = x q(x, Q^2) + x \bar{q}(x, Q^2) \quad \text{et} \quad f_g(x) = 2x g(x, Q^2) \quad (\text{A1-1})$$

Le fait que la variable Q^2 soit "cachée", n'induit aucune ambiguïté.

2 Paramétrisations LO

Les fonctions de structure F_2 , F_1 et FL sont données par:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{/LO} e_q^2 f_q(x)$$
$$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) \quad \text{et} \quad FL(x, Q^2) = 0 \quad (\text{A1-2})$$

La fonction de structure FL peut être calculée à l'ordre NLO en utilisant une paramétrisation LO suivant la formule:

$$FL(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{4\pi} \int_x^1 dy [C_q^L(y) \sum_{/LO} e_q^2 f_q(x/y) + C_g^L(y) (\sum_{/LO} e_q^2) f_g(x/y)] \quad (\text{A1-3})$$

où $C_q^L(y) = C_F 4y$, $C_F = \frac{4}{3}$ et $C_g^L(y) = 4y(1 - y)$ (A1-4)

3 Paramétrisations NLO

La fonction de structure F2 se calcule pour une paramétrisation NLO donnée dans le schéma DIS, suivant:

$$F2(x, Q^2) = \sum_{/DIS} e_q^2 f_q(x) \quad (A1-5)$$

et pour une paramétrisation NLO donnée dans le schéma \overline{MS} suivant:

$$F2(x, Q^2) = \int_x^1 dy \left[\sum_{/MS} e_q^2 f_q(x/y) \left(\delta(1-y) + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_q^2(y) \right) + \left(\sum_{/MS} e_q^2 \right) f_g(x/y) \frac{\alpha_s}{2\pi} C_g^2(y) \right] \quad (A1-6)$$

$$\text{où} \quad C_q^2(x) = C_F \left[\left(\frac{1+x^2}{1-x} \right) \left(\log\left(\frac{1-x}{x}\right) - \frac{3}{4} \right) + \frac{9+5x}{4} \right]_+ \quad (A1-7)$$

$$\text{et } C_g^2(x) = \frac{1}{2} \left[-1 + 8x(1-x) + (x^2 + (1-x)^2) \log\left(\frac{1-x}{x}\right) \right] \quad (A1-8)$$

L'expression (A1-6) peut se réécrire en utilisant la définition des fonctions f_+ sous la forme:

$$F2(x, Q^2) = \sum_{/MS} e_q^2 f_q(x) \left[1 + \frac{\alpha_s}{4\pi} C_F \left(-9 - 2 \frac{\pi^2}{3} + \log(1-x) (-3 + 2 \log(1-x)) \right) \right] \\ + \int_x^1 dy \left[C_q^a(y) \sum_{/MS} e_q^2 f_q(x/y) + C_q^b(y) \sum_{/MS} e_q^2 \left[f_q(x/y) - f_q(x) \right] + C_g(y) \left(\sum_{/MS} 2e_q^2 \right) f_g(x/y) \right] \quad (A1-9)$$

$$\text{où} \quad C_q^a(y) = C_F \left[6 + 4x - 2(1+x^2) \frac{\log(x)}{1-x} - 2(1+x) \log(1-x) \right] \quad (A1-10)$$

$$C_q^b(y) = C_F \frac{-3 + 4 \log(1-x)}{1-x} \quad (A1-11)$$

$$\text{et } C_g(x) = -1 + 8x(1-x) + (x^2 + (1-x)^2) \log\left(\frac{1-x}{x}\right) \quad (A1-12)$$

Pour une paramétrisation NLO donnée dans le schéma HO_A , F2 se calcule suivant l'expression (A1-6) avec la modification [II.31]:

$$C_g^2 \rightarrow C_g^2(x) = \frac{1}{2} \left[6x(1-x) + (x^2 + (1-x)^2) \log\left(\frac{1-x}{x}\right) \right] \quad (A1-13)$$

La fonction de structure FL se calcule, quelque soit le schéma, suivant:

$$FL(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{4\pi} \int_x^1 dy [C_q^L(y) \sum_{\text{NLO}} e_q^2 f_q(x/y) + C_g^L(y) \left(\sum_{\text{NLO}} e_q^2 \right) f_g(x/y)] \quad (\text{A1-14})$$

La fonction de structure F1 est donnée par:

$$2xF1(x, Q^2) = F2(x, Q^2) - FL(x, Q^2) \quad (\text{A1-15})$$

La fonction FL peut être calculée à l'ordre NNLO, pour des paramétrisations donnée dans les schémas DIS ou $\overline{\text{MS}}$, suivant les formules de D.I. Kazakov et al., trop longues pour être données ici [II.9].

4 Constante de couplage

Pour n_f saveurs actives, la contante de couplage α_s est donnée, à l'ordre LO par:

$$\alpha_s = \frac{4\pi}{\beta_0 \log(Q^2/\Lambda^2)} \quad (\text{A1-16})$$

et à l'ordre NLO par:

$$\alpha_s = \frac{4\pi}{\beta_0 \log(Q^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{\beta_1 \log(\log(Q^2/\Lambda^2))}{\beta_0^2 \log(Q^2/\Lambda^2)} \right] \quad (\text{A1-17})$$

où

$$\beta_0 = 11 - \frac{2n_f}{3} \quad \text{et} \quad \beta_1 = 102 - \frac{38n_f}{3} \quad (\text{A1-18})$$

Références

Références du Chapitre Le détecteur H1

- [I.1] A.Barbaro-Galtieri (CDF), FERMILAB Conf-91/66-E
- [I.2] D.Decamp et al. (ALEPH), CERN-PPE/91-19 (1991)
- [I.3] A.Milsztajn et al., Z. Phys. C 49 (1991) 527
- [I.4] H1 Technical proposal March 86
- [I.5] H1 Technical progress reports August 88, October 89, August 90
- [I.6] A.Wegner, H1 Internal report H1-01/91-160
- [I.7] H.Brettel et al., H1 internal report H1-TR-115
- [I.8] V.Radeka and S.Rescia, NIM A265 (1988) 228
V.Radeka, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS 21 (1) (1974) 51
- [I.9] E.Fretwurst et al., NIM A288 (1990) 1
- [I.10] M.Virchaux et A.Milstajn Rapport interne Saclay DPhPE 91-08

Références du Chapitre Physique à HERA

- [II.1] F.Halzen and A.D.Martin, Quarks and Leptons (Wiley, New York 1984)
- [II.2] R.D.Field, Applications of Perturbative QCD (Addison-Wesley, Redwood City 1988)
- [II.3] R.Feynman, Photon-Hadron interactions (Addison-Wesley, Redwood City 1989)
- [II.4] Y.L.Dokshitzer, et al., Phys. Rep. 58 (1980) 269
- [II.5] G.Altarelli and G.Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- [II.6] W.Furmanski and R.Petronzio, Z Phys. C11 (1982) 293
- [II.7] G.Altarelli et al., Nucl. Phys. B157 (1979) 461
- [II.8] W.Tung , Nucl. Phys. B315 (1989) 378
- [II.9] D.I.Kazakov and A.V.Kotilov, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1535
- [II.10] J.Kwiecinski, Z Phys. C29 (1985) 561
- [II.11] J.Kwiecinski et al., Preprint University of Durham DTP/91/10
- [II.12] J.Kwiecinski, A.D.Martin, W.J.Stirling and R.G.Roberts, RAL-90-053
- [II.13] L.V.Gribov, E.M.Levin and M.G.Ryskin, Phys. Rep. 100 (1983) 1
- [II.14] E.M.Levin and M.G.Ryskin, Frascati preprint LNF-90/025(PT)
- [II.15] J.Bartels, J.Blumlein and G.A.Schuler, Z Phys. C50 (1991) 91
- [II.16] E.Eichten, I.Hinchliffe, K.Lane and C.Quigg, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 579, ibid 58 (1986) 1065
- [II.17] J.G.Morfin and W.Tung, Z Phys. C52(1991) 13
- [II.18] E.M.Levin and M.G.Ryskin, Phys.Rep. 189 (1990) 267
- [II.19] J.Kwiecinski, Z Phys. C29 (1985) 147
- [II.20] A.H.Mueller, Proceeding of the DESY Topical meeting on the Small-x Behavior of Deep inelastic Structure Functions in QCD (1990)

- [II.21] J.Bartels, DESY 90-153
- [II.22] M.Besançon, Communication privée
- [II.23] M.G.Ryskin, Proceeding of the DESY Topical meeting on the Small-x Behavior of Deep inelastic Structure Functions in QCD (1990)
- [II.24] M.G.Ryskin, DESY 90-050
- [II.25] G.Ingelman et al., Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.26] J.Blümlein et al., Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.27] J.Feltesse, Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.28] M.Glück et al., Z Phys. C13 (1982) 119
- [II.29] D.W.Duke et al., Phys. Rev. D 30 (1984) 49
- [II.30] P.N.Harriman et al., Phys. Rev. D 42 (1990) 798
- [II.31] M.Glück et al., Z Phys. C48 (1990) 471
- [II.32] H.Abramowicz et al., Preprint DESY 90-107
- [II.33] M.Glück et al., Z Phys. C41 (1989) 667
- [II.34] J.Blümlein et al., Z. Phys. C45 (1990)
- [II.35] A.M.Cooper-Sarka et al., Z. Phys. C39 (1988)
- [II.36] S.M.Tkaczyk et al., Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.37] K.J.F.Gaemers et al., Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.38] M.Böhm et A. Rosado, Z. Phys. C39 (1988) 275
- [II.39] G.Ingelman et al., Nuclear Phys. B317 (1989) 1
- [II.40] A.Ali et al., Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.41] G.Cozzika et al., Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.42] L.Stanco, Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.43] D.Decamp et al. (ALEPH), Phys. Lett. B236 (1990) 86
- [II.44] L.G. Pondrom (CDF), FERMILAB-Conf-90/256-E
- [II.45] H.U.Martyn, Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.46] C.H.Berger et al., Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.47] N.Harnew, Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [II.48] S.Bentwelsen et al., ZEUS Note 91-57
- [II.49] D.Alasia et al. (NMC), CERN-PPE/90-103
- [II.50] A.C.Benvenuti et al. (BCDMS), Phys. Lett. B237 (1990) 599
- [II.51] M.Diemoz, F.Ferroni, E.Longo and G.Martinelli, Z Phys. C39 (1988) 21

Références du Chapitre Calorimétrie

- [III.1] J.Colas et al., Proceedings of the LHC Workshop, Aachen , Oct 1990
- [III.2] B.Aubert et al., CERN/DRDC/90-32
- [III.3] J.Colas et al., Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 583
- [III.4] A.Andresen et al. (ZEUS), Nucl. Instr. and Meth. A290 (1990) 95
- [III.5] D.Acosta et al. (SPACAL), Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 193
- [III.6] E.Borchi et al. (SICAPO), Nucl. Instr. and Meth. A279 (1989) 57
- [III.7] U.Bacci et al. (UA1), CERN-PPE/90-171
- [III.8] R.Wigmans, NIKHEF-H/87-12
- [III.9] U.Amaldi, Physica Scripta 23 (1981) 409
- [III.10] E.Longo and I.Sestili, Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283
- [III.11] B.Rossi, High Energy Particules, Prentice-Hall, New-York (1952)
- [III.12] K.Pinkau, phys. Rev. 139 (1965) 1548

- [III.13] R.Wigmans, Nucl. Instr. and Meth. A259 (1987) 389
- [III.14] A.L.S. Angelis et al. (SICAPO), Phys. Lett. B242 (1990) 293
- [III.15] F.Lemeilleur et al. (SICAPO), Phys. Lett. B222 (1989) 518
- [III.16] E.Borchi et al. (SICAPO), CERN-PPE/91-18
- [III.17] E.Borchi et al. (SICAPO), Phys. Lett. B222 (1989) 525
- [III.18] W.Flauger, Nucl. Instr. and Meth. A241 (1985) 72
- [III.19] J.del Peso and E.Ross, Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990) 330
- [III.20] J.del Peso and E.Ross, Nucl. Instr. and Meth. A276 (1989) 456
- [III.21] W.J.Willis and V.Radeka, Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 221
- [III.22] C.W.Fabjan, CERN-EP/85-54
- [III.23] R.K.Bock et al., Nucl. Instr. and Meth. 186 (1981) 533
- [III.24] R.Wigmans, CERN-PPE/91-39
- [III.25] H.Brückmann, Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 136
- [III.26] M.Abolins (D0), Nucl. Instr. and Meth. A280 (1989) 36
- [III.27] D.F.Anderson, FERMILAB-Conf-90/251
- [III.28] H.Abramowicz et al. (CDHS), Nucl. Instr. and Meth. 180 (1981) 429
- [III.29] M.Besançon, Thèse, CEA-N-2614
- [III.30] H.Greif, Thesis, MPI-PAE/Exp.El. 229
- [III.31] C.W.Fabjan et al., Nucl. Instr. and Meth. 141 (1977) 61
- [III.32] H.Tiecke (ZEUS), Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 42
- [III.33] C.R.Gruhn et al., IEEE NS-26 (1979) 110
- [III.34] J.E.Brau and T.A.Gabriel, Nucl. Instr. and Meth. A279 (1989) 40
- [III.35] M.Miyajima et al., Phys. Rev. A9 (1974) 1438
- [III.36] E.Shibamura et al., Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 249
- [III.37] C.Brassard, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 29
- [III.38] E.Aprile et al., Nucl. Instr. and Meth. A241 (1985) 62
- [III.39] J.Engler et al., Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 157
- [III.40] L.S.Miller et al., Phys. Rev. 166 (1968) 871
- [III.41] L.Onsager, Phys. Rev. 54 (1938) 554
- [III.42] C.R.Gruhn and M.D.Edmiston, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 407
- [III.43] R.T. Scalettar et al., Phys. Rev. A25 (1982) 2419
- [III.44] E.Buckley et al., Nucl. Instr. and Meth. A275 (1989) 364
- [III.45] H.A.Kramers, Physica XVIII 10 (1952) 665
- [III.46] R.C.Muñoz et al., J. Chem. Phys. 85 (1986) 1104
- [III.47] G.Jaffé, Ann. Phys. 42 (1912) 303
- [III.48] J.Feltesse, Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 375
- [III.49] W.Hofmann et al., Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 151
- [III.50] P.Verrecchia, Communication privée
- [III.51] J.Thomas and D.A. Imel, Phys. Rev. A36 (1987) 614
- [III.52] D.A. Imel and J.Thomas, Nucl. Instr. and Meth. A273 (1988) 291
- [III.53] S.D.Biller et al., Nucl. Instr. and Meth. A276 (1989) 144

Références du Chapitre Analyse des tests du CERN

- [IV.1] Communication privée de C. Pascaud
- [IV.2] Communication privée de M. Devel
- [IV.3] Communication privée de A. Jacholskowka

- [IV.4] H1 Technical Progress Report Aout 1990
- [IV.5] Communication privée de G. Villet
- [IV.6] Communication privée de U. Obrock
- [IV.7] Communication privée de P. Verrecchia
- [IV.8] Communication privée de J. Gayler
- [IV.9] Luigi Del Buono, Thèse, LPNHEP-8905
- [IV.10] Programme écrit par P. Verrecchia