

DAPNIA/SPP 94-08

Thèse soutenue  
le 18 Mars 1994

MESURE DE LA FONCTION DE STRUCTURE  
 $F_2$  DANS L'EXPERIENCE H1 AUPRES DU  
COLLISIONNEUR HERA

Christophe ROYON

**DAPNIA**

Le DAPNIA (Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée) regroupe les activités du Service d'Astrophysique (SAp), du Département de Physique des Particules Élémentaires (DPhPE) et du Département de Physique Nucléaire (DPhN).

Adresse :           DAPNIA, Bâtiment 141  
                          CEA Saclay  
                          F - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

**UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY**

**THESE**

*présentée  
pour obtenir*

**LE TITRE DE DOCTEUR  
EN  
SCIENCES PHYSIQUES**

*par*

**Christophe ROYON**

Mesure de la fonction de structure  
 $F_2$  dans l'expérience  $H1$  auprès du collisionneur  $HERA$

Soutenue le 18 Mars 1994 devant la commission d'examen :

<b>J.C. BIZOT</b>	<b>Président</b>
<b>J. FELTESSE</b>	
<b>A. MILSZTAJN</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>A. MUELLER</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>R. PESCHANSKI</b>	
<b>D. WEGENER</b>	

# Remerciements

Je remercie René Turlay et Jacques Haïssinski de m'avoir accueilli au Département d'Astrophysique, de Physique des Particules, de Physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée où cette thèse a été effectuée.

Je remercie Marcel Banner et Michel Spiro, chefs du Service de Physique des Particules, de l'attention qu'ils ont bien voulu accorder au bon déroulement de cette thèse.

Je tiens à remercier tous les physiciens du groupe *H1* de Saclay pour leur accueil chaleureux et l'aide qu'ils n'ont jamais manqué de m'apporter.

Je souhaite en particulier exprimer toute ma reconnaissance à Joel Feltesse, mon Directeur de thèse, pour son attention constante, ses explications, son exigence dans le déroulement de mon travail et sa très grande compétence.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Marc Besançon et à Jean-François Laporte sans l'aide de qui cette analyse n'aurait pas été menée à bien. Je remercie également Jean-François Laporte pour ses lectures attentives du manuscrit.

Je remercie particulièrement Patrice Verrecchia pour sa compétence et sa lecture consciencieuse du manuscrit.

Je remercie également Georges Cozzika, Marc David et Gérard Villet de leurs explications sur le détecteur *H1* et de leur lecture attentive du manuscrit.

Je remercie aussi toutes les autres personnes du groupe *H1* de Saclay, Marie-Antoinette Jabiol, Emmanuelle Pérez, et Christian Coutures pour leur aide et leur gentillesse.

Toute ma gratitude va également vers Witek Krasny dont j'ai pu apprécier la compétence et les idées qui ont permis à cette analyse de voir le jour.

Ce travail est également le résultat d'une collaboration fructueuse et j'adresse tous mes remerciements au groupe *H1* de Bruxelles, Laurent Favart, Pierre Marage, Arkadi Panitch, Robert Roosen, Patrick Vanesch, et plus particulièrement Erik Evrard, pour les nombreuses discussions fructueuses que j'ai pu avoir avec lui, et à celui de Paris 6, François Charles, Marcel Goldberg, Huu Khan Nguyen. Je remercie également Uwe Obrock de l'Université de Dortmund.

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

Je remercie tout particulièrement Jean-Claude Bizot d'en avoir accepté la présidence.

Mes remerciements vont également à Alfred Mueller qui a accepté d'être à la fois membre du jury et rapporteur de cette thèse, et à Roby Peschanski pour leurs remarques et leurs discussions enrichissantes sur la partie théorique de cette thèse, encourageant une collaboration toujours plus étroite entre théoriciens et expérimentateurs dans le domaine de la physique des hautes énergies.

Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude à Alain Milsztajn qui a accepté d'être rapporteur de cette thèse et membre du jury.

J'adresse enfin ma profonde reconnaissance à Dietrich Wegener pour m'avoir fait l'honneur d'être membre de mon jury.

## Démocrite

(44) δοκεῖ δὲ αὐτῷ τάδε· ἀρχὰς εἶναι τῶν ὄλων ἀτόμους καὶ κενόν, τὰ δ' ἄλλα πάντα νενομίσθαι. ἀπείρους τε εἶναι κόσμους καὶ γενητούς καὶ φθαρτούς. μηδὲν τε ἐκ τοῦ μὴ ὄντος γίνεσθαι μηδὲ εἰς τὸ μὴ ὄν φθείρεσθαι. καὶ τὰς ἀτόμους δὲ ἀπείρους εἶναι κατὰ μέγεθος καὶ πλῆθος, φέρεσθαι δ' ἐν τῷ ὄλωι δινουμένας, καὶ οὕτω πάντα τὰ συγκρίματα γεννᾶν, πῦρ, ὕδωρ, ἀέρα, γῆν· εἶναι γὰρ καὶ ταῦτα ἐξ ἀτόμων τινῶν συστήματα· ἅπερ εἶναι ἀπαθῆ καὶ ἀναλλοίωτα διὰ τὴν στερφότητα. τὸν τε ἥλιον καὶ τὴν σελήνην ἐκ τοιούτων λείων καὶ περιφερῶν ὀγκῶν συγκεκρίσθαι, καὶ τὴν ψυχὴν ὁμοίως· ἦν καὶ νοῦν ταύτων εἶναι. ὁρᾶν δ' ἡμᾶς κατ' εἰδώλων ἐμπτώσεις.

44. Voici maintenant sa doctrine. Les principes de toutes choses sont les atomes et le vide, et tout le reste n'existe que par convention. Les mondes sont illimités et sujets à génération et à corruption. Rien ne saurait être engendré à partir du non-être et rien ne saurait, en se corrompant, retourner au non-être. Les atomes sont illimités en grandeur et en nombre, et animés d'un mouvement tourbillonnaire dans l'univers, ce qui a pour effet d'engendrer tous les composés : feu, eau, air et terre, qui sont justement des compositions de certains atomes, eux-mêmes exempts de pâlir et d'altération du fait de leur solidité. Le Soleil et la Lune sont composés de telles particules lisses et rondes, tout comme l'âme, qui est identique à l'intellect. Nous voyons, grâce à des images qui entrent en nous.

Diogène Laërce, Vies, IX

Traduction: Les Présocratiques, J.P. Dumont, D. Delattre, J.L. Poirier, ed. *nrf* Gallimard

# Sommaire

<b>1</b>	<b>L'instrumentation</b>	<b>7</b>
1.1	Vue générale . . . . .	7
1.1.1	<i>HERA</i> : Paramètres de la machine . . . . .	7
1.1.2	Le détecteur H1 . . . . .	10
1.2	Les détecteurs de traces . . . . .	14
1.2.1	Les chambres centrales . . . . .	14
1.2.2	Les détecteurs de traces à l'avant . . . . .	17
1.2.3	La chambre à fils arrière <i>BPC</i> . . . . .	20
1.2.4	Les systèmes de gaz . . . . .	20
1.3	La calorimétrie . . . . .	20
1.3.1	Le calorimètre à argon liquide . . . . .	23
1.3.2	Le calorimètre avant <i>PLUG</i> . . . . .	27
1.3.3	Le calorimètre arrière <i>BEMC</i> . . . . .	27
1.3.4	Le calorimètre de fin de gerbes (tail catcher) . . . . .	31
1.4	La bobine . . . . .	34
1.5	Le détecteur de muons . . . . .	34
1.5.1	Le fer instrumenté . . . . .	34
1.5.2	Le spectromètre à muons . . . . .	35
1.6	Le <i>TOF</i> et le mur-veto (vetowall) . . . . .	35
1.6.1	Le compteur de temps de vol ( <i>TOF</i> ) . . . . .	36
1.6.2	Le mur veto (veto wall) . . . . .	37
1.7	Le système de luminosité et l'électron tagger . . . . .	37
1.8	Déclenchement et acquisition centrale . . . . .	42
1.8.1	Déclenchement . . . . .	42
1.8.2	Acquisition des données . . . . .	44
1.9	Conclusion . . . . .	44
<b>2</b>	<b>La physique à <i>HERA</i></b>	<b>47</b>
2.1	Section efficace de diffusion profondément inélastique . . . . .	47
2.1.1	Définition des variables cinématiques $Q^2$ , $W^2$ . . . . .	47
2.1.2	Calcul de la section efficace de diffusion profondément inélastique . . . . .	50
2.1.3	Invariance d'échelle, Fonctions de structure . . . . .	54
2.1.4	Le modèle des partons . . . . .	55
2.2	Evolution des fonctions de structure, Equations d'Altarelli Parisi . . . . .	57
2.2.1	Equations du groupe de renormalisation de Callan Symanzik . . . . .	57
2.2.2	Développement en produits d'opérateurs, Méthode de Wilson . . . . .	62
2.3	Les équations d'évolution des fonctions de structure . . . . .	73

2.3.1	Equations d'Altarelli Parisi . . . . .	73
2.3.2	Les différents domaines d'évolution, Equations de Lipatov et de Gribov Levin Ryskin dans le domaine standard . . . . .	83
2.3.3	Région de transition . . . . .	91
2.3.4	Domaine de Regge . . . . .	106
2.3.5	Conclusion . . . . .	107
2.4	Résultats expérimentaux sur les fonctions de structure avant $H1$ . . . . .	107
2.4.1	Les différentes expériences . . . . .	107
2.4.2	Comparaison des différentes valeurs des fonctions de structure obtenues . . . . .	107
2.5	Paramétrisations des fonctions de structure . . . . .	112
2.5.1	Principe général . . . . .	112
2.5.2	Paramétrisations de Kwiecinski Martin Roberts et Stirling $B^0 B^-$ . . . . .	117
2.5.3	Paramétrisations de Martin Roberts et Stirling $D^0 D^-$ . . . . .	118
2.5.4	Paramétrisations de Martin Roberts et Stirling $D'^0 D'^-$ . . . . .	120
2.5.5	Paramétrisations de Morfin Tung $MTB1 MTB2$ . . . . .	122
2.5.6	Paramétrisations de la collaboration $CTEQ CTEQ1M$ . . . . .	122
2.5.7	Paramétrisations de Glück Reya Vogt (HO) . . . . .	124
2.6	Processus dédiés aux mesures de fonctions de structure . . . . .	125
2.6.1	Mesure de $dF_2/d \log Q^2$ . . . . .	125
2.6.2	Les "hot spots" . . . . .	128
2.6.3	Dissociation diffractive du photon virtuel . . . . .	132
2.6.4	Le poméron . . . . .	134
2.6.5	Conclusion . . . . .	135
2.7	Extraction de $\Lambda_{QCD}$ et de la distribution de gluons . . . . .	135
2.7.1	Mesure du paramètre $\Lambda_{QCD}$ de la chromodynamique quantique . . . . .	135
2.7.2	Mesures de $xG$ . . . . .	136
2.8	Autres sujets de physique à $HERA$ . . . . .	150
2.8.1	Photoproduction . . . . .	150
2.8.2	Physique au-delà du modèle standard . . . . .	152
<b>3</b>	<b>Obtention des fonctions de structure en courant neutre à <math>HERA</math></b> . . . . .	<b>157</b>
3.1	Reconstruction des variables cinématiques de la diffusion profondément inélastique à $HERA$ . . . . .	157
3.1.1	Différentes possibilités de mesure des variables cinématiques . . . . .	157
3.1.2	Mesure de $x, Q^2$ avec l'électron seul . . . . .	159
3.1.3	Mesure de $x$ et $Q^2$ avec les hadrons seuls . . . . .	162
3.1.4	Mesure de $x$ et $Q^2$ avec l'électron et les hadrons . . . . .	164
3.1.5	Conclusion . . . . .	167
3.2	Corrections radiatives . . . . .	167
3.2.1	Corrections radiatives en mesurant avec l'électron . . . . .	167
3.2.2	Corrections radiatives en mesurant avec les hadrons . . . . .	180
3.2.3	Eviter les corrections radiatives . . . . .	180
3.3	Rejet des événements de photoproduction . . . . .	182
3.3.1	Photoproduction à haute énergie . . . . .	182
3.3.2	La photoproduction en temps que bruit de fond . . . . .	184



3.4	Conclusion . . . . .	186
<b>4</b>	<b>Première mesure de la fonction de structure <math>F_2</math> dans l'expérience</b>	
	<i>H1</i>	<b>189</b>
4.1	Mesure des énergies et des angles . . . . .	189
	4.1.1 Calibration du <i>BEMC</i> . . . . .	190
	4.1.2 Mesure des angles dans la <i>BPC</i> . . . . .	204
4.2	Pavage - Formule maîtresse . . . . .	207
	4.2.1 Pavage du plan $(x, Q^2)$ . . . . .	207
	4.2.2 Formule maîtresse . . . . .	211
4.3	Etude des coupures . . . . .	215
	4.3.1 La sélection de base . . . . .	215
	4.3.2 Coupure sur le déclenchement du <i>BEMC</i> ( <i>CL2</i> ) . . . . .	216
	4.3.3 Coupure sur la réponse du détecteur de temps de vol ( <i>TOF</i> ) . . . . .	217
	4.3.4 Coupure sur le vertex . . . . .	222
	4.3.5 Coupure sur la qualité des traces . . . . .	223
	4.3.6 Coupure sur l'estimateur du <i>BEMC EBDI</i> . . . . .	227
	4.3.7 Coupure sur $E - P_z$ . . . . .	230
4.4	Détermination du nombre d'événements de diffusion profondément inélastique après les coupures . . . . .	235
	4.4.1 Nombre d'événements après les coupures . . . . .	235
	4.4.2 Nombre d'événements de bruit de fond . . . . .	235
	4.4.3 Nombre d'événements de photoproduction . . . . .	237
	4.4.4 Nombre d'événements de diffusion profondément inélastique après coupures . . . . .	244
4.5	Calcul des acceptances . . . . .	246
	4.5.1 Principe de calcul . . . . .	246
	4.5.2 Calcul des acceptances . . . . .	247
	4.5.3 Vérification de l'hypothèse de factorisation - Acceptances finales . . . . .	257
4.6	Calcul des efficacités . . . . .	261
	4.6.1 méthode d'obtention . . . . .	266
	4.6.2 Calcul des efficacités . . . . .	267
	4.6.3 Comparaison avec les efficacités obtenues par la simulation Mont Carlo des détecteurs . . . . .	289
	4.6.4 Vérification de l'hypothèse de factorisation . . . . .	291
4.7	Calcul de la section efficace totale . . . . .	296
	4.7.1 Détermination de la surface des cellules . . . . .	296
	4.7.2 Détermination des corrections de centre de cellule . . . . .	298
	4.7.3 Détermination de la luminosité . . . . .	299
	4.7.4 Calcul de la section efficace différentielle totale . . . . .	300
4.8	Détermination de la section efficace Born et de la fonction de structure $F_2$ . . . . .	304
	4.8.1 Calcul des corrections radiatives - Section efficace Born . . . . .	304
	4.8.2 Passage à la fonction de structure $F_2$ . . . . .	309
	4.8.3 Détermination de $F_2$ à $Q^2$ constant . . . . .	311
4.9	Nouvelle détermination des corrections radiatives - Valeur finale du $F_2$ électron . . . . .	316

4.9.1	Principe de la méthode . . . . .	316
4.9.2	Résultats sur la détermination de la section efficace Born et la fonction de structure $F_2$ . . . . .	320
4.10	Mesure de $F_2$ par la méthode combinée . . . . .	333
4.10.1	Pavage utilisé . . . . .	333
4.10.2	Formule maîtresse . . . . .	334
4.10.3	Coupures utilisées . . . . .	335
4.10.4	Calcul du nombre d'événements de diffusion profondément inélastique . . . . .	336
4.10.5	Calcul des acceptances et des efficacités . . . . .	338
4.10.6	Détermination de la fonction de structure $F_2$ par la méthode combinée: . . . . .	340
4.11	Détermination des valeurs finales de la fonction de structure $F_2$ obtenues à partir des données de 1992 . . . . .	346
4.12	Méthode utilisée . . . . .	354
4.13	Détermination de $\omega_0$ . . . . .	354
4.14	Détermination de la pente de la fonction de structure $F_2$ en $\ln Q^2$ . . . . .	355
4.14.1	Pavage du plan cinématique en $(x, Q^2)$ . . . . .	355
4.14.2	Calcul de la fonction de structure $F_2$ à $x$ constant . . . . .	357
4.14.3	Calcul de $dF_2/d\ln Q^2$ à $x$ constant . . . . .	359
4.15	Détermination de la densité de gluons $xG(x, Q^2)$ . . . . .	361
4.16	Conclusion . . . . .	366

# Introduction

Notre compréhension actuelle de l'interaction forte a principalement pour origine le modèle des partons inventé par Feynman dans les années 60 et la première preuve expérimentale de la sous-structure des nucléons a été donnée par la découverte de la liberté asymptotique à *SLAC* dans les années 70. Pendant cette même période, on a pu identifier, grâce à la liberté asymptotique des théories de jauge non abéliennes, les partons aux quanta apparaissant dans la théorie des interactions entre les gluons et les quarks, la chromodynamique quantique. Le concept de liberté asymptotique a en effet permis de considérer les quarks comme des particules libres sur des faibles distances et pendant le temps très court de l'interaction, ce qui correspondait à l'idée des partons vus comme les constituants non interagissant d'un hadron.

Il n'est pas facile de réaliser des tests de la chromodynamique quantique. La théorie ne peut être testée que lorsque les moments transférés sont grands, c'est-à-dire à courte distance. Dans ce cas, la constante de couplage de l'interaction forte  $\alpha_S$  est petite, ce qui permet de réaliser des calculs perturbatifs. Cependant, les particules -quarks ou gluons- participant à l'interaction ne peuvent pas être analysées directement dans les détecteurs. Ce sont les "jets" de hadrons produits dans l'état initial et dans l'état final par le processus non perturbatif de l'hadronisation qu'il faut détecter et ils doivent permettre de reconstruire la cinématique de l'interaction. On sait uniquement les décrire de manière phénoménologique. La difficulté de l'analyse provient, du point de vue expérimental, de l'identification des "jets" formés et du point de vue théorique, du phénomène d'hadronisation. Pour les processus de haute énergie invoquant un grand transfert d'impulsion, on peut factoriser la partie correspondant à l'interaction calculable par la chromodynamique perturbative et celle purement non perturbative correspondant à la formation des hadrons à partir des quarks et des gluons. Un des moyens privilégiés d'analyser la chromodynamique quantique est alors la diffusion profondément inélastique.

Lors de la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton, on peut mesurer les fonctions de structure du proton, c'est-à-dire des quantités dont les variations sont prédites par la chromodynamique quantique, à l'aide de l'électron diffusé ou des hadrons formés. Jusqu'à présent, des mesures de diffusion profondément inélastique ont été réalisées dans des expériences dites de cible fixe où les faisceaux de neutrinos ou de muons bombardent une cible de nucléons. Pour atteindre un plus grand domaine en énergie, tout en restant dans une gamme d'accélérateurs réalisables techniquement, il faut réaliser des expériences auprès de collisionneurs électron proton par exemple. Le nouvel accélérateur *HERA* construit à Hambourg à *DESY* est le premier collisionneur de ce type. Il a délivré les premières interactions en avril 1992 et permet d'accéder à un nouveau domaine cinématique correspondant

à des valeurs de  $x$  faibles et des valeurs de  $Q^2$  relativement grandes ( $x \sim 10^{-4}$ ,  $Q^2 \sim 5 \text{ GeV}^2$ ). Dans le cadre du modèle des partons, la variable  $x$  correspond à la fraction d'impulsion portée par le parton interagissant et  $Q^2$  au carré du moment transféré entre l'électron et le proton. On montrera que la chromodynamique quantique perturbative ne peut plus s'appliquer pour de très faibles valeurs de la variable  $x$  de Bjorken à cause de la violation de l'unitarité, et on essaiera d'étudier la façon dont cette théorie pourrait être modifiée. Les équations d'évolution de Gribov Lipatov Altarelli Parisi sont basées sur la chromodynamique quantique perturbative et nous montrerons ses insuffisances à bas  $x$ . Nous essaierons de voir par quelle approche différente on peut adapter ces équations au nouveau domaine cinématique où les théories perturbatives peuvent ne plus s'appliquer. On essaiera également de voir comment ces nouveaux effets pourraient être observés à *HERA*. L'objet de cette thèse sera ensuite la première détermination de la fonction de structure  $F_2$  à partir des données accumulées en 1992.

Cette thèse comportera quatre chapitres distincts. Nous commencerons par donner une présentation générale du détecteur de l'expérience *H1* utilisé dans l'analyse. Puis, dans le deuxième chapitre, nous étudierons le concept de fonction de structure en chromodynamique quantique et nous analyserons en particulier les informations que pourra nous apporter le nouvel accélérateur *HERA* dans le nouveau domaine cinématique couvert à bas  $x$ , où la chromodynamique quantique perturbative n'est peut-être plus valable. Le troisième chapitre indiquera les méthodes utilisées pour reconstruire les variables cinématiques. Nous terminerons ce mémoire par l'analyse des premières données de diffusion profondément inélastique de la collaboration *H1*, ce qui nous permettra d'obtenir une mesure de la fonction de structure  $F_2$ , et une tentative de détermination de la densité de gluons à bas  $x$ .

# Chapitre 1

## L'instrumentation

Dans ce chapitre sont présentés l'accélérateur *HERA* et le détecteur *H1*. On verra tout d'abord les principaux paramètres de la machine et du détecteur *H1* avant d'en faire une description plus détaillée. Nous reviendrons également sur les détecteurs utilisés directement dans l'analyse dans le chapitre 4.

### 1.1 Vue générale

#### 1.1.1 *HERA* : Paramètres de la machine

Le collisionneur électrons protons *HERA* (Hadron Elektron Ring Anlage) est constitué de deux accélérateurs indépendants stockant des protons de  $820 \text{ GeV}$  et des électrons de  $30 \text{ GeV}$  dans un tunnel d'une longueur de  $6,3 \text{ km}$ . Afin de mieux utiliser l'énergie des faisceaux, il a été choisi de fabriquer un collisionneur plutôt que d'utiliser l'accélérateur en mode cible fixe où, pour obtenir la même énergie dans le centre de masse, il aurait fallu faire interagir un faisceau d'électrons de  $50 \text{ TeV}$  avec une cible fixe d'hydrogène.

L'accélérateur *HERA* à *DESY* (Deutsches Elektronen SYNchrotron) reçoit ses particules d'une chaîne d'accélérateurs. Ainsi, les électrons et les protons sont injectés dans *HERA* par *PETRA* à des énergies respectives de  $14$  et  $40 \text{ GeV}$  (fig. 1.1). La longueur des sections droites où sont placés les détecteurs *H1* et *Zeus* est de  $360 \text{ m}$ . De nombreux aimants guident les faisceaux à l'intérieur du tunnel (pour l'anneau des électrons: 406 aimants dipolaires, 564 aimants aimants quadrupolaires et 410 aimants sextupolaires, et pour l'anneau des protons: 416 aimants dipolaires et 250 aimants quadrupolaires).

Dans le tableau 1.1 sont présentés les différents paramètres nominaux de la machine. On remarquera en particulier que le temps de séparation entre deux paquets de particules (bunches) est très faible ( $96 \text{ ns}$ ), ce qui est une spécificité de la machine *HERA*. On peut comparer ce temps de séparation avec celui obtenu au *LEP* ( $22 \mu\text{s}$ ).

Dans le tableau 1.1 sont également donnés les paramètres de la machine atteints en 1992 afin de les comparer aux valeurs nominales [1]. Une limite majeure pour obtenir des faisceaux stables et donc de la luminosité était due à un vide mal réalisé dans une des cavités, mais le problème est maintenant résolu. Le courant par bunch était également sensiblement différent de la valeur nominale à cause de l'instabilité

	nominal		automne 1992	
	anneau p	anneau e	anneau p	anneau e
énergie (GeV)	820	30	820	26.7
luminosité ( $cm^{-2}.s^{-1}$ )	$1.5 \cdot 10^{31}$		$3.10^{29}$	
luminosité intégrée par an ( $nb^{-1}$ )	$10^5$		32	
points d'interaction	4		2	
champ magnétique (T)	4.68	0.165	4.68	0.149
nombre de particules ( $\cdot 10^{11}$ )	210	80	2.6	3.7
courant par bunch ( $\mu A$ )	760	290	200	280
nombre de bunches	210	210	10	10
séparation entre deux bunches (ns)	96	96	96	96
énergie d'injection (GeV)	40	14	40	12
temps de remplissage (mn)	20	15	120	30

Tableau 1.1: Paramètres nominaux et réalisés en 1992 de la machine HERA

de la préinjection. Le nombre de bunches de protons stockés en machine était encore assez faible mais une tentative de mettre 160 bunches en machine a été couronnée de succès. L'énergie des électrons est également de 26.7 GeV et non de 30 GeV à cause de problèmes de sécurité RF car le nombre de cavités accélératrices était juste suffisant.

Des quatre zones d'interaction possibles, seules deux sont actuellement occupées par les expériences Zeus (hall sud) et H1 (hall nord) (fig. 1.2). Le tube faisceau installé présente un diamètre interne de 190 mm. Pendant le prochain arrêt de la machine HERA, pendant l'hiver 1994-1995, il devrait être remplacé par un tube de dimension plus faible (45 mm). Le tube faisceau était surdimensionné car c'est la première fois que l'on construit un collisionneur électron proton, et il était difficile de prévoir a priori comment la machine allait fonctionner et quelle quantité de bruit de fond, dû en particulier au rayonnement synchrotron, on allait obtenir. Les conditions de vide dans le tube faisceau sont telles qu'il y a une pression de 1 à  $2 \cdot 10^{-9}$  mbar de gaz constitué principalement d'hydrogène et de monoxyde de carbone. On peut en déduire le taux d'événements correspondant à une interaction entre le gaz résiduel et le faisceau de protons. Ce taux peut s'exprimer naturellement sous la forme suivante [2]:

$$W = n_p \nu_p \sigma A^{0.7} n_{gaz} \quad (1.1)$$

où  $n_p$ ,  $\nu_p$ ,  $\sigma A^{0.7}$ , et  $n_{gaz}$  désignent respectivement la densité du faisceau de protons ( $2.10^3/6.3.10^5 cm^{-1}$ ), la vitesse relative des protons ( $3.10^{10} cm/s$ ), la section efficace entre un proton et le gaz ( $35.10^{-27} . A^{0.7} cm^2$ ), et le nombre d'atomes de gaz à  $10^{-9}$  Torr ( $7.2.10^{13}/A$ ). Le taux obtenu est de l'ordre de  $3 kHz/m$ , alors que le taux moyen des événements physiques n'est que de l'ordre de quelques centaines de Hz. On peut également estimer le taux des événements correspondant à une interaction entre le tube du faisceau et le faisceau de protons à  $70 kHz$ . Par conséquent, il faudra des déclenchements suffisamment ajustés pour rejeter le bruit de fond.

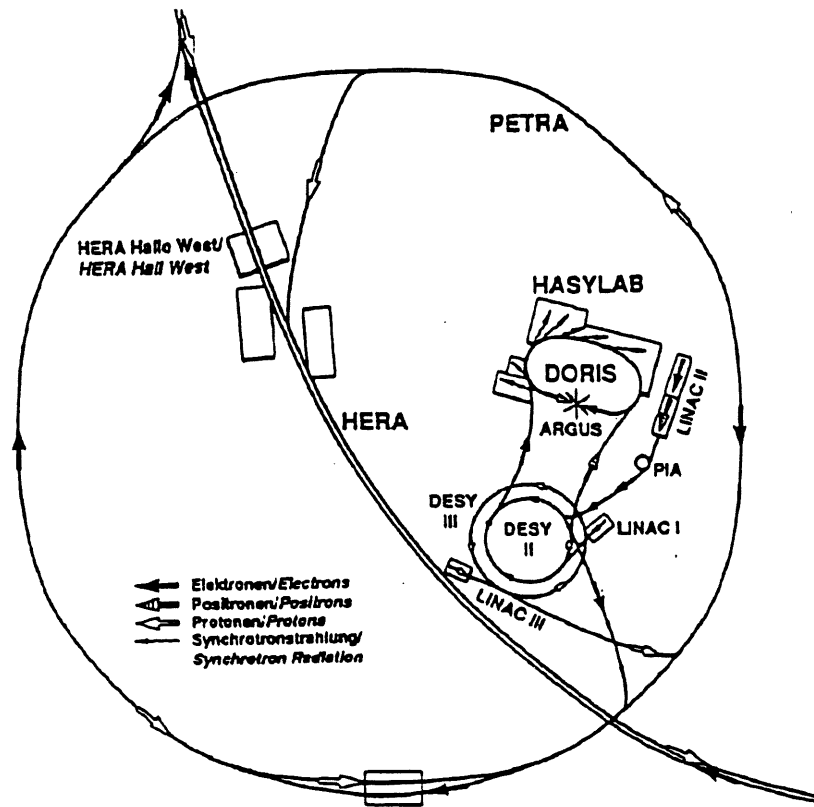


Figure 1.1: Plan du système injecteur

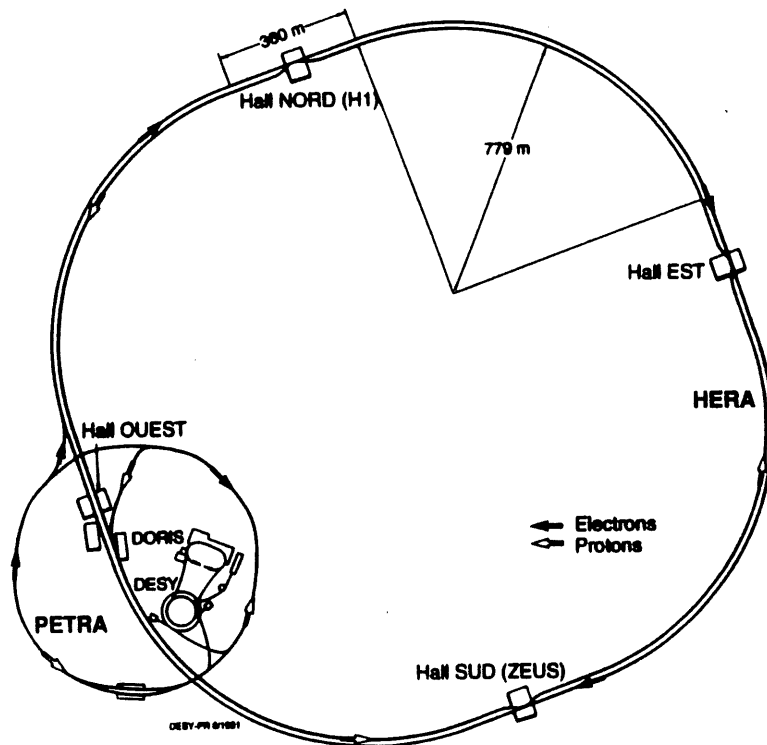


Figure 1.2: Plan d'ensemble de HERA

## 1.1.2 Le détecteur H1

Dans ce paragraphe, nous allons donner un schéma général du détecteur *H1* (Fig. 1.3 et 1.4) [3] [4] et nous détaillerons chaque élément du détecteur dans les paragraphes suivants. Le détecteur doit avoir une bonne herméticité si l'on veut pouvoir réaliser des bilans d'énergie et d'impulsion afin de "détecter" des particules qui n'interagissent pas tels que les neutrinos. Afin de mesurer les interactions inclusives en courant neutre ou en courant chargé, le détecteur doit avoir également une bonne résolution en énergie, une granularité fine et une bonne calibration absolue. L'identification des muons et la mesure de leur énergie doivent également être rendues possibles si l'on veut chercher des événements correspondant à une nouvelle physique (supersymétrie, nouveaux bosons, sous-structure des quarks ...)

### Schéma du détecteur

Le détecteur choisi par la collaboration *H1* doit correspondre aux exigences décrites ci-dessus. Le détecteur est décrit dans les figures 1.3 et 1.4. Comme on peut le voir, le détecteur est fortement asymétrique à cause de la différence importante entre les énergies des électrons et des protons. L'avant du détecteur recevra beaucoup de particules provenant à la fois du quark ayant interagi avec le proton et des quarks spectateurs.

En allant du centre du détecteur *H1* vers la périphérie, on observe successivement [5]:

- les détecteurs de trace centraux constitués des chambres à dérive (*CIZ*, *COZ*, *CJC*), des chambres proportionnelles (*CIP*, *COP*), des détecteurs de traces à l'avant, et d'une chambre à fils à l'arrière (*BPC*)
- les calorimètres électromagnétiques utilisant des plaques de plomb comme absorbeur et l'argon liquide dans la partie centrale, et à l'avant, et un calorimètre formé de plomb et de scintillateur à l'arrière
- les calorimètres hadroniques à argon liquide à absorbeur en acier
- le cryostat
- la bobine supraconductrice située derrière le calorimètre et le cryostat hadronique
- le fer instrumenté constitué de plaques en acier entourant le dispositif précédent, permettant le retour du flux du champ magnétique, et la détection des muons et des fins de gerbe hadronique
- un petit calorimètre à bas angle (*PLUG*) constitué de cuivre et de silicium
- un aimant de compensation compensant le champ axial créé par la bobine

Par conséquent, un seul cryostat contient l'ensemble des calorimètres à argon liquide, ce qui évite la présence d'inhomogénéités au sein des détecteurs et de matériau mort entre les calorimètres centraux et les calorimètres à l'avant.

Nous allons revenir maintenant sur quatre points fondamentaux du détecteur de l'expérience *H1*: la bobine entourant les calorimètres, les mesures calorimétriques, le lien entre les calorimètres et les détecteurs de traces, et l'identification et la mesure des leptons chargés.



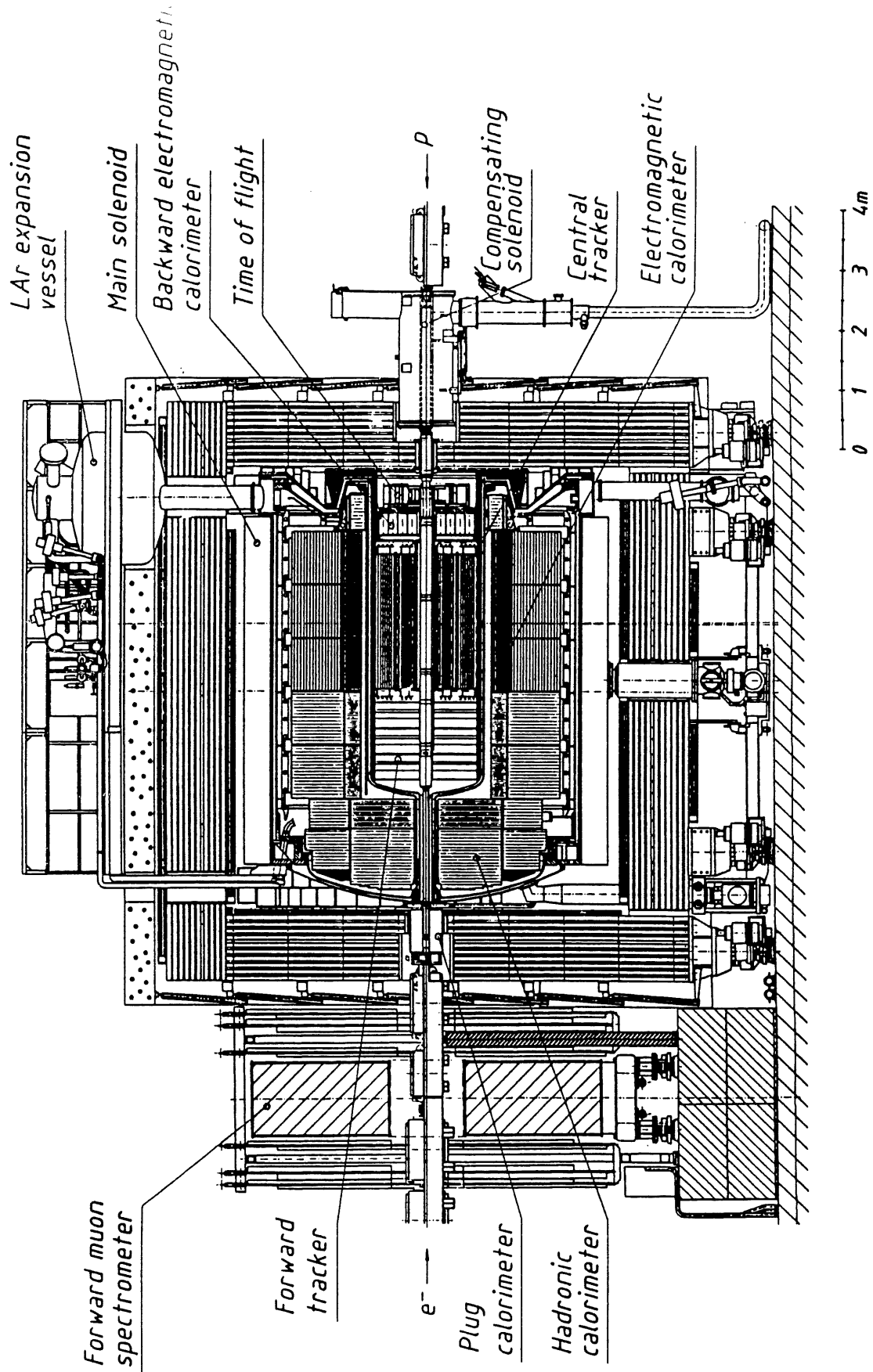


Figure 1.3: Coupe longitudinale du détecteur H1 le long de l'axe du faisceau

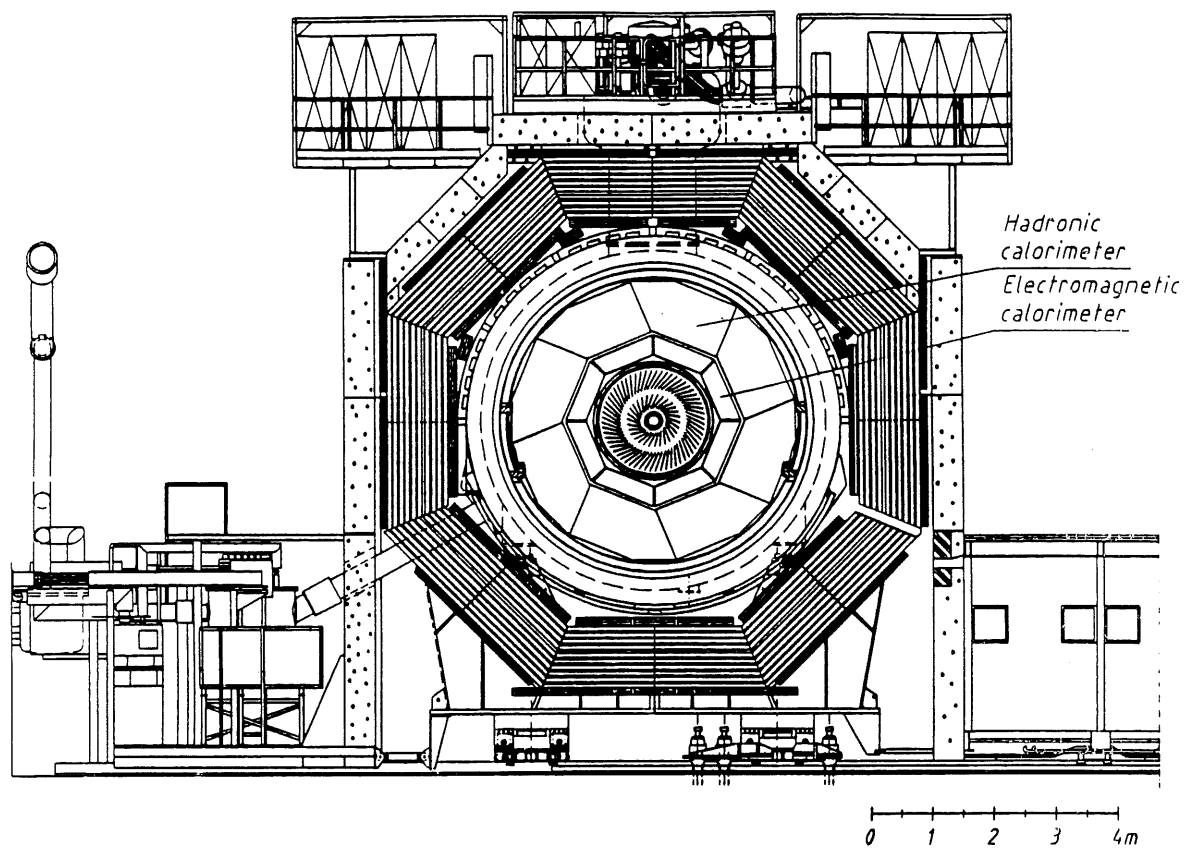


Figure 1.4: Coupe transverse du détecteur H1

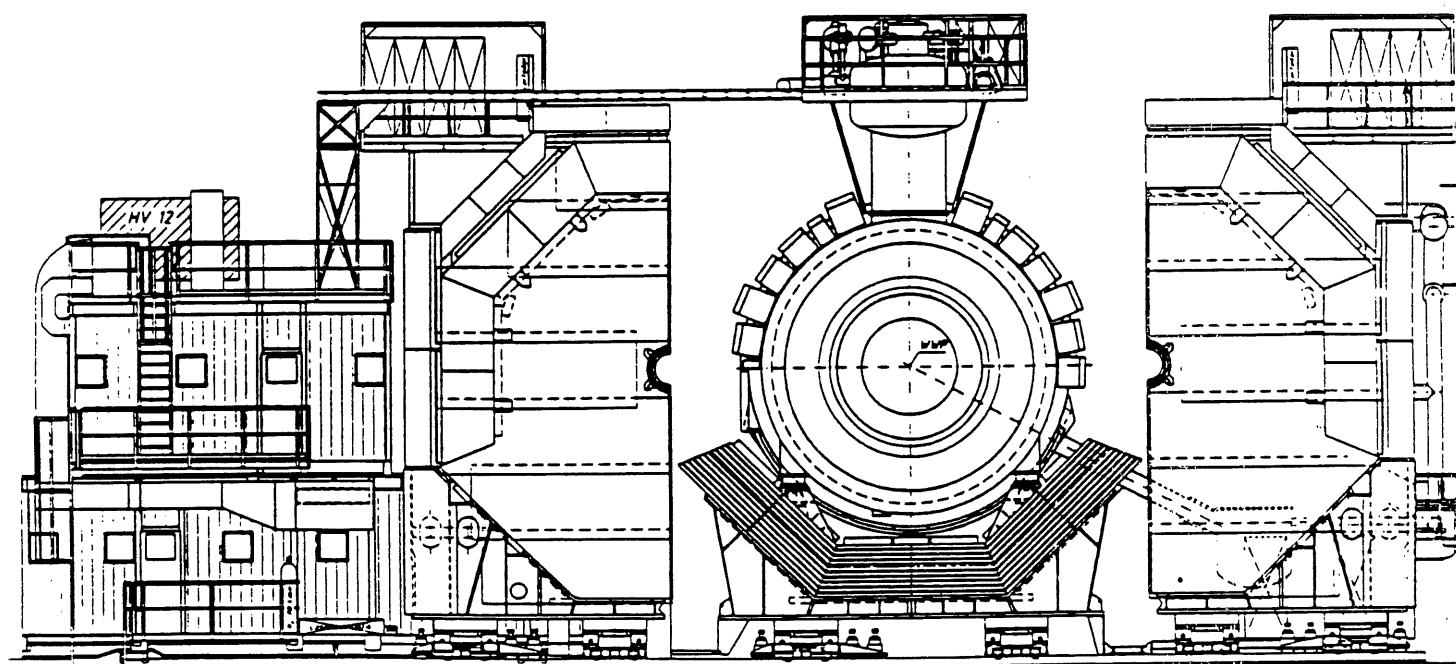


Figure 1.5: Vue de face du détecteur H1

## **La solution de la grande bobine**

La collaboration *H1* a décidé de construire une bobine entourant l'ensemble des calorimètres afin d'avoir un champ magnétique homogène à la fois dans la partie centrale et à l'avant, utile pour les détecteurs de traces, et de minimiser la présence de matériau mort dû aux parois de la bobine placé devant les calorimètres. En effet, si la bobine n'entourait que les détecteurs de traces, les particules perdraient de l'énergie en traversant sa paroi, et il n'est pas toujours facile de déterminer cette perte d'énergie. Le fer nécessaire pour le retour du champ magnétique peut également être équipé et servir naturellement de détecteur de fin de gerbes.

## **Mesures calorimétriques**

La mesure du flot d'énergie est nécessaire pour détecter des particules pénétrantes (neutrinos, photinos) et pour mesurer précisément les interactions de diffusion profondément inélastique. Le choix de la collaboration *H1* a été de construire des calorimètres à argon liquide qui répondent aux critères suivants:

- une bonne stabilité et une calibration facile
- une granularité fine pour séparer les pions et les électrons et pour mesurer les flots d'énergie
- une bonne homogénéité de la réponse

Un autre impératif évident est de minimiser les espaces entre les modules des détecteurs appelés cracks et les matériaux morts.

## **Lien entre les calorimètres et les détecteurs de traces**

Le lien entre les calorimètres et les détecteurs de traces est très important pour l'étude des événements. Par exemple, la structure en jets d'un événement correspond à des critères sur les traces et les dépôts d'énergie dans les calorimètres. Il est donc de nouveau important de ne pas avoir trop de matériau mort entre ces deux détecteurs afin qu'ils nous donnent des informations redondantes (jets, déclenchements ...) que l'on peut comparer et ajuster.

## **Identification et mesure des leptons chargés**

Les événements de diffusion profondément inélastique en courant neutre vont représenter une fraction importante des événements étudiés à *HERA*. Pour ces types d'événements, il est très important de bien identifier l'électron diffusé et de bien mesurer son énergie. De plus, de nombreux autres sujets de physique qui vont être étudiés à *HERA* demandent une bonne analyse des leptons. On peut citer l'étude des saveurs lourdes qui nécessite l'étude des leptons émis lors de leurs désintégrations ainsi que de nombreux processus "exotiques" dont la signature se fait à l'aide de leptons.

Les électrons sont identifiés et mesurés par les différents calorimètres à argon liquide, ou conventionnel à l'arrière. L'identification des muons provenant par exemple de la désintégration des mésons charmés et beaux, des pions et des kaons est également rendue possible grâce à leur pénétration dans les calorimètres à argon

liquide (5 à 8 longueurs d'absorption) et dans le fer instrumenté situé derrière les calorimètres (4.5 à 9  $\lambda$ ), où leur énergie peut également être mesurée.

## Conclusion

Nous avons décrit les exigences dictées par la physique au niveau du détecteur *H1* et le schéma général du détecteur qui s'ensuivait. Nous allons maintenant reprendre chaque partie du détecteur plus en détail et étudier comment ils ont été réalisés.

## 1.2 Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces sont placés dans le champ de 1.2 Tesla délivré par la bobine supraconductrice. Ils doivent reconstruire les traces des particules et permettre une mesure de l'impulsion par la courbure des traces. Il ne faut pas qu'ils modifient trop l'énergie des particules qui doit être mesurée dans les calorimètres et ils doivent donc présenter le moins de matériau mort possible le long de la trajectoire des particules.

Ces détecteurs se composent de détecteurs centraux (*CIZ*, *COZ*, *CIP*, *COP*...) à symétrie cylindrique, d'un détecteur à l'avant et d'une chambre à fils à l'arrière (*BPC*) constitués tous deux de chambres planes.

### 1.2.1 Les chambres centrales

Elles couvrent une zone angulaire comprise entre 25 et 175 degrés; les angles sont comptés à partir de la direction du proton sortant. Elles sont composées de deux grandes chambres à dérive *CJC1* et *CJC2* ayant des fils parallèles au faisceau, dans la direction  $z$ , avec des cellules inclinées par rapport à la direction radiale. Deux autres chambres à dérive (*CIZ* et *COZ*) viennent compléter la mesure des positions en  $z$  des traces chargées dans les chambres centrales. En plus, deux chambres proportionnelles (*CIP* et *COP*) sont utilisées pour produire les signaux de déclenchement au premier niveau pour des traces provenant du vertex nominal. (fig 1.6 et 1.7)

#### Les chambres à dérive centrales *CJC1-CJC2*

Les chambres à dérive *CJC* sont constituées de plans de fils parallèles au tube du faisceau (anodes) avec, autour de chaque plan, deux plans de fils formant le champ de dérive (cathodes). Les chambres intérieures et extérieures (*CJC1* et *CJC2*) sont situées respectivement entre des rayons de 200 mm et 452 mm, et de 527 mm et 855 mm (Fig 1.8).

Les chambres à dérive présentent souvent une ambiguïté: il est difficile de savoir dans quel sens vont les segments de traces entre deux cellules voisines. Pour résoudre ce problème, les chambres sont constituées d'un ensemble de fils parallèles à l'axe du faisceau de 2200 mm de long organisés en plans formant un angle de 30 degrés avec la direction radiale et placés dans le champ magnétique. On ne retrouve alors pas l'ambiguïté que l'on a d'habitude avec les chambres à dérive en reliant les segments de traces provenant de différentes cellules [6]. Egalement, comme on le voit sur la figure 1.9, on n'associe pas les mauvais segments de trace miroir qui ne pointent pas vers le vertex. Les fils ne sont pas placés à leur position ale lors de la construction de

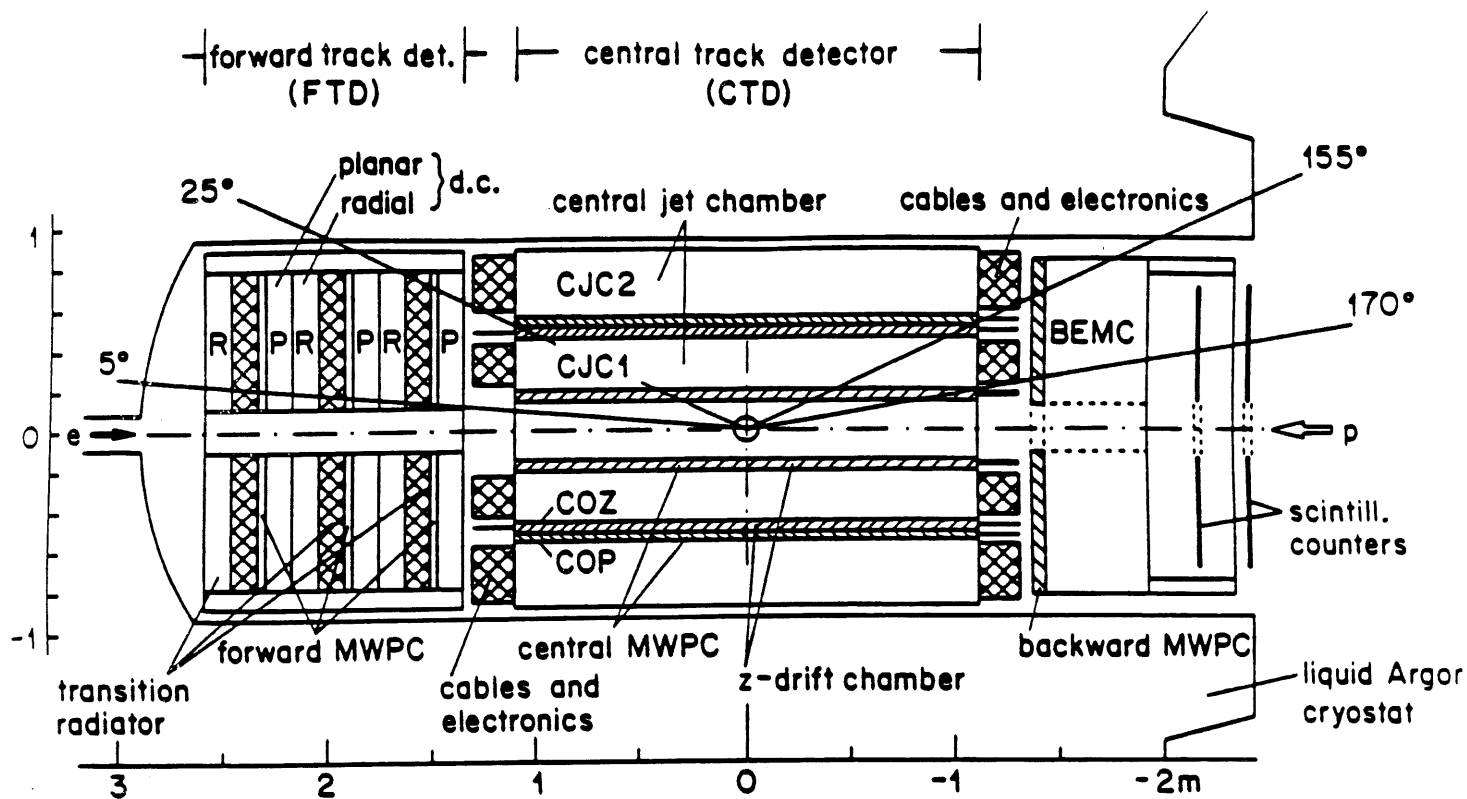


Figure 1.6: *Les détecteurs de traces (vue r - z)*

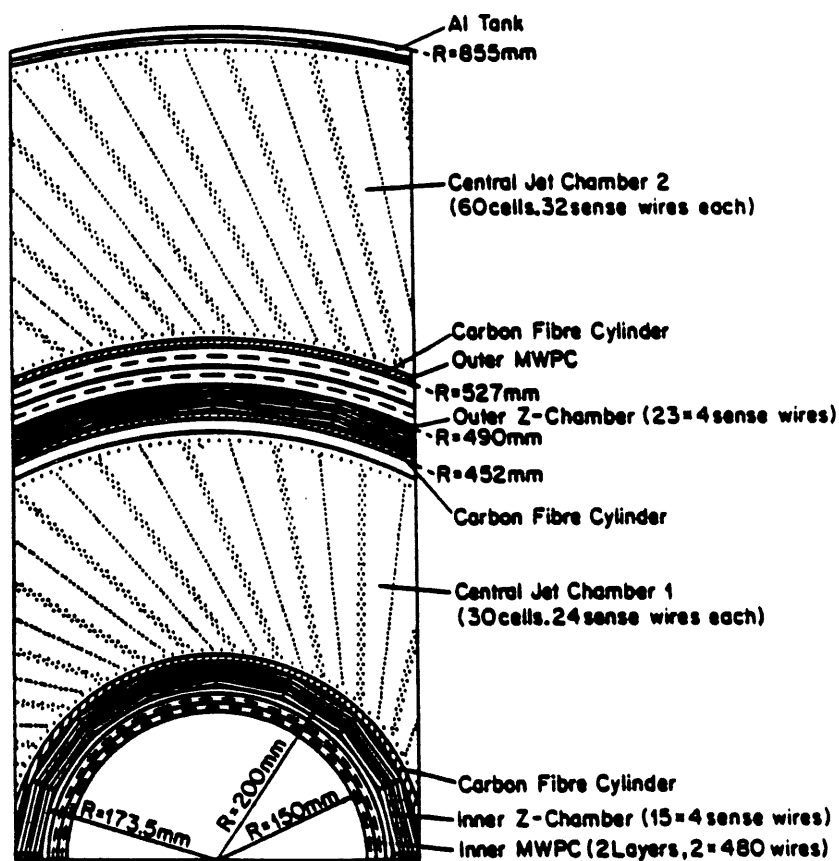


Figure 1.7: *Le détecteur de traces central (section perpendiculaire au faisceau)*

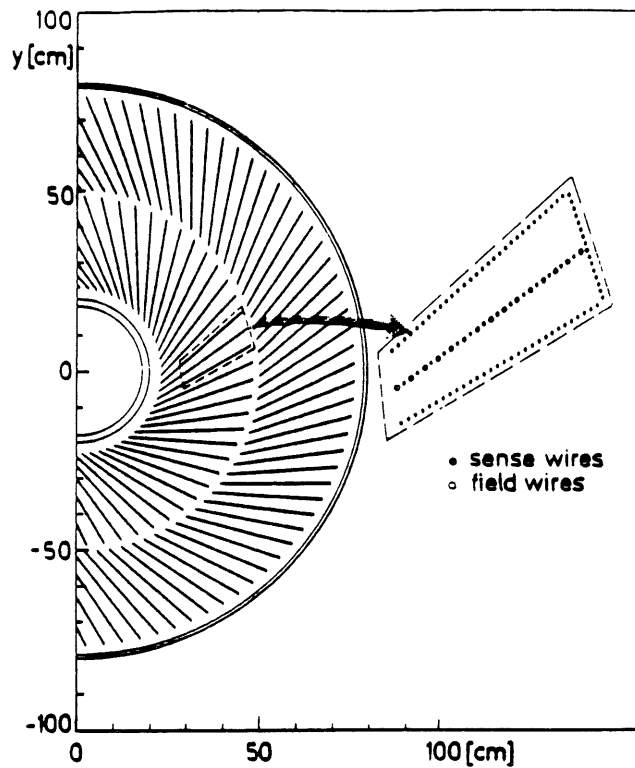


Figure 1.8: *Structure d'une cellule de CJC*

de la chambre. En champ électrique non nul, les fils se déplacent de  $\pm 150 \mu m$  environ et se mettent à leur position nominale.

La résolution en  $r\phi$  de ces deux chambres est  $170 \mu m$ , et celle en  $z$ , obtenue par division de charge le long du fil, est un peu moins bonne:  $2.2 cm$ . On verra dans les paragraphes suivants que la résolution en  $z$  peut être améliorée grâce aux détecteurs *CIZ* et *COZ*. Les chambres *CJC* permettent une mesure du  $dE/dx$  à 10% près, mais leur temps de dérive est assez long ( $1.5 \mu s$ ). Sur une trace d'une longueur approchée de  $620 mm$ , on peut mesurer 56 points.

La paramétrisation des traces que l'on obtient alors est une paramétrisation hélicoïdale avec cinq variables. Comme variables, on choisit la courbure, la plus faible distance à l'axe  $z$  dans le plan  $xy$  (positive ou négative), l'azimuth, l'angle polaire et la position en  $z$  du point le plus proche.

Les *CJC1*, les plus proches du tube faisceau connaissent à l'heure actuelle beaucoup de problèmes. Il semble qu'il y ait une attaque chimique des fils de tungstène provoquant une brisure du fil, l'or déposé sur les fils ayant été érodé au préalable par frottement. En conséquence, les *CJC1* ont été complètement retissées pendant l'arrêt de la machine de l'hiver 1994.

### Les chambres en $z$ centrales *CIZ COZ*

Ces deux autres chambres entourent la partie intérieure des *CJC* et ont des fils orthogonaux à l'axe des faisceaux (Fig. 1.10). Elles donnent une résolution de  $300 \mu m$  en  $z$  et de 1% à 2% de  $2\pi$  en  $\phi$  et donc une bien meilleure résolution en  $z$  que les *CJC*. Elles leur sont donc complémentaires. La direction de dérive est parallèle à l'axe du faisceau et les nappes de fils sont cylindriques autour de cet axe. Les deux cylindres ont pour rayon moyen 180 et 460  $mm$ . En reliant ces traces aux éléments provenant des *CJC*, on obtient une bonne information sur les moments transverses et

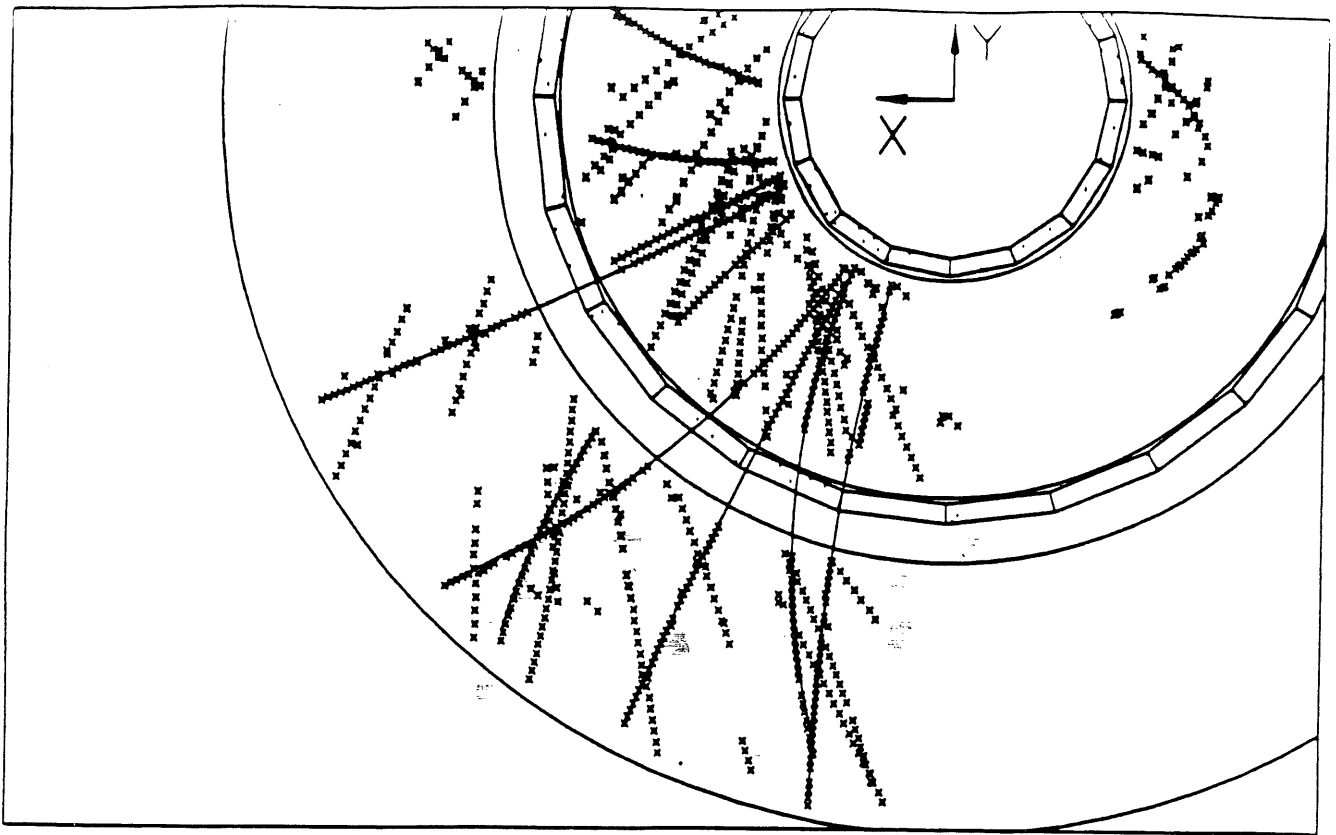


Figure 1.9: *Traces dans les CJC*

longitudinaux des traces. Les *CIZ* et les *COZ* participeront également dans l'avenir au premier niveau de déclenchement des traces pointant vers le point d'interaction.

Nous avons déjà fait remarquer que les chambres devaient présenter le moins de matériau mort possible si l'on veut pouvoir réaliser une mesure correcte de l'énergie dans les calorimètres. C'est pourquoi les mêmes cylindres limitant les chambres sont utilisés pour deux chambres à dérive voisines: le cylindre extérieur de *CJC1* sert aussi par exemple de cylindre intérieur pour *COZ*.

### Les chambres proportionnelles centrales *CIP COP*

Ces chambres doivent avoir une épaisseur minimale et présenter le moins de matériau mort possible pour ne pas dégrader la reconstruction des chambres à dérive voisines. La *CIP* est la chambre la plus voisine du tube faisceau et elle couvre le plus grand angle solide. Son épaisseur correspond seulement à 0.14 longueur de radiation. Elle est constituée de deux chambres proportionnelles multifils. Les plans de lecture sont situés à des rayons respectifs valant 157 et 166 mm, et ont une forme cylindrique divisée en cellules couvrant chacune 45 degrés et ayant 1/60 ème de la longueur de la chambre.

Les *COP* sont également deux chambres multifils et sont divisés en 288 cellules.

Les deux chambres sont rapides (moins de 50 ns), mais peu précises et ne participent qu'au premier niveau de déclenchement.

### 1.2.2 Les détecteurs de traces à l'avant

Ces détecteurs couvrent le domaine angulaire de 5 à 25 degrés. Ils doivent donner une mesure des particules chargées à l'avant. La résolution sur l'impulsion  $\sigma_p/p$  est inférieure à 0.003p et la résolution sur l'angle des traces  $\sigma_{\theta,\phi}$  à 1 mrad.

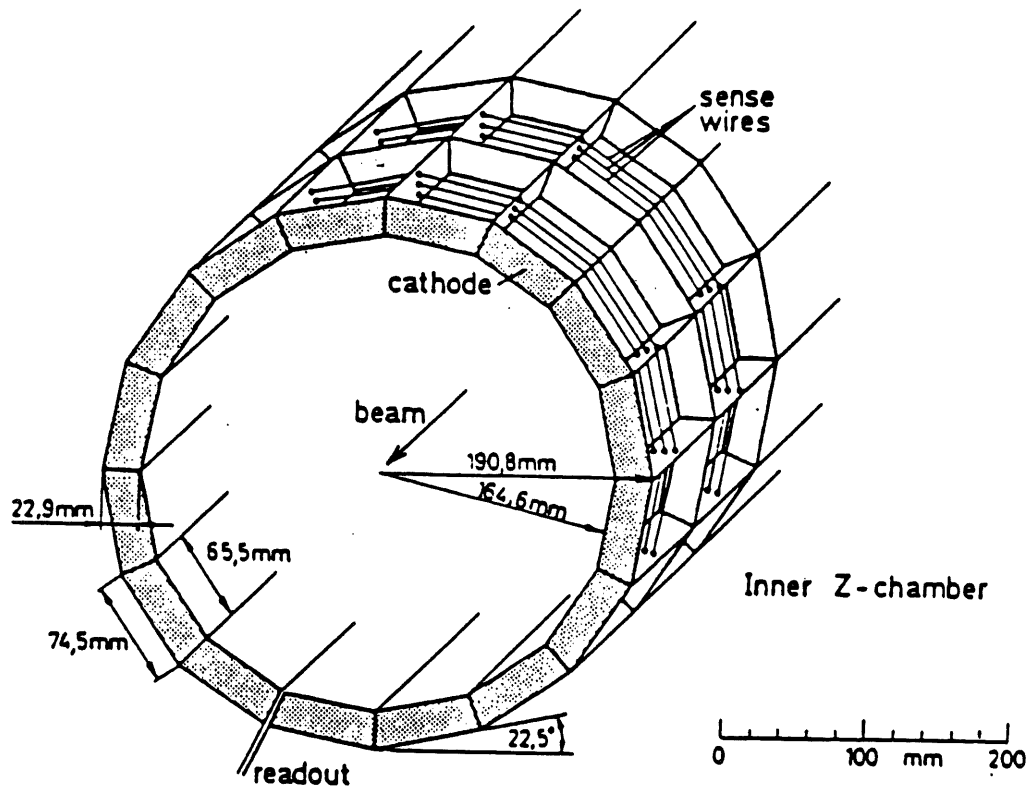


Figure 1.10: *Chambre Z*

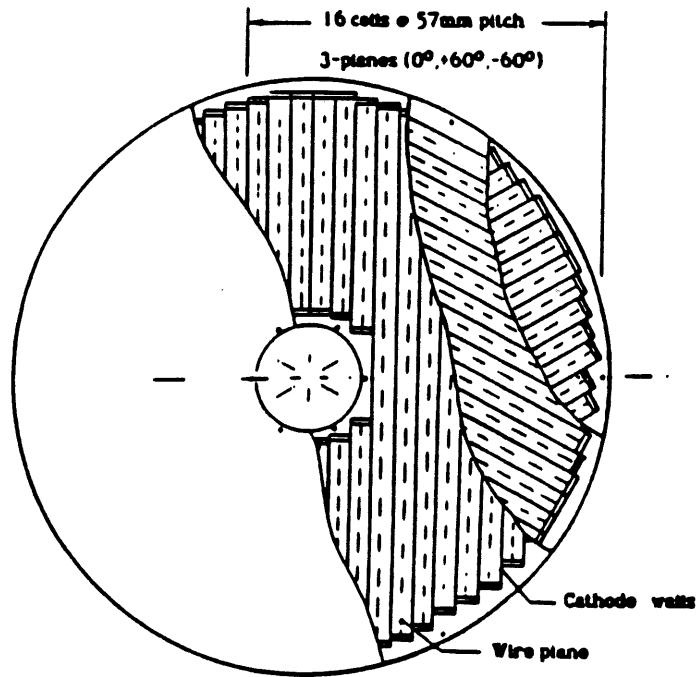


Figure 1.11: *Chambre planaire*



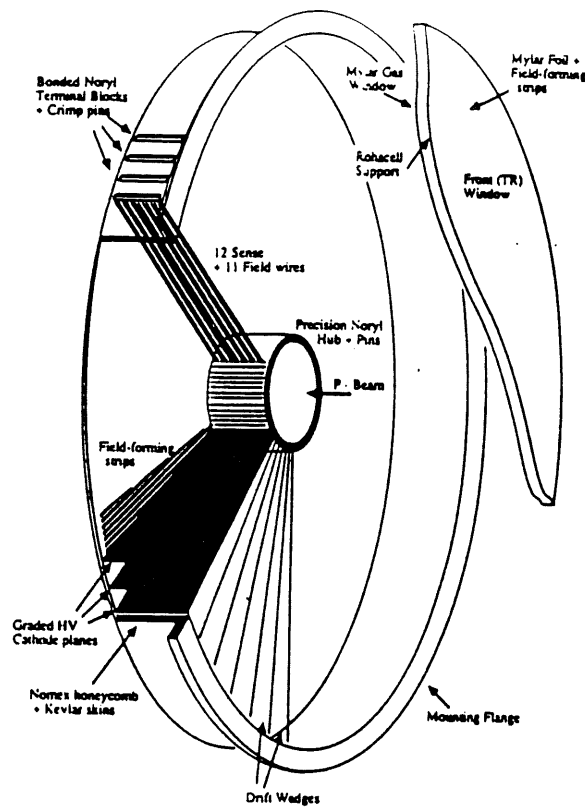


Figure 1.12: *Chambre radiale*

L'identification des électrons est réalisée par la détection du rayonnement de transition.

Le détecteur est composé de trois modules identiques comprenant chacun trois plans de chambres à dérive planaires, une chambre proportionnelle, un radiateur de transition et une chambre à dérive radiale.

### Les chambres à dérive

Les chambres à dérive sont de deux types: les chambres planaires contiennent des fils parallèles entre eux et orthogonaux au faisceau (fig 1.11) alors que les plans de fils des chambres radiales pointent vers le faisceau (fig 1.12). Les chambres planaires comprennent trois chambres à dérive tournées de 60 degrés en  $\phi$  l'une par rapport à l'autre. Ceci permet d'avoir une assez bonne résolution en  $\theta$  (inférieure à 1 *mrad*), et une résolution dans le plan radial  $xy$  comprise entre 150 et 170  $\mu m$ . Les chambres radiales sont constituées de plans radiaux de fils pointant vers le faisceau et permettant d'obtenir une résolution en  $r, \phi$ , à partir des segments de traces, comprise entre 180 et 200  $\mu m$ .

### Les radiateurs de transition

Ils sont constitués de feuilles de propylène. Les électrons les traversant produisent un rayonnement  $X$  permettant de les identifier. Le rayonnement émis est détecté dans les chambres à dérive décrites dans le paragraphe précédent. La combinaison de ces deux détecteurs permettra d'obtenir une bonne séparation électron pion. Pour l'instant, ce détecteur n'est pas utilisé.

## La chambre proportionnelle FWPC

Elle est constituée de deux plans de fils et de trois plans de cathodes. Elle est assez rapide, de l'ordre de 20 ns, mais peu précise. Elle est utilisée au premier niveau de déclenchement.

### 1.2.3 La chambre à fils arrière BPC

La BPC (Backward Proportional Chamber) permet d'augmenter la couverture angulaire du détecteur central vers l'arrière: le domaine couvert en angle polaire  $\theta$  est compris entre 155.5 et 174.5 degrés. La BPC est formée de quatre plans de fils tournés chacun de 45 degrés l'un par rapport à l'autre [12]. L'espace entre deux fils est de 2.5 mm, et la distance entre l'anode et la cathode - formée de feuilles de mylar de 50  $\mu\text{m}$  - est de 4 mm. Ceci permet d'obtenir une résolution angulaire de 5 mrad sur la mesure de l'angle de diffusion de l'électron comme on le montrera dans le chapitre 4. On a également mesuré une efficacité de 87% par plan en extrapolant les traces obtenues dans les CJC centrales pour des électrons de haute énergie.

Pour les données accumulées pendant l'été et l'automne 1992 et analysées dans cette thèse, un des quatre plans de la BPC n'a pu être utilisé.

### 1.2.4 Les systèmes de gaz

Comme on l'a décrit précédemment, neuf types de détecteurs de traces différents sont présents dans le détecteur H1. Comme la taille des détecteurs est différente, il s'ensuit que les gaz contenus dans chaque détecteur diffèrent pour obtenir une performance maximale de la reconnaissance des traces. Par exemple, les chambres à l'avant et les CJC nécessitent des gaz de haute pureté et des volumes importants de circulation de gaz à cause de leur taille et des grandes distances de dérive. Pour CJC1 et CJC2 et les chambres à l'avant ont été choisis respectivement un mélange d'argon et d'éthane et un mélange d'argon, de propane et d'éthanol. Pour la BPC, un mélange d'argon, d'éthane et de fréon a été utilisé. Les mélanges de gaz utilisés dans les différents détecteurs de traces sont donnés dans le tableau 1.2. On distingue les phases 1 et 2. La phase 1 est celle utilisée pendant la période de prises de données en 1992, alors que la phase 2 correspond à une composition des gaz nominale. La phase 2 n'a pas été atteinte en 1992 pour des raisons de sécurité.

## 1.3 La calorimétrie

Comme on l'a déjà vu, la collaboration H1 a choisi de mettre les calorimètres à argon liquide à l'intérieur de la bobine. Pour rendre facile l'accès à la partie centrale du détecteur, le calorimètre à argon liquide ne couvre pas la partie arrière de H1 (Fig. 1.13). Les détecteurs de traces sont donc accessibles sans ouverture du cryostat et donc sans réchauffement des calorimètres à argon liquide, ce qui demande plusieurs mois. Le calorimètre à argon liquide est donc complété par le BEMC (Backward Electromagnetic Calorimeter) à l'arrière, par un petit calorimètre dans la direction du proton, le PLUG, et par le calorimètre de fin de gerbe (Tail Catcher) intégré dans le fer de retour de flux magnétique de la bobine.

<i>detecteur</i>	<i>Vol. gaz (m<sup>3</sup>)</i>	<i>composition des gaz</i>
<i>Planaires + FWPC</i>	~ 900	<i>Ar/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH</i> 90 / 10 / ~ 1
<i>Radials</i>	~ 700	1 : <i>Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub></i> 48 / 52 2 : <i>Xe/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/He/C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>OH</i> 20 / 40 / 40 / ~ 1
<i>Radiateurs</i>	~ 500	<i>He/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub></i> 60 / 40
<i>CJC</i>	~ 4220	1 : <i>Ar/CO<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub></i> 89.5 / 9.5 / 1 2 : <i>Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/H<sub>2</sub>O</i> 50 / 50 / ~ 0.5
<i>CIZ</i>	~ 55	<i>Ar/CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O</i> 80 / 20 / ~ 0.2
<i>COZ</i>	~ 240	<i>Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>OH</i> 48 / 52 / ~ 1
<i>CIP</i>	~ 30	<i>Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/Freon12/H<sub>2</sub>O</i> 49.9 / 49.9 / 0.2 / ~ 0.2
<i>COP</i>	~ 150	<i>Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/Freon12</i> 49.9 / 49.9 / 0.2
<i>BPC</i>	~ 120	<i>Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/Freon12</i> 49.9 / 49.9 / 0.2

Tableau 1.2: *Composition des gaz utilisés dans les chambres*

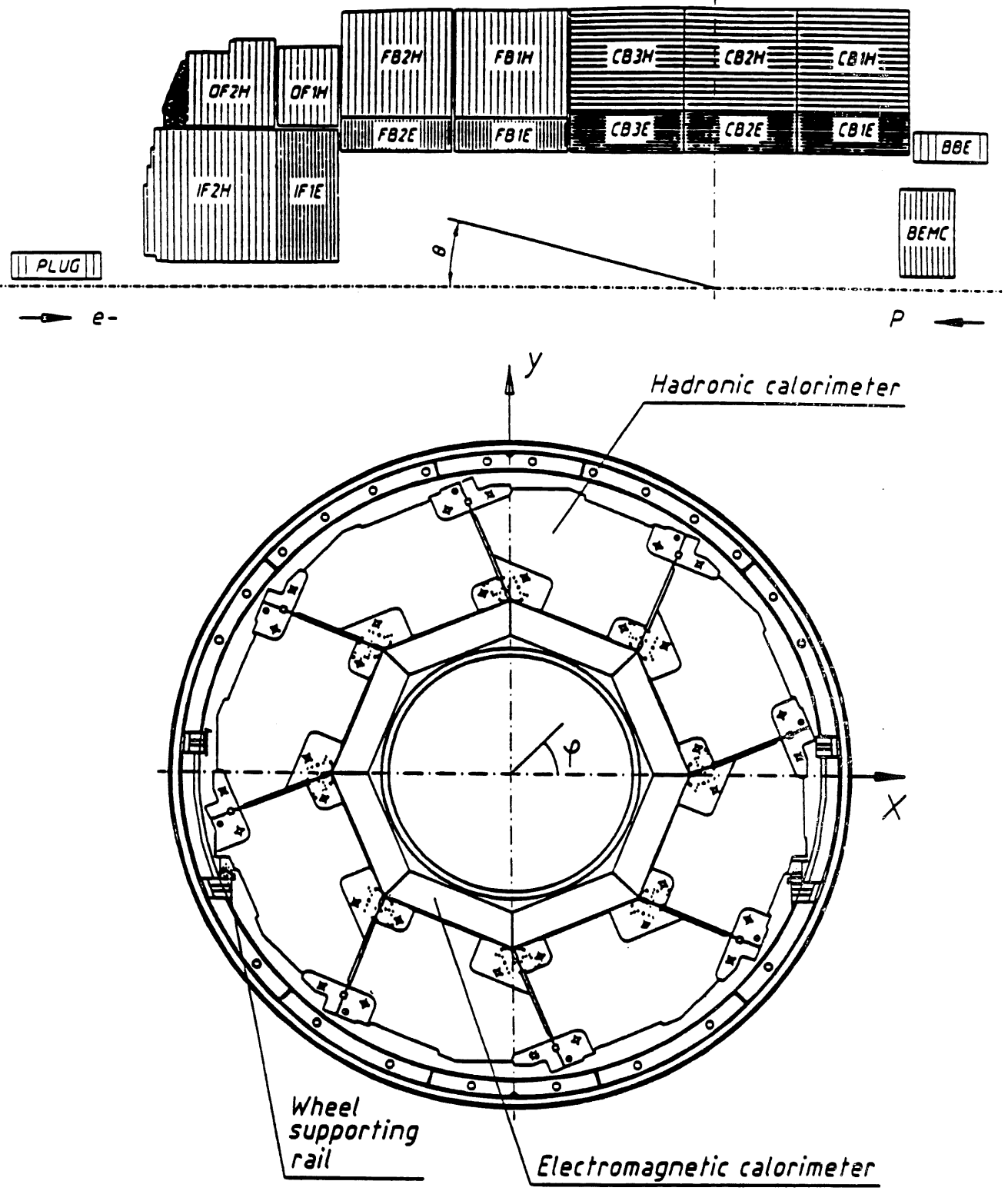


Figure 1.13: *Vue longitudinale et radiale des calorimètres*

### 1.3.1 Le calorimètre à argon liquide

Il couvre un angle polaire  $\theta$  compris entre 4 et 153 degrés [7].

#### Le cryostat

Tous les calorimètres à argon liquide sont situés à l'intérieur du même cryostat pour ne pas avoir de problèmes d'homogénéité. L'épaisseur des parois du cryostat a été minimisée afin de ne pas avoir trop de matériau mort devant les calorimètres. Un autre impératif était la solidité du cryostat qui doit être capable de résister à une pression maximale de trois bars et qui doit supporter le poids des modules électromagnétiques et hadroniques (450 t) et de l'argon liquide ( $53 m^3$ ) ; le cryostat est donc en acier inoxydable à l'exception des parties situées entre le calorimètre et le point d'interaction qui sont en aluminium. A cause de la taille du dispositif, et afin de ne pas avoir de contrainte thermique trop grande, un mois est nécessaire pour la mise à froid. Une circulation d'azote liquide permet de maintenir une température et une pression stables (1.35 bar).

Un moniteur de pureté d'argon a également été installé dans l'argon liquide pour vérifier la stabilité du rapport entre la perte d'énergie et la charge collectée. Le moniteur est constitué d'une chambre à ionisation placée dans l'argon liquide et d'une source radioactive de bismuth. Il suffit alors de tracer le spectre en énergie des désintégrations radioactives et de voir son évolution en fonction du temps pour tester la pureté de l'argon. On a pu montrer ainsi que l'atténuation du signal est inférieure à 0.5% par an. On peut voir sur la figure 1.14 le cryostat et la position des sondes. Il est à noter que le moniteur est situé à l'extérieur des modules calorimétriques et que l'on ne teste donc pas la pureté de l'argon à l'intérieur des modules, mais dans le cryostat. Il se peut que la pureté n'y soit pas la même si des impuretés se trouvent dans les modules.

On peut également noter que l'électronique a été placée à l'extérieur du cryostat afin de rendre l'accès plus facile en cas de problèmes. Si l'électronique avait été placée à l'intérieur du cryostat, il aurait fallu vider l'argon liquide et réchauffer les calorimètres pour remplacer les modules électroniques défectueux, ce qui nécessite environ un an d'arrêt de prise de données.

#### Les calorimètres à argon liquide

Lorsqu'une particule entre dans un calorimètre, elle crée une gerbe de particules différente suivant sa nature. Ces particules ionisent l'argon en produisant des paires  $Ar^+e^-$ . Les ions  $Ar^+$  sont lourds et peu mobiles. Par contre, les électrons se déplacent dans le champ électrique créé par la haute tension et sont collectés par l'électrode de lecture. On peut en déduire la position et l'énergie de la particule incidente parce que les calorimètres sont segmentés transversalement et parce que la charge totale collectée est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

En général, les calorimètres présentent une structure en deux parties: une partie électromagnétique et une partie hadronique. Comme le montre les figures 1.13 et 1.15, les calorimètres à argon liquide sont divisés en huit roues le long du tube faisceau. Chacune des roues est alors segmentée en  $\phi$  en huit octants identiques. Cette segmentation correspond à un compromis entre la minimisation de la quantité de

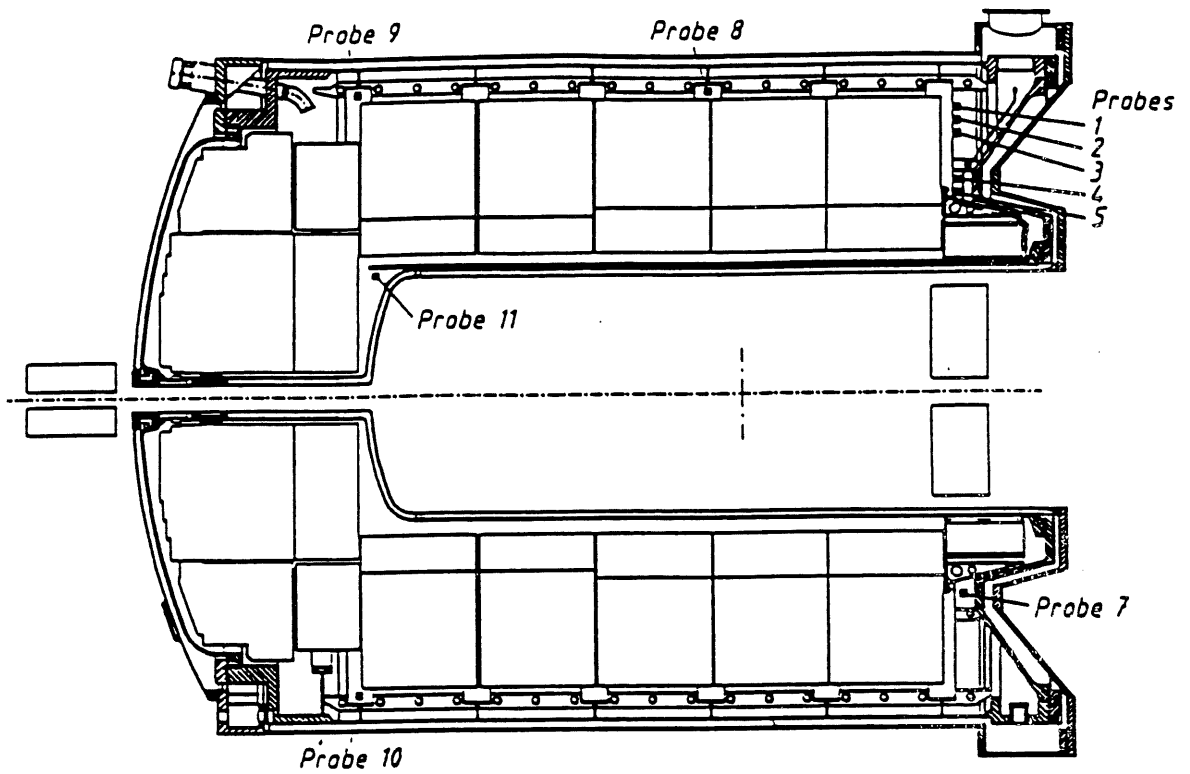


Figure 1.14: *Vue du cryostat et position des sondes de mesure de pureté de l'argon liquide*

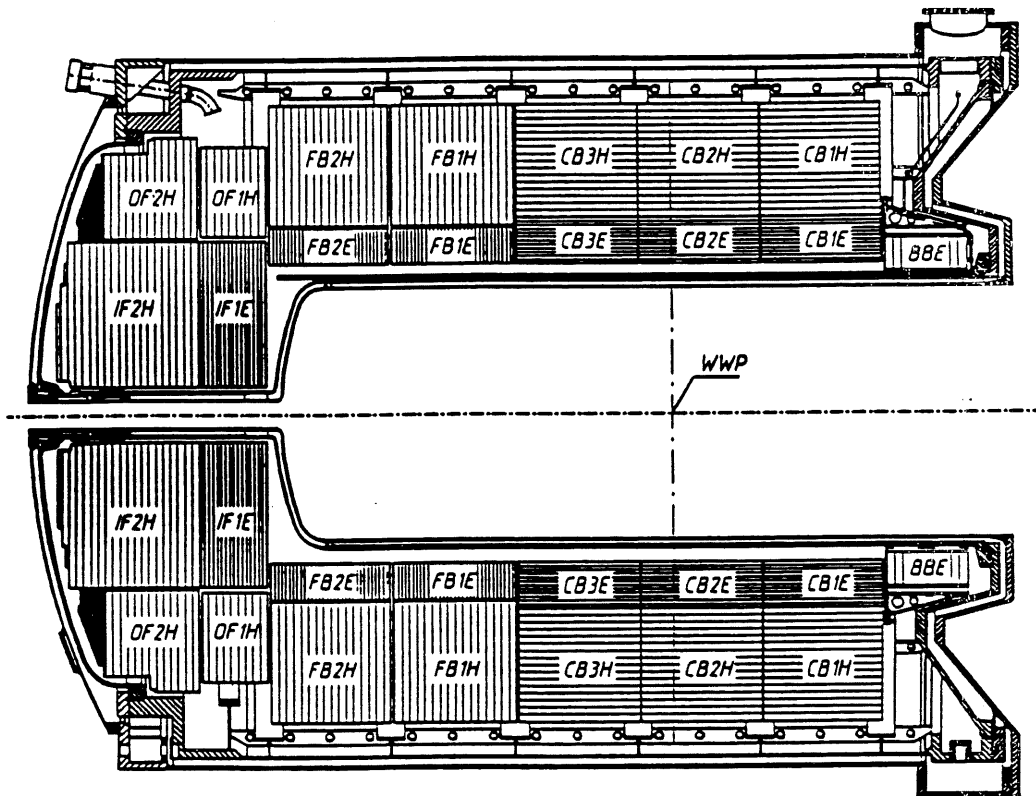


Figure 1.15: *Coupe longitudinale du calorimètre à argon liquide*

matériau mort entre les différents modules et le fait d'avoir des modules pratiques à construire, à transporter et à tester. Les intervalles entre les octants des calorimètres appelés cracks peuvent être des cracks en  $\phi$  entre des octants dans une roue, des cracks en  $z$  entre des roues différentes. Il existe également des inhomogénéités en  $r$  entre les sections hadroniques et électromagnétiques d'une roue. Les cracks en  $\phi$  de la partie électromagnétique pointent vers le point d'interaction alors que les cracks en  $z$  sont perpendiculaires à l'axe du faisceau.

On peut noter qu'à l'arrière, une roue est purement électromagnétique (*BBE*) et qu'elle est donc tout à fait différente des autres roues des calorimètres à argon liquide. Elle couvre la partie arrière entre 143 et 152 degrés pour l'angle polaire  $\theta$ . Les hadrons doivent alors être analysés dans le fer. Les deux roues à l'avant sont également sensiblement différentes des autres: elles sont mécaniquement assemblées comme deux moitiés d'anneau et couvrent une région angulaire comprise entre 4 et 20 degrés en  $\theta$ .

La partie hadronique des autres calorimètres *FB* (Forward Barrel) et *CB* (Central Barrel) présente une structure rigide sur laquelle viennent se fixer les calorimètres électromagnétiques (Fig. 1.17 et 1.18). Elle est fabriquée avec des absorbeurs en acier inoxydable et des cellules de lecture sont insérées entre les plaques. L'orientation des plaques est telle que les particules provenant du vertex de l'interaction ont un angle d'incidence dans le calorimètre supérieur à 45 degrés. Les calorimètres électromagnétiques présentent une structure "sandwich" correspondant à des empilements de plaques de plomb de 2.4 mm d'épaisseur séparées par du *G10* (epoxy et fibre de verre), ainsi que des plans de lecture et des plans de haute tension peints avec de la peinture hautement résistive (*HRC*). La structure de base des calorimètres électromagnétiques est donnée dans la figure 1.19. L'absorbeur choisi pour le calorimètre hadronique ne pouvait pas être le plomb car sa malléabilité et sa ductilité ne permettent pas de respecter les tolérances sur l'épaisseur des espaces d'argon pour des plaques de grande surface, c'est pourquoi l'acier lui a été préféré. Les plaques de lecture sont segmentées en cellules rectangulaires appelés "pads". Ces cellules sont alors regroupées en tours afin de diminuer le nombre de voies électroniques. Comme on le voit sur la figure 1.16, les tours sont projectives en  $\phi$  et partiellement en  $\theta$ . La taille des cellules électromagnétiques a été choisie pour qu'une gerbe d'électrons soit contenue dans deux tours à l'avant, et pour des raisons économiques, les cellules sont plus grandes à l'arrière. L'étude des événements de diffusion profondément inélastique à grand  $Q^2$  exige en effet une bonne mesure de l'énergie de l'électron diffusé à l'avant ou dans la partie centrale. L'épaisseur totale du calorimètre varie entre 20 et 30 longueurs de radiation ( $X_0$ ). Celle du calorimètre complet (électromagnétique et hadronique) varie entre 4 et 6 longueurs d'interaction ( $\lambda$ ).

1504 lignes indépendantes réalisent l'alimentation en haute tension des calorimètres. Chaque ligne alimente un groupe de plans non consécutifs d'un octant. L'autre groupe est alimenté par une autre voie haute tension. Ainsi, une tour complète n'est pas perdue s'il y a des problèmes de haute tension sur une ligne ou dans une cellule d'argon liquide.

La plus grande part de la calibration des modules calorimétriques a été réalisée au *CERN* dans le faisceau test *H6* du *SPS* avec des électrons, des pions et des muons. Des vérifications de la calibration ont également été rendues possibles sur le site

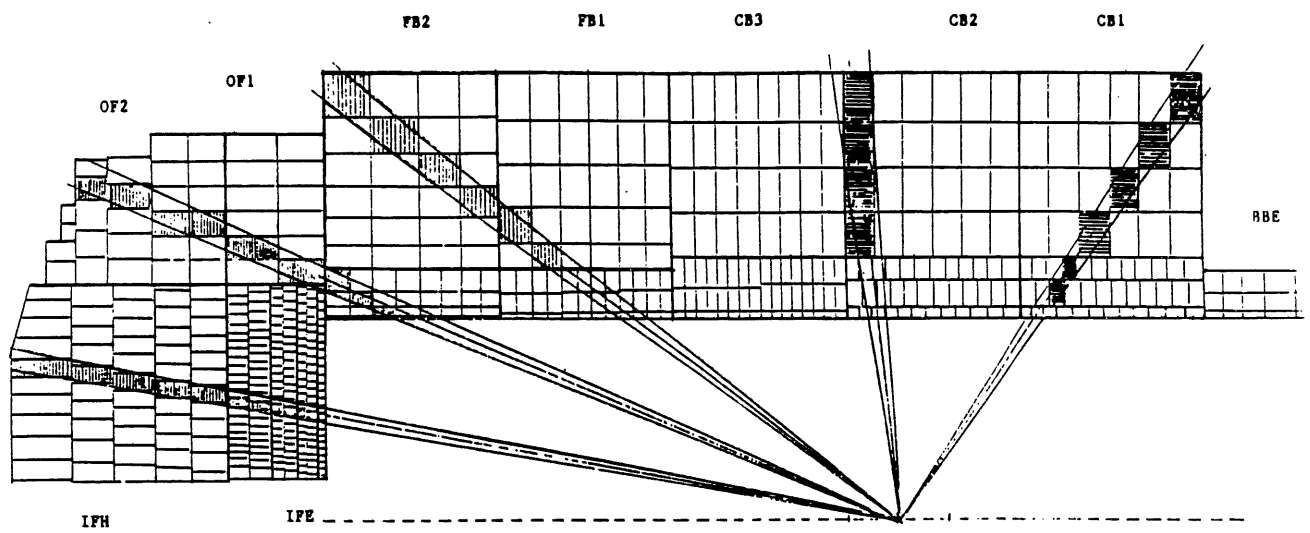


Figure 1.16: *Segmentation longitudinale*

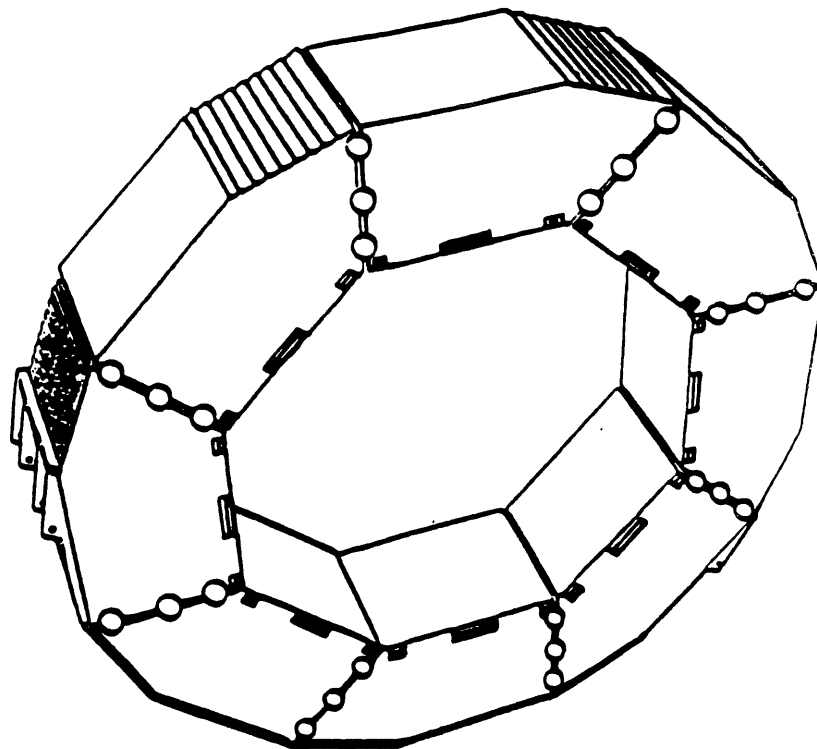


Figure 1.17: *Roue CBH*



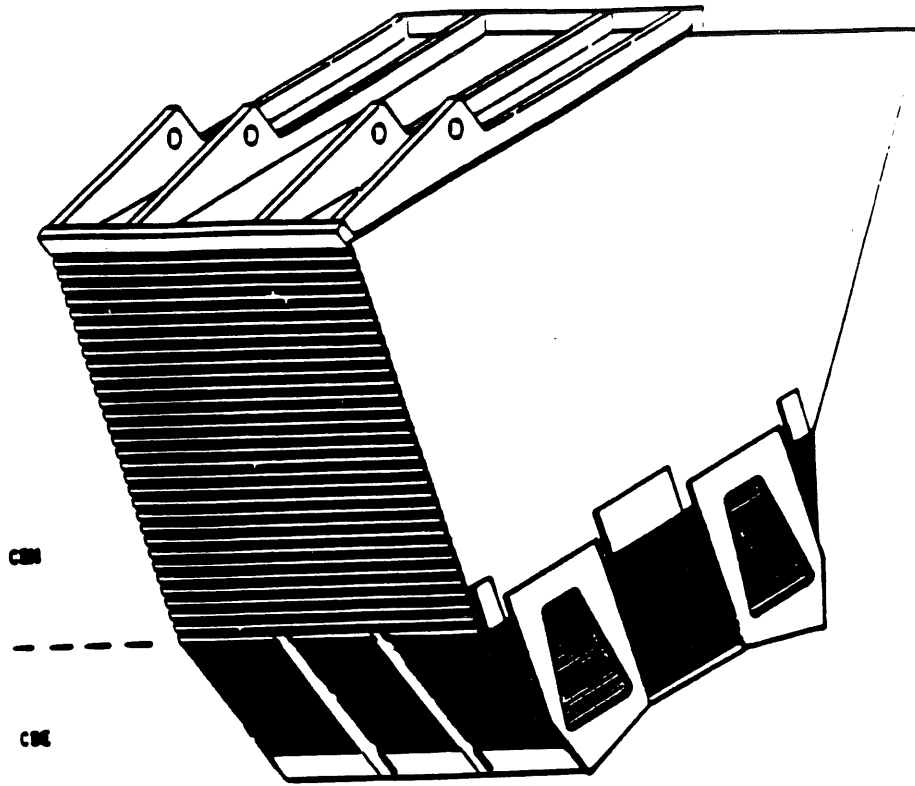


Figure 1.18: *Octant CB*

grâce à des électrons générés par des muons cosmiques traversant tout le détecteur [8] [9]. La calibration absolue en énergie des calorimètres électromagnétiques et hadroniques permet de déterminer l'énergie dans ces détecteurs respectifs avec une précision de 2% et de 7%.

La résolution en énergie des calorimètres électromagnétiques est très bonne ( $10\%/\sqrt{E}$  avec un terme constant inférieur à 1%). Pour le calorimètre hadronique, la résolution est inférieure ( $55\%/\sqrt{E}$  avec un terme constant de l'ordre de 2%). La stabilité de la réponse dans le temps liée à la pureté de l'argon liquide est au niveau du de 0.2% par an.

### 1.3.2 Le calorimètre avant *PLUG*

Il sera utilisé pour mesurer les angles et les énergies des particules émises très à l'avant, à proximité du tube faisceau entre 0.6 et 3 degrés. Mais, pour l'instant, il n'est pas encore pleinement opérationnel: seuls 4 modules sur 8 sont installés. Il pourra aussi distinguer les événements où une interaction *ep* a réellement eu lieu en observant le jet spectateur du proton et servir ainsi de veto. Il comprend un empilement de plaques de cuivre de 7.5 mm d'épaisseur et des cellules de lecture en silicium de 300  $\mu\text{m}$ . Il a une bonne résolution angulaire de 4 *mrad* mais une mauvaise résolution en énergie de  $150\%/\sqrt{E}$ .

### 1.3.3 Le calorimètre arrière *BEMC*

Dans ce paragraphe, nous ne donnerons pas une description exhaustive du *BEMC*. Nous reviendrons sur ce détecteur, fondamental pour notre mesure de la fonction de structure  $F_2$ , dans le chapitre 4.

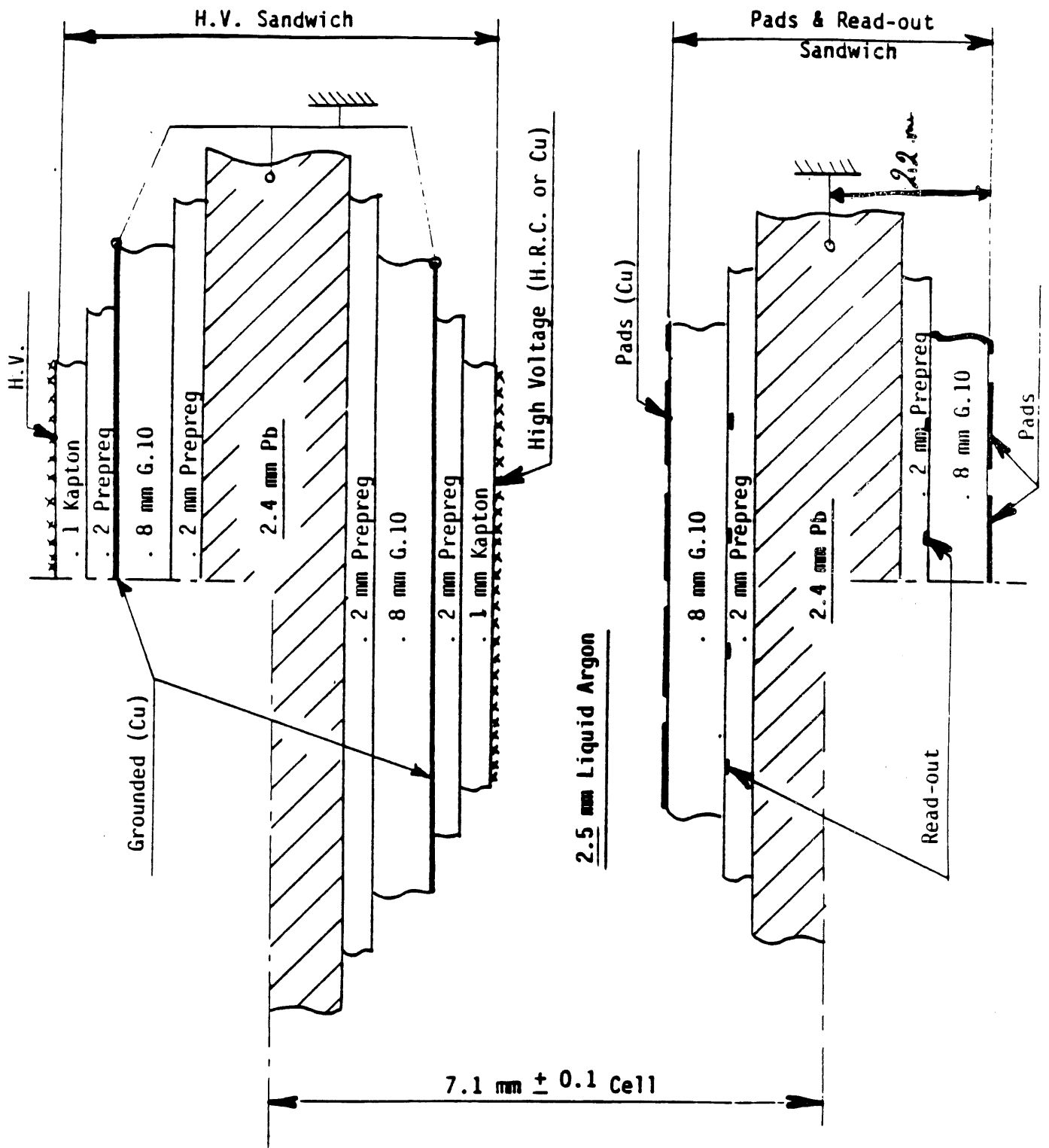


Figure 1.19: Cellule standard du calorimètre électromagnétique CB

Comme on l'a déjà mentionné, le calorimètre arrière n'a pas été inclus dans le cryostat à argon liquide afin de permettre un accès au détecteur central. Il est situé à une distance de 144 cm du point d'interaction nominal et couvre un angle polaire  $\theta$  compris entre 151.4 et 176.5 degrés et tout l'angle azimuthal  $\phi$ . Comme on le voit sur la figure 1.20, le *BEMC* est divisé en 88 cellules parallèles au tube faisceau montées sur une armature en aluminium. Sur la figure 1.22, on voit les différents types de cellules existantes: rectangulaires, trapezoïdales, triangulaires [10]. La longueur sensible des modules en longueur de radiation électromagnétique ( $X_0$ ) est 22.5, ce qui correspond à une longueur d'interaction hadronique 0.97 ( $\lambda$ ) pour un impact perpendiculaire. Ils sont constitués d'un empilement de plaques de plomb et de scintillateur (50 couches) (Fig. 1.21). Chaque couche est formée d'une plaque de scintillateur de 4 mm d'épaisseur (SCSN-38) et d'une plaque de plomb de 2.5 mm. Le rayon de Molière est 3.4 cm. La lumière scintillante est lue via des guides de lumière, qui la transmettent en modifiant sa longueur d'onde à des photodiodes (*WLS* pour Wavelength Shifters). Certains guides de lumière s'étendent sur toute la longueur du stack (4 *WLS* longs) et d'autres sur les 6.8 dernières longueurs de radiation (2 petits *WLS*), ce qui permet d'avoir accès à la fin de la gerbe électromagnétique produite dans le *BEMC*. Les barres de *WLS* ont une épaisseur de 3 mm. A l'extrémité de chaque *WLS*, une photodiode (*PIN*) ayant une surface active de 1 cm<sup>2</sup> environ est collée. La sensibilité de la photodiode est dans le domaine en longueur d'onde de 320 nm à 1060 nm avec un maximum à 900 nm, ce qui correspond au spectre de la lumière émise. Les signaux provenant de la photodiode sont envoyés dans des préamplificateurs montés à l'arrière des modules du *BEMC*. Les préamplificateurs produisent des signaux dont le temps de montée est inférieur à 100 ns et le temps de descente 400  $\mu$ s. Deux signaux de déclenchement pour le niveau 1 sont alors produits en utilisant respectivement les quatre *WLS* longs pour un stack, ou en sommant le signal des clusters du *BEMC*. On y reviendra lorsque l'on étudiera le déclenchement des événements dans *H1*.

On peut aussi remarquer (fig 1.23) que le *BEMC* complète bien le calorimètre *BBE* qui va jusqu'à 153.4 degrés en  $\theta$ . Cependant, le fait que le *BEMC* ne soit pas inclus dans le cryostat introduit une discontinuité entre les détecteurs et une inhomogénéité des calorimètres. Le *BEMC* nous servira dans la suite à détecter l'électron dans des événements de diffusion profondément inélastique à bas  $Q^2$ .

On peut également noter que le *BEMC* n'est en aucun cas un calorimètre hadronique, ce qui est un inconvénient pour l'analyse des événements de diffusion profondément inélastique à bas  $x$  où une partie des hadrons arrive dans le *BEMC* ou des événements de photoproduction. C'est pour cela que la collaboration a décidé de fabriquer un nouveau calorimètre ("*spacal*"), qui, combiné à un tube à vide de rayon moindre, permettra également d'aller à de plus grands  $\theta$ , donc à des  $x$  plus petits.

En effet, le *BEMC* n'a qu'une longueur d'absorption hadronique valant environ  $1\lambda$  comme on l'a déjà dit. La plus grande partie de l'énergie hadronique sera reçue par les *WLS* courts. Seuls 70% des hadrons interagissent dans le *BEMC*, et en moyenne, ils y déposent 30% de leur énergie. Ceux qui n'interagissent pas ont un signal de minimum d'ionisation à  $2\sigma$  environ du bruit et ne peuvent donc pas être détectés dans le calorimètre.

La résolution du *BEMC* pour la mesure de l'énergie des électrons a été estimée

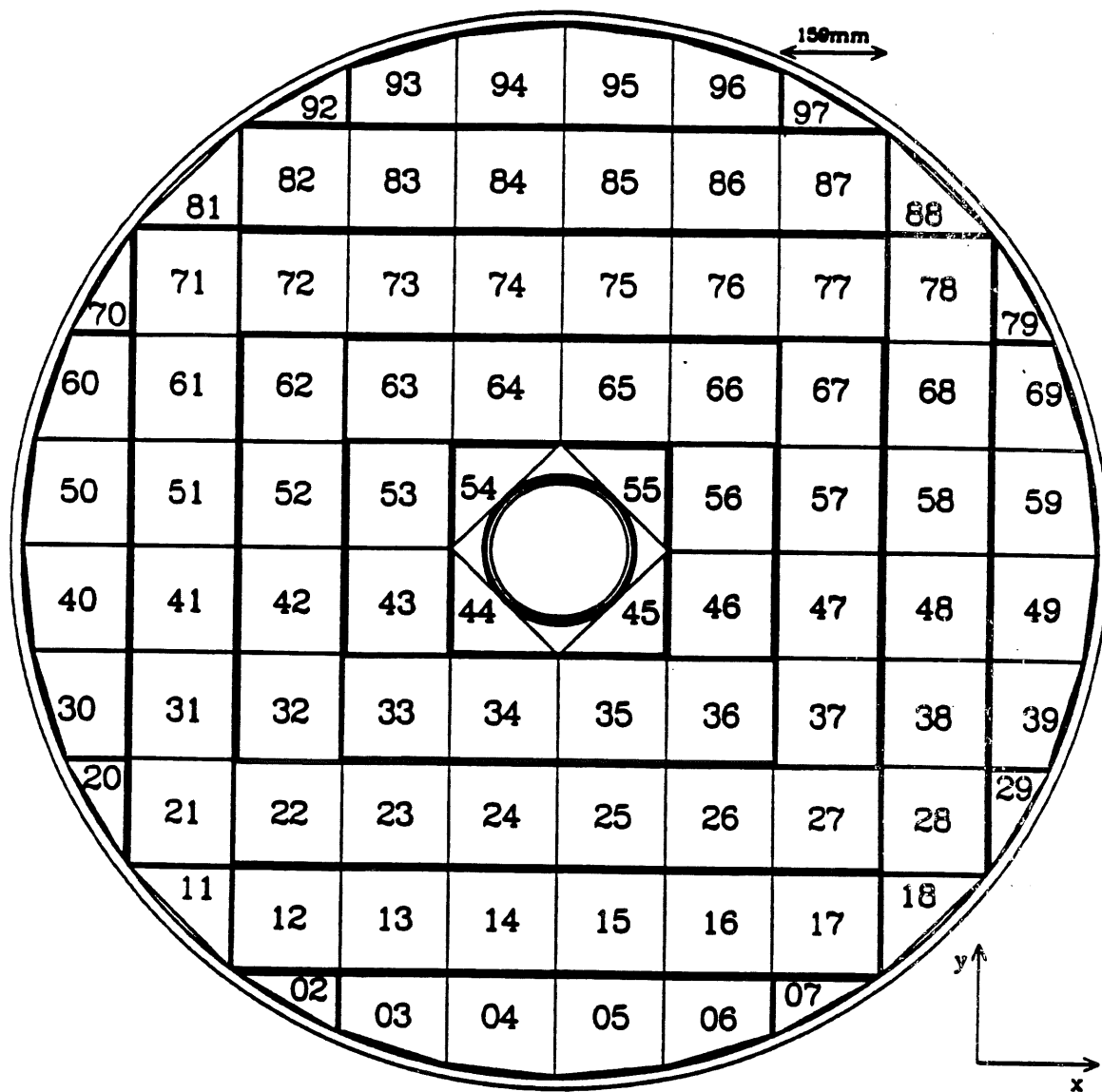


Figure 1.20: Vue transverse du BEMC et numérotation des modules

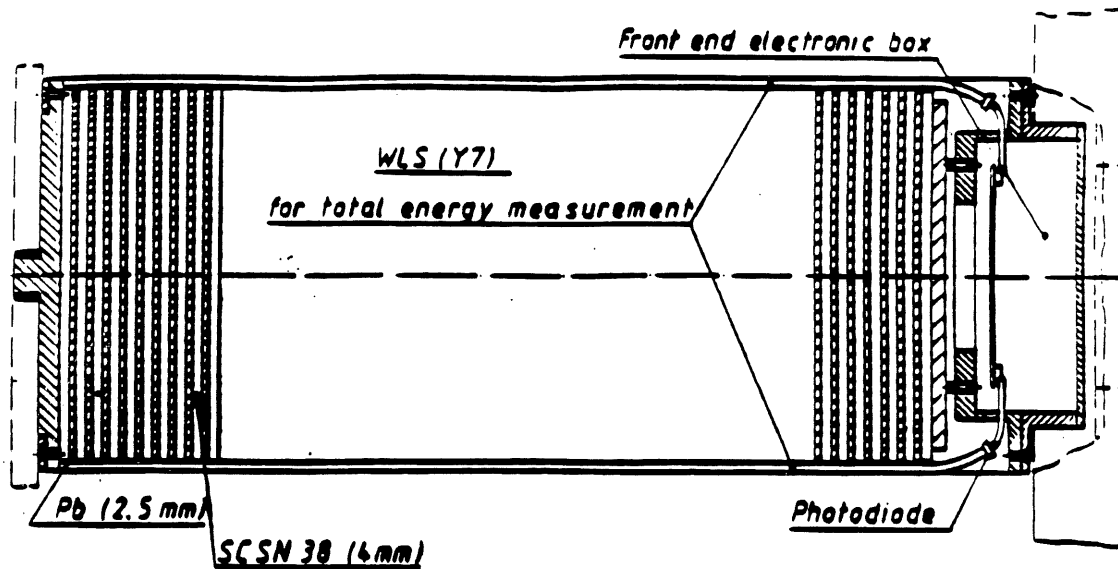


Figure 1.21: Coupe longitudinale d'un module du BEMC

à  $10\%/\sqrt{E}$  en faisceau test. Le terme constant à ajouter est inférieur au pourcent dans le cas d'événements où un seul module du BEMC est touché [11]. Le bruit moyen par cellule mesuré sur le site H1 vaut environ 150 MeV. On a également réussi à égaliser la réponse des différents canaux à mieux que 1% en faisceau test. En utilisant la forme du pic cinématique dont nous reparlerons lorsque nous étudierons la cinématique des événements de diffusion profondément inélastique, l'incertitude sur la calibration intercanaux a pu être estimée à 3%. On verra aussi qu'il est également possible de calibrer le BEMC grâce à ces événements et nous reviendrons en détails sur la calibration du BEMC dans le chapitre 4.

La résolution spatiale dans le plan  $xy$  dans le BEMC est mauvaise étant donné la taille des cellules valant 16 cm sur 16 cm. On peut cependant l'améliorer considérablement en utilisant la chambre à fils BPC placée devant le BEMC comme on le verra dans le chapitre 4.

### 1.3.4 Le calorimètre de fin de gerbes (tail catcher)

Certains hadrons ne déposent pas la totalité de leur énergie dans la partie hadronique des calorimètres à argon liquide. Les hadrons les plus énergétiques de la gerbe hadronique ne sont pas entièrement contenus dans les calorimètres à argon liquide. Nous avons déjà fait remarquer que, derrière les calorimètres à argon liquide et la bobine se trouve le fer instrumenté permettant le retour du flux du champ magnétique. Une partie des tubes à "streamer" du fer instrumenté est équipée d'électrodes de lecture pour mesurer l'énergie arrivant dans le fer. On peut noter que c'est également la seule méthode possible pour mesurer l'énergie des hadrons dans la partie arrière du détecteur de H1 (BEMC, BBE) car ces calorimètres ne présentent pas de partie hadronique.

shape of stack/type	cross section	dimensions (mm)
quadratic-stack Type A 1-61		$a=149.8$ $b=156.8 (149.8)$  stack dimensions: $A=158.9$ $B=158.9$
big trapezoid-stack Type B1, B2 101-105, 201-205		$a=149.6 (149.3)$ $b=156.8 (149.8)$ $c=133.7 (133.8)$ stack dimensions: $A=158.9$ $B=158.9$ $C=142.4$
small trapezoid-stack Type C1, C2 301-305, 401-405		$a=133.2$ $b=156.8$ $c=83.5$ stack dimensions: $A=142.3$ $B=158.9$ $C=92.1$
big triangle-stack Type E 501-512		$a=148.4$ $b=148.4$  stack dimensions: $A=158.1$ $B=158.1$
small triangle-stack Type D1, D2 601-605, 701-705		$a=84.2$ $b=144.6$  stack dimensions: $A=91.9$ $B=157.9$

Figure 1.22: *Forme, dimensions et structures en WLS des modules du BEMC*

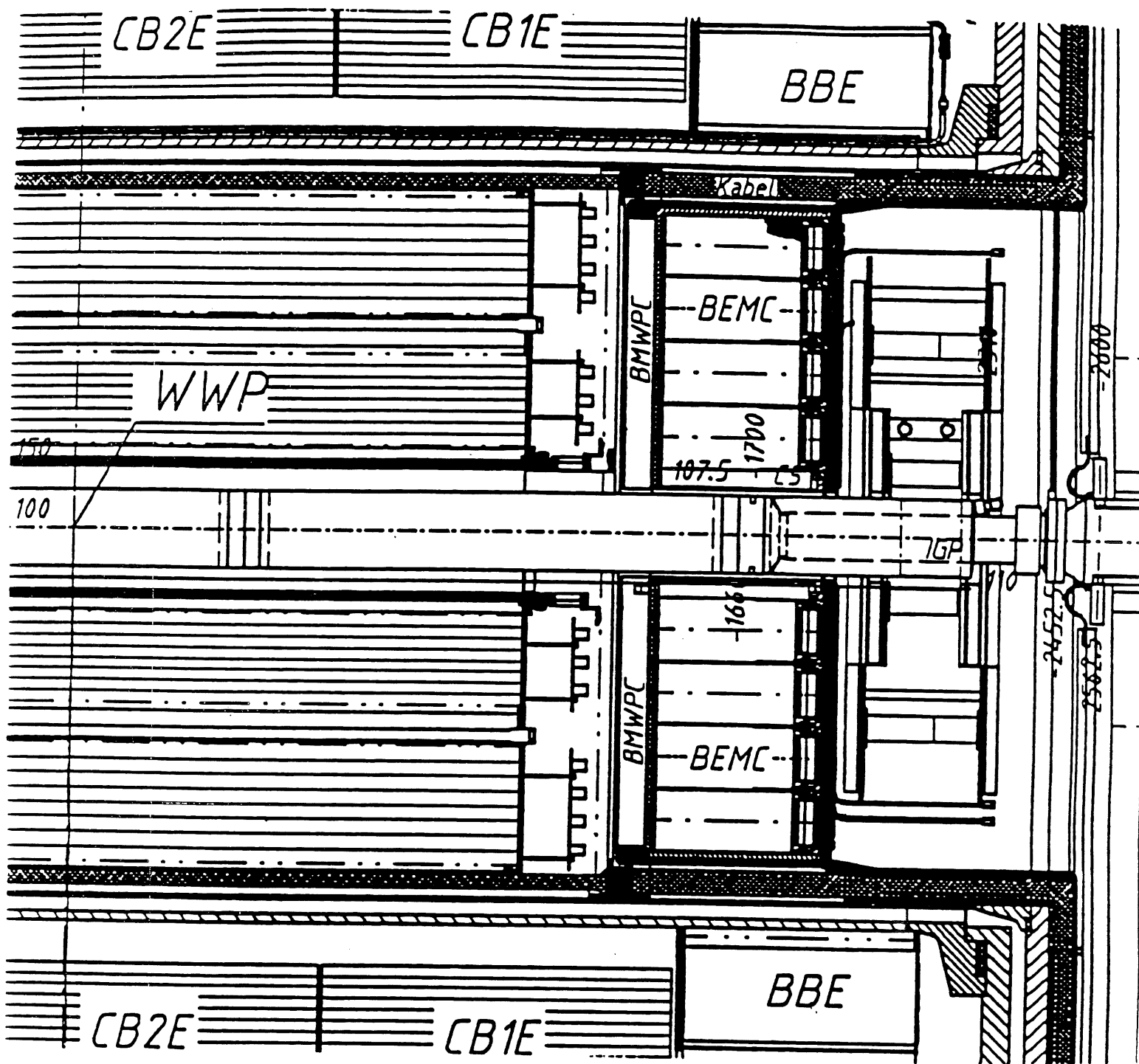


Figure 1.23: Vue longitudinale de la partie arrière de H1

Le calorimètre de fin de gerbes a été calibré au *CERN* avec des faisceaux de pions et de muons d'énergie comprise entre 10 et 80 *GeV*. Il est également calibré dans le site *H1* en utilisant des particules cosmiques, mais ce n'est pas encore terminé à présent. Les études sur faisceau ont montré que la réponse en énergie était linéaire jusqu'à au moins 30 *GeV* et que la résolution obtenue lorsque le détecteur de fin de gerbe est seul dans le faisceau était voisine de  $100\%/\sqrt{E}$ .

## 1.4 La bobine

La bobine consiste en un solénoïde supraconducteur enroulé sur un support en alliage d'aluminium, cylindrique, de diamètre moyen 5.5 *m*, d'épaisseur 29 *cm* et de longueur 5.75 *m*. Le fil supraconducteur de longueur totale 22.5 *km* est inclus dans un système cryogénique refroidi à l'hélium liquide. Le champ magnétique créé est de 1.2 *T* et il est homogène à  $\pm 4.5\%$  sur tout le détecteur de traces central au champ nominal. Dans la partie centrale du détecteur de traces (volume cylindrique de rayon 800 *mm* et de longueur 3600 *mm*), le champ magnétique a été mesuré à 0.3% près. L'épaisseur de la bobine correspond à environ 0.1  $\lambda$  pour un impact perpendiculaire. Les parois du cryostat correspondent également à une longueur d'interaction hadronique valant en moyenne environ 0.1  $\lambda$ . Cependant, la zone entre les calorimètres et le fer instrumenté est très inhomogène du point de vue des matériaux morts: une barre d'acier de 7 *cm* d'épaisseur supporte par exemple les calorimètres et on peut obtenir à cet endroit  $\lambda \sim 1$ .

## 1.5 Le détecteur de muons

Il est composé de deux détecteurs distincts: le fer instrumenté entourant la bobine et le spectromètre à muons à l'avant.

### 1.5.1 Le fer instrumenté

Nous avons déjà dit que la culasse en fer servait à fermer les lignes de champ de la bobine supraconductrice. Elle a une structure octogonale et chaque octant est constitué par l'empilement de 10 plaques d'acier de 7.5 *cm* d'épaisseur, distantes de 2.5 à 5 *cm*. Entre ces plaques d'acier sont placées des chambres "streamer" donnant des signaux logiques utilisés pour identifier les muons et reconstruire leurs traces, et des signaux analogiques utilisés pour la calorimétrie. C'est le détecteur de fin de gerbes dont on a déjà parlé dans le paragraphe précédent. Vu la grande taille du dispositif, il fallait choisir un détecteur peu onéreux. Le plastique Luranyl a été choisi pour construire ces détecteurs, c'est un plastique sans halogène par raison de sécurité et on peut le recouvrir de peinture au graphite pour obtenir la résistivité voulue. Ce système de détection permet de reconstruire les impulsions des muons entre 1.5 *GeV* et 170 *GeV* (c'est la limite cinématique) avec une très bonne efficacité. Le nombre moyen de fils touchés dans les détecteurs de traces est de 13, et la multiplicité des coups obtenus au niveau du fer instrumenté est comprise entre 5 et 15, ce qui permet de reconstruire précisément la trajectoire des muons.



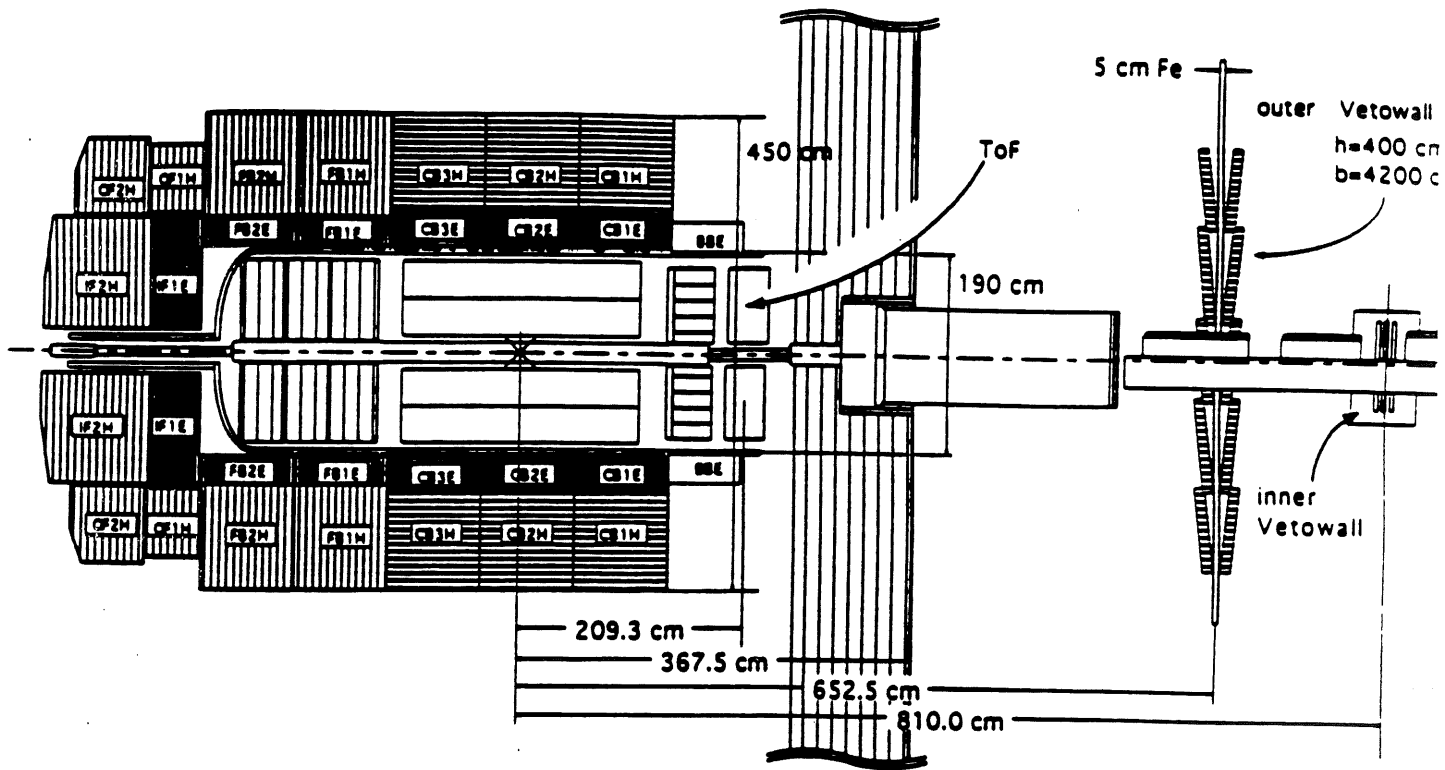


Figure 1.24: Identification du bruit de fond dans H1 - Position relative du TOF et du mur veto par rapport à la partie centrale du détecteur H1

## 1.5.2 Le spectromètre à muons

Le but du spectromètre à muons est de mesurer les muons de haute énergie émis vers l'avant entre 3 et 17 degrés. Le détecteur est formé de plans de chambres à dérive radiales et azimuthales et d'un disque en acier de diamètre 2.9 m et d'épaisseur 1.2 m dans lequel existe un champ toroïdal. Ce détecteur est capable de mesurer les impulsions des muons entre 5 GeV/c et 200 GeV/c. Les muons ayant une impulsion inférieure à 5 GeV/c sont mesurés dans le détecteur de traces à l'avant dont nous avons déjà parlé. La résolution sur la mesure de l'impulsion est 24% à 5 GeV/c et se détériore lentement quand on monte en impulsion (36% à 200 GeV/c) à cause de la grande précision en  $\theta$ ,  $\phi$  des chambres à dérive (0.5 mrad) entre 3 et 17 degrés.

## 1.6 Le TOF et le mur-veto (vetowall)

Ces deux détecteurs sont situés à l'arrière du détecteur (fig 1.24). Ils servent tous les deux à rejeter du bruit de fond provenant du faisceau de protons au premier niveau de déclenchement. Ce sont des compteurs rapides utilisant des photomultiplicateurs et donc pouvant délivrer des signaux précis en temps au niveau de la ns. Ceci est important pour le déclenchement de premier niveau où il faut pouvoir à la fois déterminer si la particule détectée vient de la zone d'interaction ou se dirige vers elle, ce qui est lié au temps de vol de la particule, et assigner l'évènement à un croisement de faisceau précis. Ces compteurs permettent de plus d'éliminer de nombreuses interactions entre le faisceau de protons et des atomes de gaz résiduel dans le tube du faisceau ou les parois du tube à vide, à l'aide de coupures adéquates.

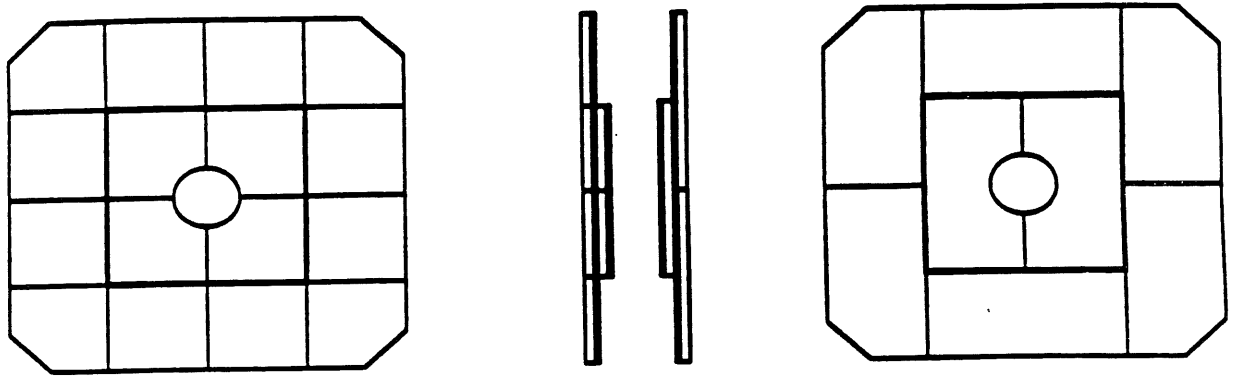


Figure 1.25: Schéma du TOF

### 1.6.1 Le compteur de temps de vol (TOF)

Le TOF est un hodoscope formé de deux plans de scintillateur placés perpendiculairement au tube faisceau respectivement à  $-1.95\text{ m}$  et  $-2.25\text{ m}$  en  $z$ , la valeur  $z = 0$  correspondant au point d'interaction nominal. Ces positions sont adaptées au rejet des événements ne provenant pas du point d'interaction car le temps moyen de séparation entre des événements  $ep$  et des événements de bruit de fond est à cet endroit de  $13\text{ ns}$ . Le premier plan de scintillateur présente 16 cellules mesurant  $317\text{ mm}$  sur  $317\text{ mm}$  (ce qui correspond à une couverture de quatre cellules du BEMC), alors que le deuxième n'a que 8 cellules ( $317\text{ mm}$  sur  $634\text{ mm}$ ) (Fig 1.25). Comme le TOF est placé dans le champ magnétique ( $1.2T$ ), des photomultiplicateurs résistant au champ magnétique sont utilisés pour lire la lumière provenant des scintillateurs. L'épaisseur du plomb placé devant le scintillateur est de  $6.5\text{ mm}$  ( $1.1 X_0$ ) pour absorber le rayonnement synchrotron afin de protéger les détecteurs et de diminuer les déclenchements fortuits dus à ce rayonnement. Durant l'injection, il est possible de déplacer les détecteurs les plus proches du tube faisceau afin de ne pas les abîmer.

Les signaux reçus par les photomultiplicateurs sont alors amplifiés puis discriminés. Ils correspondent à trois fenêtres en temps: bruit de fond, interaction et global (un  $OU$  logique entre interaction et bruit de fond). Un  $OU$  logique est alors réalisé entre les signaux des deux plans et s'il y a coïncidence, un signal de déclenchement de niveau 1 est envoyé. Le plus utile est le signal de déclenchement bruit de fond (veto) qui permet de réduire de 99% les signaux de déclenchement des autres détecteurs, et par conséquent, le temps mort diminue considérablement.

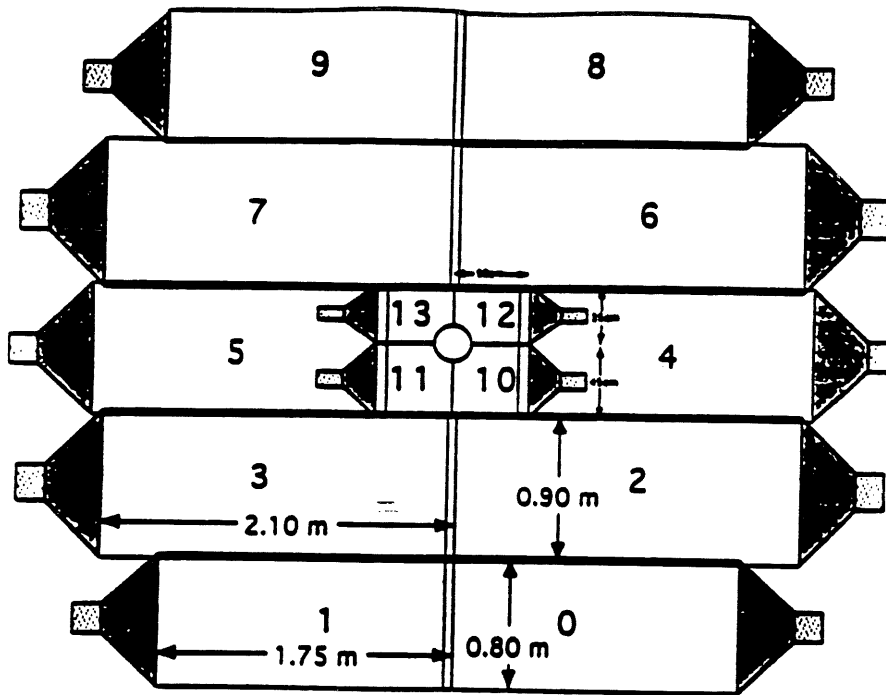


Figure 1.26: *Vue schématique du mur veto*

### 1.6.2 Le mur veto (veto wall)

En plus du *TOF*, des plans de scintillateur servant de veto sont situés à  $z=-6.5$  m et  $z=-8.1$  m respectivement. Le plus petit détecteur (100 cm sur 90 cm) comprend 4 plans de scintillateur et va jusqu'à un rayon de 11 cm autour du tube faisceau. Le plus grand (5 m sur 4 m) couvre presque tout l'argon liquide et le fer instrumenté. Le mur veto est décrit dans la figure 1.26. Il sert surtout au déclenchement des événements.

### 1.7 Le système de luminosité et l'électron tagger

Ces deux détecteurs sont décrits dans la figure 1.27. Le système de luminosité sert évidemment à mesurer la luminosité observée dans H1, comme son nom l'indique. La précision actuelle de cette mesure est de 7%. Il sert aussi, comme on va le voir, à déceler les événements de photoproduction, les électrons diffusés à petit angle et les photons émis par radiation dans l'état initial.

La luminosité est obtenue en décelant les événements de Bethe Heitler  $ep \rightarrow e\gamma$  dont la section efficace est calculable de manière précise (28 mb visibles dans les détecteurs). Ces événements sont contaminés par des interactions de Bremsstrahlung entre les électrons et le gaz résiduel dans le tube faisceau  $eA \rightarrow eA\gamma$ . Pendant l'année 1992, neuf bunches de protons et d'électrons interagissant, un bunch d'électrons, et un bunch de protons sans partenaires (bunch pilote) se trouvaient en machine, ce qui permet d'estimer par exemple la proportion d'interactions entre le gaz résiduel et le faisceau d'électrons. La luminosité peut alors être calculée par la formule suivante:

$$L = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}} \quad (1.2)$$

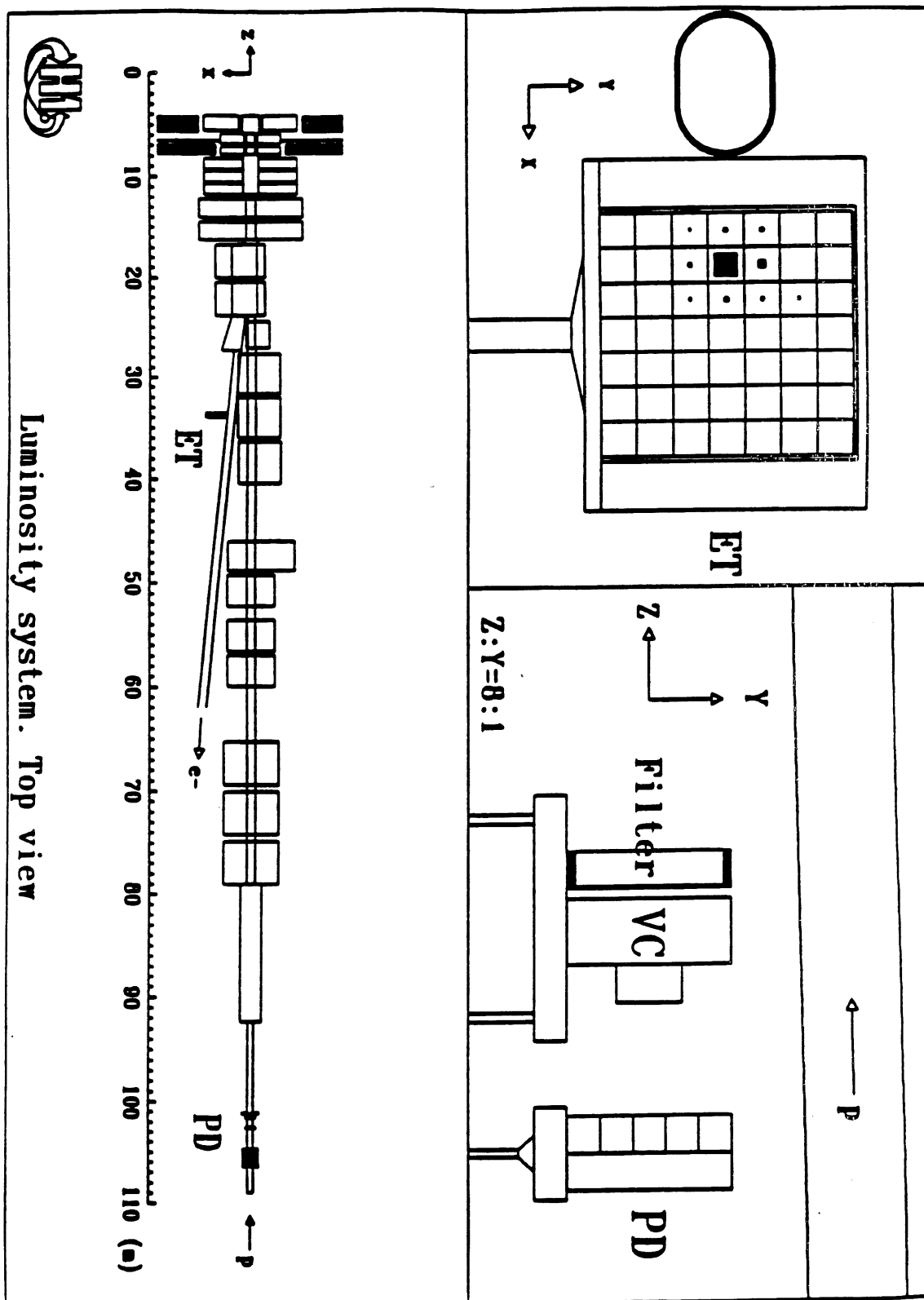


Figure 1.27: Le système de luminosité

où  $R_{tot}$  est le taux total d'événements de Bremsstrahlung,  $R_0$ , le même taux dans les événements provenant des bunches pilotes,  $I_{tot}$  et  $I_0$ , les courants des faisceaux d'électrons correspondants, et  $\sigma_{vis}$  la section efficace du processus  $ep \rightarrow ep\gamma$  en tenant compte de l'acceptance des détecteurs et de l'efficacité du déclenchement.

Le système de luminosité sert aussi à l'analyse des événements de photoproduction pour un  $Q^2$  inférieur à  $0.01 \text{ GeV}^2$ . Dans ce cas, on demande seulement de l'énergie dans le détecteur d'électrons au premier niveau de déclenchement, tandis que le détecteur de photons sert de veto.

Le système de luminosité est décrit sur la figure 1.27. Il sert à détecter l'électron diffusé ainsi que le photon émis en coïncidence. Il contient deux parties, le détecteur d'électrons *ET* (electron tagger), et le détecteur de photons *PD* (photon detector). La distribution angulaire des électrons et des photons présente un pic dans la direction de l'électron incident à un angle radial  $\theta$  très faible de l'ordre de  $17 \mu\text{rad}$ . Les détecteurs doivent donc être placés dans le voisinage du tube du faisceau et très loin de la région d'interaction. Les électrons diffusés sont déviés par des aimants situés à  $z = -27.3 \text{ m}$  et viennent frapper le détecteur d'électrons à  $z = -33.4 \text{ m}$ . Les photons émis par bremsstrahlung quittent le tube du faisceau à  $z = -92.3 \text{ m}$ , car ils ne sont pas déviés par les aimants dipolaires du faisceau, et interagissent avec le détecteur de photons à  $z = -102.9 \text{ m}$ .

Les détecteurs utilisés doivent résister aux radiations, donner une bonne résolution en énergie, en temps, et en position et être relativement compacts. Le détecteur d'électrons est protégé par un filtre en plomb ( $2X_0$ ) suivi par un compteur Cerenkov ( $1X_0$ ) contre le rayonnement synchrotron. Les deux détecteurs sont des détecteurs calorimétriques Cerenkov à absorption totale faits avec des cristaux *KRS-15* (*TlCl* 78% et *TlBr* 22%). Leur longueur de radiation  $X_0$  est de  $0.93 \text{ cm}$ . Les dimensions des détecteurs d'électrons et de photons sont respectivement  $154 \text{ mm}$  sur  $154 \text{ mm}$  et  $100 \text{ mm}$  sur  $100 \text{ mm}$  avec une granularité latérale respective de 7 sur 7 et de 5 sur 5. Chaque cellule des calorimètres est alors lue par une photodiode séparée. Les paramètres de ces deux détecteurs sont résumés dans le tableau 1.3.

Les deux calorimètres sont calibrés en permanence en utilisant la conservation de l'énergie:  $E_{ET} + E_{PD} = E_{faisceau e^-}$ . La calibration absolue obtenue est meilleure que 1%.

Dans la figure 1.28, on voit la luminosité totale mesurée à H1, pendant l'été et l'automne 1992. L'erreur absolue sur la luminosité est à présent inférieure à 7%. L'erreur dominante est due à la précision sur l'acceptance des détecteurs de luminosité. Par exemple, l'acceptance dépend beaucoup de la position des détecteurs: une erreur très faible de l'ordre du  $\text{mm}$  sur leur position induit une erreur importante sur la mesure de luminosité. La répartition des erreurs est indiquée dans le tableau 1.4. On note les différences entre l'erreur atteinte actuellement et l'erreur nominale.

	délect. d'électrons	délect. de photons
intervalle en énergie $E_\gamma/E_e = 1 - E_{e'}/E_e$	0.2 – 0.8	0.004 – 1.0
line acceptance en angle polaire (mrad)	0. – 5.	0. – 0.45
acceptance moyenne pour les événements de la luminosité (%)	48	98
acceptance moyenne pour les événements $\gamma p$ (%)	36	
section efficace $ep \rightarrow ep\gamma$ visible (mb)	28.	174.
taux de trigger pour $E > 4\text{GeV}$ (lumi. nominale)(MHz)	0.4	1.3
taux de trigger pour $\gamma p$ (Hz)	20 – 30	
dimension xy (mm <sup>2</sup> )	154 × 154	100 × 100
granularité latérale	7 × 7	5 × 5
composition chimique	TlCl (78%) TlBr (22%)	TlCl (78%) TlBr (22%)
$X_0$ (cm)	0.93	0.93
rayon de Moliere (cm)	2.1	2.1
résolution en énergie $\sigma_E/E$	1% + 10%/√E	1% + 10%/√E
résolution en position $\sigma_x = \sigma_y$ (mm)	0.3 – 1.2	0.3 – 1.2
résolution en temps (ns)	< 3	< 3

Tableau 1.3: Paramètres des détecteurs de luminosité

contribution	nominal	1992
corrections à $\sigma$ Bethe – Heitler	0.1%	0.3%
calcul d'acceptance	3.5%	5.5%
soustraction de bruit de fond	0.1 – 0.5%	2.5%
calibration absolue	0.5%	2.0%
total	≤ 4.%	≤ 7.%

Tableau 1.4: décomposition de l'erreur sur la luminosité

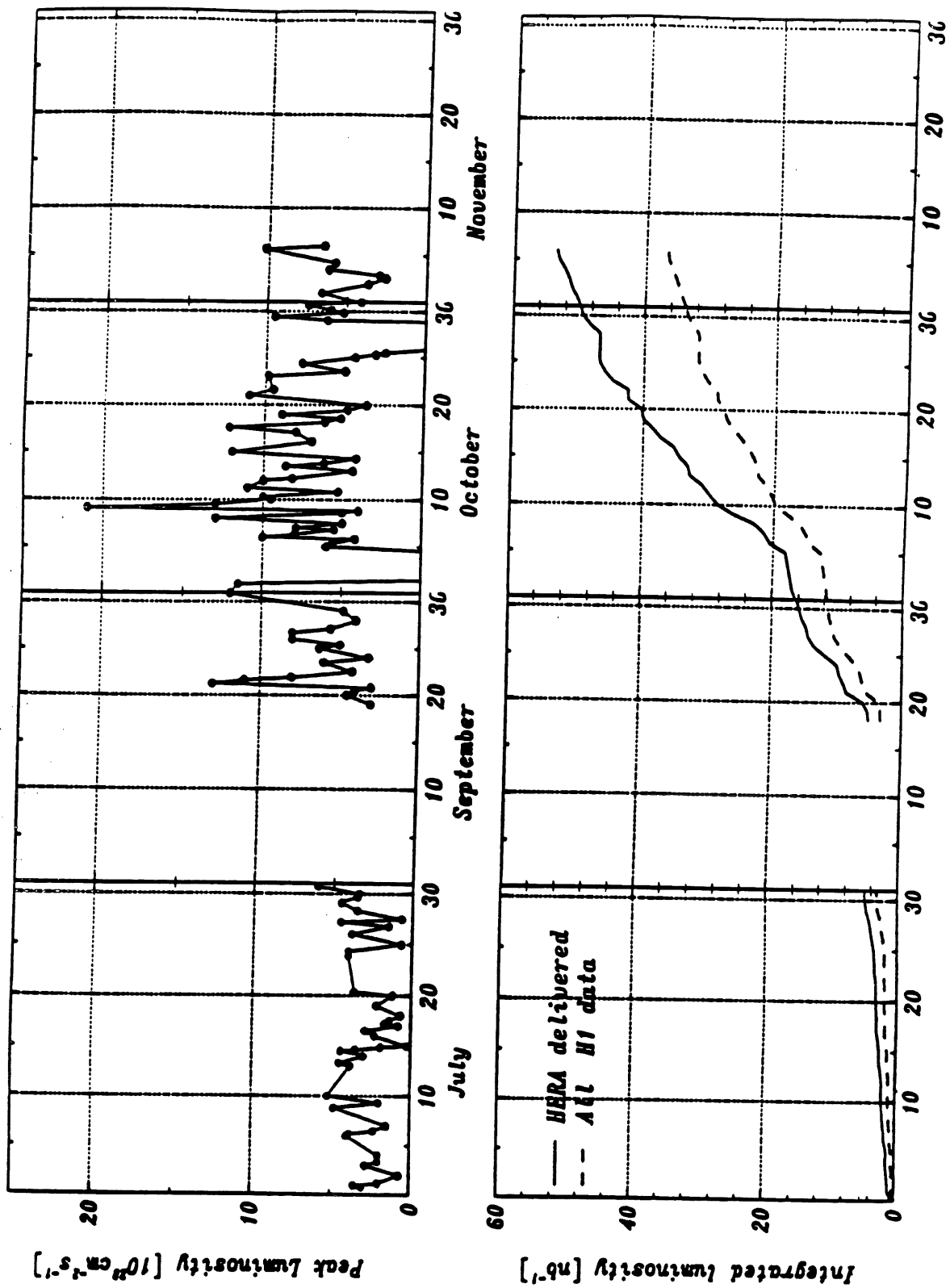


Figure 1.28: Mesure de la luminosité par H1 en 1992

## 1.8 Déclenchement et acquisition centrale

### 1.8.1 Déclenchement

Le but du système de déclenchement est de sélectionner les événements résultant d'une interaction  $ep$  et de rejeter les événements de bruit de fond. Les trois sources principales de bruit de fond sont le rayonnement synchrotron provenant du faisceau d'électrons, des interactions entre le gaz ou une partie du détecteur (par exemple le tube faisceau) et le faisceau de protons. Il faut également que le système de déclenchement soit assez rapide parce que le temps entre deux croisements consécutifs des faisceaux n'est que  $96 \text{ ns}$ . Deux tâches à première vue contradictoires sont demandées au déclenchement et à l'acquisition: une vitesse de décision rapide au niveau du déclenchement afin de minimiser le temps mort et de réduire le taux des événements à enregistrer, et un temps d'intégration du signal du système d'acquisition assez long afin de réaliser une mesure précise de l'énergie et du temps par exemple dans les calorimètres à argon liquide. La solution très simple qui consiste à placer les informations provenant des sous-détecteurs dans une mémoire tampon en ignorant les croisements de faisceaux pendant ce temps est impossible car elle impliquerait un temps mort trop important. La réponse de chaque détecteur pour chaque croisement de faisceaux doit donc être conservée dans une mémoire à cause de la différence entre les temps de réponse des détecteurs. C'est pourquoi des "pipelines" sont utilisés pour les données des détecteurs et des déclenchements.

Le système de déclenchement est composé de quatre parties distinctes. Le premier niveau de déclenchement ( $L1$ ) est une lecture rapide des informations des détecteurs que l'on met dans le "pipeline". On peut citer par exemple la présence d'énergie suffisante dans le *BEMC*, de coups dans les chambres, de muons dans le fer instrumenté. Puis, après  $2 \mu\text{s}$ , si l'événement est accepté au premier niveau de déclenchement  $L1$ , deux autres niveaux de déclenchement basés sur une étude plus précise et corrélée de chaque sous détecteur interviennent. L'événement est alors lu et transféré à l'acquisition centrale. L'événement suivant passe alors dans le pipeline. Ces trois procédures sont synchrones. Le quatrième niveau de déclenchement est totalement asynchrone. L'événement est filtré dans une ferme de processeurs, équivalente du point de vue puissance de calcul à sept IBM 3090, en rassemblant les données de chaque sous-détecteur.

On peut noter la décroissance de la fréquence nominale des événements obtenus qui passe de  $1 \text{ kHz}$  à  $5 \text{ Hz}$  entre les premiers et quatrièmes niveaux de déclenchement [13] (Fig. 1.29). En 1992, la machine *HERA* ne fonctionnait qu'à 1% de la luminosité nominale. Le taux des événements était de quelques centaines de  $\text{Hz}$ , et de  $25 \text{ Hz}$  à la sortie de  $L1$ . Les niveaux  $L2$  et  $L3$  n'étaient pas utiles étant donné la limite sur le taux d'entrée de  $L4$  ( $50 \text{ Hz}$ ). Décrivons maintenant les déclenchements plus en détail.

#### Premier niveau de déclenchement

Il comporte 11 systèmes de déclenchement basés chacun sur l'information d'un seul sous-détecteur, donnant les éléments de déclenchement. Ces différents éléments sont assemblés en "sous-triggers". Chaque "sous-trigger" suffit pour préparer un déclenchement. Décrivons chacun des 11 systèmes:



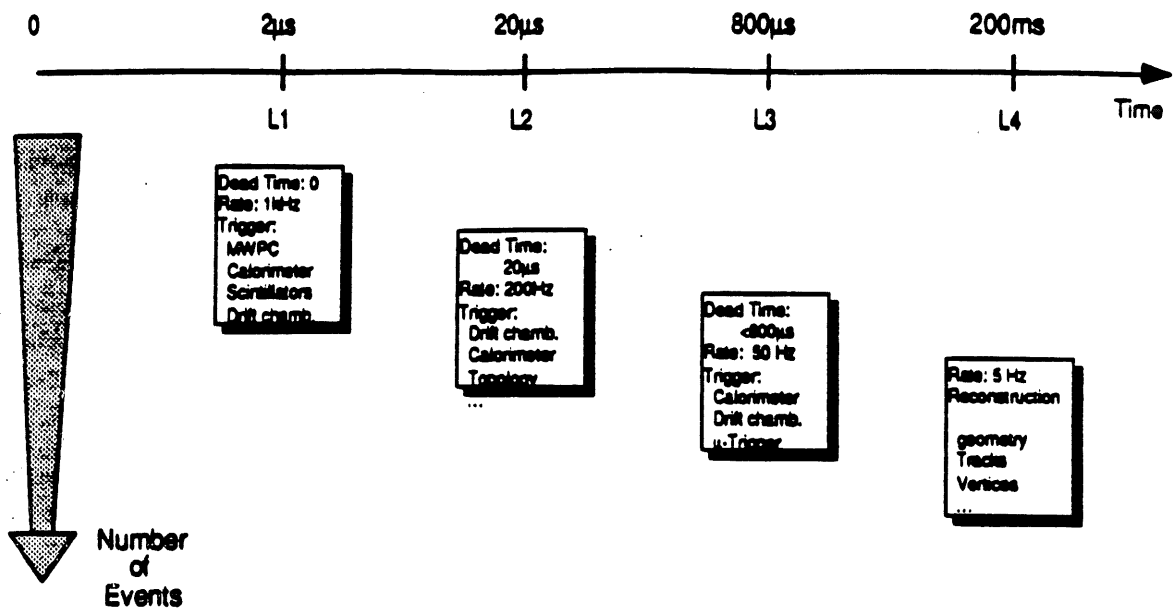


Figure 1.29: Les 4 niveaux de déclenchement (les taux correspondent à la luminosité nominale)

- déclenchement dû aux *CIP* et *COP* (position en  $z$  du vertex)
- déclenchement dû aux chambres à dérive centrales *CJC1* et *CJC2* (déclenchements  $R - \Phi$  et  $DC - r\Phi$  dus respectivement aux traces pointant dans un voisinage de l'axe du faisceau, et aux traces énergétiques de courbure positive ou négative)
- déclenchement dû à la présence d'énergie dans les calorimètres à argon liquide
- déclenchement dû à la présence d'énergie dans le *BEMC* (*BSET*)
- déclenchement dû à la chambre *BPC* (au moins 3 plans touchés)
- déclenchement dû à la présence d'énergie dans le *PLUG*
- déclenchement dû au détecteur de muon central (fer instrumenté)
- déclenchement dû au détecteur de muons à l'avant
- déclenchement dû au détecteur de luminosité
- déclenchement dû au *TOF* et au mur-veto

Les déclenchements dus au *BEMC* (*BSET*) sont les suivants:

- déclenchement dû au nombre de clusters dans le *BEMC* (*EQ1* pour un cluster d'énergie supérieure à  $2\text{ GeV}$ , et *GE1* pour plus d'un cluster d'énergie supérieure à  $2\text{ GeV}$ )
- trois déclenchements liés à la somme des énergies des différents clusters (*CL1* à  $\sim 2\text{ GeV}$ , *CL2* à  $\sim 6\text{ GeV}$ , *CL3* à  $\sim 15\text{ GeV}$ )
- énergie totale dans le *BEMC* ( $4\text{ GeV}$ )

Les valeurs des seuils ne sont données qu'à titre indicatif car ils peuvent changer selon les périodes de prise de données. Ces "sous-triggers" du *BEMC* sont alors composés avec des "sous-triggers" provenant d'autres sous-détecteurs (on peut citer par exemple  $BSET \times TOF$ ,  $BSET \times BPC$ ,  $BSET \times ZVERTEX$ ,  $BSET \times DC - R\Phi$ ).

## Deuxième et troisième niveaux de déclenchement

Les informations utilisées proviennent toutes du premier niveau de déclenchement (*MWPC*, *BEMC*, Argon liquide, muons). Ces niveaux doivent analyser de manière corrélée les données sortant de chaque sous-détecteur. Les deuxième et troisième niveaux n'étaient pas implantés pendant la période été automne 1992. Alors que le deuxième niveau est un déclenchement purement électronique, le troisième niveau est réalisé par un microprocesseur rapide, ce qui permet, pour les événements ayant passé les niveaux inférieurs, d'exécuter des algorithmes permettant éventuellement de rejeter l'événement avant la fin de la digitisation pour gagner en temps mort de lecture si l'événement s'avère inintéressant.

## Quatrième niveau de déclenchement

Ce niveau utilise des algorithmes rapides de reconstruction pour affiner les coupures permettant un meilleur rejet du bruit de fond. Pendant la période été automne 1992, ce niveau de déclenchement a été principalement utilisé pour rejeter des événements dont le vertex était en dehors de la région d'interaction nominale le long de l'axe faisceau, car les conditions requises au premier niveau de déclenchement étaient assez faibles.

## Résultats

Après le premier niveau de déclenchement, le taux de bruit de fond était réduit typiquement à 25 *Hz* pour la luminosité obtenue en été automne 1992, et 70% de ces événements étaient rejetés par le niveau *L4*.

Des études menées sur les données prises en 1992 ont montré qu'il sera possible de relever les seuils de *L1* quand les faisceaux auront une intensité dix fois plus élevée sans trop couper dans l'acceptance de la physique, ce qui ne rendra donc pas nécessaire les niveaux *L2* et *L3* à condition de ne garder au hasard qu'une partie des événements (*downscaling*). Par contre, avec une intensité cent fois plus élevée, *L2* et *L3* deviendront nécessaires.

### 1.8.2 Acquisition des données

Les informations provenant des sous-détecteurs (calorimètres, chambres...) sont collectées par l'anneau à fibres optiques (*VME TAXI Ring*) puis envoyées dans la ferme de coprocesseurs *L4* [3]. Les données provenant de la ferme *L4* sont envoyées au centre informatique de *DESY*. Le taux de transfert est de 500 kBytes/s. Les données sont reçues sur un disque de l'IBM. Une fois atteint un volume de données suffisant, les données sont recopiées sur une cartouche de l'IBM de 200 MBytes. Toutes les sept minutes, une cartouche de l'IBM est ainsi remplie.

## 1.9 Conclusion

Nous avons présenté une étude de chaque sous détecteur. Lorsque nous en viendrons à l'analyse des événements de *H1* de diffusion profondément inélastique, nous dis-

cuterons plus en détails certaines informations concernant la performance des sous-détecteurs (précision sur la mesure de l'énergie et de l'angle ainsi que les décalages systématiques éventuels par rapport à la simulation des détecteurs).



# Chapitre 2

## La physique à *HERA*

Dans ce chapitre, nous allons étudier le concept de fonction de structure en chromodynamique quantique, ainsi que leurs équations d'évolution. Pour les obtenir, nous utiliserons deux méthodes différentes basées respectivement sur le développement en produits d'opérateurs et en diagrammes.

### 2.1 Section efficace de diffusion profondément inélastique

#### 2.1.1 Définition des variables cinématiques $Q^2$ , $W^2$

Considérons le processus suivant: un faisceau de leptons (électrons à *HERA*) bombarde une cible de hadrons (protons à *HERA*), ce qui revient à se placer dans le référentiel du faisceau de protons dans le cadre de *HERA*. L'électron est diffusé inélastiquement sur le proton:

$$e + N \rightarrow e + X \quad (2.1)$$

où  $e$  représente le lepton,  $N$  le nucléon et  $X$  le système de hadrons produits par les processus inélastiques.

Le diagramme à l'ordre le plus bas correspondant à ce processus est décrit ci-dessous (Fig. 2.1). Expérimentalement, lors des expériences sur cible fixe, on n'observe pas toujours les hadrons  $X$  produits et on ne mesure alors que l'impulsion de l'électron dans l'état final. On va calculer la section efficace inclusive, c'est-à-dire la section efficace où l'on somme sur tous les hadrons  $X$  pouvant être produits dans l'état final.

Il y a deux variables cinématiques indépendantes dans une telle expérience inclusive. En effet, si l'on décrit l'état final  $X$  résultant de l'interaction entre le photon virtuel et le proton uniquement par sa masse invariante  $W$  et non dans tous ses détails, il est évident que,  $k$  et  $p$  étant donnés, deux variables suffisent pour reconstruire toutes les variables cinématiques. On peut choisir par exemple:

$$q^2 = (k - k')^2 \quad (2.2)$$

$$W^2 = (p + q)^2 \quad (2.3)$$

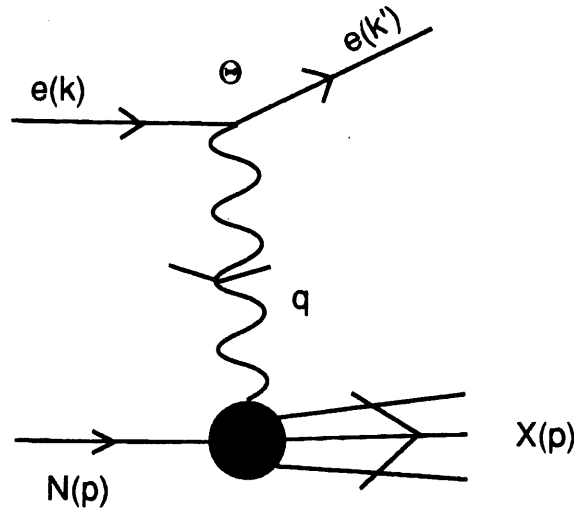


Figure 2.1: *Diagramme de l'interaction électron proton*

où  $k$  et  $k'$  sont les impulsions des électrons respectivement dans l'état initial et final,  $p$  l'impulsion du proton, et  $q = k - k'$ . La variable  $S$  définie ainsi:

$$S = (p + k)^2 \quad (2.4)$$

correspond au carré de l'énergie totale du système électron-proton dans le référentiel du centre de masse.  $q^2$  est l'impulsion transférée entre l'électron et le nucléon élevée au carré.  $W^2$  est la masse invariante au carré du système hadronique final  $X$ . Dans le référentiel où le proton est au repos, on a  $p = (M, 0, 0, 0)$  où  $M$  est la masse du proton. On obtient alors:

$$S = M(2E + M) \quad (2.5)$$

$$q^2 = -4EE' \cos^2(\theta/2) \quad (2.6)$$

$$W^2 = (M)^2 + 2M(E - E') + q^2 \quad (2.7)$$

où la masse de l'électron a été négligée et où  $E = k_0$ ,  $E' = k'_0$ , et  $\theta$  est le supplémentaire de l'angle de diffusion de l'électron dans le référentiel où le proton est au repos. On a donc:

$$S \geq M^2 \quad (2.8)$$

$$q^2 < 0 \quad (2.9)$$

Il est usuel de définir d'autres variables cinématiques:

$$Q^2 = -q^2 \quad (2.10)$$

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \quad (2.11)$$

$$y = \frac{pq}{pk} \quad (2.12)$$

$$\nu = \frac{pq}{M} \quad (2.13)$$

Dans le référentiel où le proton est au repos, l'interprétation de  $y$  et  $\nu$  est simple:

$$\nu = E - E' \quad (2.14)$$

est l'énergie cédée par l'électron à  $X$  et

$$y = \frac{E - E'}{E} \quad (2.15)$$

est la fraction d'énergie cédée. Comme on l'a déjà fait remarquer, si on décrit uniquement les hadrons  $X$  par leur masse invariante  $W^2$  (on ne décrit alors pas tous les détails), seules deux variables suffisent à déterminer le processus, c'est-à-dire par exemple l'énergie et l'angle de l'électron diffusé ou  $x$  et  $Q^2$ ... En effet,  $k$  et  $p$  étant donnés, la connaissance de  $E'$  et de  $\theta$  suffit par exemple pour en déduire toutes les autres variables cinématiques: on peut commencer par calculer  $k'$ , puis  $q = k - k'$ , et enfin  $W^2 = (p + q)^2$ .

Dans le référentiel du laboratoire à HERA où l'électron et le proton ont respectivement pour énergies initiales nominales  $E_e = 30 \text{ GeV}$  et  $E_p = 820 \text{ GeV}$ , on obtient en négligeant toutes les masses devant les énergies mises en jeu:

$$Q^2 = 4EE' \cos^2(\theta/2) \quad (2.16)$$

$$x = \frac{EE' \cos^2(\theta/2)}{(E_p)(E - E' \sin^2(\theta/2))} \quad (2.17)$$

$$y = 1 - \frac{E'}{E} \sin^2(\theta/2) = \frac{Q^2}{Sx} \quad (2.18)$$

avec:

$$S = (P + k)^2 = 4E_e E_p \quad (2.19)$$

On peut remarquer que ce ne sont pas les formules utilisées habituellement en diffusion profondément inélastique car  $\theta$  est le supplémentaire de l'angle de diffusion de l'électron. Comme on a  $|\cos \theta| \leq 1$ ,  $q^2 < 0$  et  $E' \leq E_p$  dans la région physique, on en déduit que:

$$W^2 \geq 0 \quad (2.20)$$

$$0 < Q^2 \leq S \quad (2.21)$$

$$0 \leq x \leq 1 \quad (2.22)$$

Le domaine accessible à  $S$  fixé est donc un triangle dans le plan  $(x, Q^2)$ . En fait, si l'on tient compte de la masse  $M$  du système hadronique  $X$  produit dans l'état final, on peut montrer que l'on obtient la condition suivante:

$$W^2 \geq M^2 \quad (2.23)$$

Ce résultat est dû à la conservation du nombre baryonique dans l'interaction. Comme le nucléon est le baryon de plus faible masse, la masse invariante baryonique  $W^2$  est obligatoirement supérieure à  $M^2$ .

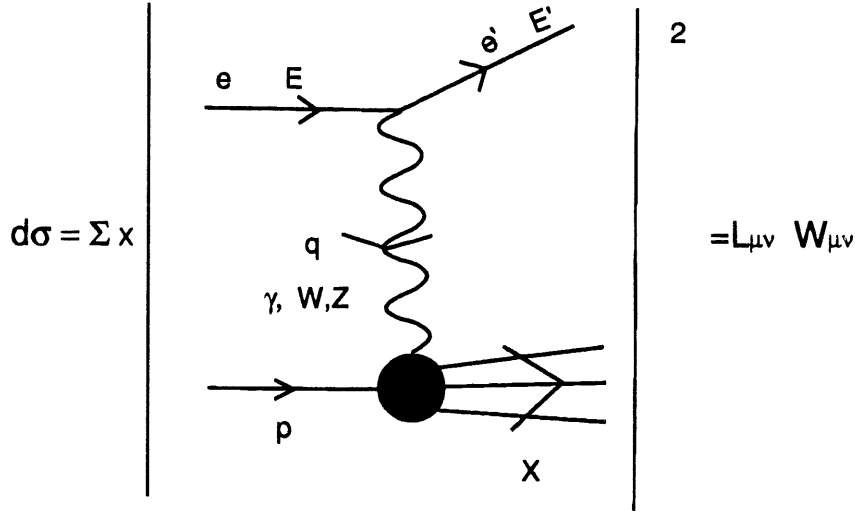


Figure 2.2: Section efficace de diffusion profondément inélastique

## 2.1.2 Calcul de la section efficace de diffusion profondément inélastique

### Section efficace de diffusion profondément inélastique

On considère toujours le même processus de diffusion  $e + P \rightarrow e + X$ . L'état  $X$  peut être composé de plusieurs types de particules. Pour calculer la section efficace, il faut sommer sur tous les hadrons  $X$  produits (Fig. 2.2).

On peut écrire la section efficace comme le produit de deux tenseurs  $L^{\mu\nu}$  et  $W_{\mu\nu}$  qui sont les tenseurs leptoniques et hadroniques. La section efficace peut en effet s'exprimer sous la forme d'une somme sur tous les états finaux possibles [14]:

$$d\sigma = \sum_X |A_X|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p + q - p_X) \quad (2.24)$$

où on a posé:

$$A_X = e^2 \bar{u}(k') \gamma_\mu u(k) \frac{4\pi}{q^2} g^{\mu\nu} \langle p_X | J_\nu(0) | p \rangle \quad (2.25)$$

$A_X$  représente le vertex leptonique. On peut donc réécrire l'expression de la section efficace en deux parties associées respectivement au vertex leptonique et au vertex hadronique.

$L^{\mu\nu}$  décrit le vertex leptonique et le photon virtuel émis:

$$L^{\mu\nu} = \frac{\alpha^2}{q^4} \left( \frac{E'}{E} \right) l^{\mu\nu} \quad (2.26)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine  $\alpha = e^2/4\pi$  et où  $l^{\mu\nu}$  vaut:

$$l^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{Tr}(\not{k} \gamma_\mu \not{k}' \gamma_\nu) = 2(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu + \frac{q^2}{2} g_{\mu\nu}) \quad (2.27)$$



$W^{\mu\nu}$  décrit les interactions fortes de ce processus. Le courant  $\langle X|J_\nu|p \rangle$  décrit la transition de l'état proton à l'état final  $X$ .

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\sigma} \sum_X \langle p, \sigma | J_\mu(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | p, \sigma \rangle (2\pi)^4 \delta^4(p_X - p - q) \quad (2.28)$$

où  $\sigma$  désigne les composantes de spin. Il s'agit du module de l'amplitude de transition entre le proton et les hadrons formés élevé au carré, la distribution  $\delta$  assurant la conservation du quadrivecteur impulsion-énergie au vertex hadronique. Montrons que  $W_{\mu\nu}$  peut également se mettre sous la forme:

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int d^4x e^{iqx} \sum_{\sigma} \langle p, \sigma | J_\mu(x) J_\nu(0) | p, \sigma \rangle \quad (2.29)$$

Pour ce faire, introduisons la relation de fermeture:

$$\sum_X |X \rangle \langle X| = Id \quad (2.30)$$

dans la formule 2.29:

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int d^4x e^{iqx} \sum_{\sigma} \sum_X \langle p, \sigma | J_\mu(x) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | p, \sigma \rangle \quad (2.31)$$

Utilisons maintenant la covariance par translation pour les courants:

$$j_\mu(x) = e^{iP \cdot x} j_\mu(0) e^{-iP \cdot x} \quad (2.32)$$

où  $P$  désigne l'opérateur impulsion-énergie. On en déduit:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}(p, q) &= \frac{1}{4\pi} \int d^4x e^{iqx} \sum_{\sigma} \sum_X e^{-ipx} e^{ipx} \langle p, \sigma | J_\mu(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | p, \sigma \rangle \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_X \left( \int d^4x e^{i(q+p-p_x)x} \right) \sum_{\sigma} \langle p, \sigma | J_\mu(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | p, \sigma \rangle \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\sigma} \sum_X \langle p, \sigma | J_\mu(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | p, \sigma \rangle (2\pi)^4 \delta^4(p_X - p - q) \quad (2.34)$$

car, par définition de la distribution  $\delta$ , on a:

$$(2\pi)^4 \delta^4(t') = \int d^4t' e^{it' \cdot} \quad (2.35)$$

On retrouve donc bien l'expression 2.29.

Remarquons encore que l'intégrale peut se mettre sous la forme d'un commutateur, ce qui va nous être utile par la suite:

$$\int \frac{d^4x}{2\pi} e^{iqx} \langle p, \sigma | J_\mu(x) J_\nu(0) | p, \sigma \rangle = \int \frac{d^4x}{2\pi} e^{iqx} \langle p, \sigma | [J_\mu(x), J_\nu(0)] | p, \sigma \rangle \quad (2.36)$$

En effet, montrons que pour les processus physiques où  $E \geq E'$  dans le référentiel du laboratoire pour les expériences sur cible fixe et donc  $q_0 > 0$ , on a:

$$\int d^4x e^{iqx} \langle p, \sigma | J_\nu(0) J_\mu(x) | p, \sigma \rangle = 0 \quad (2.37)$$

Par la même méthode que précédemment, on peut réécrire cette dernière expression sous la forme:

$$\begin{aligned} & \int d^4x e^{iqx} \langle p, \sigma | J_\nu(0) J_\mu(x) | p, \sigma \rangle \\ &= \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(q + p_x - p) \langle p, \sigma | J_\nu(0) | X \rangle \langle X | J_\mu(x) | p, \sigma \rangle \end{aligned} \quad (2.38)$$

Or  $q + p_x - p$  ne peut être nul. Si  $q + p_x - p = 0$ , alors  $(p - q)^2 = p_x^2 = W^2$ , ce qui conduit dans le référentiel du laboratoire à  $q_0 = (M^2 + q^2 - W^2)/2M$ . Or les conditions que nous avons trouvées précédemment stipulent que  $W^2 \geq M^2$  et  $q^2 \leq 0$ , on en déduit  $q_0 \leq 0$ , ce qui contredit l'hypothèse  $q_0 > 0$ .

### Dominance du cône de lumière

Un autre point qui sera fondamental lorsque nous étudierons le développement en produits d'opérateurs de Wilson est la dominance du cône de lumière: pour la diffusion profondément inélastique où  $-q^2 \rightarrow \infty$  avec  $Q^2/\nu$  fixé, la contribution dominante de  $W_{\mu\nu}$  provient de la région  $0 \leq x^2 \leq -cte/q^2$ , donc du voisinage du cône de lumière  $x^2 \sim 0$ . Donnons une idée de la démonstration de ce théorème [14].

Tout d'abord la région  $|q \cdot x| \rightarrow \infty$  donne une faible contribution à l'intégrale, puisque  $\exp(iqx)$  oscille sans cesse. Par conséquent, dans la limite profondément inélastique, on peut considérer que  $|q \cdot x|$  reste fini. D'autre part, dans le référentiel du laboratoire où  $\nu = q_0$ , on a:

$$\begin{aligned} q \cdot x &= \nu \left( x_0 - \sqrt{1 - \frac{q^2}{\nu^2} \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}}{|\mathbf{q}|}} \right) \\ &= \nu \left( x_0 - \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}}{|\mathbf{q}|} \right) - M \xi \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}}{|\mathbf{q}|} + O\left(\frac{1}{\nu}\right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

où:

$$\xi = -\frac{q^2}{2M\nu} \quad (2.40)$$

dans la limite profondément inélastique. Les vecteurs sont indiqués en caractères gras et les quadrivecteurs en italique. Pour que  $|q \cdot x|$  reste fini, on doit avoir:

$$\begin{aligned} \left| x_0 - \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}}{|\mathbf{q}|} \right| &\leq \frac{cte}{\nu} \\ \left| \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}}{|\mathbf{q}|} \right| &\leq \frac{cte}{\xi} \\ x_0 &\leq \left( \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}}{|\mathbf{q}|} \right)^2 + cte \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}}{\nu} < \mathbf{x}^2 + \frac{cte}{\xi\nu} \end{aligned} \quad (2.41)$$

ce qui implique que:

$$x^2 \leq \frac{cte}{-q^2} \quad (2.42)$$

et par conséquent, que l'intégrale est dominée pour la diffusion profondément inélastique par la contribution du cône de lumière.

### Décomposition de $W_{\mu\nu}$

Décomposons maintenant  $W_{\mu\nu}$ .  $W_{\mu\nu}$  est fonction des tenseurs  $q_\mu$  et  $p_\mu$ , il ne peut donc s'exprimer qu'en fonction des tenseurs de dimension deux que l'on peut construire avec  $p_\mu$  et  $q_\mu$ . Ces derniers sont au nombre de 6:  $g_{\mu\nu}$ ,  $q_\mu q_\nu$ ,  $p_\mu p_\nu$ ,  $p_\mu q_\nu$ ,  $p_\nu q_\mu$  et le tenseur antisymétrique  $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta$ . Par conséquent, on peut écrire la décomposition suivante de  $W_{\mu\nu}$ :

$$W_{\mu\nu} = \alpha g_{\mu\nu} + \beta q_\mu q_\nu + \gamma p_\mu p_\nu + \delta(q_\mu p_\nu + q_\nu p_\mu) + \epsilon(q_\mu p_\nu - q_\nu p_\mu) + \zeta \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta \quad (2.43)$$

Les coefficients de cette décomposition  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ ,  $\epsilon$ ,  $\zeta$  ne peuvent dépendre que des scalaires indépendants formés à partir de  $p$  et  $q$ , au nombre de deux ( $q^2$  et  $pq$ ). On peut prendre par exemple  $x$  et  $Q^2$ .  $W_{\mu\nu}$  ne dépend en fait que de trois tenseurs indépendants. On peut montrer en effet que la conservation du courant hadronique:

$$q^\mu J_\mu = 0 \quad (2.44)$$

implique:

$$W_{\mu\nu} q^\nu = 0 \quad (2.45)$$

et que le choix de la jauge de Lorentz pour les potentiels:

$$A_\mu q^\mu = 0 \quad (2.46)$$

ainsi que l'invariance relativiste permettent de réécrire  $W_{\mu\nu}$  uniquement en fonction de trois tenseurs indépendants. On peut donc écrire  $W_{\mu\nu}$  en fonction des trois constantes  $W_1$ ,  $W_2$  et  $W_3$  [15]:

$$W_{\mu\nu} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) W_1 + \frac{1}{M^2} \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu\right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu\right) W_2 - \frac{i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta}{2M^2} W_3 \quad (2.47)$$

$W_3$  ne contribue que dans les cas où il y a violation de parité. Pour notre étude, nous aurons toujours  $W_3 = 0$  car nous ne tiendrons compte que des processus où un photon virtuel est échangé.  $W_3$  ne serait pas nul si l'on devait considérer les processus où un boson vecteur  $W^+$ ,  $W^-$ , ou  $Z_0$  est échangé, ou étudier la diffusion de neutrinos.

On en déduit l'expression de la section efficace en fonction de deux variables indépendantes, par exemple  $\theta$  et  $E$ :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E_e^2 \cos^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left(2W_1 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + W_2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (2.48)$$

### 2.1.3 Invariance d'échelle, Fonctions de structure

Dans le cadre des expériences de diffusion profondément inélastique ( $Q^2 \rightarrow \infty$ , à  $Q^2/\nu$  fixé), a été observée expérimentalement dans les années soixante l'indépendance des fonctions de structure en fonction de  $Q^2$ , appelée l'invariance d'échelle [16]. C'était la première preuve expérimentale de l'existence d'objets ponctuels à l'intérieur de hadrons, les quarks. Ceux-ci avaient été introduits historiquement comme des objets hypothétiques par Gell-Mann et Zweig pour expliquer la spectroscopie des hadrons.

Réécrivons la section efficace différentielle obtenue précédemment en fonction des variables  $x$  et  $y$  en utilisant la relation:

$$dx dy = \frac{1}{M} \frac{E'}{E_e} \frac{d\Omega dE'}{2\pi y} \quad (2.49)$$

et en posant:

$$MW_1(q^2, \nu) = F_1(x, q^2) \quad (2.50)$$

$$\frac{\nu W_2(q^2, \nu)}{M} = F_2(x, q^2) \quad (2.51)$$

on obtient:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2}{ME_e x^2 y^2} \left[ xy^2 F_1 + \left(1 - y - \frac{M}{2E} xy\right) F_2 \right] \quad (2.52)$$

L'invariance d'échelle (dite de Bjorken) énonce que les  $F_i$  sont indépendants de  $q^2$  lorsque  $x$  est fixé, ce qui signifie que les quarks sont des objets ponctuels, puisque leur taille ne dépend pas de la résolution à laquelle on les observe. Nous étudierons dans la suite la violation de l'invariance d'échelle c'est-à-dire la dépendance en  $Q^2$  des fonctions de structure par la méthode du développement en produits d'opérateurs de Wilson.

En négligeant les masses, on obtient encore:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2.53)$$

$$= \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ (1 + (1 - y)^2) - \frac{Ry^2}{1 + R} \right] F_2(x, Q^2) \quad (2.54)$$

avec respectivement:

$$R = \frac{F_L(x, Q^2)}{2x F_1(x, Q^2)} \quad (2.55)$$

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2x F_1(x, Q^2) \quad (2.56)$$

Avant de passer au formalisme de la théorie des champs et au développement en produits d'opérateurs, nous allons commencer par étudier un modèle phénoménologique simple, le modèle des partons.

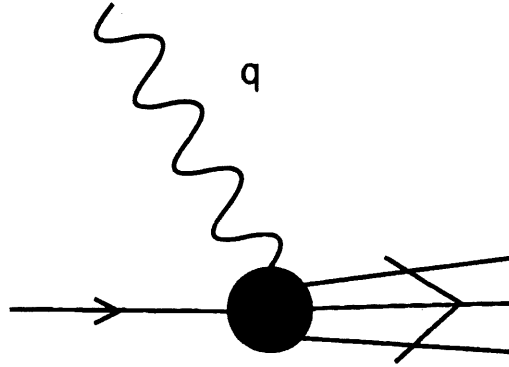


Figure 2.3: Schéma de l'interaction entre le photon virtuel et le proton

### 2.1.4 Le modèle des partons

Le modèle des partons est un modèle simple dû à Feynman (1969) [17]. L'idée de base de ce modèle est de représenter la diffusion profondément inélastique comme une diffusion sur des constituants ponctuels du proton appelés partons. Ces derniers peuvent être vus comme les sous-constituants du proton en quarks de valence ou de la mer. Le fait que les partons soient ponctuels permettait d'expliquer l'invariance d'échelle, c'est-à-dire l'indépendance des fonctions de structure vis-à-vis de  $Q^2$ . On néglige donc, dans le cadre de ce modèle, les effets de masse des partons et les interactions entre les partons. Si on se place dans le référentiel de moment infini du proton, on peut montrer que le temps d'interaction entre un électron et un parton est très petit devant la durée de vie des états virtuels du proton [18]. On peut donc considérer que les partons contenus à l'intérieur du proton sont libres pendant l'interaction. Egalement, pour de grands transferts d'impulsion, la diffusion sur des partons individuels est incohérente. Il suffit alors de resommer chaque amplitude de diffusion. L'interaction inélastique entre le photon virtuel  $\gamma^*$  et le proton est donc vue comme la somme incohérente de sous-processus élastiques entre le photon virtuel et les sous-constituants du proton. La variable cinématique  $x$  a, dans ce repère, une interprétation très simple: il s'agit de la fraction d'impulsion portée par le parton qui a interagi avec l'électron. Il faut noter que les variables cinématiques sont évidemment définies quelque soit le référentiel choisi et qu'il s'agit uniquement de l'interprétation qui n'est valable que dans le cadre de ce modèle. Nous allons d'abord montrer qu'il y a une relation simple entre les fonctions de structure  $F_1$  et  $F_2$  dans le cadre du modèle des partons, puis nous donnerons  $F_2$  en fonction des distributions de quarks (fig 2.3).

Appelons  $\xi$  la fraction de l'impulsion du proton transportée par le parton (Fig 2.4).

Reprenons le tenseur hadronique que nous avons défini précédemment [14]:

$$\begin{aligned}
 W_{\mu\nu}(\xi) &\sim \frac{1}{4\pi} \sum_{spin} \langle \xi p, \sigma | J_\mu(0) | p', \sigma' \rangle \\
 &\langle p', \sigma' | J_\nu(0) | \xi p, \sigma \rangle (2\pi)^4 \delta^4(p' - \xi p - q)
 \end{aligned}
 \tag{2.57}$$

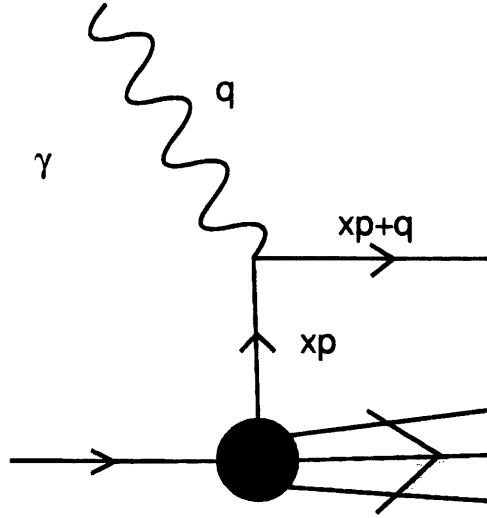


Figure 2.4: Définition des variables

$$= \frac{1}{4\xi M} \sum_{spin} \bar{u}(\xi p) \gamma_\mu \bar{u}(p') u(p') \gamma_\nu u(\xi p) \delta(p'_0 - \xi p_0 - q_0) / 2p'_0 \quad (2.58)$$

Notons que le facteur  $\xi$  apparaît au dénominateur à cause du changement du flux de  $p$  à  $\xi p$ . Ecrivons la distribution  $\delta$  sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{\delta(p'_0 - \xi p_0 - q_0)}{2p'_0} &= \theta(p'_0) \delta[p_0'^2 - (\xi p_0 + q_0)^2] \\ &= \theta(p'_0) \delta[p_2'^2 - (\xi p + q)^2] = \theta(\xi p_0 + q_0) \delta(2M\nu\xi + q^2) \end{aligned} \quad (2.59)$$

où  $\theta$  désigne la distribution de Heaviside. En sommant sur le spin, on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{spin} \bar{u}(\xi p) \gamma_\mu \bar{u}(\xi p + q) u(\xi p + q) \gamma_\nu u(\xi p) &= \\ \frac{\xi}{2} Tr(\not{p} \gamma_\mu (\xi \not{p} + \not{q}) \gamma_\nu) &= \\ 2\xi [p_\mu (\xi p + q)_\nu + (\xi p + q)_\mu p_\nu - p \cdot (\xi p + q) g_{\mu\nu}] &= \\ 4M^2 \xi^2 \left( \frac{p_\mu p_\nu}{M^2} \right) - 2M\xi g_{\mu\nu} + \dots \end{aligned} \quad (2.60)$$

où nous avons négligé les masses des partons. Nous devons maintenant intégrer sur  $\xi$  entre 0 et 1. Soit  $f(\xi)d\xi$  le nombre de partons d'impulsion comprise entre  $\xi$  et  $\xi + d\xi$ .

$$W_{\mu\nu} = \int_0^1 f(\xi) W_{\mu\nu}(\xi) d\xi = \frac{x f(x)}{\nu} \frac{p_\mu p_\nu}{M^2} - \frac{f(x)}{2M} g_{\mu\nu} + \dots \quad (2.61)$$

où l'on n'a donné que les premiers termes du développement. On en déduit que:

$$MW_1 = F_1(x) = \frac{f(x)}{2} \quad (2.62)$$

$$\frac{\nu W_2}{M} = F_2(x) = x f(x) \quad (2.63)$$

D'où la relation de Callan Gross entre les fonctions de structure  $F_1$  et  $F_2$ :

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (2.64)$$

Ecrivons maintenant la fonction de structure  $F_2$  en fonction de  $q_i(x)$  et de  $\bar{q}_i(x)$ , les distributions de quarks et d'antiquarks qui donnent la probabilité de trouver un quark ou un antiquark de type  $i$  dans un proton, de fraction d'impulsion  $x$ .

$$F_2^{ep}(x) = \sum_i e_i^2 x (q_i(x) + \bar{q}_i(x)) \quad (2.65)$$

où  $e_i$  est la charge du quark de type  $i$ . On peut ainsi décomposer le proton en quarks de valence ( $u$  et  $d$ ) et en une mer de quarks-antiquarks. Définissons alors:

$$q(x) = \sum_i q_i(x) \quad (2.66)$$

$$\bar{q}(x) = \sum_i \bar{q}_i(x) \quad (2.67)$$

$$\Sigma(x) = q(x) + \bar{q}(x) \quad (2.68)$$

$$\Delta_{ij}(x) = q_i(x) - q_j(x) \quad (2.69)$$

$$\Delta'_{ij}(x) = \bar{q}_i(x) - \bar{q}_j(x) \quad (2.70)$$

$$V(x) = u(x) + d(x) - \bar{u}(x) - \bar{d}(x) \quad (2.71)$$

Les distributions  $\Delta_{ij}(x)$ ,  $\Delta'_{ij}(x)$  et  $V(x)$  sont non singlets par la symétrie de saveur  $SU(3)$  alors que  $\Sigma(x)$  est singlet. Cette distinction sera très importante lorsque nous étudierons les violations de l'invariance d'échelle.

Nous allons maintenant décrire une théorie plus formelle basée sur le développement en produits d'opérateurs de Wilson qui nous permettra d'introduire les violations de l'invariance d'échelle. Nous devons au préalable faire une escapade dans la théorie de la renormalisation pour démontrer l'équation de Callan Symanzik qui nous sera utile dans la suite.

## 2.2 Evolution des fonctions de structure, Equations d'Altarelli Parisi

### 2.2.1 Equations du groupe de renormalisation de Callan Symanzik

**Idée du groupe de renormalisation** Exprimons d'abord l'idée de départ qui a conduit à la notion de groupe de renormalisation. La chromodynamique quantique est une théorie de jauge de couleur  $SU(3)_c$  qui décrit les interactions entre les quarks et les gluons. Les quarks sont regroupés en triplets de couleur. Le lagrangien classique de la chromodynamique quantique est alors donné par:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + i\bar{\psi}_\alpha^i (\gamma_\mu \mathcal{D}_{\alpha\beta}^\mu + im\delta_{\alpha\beta}) \psi_\beta^i \quad (2.72)$$

où  $a=1,\dots,8$  et  $\alpha,\beta=1,2,3$ ,  $a$  et  $i$  désignent respectivement les indices de couleur et de saveur. La sommation sur les indices répétés est sous-entendue. On a:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + gf^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.73)$$

$\mathcal{D}_{\alpha\beta}^\mu = \delta_{\alpha\beta}\delta_\mu - ig\lambda_{\alpha\beta}^a G_\mu^a$  est la dérivée covariante.  $\psi_\alpha^i$  et  $G_\mu^a$  sont respectivement les champs de quarks de saveur  $i$  et de couleur  $\alpha$  et de gluons ( $a$  est l'indice de couleur),  $g$  est la constante de couplage d'interaction forte et les matrices  $\lambda^a$  de Gell-Mann vérifient les relations de commutation:

$$[\lambda^a, \lambda^b] = if_c^{ab}\lambda^c \quad (2.74)$$

caractéristiques de la 3-représentation du groupe  $SU(3)$ .

La première étape à réaliser est d'identifier les singularités d'un diagramme de Feynman donné et de les extraire. On va alors introduire des contretermes dans le lagrangien pour compenser ces singularités. Une méthode particulièrement simple a été inventée par 't Hooft et Veltmann en 1972 selon laquelle les diagrammes de Feynman sont évalués en dimension  $D = 4 - \epsilon$ , où  $\epsilon$  tend vers zéro et les singularités sont extraites en pôles  $1/\epsilon$ ,  $1/\epsilon^2$ ...[19]. Notons en particulier qu'en dimension  $D$  différente de 4,  $g^2$  est dimensionné alors qu'il est sans dimension en dimension 4. Il est alors habile de remplacer la constante de couplage  $g^2$  par  $g^2\bar{\mu}^\epsilon$  où  $g^2\bar{\mu}^\epsilon$  est sans dimension. Pour des valeurs de  $\bar{\mu}$  différentes, on obtient donc des valeurs différentes de la constante de couplage  $g$ .

Considérons maintenant le lagrangien de la chromodynamique quantique que nous avons écrit précédemment. Pour simplifier, nous mettrons les masses des fermions à zéro. En dimension  $D = 4 - \epsilon$ , ce lagrangien se mettra sous la forme [20]:

$$\mathcal{L}_\epsilon(G_\mu^a, \psi_\alpha, g^2\bar{\mu}^\epsilon) \quad (2.75)$$

Les singularités apparaîtront sous la forme de pôles en  $1/\epsilon$ . Pour les faire disparaître, on ajoute des contretermes à  $\mathcal{L}_\epsilon$ . Le résultat sera un lagrangien renormalisé:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_R((G_\mu^a)^0, \psi_\alpha^0, g_0^2) &= \mathcal{L}_\epsilon(G_\mu^a, \psi_\alpha, g^2\bar{\mu}^\epsilon) + \text{contretermes} \\ &= \mathcal{L}_\epsilon((G_\mu^a)^0, \psi_\alpha^0, g_0^2) \end{aligned} \quad (2.76)$$

Les quantités nues et renormalisées sont reliées les unes aux autres par les équations suivantes:

$$(G_\mu^a)^0 = Z_G^{1/2} G_\mu^a \quad (2.77)$$

$$\psi_\alpha^0 = Z_\psi^{1/2} \psi_\alpha \quad (2.78)$$

$$g_0 = \mu^{\epsilon/2} g Z_g \quad (2.79)$$

où  $Z_g$ ,  $Z_\mu$ , et  $Z_g$  sont les constantes de renormalisation qui divergent quand  $\epsilon$  tend vers 0. Avant de donner l'équation du groupe de renormalisation de Callan Symanzik, illustrons cette méthode par un exemple classique.

**Exemple classique** Considérons le diagramme suivant représentant la correction virtuelle du gluon au propagateur du quark [20] (Fig. 2.5).

Le propagateur inverse non renormalisé du fermion du processus décrit ci-dessus s'écrit dans la jauge de Feynman en utilisant les règles de Feynman en dimension  $D$ :

$$S^{-1}(p) = \not{p} + \not{p}\Sigma^{(2)}(p^2) \quad (2.80)$$



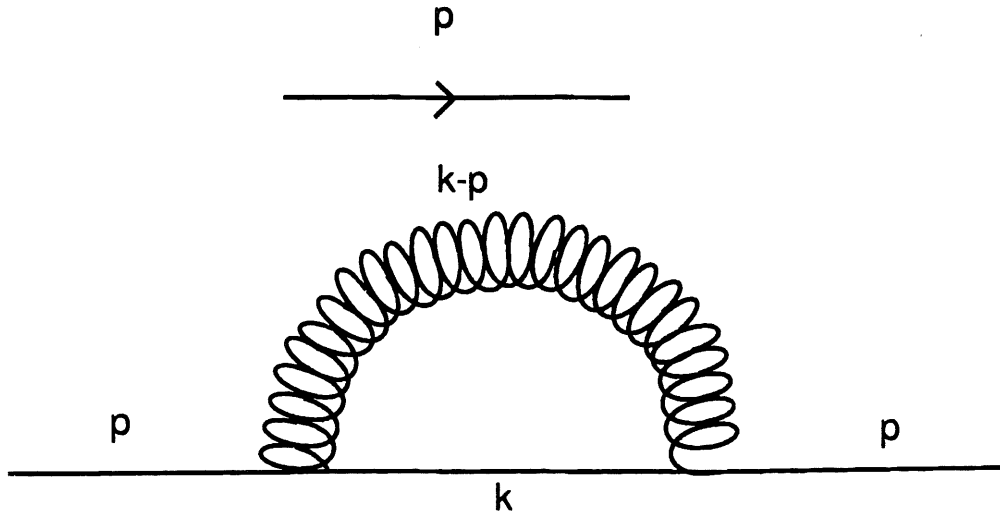


Figure 2.5: Correction virtuelle du gluon au propagateur du quark

où:

$$\begin{aligned}\Sigma^{(2)}(p) &= \nu g^2 \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\gamma_\nu \not{k} \gamma_\nu}{k^2 (k-p)^2} \\ &= \nu g^2 (\epsilon - 2) \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\not{k}}{k^2 (k-p)^2}\end{aligned}\quad (2.81)$$

où  $\not{k}$  désigne comme d'habitude  $k^\mu \gamma_\mu$  et où  $\nu$  est un facteur de proportionnalité.

Nous allons maintenant illustrer tout d'abord la méthode de la régularisation dimensionnelle pour cet exemple classique en cherchant à extraire les divergences. Après intégration sur  $k$  de  $\Sigma^{(2)}(p)$ , on obtient:

$$\Sigma^{(2)}(p) = p \Sigma^{(2)}(p^2) \quad (2.82)$$

où on a posé:

$$\Sigma^{(2)}(p^2) = i\nu \frac{g^2}{(4\pi)^{D/2}} \frac{\Gamma(\epsilon/2)}{(-p^2)^{\epsilon/2}} (\epsilon - 2) \beta(2 - \epsilon/2, 1 - \epsilon/2) \quad (2.83)$$

où  $\Gamma(\frac{\epsilon}{2})$  et  $\beta(2 - \epsilon/2, 1 - \epsilon/2)$  sont respectivement les fonctions d'Euler  $\Gamma$  et  $\beta$ . On peut maintenant développer autour de  $\epsilon = 0$  pour faire ressortir la singularité. Avant de donner le résultat, rappelons que la constante de couplage  $g^2$  a été remplacée par  $g^2 \bar{\mu}^\epsilon$  sans dimension. Après avoir négligé les termes en  $O(\epsilon)$ , on obtient pour  $\Sigma^{(2)}(p^2)$ :

$$\Sigma^{(2)}(p^2) = -i\nu \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ \frac{2}{\epsilon} - \log\left(\frac{-p^2}{\bar{\mu}^2}\right) + 1 + \log(4\pi) - \gamma_E \right] \quad (2.84)$$

où  $\gamma_E$  est la constante d'Euler. On a donc extrait la singularité comme un pôle en  $1/\epsilon$ .

Nous allons maintenant poursuivre cet exemple afin d'illustrer la méthode de soustraction permettant d'obtenir le propagateur renormalisé. Nous allons commencer par donner la méthode de soustraction dite à  $p^2 = -\mu^2$ . Rappelons que le propagateur inverse du fermion non renormalisé vaut:

$$S^{-1}(p) = \not{p} + \not{p}\Sigma^{(2)}(p^2) \quad (2.85)$$

Pour éviter la divergence rencontrée précédemment, on peut demander que le propagateur inverse du fermion renormalisé:

$$S_{(R)}^{-1}(p) = \not{p} + \not{p}\Sigma_{(R)}^{(2)}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right) \quad (2.86)$$

vérifie à  $p^2 = -\mu^2$ :

$$\left(S_{(R)}^{-1}(p)\right)_{p^2=-\mu^2} = \not{p} \quad (2.87)$$

où  $\mu$  est un moment arbitraire. Notons que cette condition est arbitraire et qu'il ne s'agit que d'un choix possible. Cette condition sera satisfaite si:

$$\Sigma_{(R)}^{(2)}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right) = \Sigma^{(2)}(p^2) - \Sigma^{(2)}(-\mu^2) \quad (2.88)$$

On obtient alors:

$$\Sigma_{(R)}^{(2)}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right) = i\nu \left(\frac{g^2}{16\pi^2}\right) \log\left(\frac{-p^2}{\mu^2}\right) \quad (2.89)$$

On peut en déduire l'expression de  $Z_\psi$  si on écrit:

$$\Sigma_{(R)}^{(-1)}(p) = Z_\psi S^{-1}(p) \quad (2.90)$$

$$Z_\psi = 1 + i\nu \left(\frac{g^2}{16\pi^2}\right) \left[\frac{2}{\epsilon} - \log\left(\frac{\mu^2}{\bar{\mu}^2}\right) + 1 + \log 4\pi - \gamma_E\right] \quad (2.91)$$

Nous avons donc illustré sur cet exemple la méthode de soustraction des singularités. Notons que cette méthode n'est pas minimale puisque nous avons également soustrait les termes finis. Une autre méthode que nous ne détaillerons pas ici, inventée par 't Hooft, permet de soustraire uniquement le terme divergent en  $1/\epsilon$  et est appelée de ce fait le schéma de soustraction minimale ( $\bar{M}S$ ) [21]. On obtient en prenant  $\bar{\mu} = \mu$  (c'est un choix possible arbitraire):

$$\left(\Sigma_{(R)}^{(2)}\left(\frac{p^2}{\mu^2}\right)\right)_{\bar{M}S} = i\nu \frac{g^2}{16\pi^2} \left[\log\left(\frac{-p^2}{\mu^2}\right) - 1 - \log(4\pi) + \gamma_E\right] \quad (2.92)$$

et on a aussi:

$$(Z_\psi)_{\bar{M}S} = 1 + i\nu \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{2}{\epsilon} \quad (2.93)$$

Après avoir discuté sur un exemple la méthode de régularisation, nous allons maintenant donner l'expression des équations du groupe de renormalisation de Callan Symanzik qui stipulent que les quantités physiques ne doivent pas dépendre du  $\mu$  choisi.

**équations du groupe de renormalisation** Nous allons maintenant exposer les équations du groupe de renormalisation. L'idée de départ est assez simple comme on l'a déjà dit: on a vu que l'on a introduit dans le paragraphe précédent un paramètre  $\mu$  pour réaliser la soustraction à  $p^2 = -\mu^2$ . Dans le schéma de 't Hooft,  $\mu = \bar{\mu}^2$  apparaît lorsque l'on exprime la continuité de la constante de couplage entre  $D = 4$  et  $D = 4 - \epsilon$ . Il est évident que les quantités physiques ne doivent pas dépendre de ce paramètre  $\mu$ . C'est la base de l'équation de Callan Symanzik.

Il est pratique d'utiliser les fonctions  $\Gamma_R^{(N_\psi, N_G)}(p_j, g, \epsilon)$  renormalisées, irréductibles à une particule définies comme suit:

$$\Gamma_R^{(N_\psi, N_G)} = \frac{G_R^{(N_\psi, N_G)}}{\prod^{N_F} G_R^{2,0} \prod^{N_G} G_R^{0,2}} \quad (2.94)$$

Les fonctions de Green normalisées  $G_R^{(N_\psi, N_G)}$  sont définies par:

$$G_R^{(N_\psi, N_G)} = \langle 0 | T(\psi_1 \dots \psi_{N_\psi} G_1 \dots G_{N_G}) | 0 \rangle \quad (2.95)$$

où  $N_\psi$  et  $N_G$  sont respectivement les nombres des champs de fermions et de gluons externes. Le propagateur inverse non renormalisé du fermion est alors simplement relié à  $\Gamma_R^{(2,0)}$ :

$$S_R^{-1} = \Gamma_R^{(2,0)} \quad (2.96)$$

En remplaçant les quantités renormalisées par des quantités nues, on peut exprimer de même la fonction de vertex  $\Gamma_u^{N_\psi, N_G}(p_j, g_0, \epsilon)$ . La formule 2.97 nous permet d'obtenir une relation entre  $\Gamma_R$  et  $\Gamma_u$ , respectivement les quantités renormalisées et non renormalisées:

$$\Gamma_R^{N_\psi, N_G}(p_j, g, \epsilon, \mu) = Z_\psi^{N_\psi/2} Z_G^{N_G/2} \Gamma_u^{N_\psi, N_G}(p_j, g_0, \epsilon) \quad (2.97)$$

et la limite suivante est parfaitement définie:

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Gamma_R^{N_\psi, N_G}(p_j, g, \epsilon, \mu) = \Gamma_R^{N_\psi, N_G}(p_j, g, \mu) \quad (2.98)$$

puisque l'on a soustrait les quantités divergentes pour la partie renormalisée comme on l'a fait dans la partie précédente. Comme  $\Gamma_u$  ne dépend pas de  $\mu$  (c'est une quantité physique ne dépendant pas de l'échelle de renormalisation), on peut écrire:

$$\frac{d}{d\mu} \Gamma_u^{N_\psi, N_G} = 0 \quad (2.99)$$

A partir des équations 2.97 et 2.99, on peut en déduire l'équation de Callan Symanzik du groupe de renormalisation [22]:

$$\left[ \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} + N_\psi \gamma_\psi(g) + N_G \gamma_G(g) \right] \Gamma_R^{N_\psi, N_G} = 0 \quad (2.100)$$

où

$$\gamma_\psi(g) = -\frac{1}{2} \mu \frac{\partial}{\partial \mu} \log Z_\mu \quad (2.101)$$

$$\gamma_G(g) = \frac{1}{2} \mu \frac{\partial}{\partial \mu} \log Z_\psi \quad (2.102)$$

$$\beta(g) = \mu \frac{\partial g}{\partial \mu} \quad (2.103)$$

Les fonctions du groupe de renormalisation  $\gamma_\psi(g)$ ,  $\gamma_G(g)$  et  $\beta(g)$  ne dépendent que de  $g$ .  $\beta(g)$  est la fonction de Callan Symanzik et les fonctions  $\gamma_\psi(g)$  et  $\gamma_G(g)$  sont appelées respectivement les dimensions anormales des champs de fermions et de gluons. On peut noter que  $\gamma_\psi$ ,  $\gamma_G$  et  $\beta$  ne dépendent que de la théorie des champs choisie, par le couplage et pas des fonctions de Green choisies. L'interprétation de l'équation du groupe de renormalisation est particulièrement simple: à chaque changement de l'échelle  $\mu$ , il existe des changements appropriés de  $g$  et de la normalisation des champs  $Z_\psi$  et  $Z_G$  pour que la quantité physique  $\Gamma_u$  soit inchangée.

Résumons la méthode de régularisation utilisée, ainsi que la théorie de la renormalisation. On commence par identifier les singularités provenant des calculs des diagrammes de Feynman. Il faut qu'elles soient en nombre fini si on veut pouvoir les soustraire. Après qu'un nombre fini de termes soit soustrait, il existe toujours un nombre fini de paramètres arbitraires. Il s'agit par exemple du paramètre  $\mu$  que nous avons introduit dans l'exemple étudié précédemment. Notons que ce résultat est indépendant de la méthode de régularisation choisie. Le changement des paramètres arbitraires obtenus correspond à un changement des paramètres de la théorie, par exemple des constantes de couplage. L'idée du groupe de renormalisation est alors que la théorie ne doit pas dépendre de l'échelle à laquelle on se place, c'est-à-dire que l'on peut trouver des changements des paramètres de la théorie qui compensent la modification des paramètres arbitraires et qui laissent les quantités physiques invariantes. L'interprétation de l'équation de Callan Symanzik est alors très simple: les quantités physiques ne dépendent pas de l'échelle à laquelle on se place.

L'équation du groupe de renormalisation peut aussi être utilisée pour relier les fonctions de vertex évaluées à une impulsion  $p_i$  à celles évaluées à une impulsion  $e^t p_i$ ; où  $t = \log Q^2/\mu^2$ . On obtient alors (Gross 1970) [20]:

$$\Gamma_R^{(N_\psi, N_G)}(e^t p_i, g) = \Gamma_R^{(N_\psi, N_G)}(p_i, \bar{g}) \exp \left[ \bar{D}t - \int_g^{\bar{g}(t)} dg' \frac{N_\psi \gamma_\psi(g') + N_G \gamma_G(g')}{\beta(g')} \right] \quad (2.104)$$

où  $\bar{g}(t)$  est une constante de couplage effectif vérifiant l'équation:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{g}^2}{dt} &= \bar{g}\beta(\bar{g}) \\ \bar{g}(t=0) &= g \end{aligned} \quad (2.105)$$

et  $\bar{D}$  est la dimension de  $\Gamma_R$ .

On peut alors évidemment calculer les dimensions anormales en utilisant la chromodynamique quantique perturbative, ainsi que la fonction  $\beta$  de Callan Symanzik, mais nous ne détaillerons pas ces calculs qui sortent de notre propos. Nous allons maintenant donner les idées du développement en produits d'opérateurs de Wilson.

## 2.2.2 Développement en produits d'opérateurs, Méthode de Wilson

### Principe de la méthode

Avant de commencer l'étude de la théorie de Wilson proprement dite, il est peut-être utile de mentionner comment elle nous sera utile. On a déjà vu que le tenseur

hadronique  $W_{\mu\nu}$  pouvait s'exprimer en fonction des courants  $J_\mu J_\nu$ :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &\sim \sum_n \int \frac{d^4x}{2\pi} e^{i(p_n - p + q)x} \langle p, \sigma | J_\mu(0) | n \rangle \langle n | J_\nu(0) | p, \sigma \rangle \\ &\sim \frac{1}{4\pi} \sum_\sigma \int \frac{d^4x}{2\pi} e^{iqx} \langle p, \sigma | [J_\mu(x), J_\nu(0)] | p, \sigma \rangle \end{aligned} \quad (2.106)$$

Comme on l'a déjà dit, il sera intéressant de faire un développement du produit d'opérateurs  $J_\mu(x)J_\nu(0)$  au voisinage de  $x = 0$  sur le cône de lumière.

Le développement en produits d'opérateurs à la Wilson consiste alors à exprimer un produit d'opérateurs  $A(x)$  et  $B(y)$  en une série d'opérateurs locaux bien définis  $O_i(x)$  avec des coefficients complexes singuliers  $C_i(x)$  [23].

$$A(x)B(y) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i(x-y) O_i\left(\frac{x+y}{2}\right) \quad (2.107)$$

L'opérateur local  $O_i(x)$  est régulier dans le sens que la singularité du produit  $A(x)B(y)$  en  $y = x$  est contenue dans les coefficients  $C_i(x-y)$ . Les coefficients sont rangés par ordre de singularité.  $C_0(x-y)$  est le plus singulier quand  $y$  tend vers  $x$ , le suivant est  $C_1(x-y)$  et ainsi de suite. L'idée physique à la base de cette théorie est qu'un produit d'opérateurs locaux définis en des points faiblement éloignés par rapport à la longueur caractéristique du système doit se comporter comme un opérateur local [20] [24].

Le développement que l'on a décrit dans le paragraphe précédent a été prouvé quand  $x$  tend vers  $y$  pour les théories renormalisables à tous les ordres de la théorie des perturbations. Par analyse dimensionnelle, on s'attend à ce que le comportement à faible distance des coefficients de Wilson soit le suivant [14]:

$$\lim_{x \rightarrow 0} C_i(x) = (x)^{d_i - d_A - d_B} f(\log x) \quad (2.108)$$

où  $d_A$ ,  $d_B$ , et  $d_i$  sont respectivement les dimensions (en unité de masse) des opérateurs  $A$ ,  $B$ , et  $O_i$ . Plus  $O_i$  a une dimension élevée, moins les coefficients  $C_i(x)$  sont singuliers. Donc, les opérateurs dominants à faible distance sont ceux ayant les plus petites dimensions. La transformée de Fourier des coefficients de Wilson nous permettra alors d'obtenir des prédictions sur les moments des fonctions de structure.

L'importance de ce développement provient de son universalité. Les coefficients de Wilson ne dépendent pas des processus en considération. Cette dépendance va dans l'expression des éléments de matrice de l'opérateur local  $O_i$ . Un autre avantage est que le développement ne contient souvent qu'un petit nombre d'opérateurs, ce qui rend le calcul relativement facile.

### Développement sur le cône de lumière

Lorsqu'on réalise un développement au voisinage de  $x^2 = 0$ , on parle d'un développement sur le cône de lumière [25]:

$$A\left(\frac{x}{2}\right)B\left(-\frac{x}{2}\right) \simeq \sum C_i(x) O_i\left(\frac{x}{2}, -\frac{x}{2}\right) \quad (2.109)$$

où les  $C_i$  sont des fonctions singulières et les  $O_i$  des opérateurs bilocaux réguliers comme d'habitude. Ce cas est alors particulièrement intéressant car on peut réaliser un développement de Taylor des opérateurs  $O_i$  au voisinage de 0 en fonction des opérateurs symétriques de trace nulle [24]:

$$O_i\left(\frac{x}{2}, -\frac{x}{2}\right) = \sum_j x^{\mu_1} \dots x^{\mu_j}(0) O_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(j,i)}(0) \quad (2.110)$$

$$A\left(\frac{x}{2}\right)B\left(-\frac{x}{2}\right) = \sum C_i^{(j)}(x^2) x^{\mu_1} \dots x^{\mu_j} O_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(j,i)}(0) \quad (2.111)$$

quand  $x^2$  tend vers 0. L'indice  $i$  est lié aux opérateurs obtenus lors du développement de Wilson sur le cône de lumière et l'indice  $j$  provient du développement de Taylor. On a donc exprimé un produit d'opérateurs en une somme d'opérateurs exactement sur le cône de lumière. En tenant compte des dimensions, on peut obtenir que:

$$\lim_{x^2 \rightarrow 0} C_i^{(j)}(x^2) = (\sqrt{x^2})^{d_{j,i} - j - d_A - d_B} f(\log x^2) \quad (2.112)$$

où  $d_A$ ,  $d_B$ , et  $d_{j,i}$  sont les dimensions en unité de masse de  $A$ ,  $B$ , et  $O_i$  et  $j$  est le spin de l'opérateur  $O_i$ .  $\tau = d_{j,i} - j$  est appelé "twist". La singularité maximale est atteinte comme précédemment quand  $d_{j,i} - j$  sera le plus petit possible, donc pour les plus petits twists. Les opérateurs que l'on va rencontrer ont ordinairement pour "twist" deux, on peut citer par exemple les opérateurs scalaires  $\Phi^* \partial_{\mu_1} \dots \partial_{\mu_j} \Phi$ ,  $\Phi^* \gamma_\mu \Phi$ . On verra plus loin que, si on se limite aux opérateurs de twist deux, on arrive à l'équation d'évolution de Gribov Lipatov Altarelli Parisi.

Exprimons maintenant l'idée générale de la méthode: la section efficace de diffusion profondément inélastique  $ep$  est factorisée en deux parties: une partie leptonique et une autre hadronique. Pratiquement, nous ferons un développement en produits d'opérateurs près du cône de lumière de la partie hadronique. En effet, on veut développer le produit des courants obtenus dans la partie hadronique  $W_{\mu\nu}$ , et on se place près du cône de lumière car on ne considère que la diffusion profondément inélastique.

## Dépendance en $Q^2$ des fonctions de structure, Violations de l'invariance d'échelle

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, nous allons réaliser un développement de Wilson du produit des courants intervenant dans  $W_{\mu\nu}$ . Cela va nous mener à des prédictions sur les dépendances en  $Q^2$  des moments de Mellin des fonctions de structure:

$$M_n = \int_0^1 x^{n-2} F_2(x, Q^2) \quad (2.113)$$

Nous verrons que les moments se décomposent en deux parties:

$$M_n = C^n(Q^2) \langle N | O^n | N \rangle \quad (2.114)$$

où les  $C^n$  sont les coefficients de Wilson. La dépendance en  $Q^2$  apparaîtra dans les coefficients de Wilson par la théorie du groupe de renormalisation. Nous relierons de plus  $\langle N | O^n | N \rangle$  aux distributions de partons  $q(x)$ ,  $\bar{q}(x)$  mesurées expérimentalement.

**Développement de Wilson du produit des courants** On peut donner une image de la théorie du développement en produits d'opérateurs par le schéma de la figure 2.6 où on a développé le produit des courants en ne gardant que l'opérateur de twist le plus élevé, ce qui redonnera les équations d'Altarelli Parisi.

Commençons par appliquer le théorème optique (Fig. 2.7):

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2\pi} \text{Im} T_{\mu\nu} \quad (2.115)$$

$$T_{\mu\nu} = i \int d^4 z e^{iqz} \theta(z_0) \langle p | [J_\mu(z), J_\nu(0)] | p \rangle \quad (2.116)$$

Réécrivons l'amplitude de diffusion virtuelle de Compton quand  $x^2$  tend vers 0:

$$\begin{aligned} T(\nu, Q^2) &= \int d^4 z e^{iqz} \langle p | i\theta(z_0) [J(z), J(0)] | p \rangle \\ &= \sum_{i,n} \int d^4 z e^{iqz} C_i^n(z^2) z_{\mu_1} \dots z_{\mu_n} \langle p | O_i^{\mu_1 \dots \mu_n}(0) | p \rangle \\ &= \sum_{i,n} 2q_{\mu_1} \dots 2q_{\mu_n} \frac{\partial^n}{\partial (iq^2)^n} \int d^4 z e^{iqz} C_i^n(z^2) \langle p | O_i^{\mu_1 \dots \mu_n}(0) | p \rangle \\ &= \sum_{i,n} \left( \frac{Q^2}{2} \right)^{-n} q_{\mu_1} \dots q_{\mu_n} \tilde{C}_i^n(Q^2) \langle p | O_i^{\mu_1 \dots \mu_n}(0) | p \rangle \end{aligned} \quad (2.117)$$

où on pose:

$$\tilde{C}_i^n(Q^2) = (-iq^2)^n \frac{\partial^n}{\partial (q^2)^n} \int d^4 x e^{-iqx} C_i^n(x^2) \quad (2.118)$$

qui est essentiellement la transformée de Fourier de  $C_i^n(z^2)$ .

On peut de plus exprimer  $\langle p | O_i^{\mu_1 \dots \mu_n} | p \rangle$  en fonction des tenseurs que l'on forme avec les  $p_\mu$ :

$$\langle p | O_i^{\mu_1 \dots \mu_n} | p \rangle = A_i^n (p^{\mu_1} \dots p^{\mu_n} - m^2 g^{\mu_1 \mu_2} p^{\mu_3} \dots) \quad (2.119)$$

On peut montrer que l'on obtient alors:

$$T(\nu, Q^2) = \sum_{i,n} \tilde{C}_i^n(Q^2) x^{-n} A_i^n + O\left(x^{-n+2} \frac{m^2}{Q^2}\right) \quad (2.120)$$

Le coefficient de  $x^{-n}$  peut alors être isolé en prenant le moment en  $x^{n-1}$  et en intégrant sur le contour suivant (Fig. 2.8):

$$\frac{1}{2i\pi} \int_C dx x^{n-1} T(x, Q^2) = \sum_i C_i^n(Q^2) A_i^n \quad (2.121)$$

Cette équation nous permettra d'en déduire la dépendance en  $Q^2$  des fonctions de structure si on connaît  $C_i^n(Q^2)$  et le coefficient  $A_i^n$ .  $A_i^n$  est indépendant de  $Q^2$  et sera donné par l'expérience lorsque l'on mesure les fonctions de structure à un  $Q_0^2$  donné. Par contre, la dépendance des  $C_n$  en  $Q^2$  nous sera donnée par l'équation du groupe de renormalisation. En résumé, pour l'instant, nous n'avons fait que développer les produits des courants et que découpler les équations obtenues en faisant intervenir les moments des fonctions de structure.

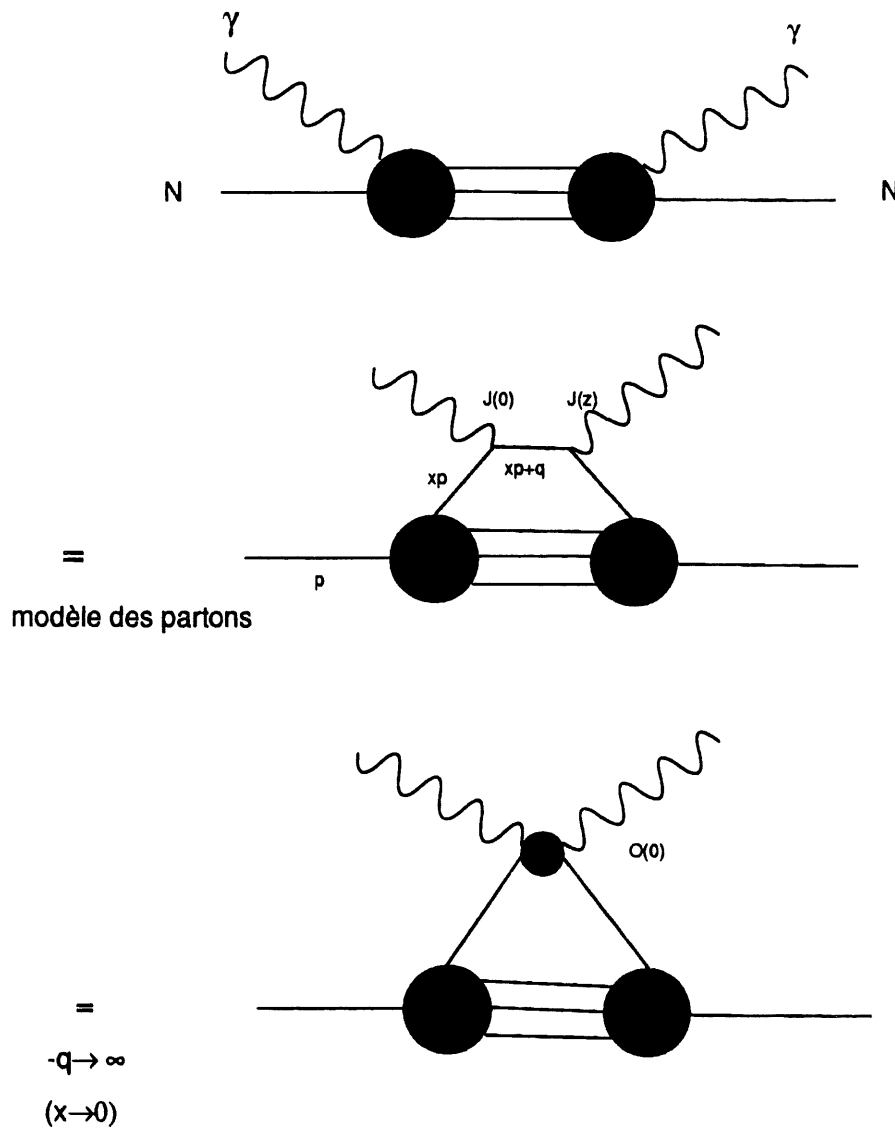


Figure 2.6: Schéma de la théorie du développement en produits d'opérateurs



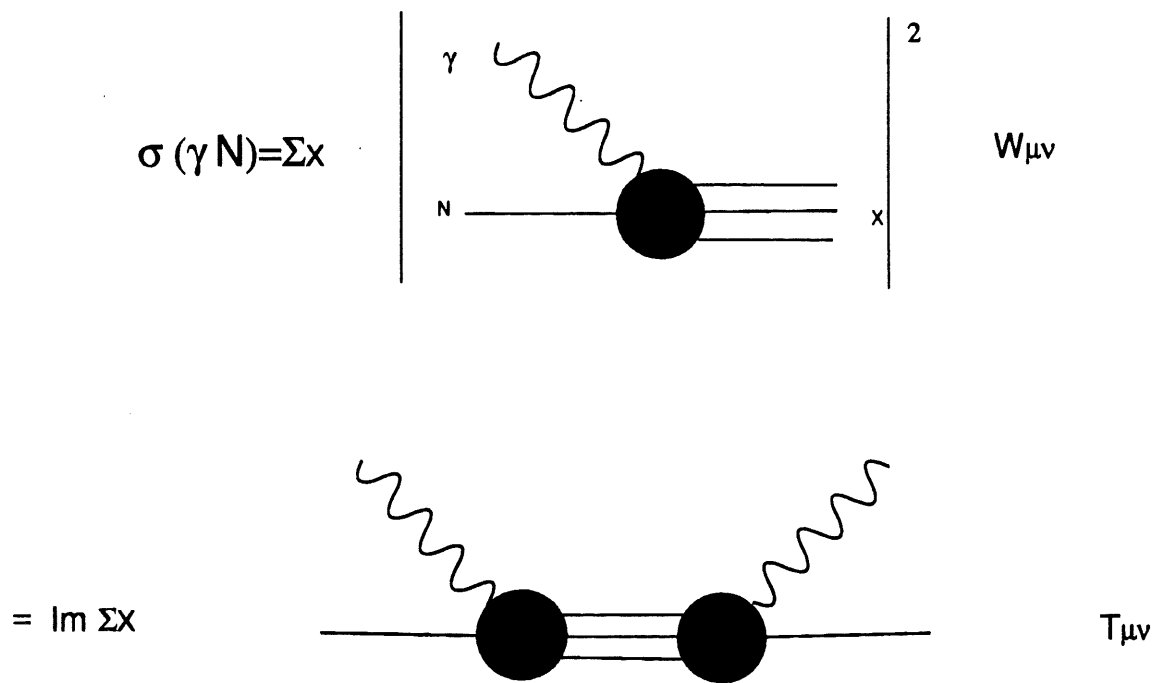


Figure 2.7: Théorème optique pour le calcul de la section efficace

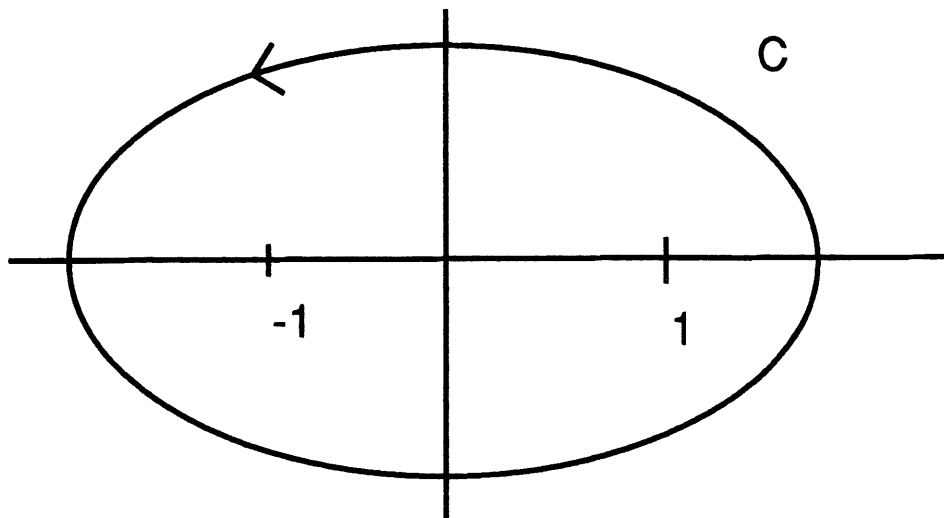


Figure 2.8: Contour d'intégration

**Equations du groupe de renormalisation (cas singlet)** L'idée est donc, comme nous l'avons déjà fait remarquer, d'utiliser l'équation du groupe de renormalisation pour trouver la dépendance en  $Q^2$  des coefficients de Wilson. Si on fait intervenir une échelle de masse  $\mu$  arbitraire comme on l'a déjà fait lorsque l'on a étudié la renormalisation, on obtient [20] [24]:

$$\int_0^1 dx x^{n-2} F(x, Q^2) = \sum_i C_n^i(Q^2/\mu^2, g(\mu)) A_i^n = \langle F(Q^2) \rangle_n \quad (2.122)$$

avec  $F = xF_1, F_2$ , ou  $xF_3$  et où  $\langle F(Q^2) \rangle_n$  désigne par définition le  $n$  ième moment de la fonction de structure  $F$ . Comme nous l'avons déjà vu, toute quantité physique doit satisfaire l'équation de Callan Symanzik du groupe de renormalisation pour rester indépendante de la convention de renormalisation choisie.

$$iT(JJ) = \sum_n C_n^i O_i^n \quad (2.123)$$

où on a posé:

$$T(\nu, Q^2) = i \langle p | T(JJ) | p \rangle \quad (2.124)$$

On peut montrer que les courants  $J$  ont une dimension anormale  $\gamma_J = 0$  à cause de la conservation des courants [77]. L'équation du groupe de renormalisation s'écrit alors:

$$\left( \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta \frac{\partial}{\partial g} + 2\gamma_\phi \right) \langle \phi | T(JJ) | \phi \rangle = 0 \quad (2.125)$$

où les  $\phi$  désignent les champs de la théorie. On peut réécrire cette équation pour chaque valeur de  $n$  donné:

$$\left( \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta \frac{\partial}{\partial g} + 2\gamma_\phi \right) C_n^i(Q^2/\mu^2, g(\mu)) \langle \phi | O_i^n | \phi \rangle = 0 \quad (2.126)$$

car, pour des  $n$  différents, la structure tensorielle est différente. Nous supposons donc ici qu'il n'y a qu'un seul opérateur de Wilson de type  $i$ . S'il existe plusieurs opérateurs de type  $i$  ayant les mêmes nombres quantiques, alors les  $O_i^n$  ne sont pas séparément renormalisables mais se mélangeront par la procédure de renormalisation;  $\gamma_{O_i^n}$  est alors une matrice de dimensions anormales et on obtient des équations matricielles. Il faut bien voir que l'on a fait cette hypothèse par souci de simplicité. Sinon, on est obligé de tenir compte de plusieurs valeurs de  $i$  différentes pour un  $n$  donné. Notons que cette hypothèse revient à se placer dans le cas non singlet. Par exemple, il n'y a qu'un seul opérateur de twist deux qui conserve le nombre quantique de saveur:

$$O_i^n = \frac{i^{n-1}}{n!} \left[ \bar{\psi} \gamma^{\mu_1} \mathcal{D}^{\mu_2} \dots \mathcal{D}^{\mu_n} \lambda_a \psi + perm. \right] \quad (2.127)$$

où  $\mathcal{D}$  et  $\lambda_a$  désignent respectivement la dérivée covariante et les matrices de Gell-Mann.

$\langle \phi | O_i^n | \phi \rangle$  doit également suivre l'équation du groupe de renormalisation puisqu'il doit correspondre à une distribution de partons mesurable, et est donc une quantité physique.

$$\left( \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta \frac{\partial}{\partial g} + 2\gamma_\phi + \gamma_{O_i^n} \right) \langle \phi | O_i^n | \phi \rangle = 0 \quad (2.128)$$

On en déduit les équations du groupe de renormalisation pour les coefficients de Wilson:

$$\left( \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta \frac{\partial}{\partial g} - \gamma_{O_i^n} \right) C_i^n(Q^2/\mu^2, g(\mu)) = 0 \quad (2.129)$$

C'est l'équation de base qui permet de calculer la dépendance en  $Q^2$  des fonctions de structure, et donc la violation de l'invariance d'échelle.  $\beta$  est la fonction du groupe de renormalisation qui vérifie:

$$\frac{d\bar{g}^2}{dt} = \bar{g}\beta(\bar{g}) \quad (2.130)$$

$$\bar{g}(t=0) = g \quad (2.131)$$

où on a posé  $t = \log(Q^2/\mu^2)$  et où  $g$  est la constante de couplage de l'interaction forte renormalisée. La solution de l'équation précédente est alors:

$$C_i^n \left( \frac{Q^2}{\mu^2}, g \right) = C_i^n(1, \bar{g}) \exp \left[ - \int_{\bar{g}(\mu^2)}^{\bar{g}(Q^2)} dg' \frac{\gamma_{O_i^n}(g')}{\beta(g')} \right] \quad (2.132)$$

Cette équation est totalement exacte, et ne dépend pas de l'ordre de la perturbation auquel on veut développer la théorie. Par contre, il est difficile d'en déduire des applications physiques sous cette forme.

On a donc trouvé la dépendance en  $Q^2$  des coefficients de Wilson et les autres coefficients  $A_n$  intervenant dans  $T$  sont donnés par l'expérience.

**Calcul perturbatif** Pour aller plus loin, nous devons calculer  $C_i^n(1, \bar{g})$ ,  $\gamma_{O_i^n}$ , et  $\beta(g)$  avec la théorie des perturbations [20]. Si on veut se limiter à l'ordre dominant, il suffit de calculer les contributions à une boucle pour  $\gamma_{O_i^n}$  et  $\beta(g)$  et de prendre le modèle des partons (0 boucle) pour  $C_i^n(1, \bar{g})$ . Dans ce cas, en utilisant la théorie des perturbations à l'ordre dominant, on peut calculer  $C_i^n(1, \bar{g})$  et  $\gamma_{O_i^n}$ , et on admettra que l'on obtient alors:

$$C_i^n(1, \bar{g}) = \delta_{NS} \quad (2.133)$$

$$\gamma_{O_i^n} = \gamma_{O_i^n}^{(0),n} \frac{g^2}{16\pi^2} \quad (2.134)$$

$$\beta(g) = -\beta_0 \frac{g^2}{16\pi^2} \quad (2.135)$$

où  $\delta_{NS}$  est une constante ( $NS$  est mis pour non singlet).  $C_i^n$  vaut alors:

$$C_i^n \left( \frac{Q^2}{\mu^2}, g \right) = \delta_{NS} \left( \frac{\bar{g}^2(Q^2)}{\bar{g}^2(\mu^2)} \right)^{d_n} \quad (2.136)$$

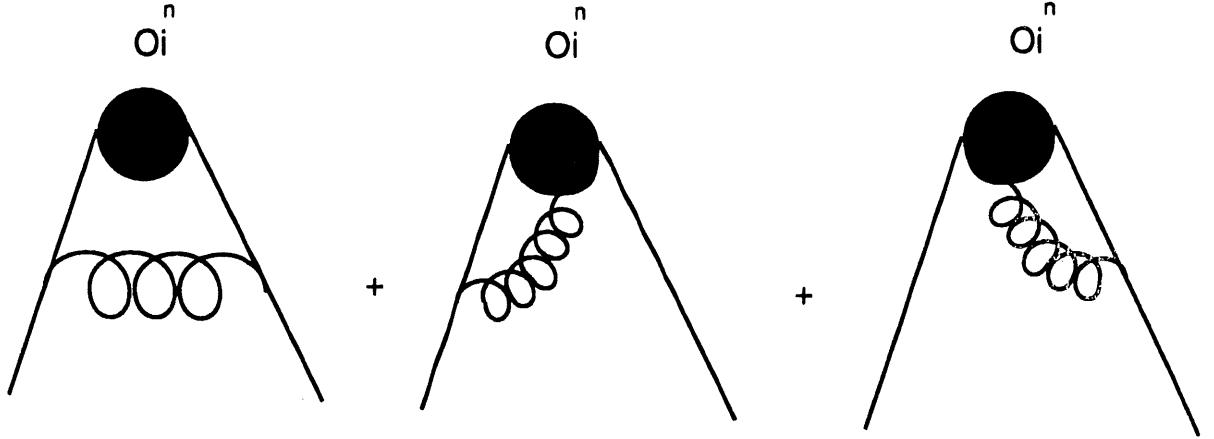


Figure 2.9: *Interprétation diagrammatique pour le calcul de  $\gamma_{O_i}^{(0),n}$*

avec:

$$d^n = \frac{\gamma_{O_i}^{(0),n}}{2\beta_0} \quad (2.137)$$

$\gamma_{O_i}^{(0),n}$  a été calculé par Georgi et Politzer (1974) et Gross et Wilczek (1974) en sommant les différents diagrammes [27] et vaut:

$$\gamma_{O_i}^{(0),n} = \frac{8}{3} \left[ 1 - \frac{2}{n(n+1)} + 4 \sum_{j=2}^n \frac{1}{j} \right] \quad (2.138)$$

On a alors une interprétation diagrammatique possible pour le calcul de  $\gamma_{O_i}^{(0),n}$  (Fig. 2.9) et il est possible de définir des règles de Feynman tout à fait analogues à celles utilisées en électrodynamique ou en chromodynamique quantique. Elles ont été définies par Gross et Wilczek à l'ordre  $g^2$  et par Floratos, Ross et Sachradja à l'ordre  $g^4$  [28].

En utilisant les équations 2.130 et 2.135, on obtient:

$$\bar{g}^2(Q^2) = \frac{16\pi^2}{\beta_0} \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right) \quad (2.139)$$

où on a posé:

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp \left[ - \left( \frac{16\pi^2}{\beta_0 g^2} \right) \right] \quad (2.140)$$

On en déduit finalement l'évolution du moment de  $F_2$ :

$$\begin{aligned} & \int_0^1 dx x^{n-2} F_2^{NS}(x, Q^2) \\ &= \delta_{NS}^{(2)} A_n^{NS}(Q_0^2) \left[ \frac{\log(Q^2/\Lambda^2)}{\log(Q_0^2/\Lambda^2)} \right]^{-d^n} \end{aligned} \quad (2.141)$$

La valeur de  $Q_0^2$  est arbitraire, et les prédictions sur les moments de  $F_2$  ne doivent pas en dépendre.  $A_n^{NS}(Q_0^2)$  peut être déterminé directement expérimentalement en mesurant les moments des fonctions de structure à  $Q^2 = Q_0^2$ . On peut aussi écrire:

$$A_n^{NS}(Q_0^2) = A_n^{NS} \left[ \log \frac{Q_0^2}{\Lambda^2} \right]^{-d_n} \quad (2.142)$$

Résumons le principe de la méthode que nous avons utilisée pour obtenir les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi dans le cas non singlet. On commence par faire un développement de Wilson du produit des courants apparaissant dans le tenseur hadronique  $W_{\mu\nu}$ , ce qui permet de transformer les produits d'opérateurs en une somme d'opérateurs locaux. Cette somme comprend les coefficients de Wilson et les éléments de matrice des opérateurs locaux. Ces derniers ne peuvent pas être calculés en utilisant une théorie perturbative dans le cas de la diffusion profondément inélastique sur le proton. Ce terme doit donc être obtenu par l'expérience. Les coefficients de Wilson peuvent par contre être calculés par une méthode perturbative. C'est également un avantage de la méthode utilisée: on découple la partie calculable perturbativement de celle non perturbative. Les équations obtenues peuvent alors être découplées en prenant les moments de Mellin des fonctions de structure. La dépendance en  $Q^2$  des fonctions de structure se trouve dans les coefficients de Wilson et peut être obtenue en utilisant l'équation de Callan Symanzik du groupe de renormalisation, stipulant que les paramètres physiques ne doivent pas dépendre de l'échelle arbitraire choisie. Il reste alors à calculer la fonction  $\beta$  de Callan Symanzik, ainsi que les dimensions anormales en utilisant la chromodynamique perturbative.

Nous allons maintenant passer aux équations d'Altarelli Parisi dans le cas non singlet et puis nous étudierons enfin le cas singlet avec une approche diagrammatique.

### Equations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi dans le cas non singlet

Rappelons tout d'abord le résultat de la chromodynamique quantique que nous venons d'obtenir pour la diffusion profondément inélastique d'un lepton sur un hadron par la méthode du développement en produits d'opérateurs et par l'équation du groupe de renormalisation que l'on peut écrire sous la forme:

$$M^{(n)}(t) = M^{(n)}(t_0) \left[ \frac{t}{t_0} \right]^{-d_n} \quad (2.143)$$

où  $M^{(n)}(t)$  désigne le  $n$  ième moment de Mellin de la fonction de structure  $F_2$  et où  $t = \log \frac{Q^2}{Q_0^2}$ .

Prenons maintenant une approche purement diagrammatique [14].

A  $t = \log \frac{Q^2}{Q_0^2}$ , soit  $q(x)$  la probabilité de trouver un quark ayant la fraction  $x$  de l'impulsion du nucléon. Quand on augmente la masse du photon virtuel de  $t$  à  $t + \delta t$ , cette probabilité peut passer à  $q + \delta q(x)$ , ce qui correspond à la possibilité qu'a un quark de fraction d'impulsion  $y > x$  de réduire son impulsion de  $y$  à  $x$  en émettant un gluon (fig. 2.10). Ceci nous suggère que la distribution de quarks dépend de  $t$  et que l'on peut définir une quantité  $P_{qq}(z)$  (fonction de splitting) correspondant à la

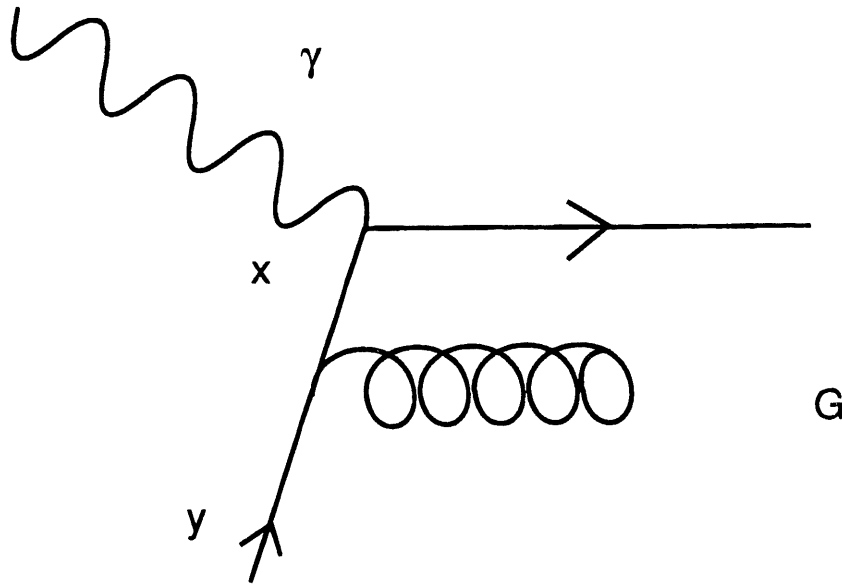


Figure 2.10: *Approche diagrammatique*

variation de la probabilité de trouver un quark de fraction d'impulsion  $z = \frac{x}{y}$ . C'est un effet d'ordre  $g^2$ . On peut donc poser les équations d'évolution suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{dq(x, t)}{dt} &= \bar{g}^2(t) \int_x^1 dy \int_0^1 dz \delta(x - yz) P_{qq}(z) q(y, t) \\ &= \bar{g}^2(t) \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y, t) \end{aligned} \quad (2.144)$$

Comme précédemment, on peut prendre la transformation de Mellin de cette équation, ce qui permet de transformer le produit de convolution en produit:

$$M^{(n)}(t) = \int_0^1 dx x^n q(x, t) \quad (2.145)$$

L'équation devient alors:

$$\begin{aligned} \frac{dM^{(n)}(t)}{dt} &= \bar{g}^2(t) \int_0^1 dx x^n \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y, t) \\ &= \bar{g}^2(t) \int_0^1 dy y^n q(y, t) \int_0^1 dz z^n P_{qq}(z) \\ &= \bar{g}^2 M^{(n)}(t) D^{(n)} \end{aligned} \quad (2.146)$$

où:

$$D^{(n)} = \int_0^1 dz z^n P_{qq}(z) \quad (2.147)$$

On peut intégrer cette équation différentielle et on obtient alors:

$$\frac{d(M^n(t))}{M^n(t)} = \frac{D^n}{t} dt \quad (2.148)$$

où on a remplacé  $\bar{g}^2(t)$  par sa valeur dans le cadre du modèle des partons.

On en déduit:

$$\frac{M^{(n)}(t)}{M^{(n)}(t_0)} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{D^n} \quad (2.149)$$

ce qui est l'équation que l'on a trouvée dans le cadre du développement en produits d'opérateurs de Wilson avec  $D^n = -d_n$ . Nous voyons donc que les approches formelle à la Wilson ou diagrammatique à la Altarelli Parisi sont dans ce cas équivalentes. Nous allons donc maintenant traiter les cas singlet et non singlet ensemble afin de trouver les équations d'évolution des fonctions de structure de Gribov Lipatov Altarelli Parisi dans les cas général.

## 2.3 Les équations d'évolution des fonctions de structure

### 2.3.1 Equations d'Altarelli Parisi

#### Approche diagrammatique

Nous allons poursuivre l'approche diagrammatique donnée par Altarelli Parisi puis nous verrons le lien avec la théorie du développement en produits d'opérateurs de Wilson.

On peut voir (Kogut Susskind 1974 [29]) le photon virtuel, les bosons virtuels  $Z_0$  ou  $W$  comme un microscope qui nous révèle la structure interne du proton ou plus généralement d'un hadron. Selon le modèle des partons que l'on a étudié précédemment, les fonctions de structure ne dépendent pas du "grossissement" du microscope, c'est-à-dire de la valeur de  $Q^2$ . Comme nous venons de le voir, ceci est faux en chromodynamique quantique. Nous avons d'ailleurs déjà fait remarquer qu'en augmentant la puissance du microscope, c'est-à-dire en augmentant la valeur de  $Q^2$ , nous pouvons résoudre un quark de fraction d'impulsion  $x$  dans un quark ayant  $x' < x$  et un gluon avec  $x'' = x - x'$  (fig 2.11).

De même, un gluon avec une fraction d'impulsion  $x$  peut être résolu en une paire de quark antiquark (fig 2.12). Le processus de la figure 2.13 selon lequel un gluon est résolu en une paire de gluons est également possible. Notons que les quarks de valence ne peuvent pas être émis par le processus 2.12, car cela donnerait une variation du nombre baryonique. Seuls les quarks de la mer peuvent être formés ainsi. Dans le langage simple que nous venons d'utiliser, en augmentant  $Q^2$ , on ne peut pas trouver un quark de valence dans un gluon ou dans un quark de la mer. Bien sûr, ceci est très simplifié car cela suppose que l'on puisse faire quantiquement une distinction entre les quarks de valence et ceux de la mer. Dans le langage formel que nous avons utilisé dans le paragraphe précédent, ceci revient à dire que la simplicité de la distribution des quarks de valence est due au fait que les opérateurs non

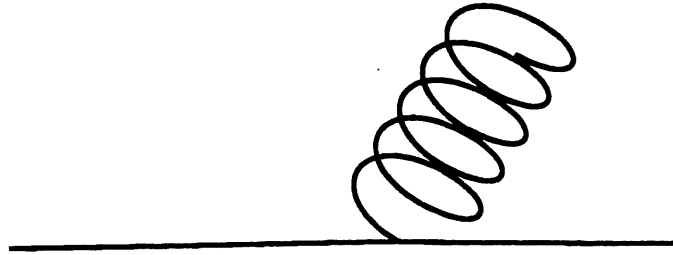


Figure 2.11: *Diagramme pour la fonction de splitting  $P_{qq}$*

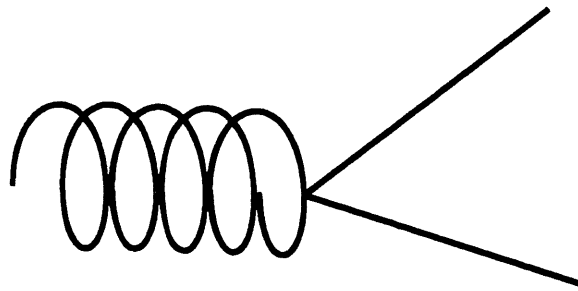


Figure 2.12: *Diagramme pour la fonction de splitting  $P_{qG}$*

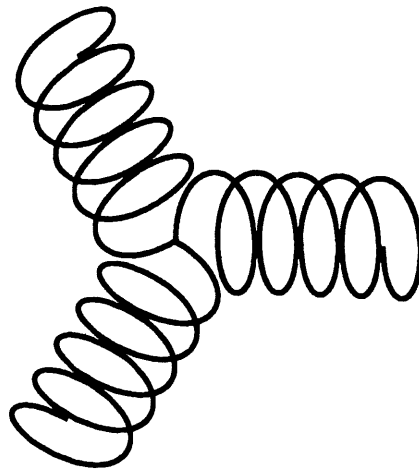


Figure 2.13: *Diagramme pour la fonction de splitting  $P_{GG}$*



singlets correspondants ne se mélangent pas aux opérateurs singlets par le processus de renormalisation. Par contre, dans le cas de la distribution des quarks de la mer et des gluons, les opérateurs singlets des fermions et des gluons se mélangent par renormalisation.

Par le même raisonnement que l'on a utilisé pour trouver les équations d'Altarelli Parisi dans le cas non singlet, on peut écrire maintenant les équations d'évolution pour les distributions de quarks et de gluons [30] [31]:

$$\frac{dq_i(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ q_i(y, t) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + G(y, t) P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \quad (2.150)$$

$$\frac{dG(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \Sigma(y, t) P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right) + G(y, t) P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \quad (2.151)$$

$$\frac{dV(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{V} (y, t) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \quad (2.152)$$

où:

$$t = \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \quad (2.153)$$

et où l'on a posé:

$$\alpha_S = \frac{\bar{g}^2}{4\pi} \quad (2.154)$$

$V$  est la distribution des quarks de valence et

$$\Sigma(x, t) = \sum_i [q_i(x, t) + \bar{q}_i(x, t)] \quad (2.155)$$

où la somme porte sur toutes les saveurs. Notons que les équations 2.149 et 2.150 suffisent, et que l'on a simplement voulu redonner l'équation pour les quarks de valence du paragraphe précédent. L'équation pour  $\bar{q}_i(x, t)$  est obtenue en remplaçant  $q_i(x, t)$  par  $\bar{q}_i(x, t)$ . Ces équations ont été obtenues et discutées par Altarelli, Parisi (1977) [30] et Gribov, Lipatov [32] (1972). Les fonctions  $P_{ij}$  sont appelées les "fonctions de splitting" et peuvent être calculées avec les vertex des figures 2.11, 2.12 et 2.13. Lorsque l'on se limite à l'approximation des logarithmes dominants, c'est-à-dire lorsque l'on resomme les termes en  $\alpha_S \log Q^2$ , on obtient les résultats suivants:

$$P_{qq}(x) = \frac{4}{3} \frac{1+x^2}{(1-x)_+} + 2\delta(1-x) \quad (2.156)$$

$$P_{qg}(x) = \frac{1}{2} [x^2 + (1-x)^2] \quad (2.157)$$

$$P_{gq}(x) = \frac{4}{3} \frac{1+(1-x)^2}{x} \quad (2.158)$$

$$P_{gg}(x) = 6 \left[ \frac{x}{(1-x)_+} + \frac{1-x}{x} + x(1-x) + \left( \frac{11}{12} - \frac{N_f}{18} \right) \delta(1-x) \right] \quad (2.159)$$

où la distribution  $(1-x)_+^{-1}$  est définie par:

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 \frac{f(x) - f(1)}{1-x} dx \quad (2.160)$$

$$(1-x)_+ = (1-x) \text{ pour } x < 1 \quad (2.161)$$

ou ce qui revient au même par:

$$\int_x^1 \frac{dy}{y} \frac{f(y)}{(1-\frac{x}{y})_+} = f(x) \log \frac{1-x}{x} + \int_x^1 \frac{dy}{y} \frac{f(y) - f(x)}{(1-\frac{x}{y})} \quad (2.162)$$

On définit de même les fonctions de splitting pour les antiquarks  $P_{\bar{q}g}$  et  $P_{g\bar{q}}$ . On peut écrire des règles simples pour les fonctions de splitting. Par la conjugaison de charge, on obtient que  $P_{\bar{q}g} = P_{qg}$  et  $P_{g\bar{q}} = P_{gq}$ . La conservation de la charge exige que:

$$\int_0^1 P_{qq}(x) dx = 0 \quad (2.163)$$

La conservation de l'impulsion aux vertex permet d'écrire  $P_{qq}(x) = P_{gq}(1-x)$ ,  $P_{qg}(x) = P_{qg}(1-x)$  et  $P_{gg}(x) = P_{gg}(1-x)$ . La conservation de l'impulsion totale implique aussi:

$$\int_0^1 x [P_{qq}(x) + P_{gq}(x)] dx = 0 \quad (2.164)$$

$$\int_0^1 x [2N_f P_{qg}(x) + P_{gg}(x)] dx = 0 \quad (2.165)$$

Etudions maintenant le lien avec le développement en produits d'opérateurs de Wilson.

### Equivalence des approches diagrammatique et opératorielle

Le lien est très fort entre les fonctions de splitting  $P_{ij}$  et les éléments de matrice de la dimension anormale. En effet, pour le cas singlet, il faut tenir compte des couplages entre les quarks et les gluons. Par conséquent, la dimension anormale n'est plus un nombre comme précédemment mais une matrice à quatre éléments. On continuera à désigner par  $\phi$  la distribution de quarks pour la dimension anormale et on désignera par  $G$  la distribution de gluons comme pour les fonctions de splitting. Ci-dessous, dans la figure 2.14, sont comparés les diagrammes des approches diagrammatiques et opératorielles.

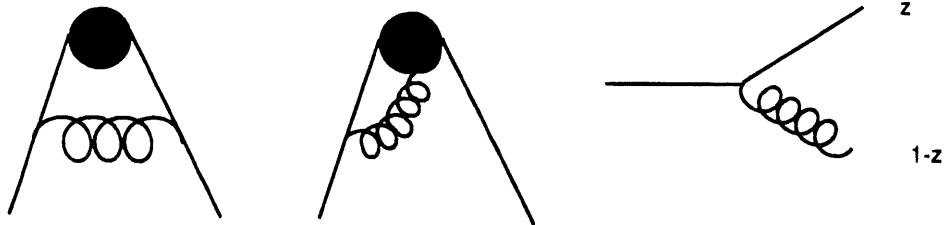
### Interprétation en termes de diagrammes d'échelle

Nous allons présenter une autre interprétation des équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi en termes de diagrammes d'échelle. Cette approche permet d'obtenir facilement une extension des équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi au-delà de l'approximation des logarithmes dominants et même les équations de Lipatov et de Gribov, Levin, Ryskin comme on le verra dans la suite. De plus, cette approche peut être étendue à d'autres processus que les réactions de diffusion profondément inélastique où l'expansion en produits d'opérateurs n'existe pas. On peut citer par exemple les fonctions de fragmentation dans les processus semi-inclusifs ( $\mu p \rightarrow \mu \pi X$ ,  $e^+ e^- \rightarrow \pi X \dots$ ) et la production de Drell Yan de dileptons ( $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ ).

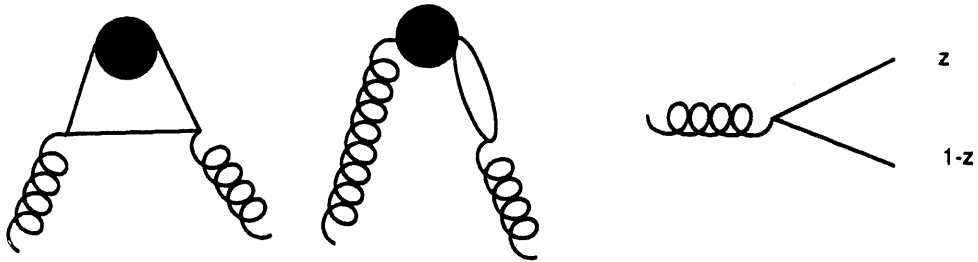
Nous allons décrire cette interprétation en détail dans le cas non singlet qui est plus simple et cela nous permettra d'avoir une interprétation simple des termes en

Wilson  $\leftrightarrow$  Diagrammatique

$$\gamma_{\phi\phi}^{0,n} \leftrightarrow P_{qq}(z)$$



$$\gamma_{\phi G}^{0,n} \leftrightarrow P_{qG}(z)$$



$$\gamma_{G\phi}^{0,n} \leftrightarrow P_{Gq}(z)$$



$$\gamma_{GG}^{0,n} \leftrightarrow P_{GG}(z)$$

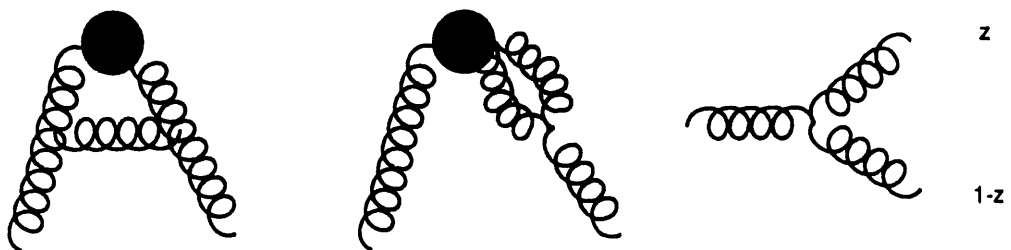


Figure 2.14: *Equivalences des approches diagrammatiques et à la Wilson*

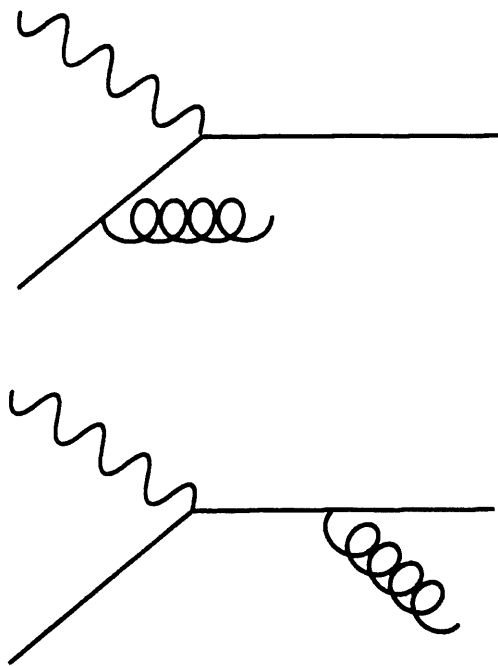


Figure 2.15: *Diagrammes de base*

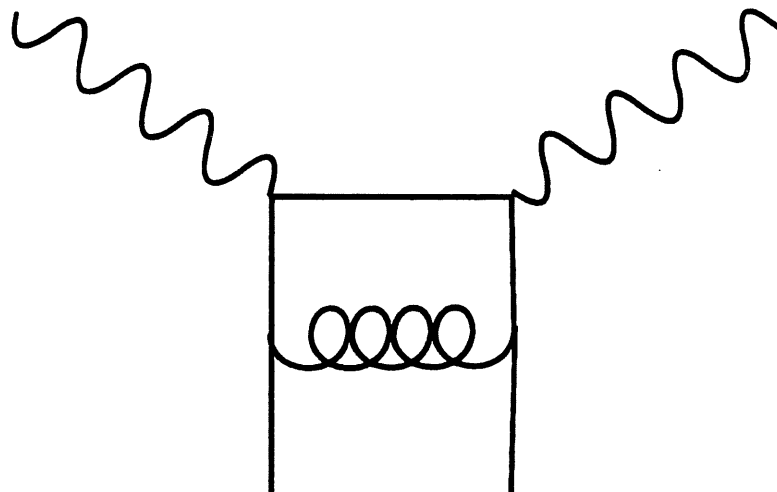


Figure 2.16: *Diagramme intervenant en jauge axiale et à l'approximation des logarithmes dominants*

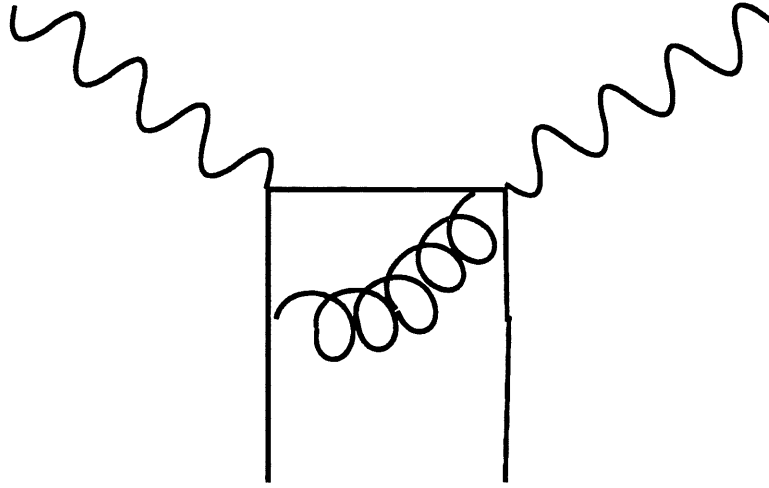


Figure 2.17: *Diagramme non pris en compte dans l'approximation des logarithmes dominants*

logarithmes dominants. Le principe, inventé par Lipatov, est de se placer dans une jauge particulière que l'on appelle axiale [33].

Ce choix judicieux de la jauge permet de minimiser le nombre de diagrammes contribuant à l'approximation des logarithmes dominants. Seuls les diagrammes du type de la figure 2.16 doivent être pris en compte. Si on ne somme que sur les états de polarisation transverse du gluon en posant  $\epsilon \cdot k = 0$ , on obtient:

$$\sum_{pol.} (\epsilon'_\mu)^* \epsilon'_\nu = -g_{\mu\nu} + \frac{n_\mu k_\nu + n_\nu k_\mu}{n \cdot k} - \frac{k_\mu k_\nu}{(n \cdot k)^2} n^2 \quad (2.166)$$

où le quadrivecteur  $n^\mu$  arbitraire indique quelle composante du champ de gluon  $A^\mu$  a été mise à zéro. On peut alors montrer que dans cette jauge, il suffit de tenir compte de ce type de diagramme pour calculer les termes en logarithmes dominants. Les diagrammes des figures 2.17 et 2.18 ne sont pas pris en compte dans l'approximation des logarithmes dominants et le diagramme de la figure 2.19 n'intervient pas en jauge axiale [34]. En prenant les carrés des amplitudes des diagrammes de la figure 2.15, on pouvait en effet obtenir a priori tous ces diagrammes. Dans cette jauge, il est alors facile de dériver les termes en logarithme dominant. Si  $Q^2$  est assez grand, chaque quark en-dessous du premier gluon émis peut lui-même émettre un gluon aussi longtemps que  $|t_j|$  est assez grand pour permettre un calcul perturbatif.

Ceci est montré dans le diagramme en échelle de Bethe Salpeter de la figure 2.20 où les  $t_i$  sont ordonnés:

$$p^2 \leq |t_j| \leq |t_{j-1}| \dots \leq |t_1| \leq Q^2 \quad (2.167)$$

La partie la plus basse de l'échelle où  $|t_{j+1}| \leq Q_0^2$  et où les effets non perturbatifs se font sentir, peut être factorisée de la contribution perturbative dominante. Elle décrit la fonction d'onde non calculable à  $Q_0^2$  et doit être obtenue par l'expérience.

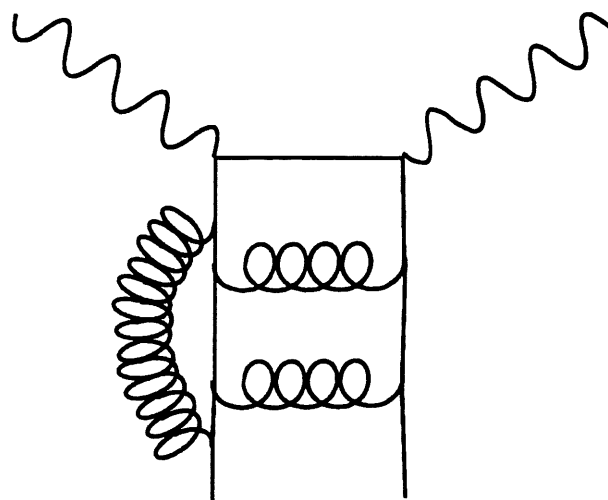


Figure 2.18: *Diagramme non pris en compte dans l'approximation des logarithmes dominants*

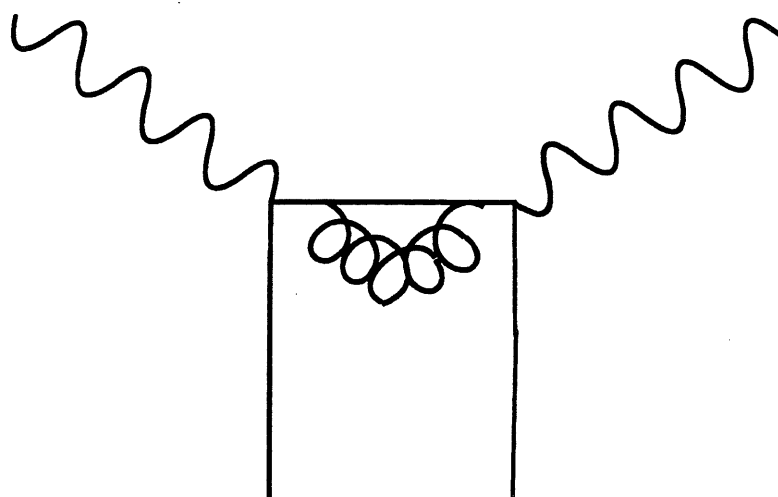


Figure 2.19: *Diagramme non pris en compte en jauge axiale*

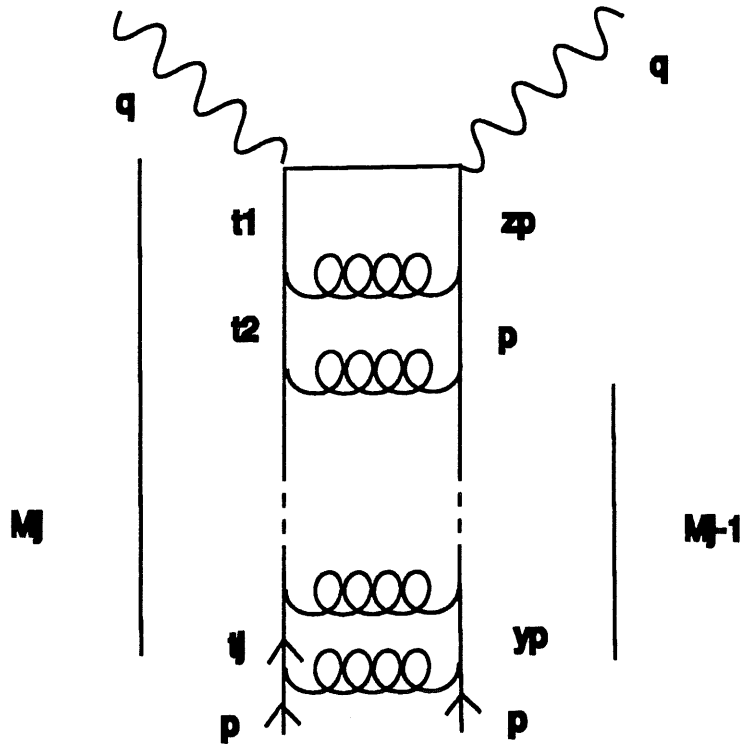


Figure 2.20: Diagramme d'échelle

La contribution à la section efficace de la  $j$  ième particule vaut:

$$\sigma_j(p, q, p^2 = m^2) = \int \frac{dy}{y} \frac{dt_j}{t_j} \frac{\alpha_S(t_j)}{2\pi} P_{qq}(y) \sigma_{j-1}(yp, q, p'^2 = t_j) \quad (2.168)$$

où

$$\alpha_S(t_j) = \frac{1}{4\pi b \log t_j} \quad (2.169)$$

On obtient alors pour  $\sigma_j$ :

$$\sigma_j = \frac{1}{(8\pi^2 b)^j} \int_{m^2}^{Q^2} \frac{dt_1}{t_1 \log t_1} \int_{m^2}^{t_1} \frac{dt_2}{t_2 \log t_2} \dots \int_{m^2}^{t_{j-1}} \frac{dt_j}{t_j \log t_j} \int_0^1 \frac{dy}{y} P_{qq}(y) \int_0^y \dots \int_0^y \frac{dz}{z} P_{qq}\left(\frac{z}{r}\right) \delta\left(1 - \frac{x}{z}\right) \quad (2.170)$$

où  $m^2$  désigne une coupure infrarouge convenablement choisie. On peut alors prendre les moments de Mellin pour découpler les intégrales avec  $P_{qq}$ :

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx x^{n-1} \sigma_j &= \frac{1}{(8\pi^2 b)^j} \frac{1}{j!} (\log \log \frac{Q^2}{m^2})^j \left[ \int_0^1 dy y^{n-1} P_{qq}(y) \right]^j \\ &= \frac{1}{j!} \left[ -a_{NS}(n) \log \log \frac{Q^2}{m^2} \right]^j \end{aligned} \quad (2.171)$$

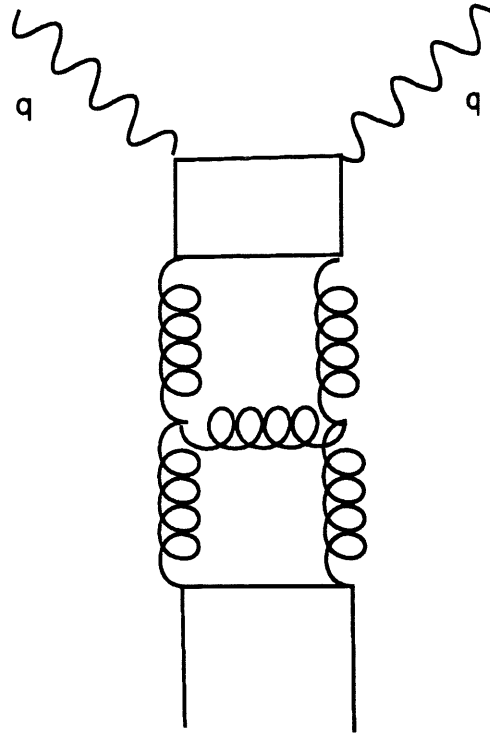


Figure 2.21: *Diagramme intervenant dans le cas singlet*

où  $a_{NS}(n)$  est la dimension anormale non singlet. La fonction de structure étant définie comme la somme de toutes les sections efficaces sur toutes les échelles possibles, on obtient:

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 dx x^{n-2} F_2^{NS}(x, Q^2) &\sim \sum \int_0^1 dx x^{n-1} \sigma_j \\
 &= \exp \left[ -a_{NS}(n) \log \log \left( \frac{Q^2}{m^2} \right) \right] \\
 &= \log \left( \frac{Q^2}{m^2} \right)^{-a_{NS}(n)}
 \end{aligned} \tag{2.172}$$

avec:

$$a_{NS}(n) = -\frac{\alpha^*}{2\pi} \int_0^1 dy y^{n-1} P_{qq}(y) \tag{2.173}$$

On retrouve donc bien les mêmes expressions des moments des fonctions de structure. On montrerait les mêmes types de résultats dans le cas singlet où des diagrammes comme ceux de la figure 2.21 interviennent.

On notera que l'on a un ordre imposé des  $t_i$  et des  $x$  à cause de la contrainte sur la conservation de l'énergie dans la cascade des partons:

$$x_B \leq x_j \leq \dots \leq x_1 \tag{2.174}$$

$$p^2 \ll |t_j| \ll \dots \ll |t_1| \ll Q^2 \tag{2.175}$$



On notera aussi qu'une équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi au-delà des logarithmes dominants a été établie [35]. On perd cependant l'interprétation simple en termes d'échelles et de cascades. Il faut alors resommer les termes en  $(\alpha_S \log(Q^2))^n$  comme dans l'approximation des logarithmes dominants mais aussi les termes en  $\alpha_S^n (\log(Q^2))^{n-1}$ . Dans le schéma de régularisation dimensionnelle minimal  $\overline{MS}$ , on peut alors montrer que les fonctions de structure peuvent s'écrire dans ce cas:

$$F_2 = \left(1 + \frac{\alpha_S}{2\pi} C_q^2\right) \otimes \sum e_q^2 (q_{MS} + \bar{q}_{MS}) + \frac{\alpha_S}{2\pi} (\sum 2e_q^2) C_g^2 \otimes g_{MS} \quad (2.176)$$

où les  $C_q$  sont connues.

Nous allons maintenant voir que les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi ne peuvent pas être valables dans tout le domaine cinématique en  $x$  et  $Q^2$  et qu'il faudra introduire de nouvelles équations d'évolution. Nous en traiterons deux: les équations de Lipatov et de Gribov Levin Ryskin.

### 2.3.2 Les différents domaines d'évolution, Equations de Lipatov et de Gribov Levin Ryskin dans le domaine standard

#### Insuffisance de l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi à bas $x$

Pour discuter la limite à bas  $x$  de l'expression des fonctions de structure de la diffusion profondément inélastique, il est habituel d'utiliser les variables  $\xi$  et  $y$  que nous avons déjà utilisées définies ainsi:

$$\xi = \log \log \frac{Q^2}{\Lambda^2} \quad (2.177)$$

$$y = \frac{8N_c}{\beta_0} \log \frac{1}{x} \quad (2.178)$$

On peut montrer qu'à bas  $x$ ,  $F_2$  est dominée par la production de gluons et est de la forme [37]:

$$F_2(x, Q^2) \sim \frac{\exp(\sqrt{2(\xi - \xi_0)y})}{\sqrt{2\pi} \sqrt{2(\xi - \xi_0)}} \quad (2.179)$$

On peut alors en déduire que la section efficace totale de diffusion d'un photon virtuel sur le proton augmenterait plus vite que toute puissance de:

$$\log \frac{1}{x} \sim \log \frac{s}{Q^2} \quad (2.180)$$

De plus, la limite d'unitarité exige que l'augmentation ne puisse pas se faire plus rapidement que le carré du rayon du hadron.

$$\sigma_{tot}^{\gamma*} = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F(x, Q^2) \leq 2\pi R(s)^2 \quad (2.181)$$

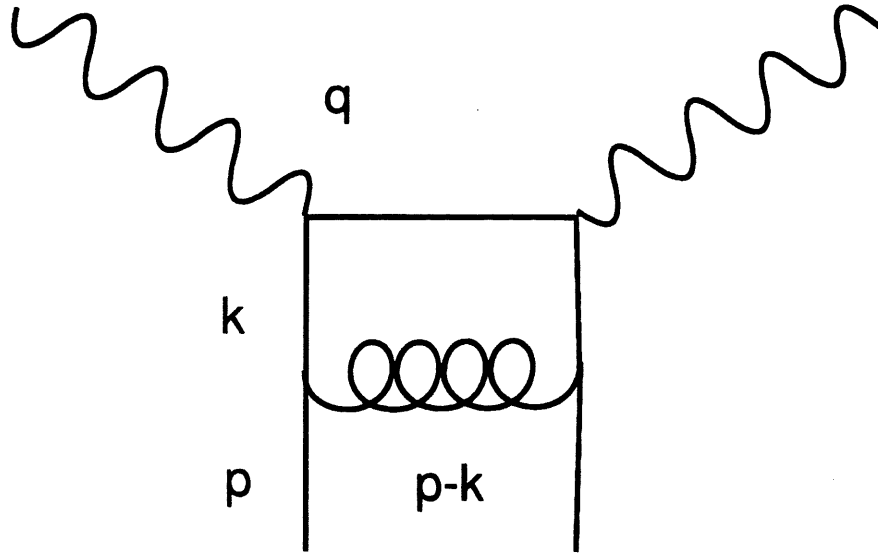


Figure 2.22: Diagramme (explication des notations)

avec  $R(s) \sim \log(s)$ . Il existera donc une valeur de  $x$  pour laquelle la description standard de la chromodynamique quantique ne sera plus valable.

Lorsque l'on calcule le diagramme de la figure 2.22, on s'aperçoit également que les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi ne seront pas valables à bas  $x$ . Pour le voir, il est plus facile d'exprimer les impulsions des particules à l'aide des variables de Sudakov:

$$k_\mu = \alpha q'_\mu + \beta p'_\mu + k_{T\mu} \quad (2.182)$$

où  $q'$  et  $p'$  sont les vecteurs définis par:

$$q_\mu = q'_\mu - x p'_\mu \quad (2.183)$$

$$p_\mu = p'_\mu + \frac{M^2}{S} \simeq p'_\mu \quad (2.184)$$

On peut alors montrer que le tenseur hadronique  $W_{\mu\nu}$  défini précédemment contient la distribution  $\delta$  suivante [36]:

$$\delta \left( \beta - x - \frac{k_T^2}{1 - k_T^2/(1 - \beta)S} \right) \quad (2.185)$$

On effectue alors l'approximation  $\beta \simeq x$  lors du calcul du diagramme de la figure 2.22 qui ne sera donc valable que si le troisième terme est petit devant  $x$ . A bas  $x$ , il ne sera pas possible de faire cette approximation et les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi doivent donc être modifiées.

La méthode du développement en produits d'opérateurs conduit également aux mêmes conclusions. On a vu en effet que l'on ne gardait que l'opérateur de twist deux pour obtenir les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi. A bas  $x$ , la

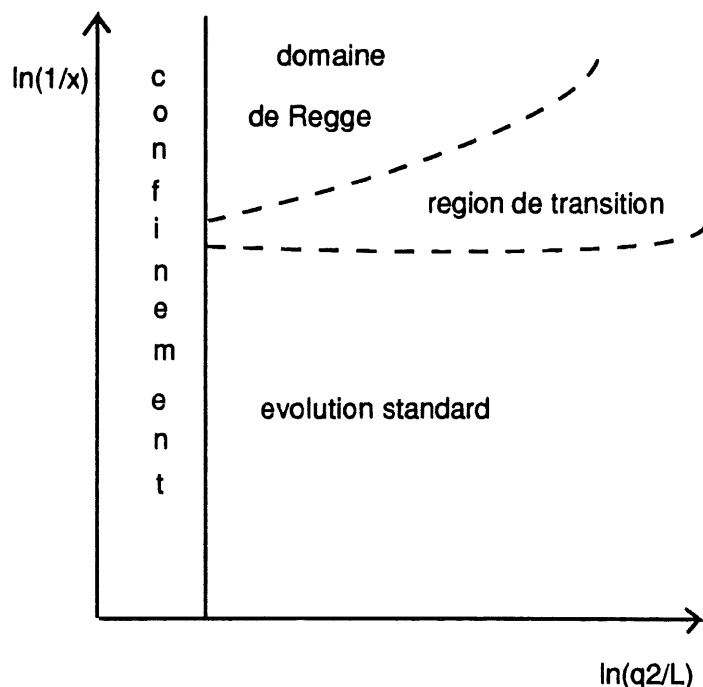


Figure 2.23: *Les différents domaines d'évolution*

contribution des opérateurs de twist quatre devient aussi importante que celle des opérateurs de twist deux et on ne peut plus la négliger. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce point par la suite.

Nous étudierons lorsque nous verrons l'équation de Gribov, Levin et Ryskin un modèle phénoménologique simple basé sur le modèle des partons permettant de "visualiser" cette limite.

### Les différents domaines d'évolution

On distingue habituellement trois régions d'évolution différentes (fig. 2.23): l'évolution standard, la région de transition, et le domaine de Regge [38]. La première région est elle-même subdivisée en trois parties correspondant à des équations d'évolution différentes (Gribov Lipatov Altarelli Parisi, Lipatov et Gribov Levin Ryskin) (fig 2.24). Les limites des différents domaines données sur ces figures ne sont évidemment pas parfaitement fixées et n'ont qu'un rôle schématique.

La région d'évolution standard est une région où les valeurs de  $x$  ne sont pas trop basses et où le moment transféré  $Q^2$  est assez grand. La section efficace de diffusion profondément inélastique est assez faible:

$$\sigma(\gamma^* N) \ll \alpha_{em} \pi R_h^2 \quad (2.186)$$

où  $R_h$  est le rayon typique du hadron. Typiquement, la section efficace obtenue varie en  $1/Q^4$  à grand  $Q^2$ . Dans cette région, on peut utiliser en général le modèle phénoménologique des partons. On peut également appliquer l'approximation des logarithmes dominants en chromodynamique quantique perturbative. On obtient ainsi une équation linéaire pour les fonctions de structure.

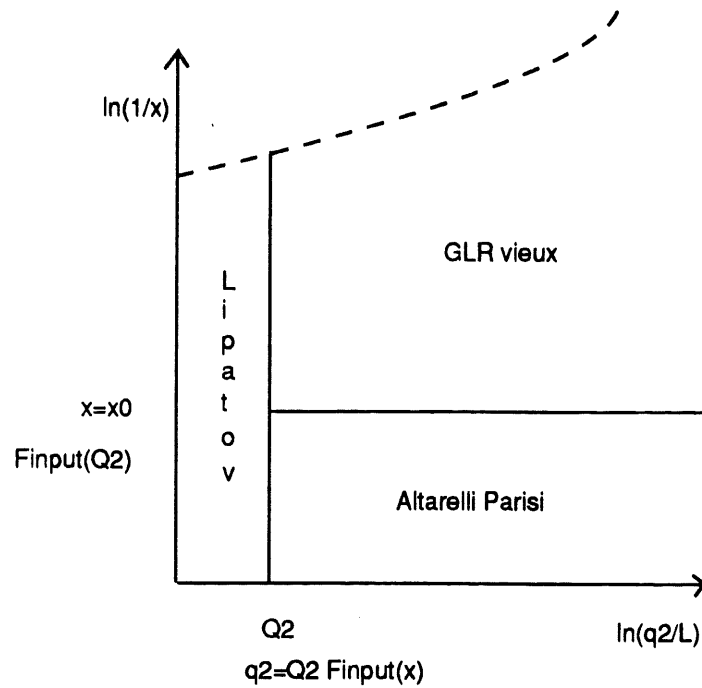


Figure 2.24: *Les différents domaines dans la zone d'évolution standard*

Dans la région de transition, la situation change radicalement. La section efficace  $\sigma(\gamma^* N)$  devient grande jusqu'à atteindre, à la limite du domaine de Regge, la taille du hadron. On verra que, dans cette région, la section efficace varie en  $\log Q^2$ . On peut encore utiliser phénoménologiquement le modèle des partons à condition de tenir compte des interactions entre eux, comme on le verra lorsque l'on étudiera en détail les équations de Gribov, Levin et Ryskin.

Enfin, le domaine de Regge est le plus mal connu et le plus difficile. La section efficace  $\sigma(\gamma^* N)$  est très grande, de l'ordre de  $\pi R_h^2$ .  $\alpha_S$  reste petit dans cette région mais les méthodes perturbatives utilisées habituellement en chromodynamique quantique ne peuvent pas être utilisées car la densité de partons est trop grande. On peut cependant espérer pouvoir résoudre le problème car le couplage reste faible, même si la densité de partons augmente considérablement.

Nous allons maintenant étudier chaque domaine en détail en analysant en particulier les équations de Gribov Levin Ryskin dans le domaine de transition.

### Le domaine de l'évolution standard

**Le domaine Gribov Lipatov Altarelli Parisi** Nous ne commenterons plus cette région que nous avons déjà analysée en détails dans les paragraphes précédents. On peut simplement mettre l'accent sur les différences avec les autres domaines: on fait un développement en  $\alpha_S \log Q^2$  et on resomme les  $\alpha_S \log Q^2$  pour chaque cascade de partons, et on obtient une équation d'évolution en  $Q^2$ . Les conditions suivantes doivent être réalisées pour que l'approximation faite soit valable:

$$\alpha_S \log Q^2 \simeq 1 \quad (2.187)$$

$$\alpha_S \log \frac{1}{x} \ll 1 \quad (2.188)$$

$$\alpha_S \ll 1 \quad (2.189)$$

On a également un ordre imposé en  $Q^2$  et en  $x$  le long du diagramme d'échelle.

**Le domaine de Lipatov** Nous avons vu que l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi incluait formellement tous les termes en  $\log Q^2$ , c'est-à-dire les termes suivants:  $(\alpha_S(Q^2) \log(Q^2/\Lambda^2))^n$ . Cette équation ne prend pas en compte les termes du type  $(\alpha_S(Q^2) \log(1/x))^n$  et ne peut pas, par conséquent, être valable à bas  $x$  [40]. Une autre approche réalisée par Fadin Kuraev et Lipatov [33] a été d'extraire les termes en  $(\alpha_S \log \frac{1}{x})^n$  de la contribution de chaque diagramme de Feynman. On resomme donc les termes du type  $(\alpha_S(Q^2) \log(1/x))^n$ , mais on omet les termes de la forme  $(\alpha_S(Q^2) \log(Q^2/\Lambda^2))^n$ , c'est-à-dire la pure évolution en  $Q^2$ . On va donc obtenir une équation d'évolution en  $x$  [33].

$$F_2(x, Q^2) = \sum_n \left( \alpha_S \log \frac{1}{x} \right)^n F_n(Q^2) \quad (2.190)$$

A l'approximation dite des doubles logarithmes, on resomme donc les termes en  $(\alpha_S(Q^2) \log(1/x) \log(Q^2/\Lambda^2))^n$  dans le cas des équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi et de Lipatov. Ces deux équations sont donc les mêmes dans le cadre de cette approximation. La probabilité d'émission du  $i$  ème parton en utilisant les diagrammes d'échelle est donc évidemment la même que celle trouvée lorsque l'on a étudié les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi à l'approximation des doubles logarithmes. A bas  $x$ , elle vaut:

$$P_i = \frac{N_c \alpha_S}{\pi} \frac{dx_i}{x_i} \frac{dq_i^2}{q_i^2} \quad (2.191)$$

Dans ce cas, l'ordre en  $x$  est forcé:

$$x_B \ll x_n \ll \dots \ll x_i \ll x_{i-1} \ll \dots \ll x_0 \quad (2.192)$$

mais il n'y a pas d'ordre imposé pour les  $q_i^2$  (Fig. 2.25).

Le domaine où ces équations pourront s'appliquer est tel que:

$$\alpha_S \log \frac{1}{x} \simeq 1 \quad (2.193)$$

$$\alpha_S \log Q^2 \ll 1 \quad (2.194)$$

$$\alpha_S \ll 1 \quad (2.195)$$

On montre alors que l'équation d'évolution pour le gluon peut être écrite sous la forme:

$$\begin{aligned} -x \frac{\partial f(x, q^2)}{\partial x} &= \frac{3\alpha_S}{\pi} q^2 \int \frac{dq'^2}{q'^2} \left[ \frac{f(x, q'^2) - f(x, q^2)}{|q'^2 - q^2|} - \frac{f(x, q^2)}{(4q'^4 + q^4)^{1/2}} \right] \\ &= K \otimes f \end{aligned} \quad (2.196)$$

où  $f(x, q^2)$  est la distribution de gluons non intégrée qui donne la probabilité de trouver un gluon dans un hadron, de fraction d'impulsion longitudinale  $x$ , et d'impulsion

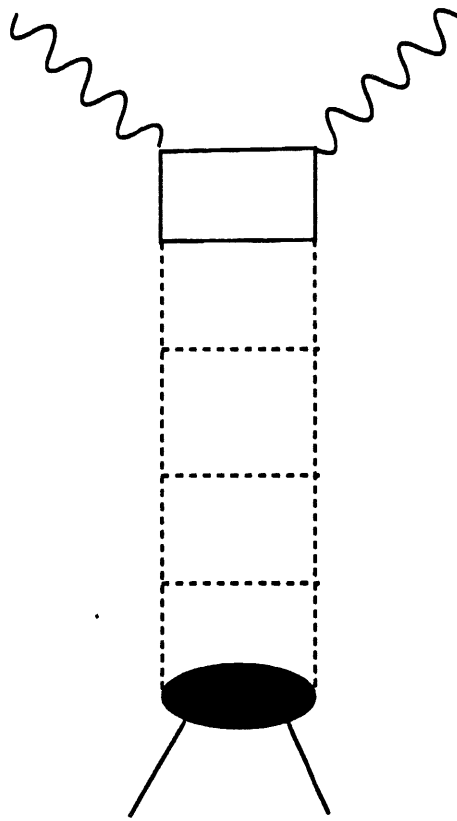


Figure 2.25: Diagramme en échelle

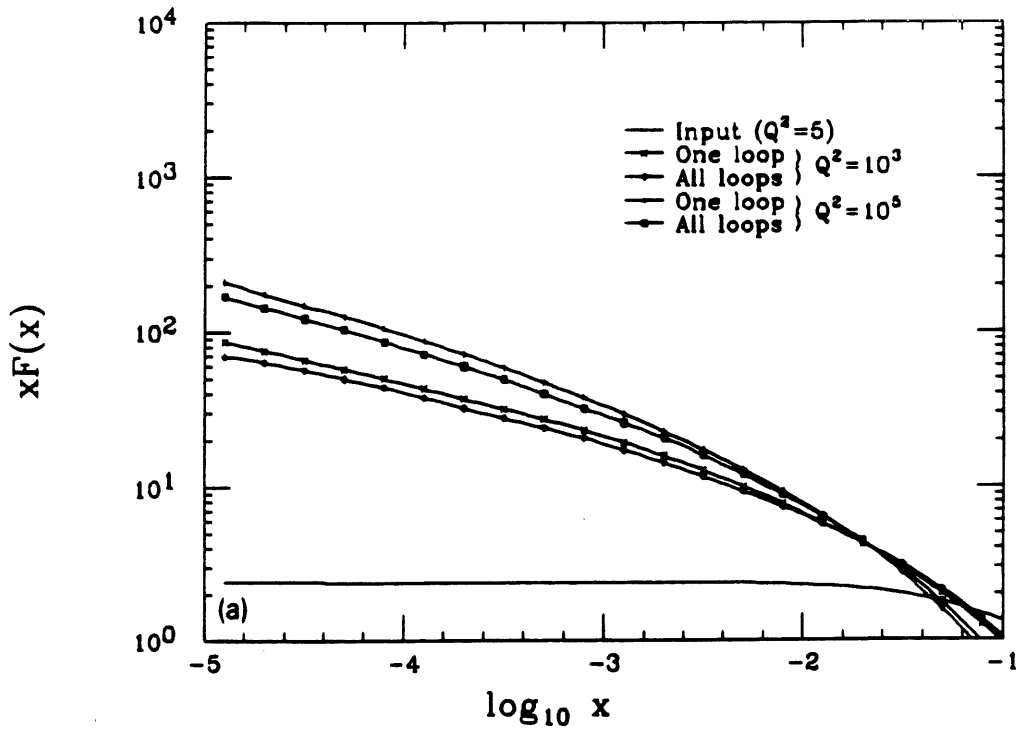


Figure 2.26: Comparaison des résultats des équations d'évolution de Lipatov et de Gribov Lipatov Altarelli Parisi

transverse au carré  $q^2$ .  $f$  est reliée à la distribution de gluons intégrée  $g(x, Q^2)$  par la formule suivante:

$$\int_0^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} f(x, q^2) = xG(x, Q^2) \quad (2.197)$$

Dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants en  $\log(1/x)$ ,  $\alpha_S$  est pris comme un paramètre constant. Il faut remarquer que l'intégration commence à  $q'^2 = 0$ , donc dans le domaine non perturbatif, et que la connaissance de  $f$  dans cette région est en principe nécessaire si l'on veut obtenir des prédictions absolues sur  $F_2(x, Q^2)$ . Une méthode souvent utilisée est d'introduire une coupure en  $q_0^2$  donné qui évite d'entrer dans le domaine non perturbatif où  $f$  n'est pas connue. Il faut alors étudier la variation de la solution obtenue en fonction de la coupure  $q_0^2$ . Il a été montré récemment que le comportement à bas  $x$  en  $(x/x_0)^\lambda$  caractéristique du comportement à la Lipatov de l'évolution des fonctions de structure où  $\lambda$  vaut:

$$\lambda = \frac{3\alpha_S}{\pi} 4 \log 2 \simeq 0.5 \quad (2.198)$$

n'est pas affecté par la coupure sur  $q_0^2$  [41]. Nous reviendrons sur une étude numérique des équations de Lipatov lorsque nous étudierons le phénomène de saturation. On peut d'ailleurs remarquer que l'équation de Lipatov ne pourra pas être non plus valable à très bas  $x$ , même si elle resomme les termes en  $\log(1/x)$  car elle violera la limite d'unitarité comme le fait l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi.

**Le domaine de Gribov Levin Ryskin** Gribov, Levin et Ryskin ont essayé de généraliser ces deux approches à la région où il y a un ordre imposé pour les  $q_i^2$  et les  $x_i$ . C'est ce que nous appellerons la vieille équation de Gribov, Levin et Ryskin par rapport à la nouvelle dans le domaine de transition [38]. On aura donc:

$$q^2 \gg q_n^2 \gg \dots \gg q_i^2 \gg q_{i-1}^2 \gg \dots \gg Q_0^2 \quad (2.199)$$

$$x_B \ll x_N \ll \dots \ll x_i \ll x_{i-1} \ll \dots \ll x_0 \quad (2.200)$$

La fonction de structure devient alors [42]:

$$(F_2)_{DLA} = \sum_n \Pi^n P_i = \sum_n \left( \frac{N_c \alpha_S}{\pi} \right)^n \int_{x_B}^{x_0} \frac{dx_n}{x_n} \dots \int_{x_i}^{x_0} \frac{dx_{i-1}}{x_{i-1}} \dots \int_{x_2}^{x_0} \frac{dx_1}{x_1} \int_{Q_0^2}^{q_n^2} \frac{dq_n^2}{q_n^2} \dots \int_{Q_0^2}^{q_i^2} \frac{dq_{i-1}^2}{q_{i-1}^2} \dots \int_{Q_0^2}^{q_1^2} \frac{dq_1^2}{q_1^2} \quad (2.201)$$

$$= \sum_n \frac{1}{(n!)^2} \left( \frac{N_c \alpha_S}{\pi} \log q^2 \log \frac{1}{x} \right)^n \quad (2.202)$$

$$\sim \exp \sqrt{4 \frac{N_c \alpha_S}{\pi} \log q^2 \log \frac{1}{x}} \quad (2.203)$$

Ce résultat est vrai à l'approximation des doubles logarithmes étudiée précédemment. Pour estimer la validité de cette approximation, on multiplie la fonction de splitting  $P_i$  par le facteur suivant:

$$1 + K_1(x, q_i^2) + K_2(x, q_i^2) + K_3(x, q_i^2) \quad (2.204)$$

où  $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_3$  tendent respectivement vers 0 lorsque  $x$ ,  $q^2$ , ou  $x$  et  $q^2$  tendent vers 0. L'expression de  $F_2$  peut alors se mettre sous la forme:

$$\frac{F_2}{(F_2)_{DLA}} = 1 + \sqrt{4 \frac{N_c \alpha_S}{\pi} \log q^2 \log \frac{1}{x}} \left[ \frac{\int_{x_B}^1 \left( \frac{K_1(x,0)}{x} \right) dx}{\log \frac{1}{x}} + \frac{\int_{q^2} \left( \frac{K_2(0,q^2)}{q^2} \right) dq^2}{\log q^2} + \frac{\int_{q^2} \frac{dq^2}{q^2} \int_{x_B}^1 \frac{dx}{x} K_3(x, q^2)}{\log q^2 \log x} \right] \quad (2.205)$$

Les corrections en  $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_3$  sont respectivement de l'ordre de  $\alpha_S \log q^2$ ,  $\alpha_S \log \frac{1}{x}$  ou de  $\alpha_S$ . On obtiendra des corrections faibles pour respectivement des corrections de l'ordre de  $\alpha_S \log q^2$ ,  $\alpha_S \log \frac{1}{x}$  ou  $\alpha_S$  si:

$$\alpha_S^2 \log q^2 \ll \log \frac{1}{x} \quad (2.206)$$

$$\alpha_S^2 \log \frac{1}{x} \ll \log q^2 \quad (2.207)$$

$$\alpha_S^3 \ll \log q^2 \log \frac{1}{x} \quad (2.208)$$

Historiquement, Gribov, Levin et Ryskin ont cherché à développer la fonction de structure en puissances de  $\alpha_S \log \frac{1}{x} \log Q^2$ ,  $\alpha_S \log \frac{1}{x}$  et  $\alpha_S \log Q^2$  en prenant bien garde à ne pas compter deux fois le même terme.

**Unification de ces trois domaines** Catani, Marchesini et Webber ont été capables d'obtenir une équation d'évolution correcte dans toute la région d'évolution standard: ils sont parvenus à écrire la probabilité  $P_i$  d'émission du  $i$ ème parton de telle manière qu'elle ne dépende que des variables cinématiques du parton émis dans l'étape précédente du diagramme d'échelle. Ils ont obtenu une équation d'évolution pour la fonction de structure du gluon non intégrée [43]:

$$xG(x, Q^2) = \int dq^2 \Phi(x, Q, q) \quad (2.209)$$

$$\frac{\partial \Phi(x, Q, q)}{\partial \log Q^2} = \int_x^1 dz \left( P(z) - \frac{N_c \alpha_S}{\pi z} \right) \frac{1}{z} \Phi\left(\frac{x}{z}, \frac{Q}{z}, q - \frac{1-z}{z} Q\right) + \int_x^1 dz \left( \frac{N_c \alpha_S}{\pi z} \Delta_{ns}(z, \frac{Q}{z}, q) \right) \frac{1}{z} \Phi\left(\frac{x}{z}, \frac{Q}{z}, q - \frac{1-z}{z} Q\right) \quad (2.210)$$

où on a posé:

$$\Delta_{ns}(z, q, Q) = \exp \left[ \frac{N_c \alpha_S}{\pi} \int_z^1 \frac{dz_i}{z_i} \int_{(z_i q)^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} \right] \quad (2.211)$$

On peut alors noter que la solution numérique de cette équation ne diffère qu'au maximum de 5% environ avec la solution des équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi (fig. 2.26) [43]. Cette similitude est due à une annulation fortuite de termes correctifs car l'approche théorique est sensiblement différente.



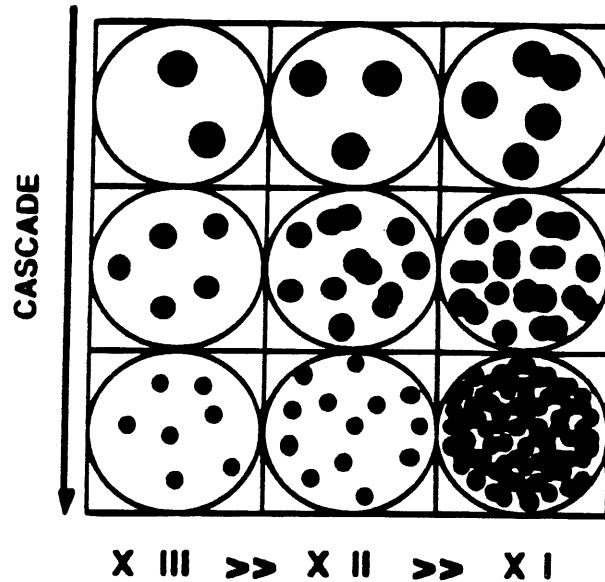


Figure 2.27: *Saturation à bas  $x$  (image partonique)*

### 2.3.3 Région de transition

#### Image phénoménologique

Nous allons commencer par donner une interprétation phénoménologique simple des équations de Gribov, Levin et Ryskin, que nous allons appeler nouvelles par rapport aux anciennes, à partir du modèle des partons. Remarquons dès maintenant que les équations de Gribov Levin Ryskin représentent une première tentative de traiter le phénomène de saturation en chromodynamique quantique et que ce problème est toujours ouvert aujourd'hui.

Nous avons vu que, lorsque  $x$  diminuait, la section efficace de diffusion profondément inélastique devenait, dans le cadre de l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi, plus grande que la surface du hadron. C'est bien sûr impossible car cela impliquerait une violation de la limite d'unitarité.

L'évolution standard de la chromodynamique quantique peut être représentée comme une succession de cascades à l'intérieur du nucléon. Quand  $Q^2$  augmente à  $x$  fixé, on peut dire que le pouvoir grossissant du microscope est plus grand, si on reprend l'image que l'on a déjà utilisée, et que l'on fait varier ainsi la résolution sur le hadron. Donc, les partons sont plus petits [8] (fig. 2.27). Par contre, si  $x$  diminue à  $Q^2$  fixé, le nombre de partons augmente très rapidement selon l'évolution standard des fonctions de structure. On en déduit alors l'image de la figure 2.27. Dans le cadre de la chromodynamique quantique standard, on ne considère qu'un seul processus: ce sont les cascades de partons et donc l'augmentation de la densité de partons. Cependant, quand le nombre de partons augmente, il faut tenir compte des interactions entre partons et des processus de recombinaison. Ces nouveaux processus viennent contrebalancer la création de nouveaux partons (Fig. 2.29). Dans ce cas, l'évolution standard de la fonction de structure  $F_2$  serait remplacée par

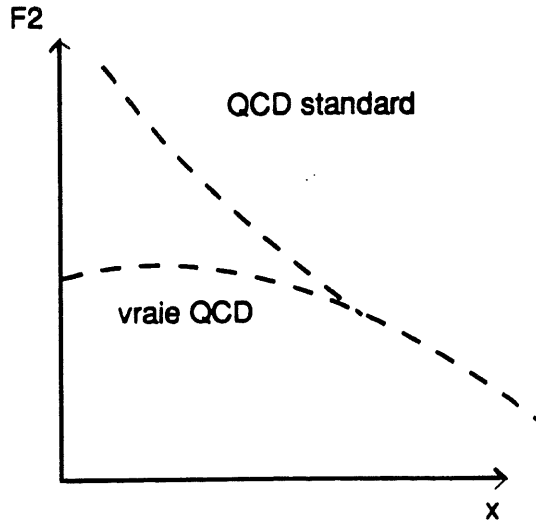


Figure 2.28: *Différence entre l'évolution standard de Gribov Lipatov Altarelli Parisi et celle que doit donner la chromodynamique quantique*

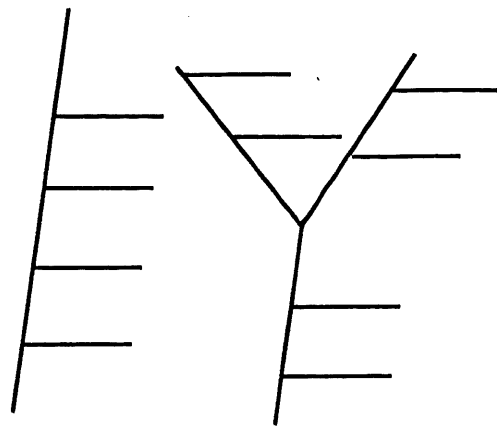
une évolution plus lente comme celle donnée par exemple sur la figure 2.28. Cet argument très simple et heuristique nous permet donc de voir comment peut être modifiée l'évolution en  $\log \frac{1}{x}$  des fonctions de structure standard.

On peut maintenant, dans le cadre de ce modèle, avoir une idée de la façon dont vont être modifiées les équations d'évolution des fonctions de structure [37].

Dans le schéma standard, la modification de la densité de partons est due à l'obtention de deux partons à partir d'un seul. Le changement  $\delta F_2$  dans la fonction de structure est alors proportionnel à la probabilité de trouver le parton initial. On va donc obtenir une équation linéaire pour l'évolution de  $F_2$ , c'est l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi. D'autre part, les processus de recombinaison doivent être proportionnels à la probabilité de trouver deux partons. Si on néglige les corrélations, on peut penser que cette probabilité est le carré de la probabilité d'obtenir un parton. On va donc obtenir un terme  $\delta F_2$  en  $F_2^2$ . On peut également penser que ce terme va dépendre de la taille d'un quark de valence et non pas de la taille du hadron. En effet, dans le cadre de ce modèle, on peut supposer que les deux partons auront plus de chances de se recombiner s'ils proviennent des mêmes "parents", donc du même quark de valence. Nous étudierons ces processus de manière plus formelle en utilisant ensuite deux méthodes différentes: la méthode des diagrammes en éventail (appelés diagrammes "fan") due à Gribov, Levin et Ryskin et la méthode du développement en produits d'opérateurs et du groupe de renormalisation.

Mais, commençons par donner une évaluation de la frontière entre la physique perturbative et non perturbative dans le cadre de ce modèle. Considérons la probabilité des partons d'interagir entre eux. Elle a pour expression [37]:

$$W(x, Q^2) = \frac{\alpha_S(Q^2) F_2(x, Q^2)}{Q^2 R_h^2} \sim \frac{\exp \sqrt{2\xi y}}{Q^2 \log Q^2 y^2} \quad (2.212)$$



standard

nouveau: recombinaison

Figure 2.29: *Evolution standard et recombinaison de partons*

où on a posé:

$$\xi = \log \log \frac{Q^2}{\Lambda^2} \quad (2.213)$$

$$y = \frac{8N_c}{\beta_0} \log \frac{1}{x} \quad (2.214)$$

Chacun des termes de  $W$  peut s'interpréter simplement:  $\alpha_S/Q^2$ ,  $F_2$  et  $R_h^2$  sont respectivement la surface effective transverse du parton, le nombre de cascades possibles, et la surface totale du hadron.  $W$  représente donc le rapport entre la surface occupée par les partons et la surface totale disponible. En écrivant qu'à la frontière entre les domaines perturbatif et non perturbatif,  $W$  est voisin de 1 et en négligeant tous les termes qui ne dominent pas ( $\xi$  par rapport à  $e^\xi$ ,  $\log y$  par rapport à  $y$ ), on obtient un ordre de grandeur de la ligne de séparation entre les domaines:

$$y \sim \frac{\exp 2\xi}{\xi} \quad (2.215)$$

Il suffit pour obtenir cet ordre de grandeur de remplacer  $Q^2$  en fonction de  $\xi$  et de prendre le logarithme de l'expression obtenue, ce qui conduit à  $\sqrt{2\xi y} \sim e^\xi$ , ce qui redonne immédiatement l'expression 2.213. Nous allons maintenant donner une approche plus formelle des équations de Gribov Levin Ryskin par la méthode diagrammatique.

### Méthode diagrammatique de l'obtention de l'équation de Gribov Levin Ryskin

Sur la figure 2.30, sont montrés les diagrammes d'échelle de l'évolution standard et les premières corrections que l'on appelle un diagramme en éventail. La partie haute de l'échelle se subdivise en deux, et les deux parties se couplent en bas avec

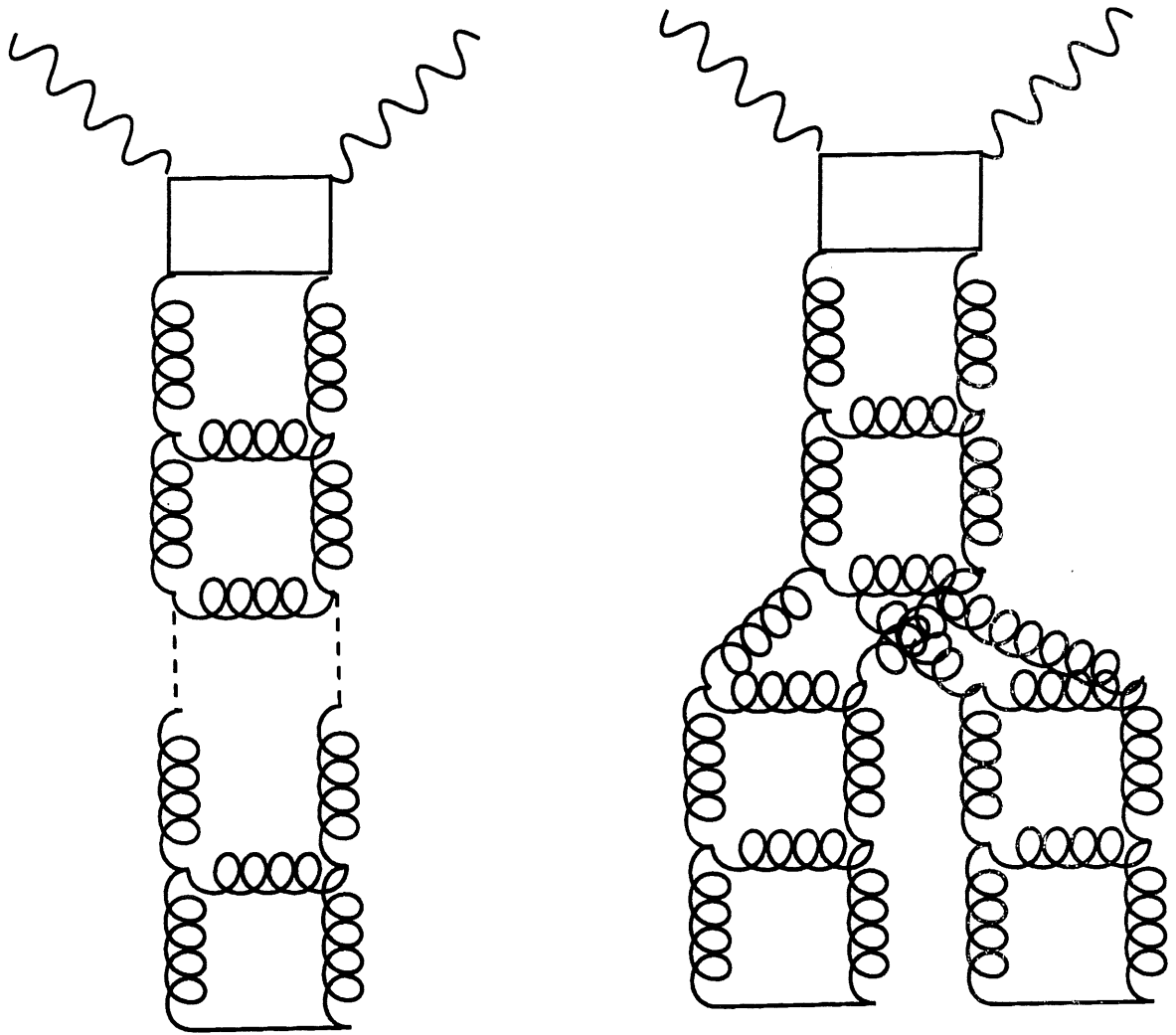


Figure 2.30: *Diagrammes d'échelle avec et sans recombinaison*

le nucléon. Il a donc fallu calculer les vertex à trois échelles, ce qui sort de notre propos [42]. On peut alors montrer que, si on tient compte de tous les diagrammes, il apparaît un terme négatif quadratique  $q$  vient compenser l'évolution à bas  $x$  de la chromodynamique standard. Le signe moins apparaît comme le résultat de l'intégration sur les différents diagrammes de Feynman et s'interprète facilement en termes de saturation de partons. Il fallait que le terme obtenu soit négatif si on voulait contrebalancer la forte évolution des fonctions de structure à bas  $x$ .

Commençons par donner une représentation partonique de l'équation de Gribov Levin Ryskin afin de comprendre la notion de saturation. La structure de la cascade partonique doit être une combinaison de deux processus: l'émission de gluons est proportionnelle à la densité de partons d'impulsion transverse fixée comme dans l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi et l'annihilation de gluons à la probabilité de trouver deux gluons d'impulsion fixée. On peut s'attendre à obtenir une équation en fonction de la densité de gluons  $xG(x, q^2)$  ayant la forme suivante:

$$\frac{\partial^2 xG(x, q^2)}{\partial \log \frac{1}{x} \partial \log q^2} = \alpha_S xG(x, q^2) - \alpha_S^2 \frac{C}{q^2 R_h^2} (xG(x, q^2))^2 \quad (2.216)$$

ce qui est une forme approchée de l'équation de Gribov Levin Ryskin. On a fait apparaître le terme  $R_h$  qui est la taille du hadron. On comprend en effet aisément avec le modèle des partons que le terme de saturation doit être inversement proportionnel à la surface du hadron considéré: plus la surface est faible, plus la saturation doit être importante. Ceci n'est qu'une interprétation heuristique de l'équation de Gribov Levin Ryskin, il faut en fait resommer les différents diagrammes de Feynman pour calculer la constante  $C$ .

Gribov, Levin et Ryskin ont alors généralisé la technique des diagrammes en éventail en considérant des cascades de vertex à trois échelles comme on le voit sur la figure 2.30 [42]. En partant du haut du diagramme, on commence par une branche à deux échelles, puis deux branches, et ainsi de suite jusqu'à l'infini. Remarquons bien qu'il y a là une approximation: en toute rigueur, il faudrait tenir compte aussi des diagrammes où le nombre d'échelles pourrait être constant ou diminuer, c'est-à-dire des diagrammes appelés les diagrammes de Regge (fig 2.31). On peut justifier cette approximation en utilisant le modèle des partons: on veut une équation d'évolution à bas  $x$  afin d'atteindre la limite de Regge et on peut négliger la recombinaison des échelles si on se place à un  $Q^2$  suffisamment grand. Une approximation supplémentaire concernant le couplage de  $n$  échelles au hadron en bas du diagramme a alors été faite. Pour pouvoir calculer ce diagramme, le couplage de  $n$  échelles est supposé être proportionnel à la puissance nième du couplage avec une seule échelle. Ceci implique que la probabilité à bas  $Q_0^2$  de trouver deux gluons de fractions d'impulsion  $x_1$  et  $x_2$  est proportionnelle à  $g(x_1, Q_0^2) \cdot g(x_2, Q_0^2)$ . Ceci implique qu'il n'y ait pas de corrélation entre les gluons. On obtient alors l'équation suivante:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi(x, q^2)}{\partial \log(\frac{1}{x})} &= \int \hat{K}(q^2, q'^2) \Phi(x, q'^2) \frac{4N\alpha_S(q'^2)}{4\pi} dq'^2 \\ &\quad - \frac{3Q_0^2}{\pi} \left( \frac{\alpha_S(q^2)}{4\pi} \right)^2 g\Phi^2(x, q^2) \end{aligned} \quad (2.217)$$

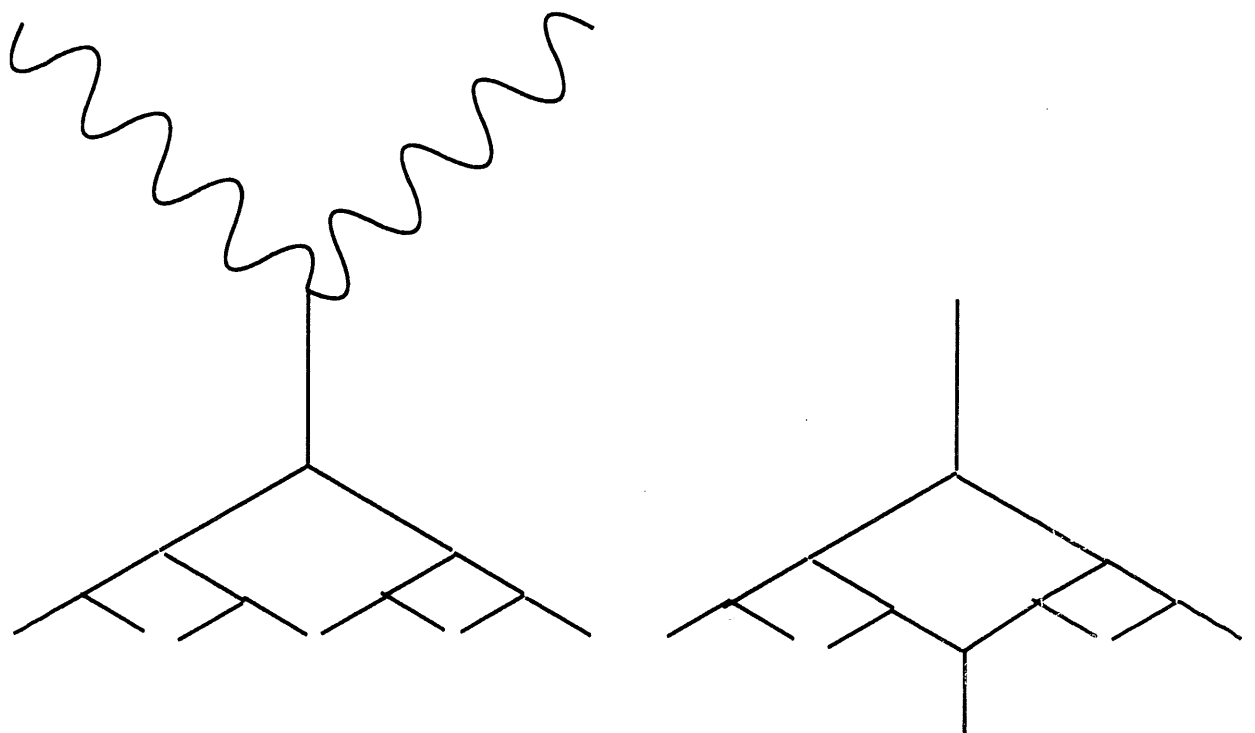


Figure 2.31: *Diagramme d'échelle utilisé dans l'équation de Gribov Levin Ryskin - Diagramme d'échelle négligé (recombinaison d'échelles)*

où:

$$\Phi = \frac{\partial x G(x, q^2)}{\partial q^2} \quad (2.218)$$

où  $R$  est le rayon transverse du hadron,  $N$  le nombre de couleurs,  $K$  le noyau.  $Q_0^2$  est un paramètre phénoménologique dû à la borne d'intégration sur le moment transverse transféré le long de deux échelles. Le paramètre  $g$  a environ une valeur constante et vaut:

$$g = \frac{N^2}{\sqrt{N^2 - 1}} \frac{1}{(1 - f)^2} \quad (2.219)$$

avec:

$$1 - f = -\frac{\partial \log \Phi(x, q^2)}{\partial \log q^2} \quad (2.220)$$

On peut voir qu'avec cette équation, il n'y aura pas de violation de l'unitarité à cause du terme négatif. Ce terme contient un paramètre phénoménologique  $Q_0^2$ . On peut montrer que ce terme est lié au rayon de corrélation de deux gluons à l'intérieur du hadron à  $x \simeq 1$  [44]:

$$R_h^2 = \frac{12}{Q_0^2} \quad (2.221)$$

Avant de présenter des solutions de cette équation, nous allons donner une autre approche basée sur le développement en produits d'opérateurs de Wilson et la théorie de la renormalisation.

### Méthode du développement en produits d'opérateurs de Wilson

Ce procédé permet de réobtenir les équations de Gribov Levin Ryskin par une autre méthode. Nous allons d'abord analyser l'insuffisance des équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi en termes de dimension anormale, puis nous essaierons de trouver une justification de l'équation de Gribov Levin Ryskin avec la théorie de Wilson.

On peut montrer que les moments de Mellin sont singuliers autour de  $n = 1$  à bas  $x$  et que si on développe la dimension anormale  $\gamma_{\nu\nu}$  de l'opérateur à deux gluons:

$$F^{\alpha\mu_1} D^{\mu_2} \dots D^{\mu_{n-1}} F_{\alpha}^{\mu_n} \quad (2.222)$$

autour de  $n = 1$ , on obtient [37] [38]:

$$\gamma_{\nu\nu} = \frac{N_C}{\pi} \frac{\alpha_S}{n-1} \quad (2.223)$$

Cette singularité apparaît aussi pour des opérateurs de twist supérieur à deux par exemple pour la dimension anormale de l'opérateur à quatre gluons [39]:

$$(\partial)^{n_1} A_{\mu} (\partial)^{n_2} A^{\mu} (\partial)^{n_3} A_{\nu} (\partial)^{n_4} A^{\nu} \quad (2.224)$$

Selon la singularité obtenue à bas  $x$ , les opérateurs de twist supérieur à deux peuvent devenir plus importants que les opérateurs de twist deux. Or, pour

l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi, on s'est limité à des opérateurs de twist deux. En toute rigueur, il faudrait donc considérer à bas  $x$  toutes les valeurs de twist et on n'obtiendrait certainement pas qu'un terme quadratique pour la saturation, mais des termes cubiques positifs, quartiques négatifs... La resommation des différents ordres est encore à l'étude aujourd'hui.

Nous allons maintenant essayer d'interpréter l'équation de Gribov Levin Ryskin en termes de produits d'opérateurs. Ecrivons donc les moments de Mellin de la fonction de structure  $F_2$  à l'ordre  $n$  et gardons le twist dominant et le twist suivant:

$$M_n(q^2) = f_1^n(q^2) \langle p|O_n^{(1)}|p \rangle + \frac{1}{q^2} f_2^n(q^2) \langle p|O_n^{(2)}|p \rangle \quad (2.225)$$

où  $O^{(1)}$  et  $O^{(2)}$  sont les opérateurs du twist dominant et du twist suivant. Comme d'habitude, il faut alors écrire l'équation du groupe de renormalisation sur  $M_n$  car  $M_n$  est une quantité physique ne dépendant pas du point de renormalisation  $\mu^2$ . On obtient alors:

$$\mu^2 \frac{dM_n(q^2)}{d\mu^2} = 0 \quad (2.226)$$

On obtient pour  $f_1$  et  $f_2$ :

$$\langle p|O_n^{(1)}|p \rangle (\mathcal{D} - \gamma_1) f_1^n\left(\frac{q^2}{\mu^2}, \alpha_S\right) + \frac{1}{q^2} \langle p|O_n^{(2)}|p \rangle (\mathcal{D} - \gamma_2) f_2^n\left(\frac{q^2}{\mu^2}, \alpha_S\right) = 0 \quad (2.227)$$

où on a posé:

$$\mathcal{D} = -\frac{\partial}{\partial \log q^2} + \beta(\alpha_S) \frac{\partial}{\partial \alpha_S} \quad (2.228)$$

et  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  sont respectivement les dimensions anormales des opérateurs  $O_1$  et  $O_2$ . A grand  $Q^2$ , le deuxième terme de l'équation est négligeable et on retrouve les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi. Sinon, cette équation ne permet pas de trouver la dépendance des fonctions de structure en  $Q^2$ , il faut trouver  $\gamma_2$  en fonction de  $\gamma_1$ , en prenant des opérateurs de twist plus élevé que deux. On montre que [45]:

$$\gamma_2 = 2\gamma_1 \left( \frac{n-1}{2} \right) \quad (2.229)$$

lorsque  $n$  tend vers 1 à bas  $x$ . Il faut encore une relation entre les éléments de matrice et on peut choisir par exemple:

$$\langle p|O_{n-2}^{(2)}|p \rangle = \frac{1}{R_h^2} \langle p|O_{\frac{n-1}{2}}^{(1)}|p \rangle \langle p|O_{\frac{n-1}{2}}^{(1)}|p \rangle \quad (2.230)$$

ce qui signifie que l'on néglige la corrélation entre les gluons dans le hadron excepté pour le fait qu'ils soient confinés dans le disque de rayon  $R_h$ . On peut montrer que cela revient à l'hypothèse sur  $f_1$  et  $f_2$ :

$$f_2^{n-1}(q^2) \sim \frac{-\alpha_S}{n-1} \left( f_1^{\frac{n-1}{2}}(q^2) \right)^2 \quad (2.231)$$



ce qui correspond à l'hypothèse de non corrélation discutée précédemment. On peut alors montrer que l'on retrouve l'équation de Gribov Levin Ryskin. Remarquons encore une fois que l'équation de Gribov Levin Ryskin est une première tentative d'entrer dans le domaine non perturbatif de la chromodynamique quantique et que de nombreux problèmes existent encore. On les discutera brièvement lorsque l'on étudiera le domaine de Regge.

Donnons maintenant des solutions numériques à l'équation de Gribov Levin Ryskin.

### Effets du terme quadratique de l'équation de Gribov Levin Ryskin

Dans cette section, nous allons présenter trois études réalisées pour voir numériquement l'effet de la saturation sur l'évolution des fonctions de structure.

Commençons par une étude numérique: on part des équations d'évolution de Gribov Lipatov Altarelli Parisi et on les inclut pour chaque échelle à l'intérieur des diagrammes "fan". On tient donc compte d'un terme quadratique dû au vertex à trois échelles de l'équation de Gribov Levin Ryskin, et de l'évolution du type Gribov Lipatov Altarelli Parisi dans une échelle. On obtient alors l'équation suivante pour le gluon [46]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial x G}{\partial \xi}(y, \xi) = & \frac{1}{2} \int_0^y y dy' \left\{ \frac{z^2 G(y', \xi) - z G(y, \xi)}{1 - z} + G(y', \xi) [-z + z^2(1 - z)] \right\} \\ & + \frac{1}{2} \int_0^y dy' \left\{ G(y', \xi) [1 - 2C \exp(-e^\xi - \xi) G(y', \xi)] \right\} \\ & + G(y, \xi) \left[ \frac{4N}{\beta_0} \log(1 - x) + 1 \right] \end{aligned} \quad (2.232)$$

où on a posé:

$$z = \frac{x}{x'} = \exp \left[ (-y - y') \frac{\beta_0}{8N} \right] \quad (2.233)$$

$$C = \frac{3\pi^2 Q_0^2}{4\beta_0 \Lambda^2} \quad (2.234)$$

$$\Lambda = 0.212 GeV \quad (2.235)$$

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (2.236)$$

$$\xi = \log \log \frac{Q^2}{\Lambda^2} \quad (2.237)$$

$C$  ou  $Q_0^2$  sont des paramètres phénoménologiques identiques au terme  $R_h^2$  de l'équation de Gribov Levin Ryskin. Comme on l'a déjà fait remarquer, la solution des équations d'évolution dépend beaucoup de la distribution de départ. Il a été choisi d'étudier les évolutions pour deux paramétrisations différentes *EHLQ* [61] et *MT* [56]. Nous n'entrerons pas ici dans les différences détaillées de ces deux paramétrisations mais nous dirons simplement que la paramétrisation *EHLQ* tend vers une constante à bas  $x$  tandis que la pente de la paramétrisation *MT* est beaucoup plus grande à bas  $x$ . Les deux paramétrisations sont présentées sur la figure 2.32. Un autre paramètre

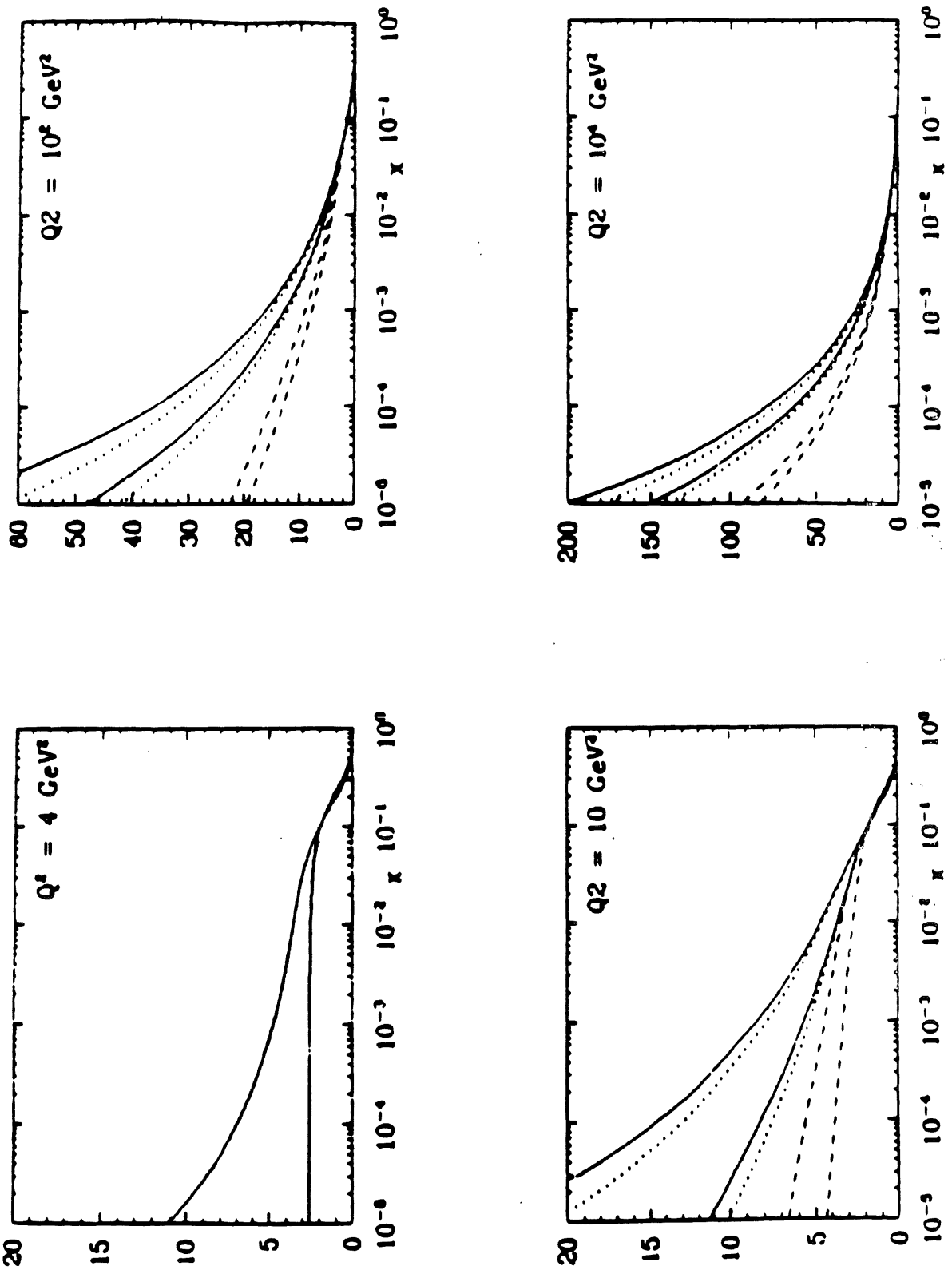


Figure 2.32:  $xG$  en fonction de  $x$  à  $Q^2$  constant pour les paramétrisations MT (en haut) et EHLQ (en bas) - Effet d'une saturation faible ou forte

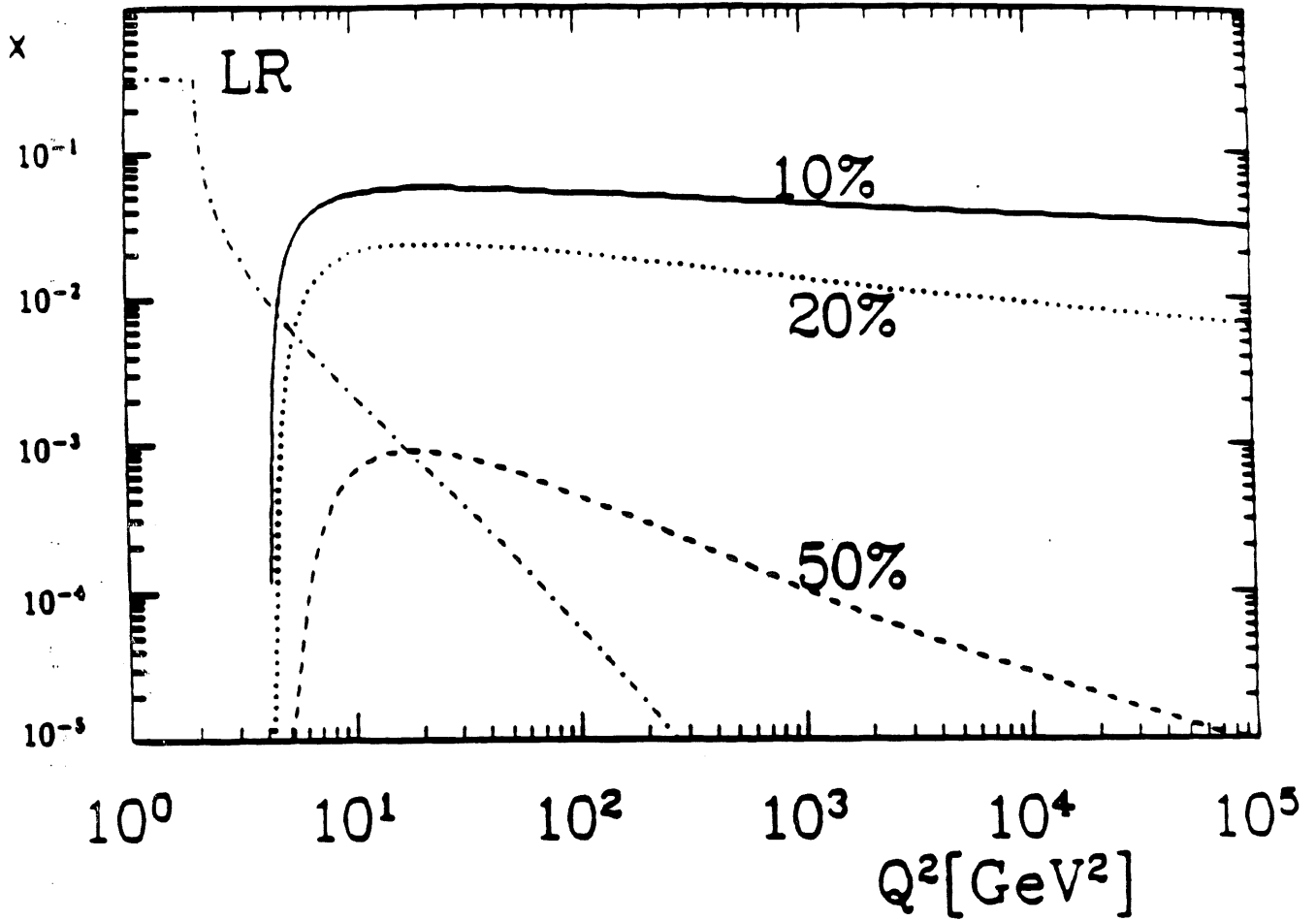


Figure 2.33: Lignes d'isodifférence entre l'évolution linéaire (Gribov Lipatov Altarelli Parisi) et quadratique (Gribov Levin Ryskin) pour la paramétrisation EHLQ

que l'on peut faire varier est  $C$ , il contient un facteur décrivant l'importance relative de la fonction de distribution à deux gluons par rapport à celle à un gluon et est donc lié au rayon de saturation  $R_h$  défini précédemment. Sur la figure 2.32, on voit l'évolution de la densité de gluons en fonction de  $x$  pour différentes valeurs de  $Q^2$ . A  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ , on peut voir les deux densités de gluons données par les paramétrisations  $MT$  (en haut) et  $EHLQ$  (en bas). Les valeurs obtenues à  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  servent de conditions initiales aux équations d'évolution linéaires (Gribov Lipatov Altarelli Parisi) et non linéaires (Gribov Levin Ryskin). Les trois autres figures donnent les résultats à  $Q^2 = 10, 100$  et  $1000 \text{ GeV}^2$  (Fig 2.32). Les courbes en trait continu sont toujours les résultats de l'équation d'évolution linéaire. Les courbes en haut et en bas correspondent toujours à une condition initiale donnée respectivement par les paramétrisations  $MT$  et  $EHLQ$ . Les courbes en tirets montrent l'effet de la saturation sur la densité de gluons. Les courbes en traits pointillés correspondent au résultat obtenu avec une saturation moindre lorsque l'on divise  $C$  par 10. Le terme quadratique aplanit les courbes et diminue les différences entre les distributions d'entrée  $MT$  et  $EHLQ$ . Nous reviendrons sur ce point par la suite car il sera très important pour l'interprétation des données prises à  $HERA$ . On remarque que la différence entre les deux types d'évolution peut aller jusqu'à un facteur 3 à  $x = 10^{-4}$  à  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  pour une saturation importante. Dans la figure 2.33, on voit les lignes dans le plan  $(x, Q^2)$  où la déviation entre les deux types d'évolution est 10%, 20% et 50% pour la paramétrisation  $EHLQ$ . Le résultat obtenu serait similaire avec la paramétrisation  $MT$ . Ces lignes n'ont évidemment de sens que si  $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$  car les équations d'évolution (linéaires ou quadratiques) n'ont commencé à être appliquées qu'à partir de cette valeur.

Nous allons maintenant donner les résultats d'une autre étude numérique où la solution de l'équation Gribov Levin Ryskin n'a pas été étudiée directement, mais où l'analyse a porté sur les changements donnés par le terme quadratique négatif ajouté dans les équations d'évolution des fonctions de structure, par rapport à l'évolution standard de Lipatov. Rappelons tout d'abord que les équations de Lipatov qui prennent en compte tous les termes en logarithme dominant en  $1/x$  peuvent également se mettre sous la forme suivante:

$$f(x, q^2) = f^{(0)}(x, q^2) + \int dq'^2 K(q, q') \int_x^1 \frac{dx'}{x'} f(x', q'^2) \quad (2.238)$$

où:

$$f(x, q^2) = \left( \frac{\partial(xg(x, Q^2))}{\partial \log Q^2} \right)_{Q^2=q^2} \quad (2.239)$$

et où le noyau vaut:

$$K(q, q') = \frac{3\alpha_S}{\pi} q^2 \left[ \frac{1}{q'^2 |q'^2 - q^2|} - \beta(q^2) \delta(q^2 - q'^2) \right] \quad (2.240)$$

avec:

$$\beta(q^2) = \int \frac{dq'^2}{q'^2} \left[ \frac{1}{|q'^2 - q^2|} - \frac{1}{(4q'^4 - q^4)^{1/2}} \right] \quad (2.241)$$

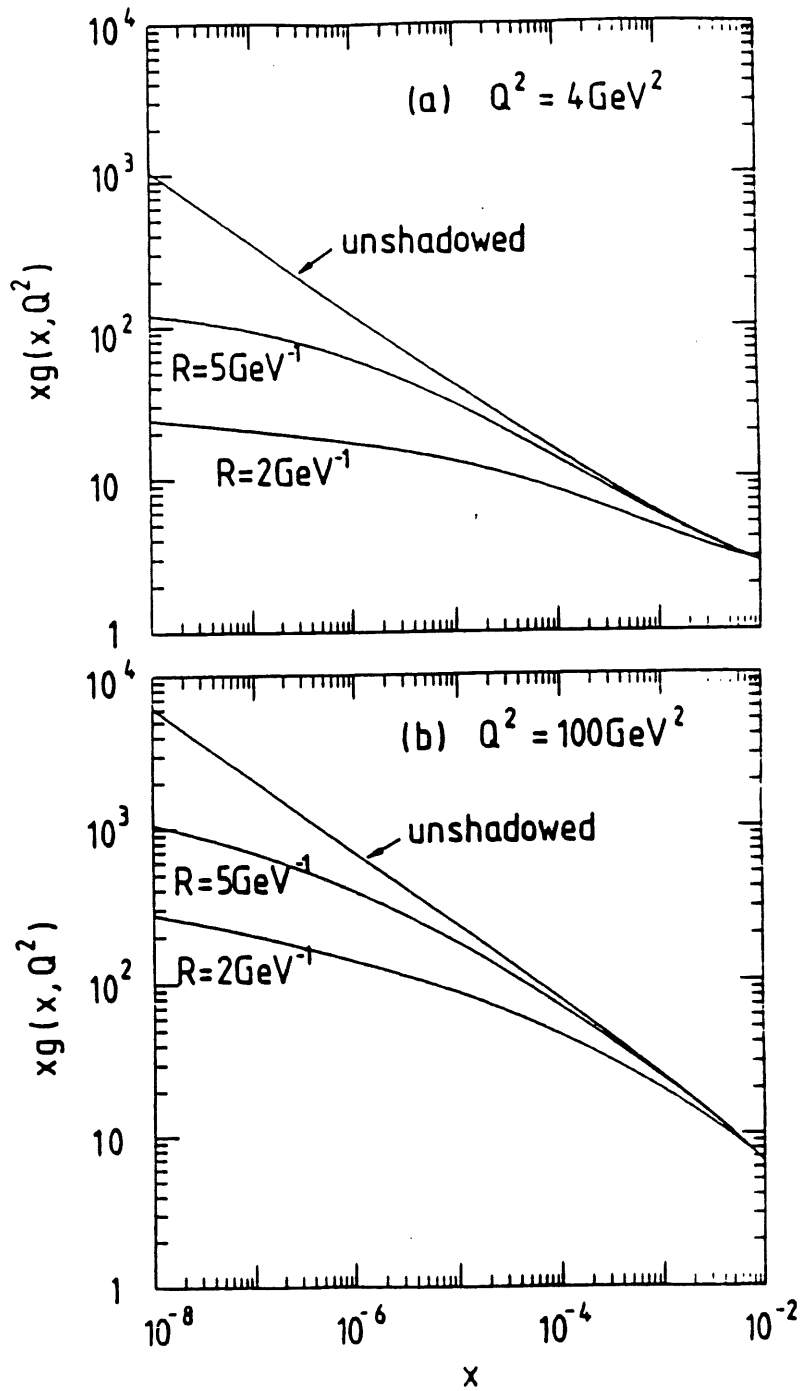


Figure 2.34: *Effets de la saturation sur l'équation de Lipatov*

Le terme inhomogène désigne comme d'habitude le couplage entre le gluon et le parton.

L'idée est alors d'introduire un terme négatif quadratique dans l'équation donnant la densité de gluons en fonction de  $Q^2$  [47]:

$$\frac{\partial(xg(x, Q^2))}{\partial \log(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} = \frac{3\alpha_S}{\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} x' g(x', Q^2) \left[ 1 - \frac{27\pi\alpha_S(Q^2)}{16R^2Q^2} x' g(x', Q^2) \right] \quad (2.242)$$

L'équation de Lipatov modifiée avec le terme quadratique s'écrit alors dans l'approximation des logarithmes dominants:

$$x \frac{\partial f}{\partial x}(x, q^2) = \int dq'^2 K(q, q') f(x, q'^2) - \frac{81\alpha_S^2(q^2)}{16R^2q^2} [xg(x, q^2)]^2 \quad (2.243)$$

avec  $f$  tel que:

$$xg(x, Q^2) = \int_{Q^2} \frac{dq'^2}{q'^2} f(x, q'^2) \quad (2.244)$$

Sur la figure 2.34, sont données en trait plein les valeurs de  $xg(x, q^2)$  déterminées par l'équation de Lipatov pour  $Q^2 = 4, 100 \text{ GeV}^2$  et en dessous les valeurs obtenues si on fait intervenir le terme quadratique en prenant  $R = 5 \text{ GeV}^{-1}$  ou  $R = 2 \text{ GeV}^{-1}$ . On notera que  $f^{(0)}$  provient de la paramétrisation de Kwiecinski, Martin, Roberts et Stirling *KMRSB-* [52] à  $x = 10^{-2}$ . On peut voir l'effet très net de la saturation sur le gluon. On reprendra cette étude lorsque l'on étudiera les processus dédiés pour voir la saturation.

La troisième étude numérique que nous allons présenter prend également en compte le problème dû à la coupure sur  $q_0^2$  qu'il faut introduire dans l'équation de Lipatov [41]. Entre  $q_0^2$  et l'infini, l'équation d'évolution de Lipatov est utilisée et entre 0 et  $q_0^2$ , on suppose que la densité de gluons a la forme suivante:

$$G(q^2) = \frac{q_a^2}{q^2 + q_a^2} \quad (2.245)$$

où  $q_a^2$  est lié au rayon du facteur de forme gluonique du proton. Comme on l'a dit précédemment, la forme de la solution de l'équation dépend peu de  $q_0^2$ . Dans la figure 2.35, on peut voir la fonction de structure  $F_2$  à  $Q^2 = 15$  et  $30 \text{ GeV}^2$ . En trait plein sont données les solutions de l'équation de Lipatov pour  $q_a^2 = 1 \text{ GeV}^2$ , ou  $q_a^2 = 2 \text{ GeV}^2$ . En traits pointillés, on peut voir l'effet de la saturation sur la courbe à  $q_a^2 = 1 \text{ GeV}^2$  ( $R = 5 \text{ GeV}^{-1}$  et  $R = 2 \text{ GeV}^{-1}$ ). Les mesures obtenues par les collaborations *H1* et *Zeus* que nous décrirons en détails dans le chapitre 4 sont également données. Les effets de saturation sont du même ordre de grandeur que les effets de  $q_a^2$ , ce qui rendra l'interprétation des données difficile. Si on paramétrise la fonction de structure obtenue par l'équation de Lipatov par  $x^{-\lambda}$ , on remarque évidemment que le paramètre  $\lambda$  diminue quand  $x$  diminue, quand le phénomène de saturation est présent.

Nous allons maintenant discuter le dernier domaine restant: le domaine de Regge.

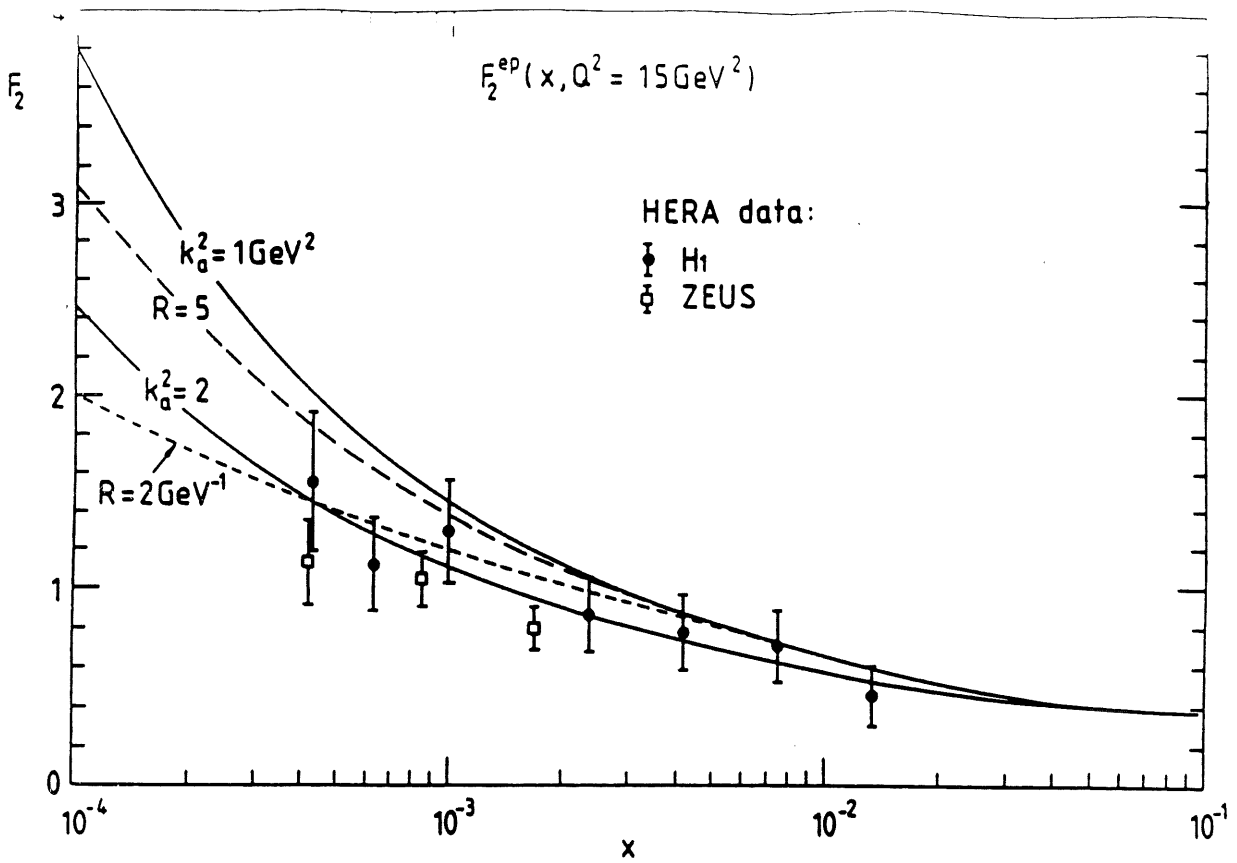


Fig.7

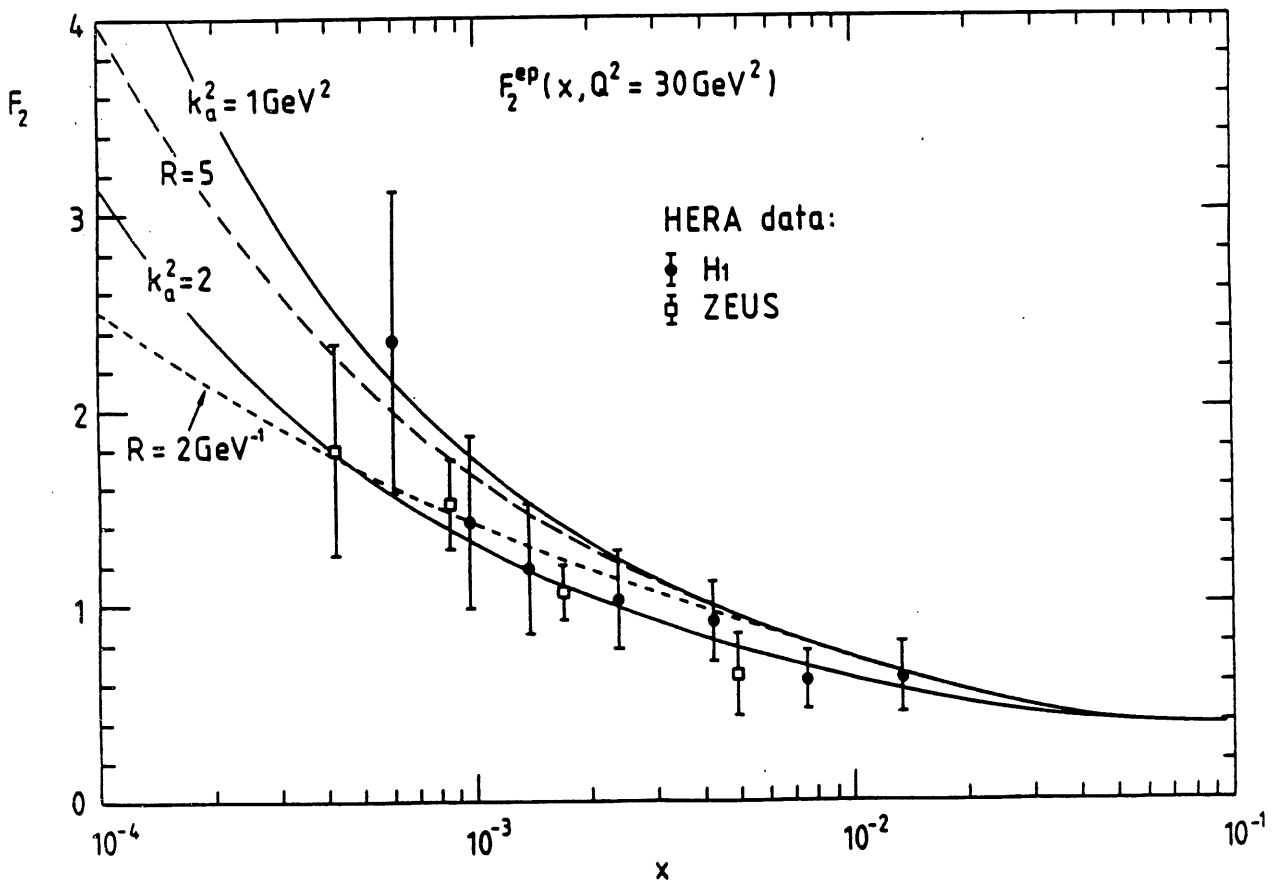


Figure 2.35: *Effet de la saturation en utilisant l'équation de Lipatov et traitement du domaine non perturbatif (cf texte)*

### 2.3.4 Domaine de Regge

C'est évidemment le domaine où l'on rencontre le plus de difficultés théoriques car la densité de partons arrive à saturation. Le paramètre  $W$  que nous avons déjà défini comme:

$$\frac{\alpha_S x G(x, Q^2)}{Q^2 \pi R_h^2} \quad (2.244)$$

sera de l'ordre de l'unité. Les partons rempliront donc de façon dense le hadron et interagiront fortement entre eux. Il n'y a pas encore de résultats théoriques bien établis dans ce domaine. Il est possible d'essayer de résoudre l'équation de Gribov Levin et Ryskin dans le domaine non perturbatif en faisant l'hypothèse simplificatrice supplémentaire que  $\alpha_S$  est constant. On montre qu'il n'y a qu'une solution compatible avec le domaine perturbatif qui devient plate à très bas  $x$  [48]. Quand  $n$  est voisin de 1, on a vu précédemment qu'il fallait tenir également compte des opérateurs de twist plus élevés que deux dans le domaine de transition. Les dimensions anormales peuvent changer énormément dans le domaine non perturbatif:

$$\gamma_{\text{non perturbatif}}(n-1) \sim \frac{n-1}{\alpha_S} \quad (2.245)$$

$$\gamma_{\text{perturbatif}}(n-1) \sim \frac{1}{n-1} \quad (2.246)$$

De plus, ceci reste valable si on ajoute d'autres termes en  $\Phi^3, \Phi^4, \dots$  dans l'équation de Gribov Levin Ryskin.

Un résultat important est que la dimension anormale des opérateurs à quatre gluons a été recalculée de manière précise en utilisant tous les diagrammes intervenant [39]. L'expression trouvée est la suivante:

$$\gamma_4 = \frac{4N_C \alpha_S}{(n-1)\pi} (1 + \delta^2) \quad (2.247)$$

où on a posé:

$$\delta^2 = \left( \frac{1}{N_C^2 - 1} \right)^2 \simeq 10^{-2} \quad (2.248)$$

ce qui est très voisin de l'expression utilisée dans l'équation de Gribov Levin Ryskin. Il reste cependant à trouver les dimensions anormales des opérateurs de twist supérieur à quatre. L'équation de Gribov Levin Ryskin devrait également être reprise avec les vraies valeurs des dimensions anormales. On peut d'ailleurs noter que l'équation de Gribov Levin Ryskin supposait qu'il n'y avait pas de corrélations entre les gluons. Le fait que la valeur correcte de la dimension anormale de l'opérateur de twist quatre soit différente de celle obtenue par Gribov Levin Ryskin pourrait montrer que le rayon de corrélation entre deux gluons doit augmenter quand  $x$  tend vers 0 et que les gluons doivent créer un système plus compact que les hadrons. On remarque donc qu'une première tentative d'atteindre le domaine non perturbatif de la chromodynamique quantique a été réalisée, mais que les résultats ne sont pas du tout définitifs.



### 2.3.5 Conclusion

Nous avons donc montré qu'il existait plusieurs types d'équations d'évolution dans le domaine standard de la chromodynamique quantique aujourd'hui bien compris. Nous avons ensuite essayé d'analyser de trois manières différentes une nouvelle équation proposée par Gribov Levin Ryskin dans la région de transition, ce qui a permis de ne pas violer l'unitarité. Le dernier domaine reste cependant difficile à analyser: seule une chromodynamique quantique non perturbative serait capable de décrire les phénomènes qui s'y produisent. Nous verrons dans les paragraphes suivants comment il sera peut-être possible de mettre en évidence les effets de saturation à *HERA*.

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, une condition initiale à  $Q_0^2$  donné est nécessaire pour obtenir les équations d'évolution des fonctions de structure. Etudions donc maintenant les mesures des fonctions de structure déjà réalisées par les expériences de diffusion profondément inélastique à la base des différentes paramétrisations possibles des fonctions de structure que nous allons utiliser dans la suite.

## 2.4 Résultats expérimentaux sur les fonctions de structure avant *H1*

Nous allons, dans ce paragraphe, décrire brièvement les expériences précédant *H1* ayant permis de mesurer les fonctions de structure et comparer leurs résultats.

### 2.4.1 Les différentes expériences

Les toutes premières expériences de diffusion profondément inélastique ont eu lieu sur le faisceau d'électrons de 20 *GeV*, délivré par l'accélérateur linéaire de Stanford à la fin des années soixante. L'électron diffusé sur une cible d'hydrogène était analysé par trois spectromètres respectivement de 1.6, 8, et 20 *GeV*. Cette expérience a permis la découverte fondamentale de l'existence d'une sous-structure des nucléons, les quarks ou partons. Cette expérience a valu le prix Nobel à leurs auteurs R.E. Taylor, M. W. Kendall, et J.J. Friedmann [16]. Un peu plus tard, eut lieu à SLAC (Stanford Linear Accelator) et à Fermilab la découverte des violations d'échelle, c'est-à-dire la première mesure de la dépendance en  $Q^2$  des fonctions de structure.

Nous allons maintenant présenter brièvement les expériences qui ont permis d'obtenir des données sur les fonctions de structure qui serviront de base aux différentes paramétrisations du paragraphe suivant. Le tableau 2.1 donne les faisceaux, les cibles des différentes expériences et les domaines en  $x$  et  $Q^2$  atteints [49]. On peut noter que toutes ces expériences étaient réalisées sur cible fixe.

### 2.4.2 Comparaison des différentes valeurs des fonctions de structure obtenues

Remarquons tout d'abord qu'il n'est pas possible de comparer directement les fonctions de structure mesurées par les différentes expériences que nous venons de décrire.

Faisceau	Cible	Expérience	Pub. finale	$x, Q^2$
	lourde			
$\nu$	$CaCO_3$	<i>CHARM</i>	1984	
$\nu$	$Fe$	<i>CDHS</i>	1984	$0.015 \leq x \leq 0.65$ $0.5 < Q^2 < 200$
$\mu$	$Fe$	<i>EMC – NA2</i>	1986	$0.03 < x < 0.8$ $3 < Q^2 < 250$
$\mu$	$C$	<i>BCDMS</i>	1987	$0.25 \leq x \leq 0.75$ $25 < Q^2 < 260$
$\nu$	$Fe$	<i>CDHSW</i>	1989	$0.015 \leq x \leq 0.65$ $0.5 < Q^2 < 200$
$\nu$	$Fe$	<i>CCFR</i>	1992 <i>Prelim.</i>	
	légère			
$\mu$	$H_2, D_2$	<i>EMC – NA2</i>	1985, 87	$0.03 < x < 0.8$ $3 < Q^2 < 250$
$\mu$	$H_2, D_2$	<i>BCDMS</i>	1989, 90	$0.07 \leq x \leq 0.75$ $7 < Q^2 < 260$
$\mu$	$D_2$	<i>EMC – NA28</i>	1989	$x < 0.14$
$e$	$H_2, D_2$	<i>SLAC</i>	1990	$0.07 \leq x \leq 0.85$ $Q^2 < 25$
$\mu$	$H_2, D_2$	<i>NMC</i>	1992 <i>Prelim.</i>	$0.008 \leq x \leq 0.5$

Tableau 2.1: *Faisceau, cible et domaines en  $x$  et  $Q^2$  des expériences étudiées*

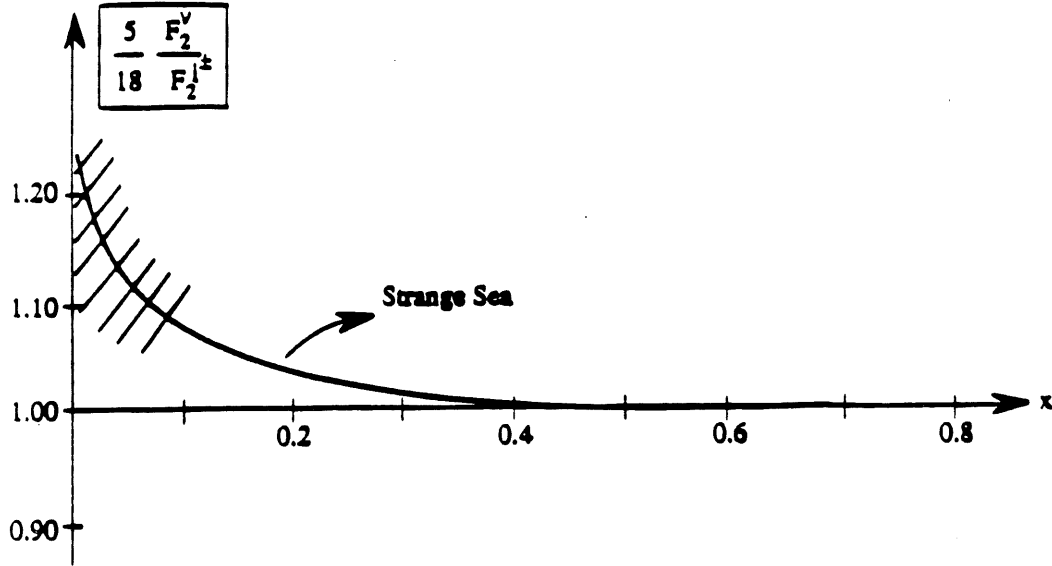


Figure 2.36:  $18/5 F_2^{IN}/F_2^{\nu N}$

En effet, dans le cas de la diffusion profondément inélastique d'un lepton, on a vu que l'expression de  $F_2$  était:

$$F_2^{IN}(x) = \sum_f e_q^2 x (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \quad (2.251)$$

alors que dans le cas de la diffusion de neutrinos, on obtient:

$$F_2^{\nu N} = \sum_f x (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \quad (2.252)$$

Dans ce dernier cas, la fonction de structure est directement proportionnelle à la distribution singlet de quarks. Si on ne tient compte que des quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$  et  $c$ , on montre que l'on obtient [49]:

$$\frac{F_2^{IN}}{F_2^{\nu N}} = \frac{5}{18} \left[ 1 - \frac{6}{5} \frac{s-c}{\sum_f q_f(x) + \bar{q}_f(x)} \right] \quad (2.253)$$

où l'on somme sur toutes les saveurs et où  $s$  et  $c$  désignent les distributions de quarks  $s$  et  $c$ . Pour comparer les différentes valeurs de la fonction de structure  $F_2$  obtenues, il faut soit multiplier  $F_2^{\nu N}$  ou diviser  $F_2^{IN}$  par le rapport défini dans l'équation 2.251. Comme Les résultats concernant les leptons chargés sont les plus nombreux, et il a été choisi arbitrairement, dans cette étude, de corriger les résultats des expériences utilisant un faisceau de neutrinos. La correction est pratiquement toujours constante et égale à  $5/18$  sauf à bas  $x$ . On donne en effet dans la figure 2.36,  $5/18 F_2^{\nu N}/F_2^{IN}$ . Cette distribution vaut pratiquement partout 1 sauf à bas  $x$ . La région hachurée est celle où les incertitudes sur cette correction dépassent 5 %.

Une autre correction est également nécessaire pour tenir compte des effets nucléaires découverts par EMC [49]. En effet, le rapport entr nucléon mesuré avec une

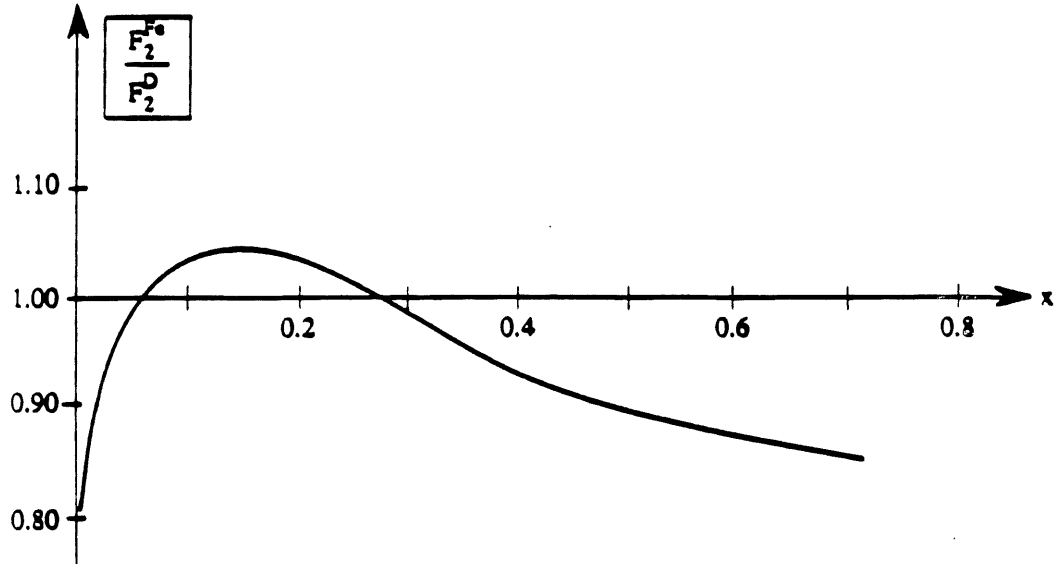


Figure 2.37: Corrections dues aux effets nucléaires

cible lourde et le  $F_2$  mesuré avec une cible légère ne vaut pas 1 comme on le voit sur la figure 2.37 où sont comparées les fonctions de structure  $F_2$  obtenues avec une cible de fer et de deutérium provenant d'une compilation de toutes les mesures des différentes expériences. Cet effet est peut-être dû aux différences entre les énergies de liaison des nucléons à l'intérieur de noyaux différents. Toutes les données sur cible lourde ont été corrigées, car les effets nucléaires sont très faibles entre le carbone et le deutérium, ou le fer et le deutérium.

Il a été donc choisi pour comparer les différentes fonctions de structure d'appliquer des corrections aux résultats de la diffusion de neutrinos et à ceux de la diffusion sur une cible lourde. Seules les fonctions de structure mesurées lors d'une diffusion profondément inélastique d'électrons ou de muons sur une cible de protons ou de deutérium ne sont pas modifiées. D'autre part, les fonctions de structure seront comparées à une paramétrisation comprenant les données de *SLAC* et de *BCDMS* sur l'hydrogène et le deutérium (fig 2.38). Les barres d'erreurs n'incluent pas les erreurs de normalisation évaluées à 2 % pour *SLAC* et 3 % pour *BCDMS*. Le fait de paramétriser la fonction de structure obtenue par ces deux expériences permet également de se placer facilement dans le pavage en  $(x, Q^2)$  des autres expériences afin d'étudier les différences entre la paramétrisation *SLAC - BCDMS* et les résultats de la nouvelle expérience étudiée.

Sur les figures 2.39 et 2.40, on peut voir les comparaisons entre la paramétrisation *SLAC - BCDMS* et les données des expériences *EMC* et *CDHSW*. Deux analyses différentes sont données pour la mesure de l'expérience *EMC* avec le deutérium. Il faut ajouter une erreur de 5% de normalisation pour *EMC*. On note la différence très nette observée entre la paramétrisation *SLAC - BCDMS* et les données de *EMC* et de *CDHSW* en particulier à bas  $Q^2$  et à bas  $x$ . La différence est plus importante avec une cible légère qu'avec une cible lourde. Les données de *NMC* et

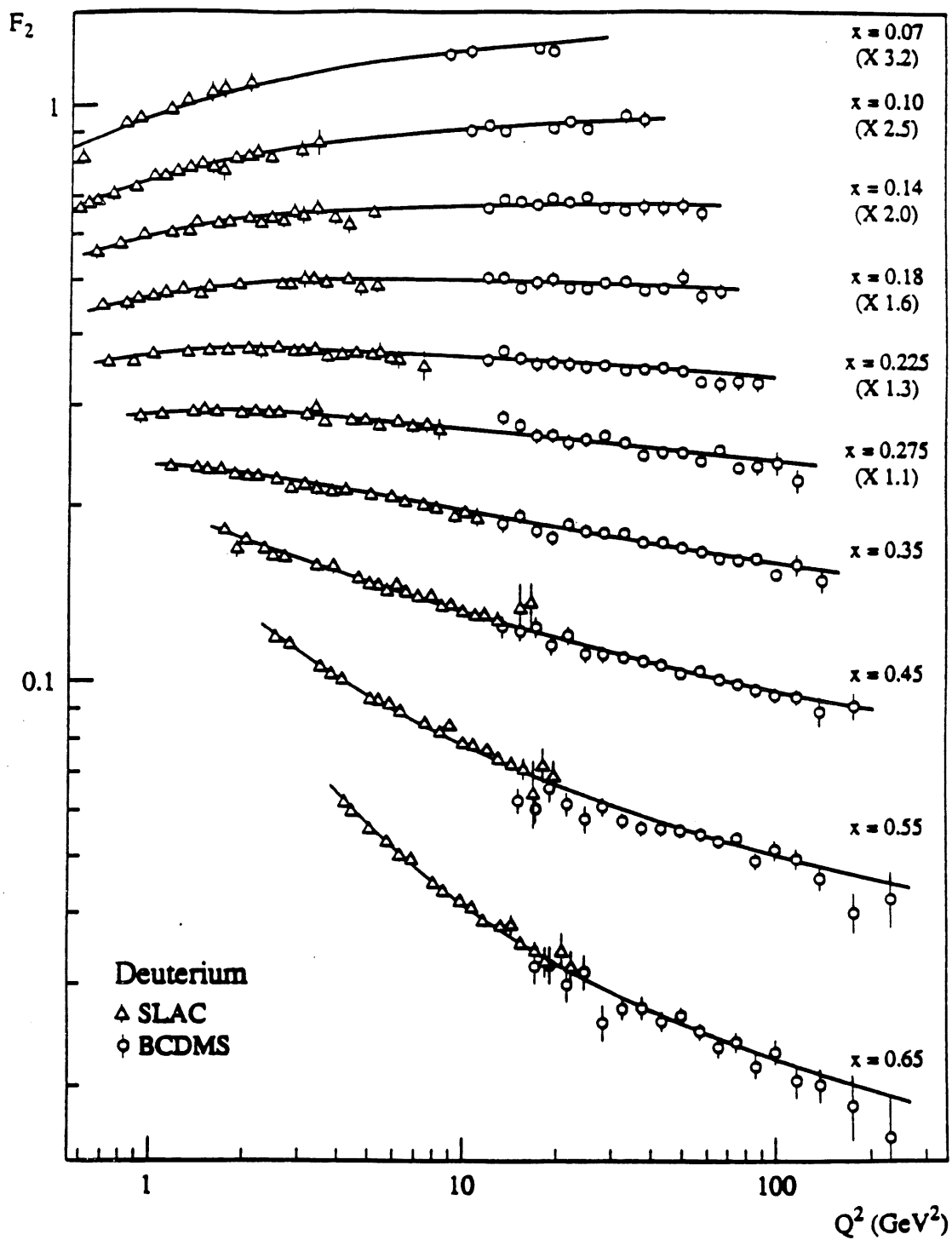


Figure 2.38: Paramétrisation obtenue avec les données de SLAC et de BCDMS sur des cibles de deutérium

de *CCFR* sont comparées à la paramétrisation *SLAC – BCDMS* dans la figure 2.41. Les erreurs de la mesure de la collaboration *CCFR* sont purement statistiques. On note le très bon accord obtenu entre les deux expériences et la paramétrisation *SLAC – BCDMS*. Il reste à expliquer les différences obtenues entre les données de *NMC* et celles de *EMC*. En effet, ces deux expériences présentent les mêmes détecteurs, mis à part plusieurs plan proportionnelle ajoutée dans *NMC* pour reconstruire les muons diffusés à bas  $x$ . Les nouvelles chambres utilisées dans *NMC* ont permis de vérifier la valeur de l'efficacité de reconnaissance des muons diffusés en utilisant uniquement les chambres à dérive présentes dans *EMC*. Une inefficacité de la reconstruction fut mise en évidence affectant surtout les résultats à bas  $x$ . L'expérience *NMC* a donc permis de résoudre l'ambiguïté entre les données de *EMC* et de *BCDMS* en faveur de *BCDMS*. La différence entre la paramétrisation *SLAC – BCDMS* et *CDHSW* peut peut-être s'expliquer en prenant en compte les corrélations des erreurs systématiques.

Pour montrer que les données de *SLAC*, *BCDMS*, *NMC* et *CCFR* sont en très bon accord, les valeurs de  $F_2$  corrigées des erreurs systématiques dues en particulier à des erreurs de normalisation, qui optimisent l'accord entre les différentes mesures sont données sur la figure 2.42. Les résultats des différentes expériences utilisées sont les suivants [49]:

- $F_2$  *SLAC*( $D_2$ ) pris comme référence
- $F_2$  *BCDMS*( $D_2$ ) avec  $0.1\sigma$  de normalisation (+0.4%) et  $1.2\sigma$  de calibration
- $F_2$  *NMC*( $D_2$ ) avec  $0.6\sigma$  de normalisation (+1.5%) pour les mesures à 280 GeV
- $F_2$  *BCDMS*( $C$ ) avec  $-1.0\sigma$  de normalisation (-3.0%) et  $1.2\sigma$  de calibration
- $F_2$  *CCFR*( $Fe$ ) avec  $-1.0\sigma$  de normalisation (-2.0%)

Remarquons que *NMC* descend à des valeurs de  $x$  plus faibles mais que les points ne sont pas indiqués. Nous reviendrons sur ce point dans la suite. L'accord obtenu entre les différentes expériences est très bon.

Une compilation de toutes les mesures expérimentales existantes a conduit à la valeur suivante de  $\alpha_S$ :

$$\alpha_S(M_Z^2) = 0.1125 \pm 0.0045 \quad (2.254)$$

incluant une erreur théorique de  $\pm 0.0040$ .

Nous allons maintenant analyser les différentes paramétrisations de  $F_2$  que nous allons utiliser dans la suite.

## 2.5 Paramétrisations des fonctions de structure

Nous allons étudier dans ce paragraphe quelques paramétrisations de fonctions de structure que nous utiliserons ensuite dans l'analyse. Il ne sera pas question d'être exhaustif.

### 2.5.1 Principe général

Le principe général d'obtention des paramétrisations est toujours le même: il faut choisir une équation d'évolution (par exemple celle de Gribov Lipatov Altarelli Parisi), faire une hypothèse sur les conditions initiales, faire évoluer les conditions

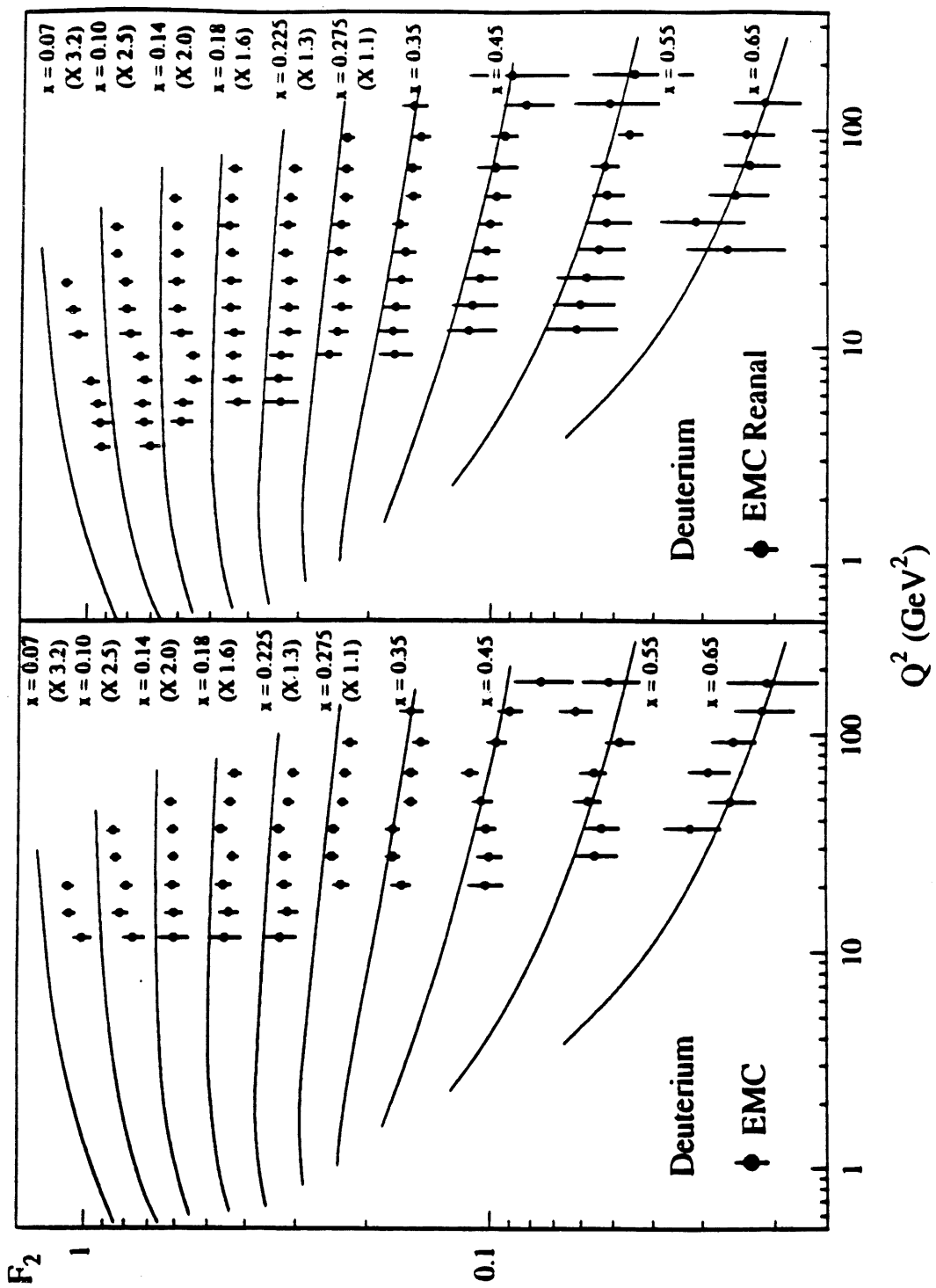


Figure 2.39: Données de EMC sur le deutérium comparées à la paramétrisation de référence SLAC, BCDMS

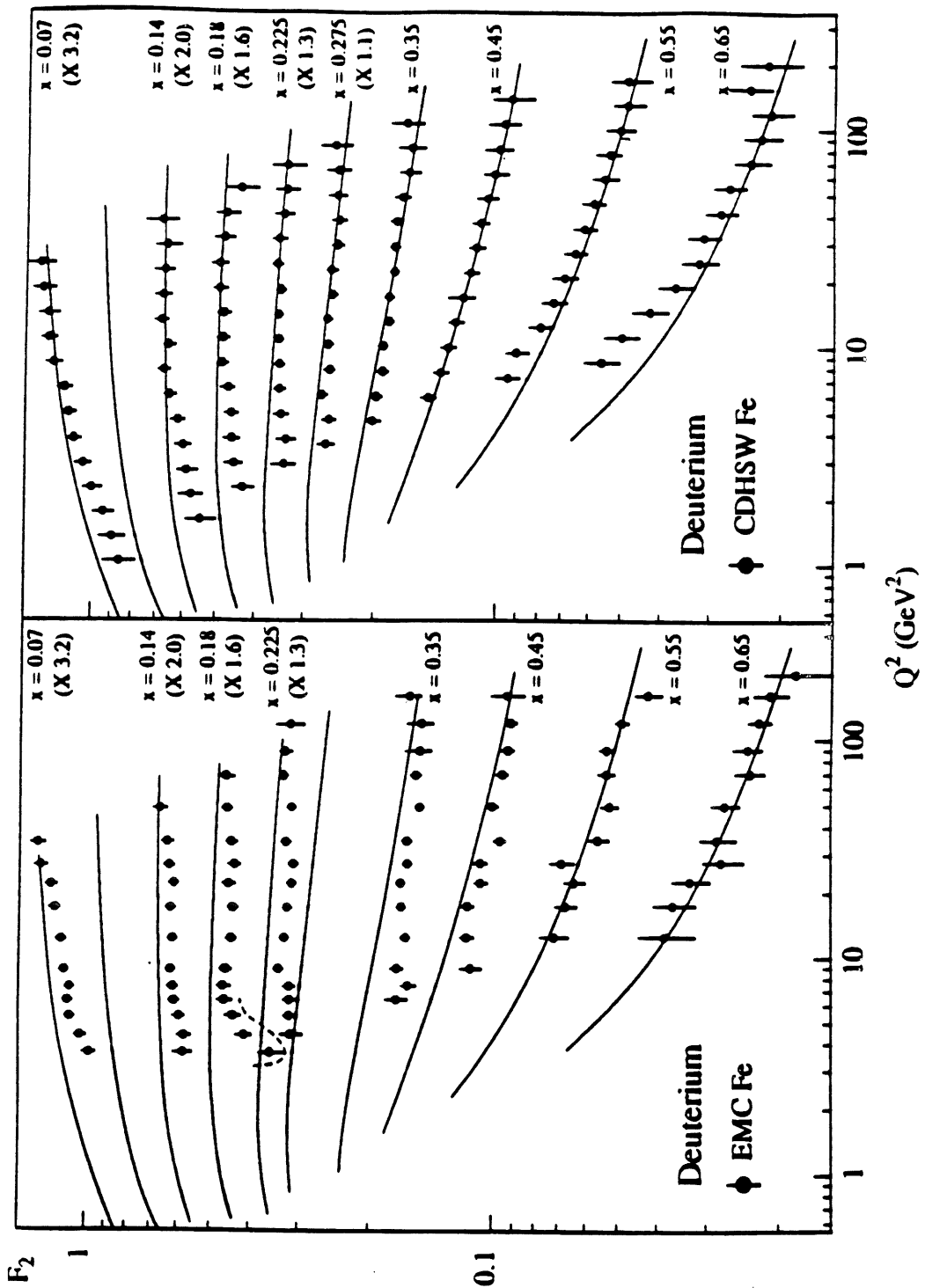


Figure 2.40: Données de EMC et de CDHSW sur le fer comparées à la paramétrisation de référence SLAC, BCDMS



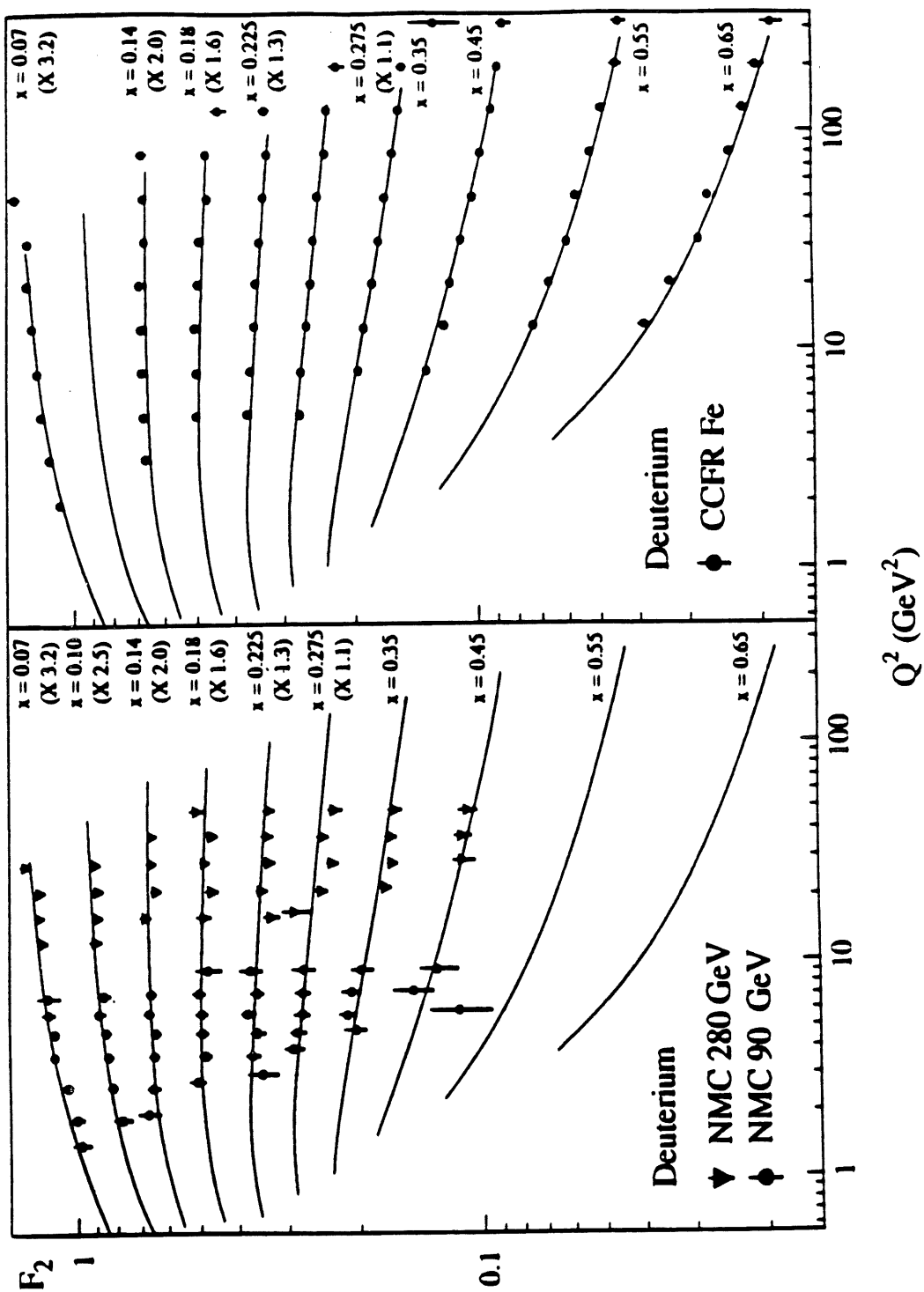


Figure 2.41: Données de NMC sur le deutérium et de CCFR sur le fer comparées à la paramétrisation de référence SLAC, BCDMS (pour CCFR, les erreurs sont purement statistiques)

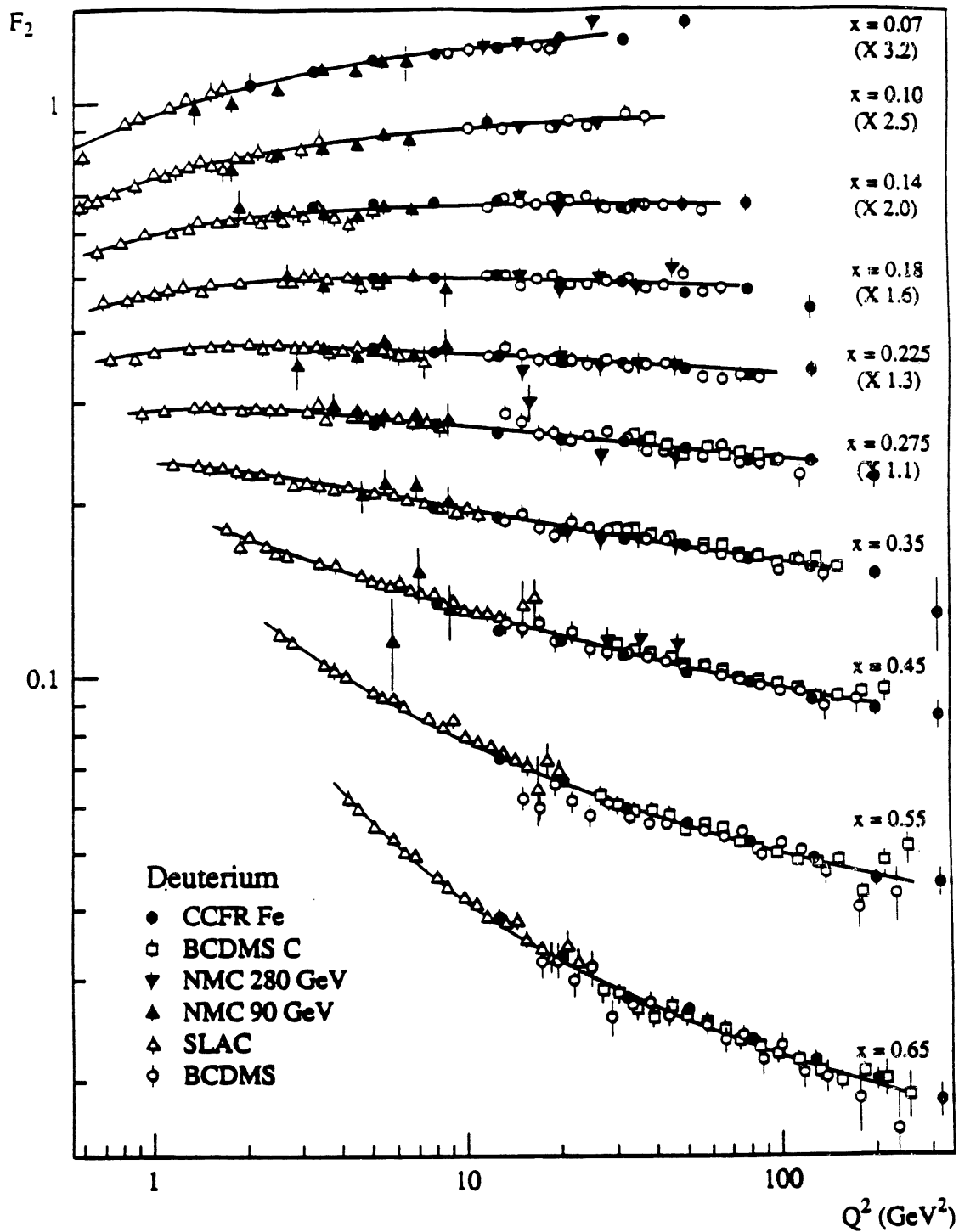


Figure 2.42: L'ensemble complet des mesures de  $F_2$  compatibles de SLAC, BCDMS, NMC, et CCFR corrigées d'erreurs systématiques (cf texte)

initiales à l'aide de l'équation d'évolution, et enfin comparer aux données existantes. Les équations d'évolution peuvent être les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi à l'approximation des logarithmes dominants ou si on veut descendre à de faibles valeurs de  $x$ , il faut utiliser ces mêmes équations à l'ordre suivant l'ordre dominant. Si on veut étudier la saturation, il faut utiliser des équations d'évolution à la Gribov Levin Ryskin. Les distributions de quarks et de gluons sont alors obtenues à partir d'un  $Q_0^2$  initial valant quelques  $GeV^2$ . On distingue souvent dans les distributions de quarks la contribution des quarks de valence et celle des quarks de la mer. Il s'agit ensuite d'ajuster les solutions des équations d'évolution aux données existantes. Les données utilisées sont souvent:

- les données des expériences de diffusion profondément inélastique que l'on a déjà étudiées dans le paragraphe précédent
- Les données des interactions de type Drell Yann correspondant à  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$  produites par exemple dans des réactions  $pn \rightarrow \mu^-\mu^+X$  qui contraignent les distributions des quarks de la mer.
- les données de fusion photon gluon  $\gamma^*g \rightarrow c\bar{c} \rightarrow J/\psi g$  permettant une contrainte de la distribution des gluons
- les réactions du type  $qg \rightarrow \gamma q$  permettant la production de photons directs dans des réactions  $pp \rightarrow \gamma X$ .

Nous allons maintenant donner quelques exemples de paramétrisations dont nous aurons besoin par la suite.

## 2.5.2 Paramétrisations de Kwiecinski Martin Roberts et Stirling $B^0 B^-$

Kwiecinski, Martin, Roberts et Stirling ont choisi une paramétrisation à partir de  $Q_0^2 = 4 GeV^2$  et des équations d'évolution à l'ordre suivant l'ordre dominant [52]. A  $Q_0^2$ , la distribution des quarks lourds est forcée à 0, et la mer doit posséder la symétrie de saveur  $SU_f(2)$ . Comme données expérimentales, les données de *BCDMS* renormalisées d'après les données de *SLAC*, et de *CDHSW* ont été utilisées. On a indiqué dans le tableau 2.2 quelles données ont été utilisées pour les différentes paramétrisations étudiées [63]. Ces auteurs ont également contraint les distributions aux données de production de dimuons et de photons directs des expériences respectives *WA70* et *E605*.

La paramétrisation  $B^-$  présente une distribution de gluons initiale divergente à bas  $x$ , alors que  $B^0$  correspond à une distribution plate en échelle logarithmique.

$$B^- : xg(x, Q_0^2) = 0.265x^{-1/2}(1 + 20x)(1 - x)^{5.5} \quad (2.255)$$

$$B^0 : xg(x, Q_0^2) = 2.87(1 - x)^{5.1} \quad (2.256)$$

où

$$Q_0^2 = 4GeV^2 \quad (2.257)$$

$$\Lambda_{MS}(n_f = 4) = 190 \pm 80 MeV \quad (2.258)$$

$$\alpha_S(M_Z) = 0.109_{-0.08}^{+0.07} \quad (2.259)$$

où l'erreur inclut l'incertitude due au schéma de régularisation utilisé [62]. Donc à bas  $x$ ,  $B^-$  se comporte comme  $x^{-1/2}$ . Ces paramétrisations sont disponibles sous

Param.	$\mu$ (DIS)	$\nu$ (DIS)	Prompt $\gamma$	D. Yan	W,Z
<i>MT</i>	<i>EMC</i> <i>BCDMS</i>	<i>CDHSW</i>		<i>E288</i> <i>E605</i>	
<i>KMRB0, B-</i>	<i>BCDMS</i> <i>NMC</i>	<i>CDHSW</i>	<i>WA70</i>	<i>E605</i>	
<i>MRS0, D-</i>	<i>BCDMS</i> <i>NMC prelim.</i>	<i>CDHSW</i> <i>CCFR prelim.</i>	<i>WA70</i>	<i>E605</i>	<i>UA2</i> <i>CDF</i>
<i>MRS0', D'-</i>	<i>BCDMS</i> <i>NMC</i>	<i>CCFR</i>	<i>WA70</i>	<i>E605</i>	<i>UA2</i> <i>CDF</i>
<i>CTEQ</i>	<i>BCDMS</i> <i>NMC</i>	<i>CCFR</i>	<i>WA70</i> <i>E706, UA6</i>	<i>E605</i>	

Tableau 2.2: Utilisation des données pour les paramétrisations étudiées

forme de tables pour:

$$10^{-5} \leq x \leq 1 \text{ et } 5\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1.31 \cdot 10^6 \text{GeV}^2 \quad (2.260)$$

et sont représentées sur la figure 2.43 [53]. Les deux paramétrisations  $B^0$  et  $B^-$  ont été obtenues à l'ordre suivant celui des logarithmes dominants dans le schéma  $\overline{MS}$ .

Sur la figure 2.43, sont également données les paramétrisations  $B-2$  et  $B-5$  correspondant respectivement à des solutions d'une version simplifiée de l'équation de Gribov Levin Ryskin avec une forte ou une faible saturation ( $R = 2 \text{ GeV}^{-1}$  ou  $R = 5 \text{ GeV}^{-1}$ ). Nous aurons l'occasion de revenir sur ces paramétrisations dans la suite.

### 2.5.3 Paramétrisations de Martin Roberts et Stirling $D^0 D^-$

Comme précédemment les données de *BCDMS* sur  $F_2^{\mu p}$  et  $F_2^{\mu D}$  et celles de *CDHSW* sur  $F_2^{\nu N}$  et  $x F_3^{\nu N}$  ont été utilisées. Les nouvelles données préliminaires de *NMC* sur  $F_2^{\mu p}$  et  $F_2^{\mu D}$  et de *CCFR* sur  $F_2^{\nu N}$  et  $x F_3^{\nu N}$ , ainsi que les résultats d'*EMC* sur  $F_2^{\mu n}/F_2^{\mu p}$  ont également été ajoutés. Les expériences *WA70* et *E605* ont également contraint les distributions. La nouveauté essentielle par rapport aux paramétrisations  $B^0$  et  $B^-$  est donc l'introduction de la nouvelle statistique importante de *CCFR* (préliminaire) et de *NMC*. Sur la figure 2.44, on voit que  $B^0$  et  $B^-$  ne convenaient pas pour ces données expérimentales [54].

Le principe des deux paramétrisations avec une distribution initiale de gluons plate ou divergente a été conservé. La forme de la paramétrisation des gluons est donc toujours:

$$xg(x, Q_0^2) = A_g x^{\delta_g} (1 + \gamma_g x) (1 - x)^{\eta_g} \quad (2.261)$$

avec pour  $D^0$ :

$$\delta_g = 0 \quad \gamma_g = 0 \quad A_g = 2.72 \quad \eta_g = 5.1 \quad (2.262)$$

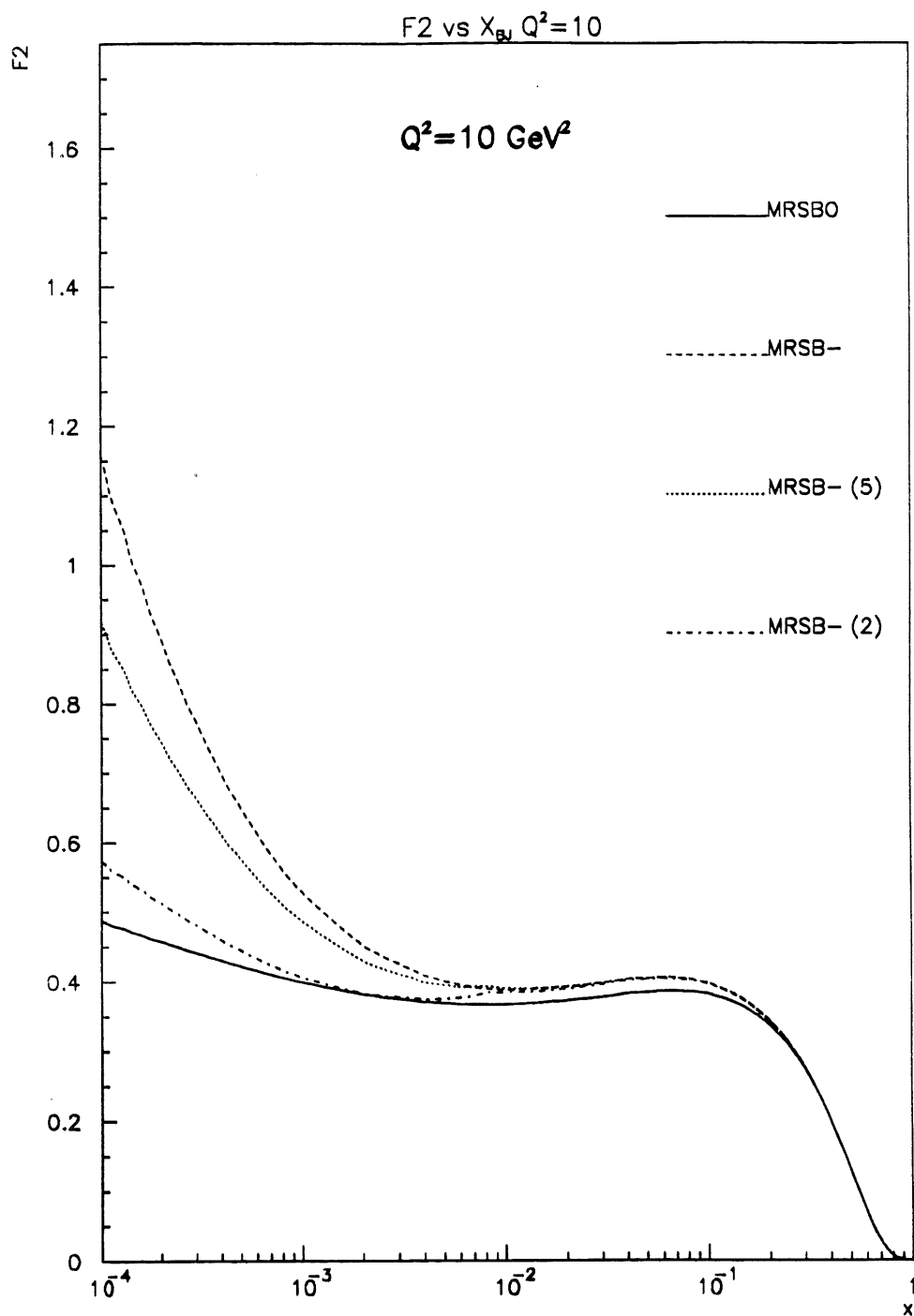


Figure 2.43: Paramétrisations  $B0$  et  $B-$  de Kwiecinski, Martin, Roberts, Stirling - les paramétrisations  $B-5$  et  $B-2$  correspondent à des équations d'évolution avec un terme de saturation

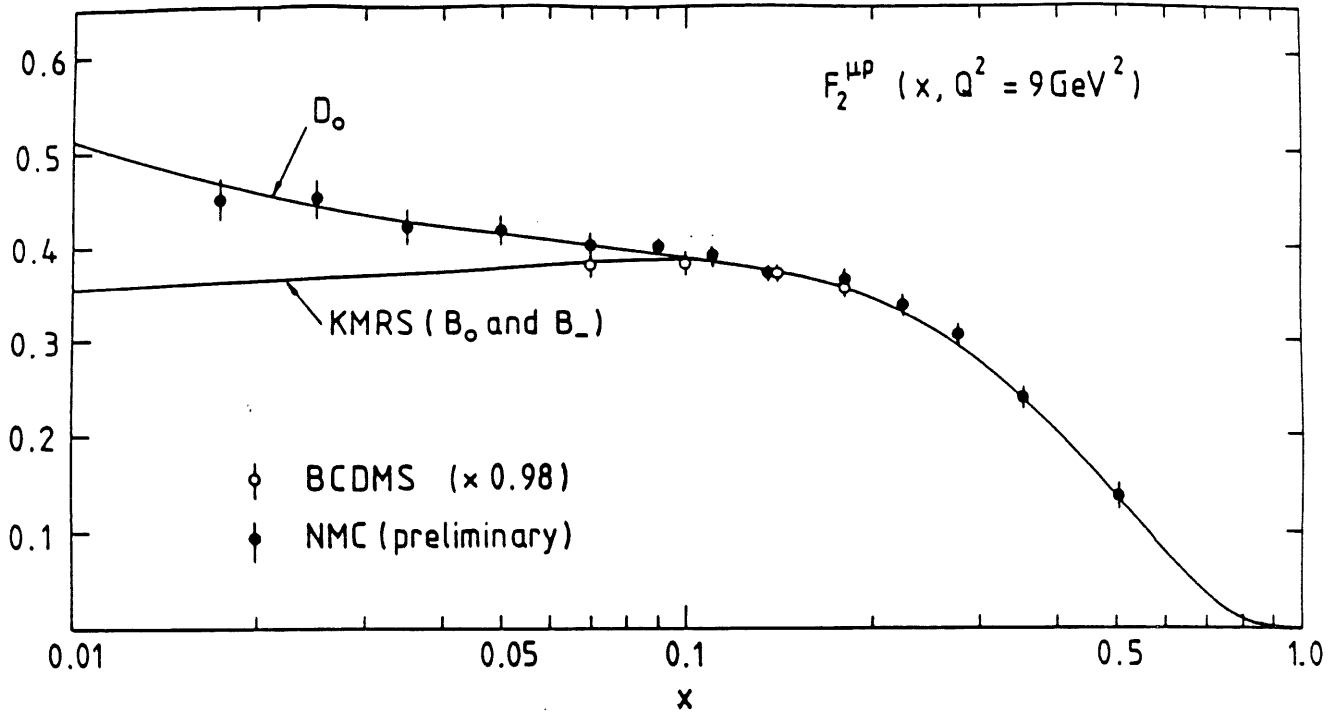


Figure 2.44: Différences entre les données de NMC et les paramétrisations  $B_0$  et  $B_-$

et pour  $D^-$ :

$$\delta_g = -0.5 \quad \gamma_g = 12.0 \quad A_g = 0.315 \quad \eta_g = 5.1 \quad (2.263)$$

L'inclusion des nouvelles données a également fait augmenter les valeurs de  $\Lambda_{MS}$  et  $\alpha_S$ :

$$\Lambda_{MS}(n_f = 4) = 215 \pm 60 \text{ MeV} \quad (2.264)$$

$$\alpha_S(M_Z) = 0.111^{+0.004}_{-0.005} \quad (2.265)$$

Le schéma de régularisation utilisé est  $\overline{MS}$ . Les deux nouvelles paramétrisations sont données sur la figure 2.45. De même que pour les paramétrisations  $B-2$  et  $B-5$  étudiées précédemment, les paramétrisations  $D-2$  et  $D-5$  sont les solutions d'une équation d'évolution voisine de celle de Gribov Levin Ryskin avec  $R = 2 \text{ GeV}^{-1}$  ou  $R = 5 \text{ GeV}^{-1}$ .

#### 2.5.4 Paramétrisations de Martin Roberts et Stirling $D'^0$ et $D'^-$

Les nouvelles paramétrisations de Martin Roberts et Stirling  $D'^0$  et  $D'^-$  sont tout à fait analogues à  $D^0$  et  $D^-$  du point de vue des paramétrisations de quarks et

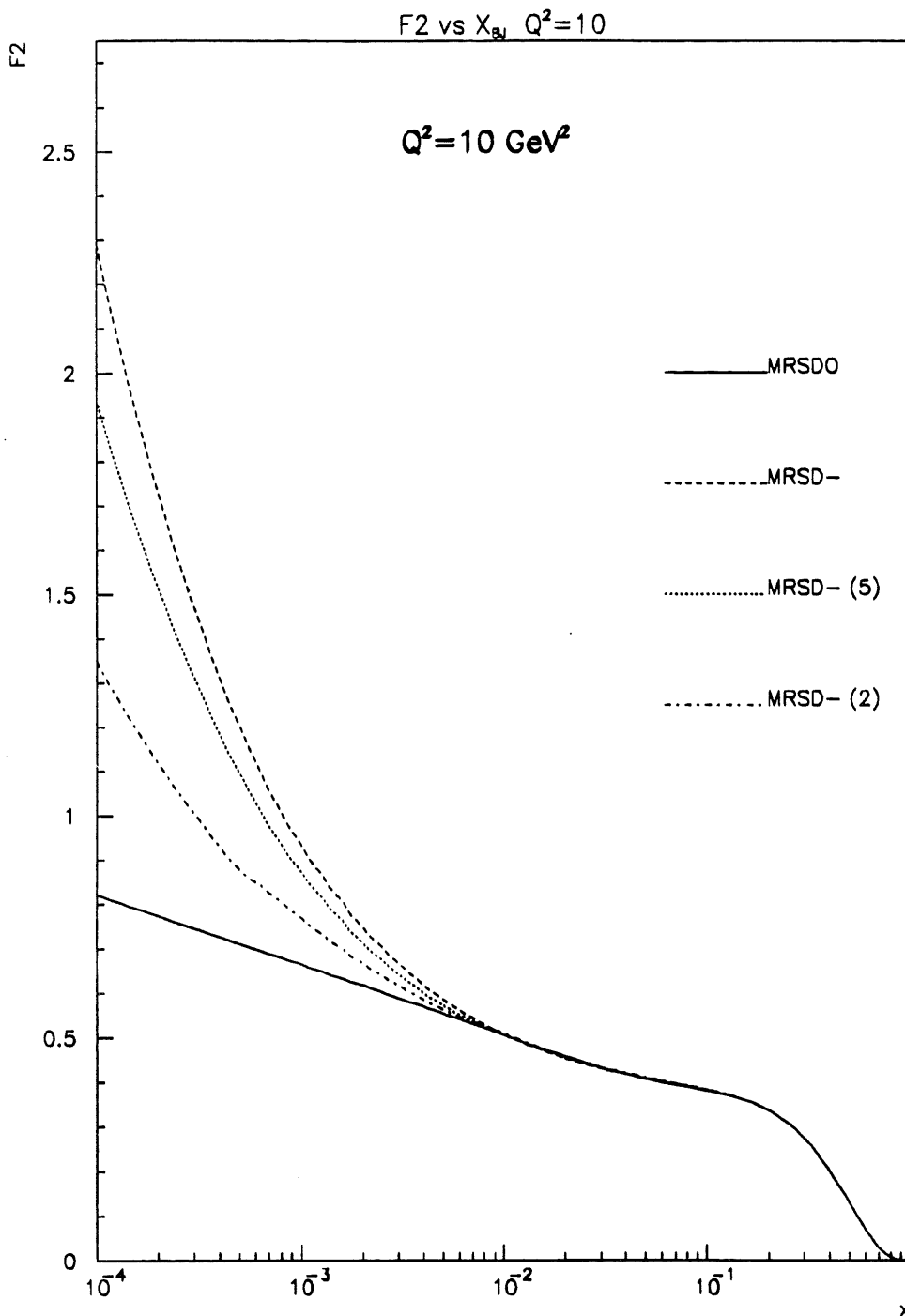


Figure 2.45: Paramétrisations  $D_0$ ,  $D^-$ ,  $D-2$  et  $D-5$  de Martin, Roberts, Stirling -  $D-2$  et  $D-5$  sont obtenues avec une équation d'évolution avec saturation

de gluons. Les nouvelles données de diffusion profondément inélastique de muons et de neutrinos des expériences *NMC* et *CCFR* publiés en 1991 ont été ajoutées [55]. Ces données ont provoqué une augmentation significative des distributions de quarks pour  $x \leq 0.05$ . L'extrapolation conduit par exemple à une augmentation de plus de 30% à  $x = 0.01$  et  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ . Les données de *CDHSW* n'ont plus été utilisées dans cette paramétrisation car les données de *CCFR* étaient plus précises. Les données de diffusion de neutrinos ont évidemment été corrigées des effets de cible lourde. Les variations entre les deux groupes de paramétrisations  $D^0$ ,  $D^-$  et  $D'^0$  et  $D'^-$  sont assez faibles sauf à bas  $x$ . Les nouvelles valeurs de  $\Lambda_{\bar{M}S}$  et de  $\alpha_S$  sont:

$$\Lambda_{\bar{M}S}(n_f = 4) = 230 \pm 55 \text{ MeV} \quad (2.266)$$

$$\alpha_S(M_Z) = 0.1125^{+0.04}_{-0.05} \quad (2.267)$$

On voit les deux groupes de paramétrisations comparés sur la figure 2.46.

### 2.5.5 Paramétrisations de Morfin Tung *MTB1 MTB2*

Morfin et Tung ont utilisé les données de *SLAC* et de *BCDMS* pour faire leurs paramétrisations *B1* et *B2* en incluant également des données de processus Drell Yann [56]. La mer de quarks vérifie la symétrie de saveur  $SU_f(3)$  et les distributions sont données dans les schémas de régularisation dimensionnelle *DIS* et  $\bar{M}S$ . Toutes les distributions de quarks sont paramétrisées de la même manière:

$$f(x, Q^2) = e^{A_0} x^{A_1} (1-x)^{A_2} \log^{A_3} \left(1 + \frac{1}{x}\right) \quad (2.268)$$

où les  $A_i$  sont des polynômes du second degré en:

$$\log \frac{\log Q/\Lambda}{\log Q_0/\Lambda} \quad (2.269)$$

La paramétrisation *MTB1* augmente faiblement à bas  $x$  tandis que la paramétrisation *MTB2* diverge fortement. Ces paramétrisations sont extrapolées dans le domaine cinématique:

$$10^{-5} \leq x \text{ et } 9 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10^8 \text{ GeV}^2 \quad (2.270)$$

Les valeurs de  $\Lambda_{QCD}$  sont données pour quatre saveurs actives:

$$0.194 \text{ pour } \textit{MTB1} \quad (2.271)$$

$$0.191 \text{ pour } \textit{MTB2} \quad (2.272)$$

Les paramétrisations sont données dans les schémas *DIS* et  $\bar{M}S$ . Elles sont données sur la figure 2.47.

### 2.5.6 Paramétrisations de la collaboration *CTEQ CTEQ1M*

La collaboration *CTEQ* (Coordinated Theoretical and Experimental Project on QCD Phenomenology and Tests of the Standard Model) a repris les données de



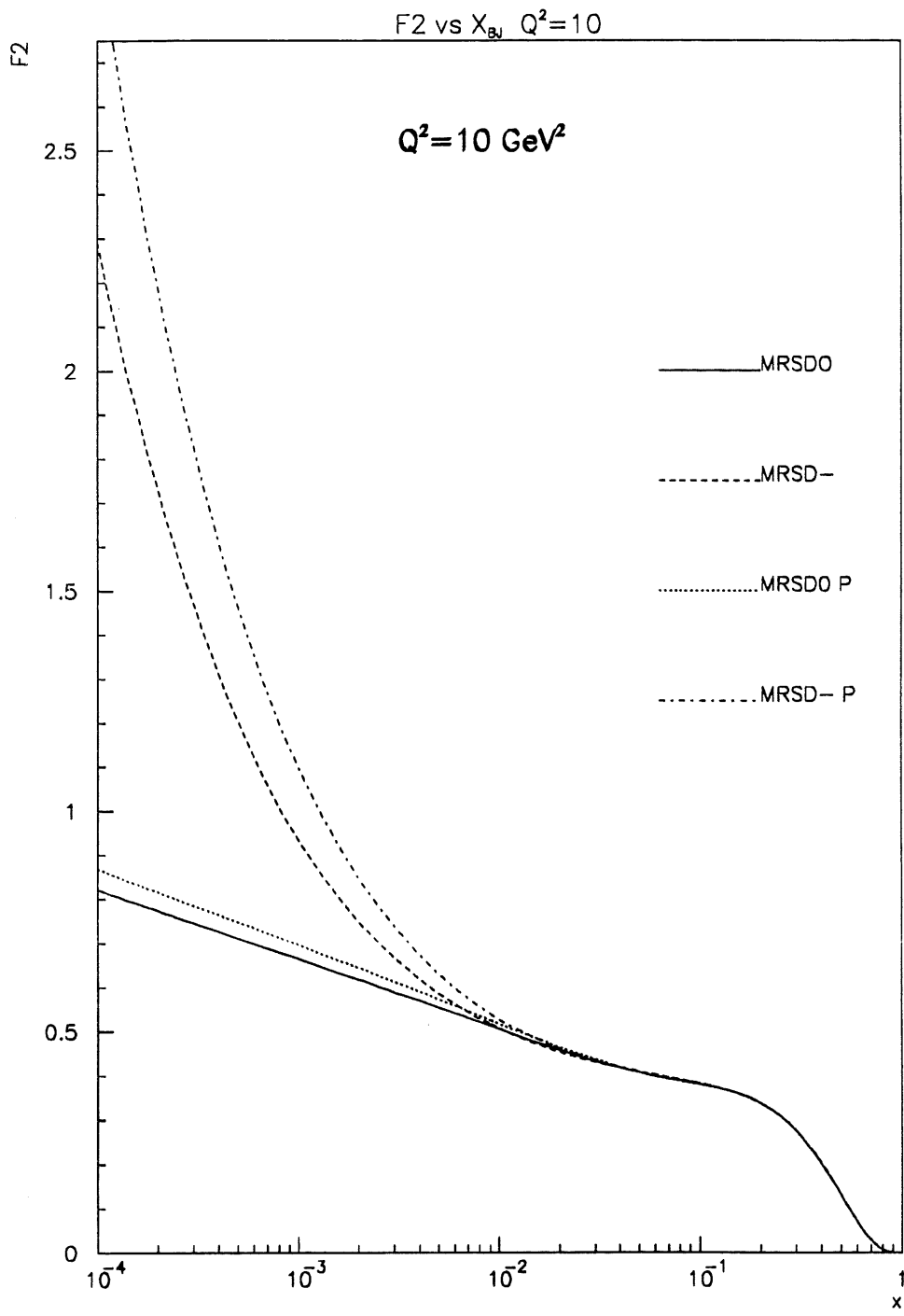


Figure 2.46: Paramétrisations  $D_0$ ,  $D^-$ ,  $D'_0$ ,  $D'^-$  de Martin, Roberts, Stirling

*BCDMS* ( $F_2^{\mu p}$ ,  $F_2^{\mu D}$ ), *NMC* ( $F_2^{\nu p}$ ,  $F_2^{\nu D}$ ), *CCFR* ( $F_2^{\nu Fe}$ ,  $F_3^{\nu Fe}$ ), et des photons directs (*WA70*, *UA6*, *E706*, *E605*) [57]. Le  $Q_0^2$  choisi a été de  $4 \text{ GeV}^2$ . La mer de quarks vérifie pour la paramétrisation *CTEQ1M* la symétrie  $SU_f(3)$  et la distribution est donnée dans le schéma de régularisation  $\bar{M}S$ . La paramétrisation de départ à  $Q_0^2$  est de la forme:

$$A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} (1+A_3 x^{A_4}) \quad (2.273)$$

Ils ont en particulier souligné qu'un changement sur le facteur de correction des fonctions de structure mesurées lors des expériences de diffusion profondément inélastique sur cible lourde induisait un changement important des fonctions de structure à bas  $x$ .

La paramétrisation *CTEQ1M* est représentée sur la figure 2.47.

### 2.5.7 Paramétrisations de Glück Reya Vogt (HO)

La méthode utilisée par Glück, Reya et Vogt est sensiblement différente de celle des autres auteurs. Originellement, ils supposaient qu'à une certaine échelle d'énergie très faible  $\mu_{HO}$  (quelques centaines de  $MeV$ ), le proton n'était constitué que de gluons et de quarks de valence [58]. Ils prenaient alors comme distribution de gluons:

$$g(x, \mu^2) = \frac{n_g}{3} [u_v(x, \mu^2) + d_v(x, \mu^2)] \quad (2.274)$$

La règle de somme de la chromodynamique quantique implique alors que:

$$\int_0^1 dx g(x, \mu^2) = \frac{n_g}{3} (2+1) = n_g \quad (2.275)$$

$n_g$  peut être vu comme le nombre de gluons de "valence". La valeur  $n_g = 2$  était imposée: le proton contient alors "intrinsèquement" deux gluons pouvant former des singlets de couleur et de spin. Une fois  $n_g$  et la distribution de quarks de valence fixés à  $Q_0^2$ , il suffit d'utiliser les équations d'évolution pour en déduire les distributions de quarks et de gluons pour toutes les valeurs de  $x$  et  $Q^2$ .

Par rapport à cette ancienne méthode, une modification a été réalisée [59]. Pour tenir compte des données de  $F_2^{\mu n}/F_2^{\mu p}$  à bas  $x$  et pour améliorer l'accord avec les données de diffusion profondément inélastique à bas  $x$ , ils ont relâché les conditions initiales et ajouté une distribution de la mer  $\bar{u} = d$  à  $\mu_{HO}$ . Les données d'*EMC* à bas  $x$  n'ont pas été utilisées à cause des différences avec *BCDMS*. Ils ont alors vérifié la cohérence de leurs paramétrisations avec les données de production de dileptons selon le processus Drell Yann. La paramétrisation *HO* correspond à une équation d'évolution au-delà des logarithmes dominants.  $\Lambda_{QCD}$  vaut respectivement pour 3, 4, 5, et 6 saveurs actives: 248, 200, 131, 53  $MeV$  avec des masses respectives des quarks  $c, b, t$  de 1.5, 4.5, et 100  $GeV$ .

Les distributions des quarks de valence sont paramétrisées sous la forme:

$$xv(x, Q^2) = Nx^a(1+\sqrt{x}+Bx)(1-x)^D \quad (2.276)$$

et celle des gluons et des distributions des quarks de la mer par:

$$xw(x, Q^2) = \frac{\left[ x^a(A+Bx+Cx^2) \left( \log \frac{1}{x} \right)^b + s^\alpha \exp \left( -E + \sqrt{E' s^\beta \log \frac{1}{x}} \right) \right]}{(1-x)^D} \quad (2.277)$$

On peut remarquer (fig 2.47) que les distributions de Glück, Reya et Vogt sont divergentes à bas  $x$  sans l'avoir explicitement imposé. La paramétrisation  $HO$  est valable pour:

$$\mu_{HO}^2 \leq Q^2 \leq 10^8 GeV^2 \quad 10^{-5} \leq x \leq 1 \quad (2.278)$$

où  $\mu_{HO}^2 = 0.3 GeV^2$ . On peut noter que l'accord entre la paramétrisation de Glueck Reya Vogt et les données de  $NMC$  est très bon [60].

On peut comparer les différentes paramétrisations que l'on a introduites (fig 2.48). Le comportement à grand  $x$  où existent déjà des données expérimentales est sensiblement le même pour toutes les paramétrisations. Par contre, à bas  $x$ , on peut observer des différences allant jusqu'à un facteur 10. L'expérience  $H1$  permettra, comme on le verra, de mesurer les fonctions de structure, et d'avoir accès au comportement du gluon à bas  $x$  et de discriminer les différentes paramétrisations.

## 2.6 Processus dédiés aux mesures de fonctions de structure

### 2.6.1 Mesure de $dF_2/d \log Q^2$

Remarquons tout d'abord qu'il sera difficile de distinguer directement une distribution initiale de gluons divergente de la saturation d'une distribution de gluons plate. Rappelons que la saturation peut être décrite à l'aide d'un terme en  $(g(x, Q^2))^2$ :

$$\begin{aligned} \frac{Q^2 \partial(xg(x, Q^2))}{\partial Q^2} &= P_{GG} \otimes g + P_{Gq} \otimes q \\ -\frac{81\alpha_S(Q^2)}{16R^2 Q^2} \theta(x_0 - x) \int_x^{x_0} \frac{dx'}{x'} [x' g(x', Q^2)]^2 & \end{aligned} \quad (2.279)$$

Le terme de saturation est donc directement proportionnel à  $1/R^2$  où  $R$  désigne le rayon du hadron. Sur les figures 2.43 et 2.45, on voit les différences très faibles entre  $B^0$  ou  $D^0$  correspondant à une distribution initiale de gluons plate et la paramétrisation  $B^-$  ou  $D^-$  correspondant à une distribution de gluons divergente avec une saturation importante ( $R = 2 GeV^{-1}$ ). Il sera par conséquent très difficile d'interpréter physiquement la mesure de la fonction de structure  $F_2$  de cette façon. Même si on trouve une fonction de structure assez divergente à bas  $x$ , on peut toujours la décrire avec une condition initiale plus divergente et une équation d'évolution comprenant des termes de saturation car la seule limite théorique sur la divergence des fonctions de structure est la limite d'unitarité.

Une autre méthode liée à la mesure de la pente  $dF_2/d \log Q^2$  a été proposée [64] (fig 2.49 et 2.50). L'écart entre les différentes courbes est un peu plus important, mais la différence semble être difficile à mesurer pour une luminosité de  $1 pb^{-1}$ . Pour réaliser la figure 2.50, un pavage du plan cinématique en 4 cellules par décade en  $x$  et 8 cellules par décade en  $Q^2$  a été réalisé et seules les cellules ayant des corrections de migration inférieures à 20% ont été gardées. Cette étude a été basée sur une simulation Monte Carlo très grossière des détecteurs afin de voir les principaux effets.  $x$  et

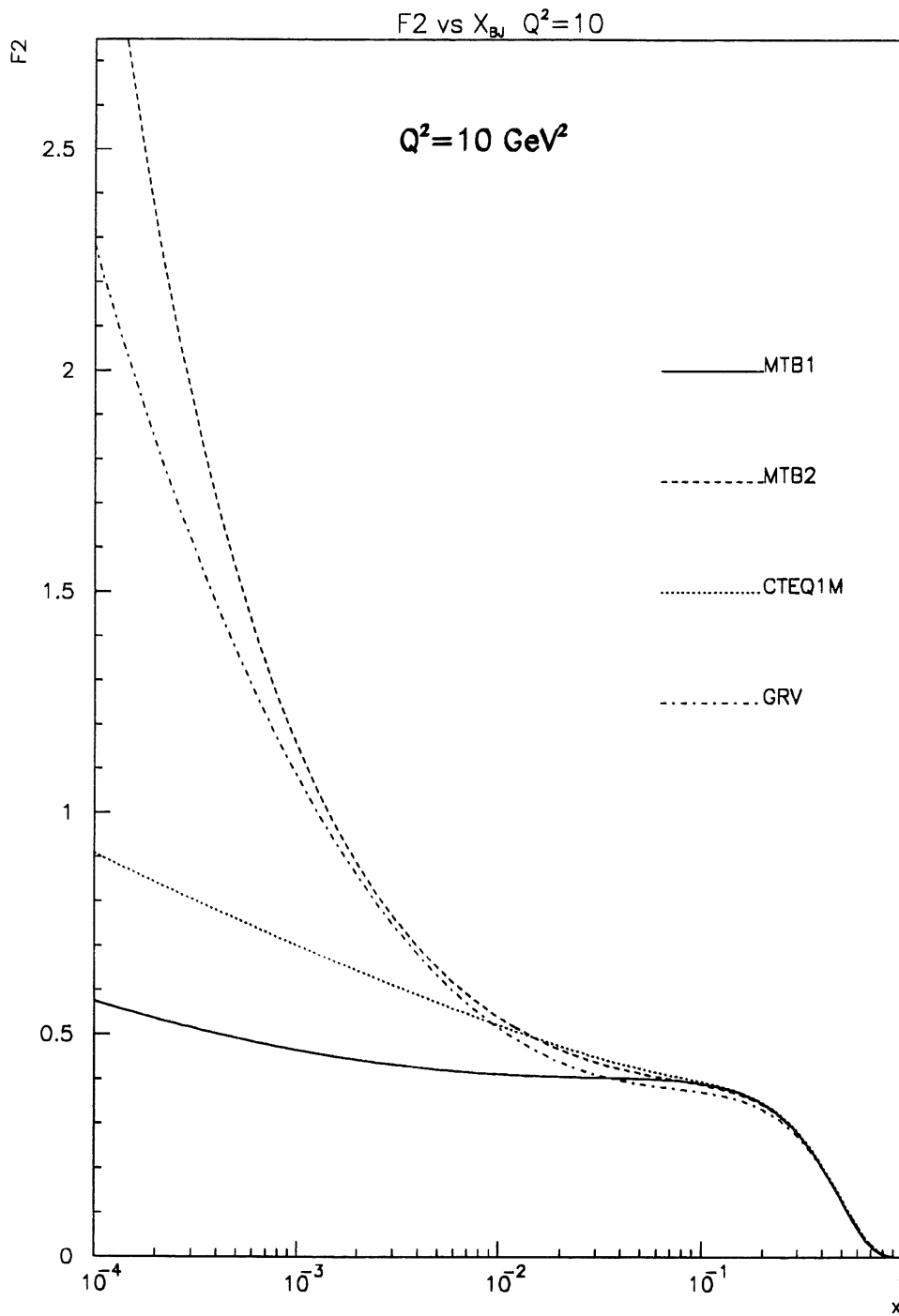


Figure 2.47: Paramétrisations MTB1, MTB2, CTEQ1M, GRV de Morfin Tung, de la collaboration CTEQ et de Glueck Reya Vogt

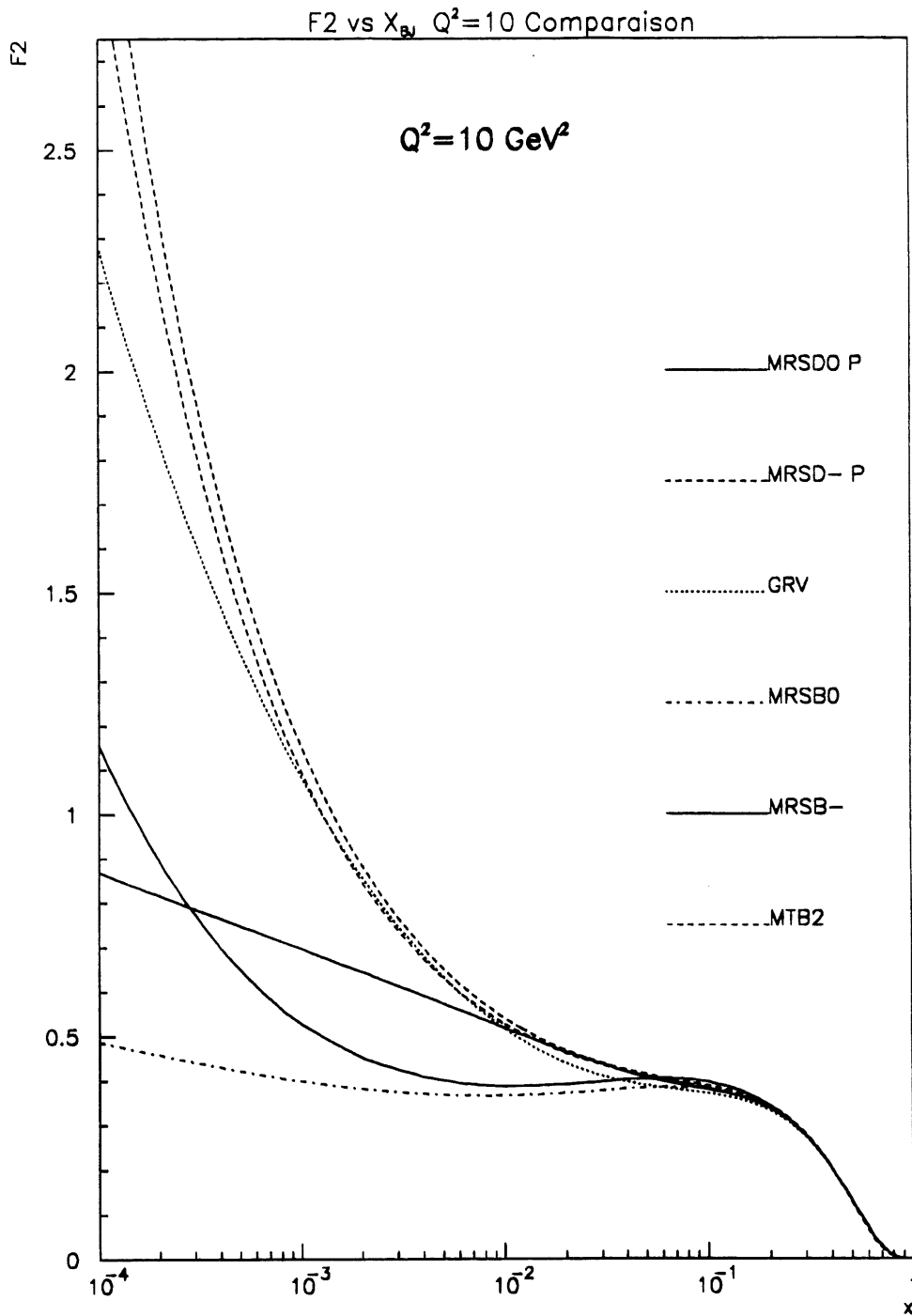


Figure 2.48: *Comparaison des différentes paramétrisations*

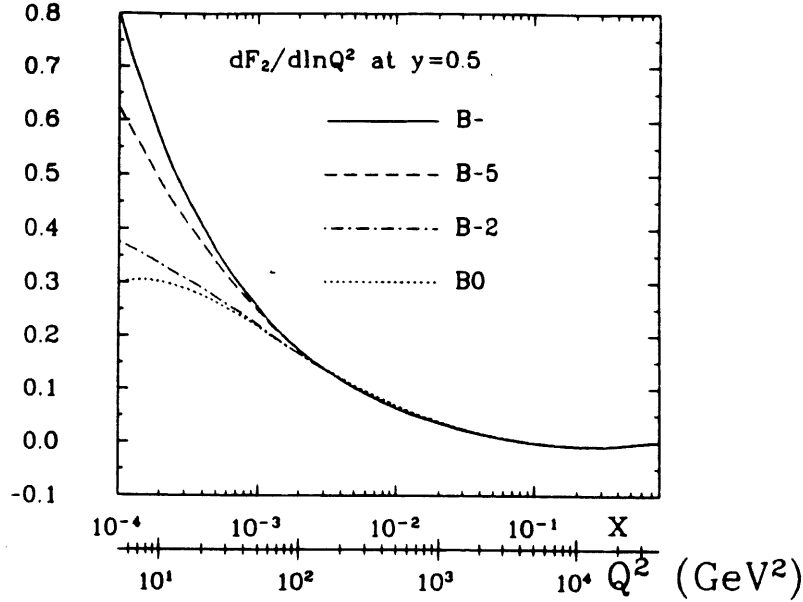


Figure 2.49: La pente  $dF_2/d\log Q^2$  à  $y = 0.5$  calculée à partir des paramétrisations de Martin, Roberts et Stirling

$Q^2$  ont été reconstruits à partir de l'électron diffusé, les erreurs sur la détermination de l'énergie et de l'angle de l'électron diffusé ont été prises respectivement égales à:

$$\frac{\delta E_e}{E_e} = \frac{0.10}{\sqrt{E_e}} \oplus 0.01 \quad (2.280)$$

$$\delta\theta_e = 4\text{mrad} \quad (2.281)$$

Une coupure sur l'angle de l'électron diffusé à 7 degrés a été également introduite à cause de l'acceptance angulaire des détecteurs. La simulation Monte Carlo a été réalisée en utilisant la paramétrisation  $B-2$  de Kwiecinski, Martin, Roberts et Stirling. Dans chaque cellule en  $x$ , une pente moyenne  $dF_2/d\log Q^2$  a été calculée. Notons qu'il est possible en augmentant la statistique de diminuer les barres d'erreurs. Cependant, aucune erreur systématique n'a été introduite dans cette étude pour le calcul des erreurs. On peut déduire de ces courbes que la fonction de structure et sa pente ne suffisent pas en elles-mêmes pour analyser la saturation.

Une mesure de la pente de la densité de gluons à  $y$  fixé donnera un signal plus net (fig 2.51) mais pas encore suffisant. A  $y = 0.5$ , la différence entre les deux types d'évolution est de 25% à  $x = 2.10^{-4}$ , mais surtout, la pente s'inverse pour la courbe avec saturation. Mais ce ne sera pas évident à observer. Il est donc nécessaire de trouver quelques processus "dédiés", et nous allons en détailler quelques-uns dans la suite.

## 2.6.2 Les "hot spots"

On peut imaginer que les partons formés lors d'une cascade soient issus du même quark de valence. Dans ce cas, les partons formés peuvent interagir entre eux, même

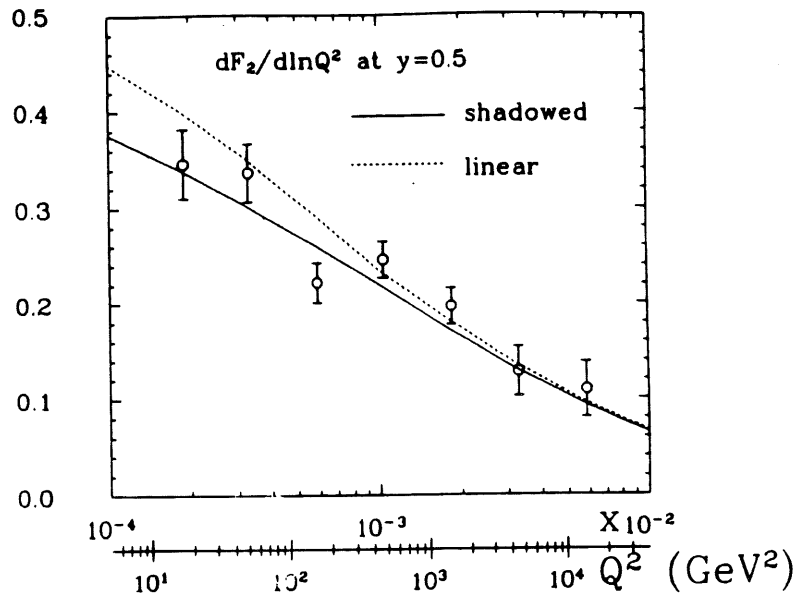


Figure 2.50: La pente  $dF_2/d\log Q^2$  à  $y = 0.5$  à partir de la paramétrisation  $KMR_{SB-}$  avec ou sans saturation ( $B-$  et  $B-2$ )

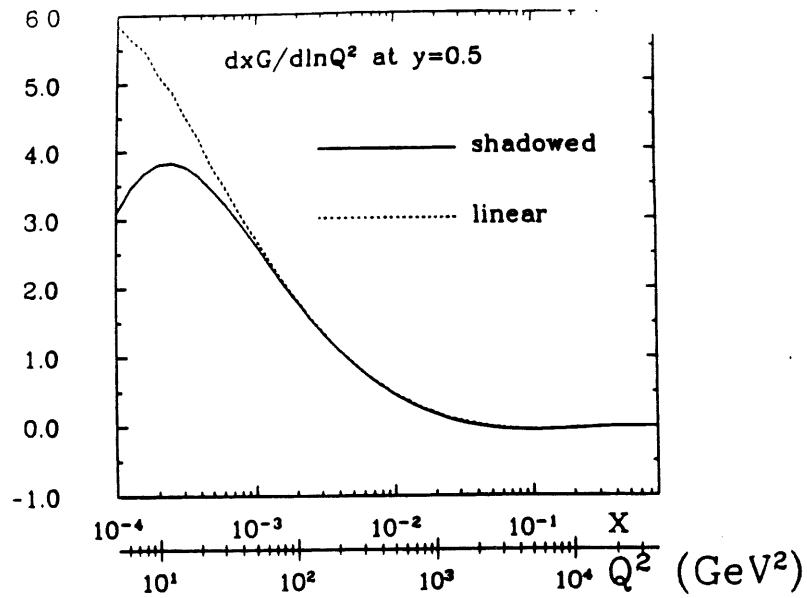


Figure 2.51: La pente  $dxG/d\log Q^2$  calculée avec et sans saturation ( $B-$  et  $B-2$ )

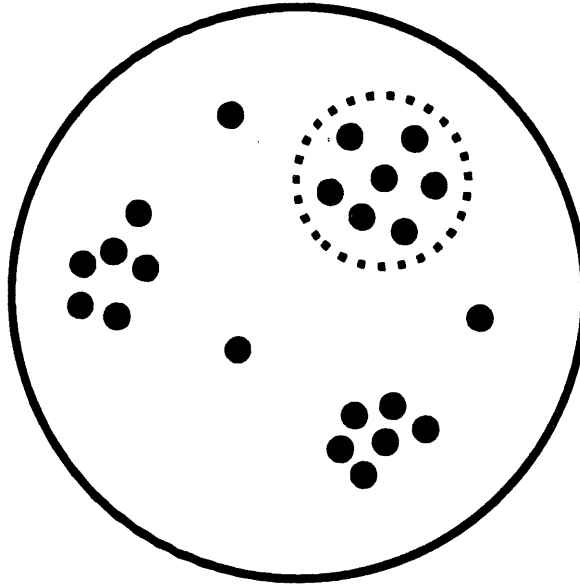


Figure 2.52: Représentation schématique de "hot spots" dans le proton

si la densité moyenne des partons dans le proton n'a pas atteint la valeur critique, c'est-à-dire le moment où la surface des partons dépasse la surface du proton si on utilise le modèle phénoménologique des partons. Ce sont les "hot spots", des endroits dans le proton où la saturation apparaît sans que la densité totale des partons soit trop importante, comme on le voit sur la figure 2.52 [65].

Il faut donc rechercher expérimentalement les régions à l'intérieur du proton où la densité de partons devient grande à bas  $x$ . Il n'est pas évident a priori de déceler ces effets: la fonction de structure  $F_2$  mesure la densité de partons moyennée sur toute la taille du proton. On doit donc utiliser des états finaux exclusifs qui mesurent la densité de partons dans une partie limitée du hadron.

L'idée est de mesurer (fig 2.53) la section efficace de "jets" engendrés par des partons émis dans l'état initial qui ont une fraction d'impulsion  $x_P$  et une impulsion transverse  $k_\perp$  vérifiant:

$$Q_0^2 \ll k_\perp^2 \leq Q^2 \quad (2.282)$$

où  $Q_0^2$  est une échelle de masse caractéristique du confinement des partons dans le proton. En effet, définissons  $R_{parton}$  et  $R_{jet}$  ainsi:

$$R_{parton}^2 = \frac{1}{Q^2} \quad R_{jet}^2 = \frac{1}{k_\perp^2} \quad (2.283)$$

$R_{parton}^2$  est le carré du rayon transverse du parton vu par le photon ou plutôt la dimension de la région entourant le parton dans laquelle le photon ne peut pas distinguer deux partons. De même  $R_{jet}^2$  est le carré de la taille effective du parton



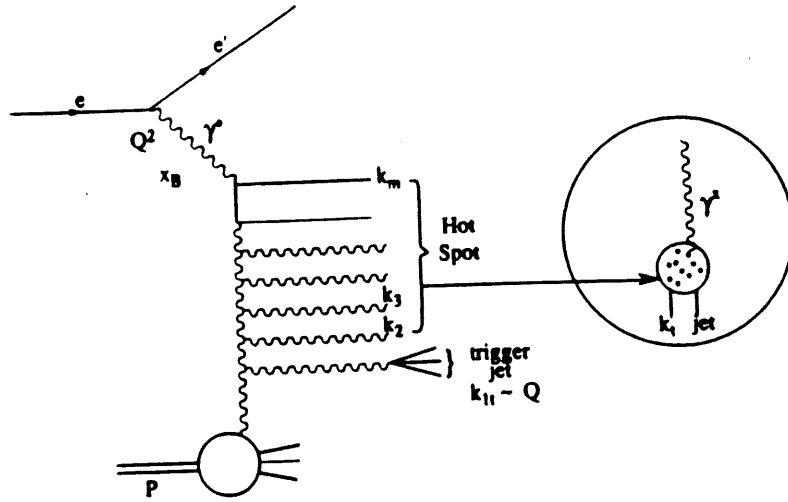


Figure 2.53: Identification des "hot spots" à partir des jets

engendrant le jet. Le parton en question pourra interagir avec un autre parton si  $R_{parton} \leq R_{jet}$ , donc si  $Q^2 \geq k_{\perp}^2$ .

$$R_{parton}^2 \leq R_{jet}^2 \ll R_{hadron}^2 \leftrightarrow Q_0^2 \ll k_{\perp}^2 \leq Q^2 \quad (2.284)$$

On peut donc voir les jets émis dans l'état initial comme une sonde explorant le nuage de partons de diamètre  $R_{jet}$  entourant le parton considéré. La section efficace devrait être mesurée en fonction de  $x/x_P$  et la région intéressante est celle où  $x \ll x_P$ . L'existence des "hot spots" serait marquée par une diminution significative de la section efficace de production de jets quand  $\log x_P/x$  devient grand de l'ordre de 4 par exemple, quand la saturation doit apparaître. Cette dernière vaut l'approximation dans l'approximation du modèle des partons:

$$k_{\perp}^2 x_P \frac{d^2(\nu W_2)}{dx_P dk_{\perp}^2} = C \alpha_S(Q^2) \left[ x_P g(x_P, k_{\perp}^2) + \frac{4}{9} (x_P q(x_P, k_{\perp}^2) + x_P \bar{q}(x_P, k_{\perp}^2)) \right] F\left(\frac{x}{x_P}, Q^2, k_{\perp}^2\right) \quad (2.285)$$

où  $F$  désigne la prédiction de l'évolution standard de l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi:

$$F\left(\frac{x}{x_P}, Q^2, k_{\perp}^2\right) = \frac{\exp\left[\frac{12\alpha_S(Q^2)}{\pi} \log 2 \log \frac{x_P}{x}\right]}{\sqrt{\log \frac{x_P}{x}}} \quad (2.286)$$

Une déviation par rapport à cette valeur de la section efficace serait une preuve de l'existence de la saturation et des "hot spots". Le problème expérimental est que les jets seront émis très à l'avant du détecteur et qu'il ne sera pas toujours facile de les détecter. De plus, il faudra distinguer ces jets engendrés par des partons émis dans

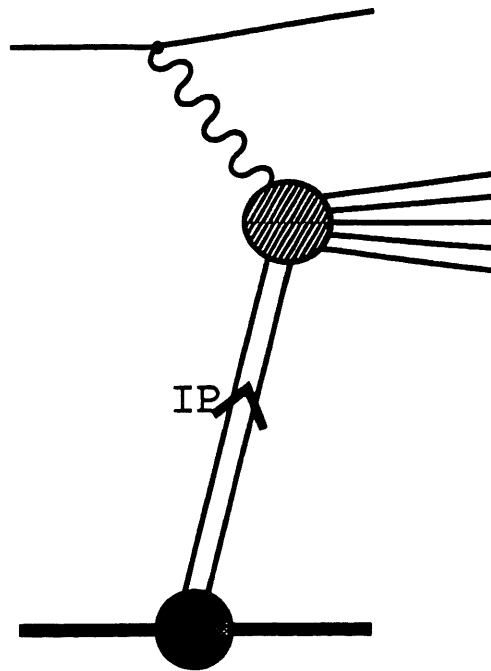


Figure 2.54: *Dissociation diffractive du photon*

l'état initial des partons émis par le quark dans l'état final. Comme ces derniers ne reflètent pas la densité de partons à l'intérieur du proton, ils représenteront du bruit de fond vis-à-vis de la mesure de la section efficace de jets utile pour déterminer l'existence des "hot spots". Il y a alors deux possibilités: on peut essayer de distinguer la composante hadronique du jet de courant puisqu'elle doit être compensée cinématiquement par l'électron, ou il faut soustraire la contribution due à la radiation dans l'état final si des estimations théoriques précises de la section efficace de radiation de partons dans l'état final peuvent être réalisées [66].

### 2.6.3 Dissociation diffractive du photon virtuel

Un autre moyen auquel on peut penser pour voir la saturation à *HERA* est d'étudier les vertex à trois échelles à l'aide de la dissociation diffractive du photon virtuel [67].

On retrouve pour ces processus décrits dans les figures 2.54 et 2.55 l'électron et le proton intacts après l'interaction, ainsi que des hadrons. On explique ces processus par l'interaction entre le photon virtuel  $\gamma^*$  et le poméron émis par le proton. La signature expérimentale de ce processus a été étudiée dans le cas où l'on obtient deux jets de quarks et un jet de gluons de grande masse  $M$  (fig 2.56). L'impulsion transverse de ces trois jets est de l'ordre de  $3 \text{ GeV}/c$  et est compensée par l'impulsion de l'électron très faiblement dévié de sa trajectoire initiale.

L'impact de la saturation sur la section efficace de ce processus est très important. On peut montrer que la section efficace peut être réduite d'un facteur 100 pour  $M^2 \sim 500 \text{ GeV}^2$  et  $Q^2 \sim 50 \text{ GeV}^2$ .

Le problème expérimental est d'identifier ces événements. Il n'est pas possi-

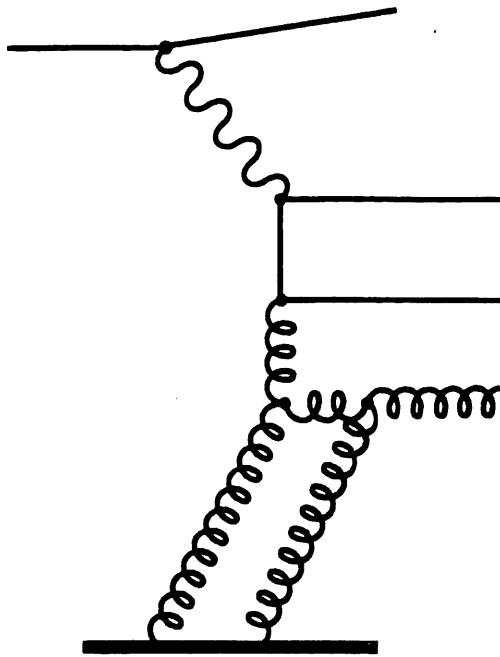


Figure 2.55: *Dissociation diffractive du photon en trois jets*

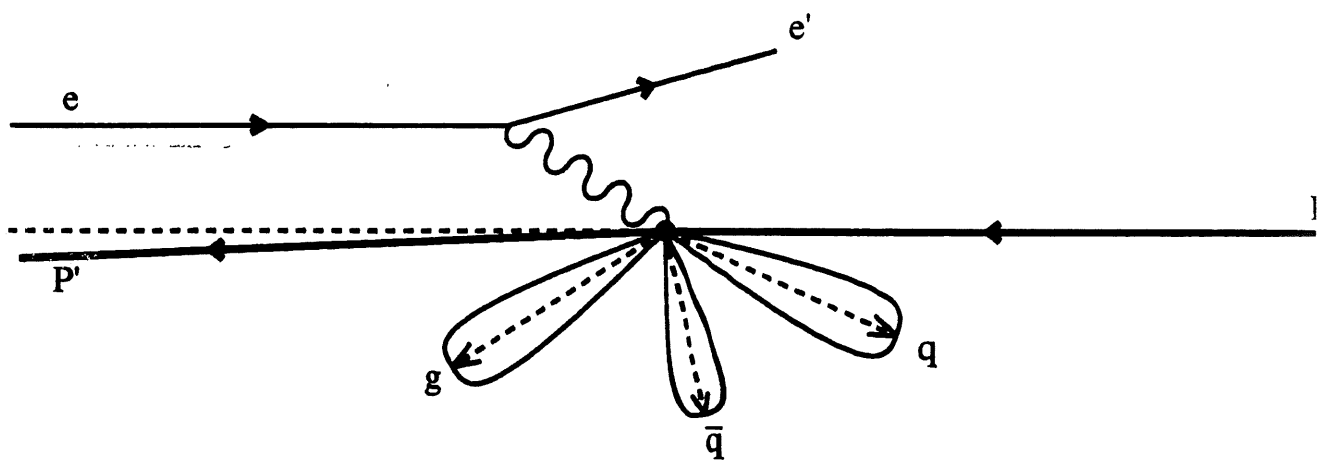


Figure 2.56: *Topologie de la dissociation diffractive d'un photon en trois jets*

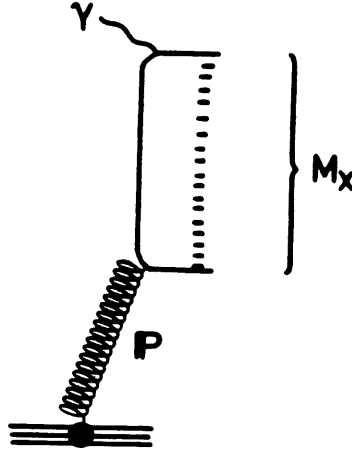


Figure 2.57: *Interactions entre un poméron et un photon virtuel*

ble de détecter le proton directement car il n'y a pas dans  $H1$  de spectromètre à protons à très petit angle à l'avant. Il existe cependant une autre méthode permettant de distinguer les événements diffractifs des autres événements de diffusion profondément inélastique. En effet, si on compare les diagrammes de Feynman des processus diffractifs et des événements où un quark interagit avec le photon virtuel, on s'aperçoit qu'il n'y a pas de transfert de couleur dans le cas diffractif entre le proton initial et le système de jets produit par le photon. De ce fait, il a été envisagé de sélectionner ces événements en demandant qu'ils aient un grand gap en rapidité où la rapidité est définie par:

$$\eta = -\log\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.287)$$

On peut alors proposer d'étudier les événements diffractifs en utilisant un déclenchement sur l'énergie transverse ( $E_T > 2\text{GeV}$ ) dans un cône de rapidité:

$$\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2 \leq 1 \quad (2.288)$$

La section efficace attendue n'est pas faible ( $\sim 30\text{pb}$  pour  $Q^2 > 30\text{GeV}^2$  et  $x < 1.5 \cdot 10^{-3}$ ), mais il n'est pas simple de distinguer les événements diffractifs des autres événements de diffusion profondément inélastique.

## 2.6.4 Le poméron

Pour voir le phénomène de saturation, une autre idée est d'étudier la fonction de structure du poméron. On peut en effet accéder à la structure du poméron grâce à la diffusion profondément inélastique de l'électron sur le proton [68] (fig 2.57).

Il y a d'abord émission du poméron par le proton (vertex du bas) avec un faible moment transféré  $t = (P_i - P_f)^2$  et une fraction  $x_P \leq 0.1$  de l'impulsion du proton. Le poméron interagit alors avec l'électron en lui transférant une grande impulsion, ce qui est décrit par les variables cinématiques habituelles  $x$  et  $Q^2$ . L'idée de poméron a été introduite car il explique bien les résultats obtenus lors des analyses des événements de dissociation diffractive et de diffusion élastique des collisionneurs  $p\bar{p}$  (l'expérience UA8 par exemple). Il permet de décrire une partie de la chromodynamique totalement non perturbative. On peut alors se douter que le terme d'écran de l'équation de Gribov Levin Ryskin joue un grand rôle si le poméron est constitué de gluons et a un faible rayon. On peut estimer la taille du poméron à  $R = 0.1 \text{ fm}$  à partir des sections efficaces de collision poméron-poméron et proton-proton. Le poméron ayant un rayon 10 fois plus faible environ que le proton, on peut s'attendre à avoir des effets de saturation 100 fois plus forts avec le poméron qu'avec le proton (on rappelle que le terme non linéaire de l'équation Gribov Levin Ryskin est en  $1/R^2$ ). La mesure de la fonction de structure du poméron en analysant les événements diffractifs comme dans le paragraphe précédent serait une bonne méthode pour analyser le phénomène de saturation à *HERA*.

## 2.6.5 Conclusion

Nous avons vu que le phénomène de saturation prédit par l'équation de Gribov Levin Ryskin ne pouvait pas facilement être analysé directement par la mesure de la fonction de structure ou de sa pente, car il n'est pas facile de distinguer des effets dus à la condition initiale de la distribution de gluons de ceux dus à la saturation. Des processus dédiés ont alors été trouvés et nous en avons décrit trois ("hot spots", processus diffractifs, pomérons). Nous allons maintenant étudier comment on peut extraire  $\Lambda_{QCD}$  et la distribution de gluons.

## 2.7 Extraction de $\Lambda_{QCD}$ et de la distribution de gluons

### 2.7.1 Mesure du paramètre $\Lambda_{QCD}$ de la chromodynamique quantique

Étudions la précision à laquelle on peut mesurer  $\Lambda_{QCD}$  (ou  $\alpha_S$ ) à *HERA*. La difficulté de ce genre de mesure est toujours la même: il faut réaliser un ajustement simultané de la densité de gluons et de  $\Lambda_{QCD}$ . Par contre, à grand  $x$  ( $x > 0.25$ ), la contribution des gluons à la fonction de structure  $F_2$  est beaucoup plus faible que celle des quarks de valence. Seule une paramétrisation de la fonction de structure singlet est à réaliser. Le problème à *HERA* est que le domaine cinématique est alors assez petit et que la précision sur  $\Lambda$  est faible (tableau 2.3).

On peut essayer d'étendre l'analyse à  $x = 0.01$ , mais comme on l'a dit dans le paragraphe précédent, il faut obtenir en même temps la densité de gluons et  $\Lambda_{QCD}$ . Pour étudier la corrélation entre  $\alpha_S$  et la distribution de gluons initiale, on suppose par exemple que la paramétrisation du gluon  $xG$  à  $Q_0^2$  donné est de la forme suivante

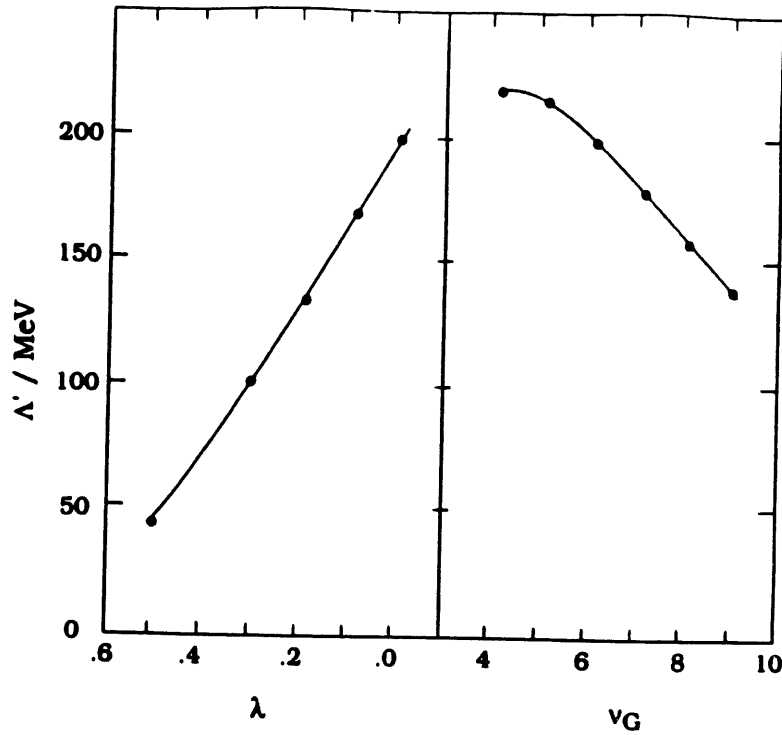


Figure 2.58: Corrélations entre  $\Lambda_{QCD}$  et les paramètres  $\lambda$  et  $\nu$  de  $G(x, Q_0^2)$  (cf texte)

Domaine en $x$	Type de fit	$\Lambda$ MeV	$\alpha_s$	$Q^2$
$x \geq 0.25$	<i>non singlet</i>	$175 \pm 176$	$0.132 \pm 0.023$	2770
$x \geq 0.01$	<i>singlet et non singlet</i>	$177 \pm 135$	$0.159 \pm 0.026$	400
$x \geq 0.01$	<i>xG fixé</i>	$201 \pm 25$	$0.164 \pm 0.005$	400

Tableau 2.3: Précision obtenue sur  $\Lambda$  et  $\alpha_s$  par différentes méthodes (La luminosité intégrée est de  $100 \text{ pb}^{-1}$  pour  $x > 10^{-4}$  et  $200 \text{ pb}^{-1}$  pour  $x > 10^{-2}$ )

[69]:

$$xG(x, Q_0^2) = A(\nu, \lambda)x^{-\lambda}(1-x)^\nu(1+9x) \quad (2.289)$$

Sur la figure 2.58, on voit la corrélation entre  $\Lambda_{QCD}$  et les paramètres  $\lambda$  et  $\nu$  de  $G(x, Q_0^2)$ . La précision sur  $\Lambda_{QCD}$  est alors également très mauvaise (tableau 2.3) [70].

La seule méthode pour obtenir des résultats avec une précision compétitive par rapport à d'autres expériences est de trouver des processus dédiés à la mesure de la distributions de gluons.

Etudions maintenant les autres moyens d'obtenir la densité de gluons.

## 2.7.2 Mesures de $xG$

Nous allons détailler cinq façons possibles de mesurer la densité de gluons à *HERA*: avec la fonction de structure longitudinale  $F_L$ , les saveurs lourdes et les  $J/\Psi$ , la pente de la fonction de structure  $F_2$ .

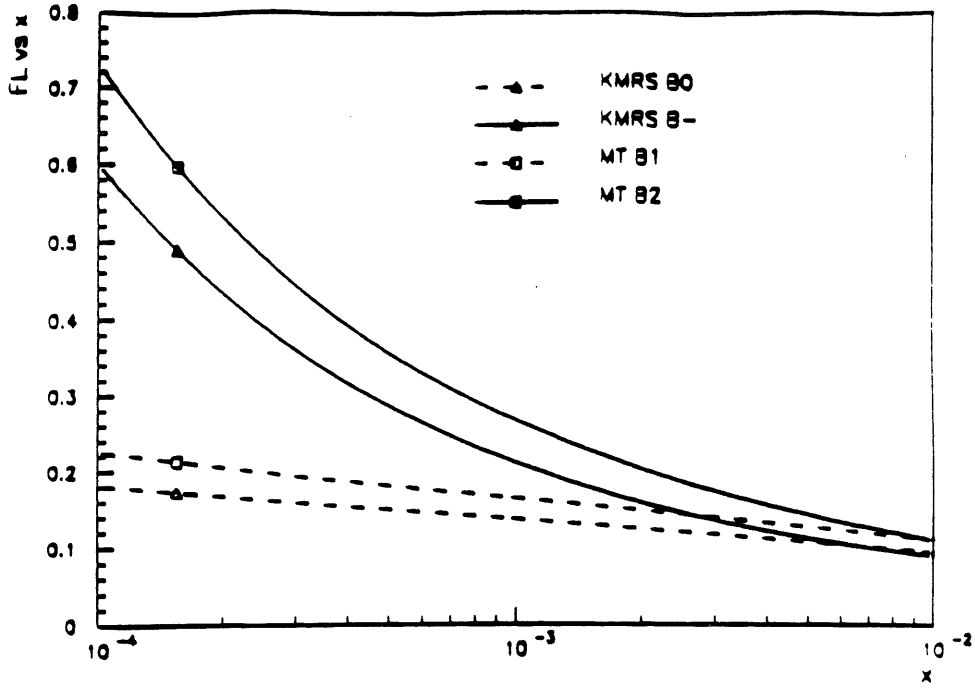


Figure 2.59:  $F_L$  en fonction de  $x$  à  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  pour différentes paramétrisations

### Mesure de $xG$ avec $F_L$

Remarquons tout d'abord que la fonction de structure  $F_L$  est très sensible à la distribution de gluons. Sur la figure 2.59, on a représenté la fonction de structure  $F_L$  en fonction de  $x$  pour différentes paramétrisations [8]. De la mesure de  $F_2$  et de  $F_L$ , on pourra en déduire la distribution de gluons. En effet, rappelons que la section efficace de diffusion profondément inélastique peut se mettre sous la forme:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_L(x, Q^2) \right] \quad (2.290)$$

$$= \Gamma (\sigma_T(x, Q^2) + \epsilon(y)\sigma_L(x, Q^2)) \quad (2.291)$$

où  $\epsilon$  est la polarisation du photon virtuel échangé:

$$\epsilon(y) = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \quad (2.292)$$

et  $\Gamma$  est le flux de photons virtuels:

$$\Gamma = \frac{\alpha}{\pi} \frac{y^2}{2xQ^2} \frac{1}{1-\epsilon(y)} \quad (2.293)$$

$\sigma_L$  et  $\sigma_T$  sont les sections efficaces des photons polarisés respectivement longitudinalement et transversalement et sont reliés à  $F_L$  et  $F_2$ :

$$F_L = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} \sigma_L \quad (2.294)$$

$$F_2 = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} (\sigma_L + \sigma_T) \quad (2.295)$$

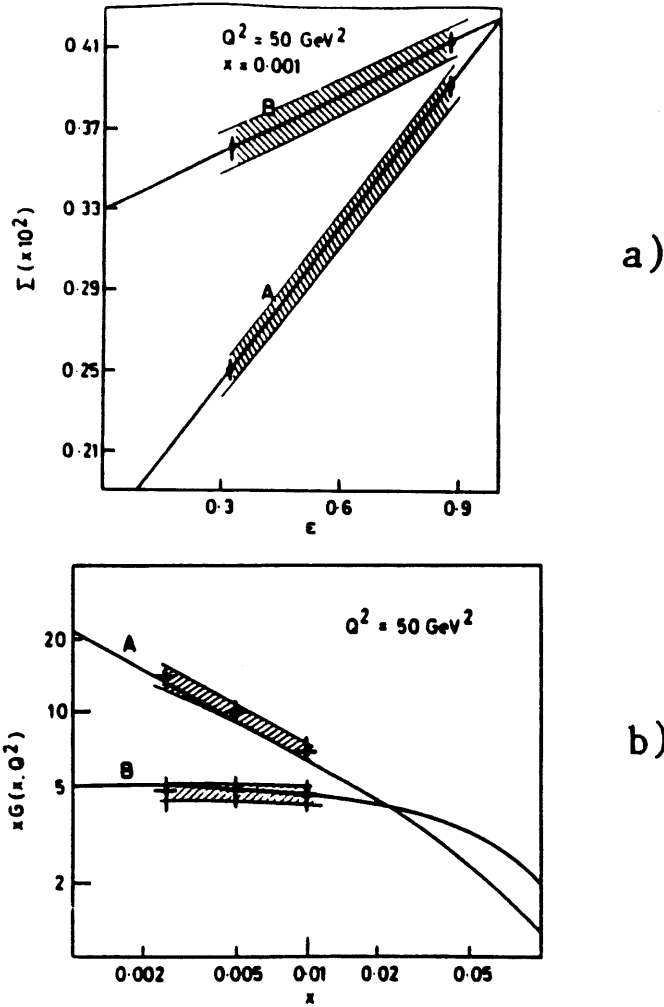


Figure 2.60: Valeurs de  $\Sigma$  et de la densité de gluons comparées à la paramétrisation de Duke Owens (cf texte)

On peut également définir la section efficace relative  $\Sigma$  par:

$$\Sigma = \Gamma^{-1} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \sigma_T(x, Q^2) + \epsilon(y) \sigma_L(x, Q^2) \quad (2.296)$$

Pour un  $x$  et  $Q^2$  donnés, il est possible d'obtenir  $\sigma_L$  et  $\sigma_T$  en mesurant la pente et l'ordonnée à l'origine de  $\Sigma$  en fonction de  $\epsilon$ .  $\epsilon$  étant une fonction de  $y$  et  $y = Q^2/4(E_e E_p x)$ , il suffit d'avoir accès à des faisceaux d'énergie différente pour obtenir des valeurs différentes de  $\epsilon$ . Trois énergies différentes du faisceau de proton (250, 500 et 1000 GeV) ont été considérées pour tester cette possibilité. Sur la figure 2.60, on voit les valeurs de  $\Sigma$  obtenues à partir des paramétrisations de Duke Owens [73]. Sur la même figure, est également donnée la densité de gluons obtenue par cette méthode et elle est comparée à celle donnée par la paramétrisation de Duke Owens.

Une autre méthode basée sur les événements radiatifs a été proposée [72]. L'émission de photons d'énergie  $E_\gamma$  dans l'état initial par le faisceau d'électrons donne une énergie effective de l'électron égale à:

$$E_{eff} = E_e - E_\gamma \quad (2.297)$$

$y$  a donc une valeur effective  $y_{eff}$  égale à:

$$y_{eff} = 1 - \frac{E'_e}{E_{eff}} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (2.298)$$



La section efficace du processus de diffusion profondément inélastique  $ep \rightarrow e\gamma X$  vaut alors:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz} = \alpha^3 P(z) \frac{1 + (1 - Q^2/xzS)^2}{xQ^4} [F_2(x, Q^2) - (1 - \epsilon)F_L(x, Q^2)] \quad (2.299)$$

où  $z$  et  $P(z)$  valent respectivement:

$$z = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \quad (2.300)$$

$$P(z) = \frac{1 + z^2}{1 - z} \log \frac{E_e^2 \theta_a^2}{m_e^2} - \frac{z}{1 - z} \quad (2.301)$$

où  $\theta_a$  est le plus grand angle possible auquel un photon peut être émis et détecté dans le compteur de luminosité. Ceci permet d'obtenir un spectre assez large en  $y$ , 15% des événements ayant un photon d'énergie plus grande que 7.5 GeV dans le domaine cinématique suivant:

$$15 \leq Q^2 \leq 30 \quad 0.6 \cdot 10^{-3} \leq x \leq 1.2 \cdot 10^{-3} \quad (2.302)$$

Pour étudier plus précisément avec quelle précision il est possible de mesurer  $F_L$  et donc ensuite la densité de gluons, une étude basée sur une simulation Monte Carlo des détecteurs a été réalisée [72]. Il a été choisi de demander une énergie supérieure à 7.5 GeV dans le détecteur de photons et une impulsion transverse de plus de 3 GeV/c pour le déclenchement des événements. Sur la figure 2.61, on peut voir le résultat obtenu pour la section efficace:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \sim \sigma_T + \epsilon\sigma_L \quad (2.303)$$

où, comme précédemment,  $\epsilon$  est la polarisation du photon virtuel échangé dans le processus. On bénéficie donc de la variation de  $S$  grâce aux événements radiatifs. On doit également noter que les erreurs sont purement statistiques dans la figure 2.61 et que la luminosité choisie était de  $200 \text{ pb}^{-1}$ . De la mesure de la pente de cette courbe, on peut déduire la valeur du paramètre  $R$ . Plusieurs effets systématiques sur la mesure de ce paramètre ont été étudiés et sont indiqués dans le tableau 2.4. Le premier effet étudié est celui d'une résolution sur la mesure de l'énergie dans le détecteur de photons de  $20\%/\sqrt{E}$ . Ensuite, en plus de cet effet, a été ajouté celui de la présence de bruit de fond dû aux événements Bethe Heitler décrits dans le chapitre précédent. Enfin, le troisième effet résulte de la combinaison des deux effets précédents et d'un décalage de  $-5\%$  sur la mesure de l'énergie dans le détecteur de photons. L'erreur sur  $F_L$  et sur la densité de gluons sera du même ordre de grandeur que celle obtenue sur  $R$ . On peut remarquer que cette méthode est moins précise que la méthode précédente où l'on faisait varier les énergies des faisceaux mais qu'elle permet une mesure de  $R$  imprécise au début de la prise de données sans nécessiter un changement de l'énergie des faisceaux.

### Mesure de $xG$ avec les saveurs lourdes

Nous allons présenter d'autres méthodes de détermination de  $xG(x, Q^2)$  à partir des saveurs lourdes ou des  $J/\Psi$ , mais toutes ces méthodes dépendent également

<i>Effet systématique</i>	<i>R mesuré - R paramétrisation</i>
<i>Résolution détecteur de photon</i>	$-0.13 \pm 0.04$
<i>+ bruit de fond Bethe Heitler</i>	$-0.12 \pm 0.04$
<i>+<math>\Delta E = -5\%</math> détecteur de photons</i>	$-0.17 \pm 0.19$

Tableau 2.4: Différences obtenues entre les valeurs de  $R$  mesurées et celles données par la paramétrisation pour différents effets systématiques

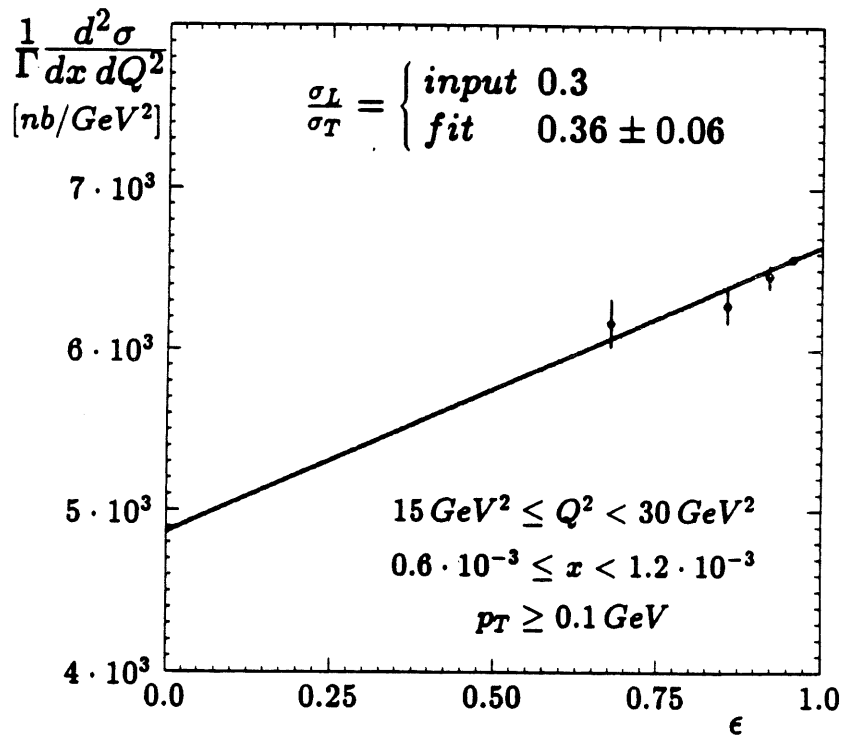


Figure 2.61: Mesure simulée de  $d^2\sigma/dxdQ^2$  - Les erreurs sont purement statistiques

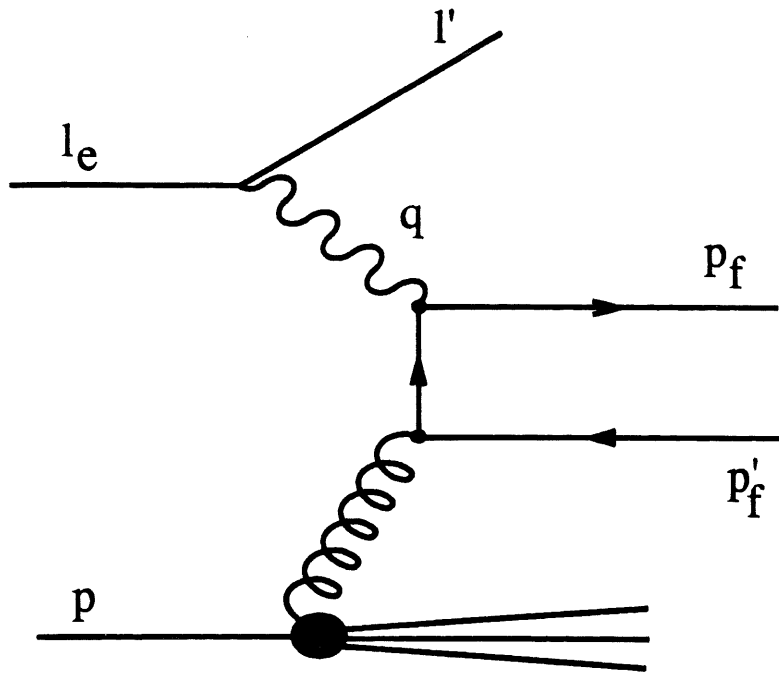


Figure 2.62: *Fusion gluon-photon*

de la valeur de  $\alpha_s$ . Une autre façon de connaître la densité de gluons est liée à la production de paires de quark-antiquark par le processus de fusion photon-gluon [70]. Le diagramme le plus simple correspondant au processus  $e + P \rightarrow e' + Q + \bar{Q} + X$  est décrit sur la figure 2.62.

La section efficace de ce processus vaut:

$$\sigma(e + P \rightarrow e' + Q + \bar{Q} + X) = \int dx_g G(x_g, \hat{s}) \hat{\sigma}(e + g \rightarrow e' + Q + \bar{Q} + X) \quad (2.304)$$

où  $\hat{\sigma}$  est la section efficace partonique et  $G(x_g, \hat{s})$  la probabilité de trouver un gluon d'impulsion  $x_g P$ . Le problème est de mesurer expérimentalement  $x_g$ . Ecrivons les expressions de  $\hat{s}$ , la masse invariante de la paire quark-antiquark, et déduisons-en  $x$ ,  $y$  et  $Q^2$ :

$$\hat{s} = (p_f + p'_f)^2 \quad (2.305)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(l_e - l')^2 \quad (2.306)$$

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \quad (2.307)$$

$$y = \frac{pq}{pl_e} \quad (2.308)$$

$$s = (l_e + p)^2 \quad (2.309)$$

$$(x_g p + q)^2 = \hat{s} \rightarrow x_g = \frac{x}{Q^2} (\hat{s} + Q^2) = \frac{\hat{s} + Q^2}{ys} \quad (2.310)$$

On peut montrer que pour les processus de fusion photon-gluon, la plus grande

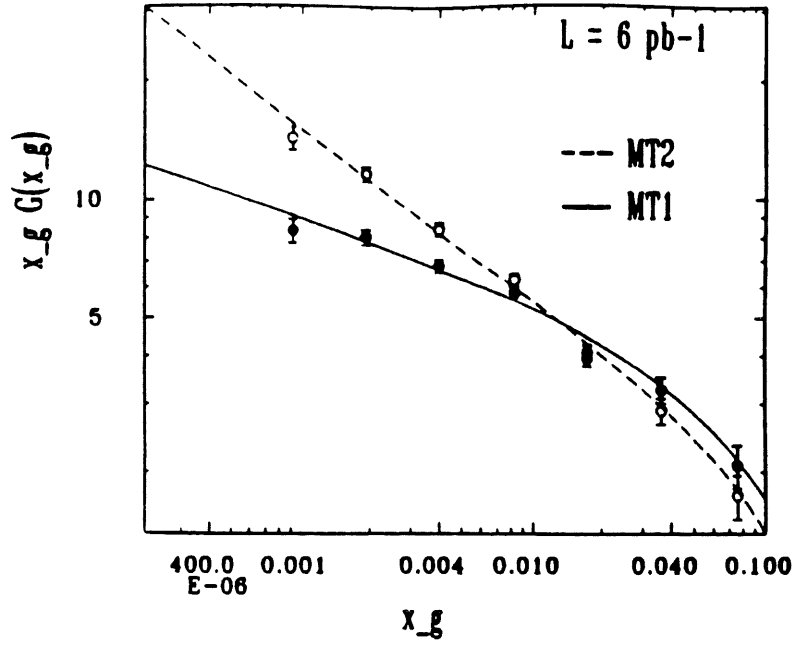


Figure 2.63: Mesure de  $xG$  avec la production de  $D^0$  (paramétrisations utilisées: *MTB1* et *MTB2*)

partie de la section efficace provient de  $Q^2 = 0$ . On en déduit:

$$x_g = \frac{\hat{s}}{y s} \quad (2.311)$$

On peut alors mesurer  $\hat{s}$  par la connaissance de  $p_f$  et  $p'_f$ . On peut également reconstruire  $x_g$  en utilisant la rapidité de la paire quark-antiquark obtenue à partir des axes des jets:

$$\eta_{Q\bar{Q}} = \frac{1}{2} \log \left[ \frac{y E_e}{E_p x_g} \right] \quad (2.312)$$

A *HERA*, la section efficace de création de paires  $c\bar{c}$  est très importante (500 nb) et vaut 5 nb pour les paires  $b\bar{b}$ . On s'attend à obtenir  $5.10^7$  paires  $c\bar{c}$  par an pour  $100pb^{-1}$ . Une autre signature prometteuse est la production de  $D^0$  par le processus suivant:

$$c \rightarrow D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi \rightarrow k^\pm \pi^\mp \pi \quad (2.313)$$

Le rapport de branchement n'est que de 1.5% mais la signature expérimentale est très nette à cause de la contrainte sur  $M(D^0 \pi) - M(D^0) \sim 145 MeV$ .

Sur la figure 2.63, on peut voir la comparaison entre la densité de gluons obtenue à partir de la production de  $D^0$  pour les deux paramétrisations *MTB1* et *MTB2* [56] pour une luminosité faible de  $6 pb^{-1}$ . On note qu'il est possible de distinguer entre ces deux types d'évolution de la densité de gluons avec cette faible luminosité.

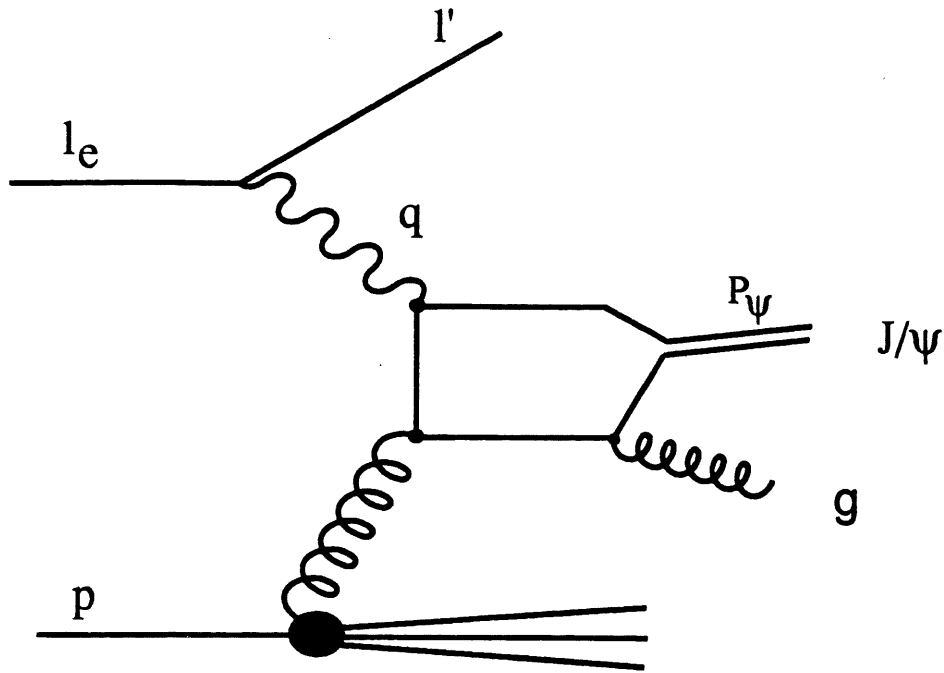


Figure 2.64: Production de  $J/\Psi$

### Mesure de $xG$ avec les $J/\Psi$

La section efficace de production de  $J/\Psi$  à *HERA* vaut  $1.5 \text{ nb}$ . Le processus de fabrication de  $J/\Psi$  est une fusion photon gluon produisant une paire  $c\bar{c}$  apparaissant dans l'état final sous la forme d'un état lié. Un gluon est émis pour que cet état soit singlet de couleur (Fig. 2.64).

On peut de nouveau appliquer la même cinématique que dans le paragraphe précédent. Il existe une relation simple entre  $\hat{s}$  et  $p_t$  l'impulsion transverse du  $J/\Psi$  dans le référentiel du laboratoire:

$$p_t^2 = \hat{s}z(1-z) + m_\mu^2(z-1) \quad (2.314)$$

où:

$$z = \frac{PP_\psi}{PP_{\gamma^*}} \quad (2.315)$$

et où les notations de la figure 2.64 ont été utilisées. Le bruit de fond principal sera la production du  $J/\Psi$  par la composante hadronique du photon (fig 2.65)

Avec les  $J/\Psi$ , on espère pouvoir mesurer la distribution des gluons à *HERA* pour  $3.10^{-4} \leq x \leq 0.1$

Sur la figure 2.66, on peut voir la détermination de la densité de gluons obtenue à partir de la production de  $J/\Psi$  pour les deux paramétrisations *MTB1* et *MTB2* [56] pour une luminosité de  $26 \text{ pb}^{-1}$ . Les erreurs indiquées sont purement statistiques.

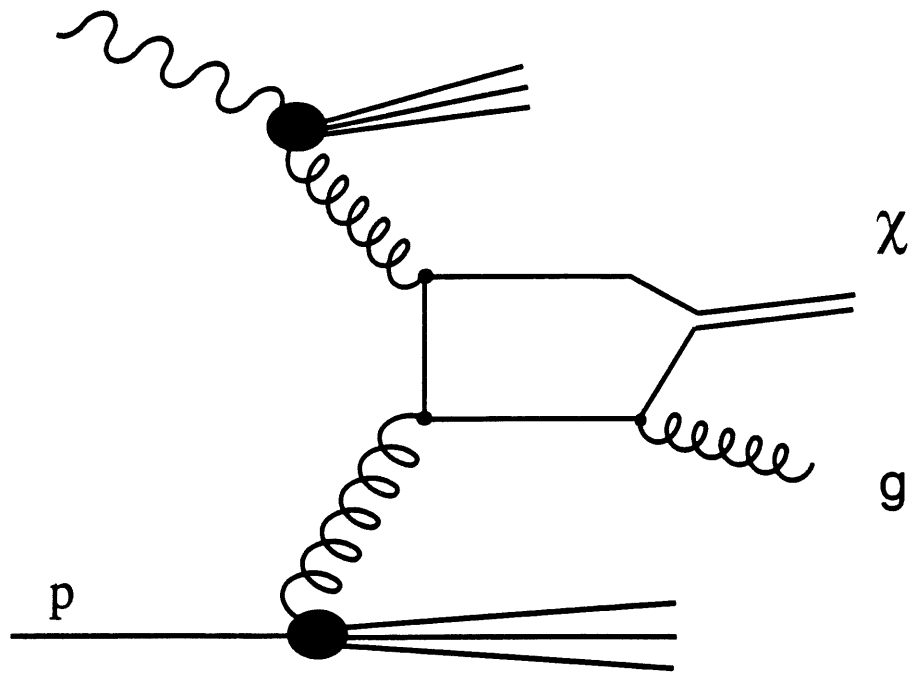


Figure 2.65: Production du  $J/\psi$  par la composante hadronique du photon

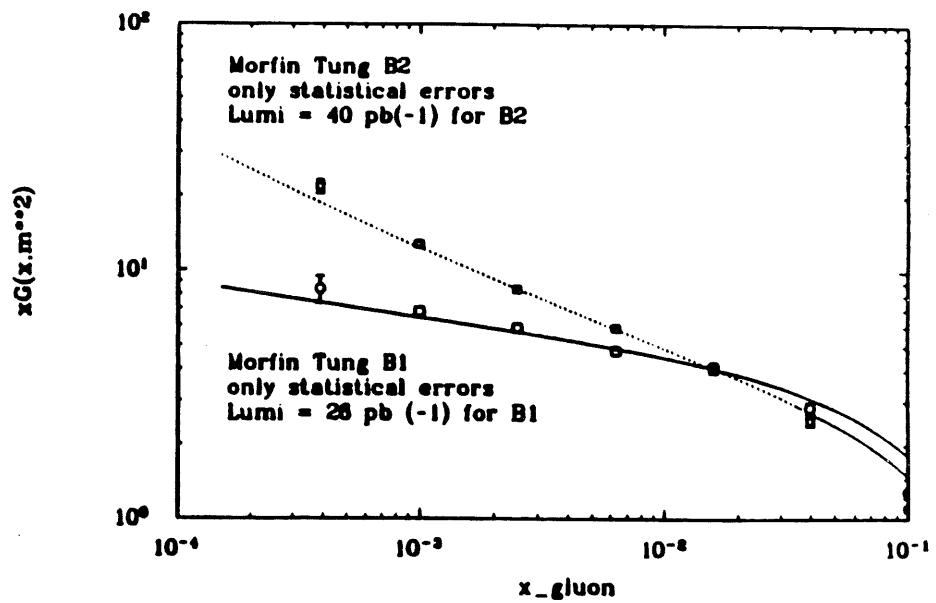


Figure 2.66:  $xG$  obtenue à partir des  $J/\psi$  - Les erreurs sont purement statistiques

### Détermination de la densité de gluons à bas $x$ à partir de la pente de $F_2$ :

Nous allons décrire dans ce paragraphe une nouvelle méthode permettant d'accéder à une mesure de la densité de gluons à bas  $x$  et discuter la validité des approximations effectuées.

**Méthode utilisée:** L'idée est de déterminer la densité de gluons à bas  $x$  à partir de la pente de la fonction de structure  $F_2$  [74]. On effectue tout d'abord une approximation basée sur la validité de l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi à bas  $x$ . Ensuite une deuxième approximation que nous discuterons dans le paragraphe suivant est faite: à bas  $x$ , les densités de quarks peuvent être négligées dans l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi devant celles des gluons. Dans ce cas, on peut montrer que l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi se résume à:

$$\frac{dF_2}{d \log Q^2} \simeq \frac{5\alpha_S}{9\pi} \int_0^{1-x} G\left(\frac{x}{1-z}\right) P_{qq}(z) dz \quad (2.316)$$

où  $P_{qq}(z)$  désigne la fonction de splitting quark gluon. Nous avons déjà donné dans ce chapitre la valeur de  $P_{gg}(z)$  à l'ordre dominant:

$$P_{qq}(z) = (1-z)^2 + z^2 \quad (2.317)$$

L'idée nouvelle qui apparait est de développer la densité de gluons  $G$  au voisinage de  $X = 1/2$ :

$$G(X) = G\left(\frac{1}{2}\right) + \left(X - \frac{1}{2}\right)G'\left(\frac{1}{2}\right) + \left(X - \frac{1}{2}\right)^2 \frac{G''(1/2)}{2} + o\left(\left(X - \frac{1}{2}\right)^2\right) \quad (2.318)$$

A bas  $x$ , la borne supérieure de l'intégrale (équation 2.314) peut être approximée à 1. Le deuxième terme du développement de  $G(X)$  ne donne aucune contribution à l'ordre des logarithmes dominants à cause de la symétrie de  $P_{qq}(z)$  autour de  $z = 1/2$ . Le terme suivant du développement ne donne qu'une contribution faible et sera donc négligé. Notons de nouveau que le fait de ne pas considérer l'ordre suivant le logarithme dominant est une approximation que nous devons discuter dans la suite. Si on fait les différentes hypothèses décrites ci-dessus, on obtient alors:

$$\frac{dF_2}{d \log Q^2}(x) = \frac{5\alpha_S}{9\pi} G(2x) \int_0^1 P_{qq}(z) dz \quad (2.319)$$

L'expression à l'ordre dominant de  $P_{qq}(z)$  conduit à l'expression approchée:

$$\frac{dF_2}{d \log Q^2}(x) = \frac{5\alpha_S}{9\pi} \frac{2}{3} G(2x) \quad (2.320)$$

ce qui permet d'accéder à la densité de gluons à bas  $x$  à partir de la mesure de la pente de la fonction de structure. Après avoir décrit la méthode proposée pour déterminer la densité de gluons à bas  $x$ , nous allons maintenant discuter les hypothèses effectuées.

**Discussion des hypothèses** La première approximation effectuée dans l'analyse précédente est de supposer vraies les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi à bas  $x$ . Nous avons déjà longuement discuté ce problème et montré qu'il est assez dangereux de faire cette hypothèse. Cependant, cette hypothèse peut suffire pour une première approche. En effet, étant donné la faible statistique présente à l'heure actuelle dans les données ( $22.5 \text{ nb}^{-1}$ ) et la taille des erreurs que l'on va obtenir sur la mesure de la fonction de structure  $F_2$ , les erreurs statistiques seront très grandes devant les différences obtenues entre les équations d'évolution de Gribov Lipatov Altarelli Parisi et de Gribov Levin Ryskin.

La deuxième approximation est beaucoup plus délicate. Elle consiste à dire que la densité de gluons est nettement plus grande à bas  $x$  que celle des quarks. C'est une hypothèse généralement admise pour beaucoup de paramétrisations, mais qui ne peut être définitive étant donné qu'aucune mesure expérimentale n'existe à ce jour à bas  $x$ . D'ailleurs, les deux paramétrisations *CTEQ* [57] et *MRS D* [54] ont par exemple des hypothèses différentes à bas  $x$ : la paramétrisation *CTEQ* suppose une mer de quarks plate et un gluon divergent et *MRS D* un gluon et une mer ayant un même comportement asymptotique à bas  $x$  à  $Q_0^2$ . Si on veut tester réellement cette approximation, il faudrait partir d'une mer de quarks divergente et d'une densité de gluons plate à  $Q_0^2$  et appliquer les équations d'évolution de Gribov Lipatov Altarelli Parisi à partir de cette valeur de  $Q_0^2$ . La densité de gluons deviendra évidemment importante à bas  $x$  et à grand  $Q^2$  mais ce n'est pas forcément le cas à bas  $Q^2$ . Remarquons de plus que le fait d'observer une fonction de structure  $F_2$  qui augmente fortement à bas  $x$  n'implique pas que la densité de gluons y soit importante. Comme les fonctions de splitting  $P_{qq}$  et  $P_{qg}$  ont le même ordre de grandeur à l'ordre dominant, une mer divergente à bas  $x$  aurait le même effet. C'est pourquoi supposer que la densité de gluons domine à bas  $x$  et à bas  $Q^2$  peut être une hypothèse hasardeuse qui n'est évidemment vérifiée par aucune expérience puisque les données n'existent pas dans ce domaine. La détermination de la densité de gluons par la méthode décrite précédemment sous-entend la validité de cette hypothèse.

La troisième hypothèse est la plus délicate. Elle consiste à dire que  $P_{qq}(z)$  possède une symétrie autour de  $z = 1/2$ . Ce résultat n'est vrai qu'à l'approximation des logarithmes dominants. Or, à bas  $x$ , comme nous l'avons déjà mentionné, cette approximation ne suffit pas, il faut au moins étudier l'ordre suivant le logarithme dominant pour les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi [75]. On peut se rendre compte facilement que l'approximation des logarithmes dominants ne suffit pas pour déterminer avec précision la densité de gluons à bas  $x$  par cette méthode. Au second ordre, on remarque que la fonction de splitting  $P_{qg}$  diverge en  $1/x$  à bas  $x$ , et l'argument de symétrie utilisé précédemment qui permettait de supprimer le deuxième terme du développement de  $G$  devient faux, d'autant plus que le terme supplémentaire qui nous manque à l'ordre dominant est justement divergent à bas  $x$ .

On peut étudier ce résultat numériquement [76]. On peut en effet comparer les pentes obtenues par la relation calculée dans le paragraphe précédent. Il faut alors comparer la densité de gluons obtenue à l'ordre suivant le logarithme dominant avec celle obtenue en prenant la méthode précédente. Le résultat est donné dans la figure 2.67. Deux valeurs de  $Q^2$  différentes à 10 et 100  $\text{GeV}^2$  ont été testées, ainsi que les paramétrisations *D0* et *D-* de Martin Roberts et Stirling et *GRV* de Glueck



Reya Vogt. On note qu'à bas  $Q^2$ , les résultats obtenus sont très différents pour la paramétrisation  $D0$ . La méthode décrite précédemment a tendance à donner une densité de gluons divergente (l'erreur entre  $D0$  et la méthode est presque de 100 % à  $x \sim 10^{-4}$ ). Par contre, les résultats sont bons pour les paramétrisations  $GRV$  et  $D-$ . Cette méthode présente l'avantage d'une très grande simplicité et elle ne pourra être utilisée qu'avec précaution quand la statistique accumulée sera très faible, car l'erreur sur la détermination de la densité de gluons sera alors dominée de toute façon par l'erreur statistique. On conçoit aisément que cette méthode trop imprécise dont les erreurs théoriques sont mal estimées ne pourra pas être utilisée à moyen terme.

Nous allons maintenant étudier une autre méthode de détermination de la densité de gluons basée sur le même principe lié à une mesure de  $F_2$  et de sa pente.

### Mesure de la densité de gluons à partir de la fonction de structure $F_2$ et de sa pente

Une nouvelle méthode basée sur la mesure de la fonction de structure  $F_2$  et de sa pente a également été proposée [77]. L'idée de base est que la dérivée en  $Q^2$  de  $F_2$  dépend de la densité de gluons à bas  $x$ . Définissons la fonction  $\Sigma(x, Q^2)$  par:

$$\Sigma(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2)}{x \langle e^2 \rangle} \quad (2.321)$$

où  $\langle e^2 \rangle$  a pour valeur:

$$\langle e^2 \rangle = \frac{5}{18} \quad (2.322)$$

pour quatre saveurs actives. A l'ordre dominant, l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi s'écrit:

$$\frac{d\Sigma}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_x dz \left[ P_0^{qq}(z) \Sigma\left(\frac{x}{y}\right) + P_0^{qG}(z) G\left(\frac{x}{z}\right) \right] \quad (2.323)$$

Il n'est pas facile de déterminer la densité de gluons à partir de cette équation à cause du produit de convolution. Il convient alors de se placer dans l'espace des moments afin de déconvoluer cette équation:

$$\frac{d\Sigma(\omega)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_S}{2\pi} \left[ P_0^{qq}(\omega) \Sigma(\omega) + P_0^{qG}(\omega) G(\omega) \right] \quad (2.324)$$

On a déjà fait remarquer [74] que l'on peut négliger le terme  $P_0^{qq}$  à l'ordre le plus bas, pour de faibles valeurs de  $\omega$ , devant  $P_0^{qG}$  car  $P_0^{qq}(0) = 0$ . Mais ceci devient faux dans les ordres plus élevés et de plus, la valeur de  $\omega$  dominante n'est pas forcément proche de zéro. Il a donc été choisi de conserver le terme  $P_0^{qq}(\omega)$ . On peut également supposer que la distribution est du type Lipatov:

$$xG(x) = A_g x^{-\omega_0} \quad (2.325)$$

$$G(\omega) = \frac{A_g}{\omega - \omega_0} \quad (2.326)$$

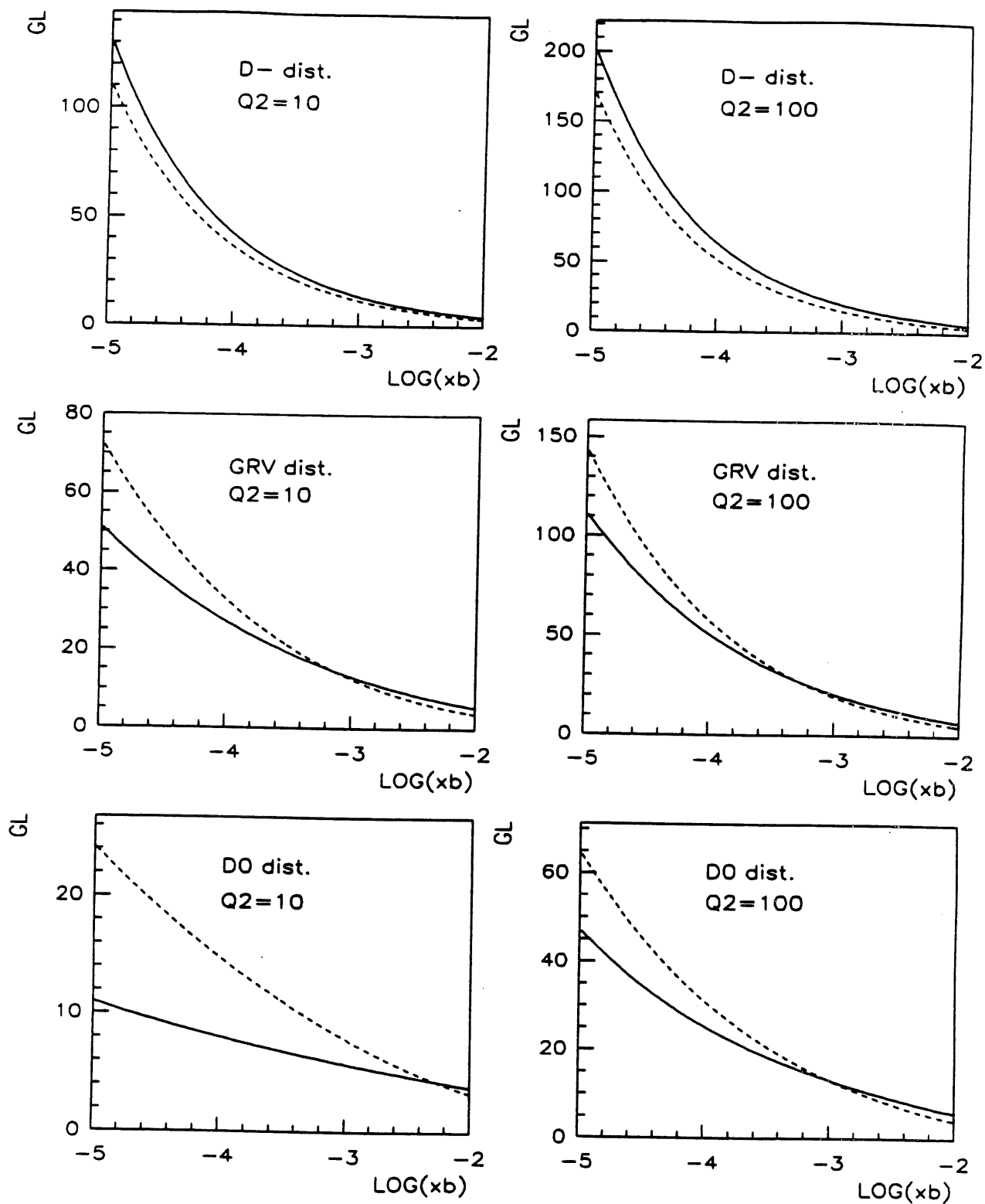


Figure 2.67: Comparaison entre la densité de gluons obtenue par les paramétrisations et celle obtenue par l'approximation étudiée (cf texte)

La valeur de  $\omega_0$  peut être déterminée expérimentalement par la formule suivante:

$$\omega_0 = \frac{d \log x \Sigma}{d \log 1/x} \quad (2.327)$$

On montre alors que l'on obtient le résultat suivant si on inclut des ordres plus élevés [77]:

$$\frac{d \Sigma(x, Q^2)}{d \log Q^2} = P^{qq}(\omega_0) \Sigma(x, Q^2) + P^{qG}(\omega_0) G(x, Q^2) \quad (2.328)$$

où on ne garde que les distributions singlets car les distributions non singlets n'ont pas de pôle en  $\omega = 0$ . En effet, ce pôle provient de l'échange de deux gluons, ce qui ne peut évidemment pas arriver dans le cas non singlet. De la formule donnée ci-dessus, on peut déduire la densité de gluons si on connaît  $P^{qq}(\omega_0)$  et  $P^{qG}(\omega_0)$  à partir de  $F_2$  et de sa pente en  $Q^2$ . Pour déterminer  $P^{qq}$  et  $P^{qG}$ , un développement en  $\alpha_S$  jusqu'à l'ordre 3 a été réalisé:

$$P^{qq}(\omega) = \alpha_S p_0^{qq} + \alpha_S^2 p_1^{qq} + \alpha_S^3 p_2^{qq} + o(\alpha_S^3) \quad (2.329)$$

$$P^{qG}(\omega) = \alpha_S p_0^{qG} + \alpha_S^2 p_1^{qG} + \alpha_S^3 p_2^{qG} + o(\alpha_S^3) \quad (2.330)$$

et les coefficients ont été tabulés pour différentes valeurs de la dimension anormale. Le développement en  $\alpha_S$  des fonctions  $P^{qq}$  et  $P^{qG}$  est donc supposé valide. Au premier ordre en  $\alpha_S$ , on peut relier la valeur de  $\omega_0$  à la dimension anormale  $\gamma$  par la formule suivante:

$$\gamma \sim \frac{\alpha_S}{\omega_0} \quad (2.331)$$

Pratiquement, la méthode que nous utiliserons dans le chapitre 4 sera de déterminer la valeur de  $\omega_0$  à partir de la pente de  $F_2(x)$  en fonction de  $1/x$  à bas  $Q^2$ . Puis, on peut déterminer la densité de gluons à partir de la fonction de structure  $F_2$  et de sa pente en fonction de  $\log Q^2$ .

Les hypothèses utilisées dans cette étude sont donc les suivantes:

- utilisation d'une densité de gluons en  $x^{-\omega_0}$
- utilisation de l'équation de Gribov Lipatov Altarelli Parisi à l'ordre *NNNLO* où l'abréviation *NLO* désigne l'ordre suivant le logarithme dominant et ainsi de suite
- la non contribution de la partie non singlet

Le problème est de voir si le développement en  $\alpha_S$  à l'ordre trois est légitime ou non. Pour que le développement soit valable, il faudrait que les termes  $\sqrt{(p_0^{qq}/p_2^{qq})}$  et  $\sqrt{(p_0^{qG}/p_2^{qG})}$  soit en particulier grands devant  $\alpha_S$ . Les valeurs obtenues pour ces différents rapports, obtenus à partir des valeurs de  $p_0^{qq}$ ,  $p_1^{qq}$ , ... données dans la référence [77], sont données dans le tableau 2.5. On peut comparer les valeurs obtenues avec  $\alpha_S = 0.2241$  à  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  [77] et on remarque que le développement en  $\alpha_S$  n'est valable que si  $\omega_0$  est assez grand. Par conséquent, si l'on obtient des valeurs faibles de  $\omega_0$  lors de l'analyse des données de *H1*, la détermination de la densité de gluons serait entachée d'une erreur théorique impossible à déterminer, qui peut par conséquent être très grande. En effet, il faudrait a priori resommer

$\omega_0$	$p_0^{qq}/p_1^{qq}$	$\sqrt{p_0^{qq}/p_2^{qq}}$	$p_0^{qG}/p_1^{qG}$	$\sqrt{p_0^{qG}/p_2^{qG}}$
0.1	0.015	0.033	0.059	0.069
0.2	0.077	0.095	0.139	0.137
0.3	0.248	0.175	0.239	0.205
0.4	0.737	0.274	0.353	0.275
0.5	3.58	0.390	0.467	0.348
0.6	4.22	0.526	0.568	0.426
0.7	1.94	0.687	0.646	0.511
0.8	1.47	0.880	0.696	0.605
0.9	1.27	1.120	0.721	0.712
1.0	1.16	1.431	0.724	0.838

Tableau 2.5: Valeurs des rapports des termes du développement en  $\alpha_S$  (cf texte) - Les rapports doivent être grands devant  $\alpha_S = 0.2241$  pour que le développement soit valable

tous les ordres en  $\alpha_S$  à bas  $x$  pour obtenir les fonctions de splitting  $P^{qq}$  et  $P^{qG}$  correctes.

Après avoir étudié succinctement les manières possibles d'extraire la densité de gluons à *HERA*, nous allons maintenant conclure ce chapitre en décrivant très brièvement les autres sujets de physique qui seront analysés à *HERA*.

## 2.8 Autres sujets de physique à *HERA*

Dans ce paragraphe, nous n'allons pas décrire de manière exhaustive tous les autres sujets de physique mais nous n'en citerons que quelques-uns en photoproduction et en physique au-delà du modèle standard, où de nouveaux résultats physiques ont été obtenus avec la faible luminosité accumulée en 1992.

### 2.8.1 Photoproduction

Pour la plus grande partie des événements qui seront produits à *HERA*, l'électron diffusé est émis à très bas angle, et  $Q^2 \sim 0$ . On peut alors étudier les collisions à haute énergie entre des protons et des photons quasiréels. Les processus à l'ordre dominant sont  $\gamma q \rightarrow gq$  et  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$  où les photons appelés photons directs interagissent avec un quark ou un gluon du proton (fig 2.68). Il y a d'autres processus à des ordres plus élevés faisant intervenir les constituants en quarks ou en gluons du photon quasiréel appelé photon résolu (fig 2.68).

La mesure de la section efficace totale  $\gamma p$  a été réalisée à *H1* à l'aide du détecteur d'électrons (electron tagger) à l'arrière. Une trop forte augmentation de cette section efficace a été exclue (fig 2.69). Par contre, des paramétrisations du type Regge [78] décrivent bien les données.

Des preuves de l'existence de quarks et de gluons à l'intérieur du photon ont également été trouvées. Sur la figure 2.70, on voit la fraction d'impulsion des partons

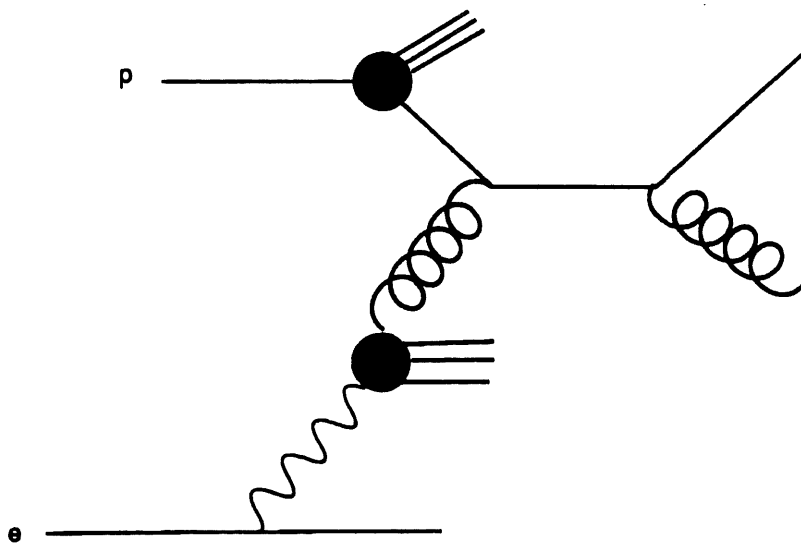
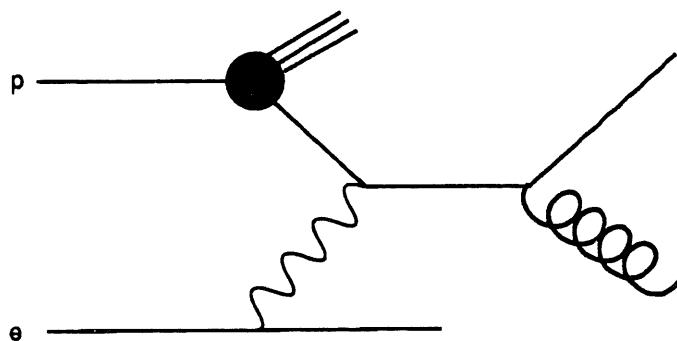


Figure 2.68: *Photons directs et résolus*

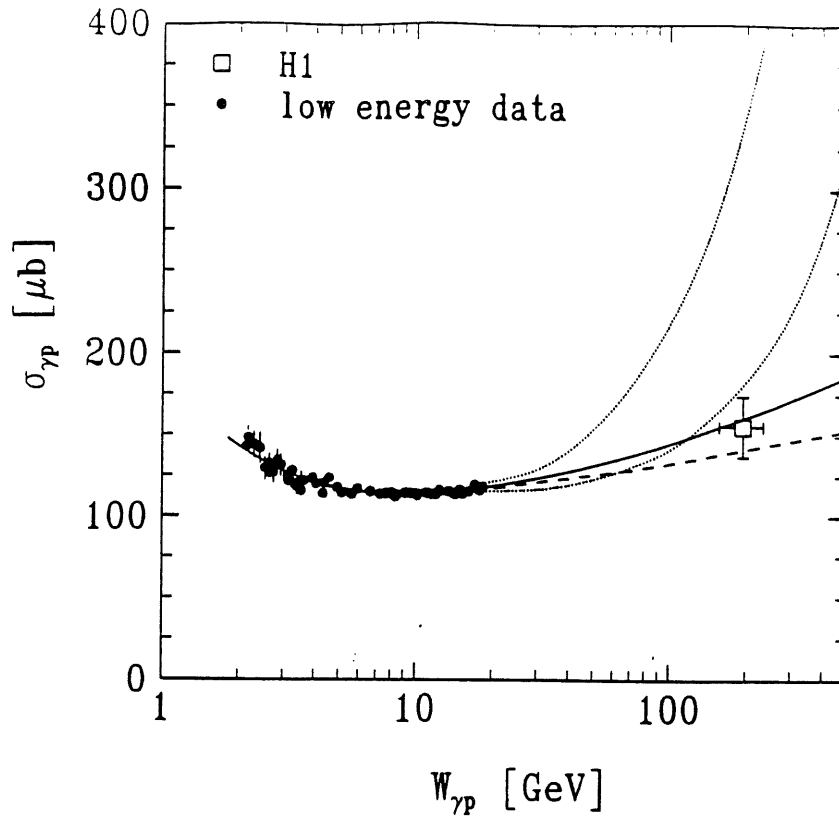


Figure 2.69: *Section efficace totale de photoproduction*

dans le photon. Les courbes ont été obtenues avec le générateur *PYTHIA* utilisant la fonction de structure du proton *MRSD0*. La distribution la plus basse sur la courbe représente une fonction de structure du photon sans composante "dure" et est exclue par les données actuelles [79].

## 2.8.2 Physique au-delà du modèle standard

### Leptoquarks et leptogluons

Des modèles de grande unification prédisent l'existence d'états liés entre les leptons et les quarks, les leptoquarks ou entre les leptons et les gluons, les leptogluons. Les processus principaux permettant la production de ces particules sont donnés dans la figure 2.71.

D'après ces diagrammes, il ne paraît pas évident de distinguer ces processus de la diffusion profondément inélastique. Cependant, l'existence éventuelle de ces particules se traduirait par un pic dans la distribution en  $x$ , en  $x_0$ :

$$x_0 = \frac{m^2}{S} \quad (2.329)$$

où  $m$  est la masse du leptoquark ou du leptogluon. *HERA* permet d'étudier l'existence de ces particules jusqu'à des masses de  $280 \text{ GeV}$ . Pour l'instant, les limites en masse ont déjà été améliorées avec la luminosité accumulée [80].

### Electron excité

Des modèles où l'électron aurait une sous-structure prédisent l'existence d'électron excité se désintégrant en un électron et un photon. Les processus de production sont décrits dans la figure 2.72.

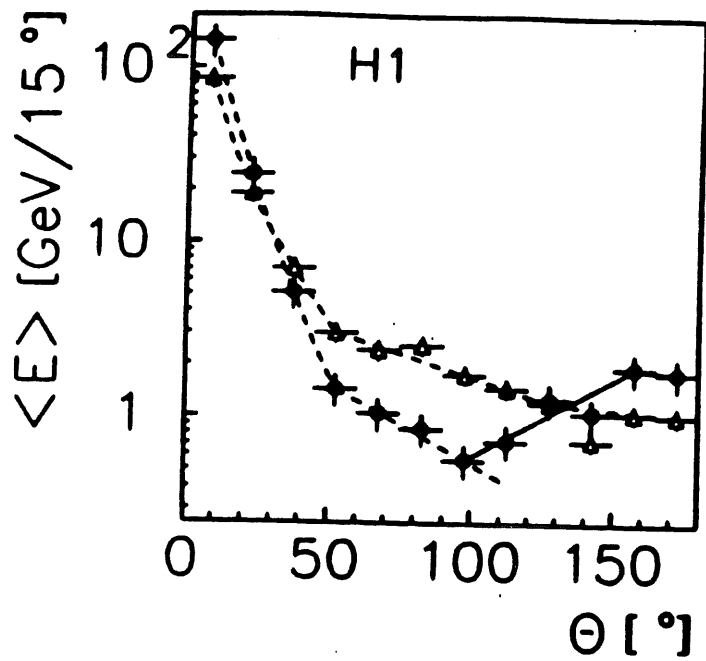


Figure 2.70: *Fraction d'impulsion des partons dans le photon*

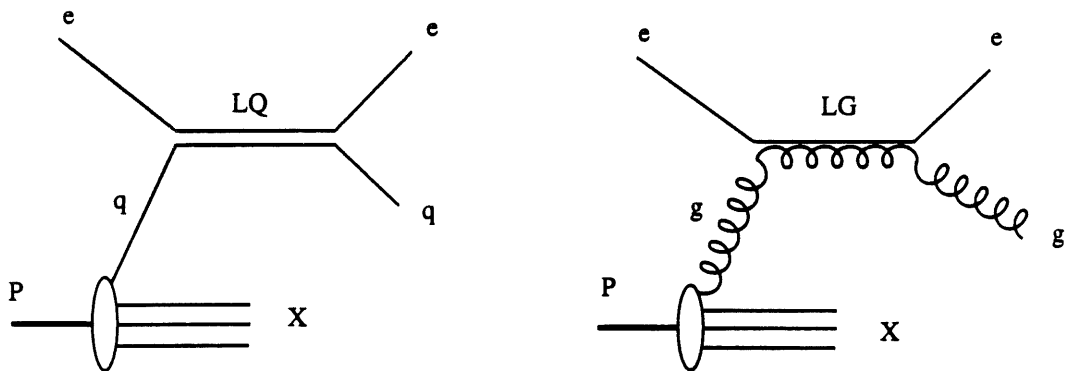


Figure 2.71: *Processus de production de leptoquarks et de leptoquarks*

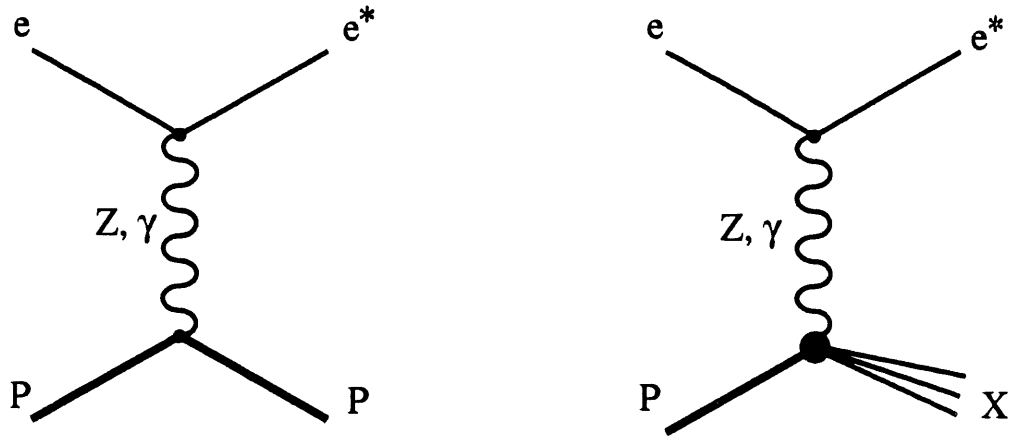


Figure 2.72: *Processus de production d'électron excité*

On peut facilement déceler les réactions du type de la figure 2.72. Le proton part dans le tube faisceau et on obtient des événements où l'on observe dans le détecteur un électron et un photon. Des électrons excités ayant une masse jusqu'à  $200 \text{ GeV}$  pourraient être détectés à *HERA*.

### Supersymétrie

Le processus de création de particules supersymétriques à *HERA* serait le suivant

$$\tilde{e}\tilde{q} \rightarrow eq \quad (2.333)$$

où  $\tilde{e}$  et  $\tilde{q}$  sont respectivement le sélectron et le squark. Ces particules pourraient être produites si:

$$m_e + m_q \leq 160 - 180 \text{ GeV} \quad (2.334)$$

Or, d'après les limites définies par les expériences *LEP* et *CDF* ( $m_e \geq 43.5 \text{ GeV}$ ,  $m_q \geq 150 \text{ GeV}$ ), l'obtention de particules symétriques semble compromise à *HERA* sauf si la *R* parité est violée [81]. La *R* parité correspond à un nombre quantique caractéristique des particules supersymétriques et sa conservation découle de celle des nombres leptoniques et baryoniques.

### Interactions de contact

A une échelle de masse  $\Lambda$  de l'ordre du *TeV*, une nouvelle physique pourrait être détectée. Le lagrangien effectif pourrait s'écrire:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}' \quad (2.335)$$

où  $\mathcal{L}_{SM}$  est le lagrangien du modèle standard et  $\mathcal{L}'$  un lagrangien à quatre fermions. La nouvelle physique éventuelle se manifesterait par des interactions de contact résiduelles à plus basse énergie dues à une sous-structure de l'électron et à des



échanges entre ces sous-structures. Le lagrangien  $\mathcal{L}'$  conservant l'hélicité et la saveur s'écrit sous la forme:

$$\mathcal{L}' = \frac{q^2}{\Lambda^2} (\bar{\epsilon} \gamma^\mu \epsilon) (\bar{q} \gamma_\mu q) \quad (2.336)$$

La sensibilité de *HERA* s'étend entre 3 et 7 *TeV* pour l'existence d'une échelle composite où les sous-structures apparaîtraient.



## Chapitre 3

# Obtention des fonctions de structure en courant neutre à *HERA*

Dans ce chapitre, nous allons décrire comment sont obtenues les sections efficaces de diffusion profondément inélastique et la fonction de structure  $F_2$  pour les événements en courant neutre à *HERA*. Nous avons vu dans le chapitre précédent que les fonctions de structure dépendaient de deux variables cinématiques, par exemple  $x$  et  $Q^2$ . Dans un premier temps, nous étudierons donc la mesure de ces deux variables. Puis, nous compléterons notre étude en analysant l'impact des événements radiatifs. Nous terminerons enfin le chapitre par une étude de la contamination du lot d'événements par la photoproduction.

### 3.1 Reconstruction des variables cinématiques de la diffusion profondément inélastique à *HERA*

Pour les expériences réalisées sur cible fixe, on a déjà vu qu'il était usuel de mesurer l'angle et l'énergie de l'électron diffusé et d'en déduire ensuite les variables cinématiques  $x$  et  $Q^2$ . Une des richesses de *HERA* est de permettre également d'autres méthodes de reconstruction de ces variables que nous allons étudier.

#### 3.1.1 Différentes possibilités de mesure des variables cinématiques

A *HERA*, il est possible de réaliser une mesure des énergies et des angles, à la fois de l'électron diffusé et des hadrons produits. L'état final hadronique est constitué du jet diffusé engendré par le quark ayant interagi avec l'électron et du jet rémanent engendré par les autres quarks.

Désignons par  $E_e$  et  $E_p$  (fig. 3.1) les énergies incidentes des faisceaux d'électrons et de protons, par  $E$  et  $F$  les énergies finales respectives de l'électron ou du jet diffusé, et par  $\theta$  et  $\gamma$  les angles polaires de l'électron et du jet diffusé dans l'état final dans le cadre du modèle des partons. On peut alors déterminer les variables cinématiques en utilisant l'électron diffusé, les hadrons ou les deux. On détaillera

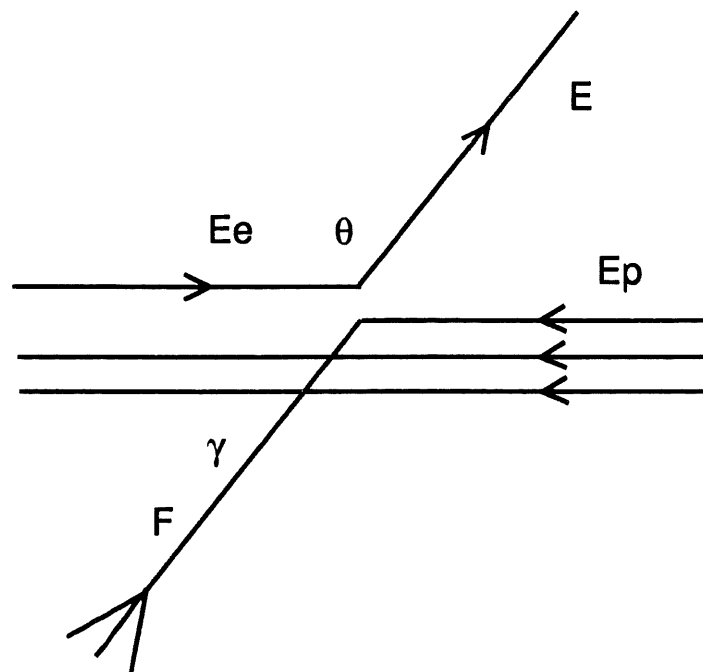


Figure 3.1: *Diagramme de l'interaction électron proton*

dans la suite les mesures suivantes:

- avec l'électron seul
- avec les hadrons seuls (méthode de Jacquet Blondel)
- avec les électrons et les hadrons (méthode combinée ou méthode des doubles angles)

Lorsque nous allons détailler les mesures réalisées avec chaque méthode possible, il nous faudra analyser l'effet des résolutions des détecteurs sur la mesure de la section efficace différentielle  $d^2\sigma/dxdQ^2$  et déterminer quelle méthode est la meilleure suivant le domaine cinématique étudié. En effet, un point  $(x, Q^2)$  peut être reconstruit en un point  $(x', Q'^2)$  si on mesure mal les énergies et les angles. Les événements migrent des régions de forte densité en population vers les régions de faible densité. Si on veut réaliser une bonne mesure, il est donc important d'étudier les effets de résolution des détecteurs et des coupures fiducielles réalisées, c'est-à-dire par exemple des coupures que l'on peut faire sur l'angle et l'énergie reconstruits de l'électron diffusé. Pour ce faire, on définit l'acceptance, c'est-à-dire le nombre d'événements reconstruits dans une cellule  $(x, Q^2)$ , divisés par le nombre d'événements engendrés dans cette cellule ce qui permet de tenir compte des effets de résolution des détecteurs et des migrations systématiques. Etudier l'acceptance revient donc à étudier les effets de résolution des détecteurs, puisque la mesure du nombre d'événements dans une cellule  $(x, Q^2)$  est proportionnelle à la section efficace en ce même point. Lorsque nous calculerons les erreurs sur l'acceptance, il nous faudra également tenir compte des différences obtenues pour la mesure des sections efficaces pour les différentes paramétrisations étudiées précédemment. Etudions donc maintenant en détails chaque type de mesure possible -électron seul, hadrons seuls, ou électron et hadrons- et voyons les implications sur la mesure de la

section efficace.

### 3.1.2 Mesure de $x$ , $Q^2$ avec l'électron seul

Les études sur la mesure de  $(x, Q^2)$  avec l'électron seul, ou avec les hadrons peuvent être étudiées en analysant les expressions de  $x$ ,  $y$  et  $Q^2$ . Dans le cas de la mesure avec l'électron, on a:

$$y_e = 1 - \frac{E}{2E_e}(1 - \cos \theta) \quad (3.1)$$

$$Q_e^2 = 2E_e E(1 + \cos \theta) \quad (3.2)$$

$$x_e = \frac{E_e}{E_p} \frac{E(1 + \cos \theta)}{2E_e - E(1 - \cos \theta)} \quad (3.3)$$

De ces expressions, on peut déduire que:

$$\left( \frac{\partial Q^2}{Q^2} \right)_\theta = \frac{dE}{E} \quad (3.4)$$

$$\left( \frac{\partial x}{x} \right)_\theta = \frac{1}{y} \frac{dE}{E} \quad (3.5)$$

$$\left( \frac{\partial Q^2}{Q^2} \right)_E = -\tan \frac{\theta}{2} d\theta \quad (3.6)$$

$$\left( \frac{\partial x}{x} \right)_E = \tan \frac{\theta}{2} \left[ x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right] d\theta \quad (3.7)$$

De ces expressions très simples, on peut en déduire des remarques sur la résolution en  $x$  et  $Q^2$ :

- La résolution en  $Q^2$  est très bonne sauf pour les grands  $\theta$  où la résolution angulaire devient dominante
- L'erreur sur  $x$  due à la précision angulaire ne joue un rôle qu'à grand  $x$  et bas  $Q^2$
- La résolution en  $x$  à bas  $y$  est mauvaise à cause du facteur en  $1/y$  dans l'erreur sur l'énergie

Ces résultats peuvent être retrouvés en traçant les courbes isoangles et isoénergies dans un plan  $(x, Q^2)$ . Le diagramme est en  $\log x$ ,  $\log Q^2$  car les sections efficaces varient beaucoup moins dans le plan  $(\log x, \log Q^2)$  que dans le plan  $(x, Q^2)$  et on peut analyser très simplement les effets de résolution dans ce plan. On voit qu'une erreur de 1 *mrad* sur  $\theta$  ne sera importante pour la mesure de  $x$  et  $Q^2$  que pour la région des petits  $Q^2$  et des grands  $x$  (les courbes isoangles  $y$  sont le plus espacées). Or, pour la plus grande partie du plan cinématique, mesurer  $\theta_e$  revient à mesurer  $Q^2$ .  $Q^2$  sera donc bien mesuré pratiquement partout. Par contre, une faible erreur sur la mesure de l'énergie provoque, à bas  $y$ , donc au voisinage de l'énergie du faisceau d'électrons (30 GeV), une erreur importante sur la mesure de  $x$ , car les isoénergies  $y$  sont très séparées (Fig 3.2) [83].

Pour la mesure avec l'électron seul, le domaine cinématique obtenu est le suivant si on souhaite avoir des erreurs systématiques inférieures à 10% et si on prend une erreur sur la calibration de l'énergie égale à 1% [82]:

$$5.10^{-5} \leq x \leq 0.6 \quad (3.8)$$

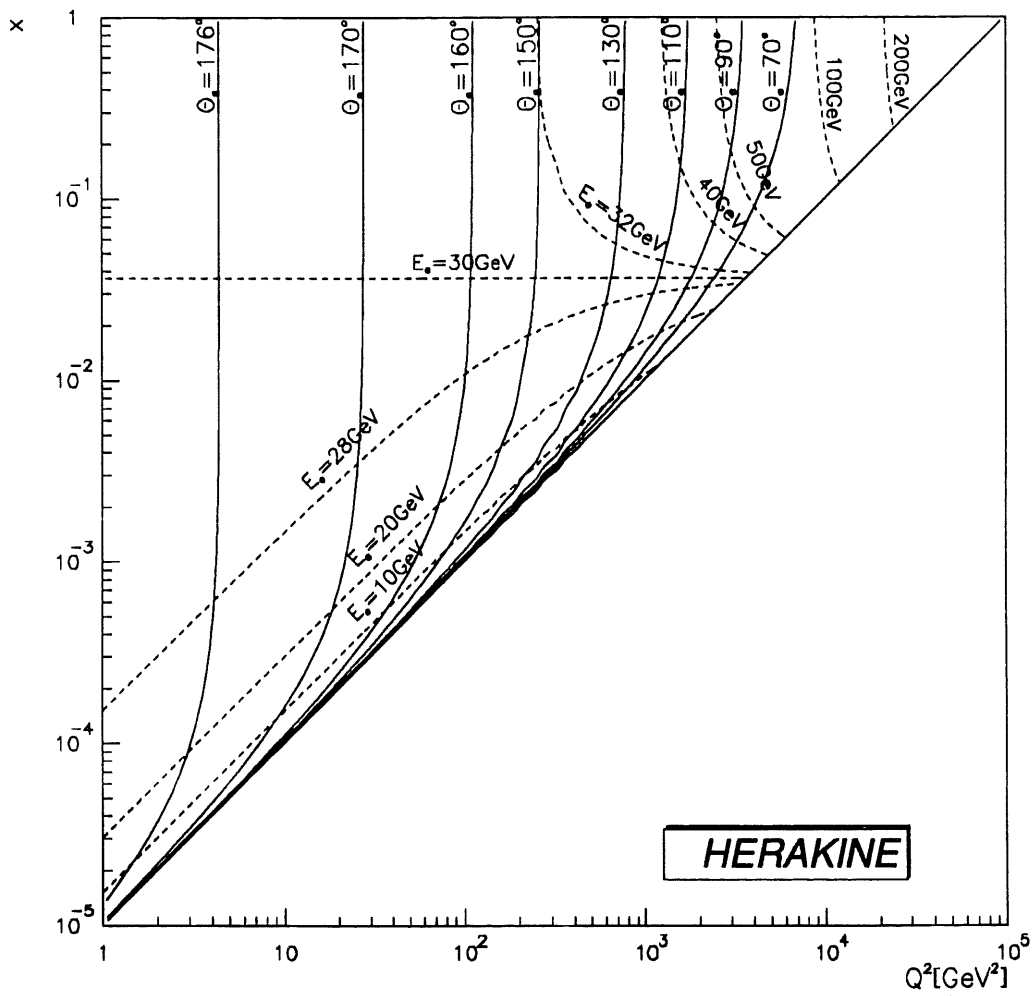


Figure 3.2: Courbes isoangles et isoénergies pour la mesure avec l'électron

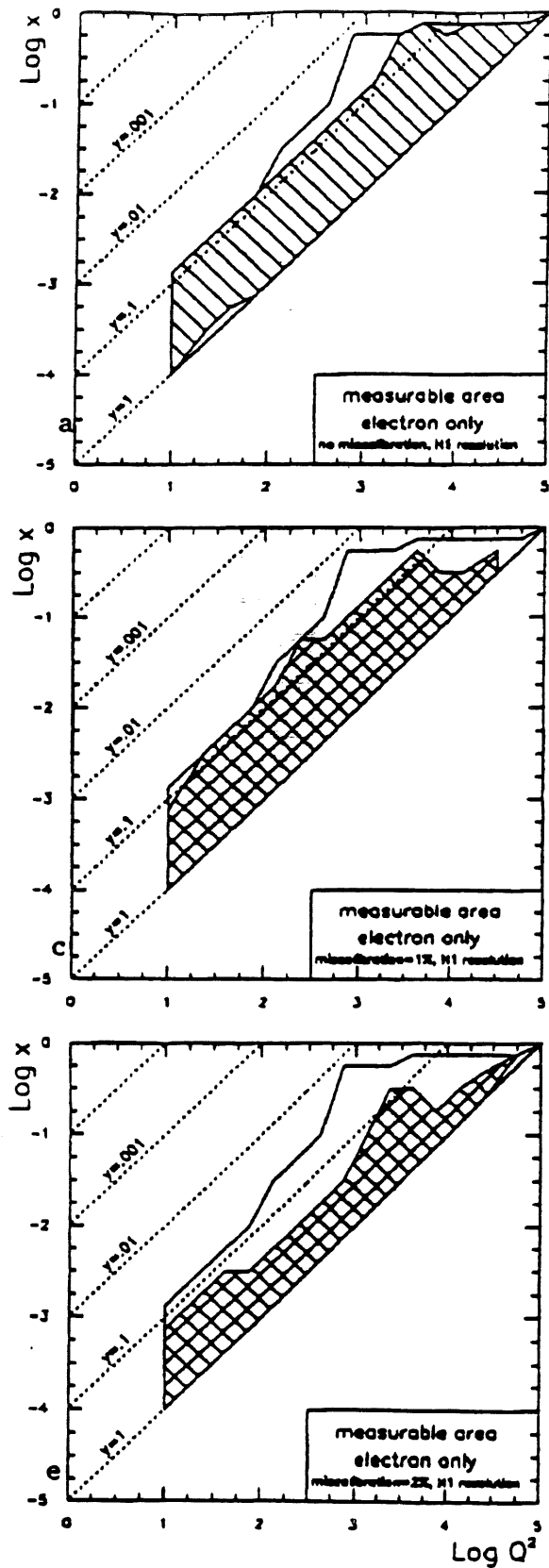


Figure 3.3: Domaines mesurables avec l'électron diffusé - Le plus grand contour est celui obtenu sans erreur systématique; les effets d'une mauvaise calibration en énergie de  $-1\%$ ,  $-2\%$  sont également étudiés

$$Q^2 > 5 GeV^2 \quad (3.9)$$

$$y > 0.1 \quad (3.10)$$

Une simulation plus détaillée des détecteurs a été réalisée pour confirmer ces résultats. Elle permet par exemple de décrire les "cracks" en  $\phi$  dans les calorimètres à argon liquide, mais moyenne les dépôts d'énergie dans les différents modules en ne décrivant pas complètement les gerbes électromagnétiques et hadroniques. Les résolutions en énergie pour les différents détecteurs sont les suivantes:

$$0.6 \leq \theta \leq 4 : PLUG \text{ avec } \sigma(E_h)/E_h = 100\%/\sqrt{E_h} \quad (3.11)$$

$$4.0 \leq \theta \leq 135 : \text{calorimètre à argon liquide}$$

$$\sigma(E)/E = 13\%/\sqrt{E} + 1\%$$

$$\sigma(E_h)/E_h = 50\%/\sqrt{E_h} \quad (3.12)$$

$$135 \leq \theta \leq 176 : BEMC \sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} + 1\% \quad (3.13)$$

La résolution choisie sur la mesure angulaire est de 2 *mrad* entre 0 et 170 degrés et cette résolution augmente linéairement jusqu'à 10 *mrad* entre 170 et 176 degrés pour prendre en compte le fait qu'il n'y a plus qu'une seule chambre, la *BPC*, pour mesurer l'angle. Le domaine cinématique pour la mesure avec l'électron est donné sur la figure 3.3 [85] et correspond environ au domaine défini précédemment pour des acceptances comprises respectivement entre 0.75 et 1.25 ou entre 0.50 et 1.50 et si la fraction respective des événements générés et restants dans la cellule considérée est 0.50 ou 0.40.

### 3.1.3 Mesure de $x$ et $Q^2$ avec les hadrons seuls

En utilisant simplement la conservation de l'impulsion, on remarque que  $q$  peut s'écrire sous la forme:

$$q = p_H - p = \sum_i p_{h_i} - p \quad (3.14)$$

où  $p_H$  désigne l'impulsion hadronique, et où la sommation est effectuée sur toutes les particules formant l'état final hadronique. En reprenant l'expression générale de  $y$  que nous avons vue dans le premier chapitre:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \quad (3.15)$$

et en écrivant les quadrivecteurs  $p$  et  $k$  sous la forme  $p(0, 0, p_z, E_p)$  et  $k(0, 0, k_z, E_e)$ , on obtient que:

$$y = \frac{p_z \sum p_{h_{iz}} - E_p \sum E_{h_i} - p_z^2 + E_p^2}{p_z k_z - E_p E_e} \quad (3.16)$$

où l'on somme sur tous les hadrons dans l'état final.  $y$  se réexprime de façon très simple si on néglige toutes les masses [84]:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - P_{zi})}{2E_e} \quad (3.17)$$



On obtient de même:

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_i P_{x_i})^2 + (\sum_i P_{y_i})^2}{1 - y} \quad (3.18)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{S y_{JB}} \quad (3.19)$$

Remarquons que cette méthode permet de reconstruire  $x$  et  $Q^2$  sans faire aucune hypothèse sur l'état final hadronique. Le jet rémanent n'intervient pratiquement pas en pratique dans la mesure de  $x$  et  $Q^2$  par cette méthode car son impulsion transverse est nulle. Ceci est très important à cause de la présence du tube faisceau à l'avant et de l'impossibilité de détecter la totalité du jet rémanent.

Exprimons la conservation du quadrivecteur impulsion énergie pour l'interaction  $ep$  étudiée. La conservation de l'énergie, de l'impulsion transverse et de l'impulsion longitudinale conduisent respectivement à:

$$x E_p + E_e = E + F \quad (3.20)$$

$$x E_p - E_e = E \cos \theta + F \cos \gamma \quad (3.21)$$

$$E \sin \theta = F \sin \gamma \quad (3.22)$$

où les notations de la figure 3.1 ont été utilisées. La méthode de mesure des énergies et des angles hadroniques ( $F, \gamma$ ) conduit à:

$$Q_{JB}^2 = \frac{F^2 \sin^2 \gamma}{1 - y_{JB}} \quad (3.23)$$

$$y_{JB} = \frac{F(1 - \cos \gamma)}{2E_e} \quad (3.24)$$

Comme on l'a fait remarquer précédemment  $\gamma$  et  $F$  n'ont de sens que dans le cadre du modèle des partons, ce qui pose un problème s'il existe au moins deux jets diffusés. Cependant le sens de ces deux formules est beaucoup plus général et  $x, y$  et  $Q^2$  peuvent être reconstruits sans faire aucune hypothèse sur l'état final hadronique comme on l'a déjà noté. Pour le voir, il suffit d'exprimer  $\cos \gamma$  en fonction des énergies et des impulsions:

$$\cos \gamma = \frac{(\sum_i P_{x_i})^2 + (\sum_i P_{y_i})^2 - (\sum (E - P_{z_{hi}}))^2}{(\sum_i P_{x_i})^2 + (\sum_i P_{y_i})^2 + (\sum (E - P_{z_{hi}}))^2} \quad (3.25)$$

Il est alors possible d'analyser les effets induits par les erreurs expérimentales sur la mesure de la section efficace. Le domaine où les erreurs systématiques sont inférieures à 10% si on prend une incertitude sur la mesure de l'énergie due à la calibration inférieure à 2% et si celle sur la mesure de l'angle est plus faible que 5 *mrad* est le suivant [82]:

$$0.01 \leq x \leq 0.5 \quad (3.26)$$

$$Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2 \quad (3.27)$$

$$y \geq 0.03 \quad (3.28)$$

La limite inférieure sur  $x$  est fixée par la limite angulaire des calorimètres hadroniques ( $\theta < 135$  degrés à cause des détecteurs *BBE* et *BEMC*), et par une coupure sur

l'impulsion transverse minimale des jets de 10 GeV/c due au déclenchement des événements. La coupure angulaire est due au fait que les détecteurs *BEMC* et *BBE* ne sont pas des calorimètres hadroniques et que les hadrons doivent alors être analysés dans le détecteur de fin de gerbes, ce qui n'est guère évident. Cette coupure représentait un déclenchement possible par les hadrons au niveau de l'acquisition des données. La limite supérieure est liée aux erreurs systématiques sur les mesures des énergies et des angles. Sur la figure 3.4, on voit les deux domaines cinématiques obtenus en utilisant les mesures avec l'électron seul ou les hadrons seuls [85].

De même que précédemment, cette étude a été refaite en simulant les détecteurs comme on l'a déjà indiqué. Les résultats sont donnés sur la figure 3.5 et le domaine cinématique obtenu est sensiblement le même que celui obtenu précédemment [85].

### 3.1.4 Mesure de $x$ et $Q^2$ avec l'électron et les hadrons

Nous allons étudier deux méthodes possibles: la méthode combinée et celle des doubles angles.

On a vu que le  $Q^2$  de l'électron était assez bon dans tout le domaine cinématique. L'idée de la méthode combinée est donc d'utiliser le  $Q^2$  obtenu à partir de l'électron diffusé et une autre variable cinématique obtenue à partir des hadrons, par exemple  $y_{JB}$ :

$$y_{mix} = y_{JB} \quad (3.29)$$

$$Q_{mix}^2 = Q_e^2 \quad (3.30)$$

$$x_{mix} = \frac{Q_e^2}{S y_{JB}} \quad (3.31)$$

Toutes les combinaisons possibles des différentes variables pour reconstruire  $x$  et  $Q^2$  ont été étudiées et une autre méthode compétitive: celle des doubles angles basée sur une mesure des angles des hadrons et de l'électron a été trouvée [86]; elle est indépendante de la mesure de l'énergie et on a vu que le  $x$  mesuré par l'électron souffrait surtout de l'incertitude sur l'énergie. En effet, on a fait remarquer dans le paragraphe précédent que  $\cos \gamma$  pouvait se mettre sous la forme:

$$\cos \gamma = \frac{(\sum_i P_{x_i})^2 + (\sum_i P_{y_i})^2 - (\sum (E - P_{z_{hi}}))^2}{(\sum_i P_{x_i})^2 + (\sum_i P_{y_i})^2 + (\sum (E - P_{z_{hi}}))^2} \quad (3.32)$$

Par conséquent, une erreur absolue sur la mesure de l'énergie n'intervient pas dans la mesure de l'angle hadronique. Cependant, il faut noter qu'une erreur sur l'intercalibration des calorimètres serait cruciale et interviendrait directement sur la mesure de l'angle hadronique.

Comme dans le paragraphe précédent, on peut exprimer  $Q_{\theta,\gamma}^2$  et  $y_{\theta,\gamma}$  en fonction de  $\gamma$ ,  $\theta$  pour la méthode des doubles angles en appliquant la conservation du quadrivecteur impulsion énergie:

$$Q^2(\theta, \gamma) = \frac{4E_e^2 \sin \gamma (1 + \cos \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\gamma + \theta)} \quad (3.33)$$

$$y(\theta, \gamma) = \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\gamma + \theta)} \quad (3.34)$$

$$x_{\theta,\gamma} = \frac{E_e \sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{E_p \sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (3.35)$$

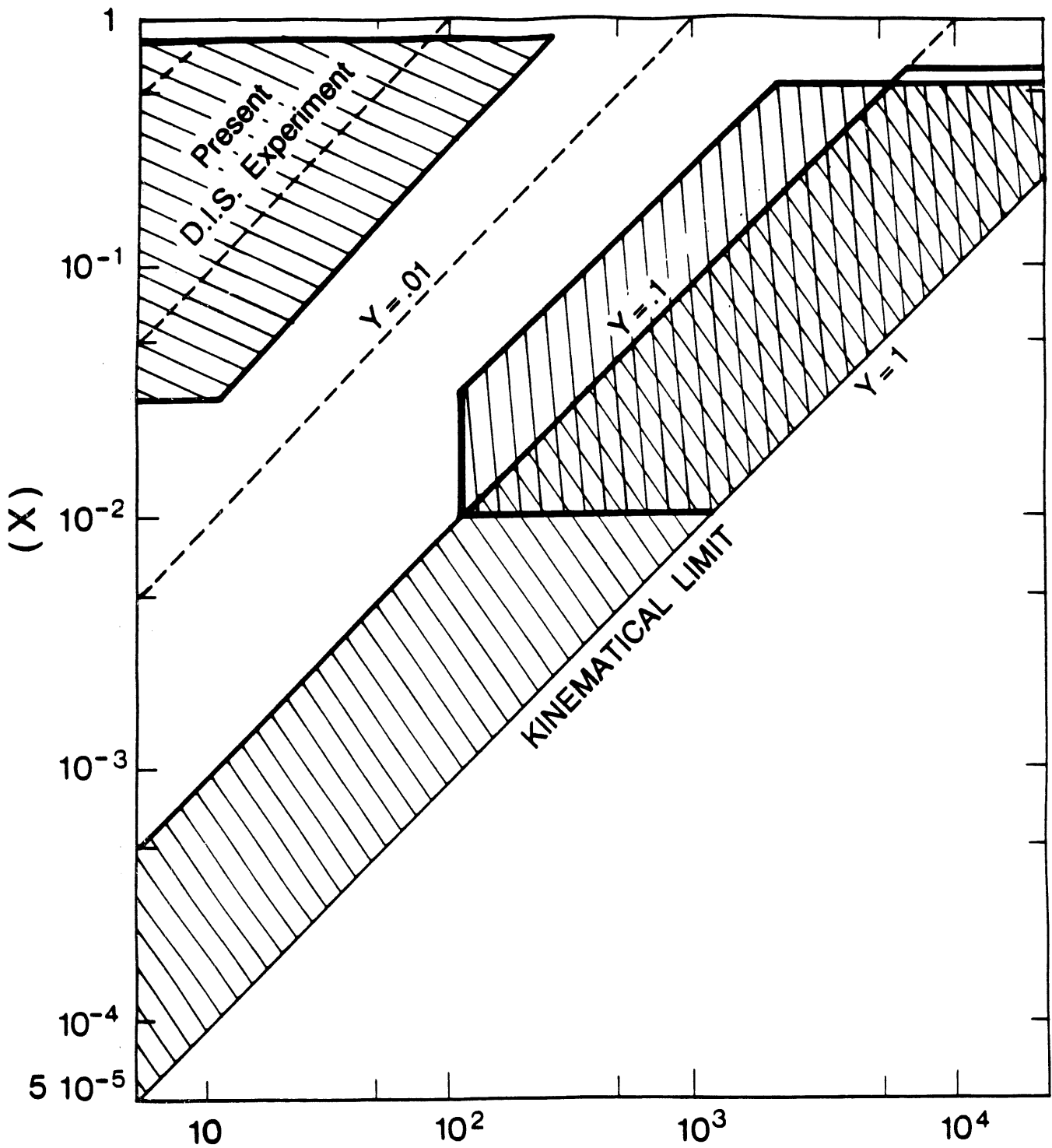


Figure 3.4: *Domaine cinématique atteint par HERA (cf texte) - Le domaine hachuré entre  $y = 0.1$  et  $y = 1$ . correspond à celui où les erreurs systématiques sont inférieures à 10% pour la mesure avec l'électron; l'autre domaine hachuré correspond aux mêmes caractéristiques pour la mesure hadronique*

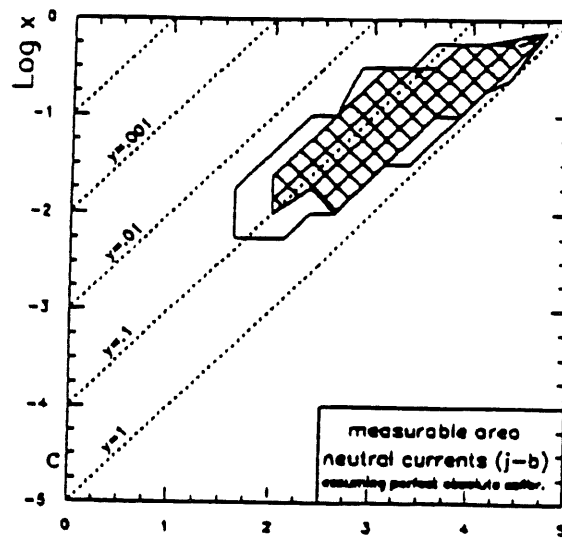
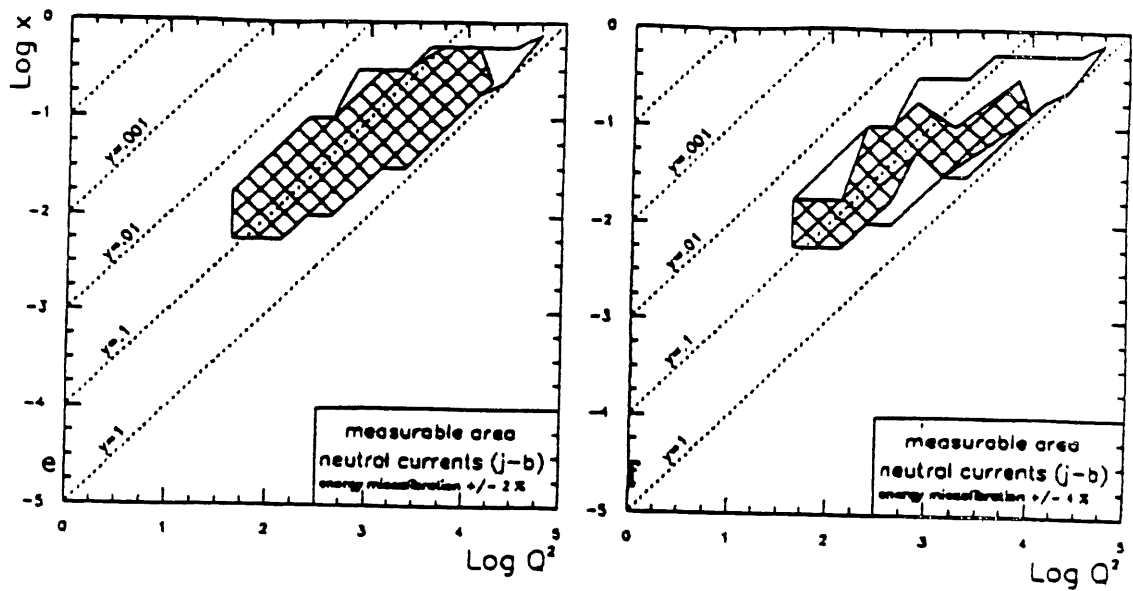


Figure 3.5: *Domaine cinématique atteint par HERA avec les hadrons - Le plus grand contour est celui obtenu sans erreur systématique; les effets d'une mauvaise calibration en énergie de  $-2\%$  et  $-4\%$  sont également étudiés*

Si on trace simplement les isoangles (jets et électron) et les isoénergies pour les jets, il apparaît nettement que  $x$  est mieux déterminé en utilisant  $\theta$  et  $\gamma$  que  $\theta$  et  $E'$  (Fig 3.6 et 3.7). En effet, à bas  $Q^2$  et pour  $x \sim 10^{-3}$ , l'énergie des jets est assez faible et on est très sensible à la mesure de cette énergie.

La résolution liée à ces deux méthodes en simulant de façon détaillée les hadrons a été étudiée. Il en a été déduit que la méthode combinée donne une résolution en  $x$  et  $Q^2$  moyenne si  $y \geq 0.01$  (Fig. 3.8) [85]. Celle-ci dépend également peu du domaine cinématique dans lequel on se place si on compare à la mesure avec l'électron seul (Fig 3.8). La méthode des doubles angles donne de bons résultats à petits  $y$  ( $0.22 < y < 0.1$ ), mais à grand  $y$  ( $y \geq 0.4$ ) et à bas  $Q^2$  ( $Q^2 < 500 GeV^2$ ), elle n'est pas convenable (Fig 3.8).

### 3.1.5 Conclusion

Nous pouvons maintenant donner le domaine cinématique obtenu à *HERA* lisant les en utilisant les différentes méthodes que l'on vient d'étudier (Fig 3.9) [85]. On peut noter que les différents domaines se recoupent, ce qui est un gros avantage pour *HERA*. Par exemple, la méthode des doubles angles ne dépend pas de la calibration globale en énergie et on peut alors comparer les distributions obtenues par d'autres méthodes pour tester la calibration des détecteurs.

Nous avons jusqu'à présent négligé les événements radiatifs où un photon est émis dans l'état final ou initial. Après avoir étudié théoriquement ce type d'événements, nous verrons leur incidence sur la mesure de  $x$  et  $Q^2$ .

## 3.2 Corrections radiatives

Les corrections radiatives correspondent à l'émission de photons dans les états initial ou final et aux corrections virtuelles de l'électrodynamique quantique. La section efficace "Born" sera par définition la section efficace corrigée de tout effet radiatif. La section efficace Born permet, comme on l'a vu dans le chapitre précédent, de remonter aux fonctions de structure. Dans ce paragraphe, nous allons expliquer la théorie des corrections radiatives, et comment on les calcule pour traiter les données de *H1* que l'on décrira dans le chapitre suivant. Nous allons distinguer les corrections radiatives que l'on doit faire lorsque l'on mesure les sections efficaces en utilisant l'électron ou les hadrons. Typiquement, on verra que les corrections radiatives avec l'électron sont assez grandes et que celles avec les hadrons sont assez faibles.

### 3.2.1 Corrections radiatives en mesurant avec l'électron

On peut exprimer la section efficace mesurée qui tient compte des événements radiatifs en fonction de la section efficace Born sous la forme:

$$\frac{d^2\sigma^{mesure}}{dx_e dy_e} = (1 + \delta_{RC}(x_e, y_e)) \frac{d^2\sigma^{Born}(x = x_e, y = y_e)}{dx dy} \quad (3.36)$$

où  $\delta_{RC}$  représente les corrections radiatives.

Commençons par étudier comment on peut calculer ces corrections et analysons ensuite leur importance.

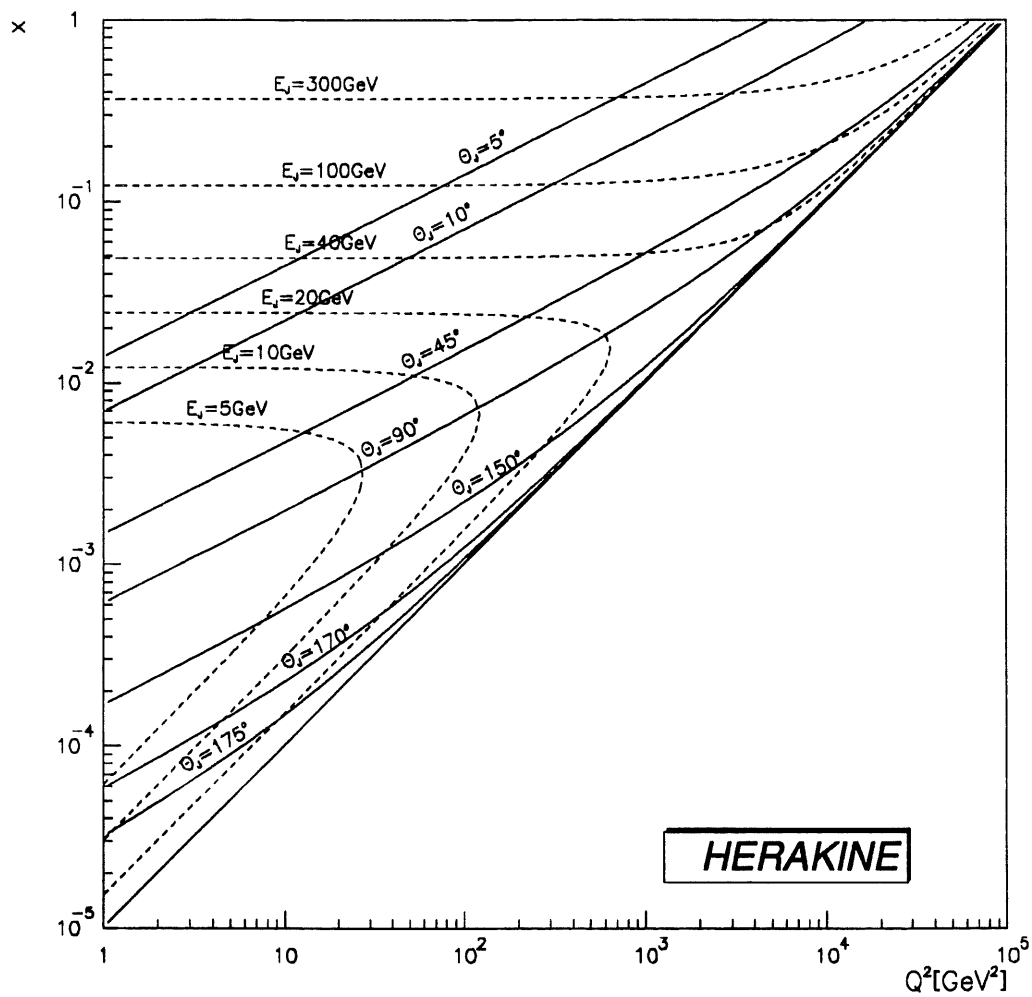


Figure 3.6: *Courbes iso  $\theta_J$  et iso  $E_J$*

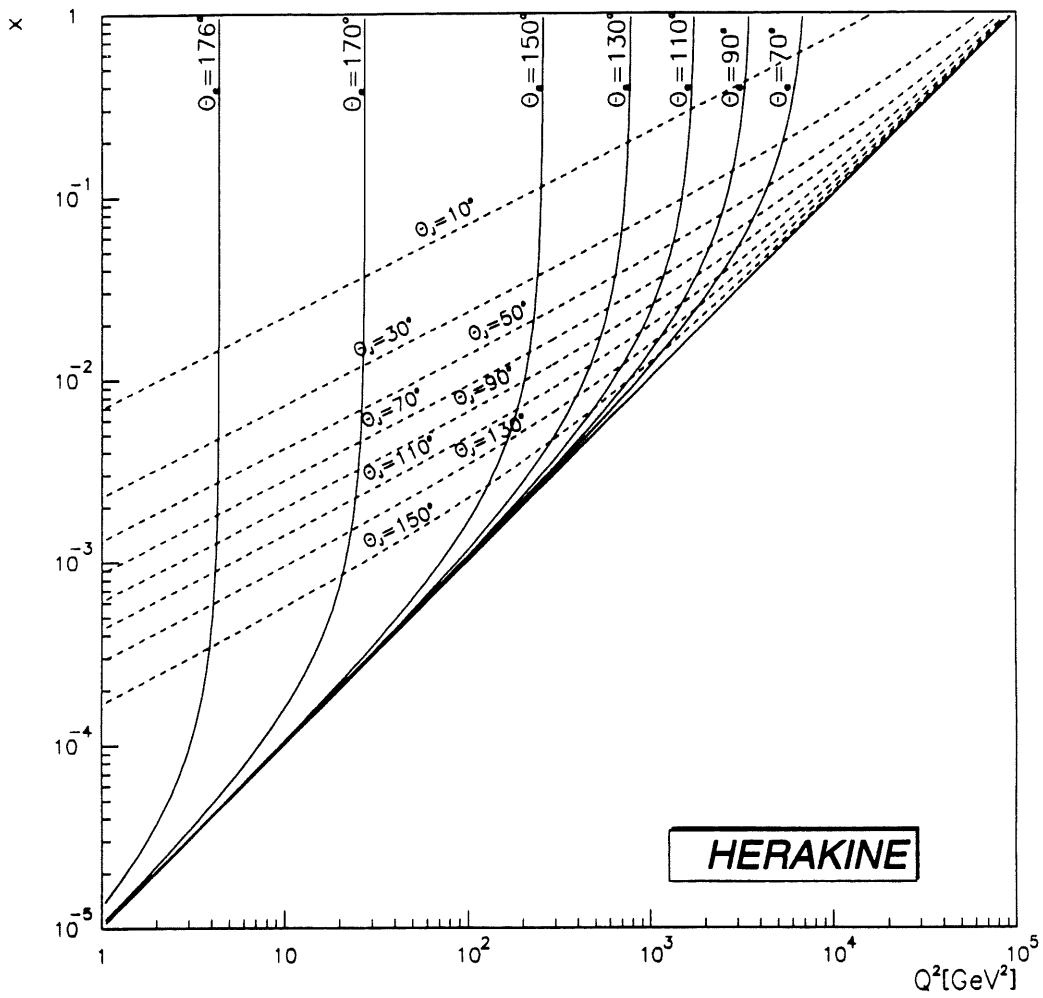


Figure 3.7: courbes iso  $\theta_J$  et  $\theta_e$

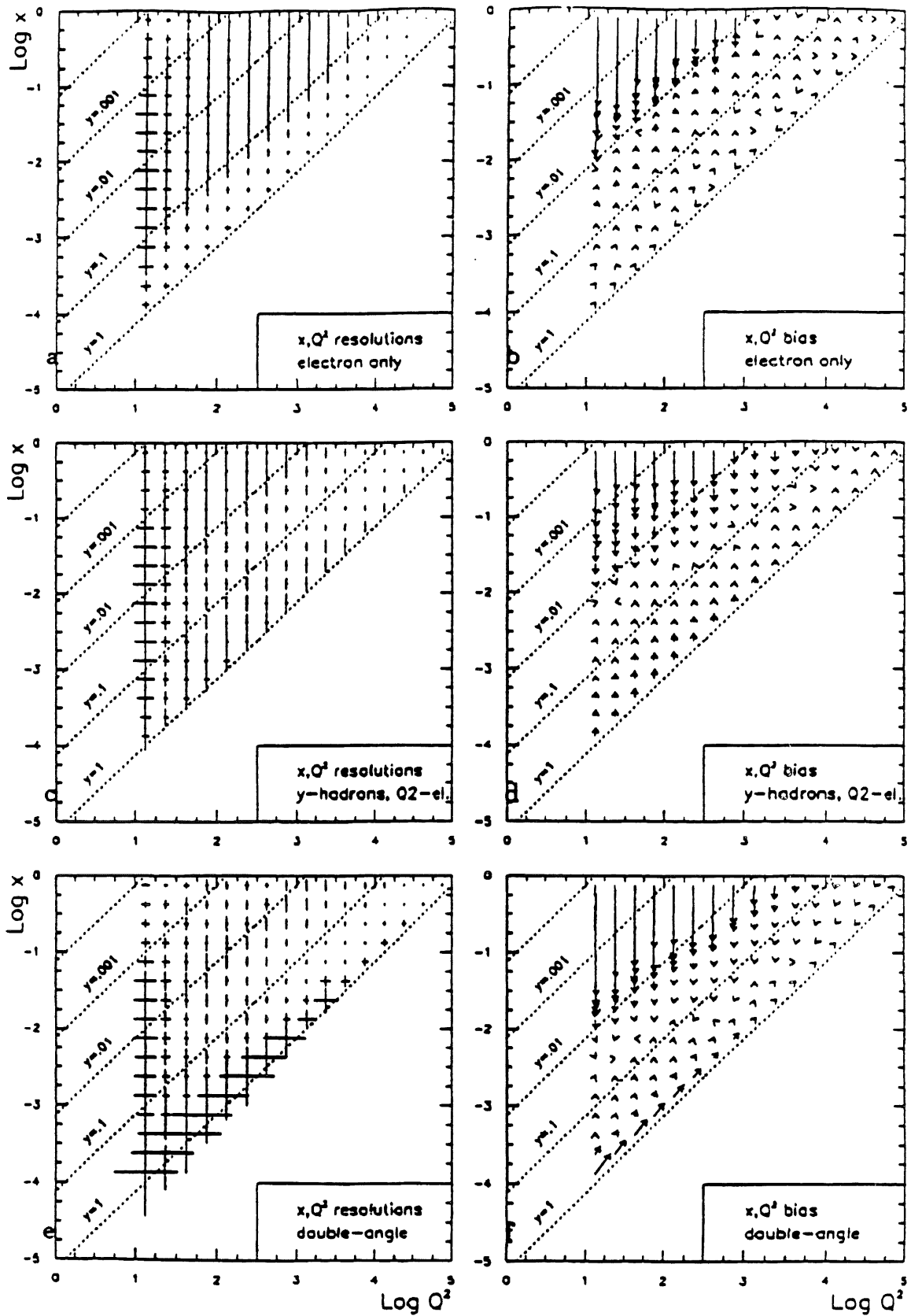


Figure 3.8: Résolutions obtenues par les différentes méthodes - Une barre d'erreur d'une unité correspond à une erreur de 25%; les flèches sont situées entre la cellule initiale et la cellule reconstruite



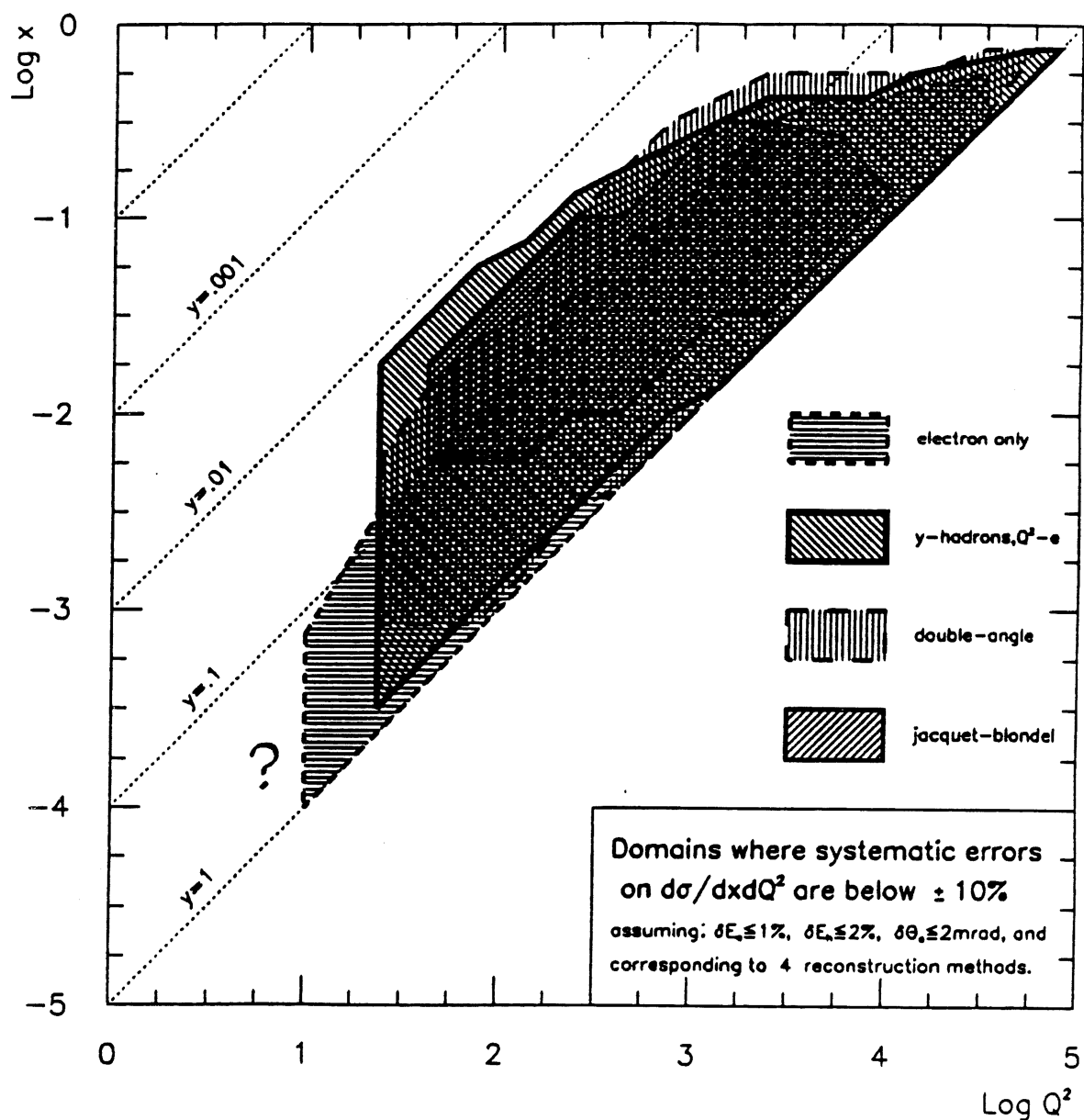


Figure 3.9: *Domaine cinématique atteint par HERA par les différentes méthodes décrites (cf texte)*

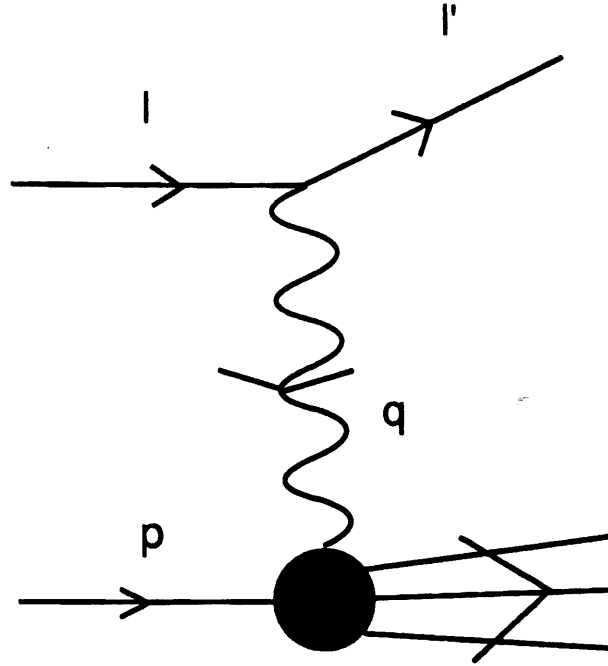


Figure 3.10: Diagramme de l'interaction  $ep$

### Calcul des corrections radiatives à l'approximation des logarithmes dominants

Il ne sera pas question de démontrer les formules des corrections radiatives dans ce paragraphe. La contribution la plus importante des corrections radiatives provient de l'émission de photons dans les états initial et final. Ecrivons la section efficace Born à l'ordre  $\alpha$  en fonction des fonctions de structure  $F_1$ ,  $F_2$  et  $F_3$  pour le processus décrit dans la figure 3.10 [87].

$$\sigma_{Born}(l, p, l') = \frac{8\pi\alpha}{yQ^2} \left[ y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) + xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3(x, Q^2) \right] \quad (3.37)$$

On écrira les corrections radiatives sous la forme:

$$\sigma(l, p, l') = \sigma_{Born}(l, p, l')(1 + \delta^{(1)}) \quad (3.38)$$

où le  $\delta^{(1)}$  indique que l'on fait les corrections en logarithmes dominants. Donnons l'expression de  $\delta_i^{(1)}$ , la contribution à l'ordre  $\alpha$  des corrections virtuelles de l'électrodynamique quantique à l'ordre  $\alpha$  et de l'émission de photons mous par bremsstrahlung d'énergie maximale  $\Delta E$ :

$$\delta_i^{(1)} = \frac{\alpha}{\pi} \left[ \frac{3}{2} \log \frac{Q^2}{m_e^2} - 2 - \left( \log \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \right) \log \frac{E_e E}{\Delta E^2} + f(l, l') \right] \quad (3.39)$$

où  $f(l, l')$  est une fonction de  $l$  et  $l'$  petite pour les  $x$  et  $Q^2$  considérés. Cette équation est l'équation de Schwinger. Cette expression tend vers  $-\infty$  quand  $\Delta E$  tend vers

0. Si on tient compte de l'émission de plusieurs photons,  $1 + \delta_i^{(1)}$  doit être remplacé par  $\exp(\delta_i^{(1)})$ , ce qui assure la convergence [88].

On doit aussi tenir compte des photons durs émis colinéairement à l'électron dans l'état initial et on peut alors montrer que l'on obtient [87]:

$$\delta_{ii}^{(1)} \sigma_{Born}(l, p, l') = \frac{\alpha}{\pi} \int_{\beta_{min}}^{\beta_{max}} d\beta \left[ \frac{1 + \beta^2}{1 - \beta} \log \frac{\theta_0^2 E_e^2}{m_e^2} - 2 \frac{\beta}{1 - \beta} \right] \sigma_{Born}(\beta l, p, l') \quad (3.40)$$

où  $k = (1 - \beta)l$  est le quadrimoment du photon émis et où  $\theta_0$  est l'angle entre le photon émis par l'électron dans l'état initial et l'électron. Dans l'approximation colinéaire, on peut montrer que l'on peut remplacer  $\theta_0^2 E^2$  par  $Q^2$  si  $\theta_0$  est faible sans changer de façon significative la section efficace.

Il nous faut alors encore tenir compte de l'émission d'un photon dur par l'électron dans l'état final. On ne mesure que le quadrimoment  $l'$  de l'électron dans l'état final, et le processus de diffusion profondément inélastique se passe à des valeurs de  $x', y'$  et  $Q'^2$  obtenues à partir de  $l' \rightarrow l'/\bar{\beta}$ . Le résultat dans l'approximation colinéaire sera la convolution de la section efficace Born prise en  $x', y'$  et  $Q'^2$  avec la fonction de fragmentation du proton:

$$\delta_{iii}^{(1)} \sigma_{Born}(l, p, l') = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{\bar{\beta}_{min}}^{\bar{\beta}_{max}} d\bar{\beta} \left[ \frac{1 + \bar{\beta}^2}{1 - \bar{\beta}} \log \frac{\theta_0'^2 E^2}{m_e^2} - \frac{2\bar{\beta}}{1 - \bar{\beta}} \right] \sigma_{Born}(l, p, l'/\bar{\beta}) \quad (3.41)$$

L'intégration est limitée à un angle  $\theta_0'$  autour de l'électron qui correspond à l'angle entre le photon émis par l'électron dans l'état final et la direction de l'électron incident. De même que précédemment, on peut identifier, dans le cadre de l'approximation colinéaire,  $\theta_0'^2 E'^2$  à  $Q^2$ . On montre alors que  $\delta_{iii}^{(1)}$  peut se mettre sous la forme [87]:

$$\delta_{iii}^{(1)} = \frac{\alpha}{2\pi} \left[ \log \frac{E^2}{\Delta E^2} \left( \log \frac{\theta_0'^2 E^2}{m_e^2} - 1 \right) - \frac{3}{2} \log \frac{\theta_0'^2 E^2}{m_e^2} - \frac{\pi^2}{3} + \frac{9}{2} \right] \quad (3.42)$$

avec  $\theta_0'^2 E^2 = Q^2$ .

Pour obtenir les corrections radiatives totales, il suffit évidemment de sommer ces différentes contributions. Notons pour terminer ce paragraphe que des calculs théoriques à l'ordre suivant le logarithme dominant ont été réalisés. A l'ordre suivant le logarithme dominant apparaît une autre correction importante qu'il faut prendre en compte. Elle est due à l'émission d'un photon réel dans la direction du photon virtuel échangé entre l'électron et le proton. En effet, si on trace la section efficace radiative en fonction de l'angle  $\theta$ , on obtient trois pics respectivement en  $\theta_0$ ,  $\theta_0'$  définis précédemment et en  $\theta_0''$  correspondant à la direction de l'émission du photon virtuel. La largeur des pics en  $\theta_0$ ,  $\theta_0'$  et  $\theta_0''$  est respectivement de l'ordre de  $m_e/E$ ,  $m_e/E$ ,  $m_p/E$ . Cette dernière composante devra également être prise en compte dans les corrections radiatives que nous devons effectuer dans le chapitre 4 lors de la mesure de  $F_2$ . Après avoir donné schématiquement le calcul des corrections radiatives, nous allons maintenant essayer de comprendre qualitativement pourquoi ces corrections sont importantes et quel domaine cinématique elles affectent.

### Importance des corrections radiatives, domaine cinématique affecté

Nous allons traiter le cas des corrections radiatives dues à l'émission de photons durs colinéaires. La section efficace différentielle  $d^2\sigma_{mesure}/dx_e dy_e$  dans les cellules  $x_e, Q_e^2$  dépend de la forme de la fonction de structure dans le domaine  $x \geq x_e, y \leq y_e$  et on peut montrer qu'elle peut se mettre sous la forme:

$$\frac{d^2\sigma_{mesure}}{dx_e dy_e} = \int_{x_e}^1 \int_0^{y_e} dx dy K(x_e, y_e, x, y) \frac{d^2\sigma_{Born}(x, y)}{dx dy} \quad (3.43)$$

où  $K(x_e, y_e, x, y)$  désigne le noyau d'Altarelli Parisi dont on a déjà parlé dans le chapitre précédent. Ces corrections radiatives sont dominantes par rapport aux corrections dues aux photons mous.

Sur la figure 3.11, on peut voir le domaine du plan cinématique contribuant à la section efficace radiative à  $x_e = 0.001$  et  $Q_e^2 = 95 GeV^2$  et  $x_e = 0.009$  et  $Q_e^2 = 95 GeV^2$  en pointillés. Le domaine possible de mesure à *HERA* avec l'électron seul est restreint à cause de la limite en  $y$  ( $y_e \geq 0.1$ ) définie dans le paragraphe précédent, et à cause de l'angle maximal auquel peut être mesurée l'énergie de l'électron (172 degrés). Sur la figure 3.11, la courbe en trait plein à gauche du point  $(x_e, y_e)$  montre le domaine d'intégration dans le cas où le photon est émis dans l'état initial colinéairement à l'électron incident [89].

Selon le processus décrit sur la figure 3.12, la diffusion profondément inélastique se passe à  $x, y$  et  $Q^2$  et l'énergie de l'électron est  $E = E_e - E_\gamma$  où  $E_e$  est l'énergie nominale du faisceau d'électrons et où  $E_\gamma$  est l'énergie du photon émis. Le point important est que les valeurs des variables cinématiques mesurées  $x_e, y_e$  et  $Q_e^2$  diffèrent des variables  $x, y$  et  $Q^2$  car l'énergie de l'électron n'est pas  $E_e$  mais  $E$ . Exprimons les valeurs de  $Q^2$  et  $x$  en fonction de  $Q_e^2$  et  $x_e$ , ce qui nous donnera les équations des courbes de la figure 3.11 dans le plan  $(x, Q^2)$ . La conservation de l'énergie conduit à:

$$E = E_e - E_\gamma \quad (3.44)$$

$$Q^2 = 4EE' \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (3.45)$$

D'où:

$$Q^2 = Q_e^2 \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} = z_i Q_e^2 \quad (3.46)$$

où on a posé:

$$z_i = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \quad (3.47)$$

De même en réécrivant l'expression générale de  $x$ , on obtient:

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{z_i Q_e^2}{2p \cdot q} = \frac{z_i x_e y_e S}{2p \cdot q} \quad (3.48)$$

Or  $2p \cdot q$  peut se mettre sous la forme:

$$2p \cdot q = 4E_p(E_e - E_\gamma) - 2pk' \quad (3.49)$$

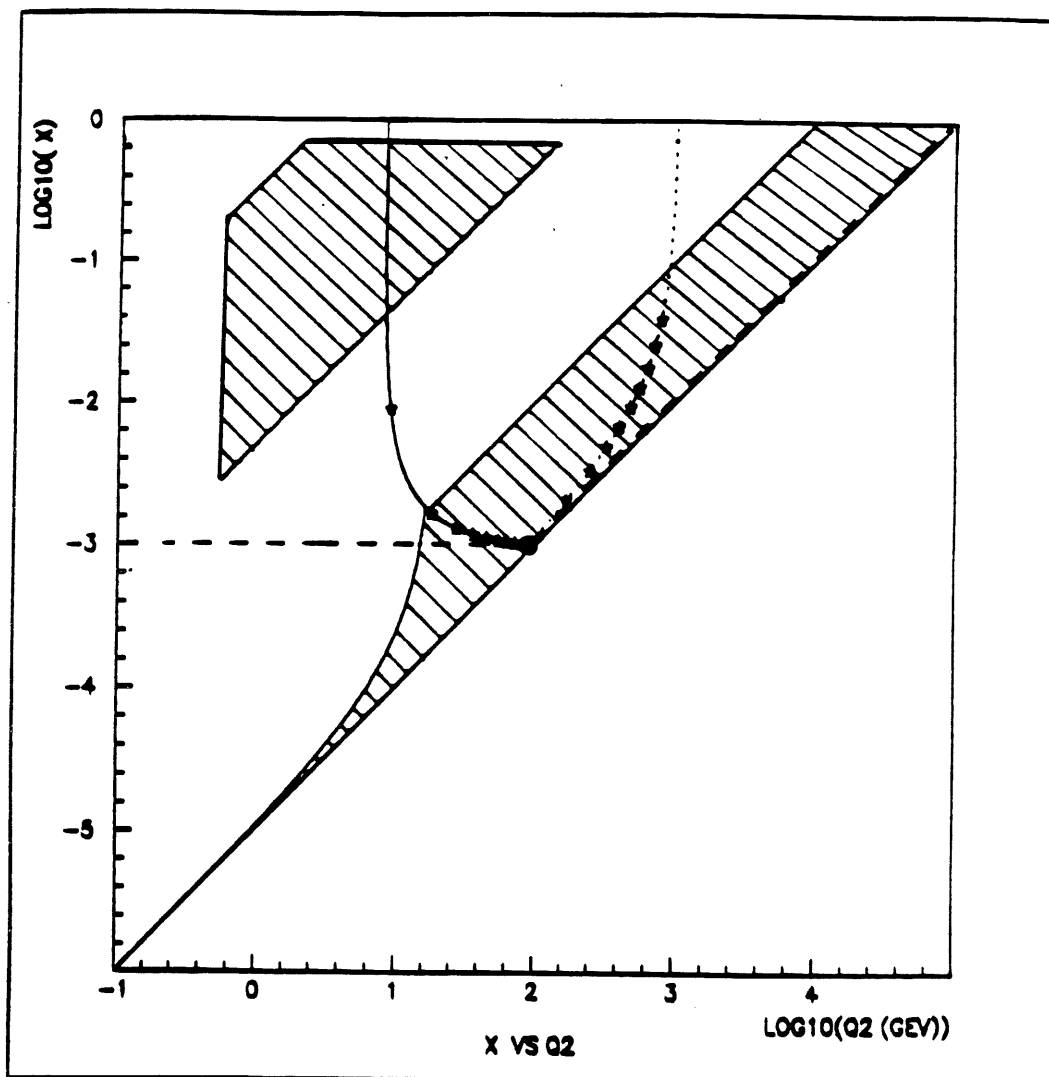


Figure 3.11: *Domaine en  $(x, Q^2)$  d'où proviennent les corrections radiatives (cf texte)*

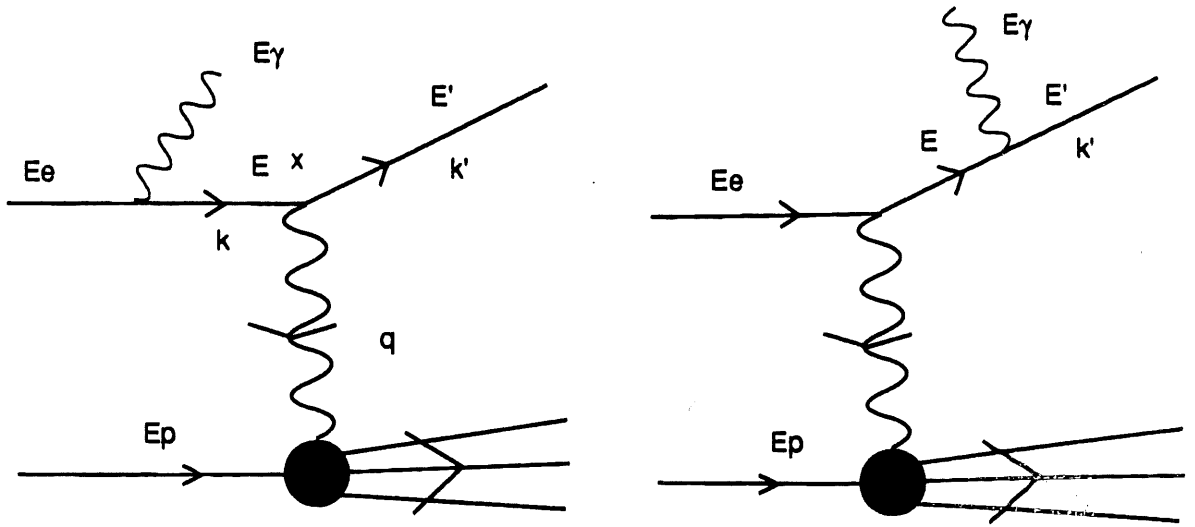


Figure 3.12: Diagrammes des corrections radiatives dans l'état initial ou final

où  $k'$  est l'impulsion de l'électron dans l'état final. En exprimant la conservation de l'impulsion  $k' - k_e = q_e$ , on en déduit:

$$2p \cdot q = 4E_e E_p (z_i + y_e - 1) \quad (3.50)$$

et donc finalement:

$$x = \frac{x_e y_e z_i}{y_e + z_i - 1} \quad (3.51)$$

L'équation de la courbe à gauche du point  $(x_e, y_e)$  est donc dans le plan  $(x, Q^2)$ :

$$Q^2 = z_i Q_e^2 \quad (3.52)$$

$$x = \frac{x_e y_e z_i}{y_e + z_i - 1} \quad (3.53)$$

Notons de plus que les conditions cinématiques  $E_\gamma \geq 0$  et  $x \geq 0$  conduisent aux conditions suivantes sur  $z_i$ :

$$\frac{1 - y_e}{1 - x_e y_e} \leq z_i \leq 1 \quad (3.54)$$

A droite du point  $(x_e, y_e)$ , la courbe en pointillés donne le domaine d'intégration dans le cas où le photon est émis dans l'état final colinéairement à l'électron diffusé. De même que précédemment, on peut donner l'équation de cette courbe:

$$Q^2 = z_f Q_e^2 \quad (3.55)$$

$$x = \frac{x_e y_e z_f}{1 - z_f + z_f y_e} \quad (3.56)$$

où

$$z_f = \frac{E_e + E_\gamma}{E_e} \quad (3.57)$$

et où  $z_f$  doit vérifier:

$$1 \leq z_f \leq \frac{1}{1 + x_e y_e - y_e} \quad (3.58)$$

La contribution la plus importante aux corrections radiatives provient des domaines voisins des deux courbes dont l'équation est donnée ci-dessus. La taille de ces domaines correspond à la région où le noyau  $K(x_e, y_e, x, y)$  est grand. La largeur des deux domaines vaut respectivement  $\sqrt{m_e/E_e}$  et  $\sqrt{m_e/E}$ . Ces deux largeurs sont évidemment liées à celles des pics d'émission radiative dans l'état final ou initial dans l'approximation colinéaire, mais font également intervenir le facteur de forme du proton.

On peut alors noter que l'autre facteur déterminant l'importance des corrections radiatives est la section efficace différentielle Born qui est grande à bas  $Q^2$ , et peut alors venir compenser la faible valeur du noyau à cet endroit. Cette contribution est souvent appelée contribution de Compton.

En faisant cette étude, on en déduit alors les domaines où les corrections radiatives sont les plus importantes. A grand  $y_e$  et bas  $x_e$ , la limite inférieure de  $z_i$  tend vers 0 et  $Q^2$  tend vers 0. Les deux contributions radiatives dont nous venons de parler (élastique et inélastique) sont alors importantes. On en déduit qu'à bas  $x_e$  et grand  $y_e$ , les corrections sur la section efficace Born seront grandes. Par contre, à bas  $y_e$ ,  $z_i$  ne s'éloigne pas beaucoup de 1 et seuls des photons mous d'énergie jusqu'à  $y_e E_0$  peuvent être émis. Dans ce cas, les corrections radiatives seront assez faibles.

Sur la figure 3.13, on voit les contributions radiatives élastiques et inélastiques après un calcul indépendant de celui que l'on vient de faire [90], ce qui confirme quantitativement les résultats obtenus qualitativement. Sur la figure 3.14, on voit les contributions radiatives pour différentes fonctions de structure. On retrouve le fait qu'à bas  $x_e$ , grand  $y_e$ , les corrections sont importantes. On note que les corrections dépendent de manière très sensible de la paramétrisation utilisée. On comprend ceci grâce à la figure 3.11, où l'on voit aisément que l'on intègre sur un domaine où les fonctions de structure n'ont jamais été mesurées. Ceci constitue une partie de l'erreur systématique que nous devons introduire dans l'analyse du chapitre suivant. La section efficace radiative dépend peu des fonctions de structure car ces corrections proviennent principalement des régions où  $x$  est grand. Cependant, la section efficace Born varie beaucoup, de sorte que le rapport  $\sigma_{Born}/\sigma_{rad}$  est grand. La méthode qui s'impose est normalement une méthode itérative: on calcule les corrections radiatives pour une paramétrisation donnée, on compare avec la section efficace totale mesurée, on corrige la paramétrisation de départ et ainsi de suite. Notons également que certaines coupures que nous ferons dans l'analyse ou les résolutions des détecteurs interviennent directement et modifient les corrections radiatives. En effet, la résolution des détecteurs ne permet pas par exemple de distinguer l'électron de certains photons émis colinéairement dans l'état final et l'électron et le photon sont alors reconstruits dans le même amas d'énergie que l'on appelle "cluster". Nous détaillerons tout cela dans le chapitre suivant.

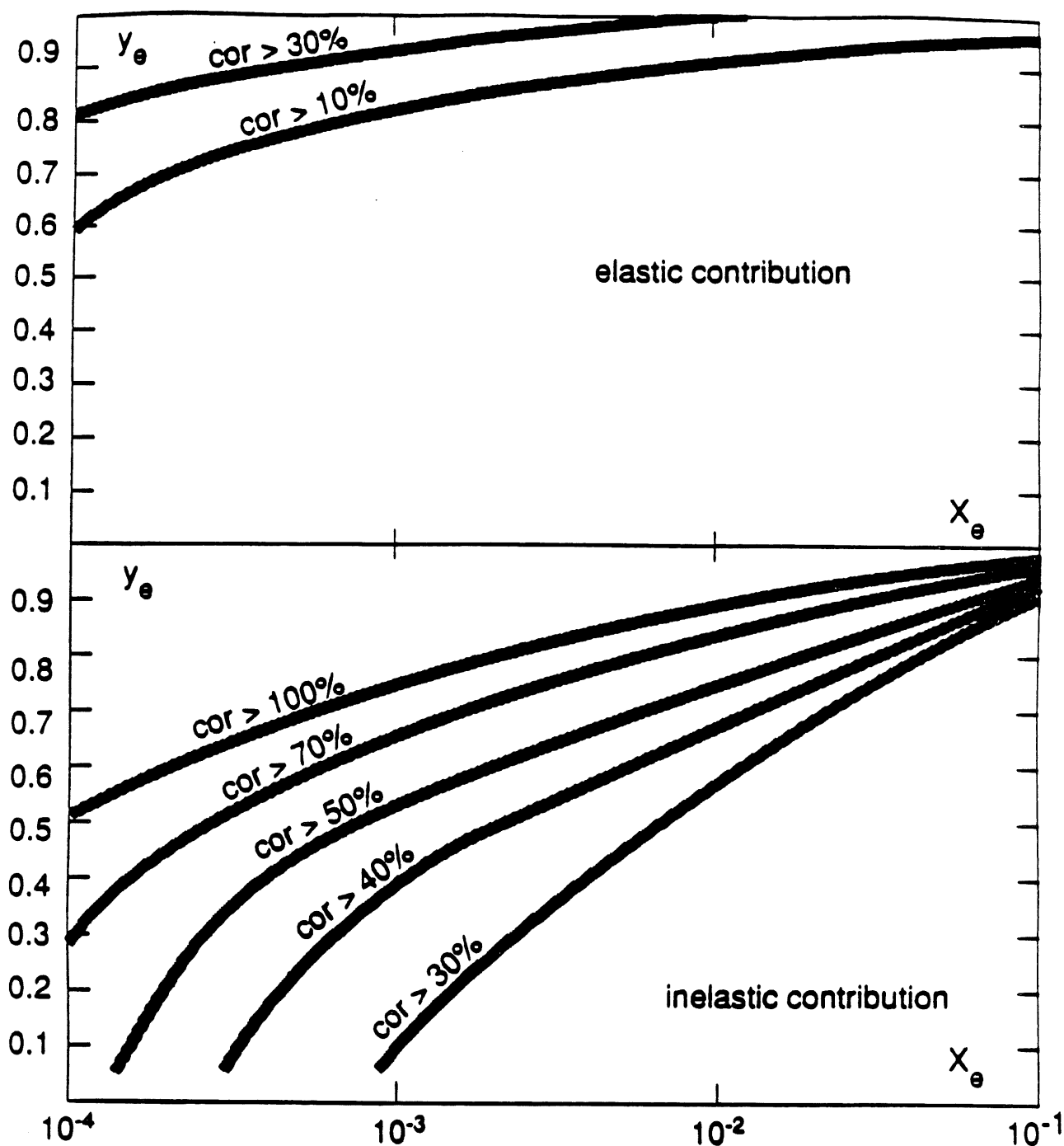


Figure 3.13: Courbes donnant les corrections radiatives constantes dans le plan  $(x, y)$  - Les contributions élastiques et inélastiques sont montrées séparément



$$\delta_{RC} = \frac{\sigma_{RC} - \sigma_{Born}}{\sigma_{Born}}$$

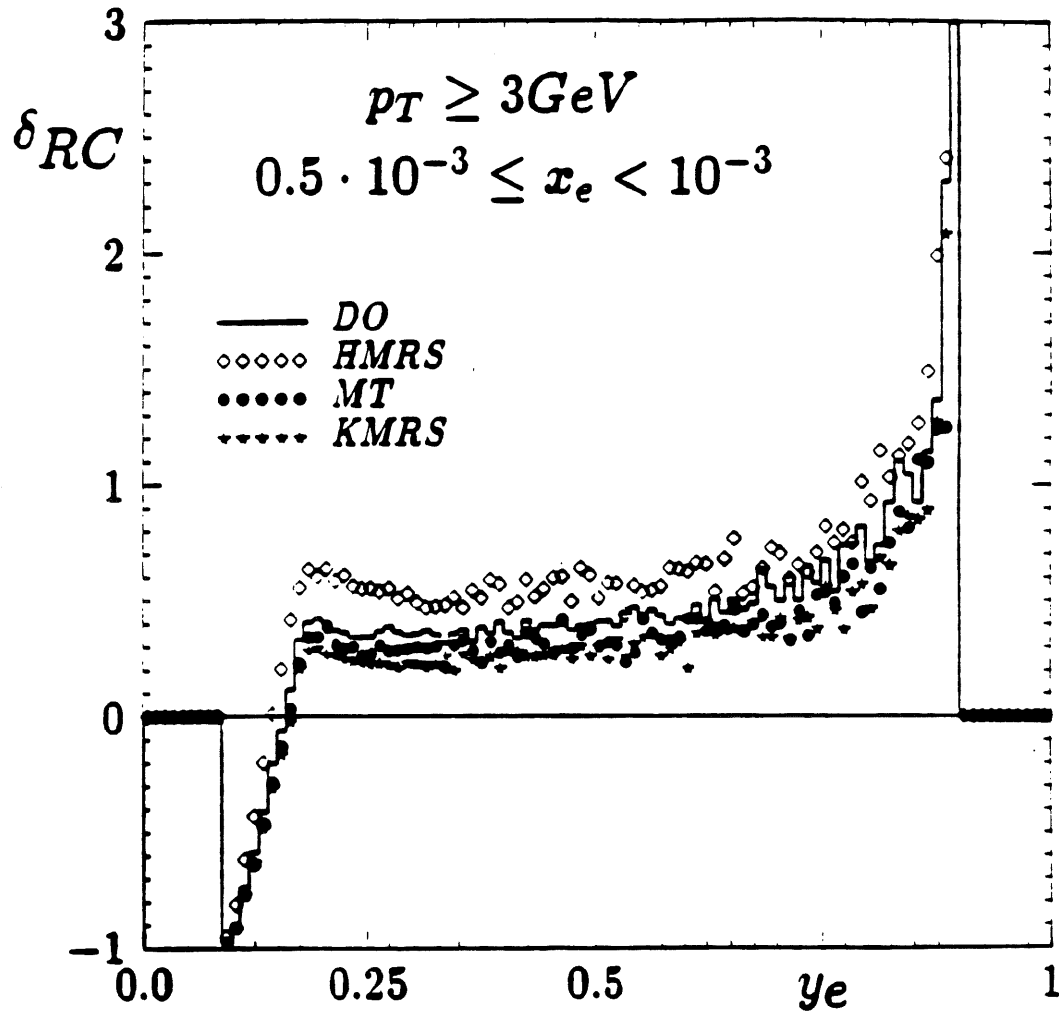


Figure 3.14:  $(\sigma_{RC} - \sigma_{Born})/\sigma_{Born}$  - Les corrections radiatives leptoniques sont calculées pour des paramétrisations différentes des fonctions de structure

### 3.2.2 Corrections radiatives en mesurant avec les hadrons

Les corrections radiatives à effectuer lorsque la mesure se fait avec les hadrons sont radicalement différentes de celles obtenues avec l'électron. Le message le plus important est que ces corrections sont assez faibles. Ce résultat se comprend si on remarque que le  $Q^2$  calculé à partir des hadrons est peu modifié alors que celui calculé à partir de l'électron l'est fortement car les phénomènes radiatifs proviennent surtout de l'émission d'un photon par l'électron dans l'état initial. Il s'ensuit que la section efficace sera peu modifiée si l'on calcule le  $Q^2$  à partir des hadrons à cause de sa dépendance en  $1/Q^4$ . Sur la figure 3.15, on voit les corrections radiatives pour les hadrons en pourcentage [90]. On peut comparer avec l'importance des corrections radiatives pour l'électron dans la figure 3.15, où l'on a distingué les corrections QED pour les processus de diffusion profondément inélastique des corrections élastiques. Les différentes courbes en trait plein correspondent de haut en bas aux valeurs de  $x$  0.0001, 0.001, 0.01, 0.1, 0.5, 0.9. Les courbes en traits pointillés incluent l'exponentiation des photons mous. On note par conséquent que les corrections radiatives en utilisant les hadrons sont pratiquement toujours nulles sauf à grand  $y$  où elles peuvent atteindre 20%. On note également la quasi-indépendance en  $x$  de ces corrections. A titre de comparaison sont également données les corrections radiatives en termes de variables combinées électron hadrons. Les corrections sont assez faibles sauf à bas  $x$ .

### 3.2.3 Eviter les corrections radiatives

Remarquons qu'il est également possible d'éviter les corrections radiatives dans l'état initial en identifiant ces événements. En effet, il se produit une diffusion profondément inélastique où la valeur de  $S$  n'est plus égale à la valeur nominale  $4E_e E_p$ . On peut considérer que  $E_e$  est remplacée par  $E'_e = E_e - E_\gamma$  où  $E_\gamma$  est l'énergie du photon émis. Ceci revient à dire que l'on a une diffusion profondément inélastique avec trois variables indépendantes et non plus deux comme précédemment:  $E'_e$ ,  $x$ ,  $Q^2$  puisque cela revient à changer l'énergie du faisceau d'électrons. En mesurant expérimentalement trois variables cinématiques au lieu de deux, on pourra donc se débarrasser des corrections radiatives dans l'état initial. Cette méthode n'a pas été utilisée pour l'instant. D'autre part, comme précédemment, les photons émis dans l'état final contribuent peu, car ils sont émis colinéairement à l'électron et appartiennent souvent au même cluster mesuré dans le détecteur. En exprimant la conservation de l'énergie et de l'impulsion, il est ainsi possible d'en déduire l'énergie  $E_e$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $Q^2$  en fonction de  $\theta$ ,  $E$  les angles et énergies de l'électron diffusé et  $\gamma$  l'angle du jet dans l'état final. On obtient:

$$E_e = E \frac{\sin \theta + \sin \gamma - \sin(\theta + \gamma)}{2 \sin \gamma} \quad (3.59)$$

$$y = \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (3.60)$$

$$x = \frac{E \sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{E_p 2 \sin \gamma} \quad (3.61)$$

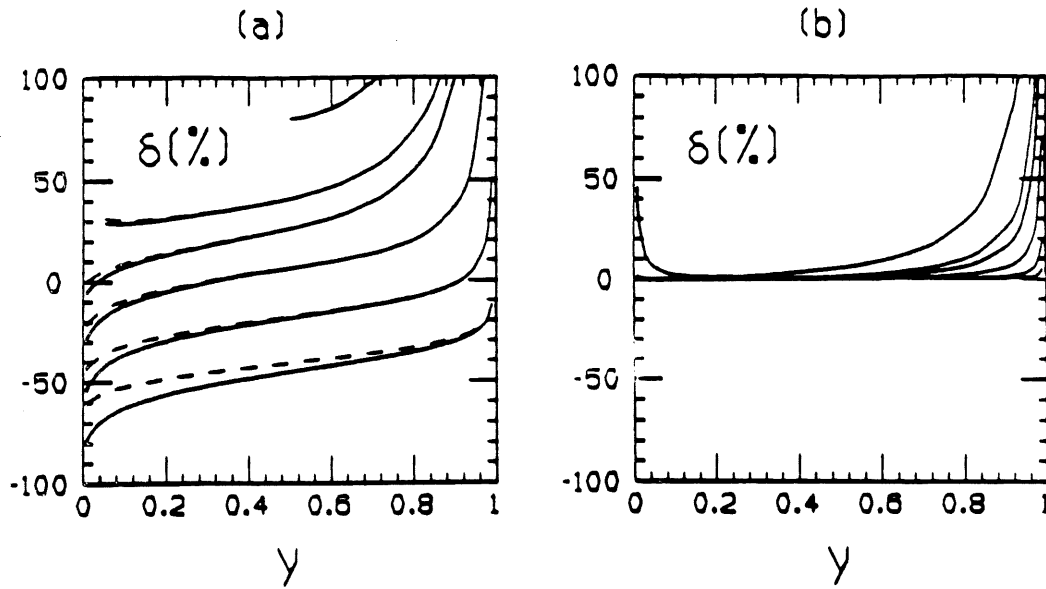


Figure 1. Radiative corrections to NC deep inelastic scattering at HERA in leptonic variables: (a) QED corrections from the DIS process, (b) corrections from the elastic radiative tail. The parameter  $x$  varies from top (right) to bottom;  $x = 0.0001, 0.001, 0.01, 0.1, 0.5, 0.9$ . Dashed curves include soft-photon exponentiation.

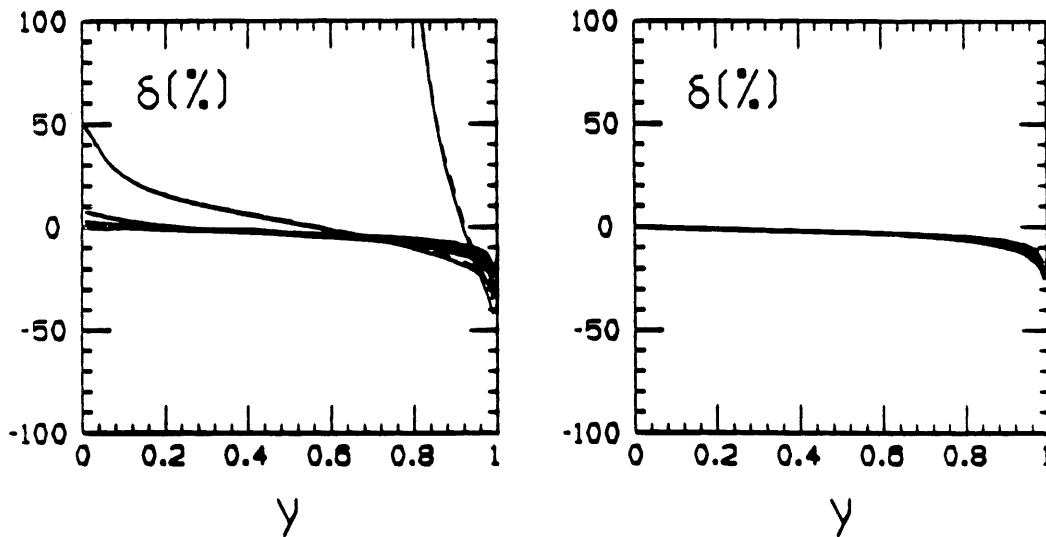


Figure 2. Same as in Fig. 1a, but now in mixed (a) and in hadronic (b) variables. In (a), parameter  $x$  varies from bottom (left) to top, and in (b) from top to bottom.

Figure 3.15: *Corrections radiatives en utilisant l'électron seul, les hadrons, ou la méthode mixte*

$$Q^2 = E^2 \frac{(\sin \theta + \sin \gamma - \sin(\theta + \gamma))(1 + \cos \theta)}{\sin \gamma} \quad (3.62)$$

Nous allons maintenant étudier un autre problème qui apparaît de manière cruciale: c'est le bruit de fond dû aux événements de photoproduction qui ressemblent aux événements de diffusion profondément inélastique. Nous allons donc décrire comment il faut les rejeter.

### 3.3 Rejet des événements de photoproduction

Nous allons reprendre dans cette partie la définition des événements de photoproduction et voir comment ils peuvent être confondus avec les événements de diffusion profondément inélastique. Nous verrons enfin les coupures que nous pourrions utiliser dans l'analyse du chapitre suivant pour diminuer le nombre de ces événements.

#### 3.3.1 Photoproduction à haute énergie

La structure du photon peut être divisée en trois parties: directe, VDM et anormale. Nous allons étudier chaque partie séparément, ce qui nous sera utile lorsque nous essaierons de connaître le nombre d'événements de photoproduction à soustraire au nombre d'événements mesuré dans le chapitre suivant. Chaque "classe" de photons est représentée sur la figure 3.16 [91].

Sur la figure 3.16a, on peut voir un événement direct où le photon interagit directement avec un parton provenant du proton. Ce processus est calculable perturbativement, et aucune fonction de structure du photon n'intervient. Sur la figure 3.16b, on voit un événement *VDM* (vector meson dominance model). Le photon fluctue en un méson vecteur et de façon prédominante en un  $\rho^0$ , un  $\omega$  ou un  $\Phi$ . L'hypothèse de la théorie *VDM* est que la composante nue du photon ne peut pas interagir avec les hadrons et que les  $\rho^0$ ,  $\omega$  et  $\phi$  sont les seules composantes hadroniques du photon. Il est également possible que le photon contienne des constituants plus lourds, on parle alors de modèle *GVD* (generalized vector dominance). Le seul modèle *VDM* ne suffit pas pour expliquer la section efficace totale de photoproduction comme on l'a vu dans le chapitre précédent. Sur la figure 3.16c, on voit un exemple de la composante dite anormale du photon. Le photon fluctue en une paire  $q\bar{q}$  et en gluons. Ce processus est calculable perturbativement car il est la conséquence d'une évolution de la chromodynamique quantique. Il est habituel de réunir les composantes *VDM* et anormales sous la forme d'une seule fonction de structure du photon et les événements sont alors appelés résolus. En termes de sections efficaces, on peut donc écrire:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{dir}^{\gamma p} + \sigma_{VDM}^{\gamma p} + \sigma_{anorm}^{\gamma p} \quad (3.63)$$

et en termes de fonction d'onde du photon:

$$|\gamma\rangle = \sqrt{Z_3} |\gamma_{nu}\rangle + \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} \frac{e}{f_V} |V\rangle + \frac{e}{f_{q\bar{q}}} |q\bar{q}\rangle \quad (3.64)$$

où  $(e/f_V)^2$  et  $(e/f_{q\bar{q}})^2$  donnent la probabilité des transitions respectives  $\gamma \leftrightarrow V$  et  $\gamma \leftrightarrow q\bar{q}$  où  $V$  est un méson vecteur.  $\sqrt{Z_3}$  permet de normaliser la fonction d'onde à

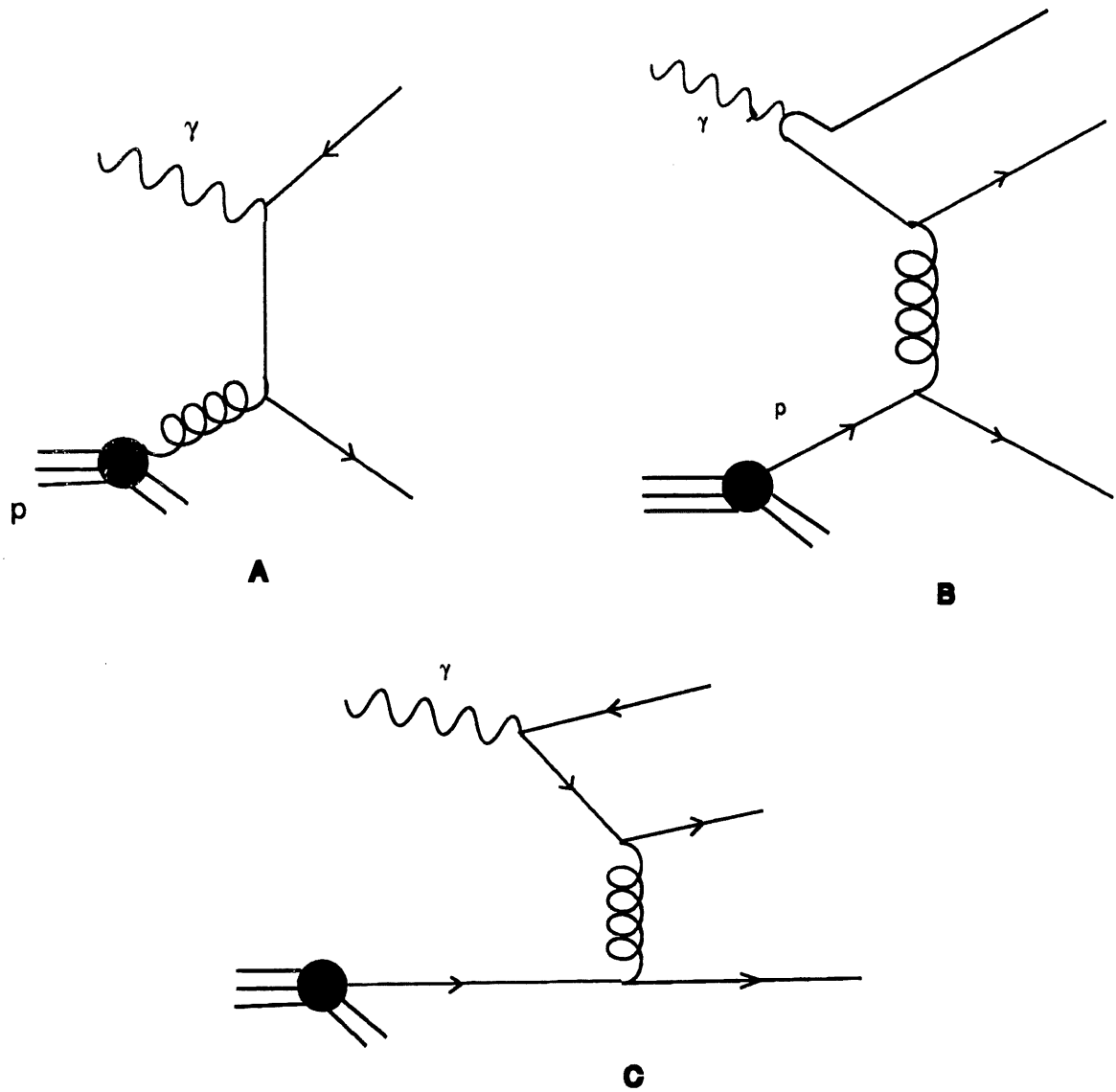


Figure 3.16: Les différentes "classes" de photons (photon direct, photon VDM, composante "anormale" du photon)

1:

$$Z_3 = 1 - \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} \left( \frac{e}{f_V} \right)^2 - \left( \frac{e}{f_{q\bar{q}}} \right)^2 \quad (3.65)$$

L'avantage de *H1* est d'avoir un détecteur d'électron à petit angle (electron tagger) permettant de détecter une partie des électrons provenant des événements de photoproduction. Nous pourrions donc étudier la quantité de ces événements restants après les coupures que nous définirons dans le chapitre suivant. Les distinctions que nous venons de faire nous seront alors utiles pour réaliser une paramétrisation en énergies et angles de ces événements.

### 3.3.2 La photoproduction en temps que bruit de fond

Dans le cas des événements de photoproduction, l'électron n'est pratiquement pas dévié et part dans le tube faisceau, le moment transféré étant très faible ( $Q^2 < 4\text{GeV}^2$ ). Le problème est que l'on peut identifier un pion  $\pi$  ou une superposition  $\pi - \gamma$  comme un électron dans le détecteur à l'arrière (*BEMC*). Le bruit de fond de photoproduction est très important à cause de la très grande section efficace de ces événements à *HERA* ( $9.5 \mu\text{barn}$ ) par rapport à la section efficace de diffusion profondément inélastique ( $100 \text{nbarn}$ ). Il n'est pas facile d'estimer le bruit de fond car cela dépend bien sûr de la section efficace, mais aussi de la résolution des détecteurs. Un pion identifié comme électron n'est pas sensé être isolé à cause de l'isotropie de l'événement. Son énergie vue dans le *BEMC* est généralement faible et présente un pic à  $1 \text{GeV}$ , avec une queue allant jusqu'à  $15 \text{GeV}$ . En effet, les pions ne déposent pas la totalité de leur énergie dans le *BEMC* car le *BEMC* n'a qu'  $1\lambda$  d'épaisseur. Le bruit de fond dû à ces événements sera donc dû uniquement à la queue de cette distribution et sa taille ne provient que de la valeur de la section efficace. Ainsi, une mauvaise identification de l'électron dans seulement quelques pourcent des cas suffit pour obtenir un très grand bruit de fond. En effet, ces événements seront reconstruits en particulier à bas  $x$  étant donné leurs faibles énergies et viendront augmenter à tort la section efficace de diffusion profondément inélastique à bas  $x$ . Or, comme on l'a vu dans le chapitre précédent, c'est justement à bas  $x$  que les différentes paramétrisations de fonctions de structure diffèrent et que la mesure de *H1* est déterminante. Dans ce cas, il est vital de couper le plus possible de ces événements de photoproduction et d'estimer précisément le bruit de fond résiduel après les coupures. Pour bien voir le taux d'événements de photoproduction attendu, le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique et le nombre d'événements de photoproduction sont donnés respectivement en caractères droits et en italiques dans le tableau 3.1 après trois minutes de prise de données à la luminosité nominale ( $100 \text{pb}^{-1}$  par an) dans un plan  $\log x \log Q^2$  avec quatre cellules par décade [92].

Il faut donc trouver des coupures adaptées. Une coupure sur l'énergie à  $5 \text{GeV}$  permet déjà d'obtenir une réduction du bruit de fond d'un facteur de l'ordre de 20. Cependant, étant donné les chiffres donnés dans le tableau 3.1, cela n'est pas suffisant. Deux coupures essentielles ont été proposées  $\sum_i E - p_{z_i}$  et la comparaison de  $y_e$  et  $y_{JB}$ . La simple conservation du quadrivecteur impulsion énergie nous montre

$\log Q^2$	0.25- 0.50	0.50- 0.75	0.75- 1.00	1.00- 1.25	1.25- 1.50	1.50- 1.75	1.75- 2.00
$\log x$							
-2.50				17	10	8	2
-2.75				0	0	0	0
-2.75			2	15	12	4	
-3.00			0	2	0	0	
-3.00			2	11	10	4	0
-3.25			1	0	0	3	1
-3.25			5	18	5	0	
-3.50			0	4	7	1	
-3.50			4	14	1		
-3.75			0	30	6		
-3.75			7	0			
-4.00			125	55			
-4.00		2	1				
-4.25		140	160				
-4.25	0	0					
-4.50	93	156					
-4.50	0						
-4.75	92						

Tableau 3.1: *Nombre d'événements de diffusion profondément inélastique (caractères droits), et de photoproduction (italique) après 3 mn de prise de données à la luminosité nominale*

que  $\sum_i E - p_{z_i}$  doit être égal à  $60 \text{ GeV}$ . Pour un événement de photoproduction, l'électron part dans le tube faisceau étant donné qu'il n'est pas dévié et il a souvent une énergie proche de  $30 \text{ GeV}$ . Le bilan sur  $\sum_i E - p_{z_i}$  sera que l'énergie vue par les détecteurs est de l'ordre de  $30 \text{ GeV}$  et non de  $60 \text{ GeV}$ . Pour un événement de diffusion profondément inélastique, seuls l'émission de photons et l'imperfection des détecteurs (résolution, matériaux morts ...) peuvent faire baisser  $\sum_i E - p_{z_i}$ . Une coupure sur  $\sum_i E - p_{z_i}$  autour de  $30 \text{ GeV}$  paraît donc judicieuse (Fig 3.17). Nous utiliserons cette coupure dans le prochain chapitre et nous devons comprendre en détails ses effets. La coupure sur une comparaison entre  $y_e$  et  $y_{JB}$  est similaire. Si un pion est identifié comme l'électron diffusé, le  $y$  obtenu doit être différent du  $y$  déterminé à partir des hadrons. Nous avons vu que  $y_{JB}$  s'exprimait sous la forme:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i E - p_{z_i}}{2E_e} \quad (3.66)$$

et est donc directement proportionnel à  $\sum_i E - p_{z_i}$ . La comparaison des valeurs de  $y$  calculées par les deux méthodes permet donc de rejeter une partie des événements de photoproduction.

En résumé, des coupures sur l'énergie et sur  $\sum_i E - p_{z_i}$ , par exemple permettront de réduire sensiblement le bruit de fond dû à la photoproduction. Cependant, il faudra déterminer précisément la contamination résiduelle, dans le chapitre suivant, si on veut pouvoir effectuer une mesure valable des fonctions de structure à bas  $x$ .

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donc étudié les différentes méthodes de mesure des fonctions de structure à *HERA* en indiquant également les deux types d'événements que nous devons soustraire ou rejeter: les événements radiatifs ou de photoproduction. Pour conclure ce chapitre, il est important de visualiser le nouveau domaine cinématique offert à la mesure de  $F_2$  par l'expérience *H1*. Sur la figure 3.18, on peut noter le domaine cinématique atteint par les précédentes expériences (*SLAC*, *BCDMS*, *NMC* ...) et celui atteignable par *H1* avec une luminosité de  $100 \text{ pb}^{-1}$  et en supposant les détecteurs parfaits. Nous allons maintenant détailler une analyse des premiers événements de diffusion profondément inélastique pris par l'expérience *H1* en 1992-1993 ainsi que la première mesure de la fonction de structure  $F_2$ .



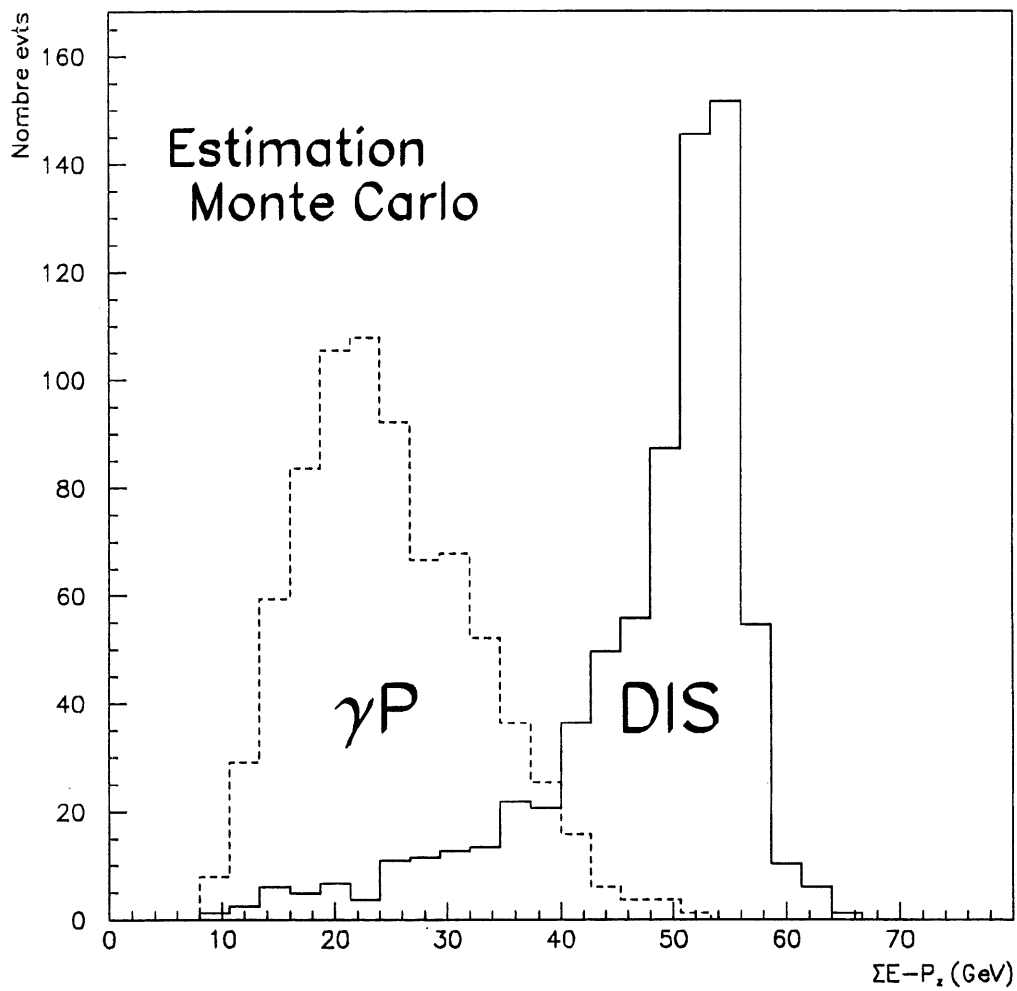


Figure 3.17:  $\Sigma E - P_z$  pour les événements de diffusion profondément inélastique et de photoproduction

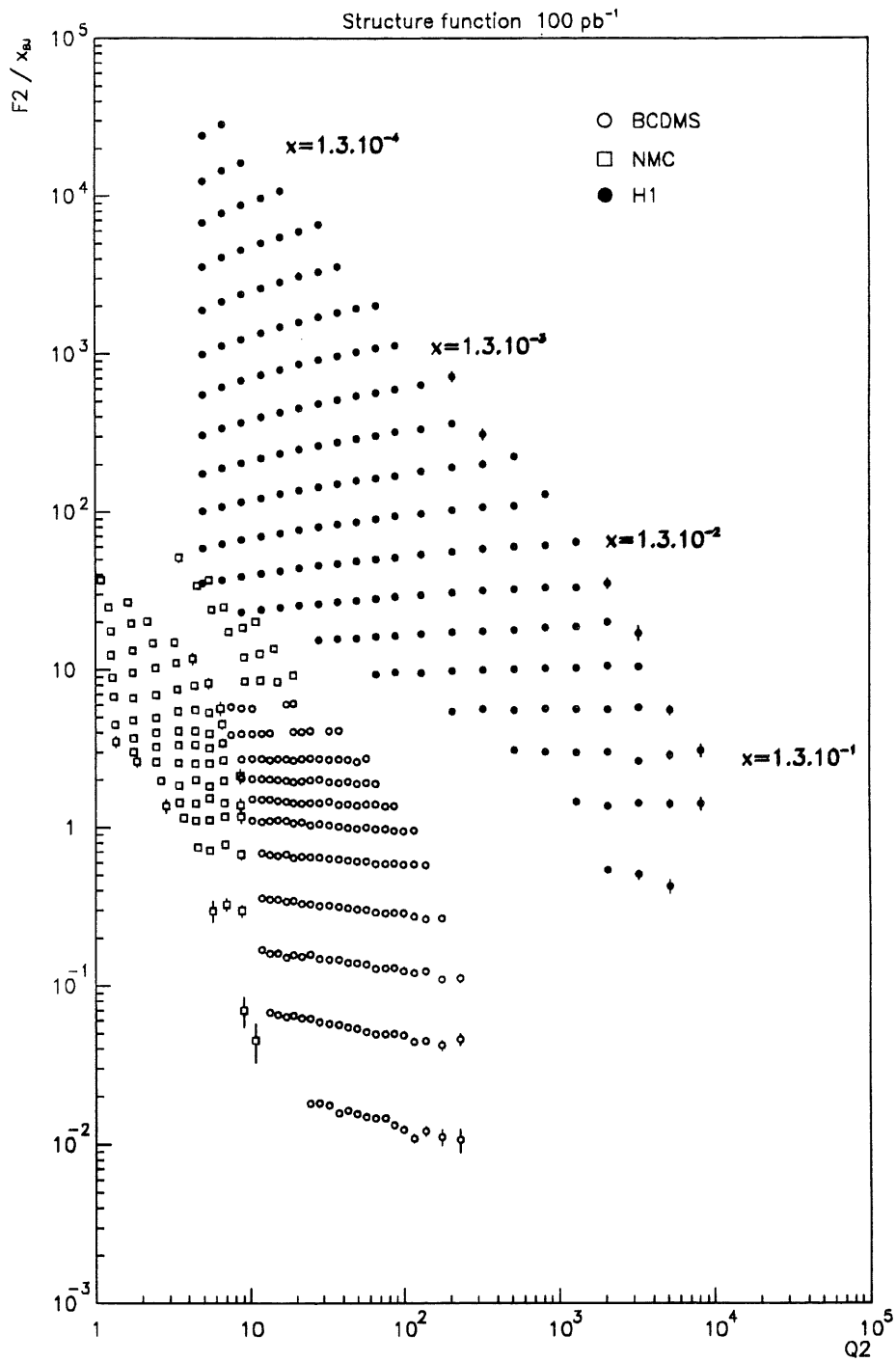


Figure 3.18: *Domaine cinématique atteint à HERA comparé à ceux de NMC et de BCDMS*

## Chapitre 4

# Première mesure de la fonction de structure $F_2$ dans l'expérience $H1$

Dans ce chapitre, nous allons commencer par étudier en détail l'analyse des premières données de  $H1$  de diffusion profondément inélastique prises en 1992 en utilisant l'électron diffusé. Ceci nous permettra d'obtenir une première mesure de la fonction de structure  $F_2$  à bas  $x$ . Puis, nous étudierons une autre mesure basée sur la méthode combinée que nous avons étudiée dans le paragraphe précédent. Nous terminerons enfin ce chapitre en présentant les valeurs de  $F_2$  que nous avons publiées à partir de ces deux mesures.

## Mesure avec l'électron

### 4.1 Mesure des énergies et des angles

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la mesure de  $x$  et  $Q^2$  peut se faire en utilisant l'énergie et l'angle de l'électron diffusé lors d'une diffusion profondément inélastique. Il est donc important d'avoir une bonne calibration du détecteur utilisé, ainsi qu'une bonne mesure de l'angle. Nous allons donc étudier dans ce paragraphe la calibration du calorimètre arrière  $BEMC$ , et la reconstruction de l'énergie déposée, ainsi que la reconstruction des impacts dans la  $BPC$ , la chambre à fils utilisée pour reconstruire l'angle de l'électron diffusé.

### 4.1.1 Calibration du *BEMC*

La calibration en énergie du *BEMC* a été réalisée avec le faisceau d'électrons de 5 GeV de *DESY* en 1990, celui de muons, d'électrons, et de pions de 30 GeV au *CERN* en 1991 et avec des particules cosmiques à l'Université de Hambourg en 1991. Il est également possible de calibrer directement le *BEMC* à partir des données de *H1* en utilisant la méthode du pic cinématique que nous allons également étudier.

#### Calibration du *BEMC* avec les faisceaux tests

Avant de réaliser la calibration en énergie du *BEMC*, il est nécessaire au préalable de mesurer la réponse de toute la chaîne électronique de lecture, y compris les câbles. Le principe est d'envoyer un signal pulsé au niveau du préamplificateur associé à chaque module du *BEMC*. Les préamplificateurs sont placés derrière les photodiodes, connectés au *BEMC*. Il est ainsi possible de voir l'évolution du signal pulsé à travers toute la chaîne électronique et les câbles. On peut alors utiliser directement la calibration en énergie des modules du *BEMC* réalisée en faisceau test. Notons cependant que la calibration en faisceaux tests du *BEMC* n'intègre évidemment pas les corrections de matériau mort placé devant ce détecteur. On évite en effet d'avoir du matériau mort devant le module étudié afin d'avoir la meilleure calibration absolue possible. En période de prise de données, la calibration électronique est faite une fois par semaine.

Comme on l'a vu dans le premier chapitre, le *BEMC* est composé de différents types de modules: rectangulaire, triangulaire ou trapézoïdal. Leur calibration a été réalisée séparément. La calibration des modules rectangulaires a été effectuée avec le faisceau de 5 GeV de *DESY*. Six modules rectangulaires ont été utilisés pour bien contenir la gerbe électromagnétique se développant dans les deux modules du milieu (Fig 4.1). Il aurait été plus favorable d'utiliser neuf modules mais le support n'était pas assez résistant. La position non numérotée sur la figure 4.1 a servi à la calibration de tous les modules quadratiques. On a déjà mentionné dans le premier chapitre la différence entre les petits et les longs *WLS*: seuls les quatre *WLS* longs ont été calibrés par cette méthode. A cause de la précision sur la position du faisceau, trois positions d'impact différentes ont été utilisées. Egalement, l'énergie du faisceau ne pouvait être déterminée à mieux que 5%. On verra dans le paragraphe suivant que la calibration peut être améliorée en utilisant le pic cinématique.

La calibration des *WLS* longs des modules quadratiques est effectuée en trois étapes distinctes [93]:

- On utilise tout d'abord le point d'impact le plus à droite afin d'égaliser la réponse des *WLS* à droite. On fait de même avec le point d'impact le plus à gauche. Désignons respectivement par *DH*, *DB*, *GH*, *GB*, les *WLS* en haut à droite, en bas à droite, en haut à gauche et en bas à gauche d'un module quadratique (Figure 4.2). Soit  $Q_i^j$  la charge lue par le *WLS* *i* pour le point d'impact *j*. En désignant par  $\alpha_i$  le facteur de calibration pour le *WLS* long *i*, on obtient les équations suivantes:

$$\alpha_{GH} Q_{GH}^G = \alpha_{GB} Q_{GB}^G \quad (4.1)$$

$$\alpha_{DH} Q_{DH}^D = \alpha_{DB} Q_{DB}^D \quad (4.2)$$

où  $Q_i^G$  et  $Q_i^D$  désignent respectivement les charges du *WLS* *i* pour les points d'impact à droite et à gauche. Par cette méthode, il peut y avoir une erreur systématique de

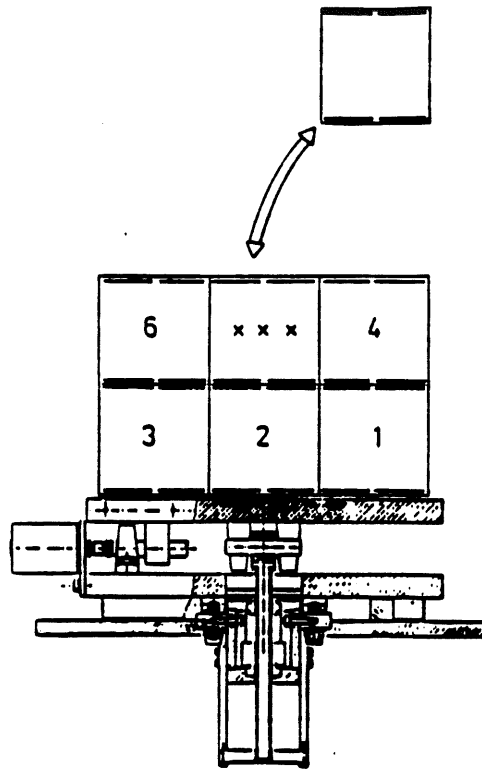


Figure 4.1: *Positionnement des modules pour la calibration du BEMC*

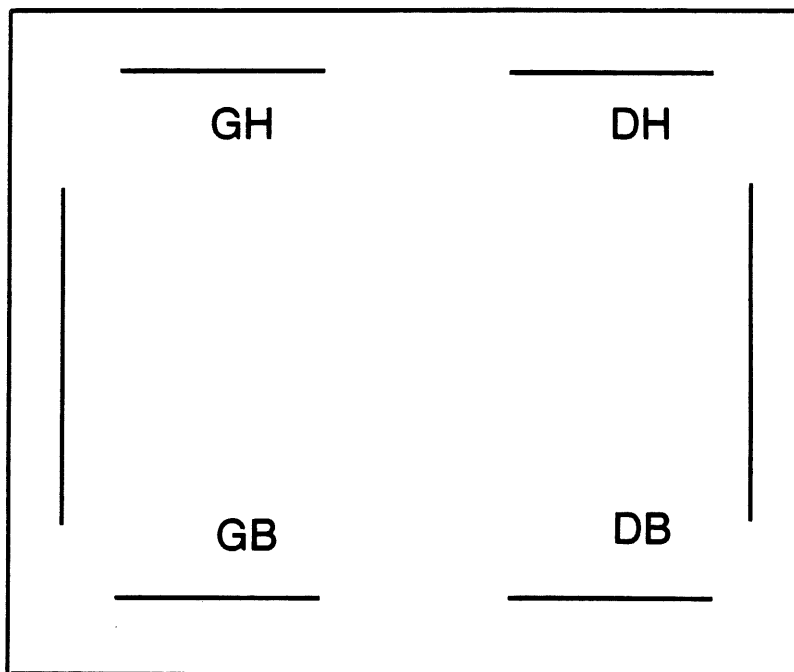


Figure 4.2: *Position des WLS dans un module du BEMC*

quelques *mm* à cause d'un mauvais alignement vertical du support. Cependant, il a été vérifié que la réponse des *WLS* ne dépendait pas trop de la position dans cette direction.

- On impose ensuite le fait que les énergies mesurées avec les deux points d'impact à droite et à gauche doivent être les mêmes à cause de la symétrie des modules. En reprenant les mêmes notations que dans l'équation précédente, on en déduit:

$$\begin{aligned} \alpha_{GH}Q_{GH}^G + \alpha_{DH}Q_{DH}^G + \alpha_{GB}Q_{GB}^G + \alpha_{DB}Q_{DB}^G \\ = \alpha_{GH}Q_{GH}^D + \alpha_{DH}Q_{DH}^D + \alpha_{GB}Q_{GB}^D + \alpha_{DB}Q_{DB}^D \end{aligned} \quad (4.3)$$

- la troisième étape consiste à utiliser la réponse du module pour un point d'impact central. L'énergie mesurée doit valoir 5 *GeV*. On peut donc écrire l'équation suivante (la réponse de chaque *WLS* a été choisie comme étant égale à 5 *GeV*):

$$\alpha_{GH}Q_{GH}^M + \alpha_{DH}Q_{DH}^M + \alpha_{GB}Q_{GB}^M + \alpha_{DB}Q_{DB}^M = 20\text{GeV} \quad (4.4)$$

Il faut alors réexprimer chaque  $\alpha_i$  en fonction des charges. Après un calcul très simple, on obtient les expressions suivantes des coefficients de calibration:

$$\alpha_{GH} = \alpha_{GB} \frac{Q_{GB}^G}{Q_{GH}^G} \quad (4.5)$$

$$\alpha_{DH} = \alpha_{DB} \frac{Q_{DB}^D}{Q_{DH}^D} \quad (4.6)$$

$$\alpha_{GB} = \alpha_{DB} \frac{Q_{DB}^D}{Q_{GB}^G} g^2 \quad (4.7)$$

$$\alpha_{DB} = \frac{20}{Q_{DB}^D} \frac{1}{g^2 \frac{Q_{GH}^M}{Q_{GH}^G} + \frac{Q_{DH}^M}{Q_{DH}^D} + g^2 \frac{Q_{GB}^M}{Q_{GB}^G} + \frac{Q_{DB}^M}{Q_{DB}^D}} \quad (4.8)$$

où on définit  $g$  par l'équation suivante:

$$g^2 = \frac{2 - \frac{Q_{DH}^G}{Q_{DH}^D} - \frac{Q_{DB}^G}{Q_{DB}^D}}{2 - \frac{Q_{GH}^D}{Q_{GH}^G} - \frac{Q_{GB}^D}{Q_{GB}^G}} \quad (4.9)$$

Dans la figure 4.3 (en haut), on voit la différence en pourcentage entre le facteur de calibration d'un *WLS* donné et la moyenne de ces différents facteurs pour tous les *WLS* [93]. La largeur de cette courbe est de 5.3 %. Dans la même figure (en bas) est également donnée la même dispersion pour un module du *BEMC* et non plus uniquement pour un *WLS*. La dispersion obtenue est plus faible car on moyenne sur quatre *WLS*.

Cette méthode ne convient pas pour les modules non rectangulaires car ils ne possèdent pas les symétries nécessaires. La calibration des autres modules a donc été réalisée en utilisant des particules cosmiques à très basse énergie (270 *MeV*) et l'incertitude obtenue est très grande (elle est estimée à 12%).

La calibration des *WLS* courts a été réalisée sur le faisceau de muons de 120 *GeV* du *CERN*. Les muons traversent le *BEMC* comme des particules au mi-

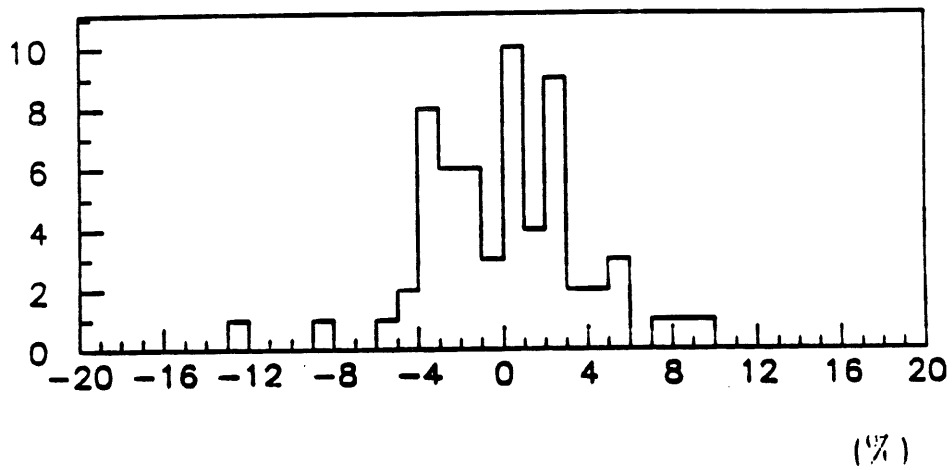
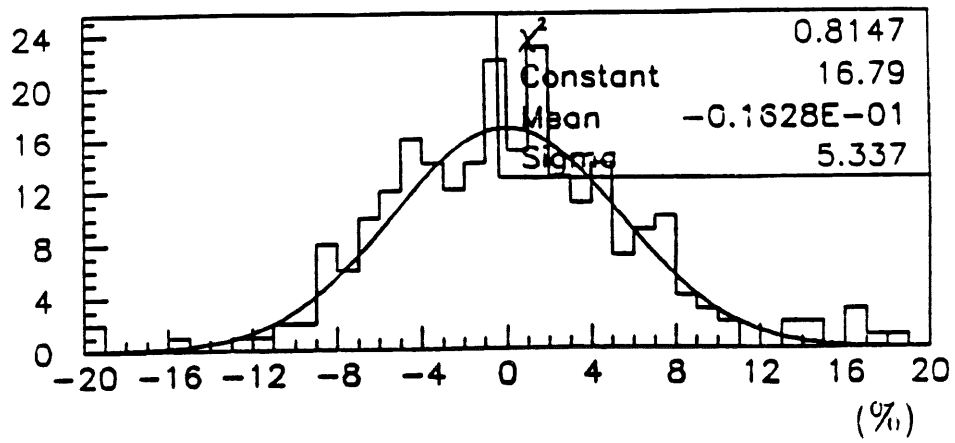


Figure 4.3: *Facteurs de calibration: différence en pourcentage entre le facteur de calibration d'un WLS donné et du facteur de calibration (en haut); même différence pour un module du BEMC (en bas)*

nimum d'ionisation (mip). On peut s'attendre à ce que le rapport entre la somme des énergies recueillies par les deux *WLS* courts et celle obtenue avec les quatre *WLS* longs soit égale au rapport des épaisseurs de scintillateur traversé qui vaut  $15/49=0.306$ . On voit sur la figure 4.4 la réponse mesurée en incluant la calibration électronique. Le rapport expérimental obtenu est  $0.58 \pm 0.03$  [93], ce qui signifie que les *WLS* courts à l'arrière reçoivent 1.9 fois plus de lumière que les longs. Le chiffre obtenu est sensiblement différent du chiffre précédent à cause de la taille des *WLS*. Une calibration meilleure que 13% pour les *WLS* courts n'a pas pu être réalisée. Le *BEMC* a une épaisseur de  $0.9\lambda_h$  et est donc un milieu presque transparent pour les hadrons. Presque 40% des pions passent dans le *BEMC* sans interagir et les autres déposent 30 à 40 % de leur énergie initiale. C'est pourquoi, il est très difficile d'utiliser le *BEMC* pour mesurer les hadrons.

Les données du *CERN* et de *DESY* permettent de calculer la résolution en énergie du *BEMC*. On peut la paramétrer sous la forme:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{c_0}{E}\right)^2 + \left(\frac{c_1}{\sqrt{E}}\right)^2} \quad (4.10)$$

On voit sur la figure 4.5,  $\sigma/E$  en fonction de l'énergie du module du *BEMC* pour les tests du *CERN* et de *DESY* [93]. Cette courbe conduit à une valeur de  $c_1$  de 10.5% *GeV* correspondant aux fluctuations d'échantillonnage. Le terme  $c_0/E$  est le terme de bruit et on obtient une valeur assez faible entre 80 et 150 *MeV* par module. On pourrait aussi introduire un terme constant correspondant aux inhomogénéités et aux "fuites" latérales et en profondeur du *BEMC* (leakage) mais les données conduisent à des résultats inférieurs à 0.5 % pour ce terme. Nous verrons ce que donnent les mesures de la résolution en utilisant directement les données de *H1* par la méthode du pic cinématique. Avant d'expliquer cette méthode, nous allons maintenant étudier la reconstruction de l'énergie dans le *BEMC* utilisée dans les données. Nous étudierons également l'impact des "cracks" du *BEMC* sur la mesure de l'énergie dans la suite.

## Reconstruction de l'énergie du *BEMC*

La reconstruction des énergies du *BEMC* est effectuée dans son principe en quatre étapes distinctes:

- conversion des données brutes en énergies calibrées
- combinaison des énergies de chaque *WLS* en l'énergie d'un module
- combinaison des modules en amas d'énergie correspondant à une particule, appelé cluster
- les corrections finales de l'énergie (matériau mort...)

Pour passer des données brutes aux énergies, les facteurs de calibration, placés dans la base de données de *H1*, dont on a parlé dans le paragraphe précédent, sont utilisés. Un facteur correctif dû à la présence de champ magnétique est également appliqué.

Ensuite, il faut calculer l'énergie de chaque module du *BEMC*. La correction due aux canaux morts est appliquée à cet endroit. L'énergie du module est calculée comme étant la somme des énergies obtenues par les *WLS* divisée par le nombre de *WLS* actifs. Le centre de gravité des dépôts d'énergie est reconstruit en première



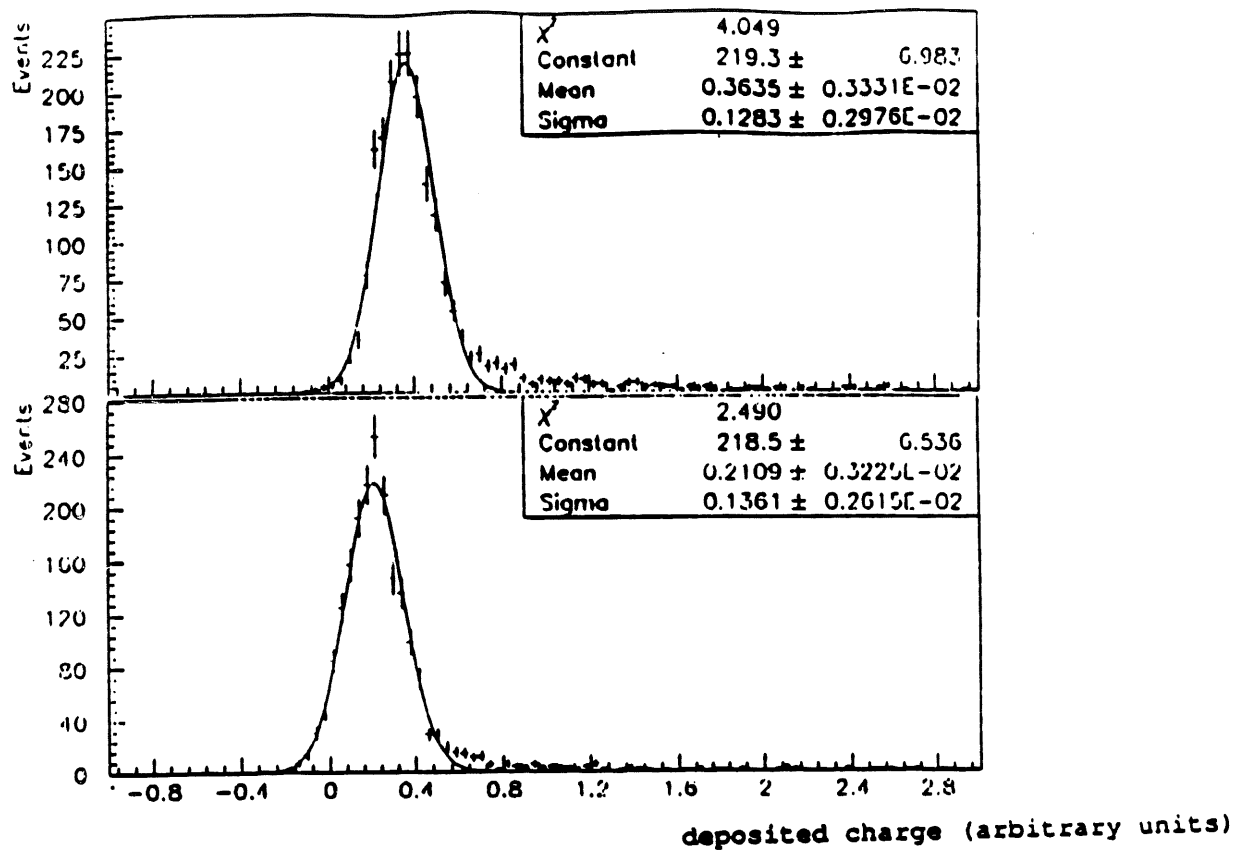


Figure 4.4: Différence entre l'énergie déposée dans les WLS longs (en haut) et dans les WLS courts (en bas)

approximation au milieu du module, mais le rapport entre la réponse d'un WLS et celle de tous les WLS actifs est gardé dans une table, ce qui permettra d'améliorer a posteriori la position du centre de gravité.

Il faut ensuite regrouper les énergies des différents modules en clusters. L'énergie du cluster sera l'énergie de la particule détectée avant toute correction de matériau mort ou de crack. L'algorithme utilisé commence par trouver les modules les plus "chauds" qui sont définis comme les modules ayant une énergie supérieure au seuil et à celles de leurs plus proches voisins. Le seuil est placé à  $3\sigma$  du bruit qui vaut en moyenne 150 MeV par module du BEMC. Les modules les plus chauds ne peuvent donc pas être voisins. La procédure habituelle est alors d'associer les huit modules du BEMC entourant le module chaud. Dans le cas où il y a des ambiguïtés, c'est-à-dire quand on ne sait pas à quel cluster appartient le module (fig 4.6), il est choisi de ne pas les associer et de faire 3 clusters différents comme on le voit sur la figure. Ce sera le rôle de l'analyse d'associer ces clusters. Une table comprenant l'énergie du cluster, son centre de gravité (positions des différents modules pondérées par les énergies de ces modules), et le nombre des cellules des clusters est alors fabriquée. C'est cette table que nous utiliserons dans l'analyse.

Il s'agit enfin normalement d'appliquer les corrections de crack et de matériau mort pour terminer la reconstruction de l'énergie dans le BEMC. La plus grande correction provient des espaces entre les modules du BEMC appelés cracks (environ 0.5 cm par rapport à 16 cm représentant la taille d'un module) entre les différents modules du BEMC. Les corrections de matériau morts dues en particulier à la présence des câbles des détecteurs de traces sont de l'ordre de 2.5%. Si l'on veut faire

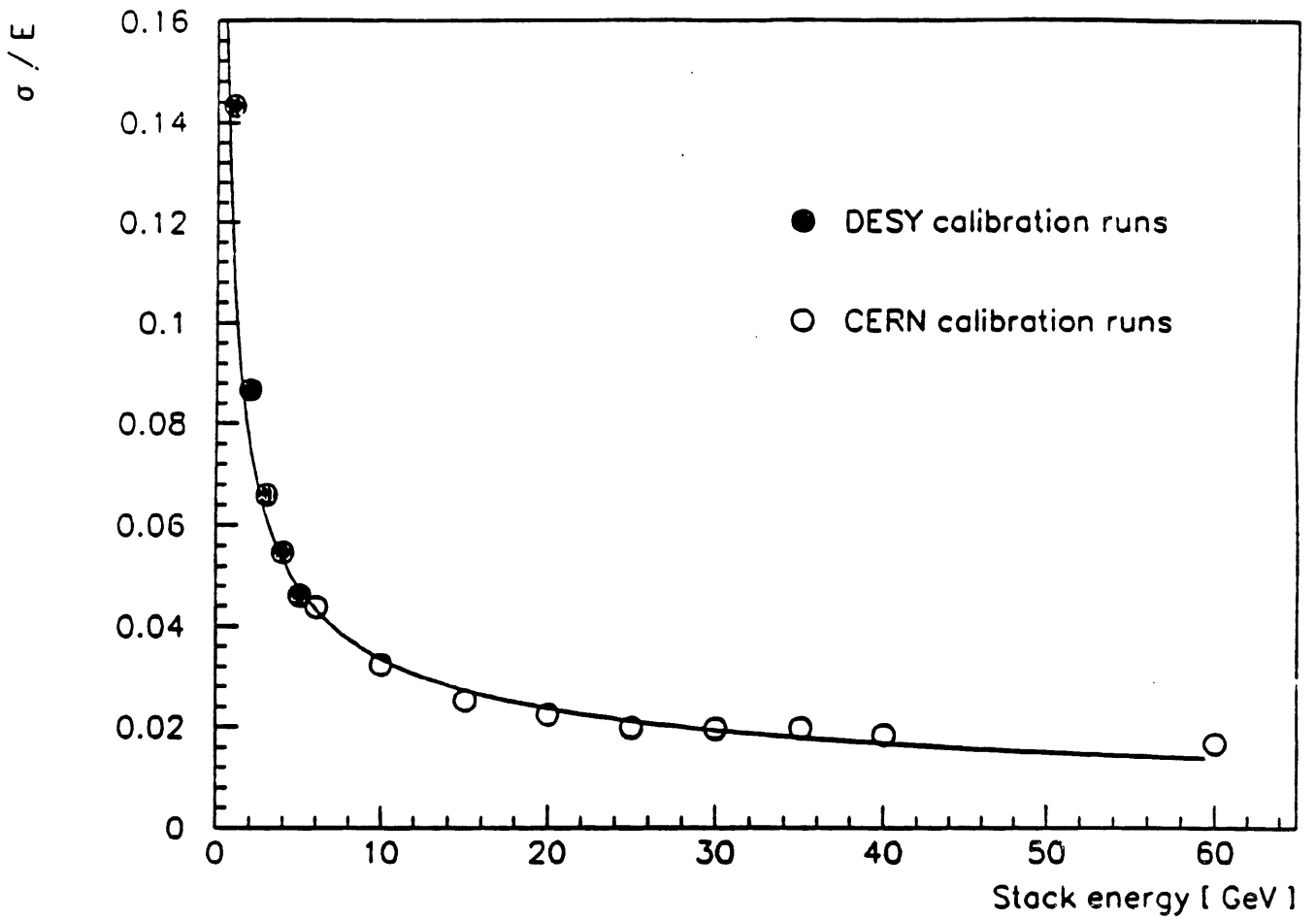


Figure 4.5: Courbe de résolution  $\sigma/E$  obtenue à partir des données de test de DESY et du CERN

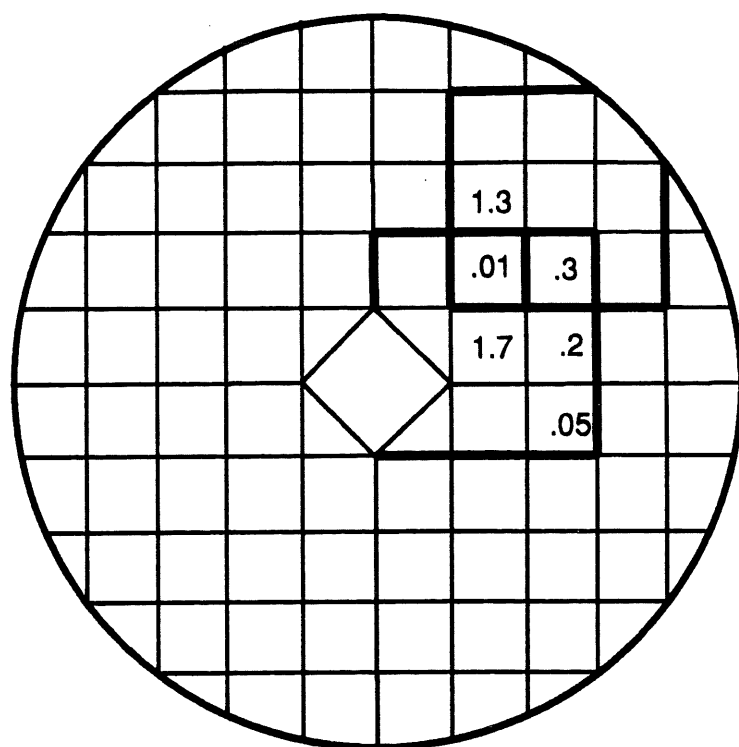


Figure 4.6: Exemple de reconstruction de cluster dans le *BEMC* - Cas ambigu où l'association n'est pas réalisée au niveau de la reconstruction

des corrections de crack et de matériau mort correctes, il faut connaître précisément dans les données le point d'impact dans le *BEMC*. C'est pourquoi la chambre à fils *BPC* placée devant le *BEMC* est utilisée. Sur la figure 4.7, on peut voir les cracks du *BEMC* grâce à une simulation Monte Carlo des détecteurs: on voit la chute d'énergie en pourcentage pour des électrons de 30 *GeV*. Des tests au *CERN* ont été réalisés à des énergies de 10, 20 et 30 *GeV*, mais notons que les tests n'existent que pour des électrons et pas pour des hadrons. Nous verrons dans l'analyse que nous avons préféré couper les événements pour lesquels un électron tombe dans les cracks, car ces corrections ne sont pas encore parfaitement déterminées. On utilisera donc directement l'énergie des clusters dans le *BEMC* sans aucune correction en cherchant à supprimer les événements ayant une énergie mal mesurée. Il sera alors important de déterminer le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique que l'on perd par cette méthode. Cependant, il faudra bien sûr effectuer les corrections de matériau mort, afin d'obtenir l'énergie réelle de la particule et non pas l'énergie mesurée. Etudions maintenant une autre calibration du *BEMC* basée directement sur les données de *H1*.

#### Calibration du *BEMC* avec les données de *H1*

**Explication de la méthode du pic cinématique** A partir de la figure 4.8, on comprend qu'il existera beaucoup d'événements pour lesquels l'énergie de l'électron

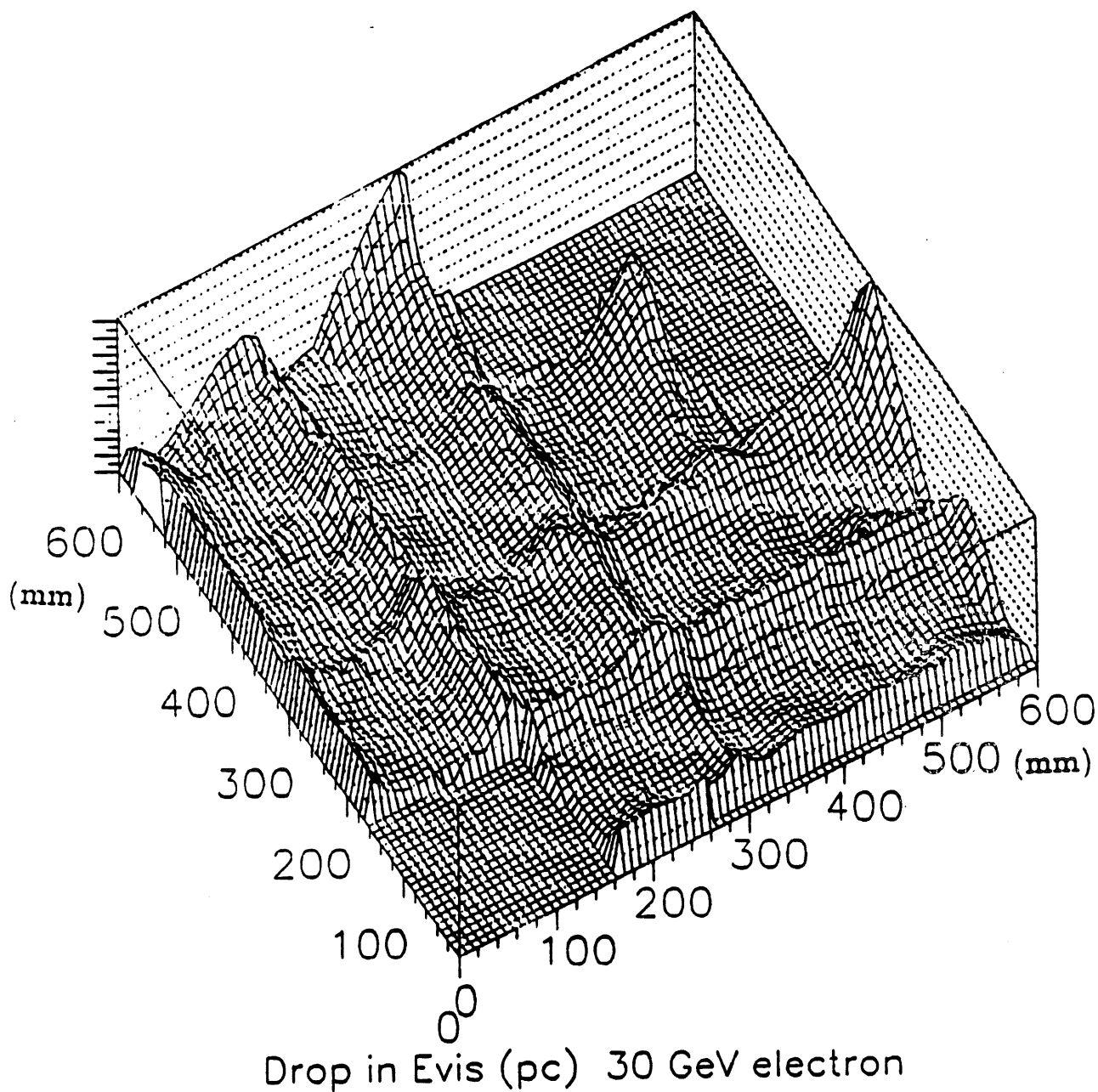


Figure 4.7: *Etude des corrections de crack en utilisant une simulation Monte Carlo des détecteurs avec une énergie de l'électron égale à 30 GeV, la perte d'énergie due aux cracks est donnée en pourcentage et l'espace entre deux tirets correspond à une perte de 2%*

diffusé sera proche de l'énergie du faisceau 26.7 GeV. En effet, les courbes autour de 26.7 GeV sont très espacées à grand  $x$  et bas  $Q^2$ . De plus, on peut estimer en première approximation que la section efficace de diffusion profondément inélastique en courant neutre est uniforme dans le plan ( $\log x, \log Q^2$ ). L'idée très simple est donc d'utiliser ce pic cinématique pour vérifier et au besoin améliorer la calibration du *BEMC*. La difficulté provient de l'interprétation que l'on peut faire si l'on observe un décalage entre 26.7 GeV et les données. S'agit-il d'une mauvaise calibration ou de matériaux morts placés devant le *BEMC*? Pour s'affranchir de ce problème, il faudrait utiliser la méthode des doubles angles quelque soit l'énergie de l'électron diffusé si on fait l'hypothèse que l'énergie absorbée dans le matériau mort est constante en première approximation. Etant donné la faible statistique présente à l'heure actuelle, ceci n'a pas été utilisé. On peut également noter que la position du pic cinématique dépend de l'angle radial  $\theta$  de l'électron diffusé auquel on se place. En effet, sur la figure 4.8, on voit que les courbes à énergie constante et  $E \sim 26.7\text{GeV}$  sont plus resserrées quand  $\theta$  diminue. Il convient donc de calibrer le *BEMC* en utilisant le pic cinématique et en se limitant à un domaine restreint en angle. Cette méthode suppose que l'on sache déterminer le cluster dans le *BEMC* dû à l'électron diffusé.

**Identification de l'électron diffusé** Pour identifier l'électron diffusé, on suppose qu'il s'agit du cluster de plus haute énergie dans le *BEMC*. On peut vérifier cette hypothèse grâce à une simulation Monte Carlo des détecteurs, puisque l'on connaît alors la nature de la particule reconstruite et on peut comparer le cluster dû à la particule la plus énergétique dans le *BEMC* et celui dû à l'électron diffusé. Les différences entre les énergies engendrées et reconstruites pour les clusters de plus haute énergie dépassant 10.4 GeV sont indiquées dans la figure 4.9. On remarque que le nombre d'événements où l'énergie reconstruite est tout à fait différente de l'énergie engendrée est très faible et donc que la particule de plus haute énergie est pratiquement toujours l'électron diffusé. Comme on le verra (Fig. 4.23), il en est de même pour la différence entre l'angle reconstruit et l'angle engendré. On peut également étudier la multiplicité des clusters de plus de 10.4 GeV afin de voir la proportion des cas où il peut y avoir une ambiguïté entre le cluster de plus haute énergie et le cluster dû à l'électron. La multiplicité est comparée entre la simulation Monte Carlo et les données dans le tableau 4.1. On remarque que les cas où au moins deux clusters de plus de 10.4 GeV existent sont marginaux. Notons que la limite inférieure sur l'énergie fixée à 10.4 GeV provient du pavage utilisé pour la détermination de la section efficace, que l'on décrira par la suite et qui ne considérera que des électrons ayant une énergie supérieure à 10 GeV.

**Calibration de l'énergie et résolution du *BEMC* par la méthode du pic cinématique** La méthode des doubles angles a été utilisée pour obtenir une calibration absolue en énergie et une estimation de la résolution du *BEMC*. Le principe est de mesurer les angles de l'électron diffusé et des hadrons produits et d'en déduire l'énergie de l'électron exprimée en fonction de ces deux variables:

$$E(\theta_e, \theta_h) = \frac{E_e(1-y)}{\sin^2 \theta_e/2} \quad (4.11)$$

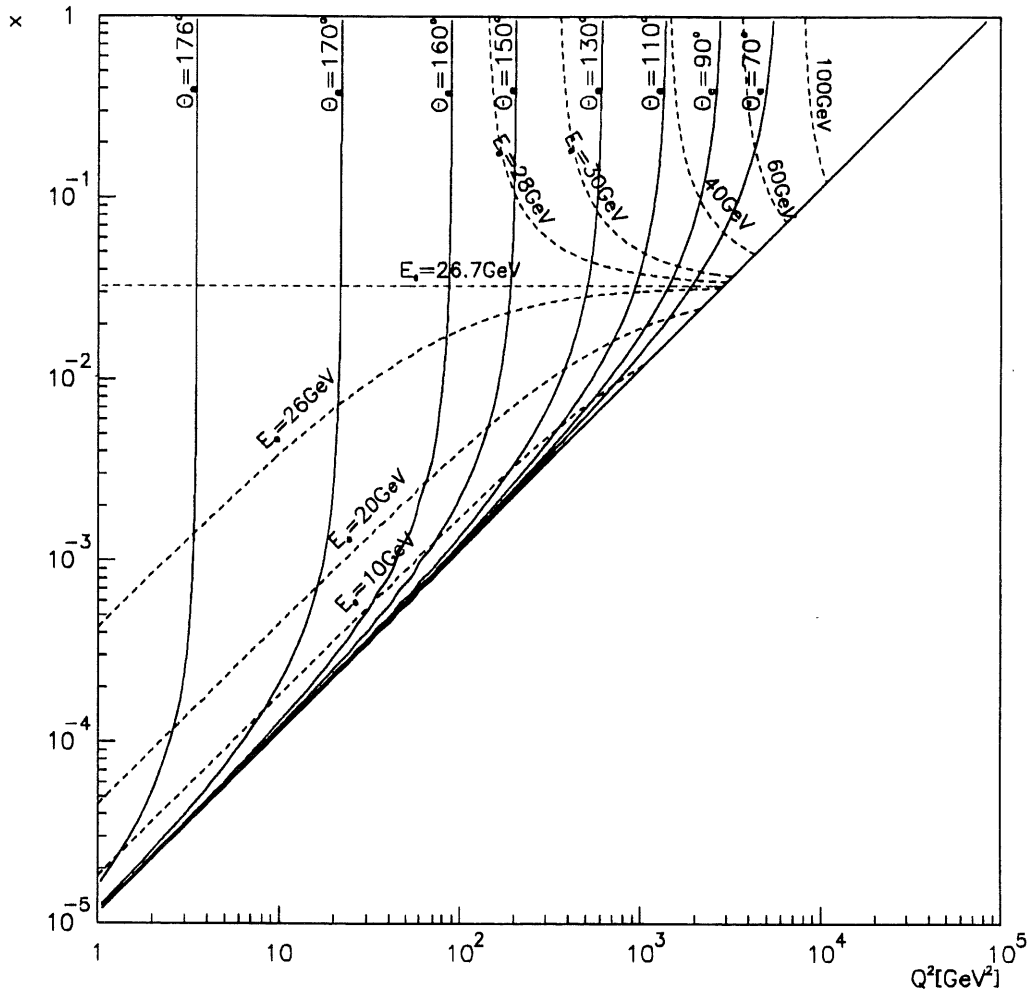


Figure 4.8: Isoénergies dans le plan  $(x, Q^2)$

<i>nombre de clusters</i>	<i>données</i>	<i>%</i>	<i>Monte Carlo</i>	<i>%</i>
1	4103	99.5%	37851	99.8%
2	21	0.5%	88	0.2%
3	1	0%	0	0%
$\geq 4$	0	0%	0	0%

Tableau 4.1: *Multiplicité des clusters ayant une énergie supérieure à 10.4 GeV dans les données et dans la simulation Monte Carlo*

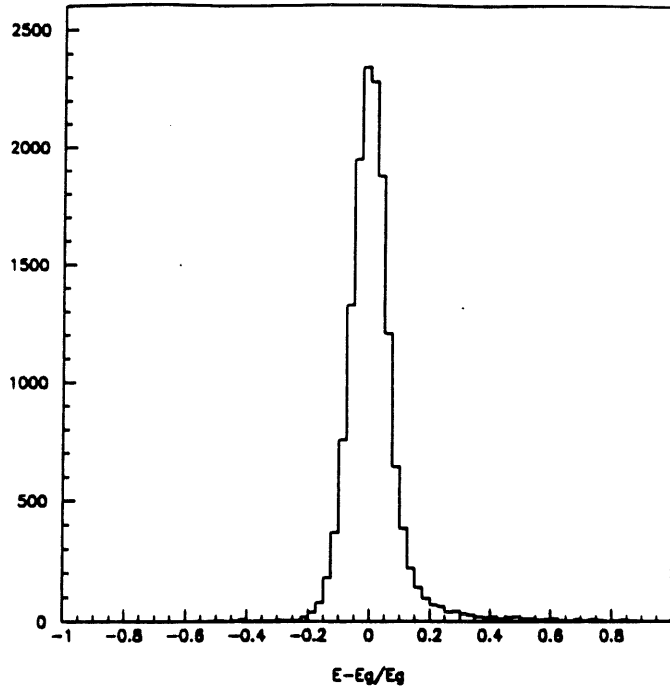


Figure 4.9: Différence en pourcentage entre les énergie reconstruite et engendrée de l'électron diffusé dans le BEMC

avec:

$$1 - y = \frac{\tan \theta_e/2}{\tan \theta_e/2 + \tan \theta_h/2} \quad (4.12)$$

$$\tan \theta_h/2 = \frac{\sum_{h_i} E_{h_i} - P_{zh_i}}{P_{th}} \quad (4.13)$$

avec:

$$P_{ht} = \left[ \left( \sum_{h_i} P_{xh_i} \right)^2 + \left( \sum_{h_i} P_{yh_i} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.14)$$

où  $E_h$ ,  $P_{hz}$ , et  $P_{ht}$  désignent respectivement l'énergie, l'impulsion longitudinale et l'impulsion transverse. La sélection des évènements de diffusion profondément inélastique s'est faite avec les coupures que nous allons détailler dans les paragraphes suivants, et une coupure sur l'angle hadronique ( $\theta_h < 60$  degrés) dans le domaine où il est le mieux mesuré. Ceci correspond cinématiquement à une sélection autour du pic cinématique. On sélectionne alors les évènements dans le pic en exigeant que l'énergie de l'électron diffusé reconstruite à partir de la méthode des doubles angles soit comprise dans l'intervalle suivant [94]:

$$26.2 GeV < E_{el}(\theta_e, \theta_h) < 26.6 GeV \quad (4.15)$$

On fait cette étude à la fois dans les données et dans la simulation Monte Carlo des détecteurs. Sur la figure 4.10, on peut voir l'énergie mesurée  $E_{mes}$  dans le pic cinématique pour la simulation Monte Carlo et sur la figure 4.11 est étudié le même résultat pour les données. La correction de calibration peut alors être estimée en

faisant le rapport entre la position du pic dans la simulation Monte Carlo et dans les données. Les valeurs moyennes obtenues pour l'énergie de l'électron dans le *BEMC* sont les suivantes [94]:

$$\begin{array}{ccc}
 \text{données} & \text{Monte Carlo} & \text{données/Monte Carlo} \\
 27.6 \pm 0.16 & 25.7 \pm 0.01 & 1.07 \pm 0.01
 \end{array} \quad (4.16)$$

Les valeurs moyennes sont différentes des valeurs 26.2 et 26.6 utilisées précédemment car la sélection s'est faite avec la méthode des doubles angles et on compare ici les valeurs moyennes des énergies mesurées dans le *BEMC*. Notons bien que l'énergie utilisée est l'énergie sans aucune correction de matériau mort ou de cracks comme nous l'avons déjà dit. Dans toute la suite de l'analyse, nous appliquerons ce facteur de -7% dans les données. La largeur du pic cinématique dans les données est également plus grande que dans la simulation Monte Carlo, ce qui est certainement dû au matériau mort mal décrit dans la simulation. La valeur du terme qu'il faudrait ajouter dans la simulation Monte Carlo, à la résolution du *BEMC* est [94]:

$$\sqrt{(1.3)^2 - (0.77)^2} = 1.05 \text{ GeV} \quad (4.17)$$

d'après les paramétrisations des figures 4.10 et 4.11, ce qui donne 3.8% à la valeur centrale. Nous corrigerons la résolution du *BEMC* dans la simulation Monte Carlo de  $4\% \pm 2\%$ .

Les corrections ne sont pas encore suffisantes. En effet, nous avons ajusté la simulation Monte Carlo aux données, mais l'énergie obtenue  $E_{mes}$  n'est pas l'énergie de la particule. Il faut tenir compte de l'absorption d'énergie dans les matériaux morts pour obtenir l'énergie réelle de la particule. Malheureusement, à ce stade de l'analyse, il n'existe pas de corrections locales dues aux matériaux morts. En effet, théoriquement, il faudrait utiliser le point d'impact de l'électron dans la chambre *BPC* placée devant le *BEMC*, ainsi que la position du vertex pour faire une correction de matériau mort en fonction du point d'impact et de l'angle d'entrée dans le *BEMC*, afin de déterminer précisément la position en  $x$  et en  $y$  de la particule entrant dans le *BEMC*, ce qui n'existe pas jusqu'à présent. On ne fera donc qu'une correction moyenne de matériau mort, due en particulier aux câbles des détecteurs de traces placés devant le *BEMC*. Pour ce faire, on a comparé, événement par événement, l'énergie engendrée et l'énergie reconstruite par la simulation Monte Carlo. La différence moyenne est de 2.7 %. Le seul inconvénient est de supposer que la simulation est correcte quant aux traitements de ces corrections. On aura donc à faire cette correction à la fois dans la simulation Monte Carlo et dans les données pour obtenir les énergies vraies. En résumé, on a:

$$\begin{array}{l}
 \text{Monte Carlo : Correction sur l'énergie mesurée :} \\
 +2.7\%
 \end{array} \quad (4.18)$$

$$\begin{array}{l}
 \text{Correction sur la résolution :} \\
 +4\% \pm 2\%
 \end{array} \quad (4.19)$$

$$\begin{array}{l}
 \text{Données : Correction sur l'énergie mesurée :} \\
 -7\% + 2.7\% = -4.3\%
 \end{array} \quad (4.20)$$



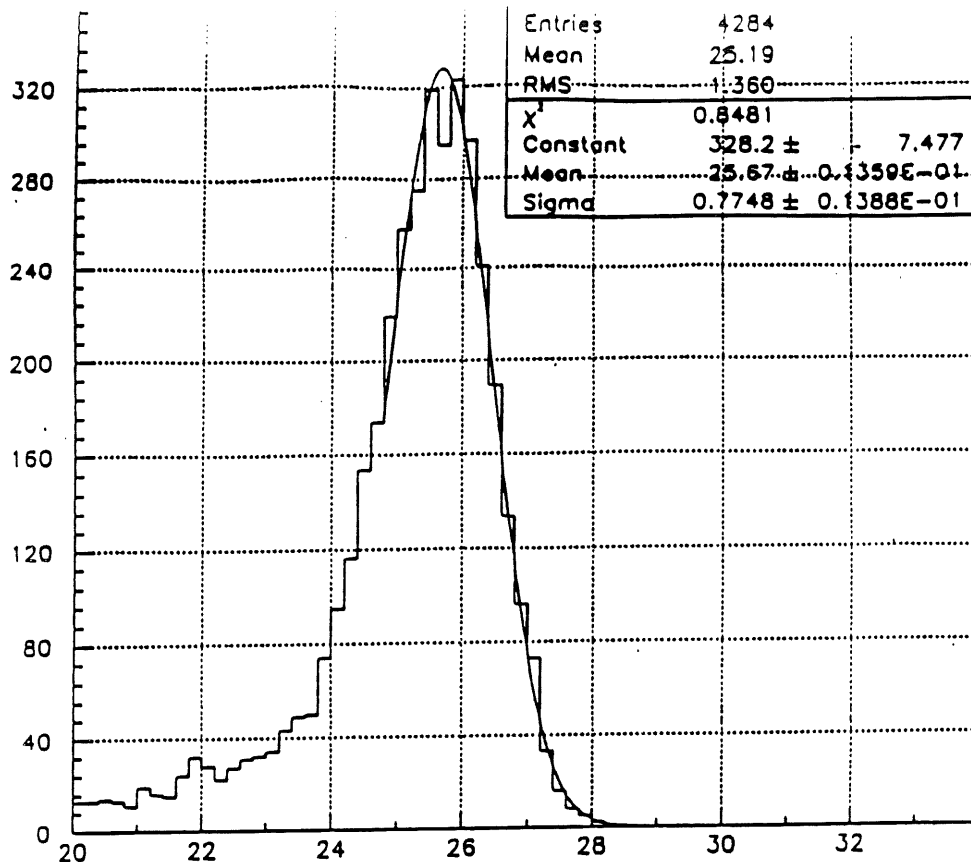


Figure 4.10: Pic cinématique de l'énergie de l'électron (en GeV) mesurée dans le BEMC dans la simulation Monte Carlo

L'erreur que nous allons prendre sur la détermination de l'énergie dans le BEMC correspond à l'erreur sur la correction due au matériau mort ( $2.7\% \pm 0.5\%$ ) et à celle sur la position différente des pics cinématiques dans la simulation Monte Carlo et les données ( $7\% \pm 1\%$ ). Dans le pic cinématique, on a donc pris une erreur sur la mesure de l'énergie dans le BEMC valant 2%, qui inclut donc l'erreur de 1.5% calculée précédemment. Remarquons que cette étude n'est valable que dans le pic cinématique. Les données de test au CERN et à DESY utilisées pour la calibration du BEMC correspondent à des plages en énergie différentes: autour de 4 GeV, ou dans le pic cinématique. Une bonne linéarité de la calibration absolue a été observée entre ces deux domaines distincts, c'est pourquoi nous avons décidé d'appliquer l'erreur de  $\pm 2\%$  sur la mesure de l'énergie de l'électron diffusé dans le BEMC dans tout le domaine cinématique que nous allons étudier.

Nous allons étudier maintenant une autre méthode possible pour calibrer le BEMC.

**Calibration du BEMC avec les événements Compton** Nous allons maintenant décrire brièvement une méthode de calibration du BEMC par les événements Compton [95]. Cette méthode n'est pas très bonne pour les données de 1992 à cause de la faible statistique obtenue ( $22.5 \text{ nb}^{-1}$ ), mais elle est très prometteuse par la suite.

L'idée est d'observer les événements Compton quasi-réels de l'électrodynamique quantique dans les collisions  $ep$  correspondant à la réaction suivante:

$$e + p \rightarrow e + \gamma + X \quad (4.21)$$

où le photon et l'électron produits sont observés. Ces types d'événements sont dominés par l'interaction entre un photon quasi réel, engendré par le proton incident,

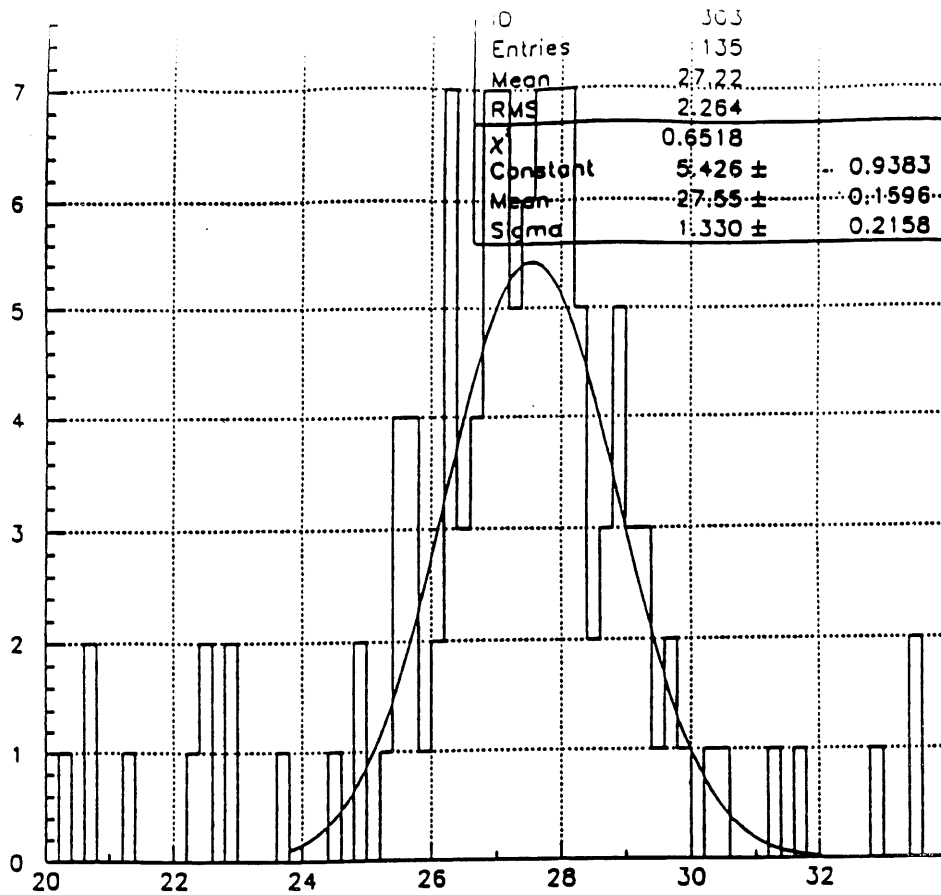


Figure 4.11: Pic cinématique de l'énergie de l'électron mesurée dans le BEMC dans les données

et l'électron. On a donc une diffusion Compton du photon quasi-réel ( $Q^2 \rightarrow 0$ ) sur l'électron incident si on oublie la partie hadronique. Les principales caractéristiques de ces événements sont les suivantes:

- le système hadronique a une impulsion transverse très faible et n'est pas détecté
- le système  $e\gamma$  a une impulsion transverse très faible, une masse invariante  $W$  petite et une énergie du photon très faible

On peut donc détecter ces événements en demandant l'électron diffusé et le photon dans le BEMC symétriques en  $\phi$ , l'angle azimuthal, à cause de la conservation de l'impulsion. La somme des énergies de l'électron et du photon est très voisine de 26.7 GeV par conservation de l'énergie car l'impulsion transverse hadronique est très faible. L'intérêt de cette méthode réside donc dans sa simplicité: il faut étudier les énergies du photon et de l'électron dans l'état final.

Avec la luminosité obtenue par H1 en 1992 ( $22.5 \text{ nb}^{-1}$ ), 24 événements Compton ont été obtenus. La différence entre la simulation Monte Carlo et les données était de  $2 \pm 2 \text{ GeV}$  dans le pic cinématique soit  $7.5\% \pm 7.5\%$ , ce qui est tout à fait compatible avec les résultats précédents. Il faudrait plus de statistique pour que cette méthode très précise soit compétitive.

#### 4.1.2 Mesure des angles dans la BPC

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, il est nécessaire d'utiliser la chambre placée devant le BEMC, la BPC si on veut mesurer le point d'impact de la particule car la position des clusters n'est pas définie assez précisément. Dans ce paragraphe, nous allons décrire comment on peut reconstruire les impacts des particules dans la BPC, et comment on peut obtenir l'angle de l'électron diffusé.

## Reconstruction des impacts dans la *BPC*

Nous avons vu dans le premier chapitre que la *BPC* était constituée de quatre plans de fils placés à 45 degrés l'un de l'autre. Chaque plan est constitué de 312 fils espacés de 2.5 mm.

Notons également que, pendant la période de prises de données de 1992, un demi-plan complet de la *BPC* provenant du plan 4 était inutilisable. Décrivons maintenant l'algorithme utilisé pour reconstruire les points de la *BPC*. Appelons  $d$  la distance entre deux fils adjacents. On cherche des conditions pour que quatre fils touchés aient un point commun. Un fil touché permet de définir une bande de côté  $d$  et de même longueur que le fil dans laquelle la particule a pu passer. On utilise tout d'abord les plans perpendiculaires 0 et 2. On construit un carré de côté  $d$  avec les deux fils touchés, dans lequel pourrait se trouver la particule. On fait de même avec les plans 1 et 3. Il ne reste alors plus qu'à demander que les deux carrés aient une partie commune. Dans le cas où trois fils adjacents ou plus sont touchés, l'algorithme actuel reconstruit plusieurs points voisins dans la *BPC*.

Avec cette méthode, presque tous les coups obtenus peuvent correspondre à des particules car trois fils donnent déjà un point et demander un quatrième fil touché permet d'éviter les coups "fantômes". Cependant, à cause de l'inefficacité d'un des plans de la *BPC*, cette méthode n'a pas pu être utilisée en pratique, et on peut seulement demander que la bande définie par le troisième fil touché ait une intersection non vide avec le premier carré précédemment défini. Dans ce cas, des intersections fortuites peuvent apparaître (fig 4.12). On remarque également sur cette figure qu'un seul fil peut être utilisé dans la reconstruction de plusieurs points dans la *BPC*.

Sur la figure 4.12, on a représenté trois points supposés être de véritables particules, accompagnés de deux points fortuits. Ceci ne se serait pas produit avec une *BPC* totalement efficace.

Etant donné la méthode de reconstruction utilisée, la résolution spatiale de la *BPC* est de l'ordre de grandeur de la distance entre deux fils, soit 2.5 mm quand un seul point est reconstruit. On étudiera dans la suite la méthode choisie dans le cas où plusieurs fils adjacents sont touchés.

Après avoir décrit la reconstruction des points dans la *BPC*, il s'agit maintenant de voir quels points de la *BPC* on va associer aux clusters du *BEMC*.

## Association des détecteurs *BEMC* et *BPC*

Le problème est maintenant de voir quel point reconstruit dans la *BPC* peut être associé avec le cluster du *BEMC* formé par l'électron. On supposera dans ce paragraphe que l'on a su identifier l'électron diffusé dans le *BEMC* pour simplifier et on étudiera la méthode utilisée dans la suite. On peut voir dans la figure 4.13, la multiplicité des points reconstruits dans la *BPC* dans un cercle de rayon  $R = 15$  cm centré autour du cluster de plus grande énergie du *BEMC*. La valeur de 15 cm est assez grande et a été fixée pour perdre le moins possible d'événements de diffusion profondément inélastique. Par la suite, il sera possible de diminuer cette valeur en déterminant de façon plus précise la position des clusters dans le *BEMC* à l'aide des *WLS*. La multiplicité observée des points reconstruits dans la *BPC*,

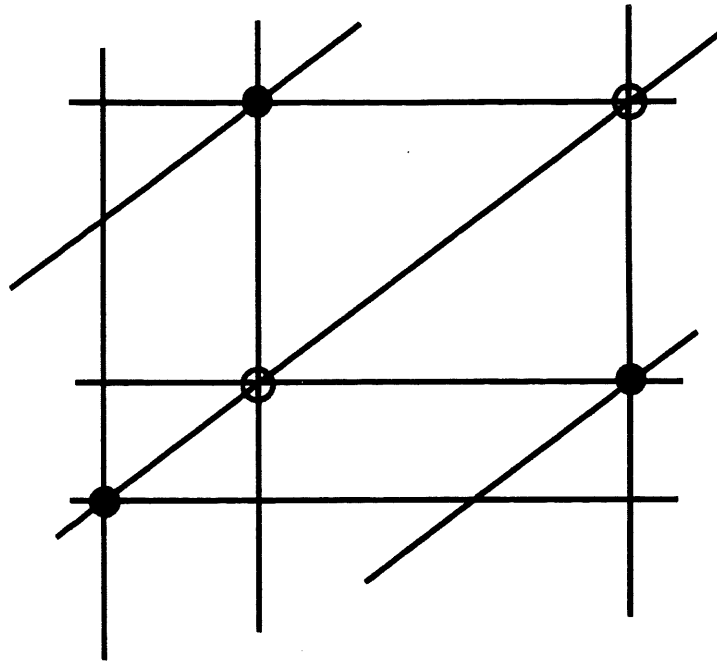


Figure 4.12: Schéma de reconstruction des points dans la BPC - Les points noirs correspondent à des coups réels et les points blancs à des coups fortuits

assez élevée, peut s'expliquer par les points fortuits dont on a déjà parlé, et la possibilité d'interaction de l'électron avec les matériaux morts. Dans ce dernier cas, des photons de Bremsstrahlung peuvent être émis, et se matérialiser en paires  $e^+e^-$ , ce qui contribue au signal dans la BPC.

L'idée la plus simple serait a priori de prendre le point de la BPC le plus proche du cluster du BEMC. Sur la figure 4.14, on peut voir la distance minimale dans les données entre le hit de la BPC le plus proche et le cluster du BEMC. On peut voir que, si on choisit 15 cm, on garde pratiquement tous les événements. Cette première approche favorise un point particulier de la BPC, le point le plus proche du cluster. Une autre idée est de prendre le barycentre des points de la BPC compris dans un disque de rayon 15 cm autour du cluster. Le fait de choisir le barycentre plutôt que le point le plus proche correspond également mieux au mode de reconstruction des points dans la BPC où l'on obtient deux points différents lorsque deux fils adjacents sont touchés, ce qui peut évidemment correspondre à la même particule. Sur la figure 4.15, on peut voir la distribution en coordonnées  $x, y$  du centre de gravité du cluster de plus haute énergie dans le BEMC, et dans la figure 4.16, celle du point de la BPC le plus proche de ce cluster, ou du point moyen défini précédemment. On voit nettement la structure en modules du BEMC sur la figure 4.15. Comme nous l'avons déjà dit, le centre de gravité est simplement le centre d'un module pour les données utilisées dans le cas où le cluster ne se compose que d'un seul module. Dans les autres cas, le centre de gravité du cluster est le barycentre, pondéré par les énergies de chaque module, des centres de chaque module touché. La calibration de tous les WLS permettra d'avoir une détermination plus précise du

centre de gravité. La répartition des points moyens est légèrement plus uniforme que le point le plus proche. C'est le point moyen que nous choisirons dans toute la suite. Le fait que la distribution des hits les plus proches soit légèrement moins uniforme est évidemment dû à la structure en modules du *BEMC*. Il est alors évident que le point moyen reflétera moins cette structure.

Pour pouvoir déterminer la position de l'électron, il faut encore vérifier la position relative en  $z$  de la chambre *BPC* et du calorimètre *BEMC*, le choix du point moyen nous donnant la position en  $x$  et en  $y$ . La vérification de la position de la *BPC* a été faite en utilisant les coups dans la *CJC*. En effet, si l'angle de l'électron n'est pas trop grand, on doit avoir des points à la fois dans la *BPC* et dans les *CJC*. Il faut alors voir si le point dans la *BPC* (pour simplifier, on se place dans le cas où il n'y a qu'un seul point dans la *BPC* dans les 15 cm autour du cluster le plus chaud), est dans le prolongement des points donnés par les *CJC*. On en déduit que la position en  $z$  de la *BPC* est à  $z = -141$  cm dans la simulation Monte Carlo et dans les données.

Il nous reste encore à fixer l'erreur que l'on peut mettre sur la mesure de l'angle de l'électron diffusé. Cette erreur peut être estimée en utilisant des événements ayant des points dans la *CJC* et un point unique dans les 15 cm en comparant les angles définis par les deux chambres. On trouve une erreur correspondant à 5 mrad. On peut reprocher à cette méthode de ne couvrir qu'une partie de la *BPC* car on doit demander des points dans les *CJC*, ce qui revient à faire une coupure sur l'angle de diffusion de l'électron. Une autre méthode utilise une comparaison entre les angles de l'électron diffusé obtenus en utilisant le point moyen de la *BPC* défini précédemment, et le point le plus proche, on peut noter que l'on obtient également une valeur voisine de 6 mrad (fig 4.17). La figure 4.17 a été réalisée en demandant l'existence d'un vertex. Nous verrons en effet dans les paragraphes suivants que la demande d'un vertex reconstruit s'impose si on veut obtenir un angle avec une bonne précision.

Nous allons maintenant détailler le pavage dans le plan  $(x, Q^2)$  utilisé lors de l'analyse utilisant l'électron diffusé, ainsi que la formule permettant de passer du nombre d'événements mesuré à la section efficace de diffusion profondément inélastique.

## 4.2 Pavage - Formule maîtresse

### 4.2.1 Pavage du plan $(x, Q^2)$

Le pavage régulier du domaine cinématique couvert par *H1* le plus simple est évidemment en  $(\log x, \log Q^2)$  car il faut de toute façon donner le résultat final sur les fonctions de structure dans ces variables. Ce pavage possède l'inconvénient d'avoir une acceptation non constante. Les événements migrent de la région où  $x$  est grand vers le domaine où  $x$  est plus petit à cause de la résolution des détecteurs. C'est pourquoi on a choisi, dans le cadre de notre analyse utilisant l'électron diffusé, un pavage régulier qui suit les acceptances et les résolutions des détecteurs concernés.

On a vu dans le paragraphe précédent que la résolution du *BEMC* était propor-

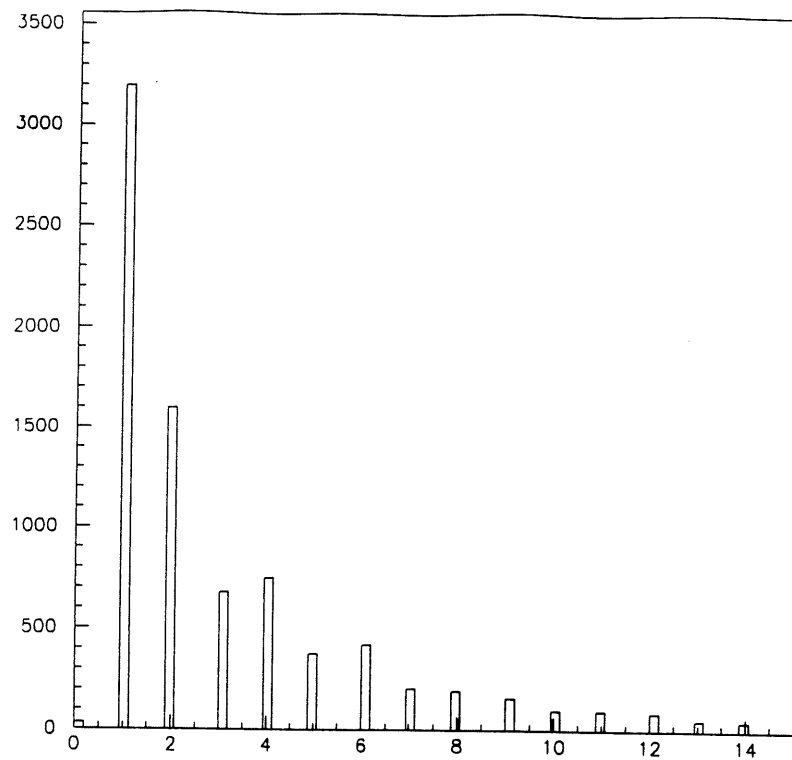


Figure 4.13: *Multiplicité des points reconstruits dans la BPC*

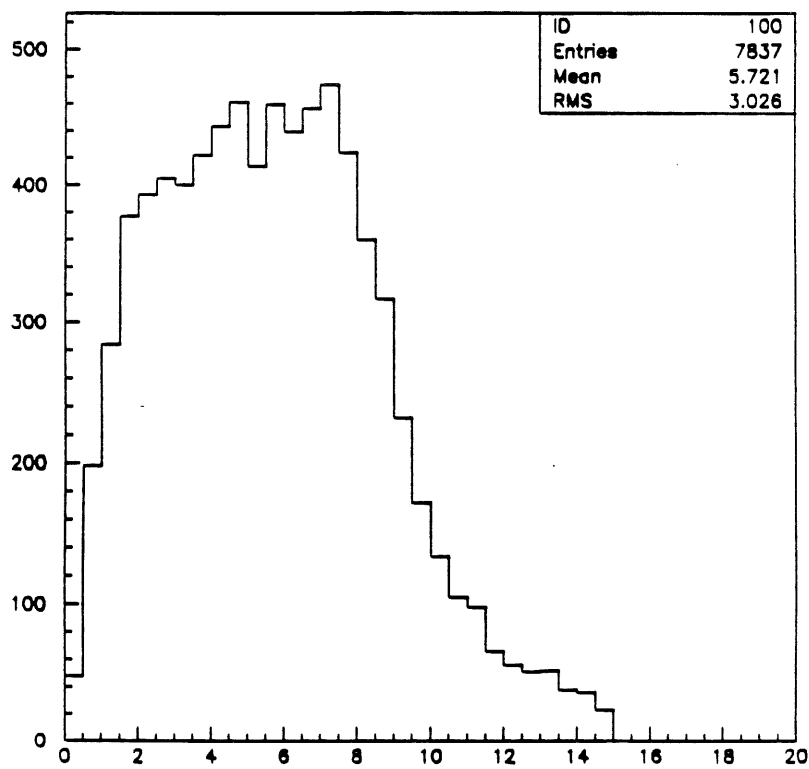


Figure 4.14: *Distance minimale en cm entre le cluster le plus énergétique du BEMC et le point reconstruit le plus proche de la BPC*

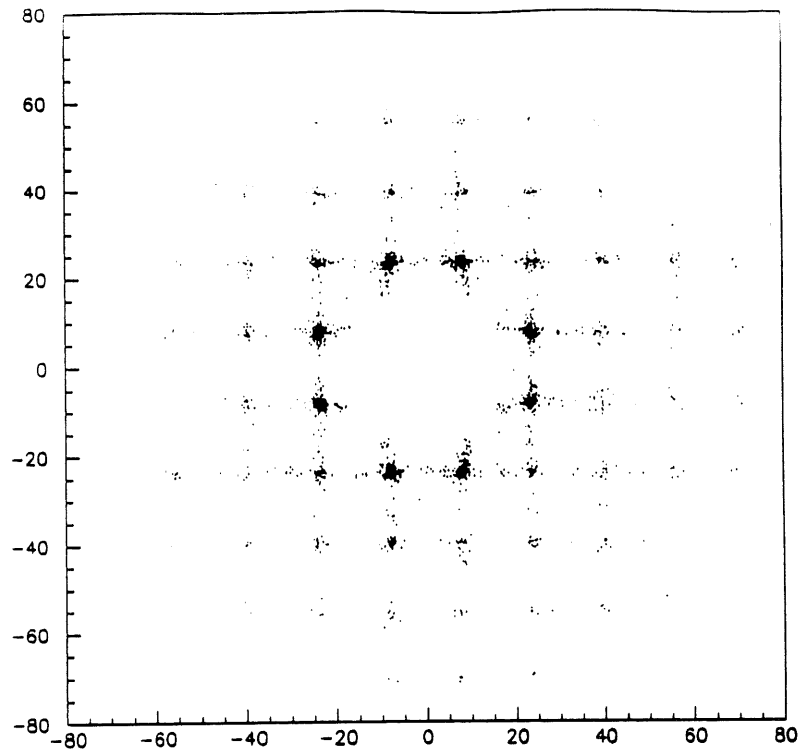


Figure 4.15: *Distribution en  $x, y$  des centres des clusters de plus haute énergie dans le  $BEMC$*

tionnelle à  $\sqrt{E}$  à une constante près puisque le terme  $c_0$  de la formule 4.10 est petit. Le principe est donc d'avoir un pavage régulier dans le plan  $(\sqrt{E}, \theta)$ , ce qui suit à la fois la résolution du  $BEMC$  et l'acceptance angulaire des détecteurs  $BEMC$  et  $BPC$ . Le pavage effectivement utilisé doit répondre ensuite à deux impératifs: les cellules ne doivent pas avoir une taille trop faible afin d'obtenir une statistique suffisante et on veut avoir des cellules plus fines à bas  $x$  dans le domaine où les fonctions de structure sont inconnues. On veut également ne garder que les modules quadratiques du  $BEMC$  car les modules triangulaires et trapézoïdaux sont encore imparfaitement calibrés. Afin de répondre à ces exigences, il a été choisi de prendre 3 cellules en  $\theta$ :

$$\theta \text{ (en degrés)} : 157.5 - 162.5 - 167.5 - 172.5 \quad (4.22)$$

entièrement contenues dans le  $BEMC$  et 8 cellules en énergie:

$$E \text{ (en GeV)} : \begin{array}{l} 10.4 - 12.2 - 14.0 - 16.0 - 18.2 - 20.4 - \\ 22.9 - 25.3 - 28.1 \end{array} \quad (4.23)$$

Comme on cherche à avoir une première mesure de la fonction de structure  $F_2$  à très bas  $x$ , il a donc été choisi de se limiter cinématiquement à un électron diffusé dans le  $BEMC$  en supprimant les modules non quadratiques encore imparfaitement calibrés. On pourra avec plus de luminosité calculer  $F_2$  également à grand  $Q^2$  quand l'électron diffusé arrive dans les calorimètres à argon liquide. On peut également espérer que plus de statistique permettra en particulier de calibrer les modules triangulaires, ce qui permettrait de descendre à des valeurs de  $x$  plus petites. Mais ce n'est pas facile car une partie de l'énergie part souvent dans le tube faisceau quand le cluster est centré dans les modules triangulaires. On peut également noter que

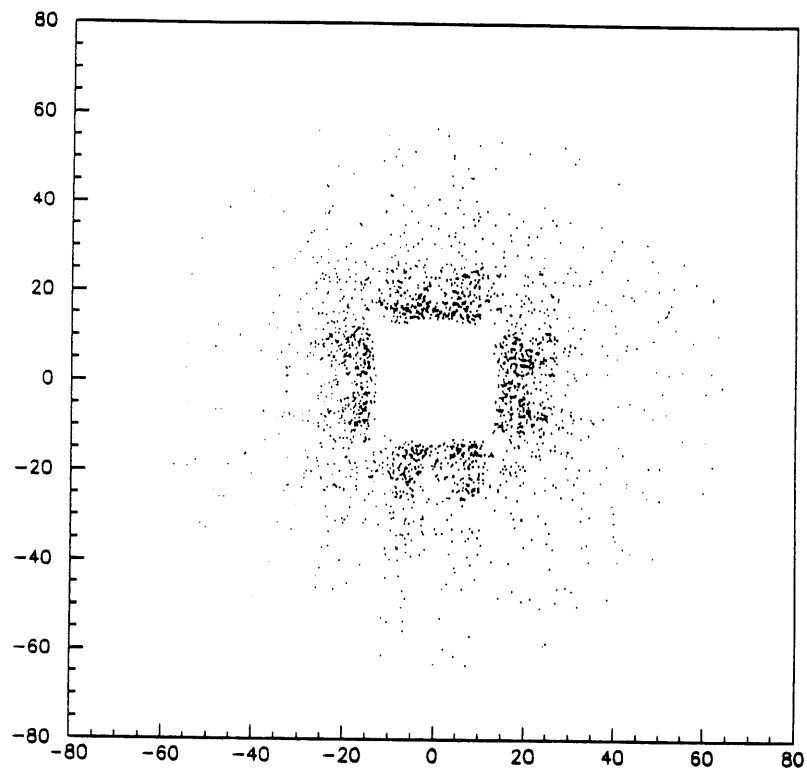
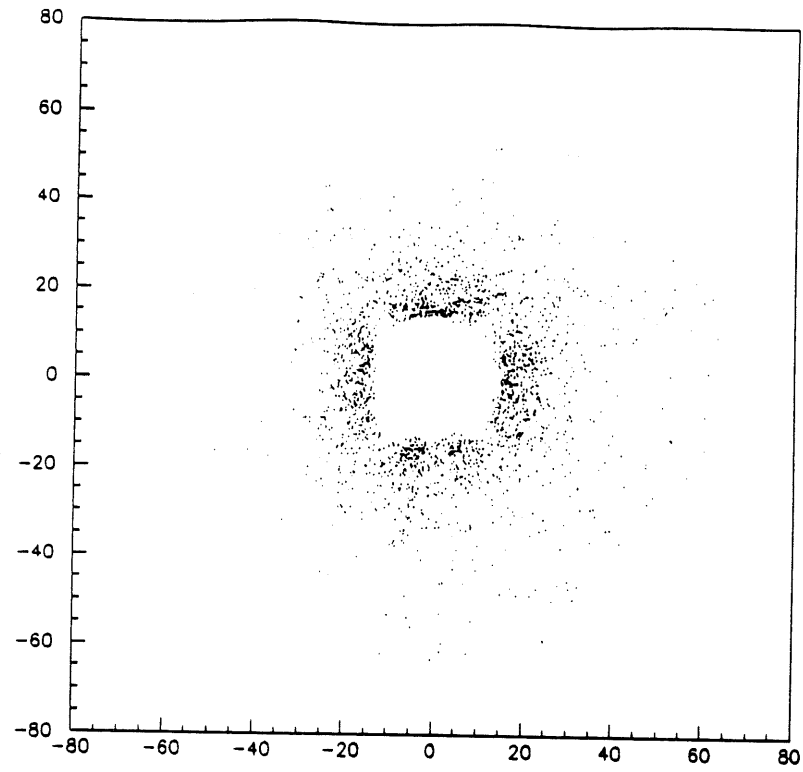


Figure 4.16: *Distributions en  $x, y$  des points moyens (en haut) et plus proches (en bas) reconstruits dans la BPC (cf texte)*



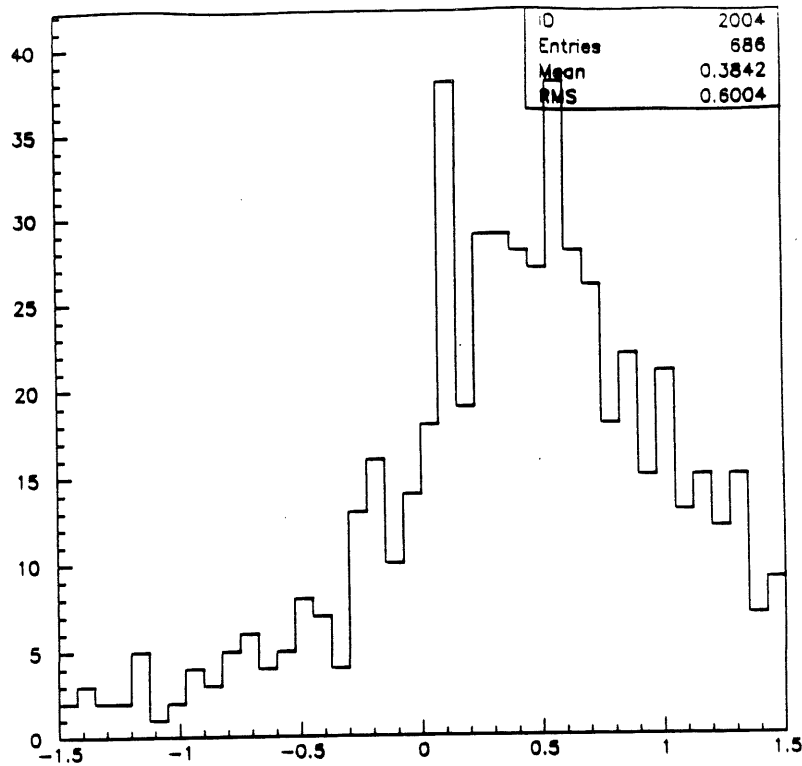


Figure 4.17: Différence en degrés entre les angles obtenus avec le point moyen ou le point le plus proche dans la BPC - La valeur moyenne est voisine de 0.38 degrés ou 6 mrad

l'on ne descend pas très bas en énergie pour l'instant. Comme on le verra dans la suite, ceci est dû à la contamination de la photoproduction importante à basse énergie et encore mal maîtrisée dans ce domaine. La taille des cellules est également assez grande à cause de la faible statistique obtenue jusqu'à présent. Le pavage choisi correspond donc à un compromis entre la statistique, la volonté de descendre à des valeurs de  $x$  petites, et la contamination due à la photoproduction encore mal maîtrisée. On peut voir les cellules obtenues dans le plan  $(\log x, \log Q^2)$  sur la figure 4.18. On peut noter que la taille des cellules diminue quand on se rapproche de la limite cinématique  $y = 1$ . Les lignes isoangles nous permettent également de noter que les cellules proches de  $y = 1$  permettent de descendre à des valeurs de  $x$  très faibles.

Après avoir expliqué le pavage régulier du plan cinématique en  $(\sqrt{E}, \theta)$ , nous allons voir maintenant comment on pourra passer du nombre d'événements mesuré dans une cellule en  $(\sqrt{E}, \theta)$  à la section efficace différentielle.

#### 4.2.2 Formule maîtresse

Commençons par donner la formule que nous utiliserons pour calculer la section efficace Born que nous avons définie dans le chapitre 3. Nous expliquerons ensuite chaque terme et nous étudierons les hypothèses sous-jacentes.

$$\begin{aligned}
 \left( \frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{Born} &= \frac{N_{obs} - N_{\gamma p} - N_{back.}}{\mathcal{L}(1 - DT)} \frac{1}{\epsilon_{eff}} \frac{1}{\epsilon_{acc}} \frac{BC}{S} - \left( \frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{rad} \\
 &= \left( \frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{Rad+Born} - \left( \frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{Rad}
 \end{aligned} \tag{4.24}$$

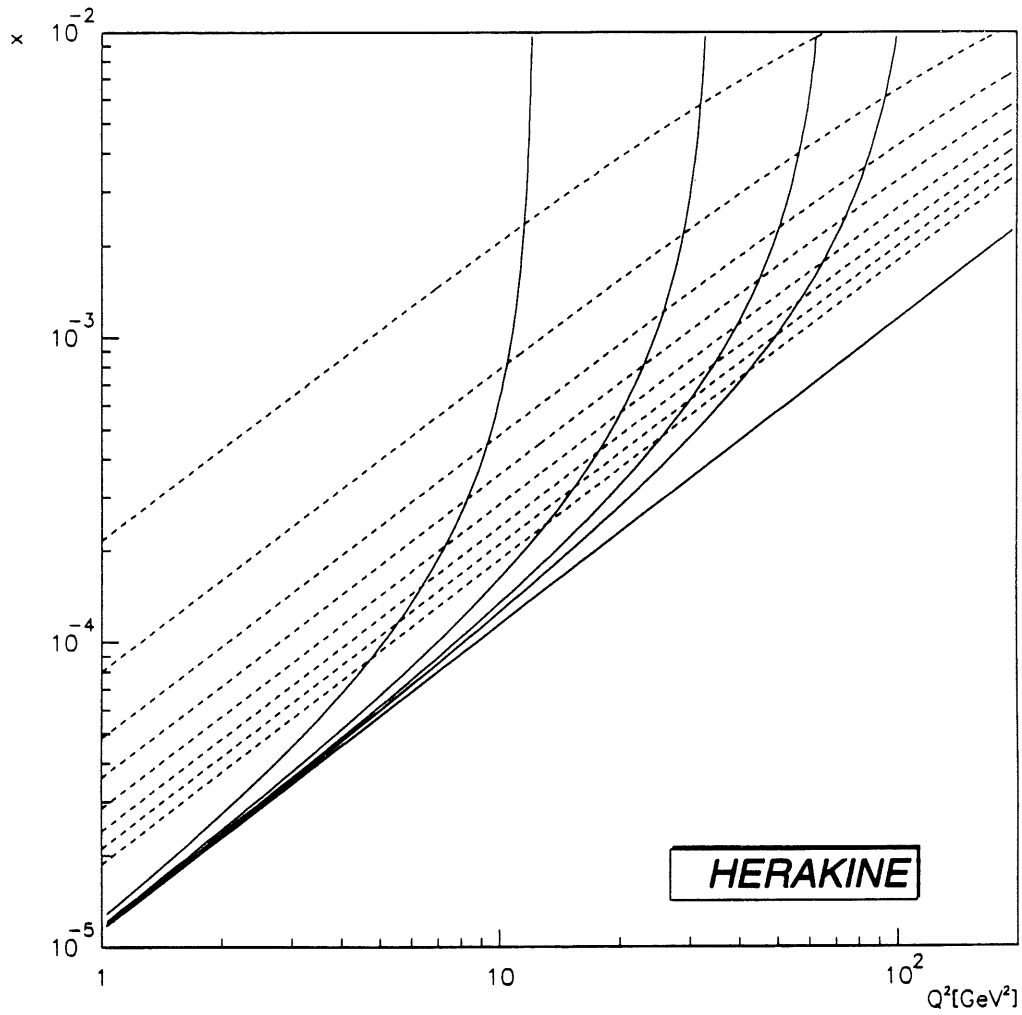


Figure 4.18: *Pavage dans le plan  $(x, Q^2)$  - Les lignes droites correspondent aux isoénergies des cellules utilisées et les courbes aux isoangles*

où  $\mathcal{L}(1 - DT)$  désigne la luminosité corrigée du temps mort des détecteurs. Nous reviendrons plus loin sur ces deux quantités. La deuxième équation est tout à fait simple: pour obtenir la section efficace Born, il faut soustraire les corrections radiatives car on mesure une section efficace totale. Nous reviendrons par la suite sur la façon dont sont calculées ces corrections radiatives, mais on peut dire dès maintenant qu'elles sont obtenues par une simulation Monte Carlo.

Le deuxième problème est de passer d'un nombre d'événements à une section efficace. En effet, une section efficace est mesurée en un point  $(x_c, y_c)$ , alors qu'un nombre d'événements est une quantité intégrée sur une cellule. La formule suivante est une tautologie mais permet de comprendre en détails ce qui a été fait:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dxdy}(x_c, y_c) &= \left[ \frac{\frac{d^2\sigma}{dxdy}(x_c, y_c)}{\frac{\int \int \frac{d^2\sigma}{dxdy} dxdy}{\int \int dxdy}} \right]_{MC} \frac{\int \int \frac{d^2\sigma}{dxdy} dxdy}{\int \int dxdy} \\ &= \frac{N_{DIS}}{S} BC \end{aligned} \quad (4.25)$$

où  $BC$  et  $S$  désignent respectivement les corrections de centre de cellule et la surface d'une cellule. Les corrections de centre de cellule seront calculées en utilisant différentes paramétrisations de fonctions de structure. Ces corrections sont très liées à la pente des sections efficaces car elles correspondent à une valeur en un point divisée par l'intégrale de la section efficace sur la cellule. Il reste à déterminer les valeurs de centre de cellule  $(x_c, y_c)$  pour lesquelles on va évaluer la section efficace. On pourrait choisir  $(x_c, y_c)$  en demandant que ces points minimisent les corrections de centre de cellule, donc les corrections calculées avec des paramétrisations et pas avec les données. Cependant, le domaine où la section efficace varie le plus est à bas  $x$ , et le pavage est suffisamment fin pour pouvoir choisir le centre de cellule en  $(\sqrt{E}, \theta)$ . Il y aura peu de différences entre ce point et le point minimisant les corrections de centre de cellule. Egalement, à grand  $x$ , les cellules ont une taille assez grande, mais la pente des fonctions de structure  $y$  est faible et l'erreur ne sera pas très importante si l'on prend le centre de cellule en  $(\sqrt{E}, \theta)$ . On donne dans le tableau 4.2 les valeurs de  $x$ ,  $y$  et  $Q^2$  pour les différentes cellules choisies dans le pavage  $(\sqrt{E}, \theta)$ .

Il reste enfin à calculer le terme  $N_{DIS}$  de la formule 4.25 désignant le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique.

Toute la difficulté provient du fait que le nombre d'événements observés  $N_{obs}$  n'est en aucun cas égal au nombre d'événements  $N_{DIS}$ . En effet, conformément à la formule 4.24, il faut soustraire le nombre d'événements de photoproduction  $N_{\gamma p}$ , ainsi que le nombre d'événements de bruit de fond autre que la photoproduction. Il faut en effet tenir compte des événements où le faisceau de protons interagit avec le gaz restant dans le tube à vide ou avec les parois de ce même tube. Pour supprimer le plus possible d'événements de bruit de fond, on introduira des coupures que l'on détaillera dans les paragraphes suivants. Ces coupures suppriment également une partie des événements de diffusion profondément inélastique et il faut estimer combien d'événements sont perdus si on veut estimer correctement la section efficace.

$\theta$	$E$	$\theta_c$	$E_c$	$x_c \cdot 10^4$	$y_c$	$Q_c^2$
157.5-162.5	10.4-12.2	160.	11.3	7.03	0.59	36.33
157.5-162.5	12.2-14.0	160.	13.1	9.17	0.52	42.13
157.5-162.5	14.0-16.0	160.	15.0	12.15	0.45	48.37
157.5-162.5	16.0-18.2	160.	17.1	16.57	0.38	55.03
157.5-162.5	18.2-20.4	160.	19.3	23.70	0.30	62.13
157.5-162.5	20.4-22.9	160.	21.6	37.09	0.21	69.65
157.5-162.5	22.9-25.3	160.	24.1	71.05	0.12	77.60
157.5-162.5	25.3-28.1	160.	26.7	325.61	0.03	85.99
162.5-167.5	10.4-12.2	165.	11.3	4.01	0.58	20.53
162.5-167.5	12.2-14.0	165.	13.1	5.24	0.52	23.81
162.5-167.5	14.0-16.0	165.	15.0	6.98	0.45	27.33
162.5-167.5	16.0-18.2	165.	17.1	9.57	0.37	31.09
162.5-167.5	18.2-20.4	165.	19.3	13.83	0.29	35.10
162.5-167.5	20.4-22.9	165.	21.6	22.05	0.20	39.35
162.5-167.5	22.9-25.3	165.	24.1	44.36	0.11	43.85
162.5-167.5	25.3-28.1	165.	26.7	325.61	0.02	48.58
167.5-172.5	10.4-12.2	170.	11.3	1.80	0.58	9.15
167.5-172.5	12.2-14.0	170.	13.1	2.36	0.51	10.61
167.5-172.5	14.0-16.0	170.	15.0	3.15	0.44	12.18
167.5-172.5	16.0-18.2	170.	17.1	4.34	0.36	13.86
167.5-172.5	18.2-20.4	170.	19.3	6.32	0.28	15.65
167.5-172.5	20.4-22.9	170.	21.6	10.21	0.20	17.55
167.5-172.5	22.9-25.3	170.	24.1	21.39	0.10	19.55
167.5-172.5	25.3-28.1	170.	26.7	325.61	0.01	21.66

Tableau 4.2: Valeurs de  $x$ ,  $y$ ,  $Q^2$  pour les différentes cellules

C'est le terme  $\epsilon_{eff}$  qui donne les efficacités dans la formule 4.24:

$$\epsilon_{eff} = \frac{\text{nombre d'événements DIS après coupures}}{\text{nombre d'événements DIS total}} \quad (4.26)$$

On a vu dans le chapitre précédent qu'il faut également tenir compte des effets d'acceptance. Les résolutions des détecteurs conduisent à une migration des événements en particulier des événements du pic cinématique, à grande énergie vers le domaine à basse énergie. Nous détaillerons ces effets dans la suite. Dans la formule 4.24,  $\epsilon_{acc}$  désigne les effets d'acceptance:

$$\epsilon_{acc} = \frac{\text{nombre d'événements DIS détectés}}{\text{nombre d'événements DIS réel}} \quad (4.27)$$

Le terme  $\epsilon_{acc}$  permet alors d'obtenir le nombre réel d'événements de diffusion profondément inélastique. On peut déjà noter que le fait de factoriser les termes d'acceptance et d'efficacité est une hypothèse car on factorise les effets des coupures et les effets de migration. Nous devons analyser et justifier cette hypothèse par la suite.

Après avoir expliqué la méthode utilisée pour obtenir la section efficace différentielle Born de diffusion profondément inélastique, nous allons étudier chaque étape en détails en commençant par analyser les différentes coupures utilisées.

## 4.3 Etude des coupures

Le but des différentes coupures sera évidemment de couper le plus de bruit de fond possible (les interactions entre le faisceau et le tube du faisceau, le gaz restant dans le tube, et la photoproduction) sans supprimer trop d'événements de diffusion profondément inélastique. Nous allons commencer par décrire la sélection de base utilisée, commune aux analyses avec l'électron seul ou avec l'électron et les hadrons (méthode combinée) puis nous mettrons l'accent sur les coupures que nous avons ajoutées.

### 4.3.1 La sélection de base

Le principe de base de cette sélection est de ne pas être trop exigeante, afin de sauvegarder la plupart des événements de diffusion profondément inélastique. Il s'agit donc d'une présélection permettant de sauvegarder les données nous intéressant sur disque, appelées *miniDST*, car il est impossible de travailler directement sur les données brutes de *H1* à cause du trop grand nombre d'événements enregistrés. Il existe également des coupures que nous ne ferons que mentionner dans ce paragraphe car les coupures ajoutées par la suite reprennent la même idée tout en étant plus strictes, et nous discuterons donc les deux coupures en même temps dans les paragraphes suivants [96].

On commence par une coupure sur le détecteur *TOF*. Comme on l'a vu dans le premier chapitre, le *TOF* est un détecteur de temps de vol constitué de 16 et 8 cellules. On demande que le *TOF* ne donne aucune réponse ou qu'il y ait au moins une cellule en temps avec l'interaction *ep* avec moins de deux cellules hors temps.

Nous reviendrons sur cette coupure dans un paragraphe suivant car nous ferons une coupure plus exigeante sur le *TOF* dans la suite.

On sélectionne ensuite les événements en utilisant les détecteurs *BEMC* et *BPC* en demandant un cluster d'énergie supérieure à 6 *GeV* et la présence d'un point dans la *BPC* dans les 15 *cm* autour du centre de gravité du cluster de plus grande énergie. On a déjà vu que cette coupure était nécessaire pour la détermination de l'angle. On évite les modules triangulaires du *BEMC* en demandant que le centre de gravité du cluster de plus grande énergie ait en valeur absolue une abscisse et une ordonnée supérieure à 16 *cm*, ce qui correspond à la taille d'un module du *BEMC*. La coupure sur l'énergie du cluster n'est pas exigeante étant donné le pavage donné dans le paragraphe précédent. Éviter les modules triangulaires est indispensable cause de leur calibration imparfaite.

On demande enfin soit un vertex soit la présence dans le *BEMC* d'un cluster d'énergie comprise entre 22 et 32 *GeV* afin de garder les événements du pic cinématique. Nous discuterons évidemment la coupure très importante sur le vertex dans la suite.

Cette sélection nous servira de point de départ. Les courbes 4.19 et 4.20 montrent l'effet des coupures que nous allons détailler maintenant à partir de cette sélection de départ. On peut voir sur la figure 4.21, la courbe donnant l'énergie des différents événements après ces coupures. On note la forte montée à basse énergie indiquant la présence d'événements de bruit de fond ou de photoproduction.

### 4.3.2 Coupure sur le déclenchement du *BEMC* (*CL2*)

Le but du déclenchement *CL2* est de définir une reconnaissance grossière des clusters et de demander un seuil sur la somme en énergie par cluster. Les signaux analogiques provenant des *WLS* (wavelengthshifters) sont tout d'abord ajoutés par module. Les modules voisins sont alors associés et l'événement passe le déclenchement *CL2* si le cluster a une énergie plus grande que 6 *GeV* en moyenne. Les seuils de déclenchement n'ont en effet pas toujours été les mêmes pendant toute la période de prise de données. *CL2* n'était qu'un sous-déclenchement et était par exemple combiné avec l'élément de déclenchement dû au *TOF* comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. Les événements présents dans notre échantillon peuvent a priori avoir été déclenchés par *CL2*, mais aussi par l'existence d'un vertex ou la présence d'énergie hadronique dans les calorimètres à argon liquide... Nous avons décidé de demander que l'événement ait le "bit" de déclenchement *CL2*. Ceci ne signifie pas que l'événement ait été enregistré à cause de *CL2* puisque *CL2* est combiné à d'autres sous-déclenchements, mais que le bit *CL2* est présent. Étant donné que notre première cellule en énergie commence à 10.4 *GeV*, on peut penser que cette coupure ne sera pas très exigeante. Sur la figure 4.22, on donne l'efficacité de la présence du bit *CL2* en fonction de l'énergie du cluster le plus énergétique dans le *BEMC*. On remarque que le bit *CL2* est toujours présent si on se place à une énergie supérieure à 10.4 *GeV*. Il faut bien distinguer les effets dus à notre coupure sur le bit *CL2* et ceux dus au déclenchement des événements.

Dans le tableau 4.3, on donne l'évolution du nombre d'événements total dans l'ensemble des cellules en  $(\sqrt{E}, \theta)$  pour lesquelles on calculera la section efficace et on note le faible effet de cette coupure.

### 4.3.3 Coupure sur la réponse du détecteur de temps de vol (*TOF*)

On a vu dans le chapitre 1 que le *TOF* était un détecteur de temps de vol situé derrière le *BEMC*. Il envoie trois bits de signal de déclenchement: le deuxième est un bit de bruit de fond qui indique si l'événement est en temps avec le faisceau de protons ou non. La fenêtre d'interaction commence 1.5 ns après la fin de celle de bruit de fond et sert à détecter les événements provenant du point d'interaction. Le bit d'interaction est le troisième bit donné par le *TOF*. Le premier bit est un bit global qui est un *ou* logique entre les deux bits précédents et qui couvre une période en temps de 92 ns. Le *TOF* est constitué de deux plans ayant respectivement 8 et 16 cellules. Chaque cellule envoie donc les trois bits de déclenchement. Le principe du détecteur de temps de vol *TOF* est décrit dans la figure 4.23: on voit que les événements où le faisceau de protons interagit avec les parois du *BEMC* ne seront pas en temps avec l'interaction *ep* qui se produit autour de  $z = 0$ . Dans un premier temps, comme on l'a dit, on demande au moins une cellule positive (bit 101) avec moins de deux cellules négatives (bit 110) ou un *TOF* ne donnant aucune réponse. En effet, il arrive que le *TOF* ne donne aucune information lorsque la particule est absorbée dans le *BEMC* (rappelons que le *TOF* est situé derrière le *BEMC*). On ajoute une coupure sur la correspondance entre la réponse du *TOF* et le cluster le plus énergétique identifié à l'électron. On demande que le module le plus chaud du cluster le plus énergétique du *BEMC* ne soit pas en correspondance avec un signal de bruit de fond du *TOF* (110). Cette coupure est évidemment très utile pour supprimer une partie du bruit de fond car la plus grande part des événements de bruit de fond provient d'interactions entre le faisceau et les parois du tube à vide ou le gaz restant dans ce tube. Ces interactions n'ont aucune raison d'être dans la fenêtre d'interaction, mais sont réparties sur les fenêtres d'interaction et de bruit de fond. Il est à noter que ceci n'est pas valable en particulier pour les particules de faible énergie où le *TOF* ne délivre aucun signal. Dans ce cas, du bruit de fond peut rester après la coupure, d'autant plus que leur taux est très important. Le taux attendu d'interaction entre le faisceau et le matériau mort est de 40 kHz, et celui entre le faisceau et le gaz résiduel est de 70 kHz, alors que celui de diffusion profondément inélastique leur est inférieur de cinq ordres de grandeur (entre 0.1 et 1 Hz). On comprend que cette coupure ne suffira pas à annuler le bruit de fond. De plus, les événements de photoproduction sont des événements physiques venant polluer notre échantillon et ne sont pas plus affectés que les événements de diffusion profondément inélastique par cette coupure. D'autre part, il n'est pas possible de rejeter tout le bruit de fond possible et de garder simultanément toutes les interactions physiques à cause de la résolution du *TOF*. Par exemple, les événements où les particules arrivent trop tôt avant la fin de la fenêtre de bruit de fond seront rejetés. Nous en discuterons lorsque nous calculerons l'efficacité de cette coupure.

Sur la figure 4.19, on voit l'énergie des événements obtenus après la coupure sur la correspondance entre le *BEMC* et le *TOF*. Si on ne considère que les événements dans notre pavage, on obtient une diminution de 3.1 % par rapport à l'échantillon de départ (tableau 4.3).

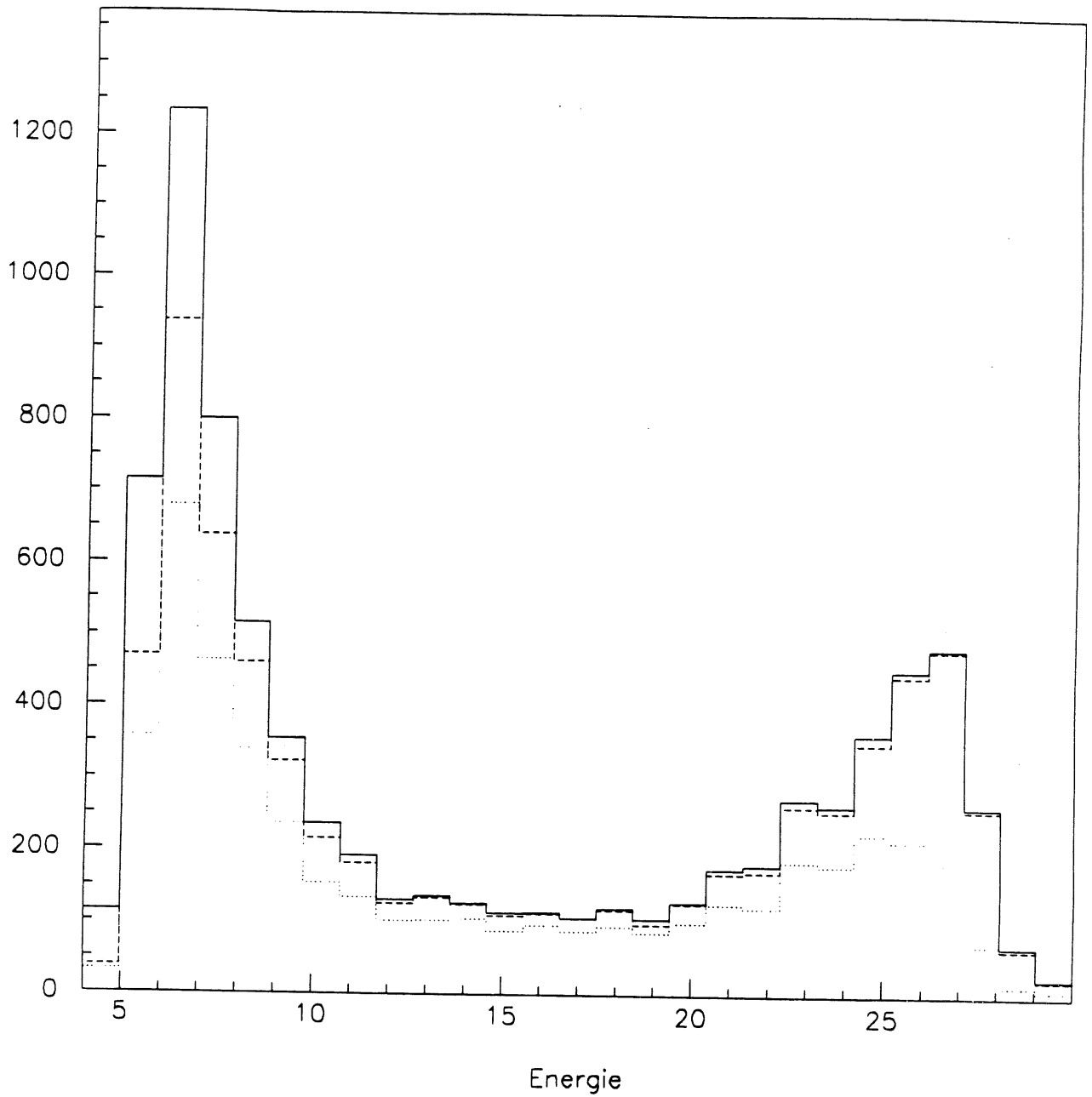


Figure 4.19: Evolution de l'énergie en GeV de l'électron diffusé en fonction des coupures successives suivantes: sélection de base (trait continu), +CL2 + TOF (tirets), +vertex + traces (traits pointillés)



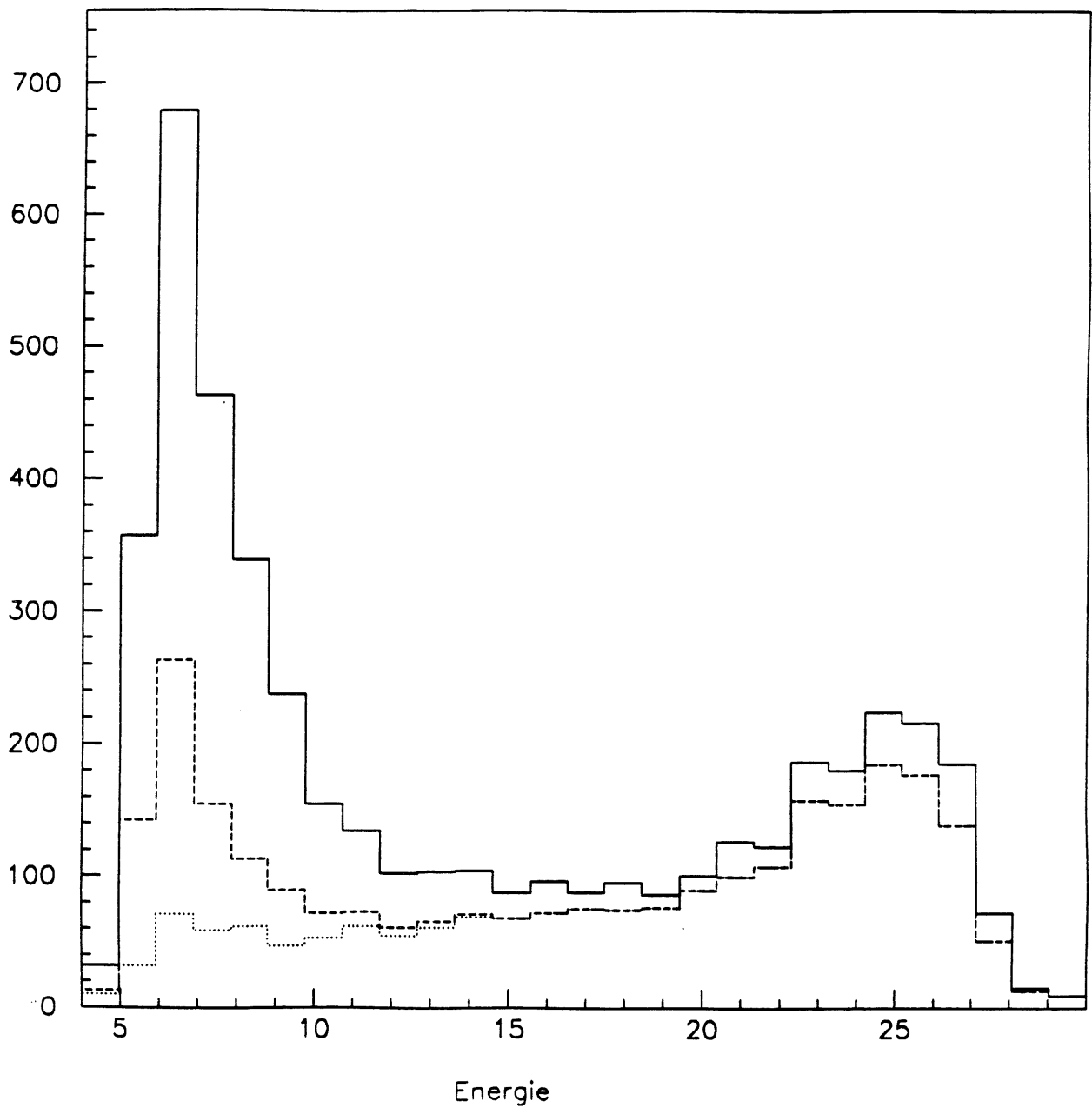


Figure 4.20: Evolution de l'énergie en GeV de l'électron diffusé en fonction des coupures successives suivantes: sélection de base +CL2 +TOF +vertex +traces (trait continu), +EBDI (tirets), +E -  $p_z$  (traits pointillés)

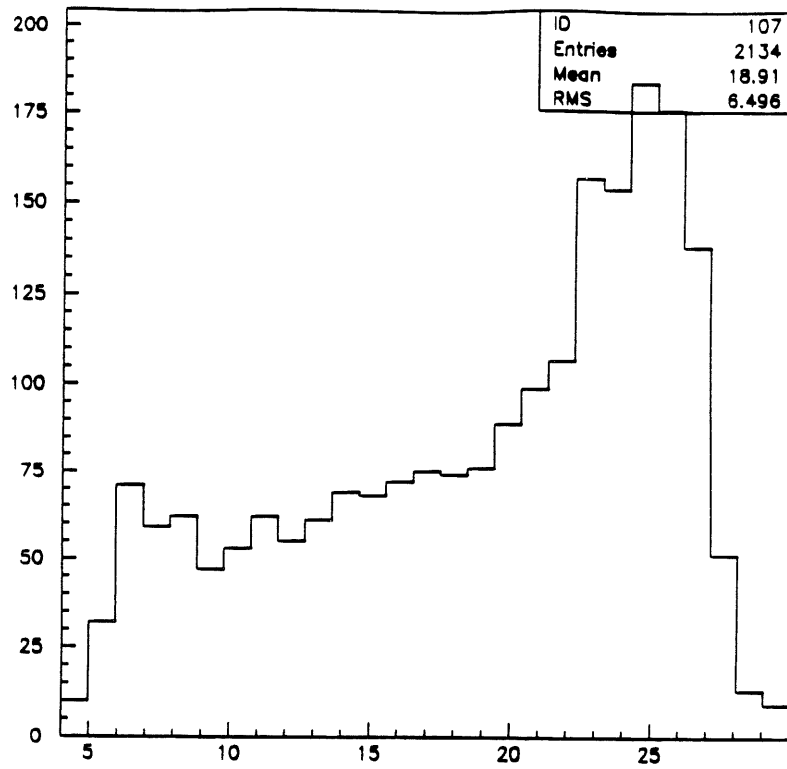


Figure 4.21: *Energie en GeV de l'électron diffusé après toutes les coupures*

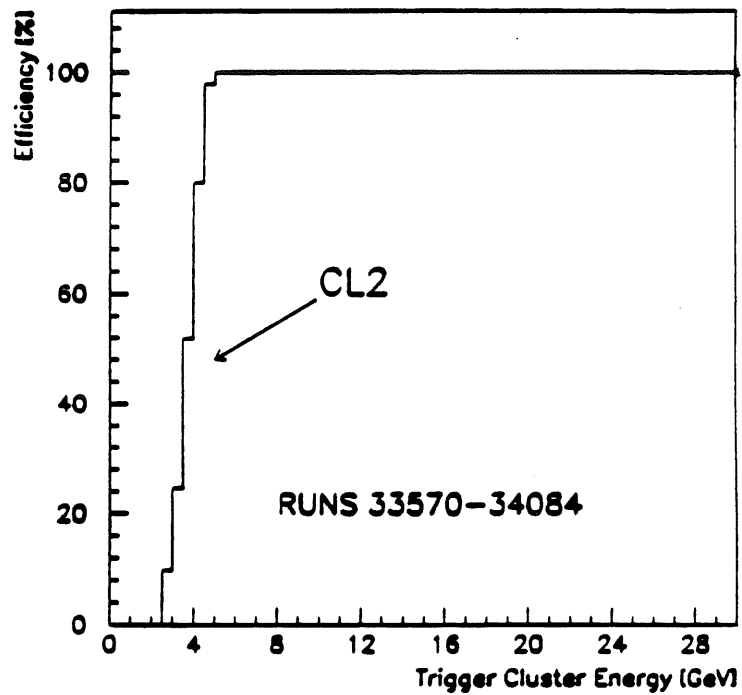


Figure 4.22: *Coupe sur CL2 en fonction de l'énergie de l'électron diffusé dans le BEMC - On note que la coupe sur CL2 n'est pas exigeante pour une énergie supérieure à 10.4 GeV*

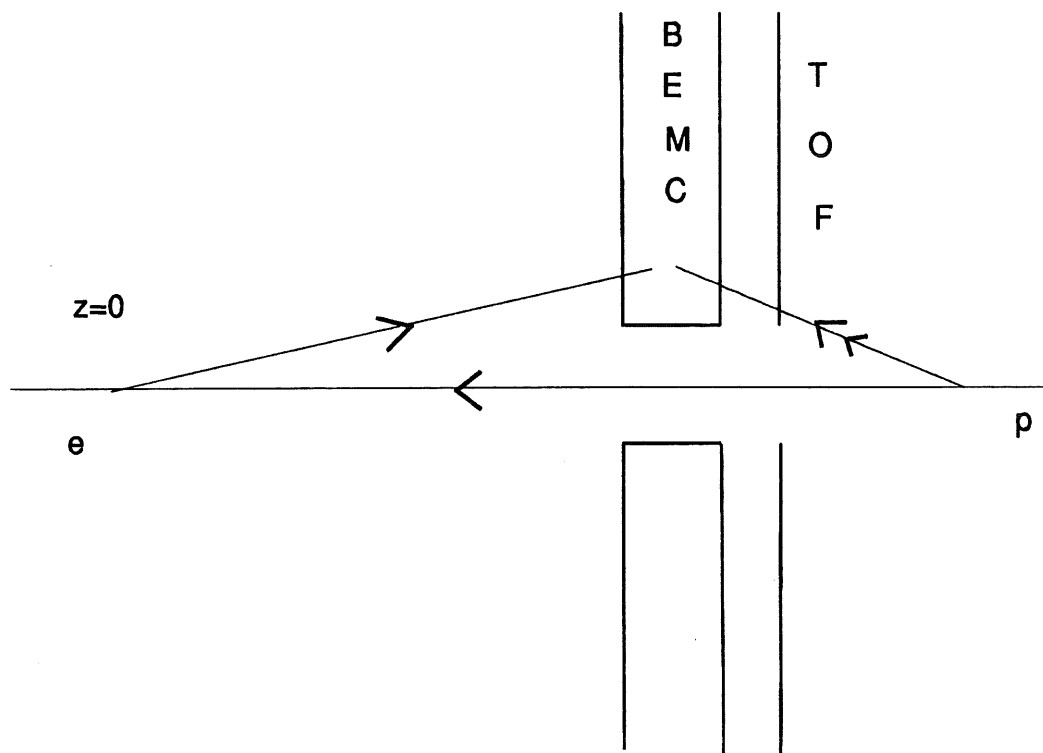


Figure 4.23: *Rôle du TOF pour distinguer une interaction ep et un événement de bruit de fond où le faisceau interagit avec les parois du BEMC et donne par conséquent un dépôt d'énergie important dans le BEMC*

#### 4.3.4 Coupure sur le vertex

L'obtention du vertex est basée sur la reconstruction des traces dans les chambres à dérive *CJC*, *CIZ* et *COZ*. L'algorithme utilisé pour reconstruire le vertex commence par chercher les traces coupant la région des faisceaux. Une fenêtre placée sur l'axe des  $z$  cherche alors le point vers lequel le plus grand nombre de traces pointe. Pour l'établissement du vertex, on utilise donc principalement les chambres *CJC* et éventuellement les points dans *CIZ* et *COZ*.

On peut noter que la coupure sur l'existence d'un vertex central, reconstruit à partir des traces centrales comme son nom l'indique, est indispensable. Elle permet de supprimer beaucoup de bruit de fond car la plus grande part des événements de ce type provient d'une interaction avec le tube du faisceau et est donc rejetée quand on demande un vertex. Nous nous restreindrons aussi à un vertex dont le  $z$  est compris entre  $-50$  et  $50$  cm (fig 4.24) afin d'être dans la partie centrale des *CJC*. On voit également dans la figure 4.24 une accumulation d'événements autour de  $z = 120$  cm, il s'agit des "bunches satellites" liés à la queue du bunch d'électrons. Nous reviendrons sur ce point dans la suite. On peut voir sur la figure 4.25 un événement de bruit de fond typique sans vertex et dans la figure 4.26 un événement à bas  $x$  avec vertex. La présence d'un vertex est également indispensable si on veut obtenir une bonne mesure de l'angle radial  $\theta$  de l'électron. En réalisant une simulation Monte Carlo des détecteurs, on peut comparer l'angle mesuré dans le détecteur et celui engendré par le processus physique. Comme nous l'avons déjà dit précédemment, nous utilisons le point moyen dans la *BPC* défini dans les  $15$  cm autour du cluster le plus chaud. Nous avons donc comparé l'angle de l'électron en utilisant le vertex et le point moyen de la *BPC* avec celui obtenu en n'utilisant que le point de la *BPC*, et l'origine, puisqu'il faut deux points pour définir l'angle. Ceci revient à placer le vertex à l'origine. En comparant avec l'angle engendré, on peut voir sur la figure 4.27 qu'il est indispensable d'utiliser le vertex si on veut obtenir une détermination précise de l'angle de l'électron diffusé.

Notons également que la position en  $x$  et  $y$  du vertex ne varie pas au cours d'une période de prise de données (run) et qu'elle est donnée par la position centrale du faisceau. L'erreur sur la position en  $z$  du vertex a été estimée à  $2$  cm en comparant les prolongements des différentes traces dans les détecteurs *CJC* avec la position en  $z$  du vertex. L'ordre de grandeur de l'erreur sur la mesure de l'angle de l'électron diffusé est alors de  $3$  à  $4$  mrad selon la valeur de  $z$ .

Remarquons enfin que la demande d'un vertex est une coupure exigeante pour certains événements de diffusion profondément inélastique. En effet, les événements du pic cinématique sont très nombreux et sont concentrés à grand angle  $\theta$ . Dans ce cas, l'électron ne donne pas de points dans les chambres *CJC* à cause de leur acceptance angulaire et les hadrons ne donnent que rarement un vertex central car ils sont rejetés à l'avant du détecteur. On aurait pu augmenter le nombre d'événements ayant un vertex en utilisant les traces à l'avant. Ceci n'a pas été utilisé dans cette analyse car la reconstruction des traces à l'avant n'était pas pleinement réalisée. On voit l'effet de la coupure sur le vertex central dans la figure 4.19. On note en particulier la décroissance du nombre d'événements dans le pic cinématique et à basse énergie où le bruit de fond domine. Le nombre d'événements dans le domaine utilisé pour la détermination de la section efficace et de  $F_2$ , défini par le pavage

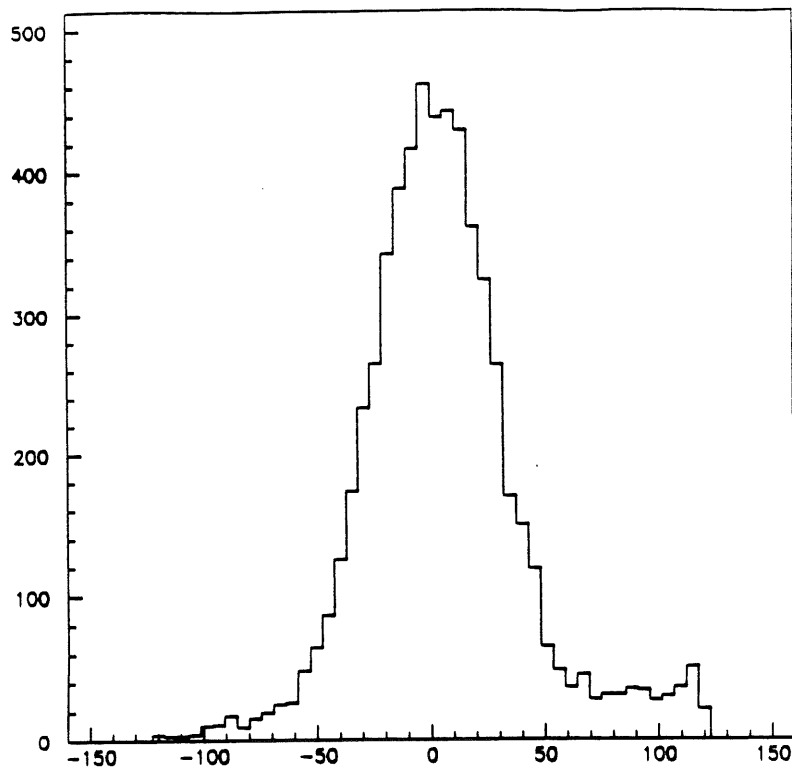


Figure 4.24: *Position en  $z$  (en cm) du vertex reconstruit*

décrit précédemment passe de 2372 à 1585 avec la coupure sur le vertex et on note l'importance de cette coupure (tableau 4.4). La diminution du nombre d'événements paraît encore plus importante dans la figure 4.19 car on coupe également beaucoup d'événements de photoproduction ou de bruit de fond à basse énergie. Ceci ne se voit pas dans notre pavage où l'énergie de l'électron diffusé est supérieure à 10.4 GeV.

Nous allons maintenant étudier une autre coupure basée sur un critère de qualité des traces et par conséquent très corrélée à la coupure sur le vertex.

### 4.3.5 Coupure sur la qualité des traces

Cette coupure sera conditionnée à celle sur le vertex car elle lui est évi corrélée. Elle sert surtout à supprimer des événements de bruit de fond qui resteraient dans la sélection. L'idée est de ne garder que les événements dont le nombre de traces pointant au vertex est assez grand devant le nombre de traces total. Afin d'avoir une plus grande précision, il a été choisi d'utiliser le nombre de points dans les traces plutôt que le nombre de traces lui-même. Par conséquent, on demande que la valeur de  $RTRA$ , le nombre de points reconstruits dans les traces pointant au vertex divisé par le nombre total de points appartenant ou non à une trace soit supérieur à 0.16. Pour trouver cette valeur, on a étudié les "bunches pilotes". En effet, pendant l'année 1992, il y avait dans la machine *HERA*, neuf bunches d'électrons et de protons interagissant, et un bunch d'électrons et un bunch de protons supplémentaires sans partenaire. On peut ainsi tester le bruit de fond, qu'il soit dû à des interactions avec le gaz rémanent ou avec le tube du faisceau. On voit sur la figure 4.28, le rapport  $RTRA$  pour les événements de bunches pilotes. On note que la coupure sur  $RTRA$  à 0.16 est particulièrement bien adaptée pour rejeter ces événements sans

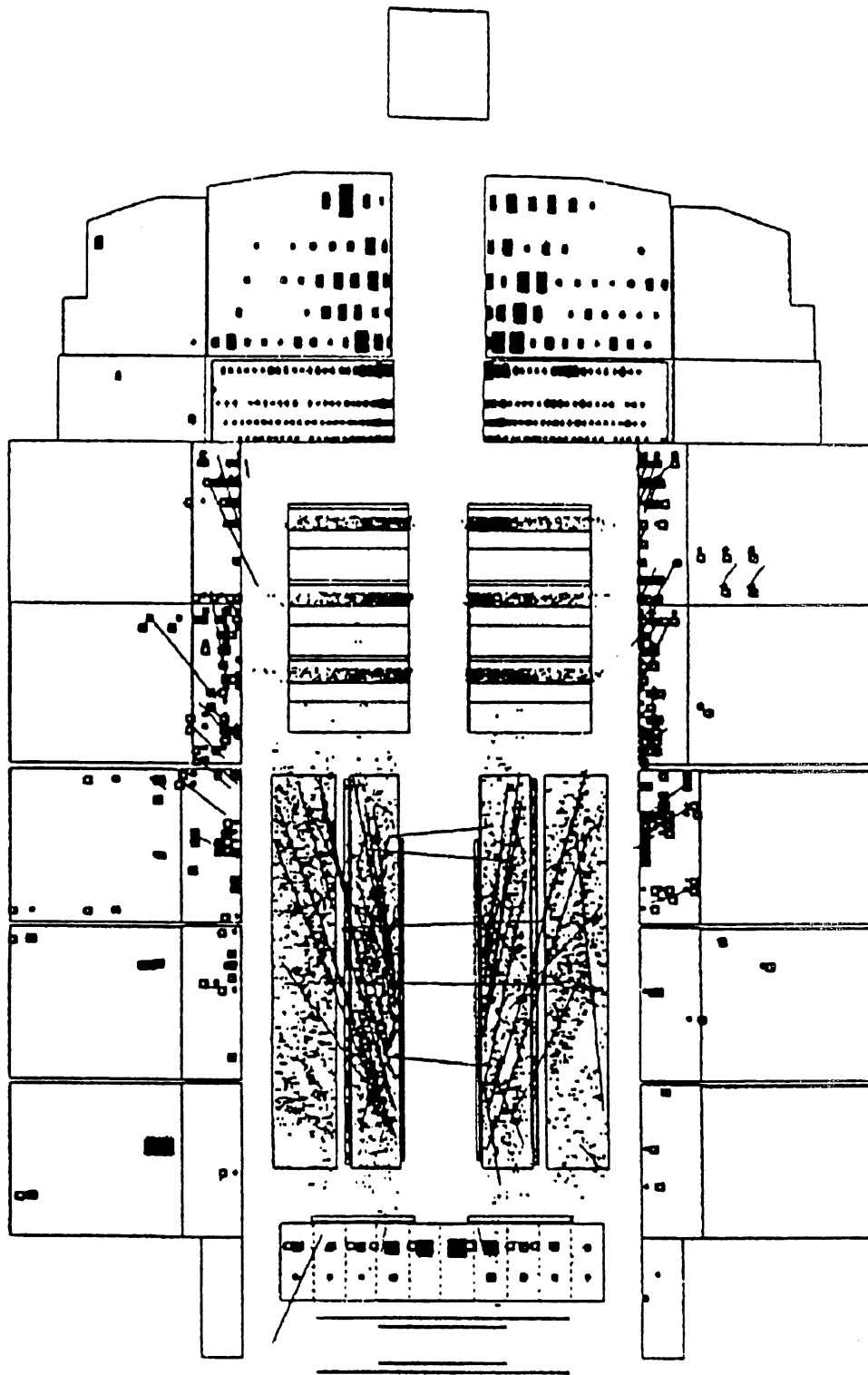


Figure 4.25: *Evènement de bruit de fond sans vertex*

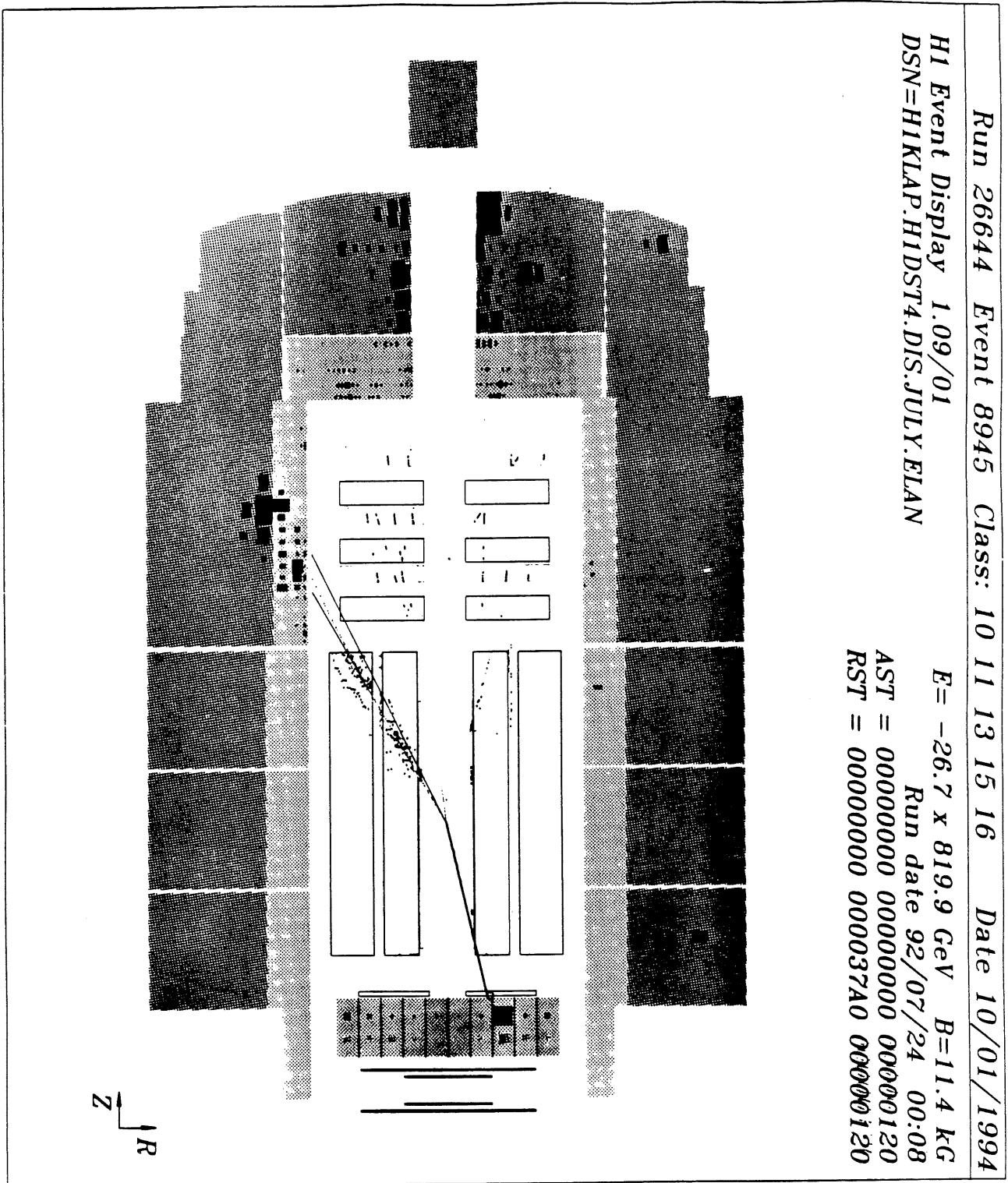


Figure 4.26: *Evènement de diffusion profondément inélastique à bas x*

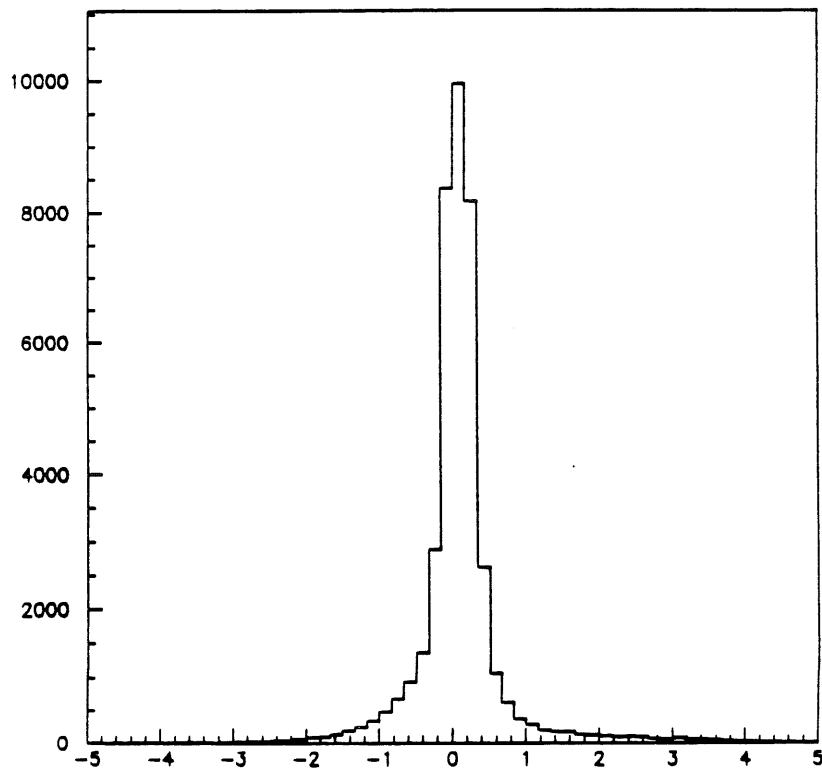
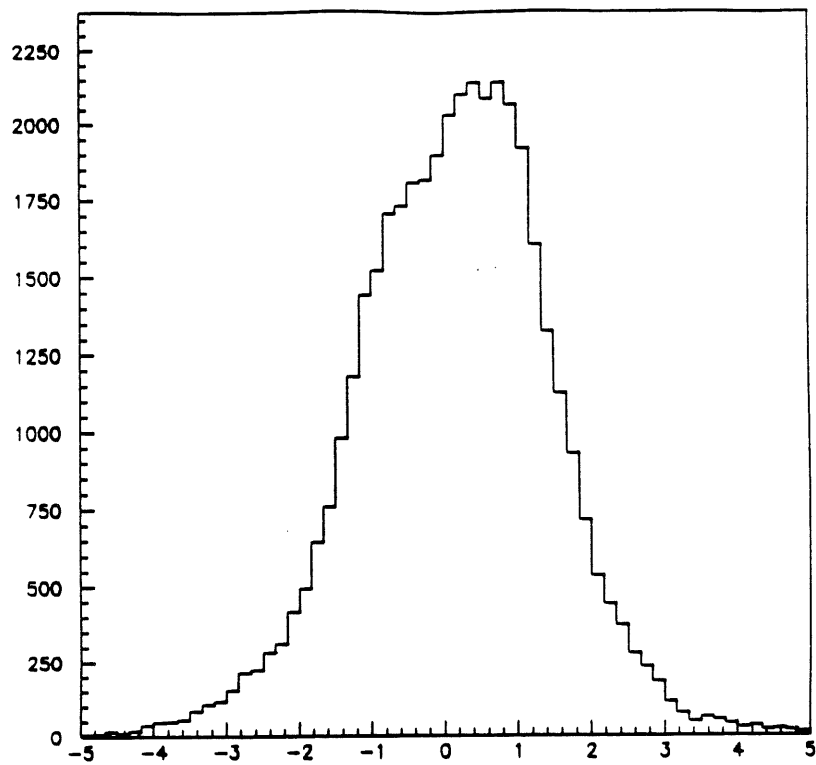


Figure 4.27: Comparaison entre l'angle engendré et l'angle reconstruit en degrés, sans coupure sur l'existence d'un vertex reconstruit (en haut), ou avec cette coupure (en bas)



affecter trop les données de diffusion profondément inélastique. La valeur de  $RTRA$  est très différente dans la simulation Monte Carlo et dans les données à cause de la description imparfaite des détecteurs  $CJC$ . Nous ne pourrions pas calculer l'efficacité de cette coupure à l'aide de la simulation Monte Carlo. Le fait de demander cette coupure après celle sur l'existence d'un vertex reconstruit ne supprime également que très peu d'événements, et elle ne sert en fait qu'à supprimer les événements de bunches pilotes restant dans l'échantillon.

Sur la figure 4.28, on voit que cette coupure supprime peu d'événements quand on demande un vertex au préalable. De nouveau, on note que quelques événements sont supprimés dans le pic cinématique pour la même raison que celle invoquée lors de la coupure sur l'existence du vertex central. Le nombre d'événements dans la zone dans laquelle nous calculerons  $F_2$  passe de 1585 à 1417 après cette coupure, soit une réduction totale de 42.1 % par rapport au nombre d'événements initial (tableau 4.3). On note la faible diminution du nombre d'événements.

#### 4.3.6 Coupure sur l'estimateur du $BEMC$ $EBDI$

Comme nous l'avons signalé dans un paragraphe précédent, il a été choisi de ne pas faire de corrections de cracks dans le  $BEMC$  car ces corrections ne sont pas encore parfaitement déterminées. Il convient donc de couper les événements où l'électron diffusé tombe dans un crack du  $BEMC$ . Pour ce faire, un estimateur  $EBDI$  lié à la répartition de l'énergie dans les différentes cellules du  $BEMC$  a été introduit:

$$EBDI = 2 \text{ si } N_{cell} = 1$$

$$EBDI = \frac{1}{N_{cell}} \sum_{i=1}^{N_{cell}} \frac{E_{i (cell)} - E_m}{E_m}$$

$$\text{où } E_m = \frac{1}{N_{cell}} \sum_i E_{i (cell)} \quad (4.28)$$

où  $N_{cell}$  et  $E_{i (cell)}$  désignent respectivement le nombre de cellules et l'énergie de la cellule  $i$  du cluster de plus haute énergie dans le  $BEMC$ ,  $i$  variant donc entre 1 et  $N_{cell}$ . Le cas où une seule cellule est touchée est traité à part et  $EBDI$  est fixé arbitrairement à 2. Dans le cas où l'électron diffusé tombe dans un crack du  $BEMC$ , l'énergie est répartie entre plusieurs cellules et la valeur de  $EBDI$  est plus faible que dans le cas où l'électron tombe dans une cellule.

On peut noter la corrélation entre la valeur de  $EBDI$  et les cracks du  $BEMC$  grâce aux données du  $CERN$ . Des électrons de 20 GeV ont été envoyés dans le module numéro 2 avec un angle d'incidence de 10 degrés (fig 4.29) [98]. Le principe a été de se placer à  $y$  constant au milieu d'un module du  $BEMC$  et de faire évoluer la coordonnée  $x$  jusqu'au milieu du module numéro 3. On peut ainsi suivre l'évolution de  $EBDI$  en fonction de  $x$ , et en particulier voir sa valeur dans et en dehors du crack. La valeur de coupure choisie pour  $EBDI$  est 1.4. On voit sur la figure 4.30 que le paramètre  $EBDI$  pour un électron en dehors d'un crack dépasse toujours 1.4 (la valeur moyenne de  $EBDI$  est 1.50) et que la distribution de ce même paramètre est piquée autour de 1.2 dans un crack. On peut également noter sur la figure 4.30 que cette coupure est assez sévère: on y observe un pic à 1.15 et deux autres plus petits à 1.28 et 1.35 car on est à la limite du crack [98]. Les événements où l'électron se trouve

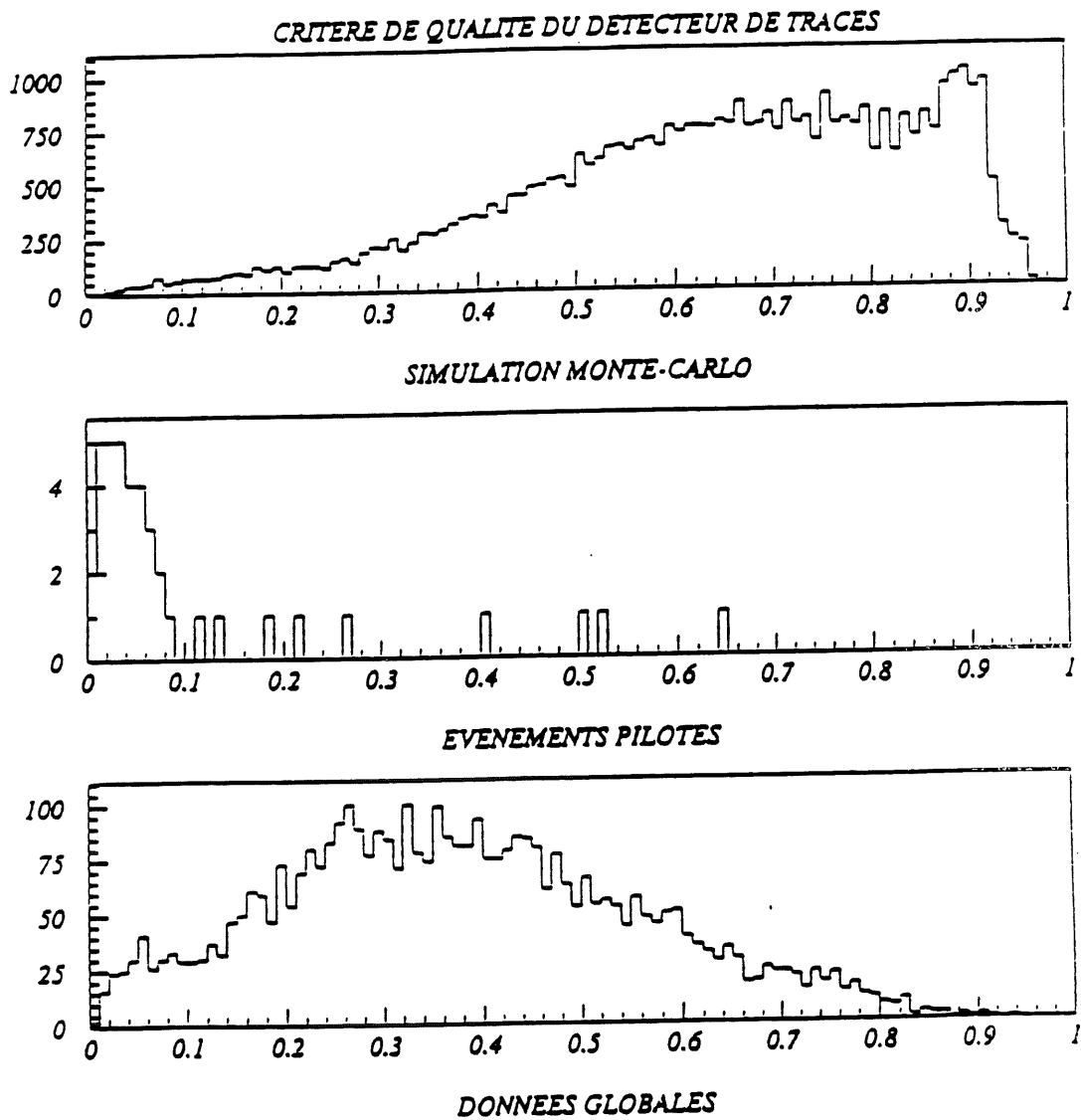


Figure 4.28: Coupure sur la qualité des traces - On voit la distribution de RTRA dans la simulation Monte Carlo, et dans les données, et l'effet de cette coupure sur les événements provenant des bunches pilotes

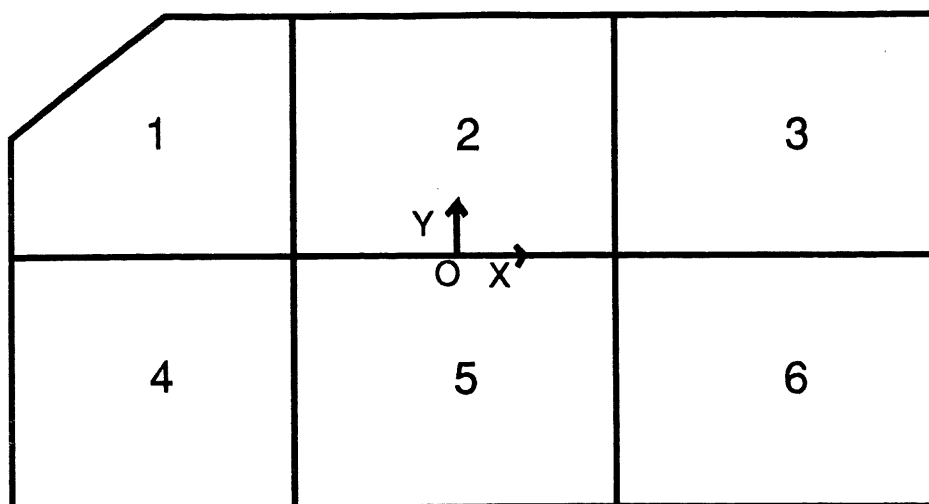


Figure 4.29: Position des modules du BEMC pour les tests

à la frontière du crack et où l'énergie non corrigée de l'électron est mal estimée sont donc coupés. On peut noter que le cas où une seule cellule du BEMC est touchée doit être traité à part puisque  $EBDI$  vaut dans ce cas 0 et que l'on veut évidemment garder ces événements. C'est pourquoi, on a choisi arbitrairement comme valeur du paramètre  $EBDI$  2, supérieure à la valeur de coupure 1.4. L'évolution de la valeur de  $EBDI$  pour des positrons de 5 GeV ou de 20 GeV est également donnée dans la figure 4.31. On voit très nettement la chute de la valeur de  $EBDI$  lorsque le positron entre dans le crack.

Une partie des événements de photoproduction peut également être coupée par  $EBDI$ : en effet, pour ces événements, l'électron n'est pratiquement pas dévié et part dans le tube du faisceau. Le photon peut se matérialiser sous forme de pions en interagissant par exemple avec les matériaux morts. Les pions produits par ce processus déposent alors leur énergie dans le BEMC et on peut interpréter ce dépôt d'énergie comme celui d'un électron. Cependant, le cluster formé par les pions produits sera souvent de taille plus grande, et  $EBDI$  sera quelquefois plus faible que 1.4. On peut voir la valeur de  $EBDI$  pour les événements "taggés", c'est-à-dire ceux pour lesquels l'électron est détecté dans le détecteur d'électrons (electron tagger), sur la figure 4.32 et on remarque qu'une partie des événements de photoproduction taggés est coupée par  $EBDI$ . A titre de comparaison, on a donné la valeur de  $EBDI$  dans la figure 4.33 après toutes les coupures à l'exception de celle sur  $EBDI$

D'autre part, on peut noter qu'il n'est pas facile de vérifier l'impact de la coupure sur  $EBDI$  directement dans les données. En effet, il faut se positionner exactement dans un crack du BEMC et voir la valeur de  $EBDI$  pour ces événements et les cracks n'ont qu'une taille de 0.5 cm environ. Remarquons de plus que la valeur de  $EBDI$  a été fixée grâce aux données du CERN et de DESY et donc en utilisant six modules, alors que la reconstruction des clusters dans le BEMC demande l'énergie des huit modules entourant le module le plus chaud. Le bruit en énergie présent sera donc augmenté et la précision sur  $EBDI$  diminue.

<i>coupures</i>	<i>nombre d'événements</i>	<i>diminution (%)</i>
<i>sans coupures</i>	2448	...
+ <i>CL2</i>	2413	1.4
+ <i>TOF/BEMC</i>	2372	3.1
+ <i>vertex</i>	1585	35.3
+ <i>qualité des traces</i>	1417	42.1
+ <i>EBDI</i>	1210	50.6
+ <i>E - P<sub>z</sub></i>	1196	51.1

Tableau 4.3: *Evolution du nombre d'événements en fonction des coupures*

On peut voir sur la figure 4.20 l'évolution de l'énergie des événements sélectionnés après cette coupure. On note que l'effet se fait surtout sentir à basse énergie, ce qui correspond aux événements de bruit de fond ou aux électrons allant dans les cracks. Pour le pavage choisi pour la mesure de  $F_2$ , le nombre d'événements passe de 1417 à 1210, ce qui fait une diminution de 50.6% depuis l'échantillon initial (tableau 4.3).

#### 4.3.7 Coupure sur $E - P_z$

Nous ne donnerons plus le principe de cette coupure qui sert à couper les événements de photoproduction que nous avons déjà décrite dans le chapitre précédent (paragraphe 3.3.2). Rappelons simplement que nous faisons une coupure sur  $E - P_z$  à 30  $GeV$ . Sur la figure 4.34, on voit  $E - P_z$  pour l'ensemble des événements sélectionnés et pour les événements où l'électron arrive dans l'électron tagger. Ces derniers sont principalement des événements de photoproduction et on remarque que la coupure sur  $E - P_z$  à 30  $GeV$  supprime une bonne part de ces événements. Il nous restera à déterminer la proportion restante des événements de photoproduction dans notre échantillon.

On voit sur la figure 4.20 l'effet en énergie de la coupure sur  $E - P_z$ . L'effet est très important à basse énergie et est nul à grande énergie par définition: presque seule l'énergie de l'électron suffit pour dépasser la limite de 30  $GeV$  sur  $E - P_z$ . Le nombre d'événements dans notre pavage utile pour  $F_2$  passe de 1210 à 1196 soit une diminution de 51.1 % par rapport à l'échantillon initial.

Après avoir décrit toutes les coupures que nous avons utilisées, nous allons maintenant chercher à déterminer le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique dans notre pavage en  $(\sqrt{E}, \theta)$ , ainsi que la pureté de notre échantillon.

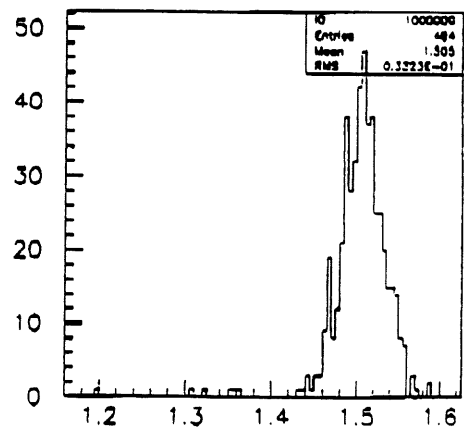
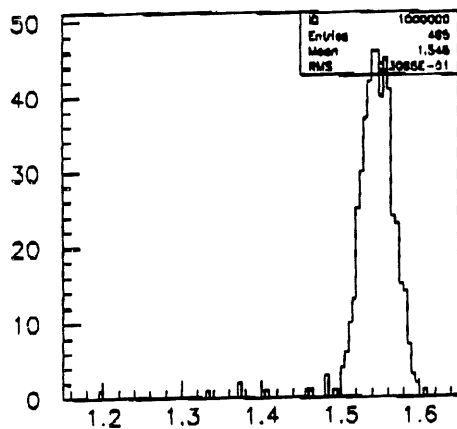
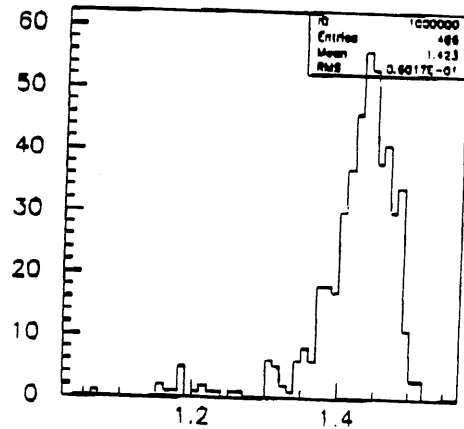
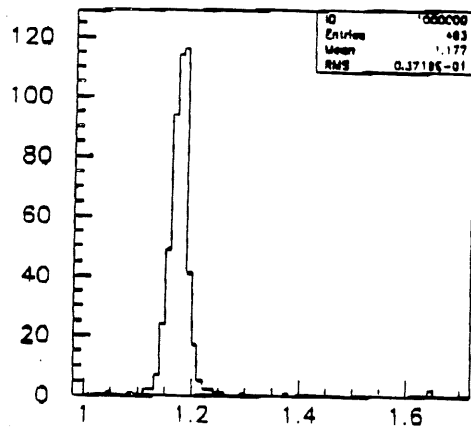
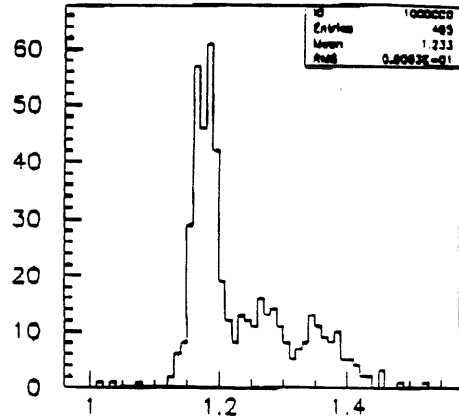
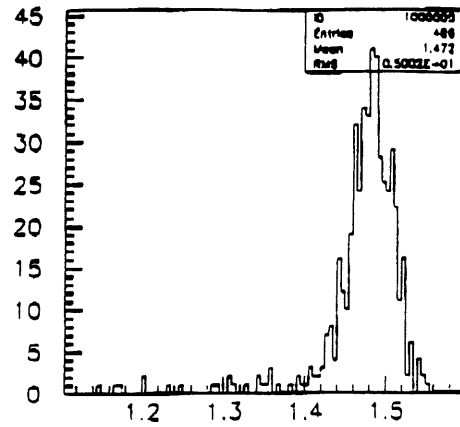


Figure 4.30: Valeur de EBDI obtenues respectivement en  $x= 7.1, 8.1, 8.6, 10.6, 12.6, 15.6$  cm à partir des tests du CERN - On note le passage dans le crack autour de  $x= 8.6$  cm

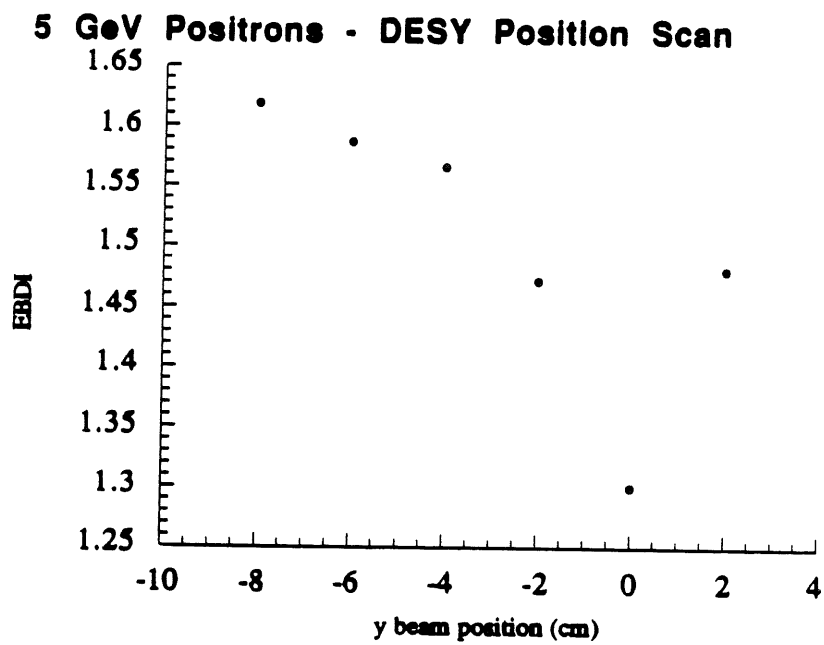
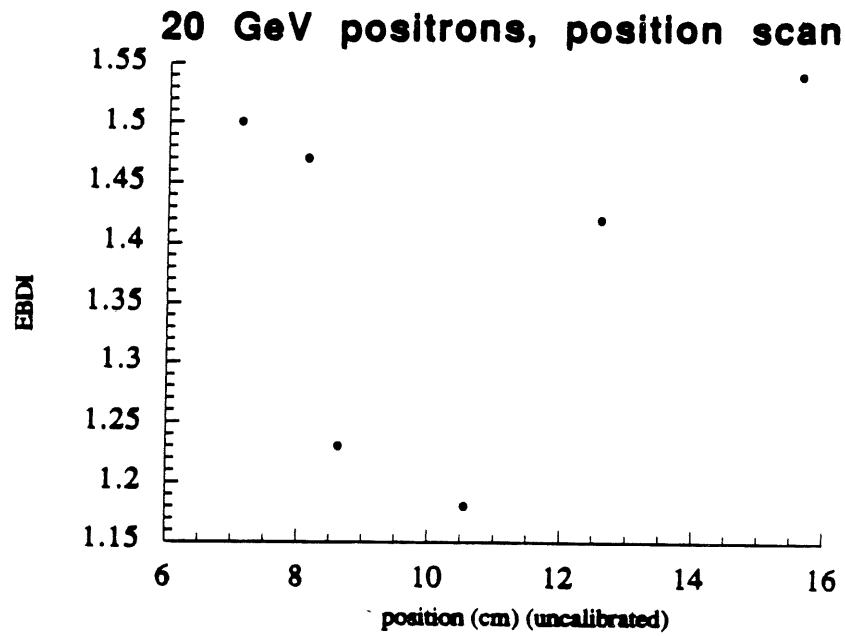


Figure 4.31: Valeurs de EBDI pour des positrons de 5 ou 20 GeV au passage d'un crack dans le BEMC, obtenues à partir des tests du CERN

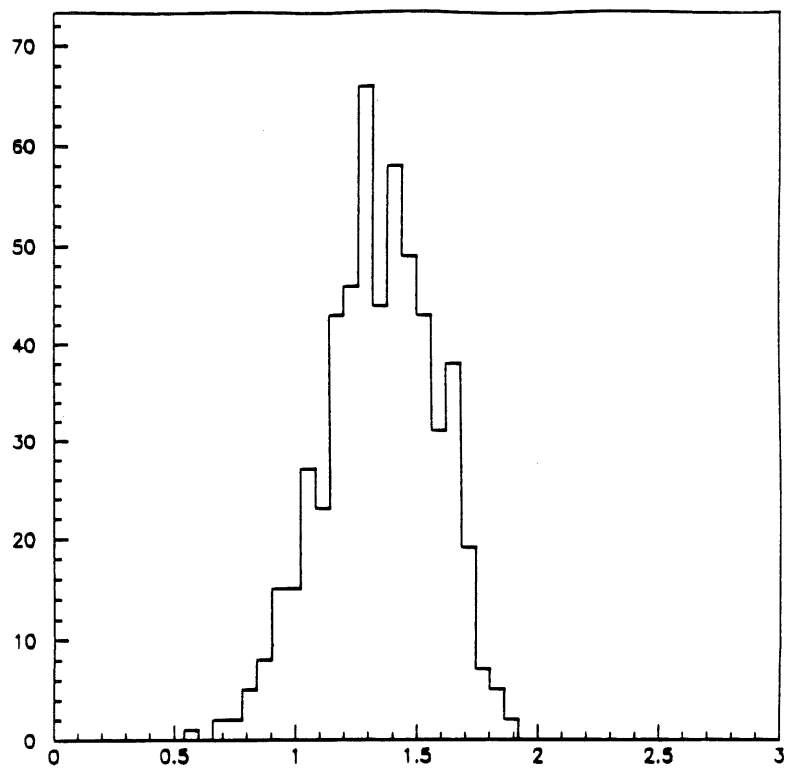


Figure 4.32: *Effet de EBDI sur les évènements taggés*

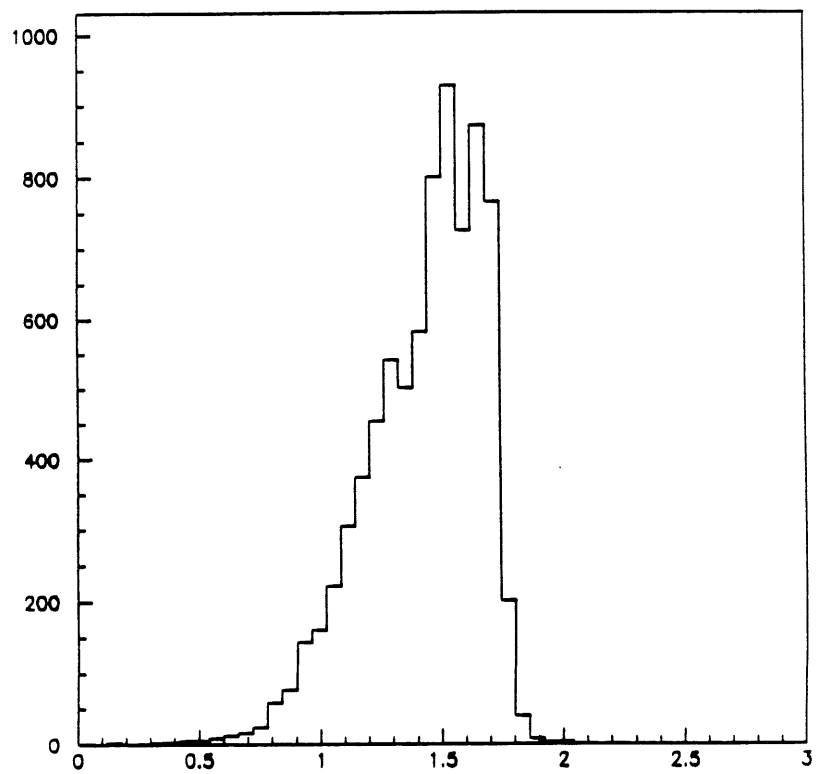


Figure 4.33: *EBDI pour les évènements restant après toutes les coupures sauf celle sur EBDI*

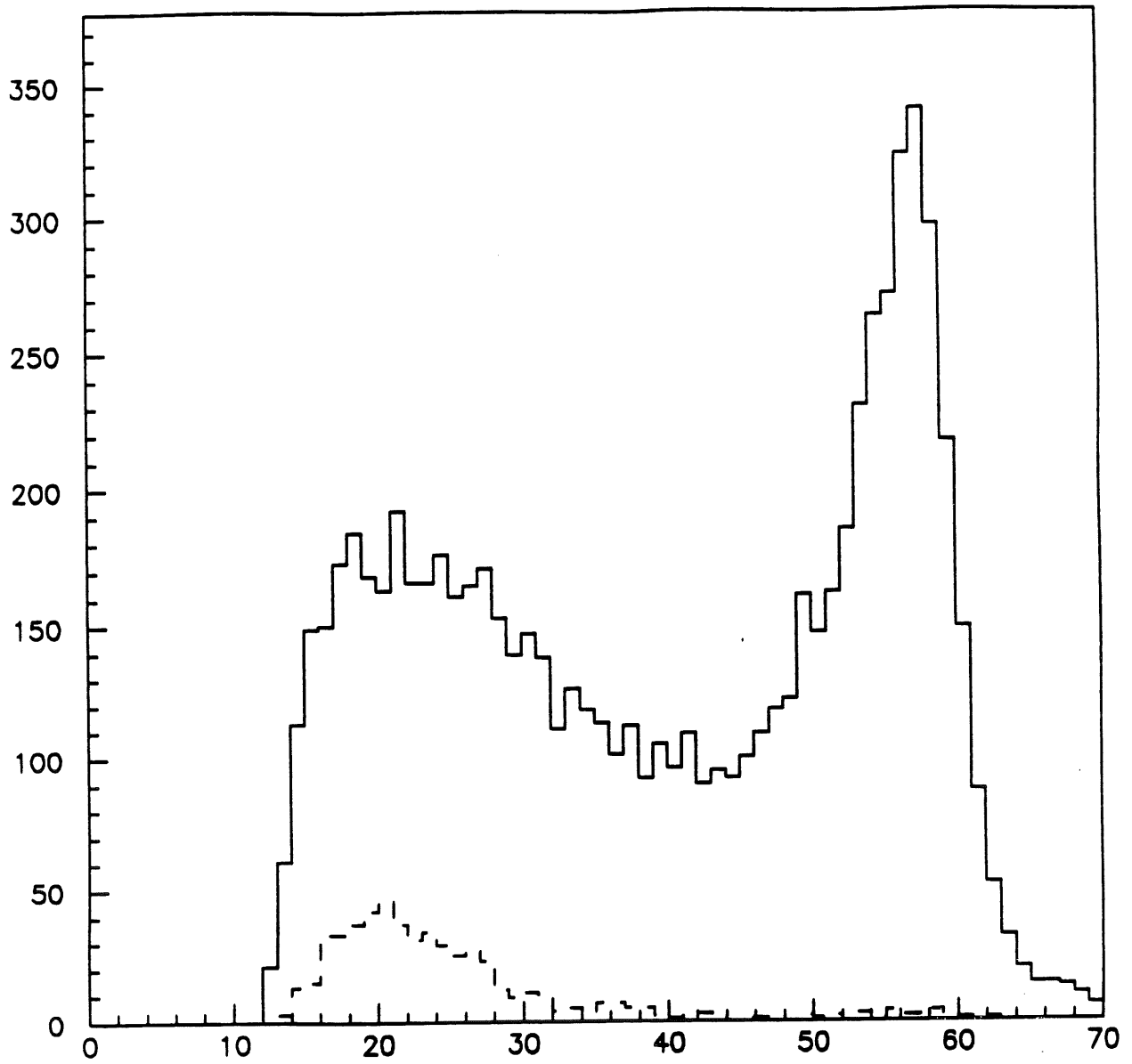


Figure 4.34:  $E - P_z$  en GeV pour tous les événements et les événements taggés



$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	12. $\pm 3.46$	18. $\pm 4.24$	47. $\pm 6.86$
12.2 – 14.0	9. $\pm 3.00$	15. $\pm 3.87$	61. $\pm 7.81$
14.0 – 16.0	7. $\pm 2.65$	36. $\pm 6.00$	62. $\pm 7.87$
16.0 – 18.2	10. $\pm 3.16$	23. $\pm 4.80$	76. $\pm 8.72$
18.2 – 20.4	11. $\pm 3.32$	23. $\pm 4.80$	76. $\pm 8.72$
20.4 – 22.9	14. $\pm 3.74$	35. $\pm 5.92$	133. $\pm 11.53$
22.9 – 25.3	24. $\pm 4.90$	59. $\pm 7.68$	221. $\pm 14.87$
25.3 – 28.1	16. $\pm 4.00$	47. $\pm 6.86$	161. $\pm 12.69$

Tableau 4.4: Nombre d'événements après les coupures

## 4.4 Détermination du nombre d'événements de diffusion profondément inélastique après les coupures

### 4.4.1 Nombre d'événements après les coupures

Après avoir appliqué les différentes coupures que l'on vient de décrire dans les paragraphes précédents, on peut déterminer le nombre d'événements dans notre pavage en  $(\sqrt{E}, \theta)$ . L'erreur que nous prendrons sur ce nombre d'événements est purement statistique et est la racine carrée de ce nombre. Dans le tableau 4.4 est donné le nombre d'événements ainsi que l'erreur statistique.

Il nous reste à étudier la pureté de l'échantillon, c'est-à-dire le nombre d'événements de bruit de fond (interactions entre le faisceau et le tube, le gaz rémanent) et de photoproduction restant.

### 4.4.2 Nombre d'événements de bruit de fond

Une bonne indication du nombre d'événements de bruit de fond restant dans notre sélection est donnée par le nombre d'événements de "bunches pilotes". Nous avons déjà fait remarquer que, dans la machine *HERA*, il y avait 9 bunches électrons-protons et un bunch d'électrons et un bunch de protons non appariés. On peut estimer en première approximation que le bruit de fond obtenu avec ces deux derniers bunches sera le même qu'avec les bunches appariés si on néglige les interactions électrostatiques entre les bunches d'électrons et de protons. Le nombre d'événements

	<i>bunch pilote p</i>	<i>bunch pilote e</i>
<i>selection de base</i>	155	32
+ <i>vertex</i>	64	11
+ <i>CL2</i>	53	9
+ <i>qualité des traces</i>	6	2
+ <i>EBDI + E - P<sub>z</sub> + TOF/BEMC</i>	1	0
+ <i>dans le pavage de F<sub>2</sub></i>	0	0

Tableau 4.5: *Evolution du nombre d'événements de bunches pilotes après les coupures*

dans les bunches pilotes d'électrons et de protons est donné dans le tableau 4.5 après les différentes coupures [98]. Ce nombre correspond à tous les événements ayant une énergie de plus de 6 GeV.

Le nombre d'événements provenant des bunches pilotes est nul après les coupures dans le domaine en  $(\sqrt{E}, \theta)$  que nous avons choisi pour la mesure de la section efficace (tableau 4.5). On peut noter le rôle de la coupure sur la qualité des traces. En effet, si on applique uniquement cette coupure, les nombres respectifs des événements de bunches pilotes de protons et d'électrons passent respectivement de 155 et 32, à 24 et 12. Ceci est bien sûr naturel, car le rôle de cette coupure était essentiellement de supprimer le bruit de fond, et elle a été établie en utilisant les événements de bunches pilotes.

Une autre confirmation de la pureté de l'échantillon a été réalisée en visualisant la moitié environ des événements. Elle a été estimée à  $96 \pm 4\%$ . L'erreur a été calculée à partir des différences obtenues avec plusieurs visualisations différentes réalisées indépendamment. Par conséquent, à partir de ces études, il a été choisi de ne soustraire aucun événement de bruit de fond. Les coupures sont suffisamment sévères pour supprimer le bruit de fond. On peut noter qu'il s'agit d'un choix que l'on a fait. En effet, il n'y a certes pratiquement plus d'événements de bruit de fond, mais la sévérité des coupures provoque également une diminution du nombre d'événements de diffusion profondément inélastique. L'efficacité globale des coupures, c'est-à-dire le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique après coupures divisé par le nombre d'événements réellement produits lors des interactions sera donc relativement faible comme on le verra. On aurait pu choisir de demander des coupures plus laches, mais il aurait fallu dans ce cas obtenir une estimation précise du nombre d'événements de bruit de fond que l'on aurait dû soustraire. Ceci n'est pas très facile car on a neuf fois plus de bunches interagissant (électrons protons) que de bunches sans partenaires.

Après avoir étudié le nombre d'événements de bruit de fond dans notre échantillon, il nous reste à regarder le nombre d'événements de photoproduction restant et au besoin, à les soustraire du nombre d'événements mesuré.

### 4.4.3 Nombre d'événements de photoproduction

Comme nous l'avons déjà dit, il est possible de détecter une partie des événements de photoproduction grâce à l'électron tagger. En effet, l'électron n'est pratiquement pas dévié ( $Q^2$  est très petit), et se retrouve dans le tube du faisceau et environ 10% de ces électrons peuvent être détectés dans l'électron tagger. Le cluster de plus haute énergie dans le *BEMC*, dû à un photon, un pion, un rho, ..., peut être interprété comme étant l'électron diffusé. La coupure sur les points de la *BPC* supprime une partie de ces événements car, par exemple, le photon ne donne pas de points dans la chambre à fils. Cependant, le photon peut se matérialiser en une paire électron positron, s'il interagit avec le matériau mort devant le *BEMC*. Dans ce cas, on obtiendra des points reconstruits dans la *BPC*. Egalement, si des hadrons sont proches du photon allant dans le *BEMC*, on obtiendra des coups dans la *BPC* dus à ces hadrons. On pourra interpréter la particule allant dans le *BEMC* avec les points reconstruits dans la *BPC* autour du cluster de plus haute énergie comme un électron.

Pour connaître la quantité d'événements de photoproduction présente dans notre échantillon, on peut se baser sur les événements taggés présents après la sélection de base. On n'applique pas les autres coupures afin d'avoir une statistique suffisante pour la paramétrisation. Comme ces événements sont principalement des événements de photoproduction, on peut choisir de réaliser une paramétrisation de l'énergie détectée dans le détecteur d'électrons (electron tagger) en utilisant une simulation Monte Carlo du détecteur:

$$N_{\gamma p}^{vrai} = \alpha N_{Pythia}^{normalise} + \beta N_{VDM}^{normalise} \quad (4.29)$$

où  $N_{\gamma p}^{vrai}$ ,  $N_{Pythia}^{normalise}$ ,  $N_{VDM}^{normalise}$  sont les nombres d'événements de photoproduction présents dans notre échantillon, et ceux des générateurs *Pythia* et *VDM*. Nous avons déjà décrit ce que représentait le modèle *VDM* dans le chapitre précédent. Le générateur *Pythia* décrit les événements où le photon est résolu ou non. La simulation Monte Carlo a évidemment été normalisée à la luminosité mesurée ( $22.5nb^{-1}$ ). Les spectres des énergies dans le détecteur d'électron (electron tagger) obtenus avec les générateurs *VDM* et *Pythia* pris séparément sont donnés dans la figure 4.35: on remarque que les spectres sont assez différents, ce qui va nous permettre de réaliser une paramétrisation de nos données par ces deux modèles de photoproduction que nous avons étudiés dans le chapitre 3. On donne également dans la figure 4.36 les angles du cluster dans le *BEMC* pour *VDM* et *Pythia* qui sont tout à fait différents. Le résultat pour l'énergie est donné sur la figure 4.37 et les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  trouvées sont les suivantes [99]:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.38532 \\ \beta &= 1.222 \end{aligned} \quad (4.30)$$

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, la calibration de l'électron tagger réalisée pour la mesure de luminosité est meilleure que 1%. On peut noter que l'on obtient des valeurs des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  similaires si on réalise une paramétrisation de l'angle de la particule allant dans le *BEMC*. Pour vérifier la justesse de ces résultats, on peut comparer aux proportions de *Pythia* et de *VDM* trouvées par le groupe

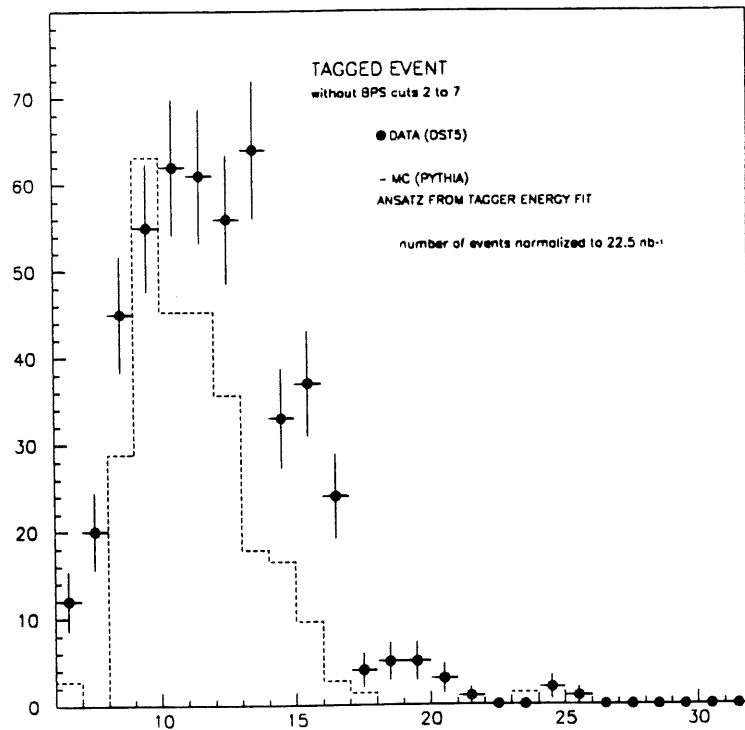
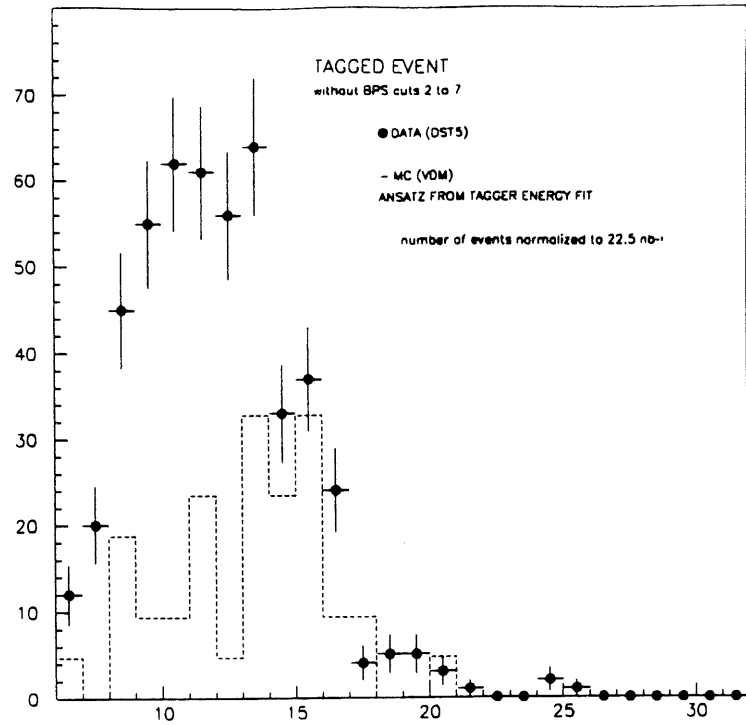


Figure 4.35: Spectres des énergies obtenues dans l'électron tagger pour les générateurs VDM (en haut) et Pythia (en bas)

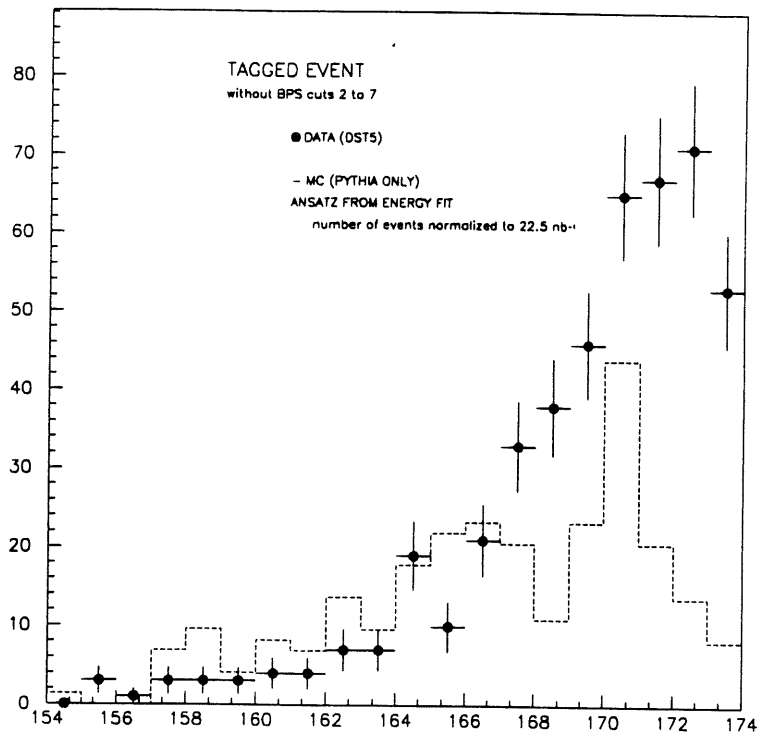
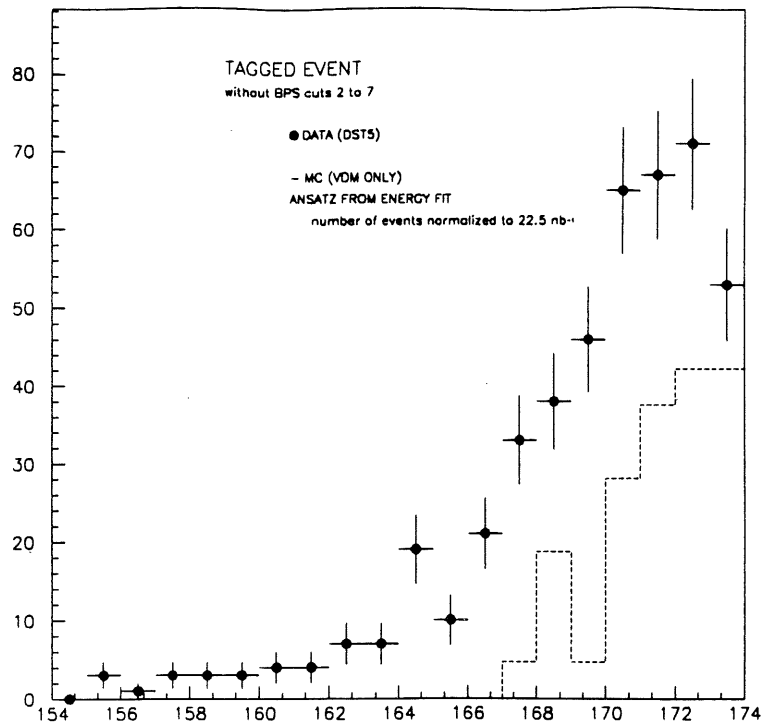


Figure 4.36: Spectres des angles obtenus pour le cluster du BEMC pour les événements taggés à partir des paramétrisations VDM (en haut) et Pythia (en bas)

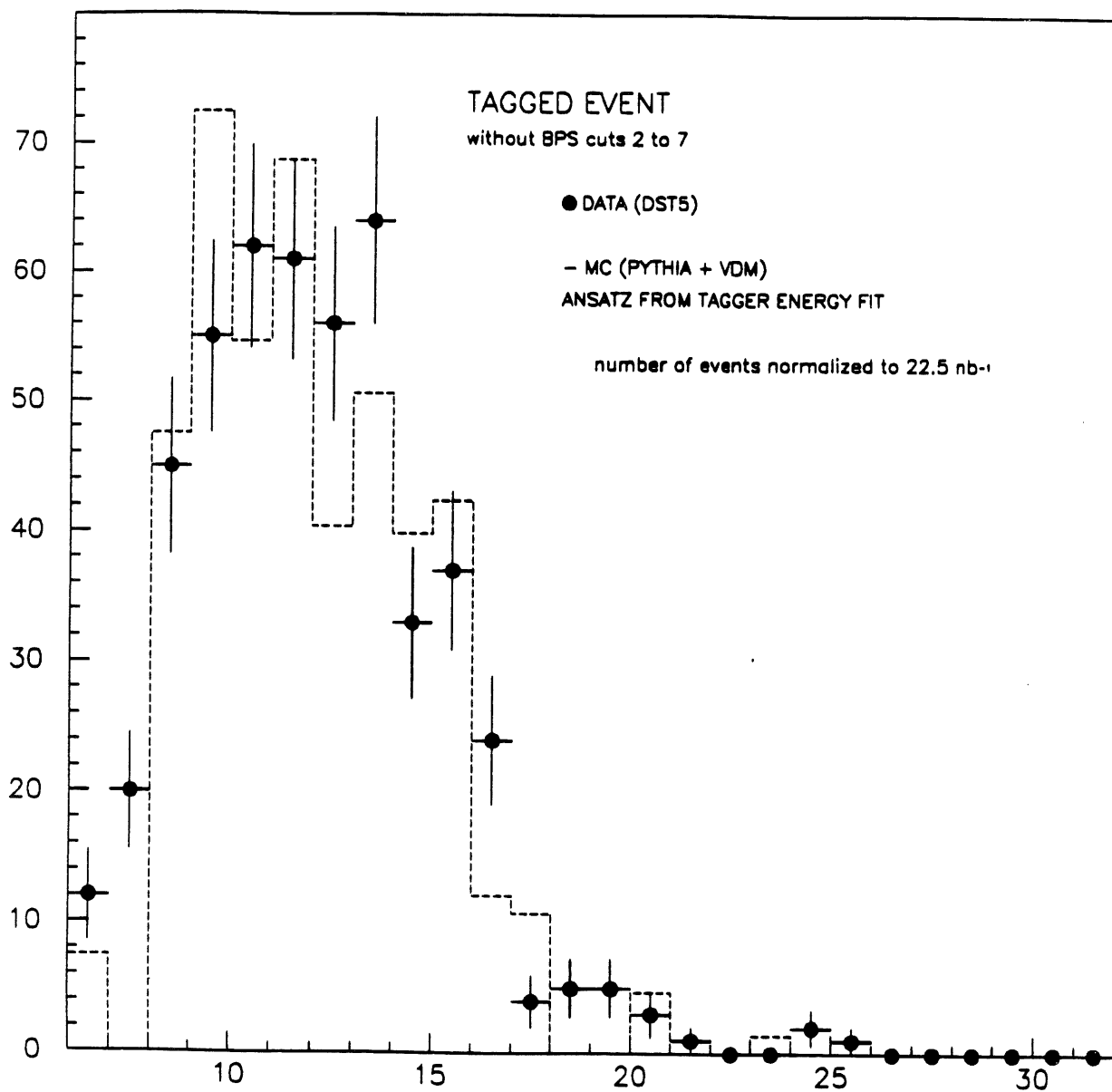


Figure 4.37: Paramétrisation de l'énergie dans l'électron tagger obtenue à partir des générateurs VDM et Pythia

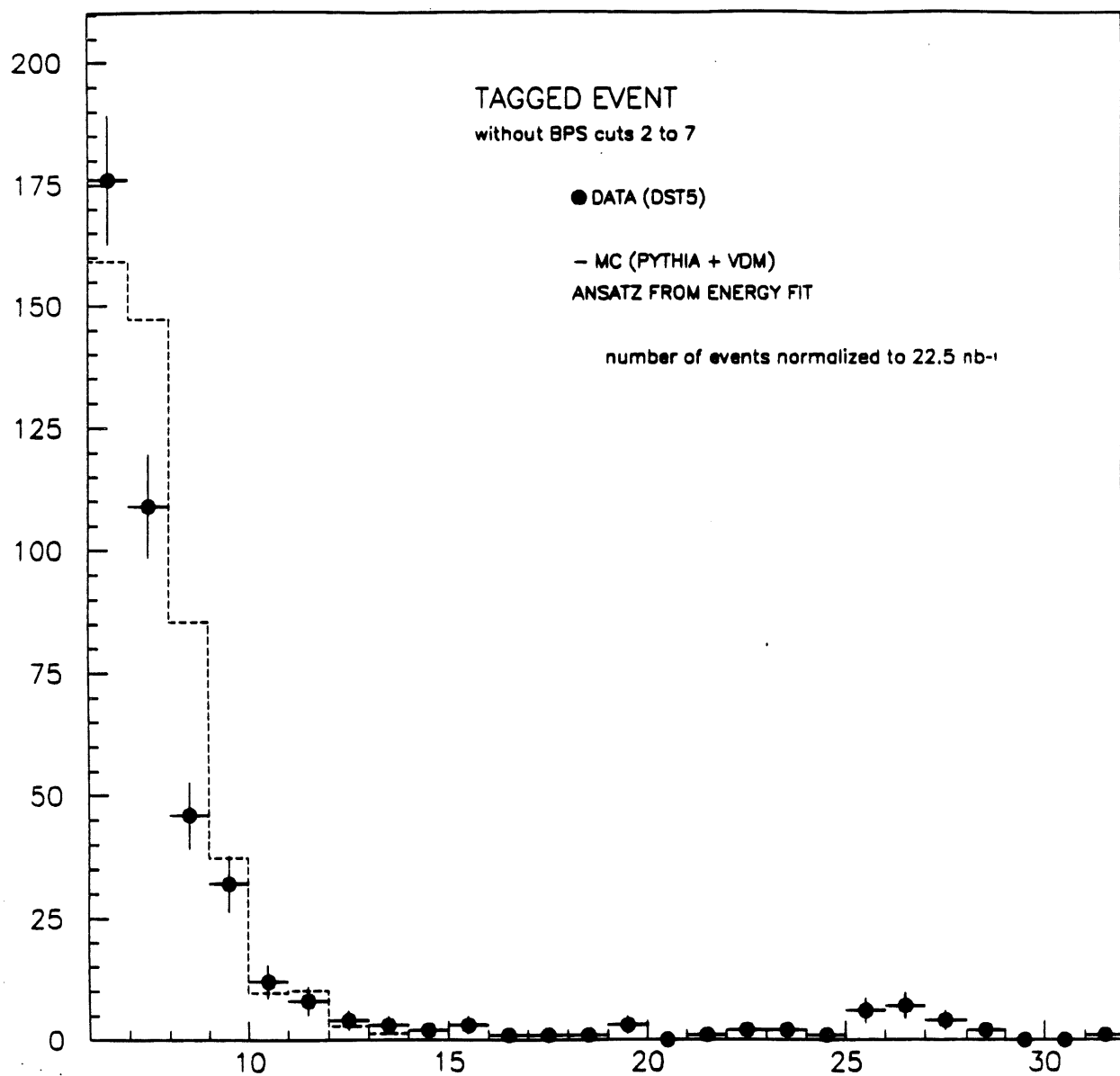


Figure 4.38: Paramétrisation de l'énergie du cluster dans le BEMC pour les événements taggés à partir des générateurs VDM et Pythia

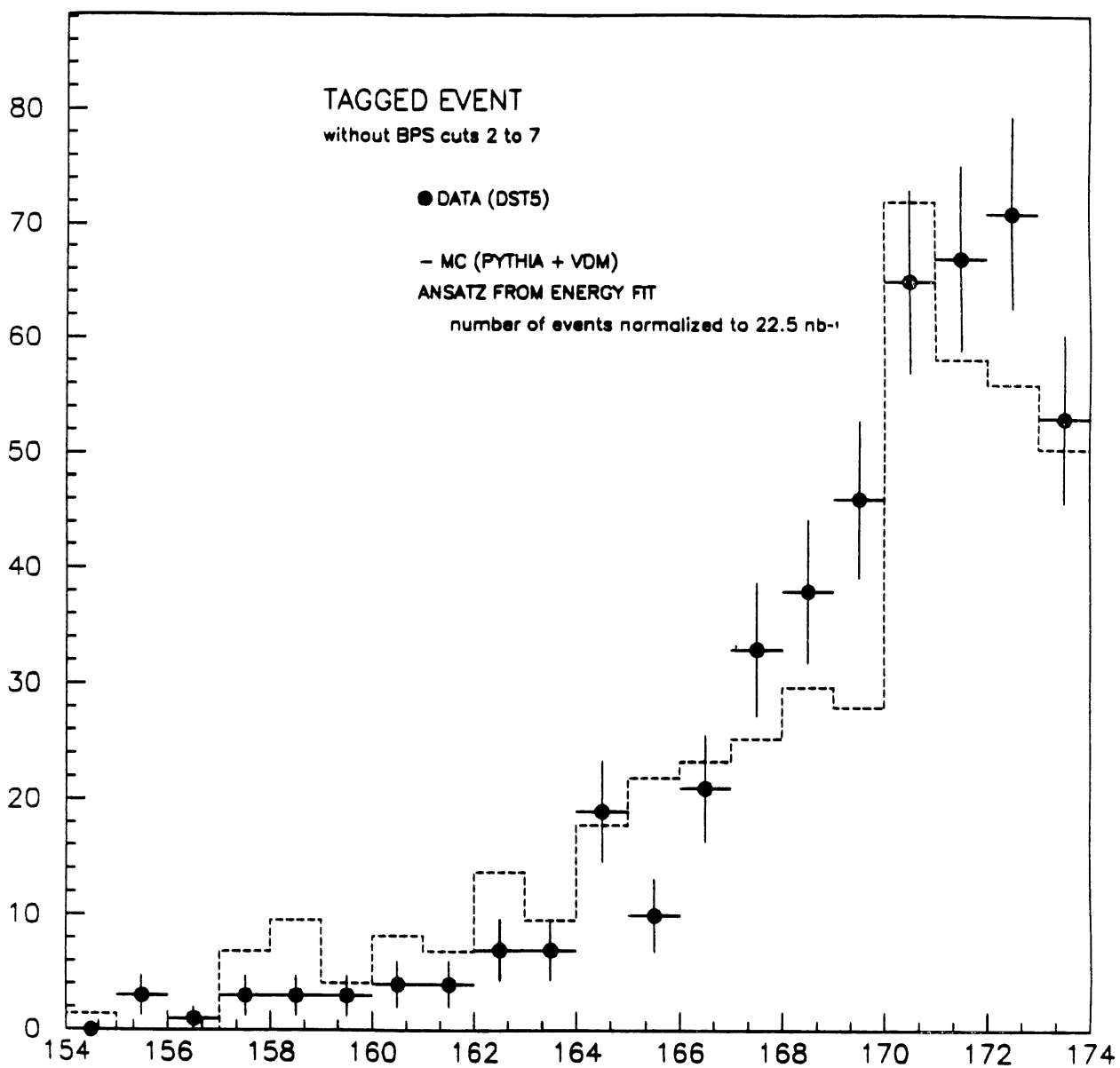


Figure 4.39: Paramétrisation de l'angle du cluster dans le BEMC pour les événements taggés à partir des générateurs VDM et Pythia



d'étude de la photoproduction. Les événements taggés sont également utilisés, mais évidemment, sans appliquer notre sélection de base. On peut donc comparer les résultats suivants:

$$\frac{Pythia}{VDM} = \frac{\alpha}{\beta} = 0.31$$

$$\frac{Pythia}{VDM} = \frac{19}{60} = 0.32 \text{ (résultat du groupe photoproduction)} \quad (4.31)$$

On obtient donc des résultats tout à fait similaires à ceux publiés par le groupe d'étude de la photoproduction, ce qui confirme l'exactitude de cette paramétrisation. On peut également comparer les données et la simulation Monte Carlo de l'énergie et de l'angle de la particule mesurés dans le *BEMC*. Si on reprend les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  trouvées précédemment, on obtient les résultats donnés dans les figures 4.38 et 4.39. On observe un bon accord entre la simulation Monte Carlo et les données pour l'angle de la particule allant dans le *BEMC* identifiée comme l'électron si l'on n'y prend garde. Par contre, les courbes donnant l'énergie de la particule allant dans le *BEMC* dans la simulation Monte Carlo et dans les données diffèrent à haute énergie. Ceci s'explique par la superposition d'un événement de type Bethe Heitler  $ep \rightarrow ep\gamma$  et d'un événement de diffusion profondément inélastique. En effet, étant donné la très grande section efficace des événements  $ep \rightarrow ep\gamma$ , il peut y avoir une superposition de deux événements dans les détecteurs, dans le même bunch, due à leur temps de réponse. C'est le cas de ces événements de Bethe Heitler. Pour prouver qu'il s'agit bien d'événements de ce type, nous allons étudier la corrélation entre l'énergie dans le *BEMC* et  $E - P_z + 2E_{tag}$  où  $E - P_z$  désigne un bilan d'énergie et d'impulsion sur tous les détecteurs et  $E_{tag}$  l'énergie mesurée dans l'électron tagger pour les événements taggés. Pour les événements de photoproduction  $E - P_z + 2E_{tag}$  doit être de l'ordre de  $2 \times 26.7 = 53.4 \text{ GeV}$ , et pour les événements de Bethe Heitler  $4 \times 26.7 = 106.8 \text{ GeV}$  car il s'agit d'une superposition de deux événements. Sur la figure 4.40, on note que, pour une énergie déposée dans le *BEMC* supérieure à  $20 \text{ GeV}$ , la valeur de  $E - P_z + 2E_{tag}$  est de l'ordre de  $90 \text{ GeV}$  pour tous les événements. On ne peut pas atteindre la valeur de  $106.8 \text{ GeV}$  en toute rigueur car il manque l'énergie du photon dans notre bilan d'énergie pour l'événement  $ep \rightarrow ep\gamma$ . La présence d'un photon dans le détecteur de photons n'a pas été demandée car cela réduirait le nombre d'événements, qui est déjà faible, à cause de l'acceptance du détecteur de photons. Le très bon accord entre la simulation Monte Carlo et les données va nous permettre d'effectuer une soustraction statistique des événements de photoproduction restants. D'autre part, la superposition des événements de diffusion profondément inélastique et de ceux de type Bethe Heitler n'affecte pas la paramétrisation des événements de photoproduction réalisée précédemment car leur section efficace est nettement plus faible que celle de photoproduction.

Pour obtenir la contamination finale due aux événements de photoproduction après toutes les coupures, il faut appliquer toutes les coupures dans la simulation Monte Carlo (*Pythia* et *VDM*) des événements de photoproduction. En gardant les mêmes valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  trouvées précédemment, on peut en déduire le nombre d'événements contaminants restant dans notre échantillon. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.6.

Les erreurs ont été calculées en prenant la racine carrée du nombre d'événements contaminants. On peut noter que cette méthode possède l'inconvénient de faire

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	2.74 $\pm 1.66$	6.86 $\pm 2.62$	13.72 $\pm 3.70$
12.2 – 14.0	1.37 $\pm 1.17$	5.49 $\pm 2.34$	10.98 $\pm 3.31$
14.0 – 16.0	0. $\pm 0.$	0. $\pm 0.$	6.05 $\pm 2.46$
16.0 – 18.2	0. $\pm 0.$	1.37 $\pm 1.17$	4.12 $\pm 2.03$
18.2 – 20.4	0. $\pm 0.$	0. $\pm 0.$	5.49 $\pm 2.34$
20.4 – 22.9	0. $\pm 0.$	0. $\pm 0.$	0. $\pm 0.$
22.9 – 25.3	0. $\pm 0.$	0. $\pm 0.$	0. $\pm 0.$
25.3 – 28.1	0. $\pm 0.$	0. $\pm 0.$	0. $\pm 0.$

Tableau 4.6: *Contamination de photoproduction*

confiance à la simulation Monte Carlo quant à l'effet des coupures. En effet, à cause de l'acceptance de l'électron tagger qui permet de ne détecter que 10% des événements de photoproduction restant, on ne peut pas se contenter des événements taggés: ils sont trop peu nombreux (19 dans tout notre pavage en  $\sqrt{E}$ ,  $\theta$  si on demande une énergie dans l'électron tagger supérieure à 6 GeV après toutes les coupures décrites précédemment), ce qui induirait une erreur très grande. Comme nous l'avons déjà dit, c'est pourquoi la paramétrisation précédente a été réalisée avant les coupures.

Après avoir déterminé le nombre d'événements de bruit de fond "physique" (photoproduction) ou non, nous pouvons maintenant en déduire le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique dans chaque cellule en  $\sqrt{E}$ ,  $\theta$ .

#### 4.4.4 Nombre d'événements de diffusion profondément inélastique après coupures

Pour calculer le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique dans les différentes cellules en  $(\sqrt{E}, \theta)$ , il suffit de soustraire le nombre d'événements de photoproduction obtenu dans le paragraphe précédent au nombre d'événements observé. L'erreur sur ce nombre sera la somme quadratique des erreurs:

$$N_{evt\ DIS} = N_{obs} - N_{\gamma p} \quad (4.32)$$

$$\Delta N_{evt\ DIS} = \sqrt{\Delta N_{obs}^2 + \Delta N_{\gamma p}^2} \quad (4.33)$$

Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 4.7.

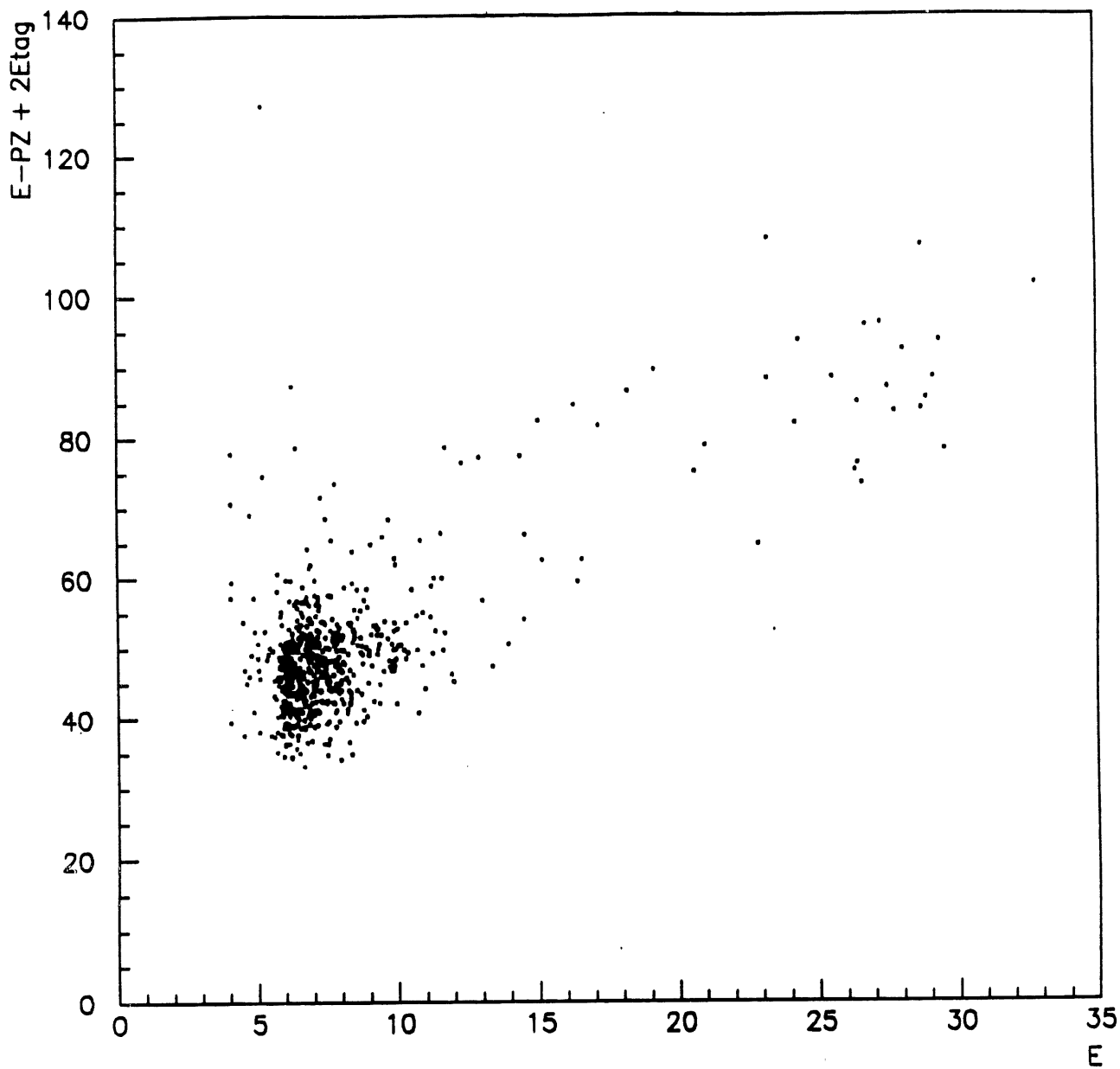


Figure 4.40:  $E - P_z + 2E_{tag}$  en fonction de  $E$  - On distingue les événements de photo-production et les superpositions d'événements de diffusion profondément inélastique et de ceux de type Bethe Heitler (cf texte)

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	9.26 $\pm 3.84$	11.14 $\pm 4.98$	33.28 $\pm 7.79$
12.2 – 14.0	7.63 $\pm 3.22$	9.51 $\pm 4.52$	50.02 $\pm 8.48$
14.0 – 16.0	7. $\pm 2.65$	36. $\pm 6.00$	55.95 $\pm 8.25$
16.0 – 18.2	10. $\pm 3.16$	21.63 $\pm 4.94$	71.88 $\pm 8.95$
18.2 – 20.4	11. $\pm 3.32$	23. $\pm 4.80$	70.51 $\pm 9.03$
20.4 – 22.9	14. $\pm 3.74$	35. $\pm 5.92$	133. $\pm 11.53$
22.9 – 25.3	24. $\pm 4.90$	59. $\pm 7.68$	221. $\pm 14.87$
25.3 – 28.1	16. $\pm 4.00$	47. $\pm 6.86$	161. $\pm 12.69$

Tableau 4.7: *Nombre d'événements de diffusion profondément inélastique final*

Après avoir calculé le nombre d'événements passant les coupures, il nous faut maintenant étudier les effets d'acceptance et les efficacités des différentes coupures comme on l'a vu dans la formule maîtresse 4.24.

## 4.5 Calcul des acceptances

Nous allons commencer par expliquer le principe de calcul utilisé, puis nous donnerons les résultats obtenus en détails. Nous vérifierons enfin l'hypothèse de factorisation consistant à séparer les acceptances et les efficacités.

### 4.5.1 Principe de calcul

Comme nous l'avons déjà mentionné, nous séparons les effets d'acceptance des efficacités. En effet, pour obtenir le nombre d'événements réellement produits lors du processus de diffusion profondément inélastique, il faut connaître le rapport suivant:

$$\epsilon = \frac{\text{nombre d'événements DIS reconstruits après coupures}}{\text{nombre d'événements DIS engendrés}} \quad (4.34)$$

On l'obtient normalement en utilisant une simulation Monte Carlo du détecteur. Ceci implique que la simulation des détecteurs soit très bonne et qu'elle reproduise parfaitement les données, ce qui n'est pas encore pleinement le cas à l'heure actuelle comme nous aurons l'occasion de le voir lorsque nous calculerons les efficacités. C'est pourquoi, nous avons choisi de calculer les efficacités directement dans les données

et les acceptances sous la forme suivante:

$$\epsilon_{acc} = \left( \frac{\text{nombre d'événements DIS reconstruits après coupures}}{\text{nombre d'événements DIS engendré après coupures}} \right)_{\text{Monte Carlo}} \quad (4.35)$$

et les effets des coupures seront calculés directement dans les données en calculant le rapport suivant:

$$\epsilon_{eff} = \left( \frac{\text{nombre d'événements DIS après coupures}}{\text{nombre d'événements DIS avant coupures}} \right)_{\text{données}} \quad (4.36)$$

Nous verrons comment nous calculerons ce nombre précisément dans la suite. Les efficacités seront donc factorisées par rapport aux acceptances. Nous vérifierons cette hypothèse à la fin de notre étude sur l'acceptance. On peut noter que l'on a choisi de calculer les acceptances en ayant demandé les coupures. En effet, on veut avoir accès aux effets de résolution en angle et en énergie des détecteurs sur les nombres des événements reconstruits, quand les coupures sont demandées. En fait, les coupures sur le *TOF* et le déclenchement *CL2* dans le *BEMC* n'ont pas été demandées car elles ne sont pas décrites pour l'instant dans la simulation Monte Carlo. Les acceptances sont calculées en utilisant une génération des événements *s* avec la fonction de structure *B-* de Martin, Roberts et Stirling que l'on a décrite dans le chapitre 2. Normalement, la méthode qu'il faudrait utiliser est une méthode itérative: on part d'une fonction de structure proche de celle que l'on observe dans les données, puis on calcule les efficacités et les acceptances avec cette fonction de structure. On compare alors aux données. On corrige alors la simulation Monte Carlo et ainsi de suite... Etant donné la faible statistique que l'on a à présent et le fait que la simulation Monte Carlo ne soit pas encore parfaitement réalisée, il n'a pas été possible de suivre cette méthode. Egalement, il aurait été préférable de calculer les acceptances avec la fonction de structure *D-* de Martin, Roberts et Stirling qui se rapproche plus des données que la fonction de structure *B-* des mêmes auteurs, mais la statistique dans la simulation Monte Carlo était insuffisante et les effets dus à la statistique trop importants. Nous avons cependant contrôlé que les acceptances obtenues en utilisant la fonction de structure *D-* sont compatibles avec nos résultats.

Il nous faudra également étudier les effets de l'incertitude sur la résolution des détecteurs au niveau de l'acceptance. Nous regarderons ainsi les effets des erreurs de  $\pm 2\%$  sur la détermination de l'énergie, de  $\pm 5 \text{ mrad}$  sur l'angle de l'électron diffusé, de  $\pm 2\%$  sur la résolution en énergie dans le *BEMC*. Nous étudierons enfin la dépendance dans les fonctions de structure en utilisant la fonction de structure *B0* de Martin, Roberts et Stirling avec une densité de gluon plate, que nous avons dans le chapitre 2.

## 4.5.2 Calcul des acceptances

### Valeurs centrales

Pour une cellule en  $(\sqrt{E}, \theta)$  donnée, on calcule le nombre des événements reconstruits dans cette cellule qu'ils soient engendrés dans cette cellule ou ailleurs. Les valeurs obtenues sont données dans le tableau 4.8 et dans la figure 4.41, les erreurs

sont purement statistiques. Détaillons la méthode utilisée pour calculer les erreurs statistiques sur l'acceptance. L'acceptance peut s'écrire sous la forme:

$$\epsilon_{acc} = \frac{N'}{N_{gen}} = \frac{N_{reste} + N_{vient}}{N_{gen}} \quad (4.37)$$

où  $N_{reste}$ ,  $N_{vient}$  et  $N_{gen}$  sont respectivement les nombres d'événements qui restent, entrent, ou qui sont engendrés dans la cellule  $(i, j)$ . Comme les nombres  $N'$  et  $N_{gen}$  sont corrélés, l'erreur sur l'acceptance  $\epsilon_{acc}$  ne peut pas s'exprimer sous la forme:

$$\frac{\Delta \epsilon_{acc}}{\epsilon_{acc}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N'}{N'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{gen}}{N_{gen}}\right)^2} \quad (4.38)$$

$N_{reste}/N_{gen}$  peut se voir comme la fréquence des événements générés qui restent dans la cellule  $(i, j)$  et l'erreur sur ce nombre peut alors se mettre sous la forme suivante:

$$\Delta \left(\frac{N_{reste}}{N_{gen}}\right) = \sqrt{\frac{1}{N_{gen} - 1} \frac{N_{reste}}{N_{gen}} \left(1 - \frac{N_{reste}}{N_{gen}}\right)} \quad (4.39)$$

Pour obtenir l'erreur totale sur l'acceptance, il suffit de resommer quadratiquement l'erreur statistique sur les quantités indépendantes  $N_{vient}$  et  $N_{gen}$ :

$$\Delta \left(\frac{N_{vient}}{N_{gen}}\right) = \frac{N_{gen}}{N_{vient}} \sqrt{\frac{1}{N_{vient}} + \frac{1}{N_{gen}}} \quad (4.40)$$

On obtient alors:

$$d\epsilon_{acc} = \sqrt{\left[\frac{1}{N_{gen} - 1} \frac{N_{reste}}{N_{gen}} \left(1 - \frac{N_{reste}}{N_{gen}}\right)\right] + \left(\frac{N_{gen}}{N_{vient}}\right)^2 \left(\frac{1}{N_{vient}} + \frac{1}{N_{gen}}\right)} \quad (4.41)$$

On note que les acceptances varient peu compte tenu des erreurs statistiques sauf pour le point de plus haute énergie. On le voit surtout dans les cellules où  $\theta$ , l'angle de diffusion de l'électron, est le plus grand car la statistique  $y$  est la plus élevée. Ceci est dû à la résolution en énergie du *BEMC*. En effet, la cellule de plus haute énergie est celle du pic cinématique, et c'est la cellule comportant le plus d'événements. Si l'énergie est mal mesurée, les événements migrent de cette cellule vers une cellule d'énergie plus faible. C'est donc cet effet dû à la résolution du *BEMC* que l'on constate. L'effet de résolution existe évidemment aussi pour les autres cellules, mais les effets se compensent entre les différentes cellules. Pour le voir, calculons le rapport suivant:

$$\epsilon'_{acc} = \frac{\text{nombre d'événements engendrés et reconstruits dans la cellule } i}{\text{nombre d'événements engendré dans la cellule } i} \quad (4.42)$$

Les valeurs de ce rapport sont données dans le tableau 4.9 pour les différentes cellules.

On peut noter que ce rapport est voisin de 50% pratiquement partout. Par conséquent, les effets de résolution se font sentir sur toutes les cellules, mais ces effets se compensent partout sauf pour la dernière cellule en énergie. Dans ce dernier cas, des événements proviennent également des cellules voisines, mais le nombre d'événements  $y$  étant moins grand (on ne se trouve plus exactement dans le pic cinématique), l'effet global est une migration des événements provenant de la cellule de plus haute énergie vers les autres.

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	111.0 $\pm 10.5$	90.4 $\pm 5.5$	106.6 $\pm 3.6$
12.2 – 14.0	97.9 $\pm 8.2$	107.0 $\pm 5.8$	101.0 $\pm 3.2$
14.0 – 16.0	101.9 $\pm 7.9$	105.6 $\pm 5.2$	104.6 $\pm 2.9$
16.0 – 18.2	101.8 $\pm 7.9$	113.4 $\pm 5.3$	104.2 $\pm 2.8$
18.2 – 20.4	105.6 $\pm 7.7$	97.8 $\pm 4.4$	100.1 $\pm 2.4$
20.4 – 22.9	95.8 $\pm 6.4$	110.9 $\pm 4.3$	109.2 $\pm 2.3$
22.9 – 25.3	115.4 $\pm 5.4$	118.2 $\pm 3.4$	111.1 $\pm 1.8$
25.3 – 28.1	83.1 $\pm 3.2$	80.6 $\pm 2.1$	84.4 $\pm 1.5$

Tableau 4.8: Valeurs centrales d'acceptance, erreurs statistiques en pourcentage

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	61.0 $\pm 7.8$	52.2 $\pm 4.2$	53.9 $\pm 2.6$
12.2 – 14.0	57.6 $\pm 6.3$	59.2 $\pm 4.3$	50.2 $\pm 2.3$
14.0 – 16.0	51.9 $\pm 5.7$	56.9 $\pm 3.8$	54.6 $\pm 2.1$
16.0 – 18.2	53.7 $\pm 5.7$	59.0 $\pm 3.8$	54.2 $\pm 2.0$
18.2 – 20.4	53.1 $\pm 5.4$	52.5 $\pm 3.2$	53.8 $\pm 1.8$
20.4 – 22.9	50.8 $\pm 4.6$	53.4 $\pm 3.0$	52.2 $\pm 1.6$
22.9 – 25.3	59.6 $\pm 3.9$	52.0 $\pm 2.3$	56.4 $\pm 1.3$
25.3 – 28.1	62.1 $\pm 2.8$	57.7 $\pm 1.8$	54.3 $\pm 1.2$

Tableau 4.9: Pourcentage des événements engendrés dans une cellule et reconstruits dans la même cellule

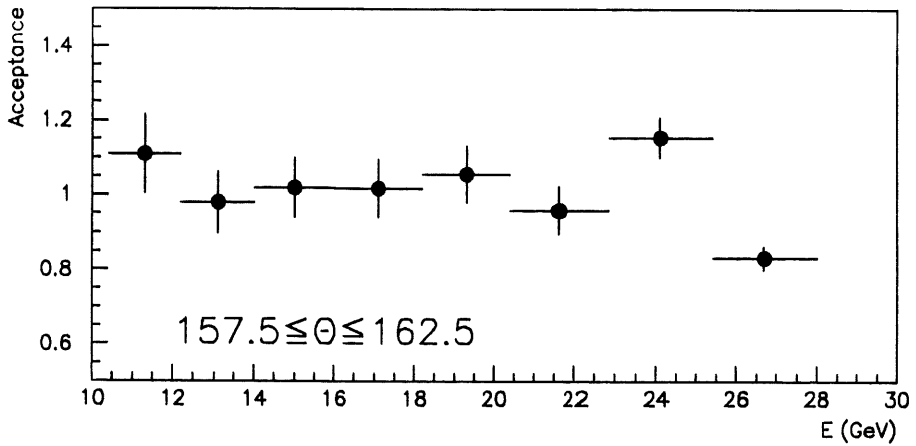
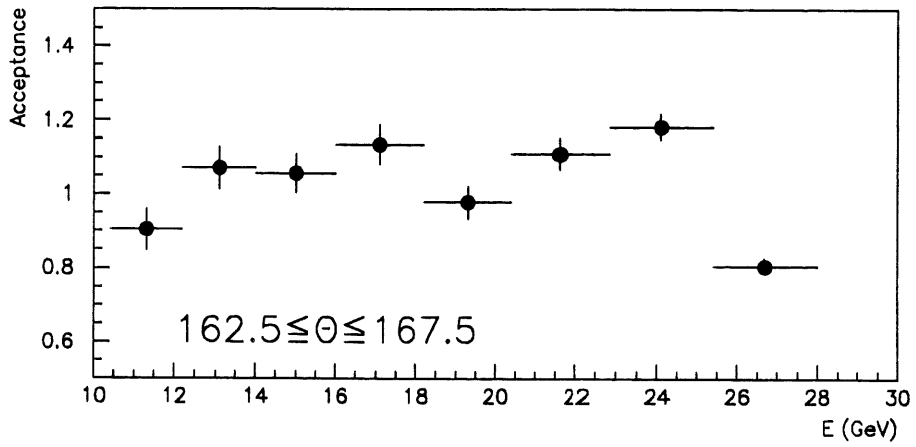
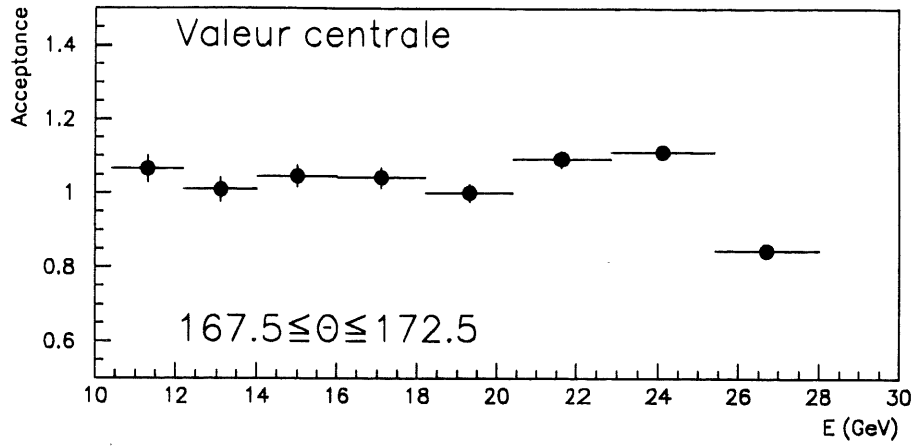


Figure 4.41: Acceptances (*erreurs statistiques uniquement*)



## Effet de l'erreur sur la calibration absolue de l'énergie

Comme nous l'avons dit lorsque nous avons étudié la mesure de l'énergie dans le *BEMC*, nous prenons une erreur de  $\pm 2\%$  sur la mesure de l'énergie de l'électron diffusé. Les effets de cette erreur sont donnés dans les tableaux 4.11 et 4.12 et dans la figure 4.42 où les erreurs sont purement statistiques.

L'interprétation des effets obtenus est assez simple. Lorsque l'on diminue artificiellement l'énergie mesurée de  $2\%$  dans la simulation Monte Carlo des détecteurs, on augmente le nombre d'événements migrant de la cellule de plus haute énergie (pic cinématique) vers les autres cellules d'énergie plus faible. L'acceptance de la cellule de plus haute énergie est donc plus faible que dans le cas où il n'y a pas de décalage en énergie. Par contre, les autres cellules voient leur nombre d'événements reconstruits augmenter et leur acceptance augmente. Il va de soi qu'ajouter  $2\%$  sur l'énergie de l'électron diffusé donne un effet allant en sens contraire et l'acceptance obtenue est alors très plate dans les cellules où  $167.5 \leq \theta \leq 172.5$  en particulier où l'erreur statistique est la plus faible. Compte tenu des erreurs statistiques, on peut remarquer que la différence entre  $+2\%$  et  $-2\%$  en énergie s'estompe quand l'énergie diminue, ce qui justifie encore le fait qu'il s'agit bien principalement d'une différence de migration des événements du pic cinématique vers les autres cellules.

## Effet de l'erreur sur l'angle $\theta$

Lorsque nous avons analysé la mesure de l'angle diffusé  $\theta$  en utilisant la *BPC*, nous avons justifié la valeur de l'erreur que nous prenons sur l'angle ( $5 \text{ mrad}$ ). Les effets de l'erreur de  $\theta$  sur l'acceptance sont donnés dans les tableaux 4.11 et 4.12 et dans la figure 4.43.

L'effet obtenu va toujours dans le même sens quelque soit la cellule: si on augmente l'angle reconstruit, l'acceptance diminue. L'effet est contraire si on diminue ce même angle. Ceci est dû à la dépendance de la section efficace de diffusion profondément inélastique en  $1/\cos^4 \theta/2$ . La concentration des événements est la plus importante à grand angle  $\theta$  et à grande énergie car, dans le plan  $(\log x, \log Q^2)$ , les isoangles sont les plus espacées à grand  $x$  et la section efficace de diffusion profondément inélastique est pratiquement constante dans ce plan en première approximation. Augmenter  $\theta$  revient pour toutes les cellules à faire passer des événements reconstruits de la cellule où les événements sont engendrés à la cellule voisine en  $\theta$  et ayant même énergie. Comme le nombre d'événements est plus important à grand angle, le bilan de ces migrations est qu'une cellule donnée perd des événements reconstruits si on augmente l'angle. Par conséquent, l'acceptance diminue. On peut également remarquer que cet effet dépend peu de l'énergie si on tient compte des erreurs statistiques.

## Effet de l'erreur sur la résolution

Lorsque nous avons analysé la calibration du *BEMC*, nous avons donné l'erreur que nous prenons sur la résolution de la mesure de l'énergie dans ce détecteur, soit une erreur absolue de  $\pm 2\%$ . L'effet de l'erreur sur la résolution est donné dans les tableaux 4.11 et 4.12 et dans la figure 4.44.

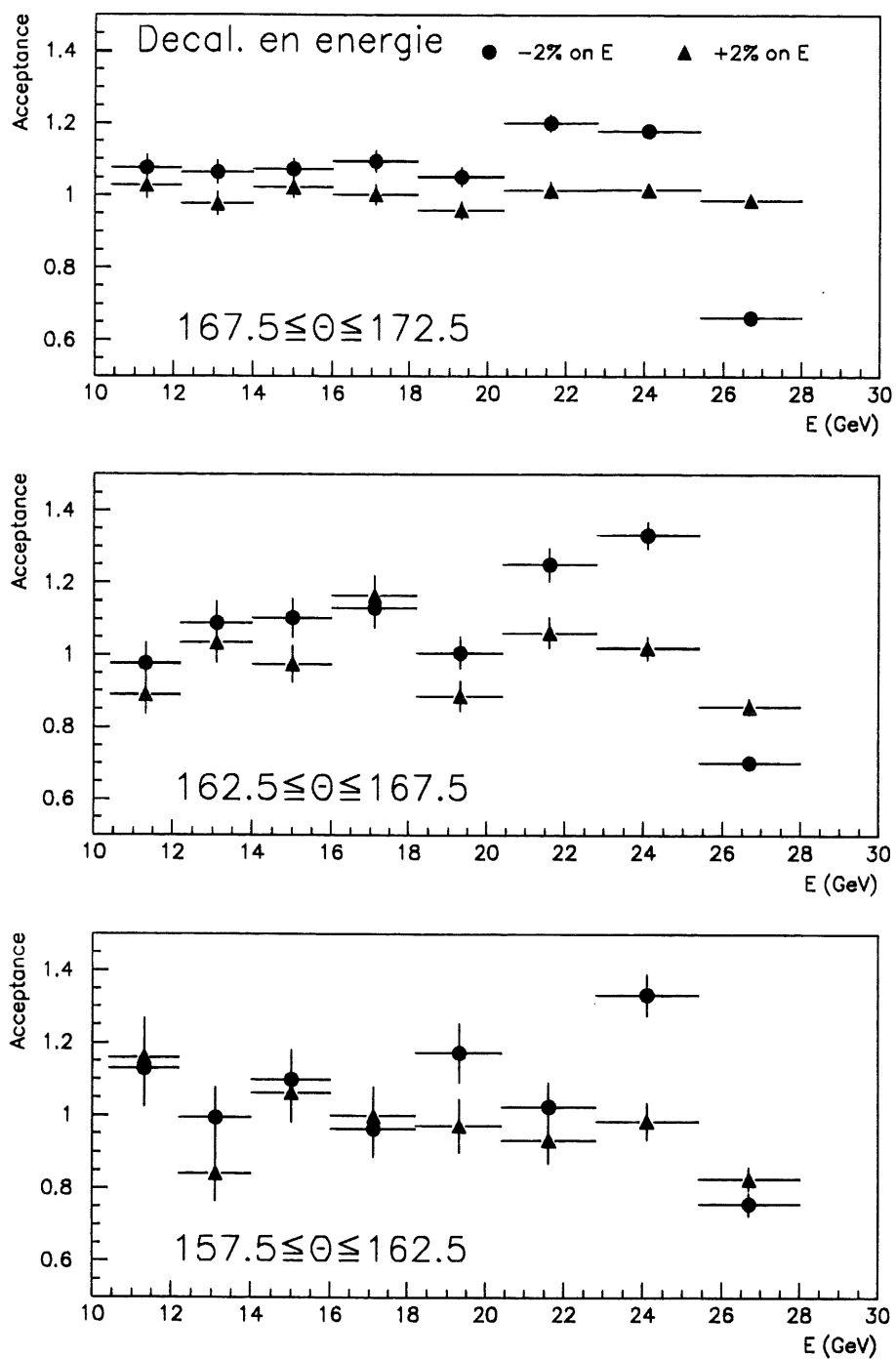


Figure 4.42: Effet de l'erreur sur l'énergie sur l'acceptance

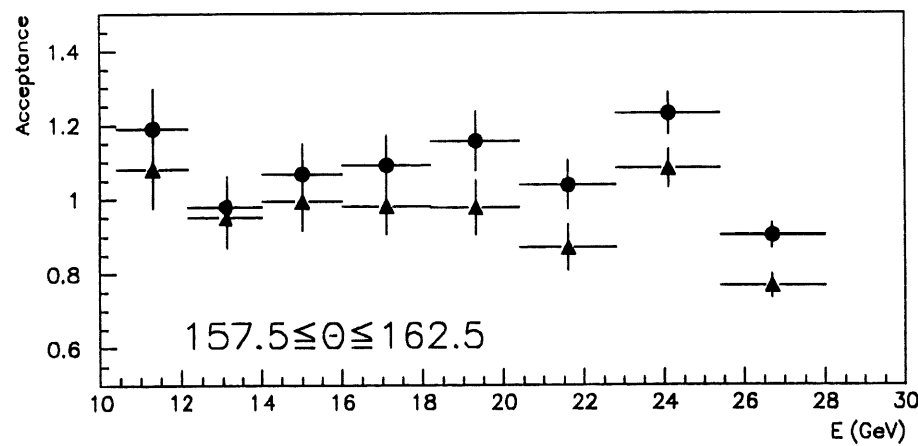
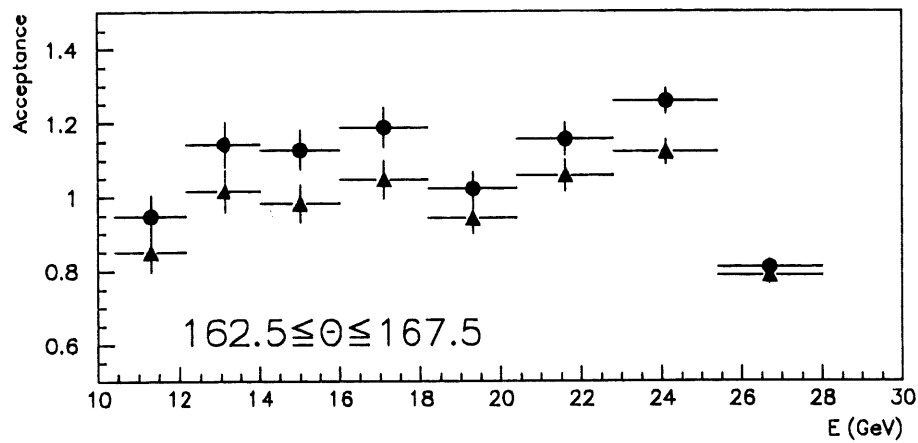
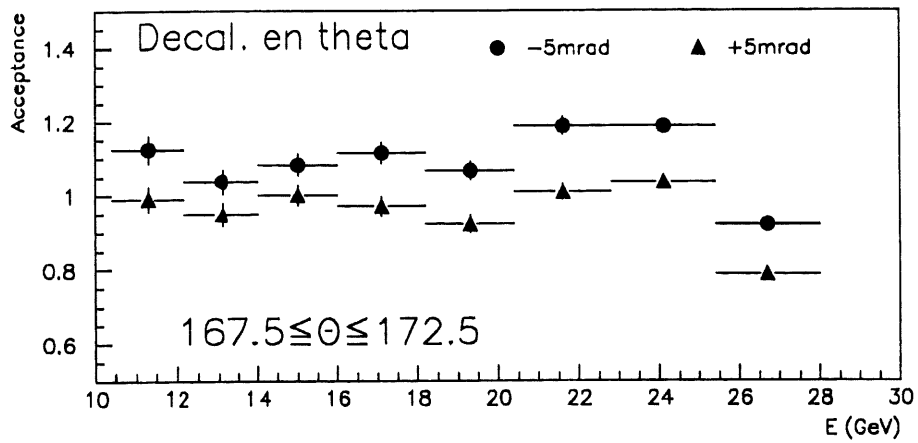


Figure 4.43: *Effet de l'erreur sur l'angle sur l'acceptance*

Cet effet est surtout sensible dans le pic cinématique. En effet, l'augmentation de la résolution provoque surtout une augmentation du domaine d'extension en énergie du pic cinématique reconstruit. Par conséquent, l'acceptance doit diminuer dans le pic cinématique à haute énergie quand on augmente la résolution car beaucoup d'événements quittent le pic. Par contre, à plus basse énergie, une cellule doit obtenir une acceptance plus grande, car elle reçoit des événements provenant du pic. On vérifie que l'on obtient bien ces résultats pour toutes nos cellules en  $\theta$ : il existe une ou deux cellules à grande énergie dans le pic cinématique où l'acceptance diminue et la cellule suivante à plus basse énergie voit son acceptance augmenter.

### Effet du changement de fonction de structure

Nous avons étudié les effets sur l'acceptance du changement de fonction de structure en utilisant les fonctions de structure provenant des paramétrisations de Martin, Roberts et Stirling  $KMRSB0$  et  $KMRSB-$  décrites dans le chapitre 2. Les effets sont donnés dans les tableaux 4.11 et 4.12 et dans la figure 4.45.

Il est très difficile d'interpréter qualitativement ces résultats. En effet, les effets dominants proviennent souvent du changement au niveau du pic cinématique, qui compte la plus grande part des événements. Or, les fonctions de structure ont la même forme au niveau du pic, car à grand  $x$ , des mesures ont déjà été réalisées. C'est à plus basse énergie que les différences se font sentir. Les pourcentages de migration du pic cinématique vers le domaine où  $x$  est petit dépendent aussi de la population présente à bas  $x$ . En effet, il est clair que, pour un même nombre d'événements migrant vers la région à bas  $x$ , l'acceptance sera plus faible dans le cas où plus d'événements sont engendrés à bas  $x$ , puisque l'on divise par ce nombre. On s'attend donc à obtenir une acceptance légèrement plus faible avec la fonction de structure  $B-$  qu'avec la fonction de structure  $B0$ . On voit dans la figure 4.45 que les différences sont plutôt faibles compte tenu des erreurs statistiques. Ceci est dû au fait que l'on calcule les acceptances après avoir demandé les coupures sur l'existence d'un vertex reconstruit et sur le critère de qualité des traces ( $RTRA$ ) qui diminuent fortement la taille du pic cinématique. Par conséquent, les migrations du pic cinématique vers les basses énergies s'en trouvent considérablement réduites.

### Résultat sur l'acceptance

Nous allons naturellement prendre comme valeur centrale de l'acceptance la valeur donnée par la paramétrisation  $KMRSB-$ . Pour calculer l'erreur systématique, nous sommions quadratiquement les différents effets que nous venons d'étudier. Pour chaque effet, nous prenons la borne supérieure des différences entre la valeur centrale  $B-$  et l'effet considéré. Par exemple, lorsque l'on étudie l'effet de la mesure de l'angle, on obtient trois valeurs différentes:

$$\epsilon_{Acc\ 0} = \epsilon_{B-, \theta} \quad (4.43)$$

$$\epsilon_{Acc\ 1} = \epsilon_{B-, \theta - 5\text{mrad}} \quad (4.44)$$

$$\epsilon_{Acc\ 2} = \epsilon_{B-, \theta + 5\text{mrad}} \quad (4.45)$$

$$(4.46)$$

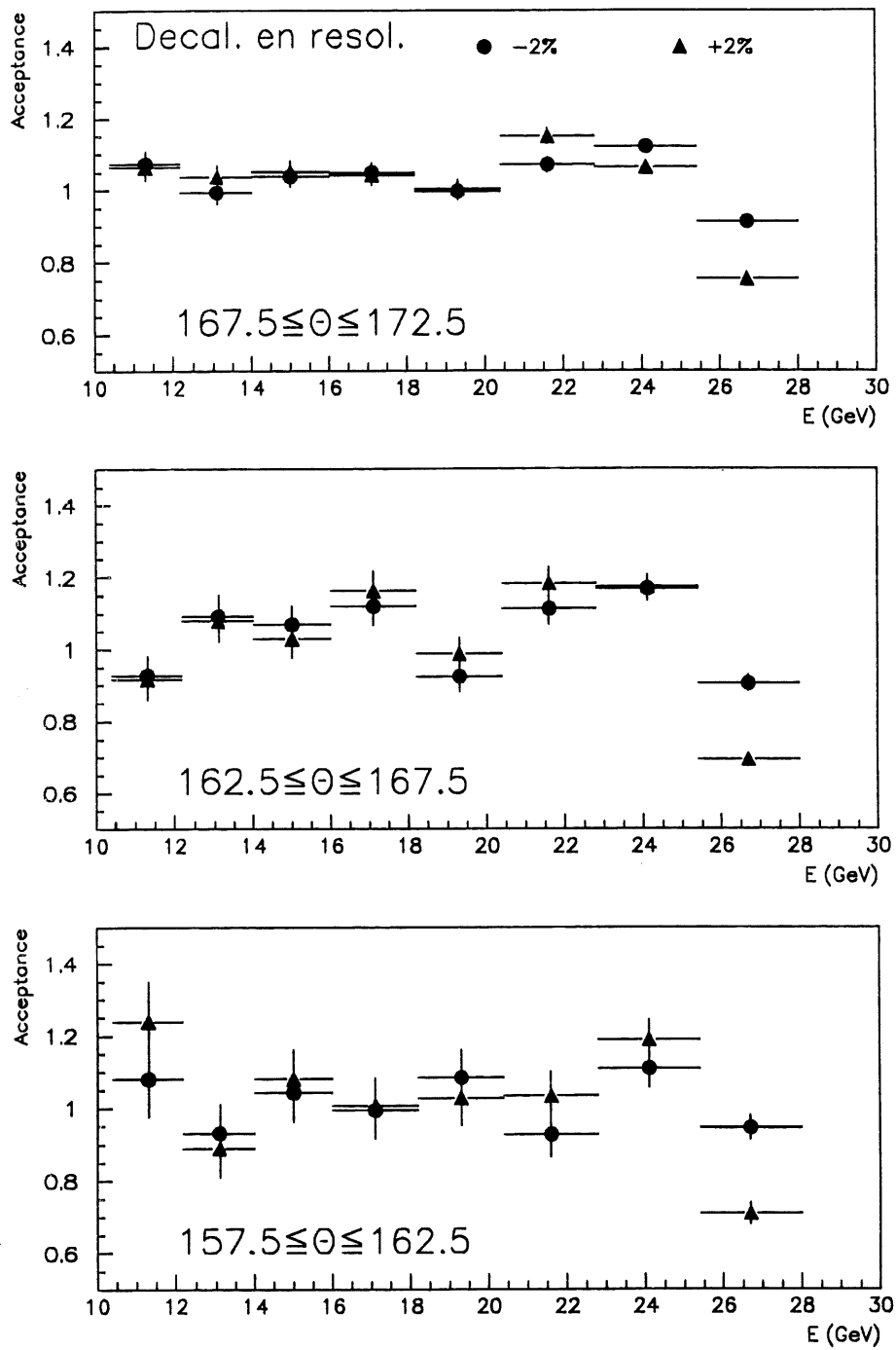


Figure 4.44: *Effet de l'erreur sur la résolution sur l'acceptance*

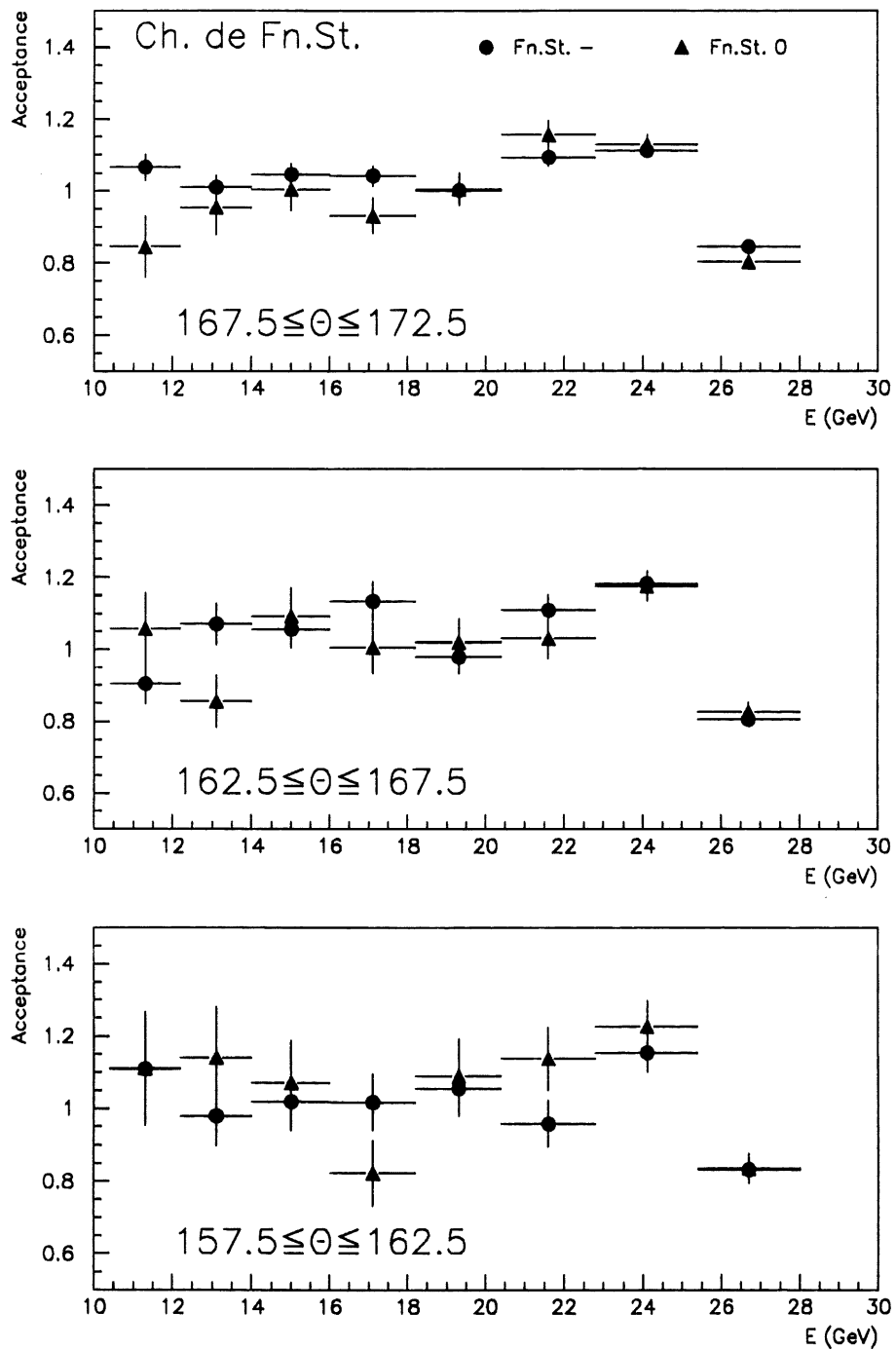


Figure 4.45: *Effet du changement de fonction de structure sur l'acceptance*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	111.0 ±19.2	90.4 ±18.8	106.6 ±23.9
12.2 – 14.0	97.9 ±24.7	107.0 ±23.8	101.0 ±10.7
14.0 – 16.0	101.9 ±14.7	105.6 ±13.0	104.6 ±7.2
16.0 – 18.2	101.8 ±23.2	113.4 ±16.9	104.2 ±14.6
18.2 – 20.4	105.6 ±17.8	97.8 ±13.0	100.1 ±10.2
20.4 – 22.9	95.8 ±23.4	110.9 ±19.0	109.2 ±17.1
22.9 – 25.3	115.4 ±21.9	118.2 ±18.4	111.1 ±13.5
25.3 – 28.1	83.1 ±16.2	80.6 ±15.7	84.4 ±22.3

Tableau 4.10: *Acceptances finales en pourcentage (sans tenir compte de l'erreur sur l'hypothèse de factorisation)*

L'erreur sur l'acceptance associée à l'incertitude sur la mesure de l'angle sera donc:

$$\sup(|\epsilon_{Acc\ 1} - \epsilon_{Acc\ 0}|, |\epsilon_{Acc\ 2} - \epsilon_{Acc\ 0}|) \quad (4.47)$$

et on somme quadratiquement les différentes erreurs pour obtenir l'erreur totale. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.10 et dans la figure 4.46. On retrouve des acceptances assez constantes mis à part le point de plus grande énergie. Les acceptances que nous donnons ici ne sont pas exactement finales, nous allons maintenant vérifier l'hypothèse de factorisation et nous verrons que cela nous introduira une erreur systématique supplémentaire dont il faudra tenir compte.

### 4.5.3 Vérification de l'hypothèse de factorisation - Acceptances finales

L'hypothèse de factorisation nous a conduit à factoriser les effets d'acceptance par rapport aux effets d'efficacité. On a donc calculé les acceptances sous la forme:

$$\epsilon_{Acc} = \left( \frac{\text{nombre d'evts reconstruits dans la cellule } i \text{ après coupures}}{\text{nombre d'evts engendrés dans la cellule } i \text{ après coupures}} \right)_{MC} \quad (4.48)$$

Si l'hypothèse de factorisation est correcte, on peut réécrire l'expression de l'acceptance sous la forme:

$$\epsilon'_{Acc} = \left( \frac{\text{nombre d'evts reconstruits dans la cellule } i \text{ avant coupures}}{\text{nombre d'evts engendrés dans la cellule } i \text{ avant coupures}} \right)_{MC} \quad (4.49)$$

$\theta$ E	val. fin.	$\mp 2\% E$	$\theta \mp 5$	resol.	F.St.B0	Fact.	stat.
160 11.3	111.0 $\pm 19.3$	113.0 116.0	119.0 108.0	108.0 124.0	111.1	108.8	$\pm 10.5$
160 13.1	97.9 $\pm 24.7$	99.3 84.0	97.9 95.1	93.1 88.9	114.0	97.9	$\pm 8.2$
160 15.0	101.9 $\pm 14.7$	109.9 106.2	106.8 99.4	104.3 108.0	107.2	103.1	$\pm 7.9$
160 17.1	101.8 $\pm 23.2$	96.3 100.0	109.1 98.2	99.4 100.6	82.2	101.2	$\pm 7.9$
160 19.3	105.6 $\pm 17.8$	117.3 97.2	115.6 97.8	108.4 102.8	108.9	104.9	$\pm 7.7$
160 21.6	95.8 $\pm 23.4$	102.5 93.2	103.8 86.9	92.8 103.4	113.8	96.6	$\pm 6.4$
160 24.1	115.4 $\pm 21.9$	133.3 98.5	123.0 108.3	110.9 118.9	122.6	116.7	$\pm 5.4$
160 26.7	83.1 $\pm 16.2$	75.7 82.6	90.1 76.6	94.6 70.9	83.5	83.1	$\pm 3.2$
165 11.3	90.4 $\pm 18.8$	97.7 89.0	94.7 85.0	92.7 91.7	105.7	89.3	$\pm 5.5$
165 13.1	107.0 $\pm 23.8$	108.9 103.5	114.2 101.6	109.2 107.9	85.5	106.2	$\pm 5.8$
165 15.0	105.6 $\pm 13.0$	110.2 97.5	112.7 98.2	106.9 102.8	109.2	104.7	$\pm 5.2$
165 17.1	113.4 $\pm 17.0$	112.9 116.4	118.7 104.7	111.9 116.2	100.5	111.9	$\pm 5.2$
165 19.3	97.8 $\pm 13.1$	100.6 88.6	102.2 94.3	92.4 98.8	102.0	96.4	$\pm 4.4$
165 21.6	110.9 $\pm 19.0$	125.0 106.2	115.6 105.7	111.1 118.2	103.0	109.7	$\pm 4.3$
165 24.1	118.2 $\pm 19.3$	133.2 101.9	125.8 112.0	116.7 117.4	117.5	124.0	$\pm 3.4$
165 26.7	80.6 $\pm 16.2$	70.2 85.8	80.8 78.7	90.5 69.4	82.7	76.7	$\pm 2.1$

Tableau 4.11: *Analyse des erreurs sur l'acceptance (1ère partie) (on donne successivement les valeurs de l'angle et de l'énergie moyenne de la cellule, les effets de l'erreur de  $\pm 2\%$  sur l'énergie, de  $\pm 5\text{mrad}$  sur l'angle, de  $\pm 2\%$  sur la résolution, de l'erreur sur la fonction de structure, de l'erreur due à l'hypothèse de factorisation, et de l'erreur statistique de la simulation Monte Carlo)*



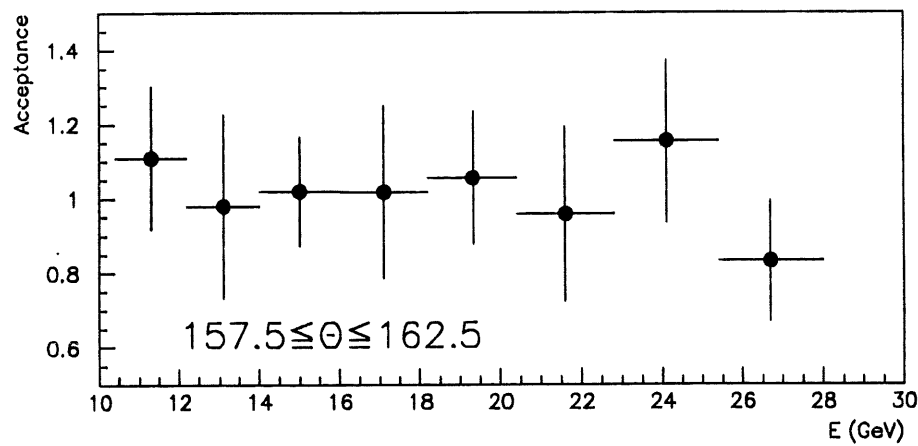
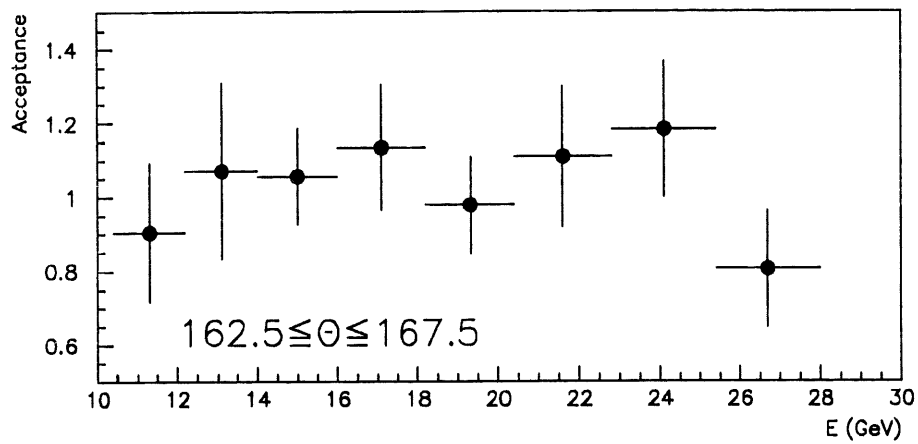
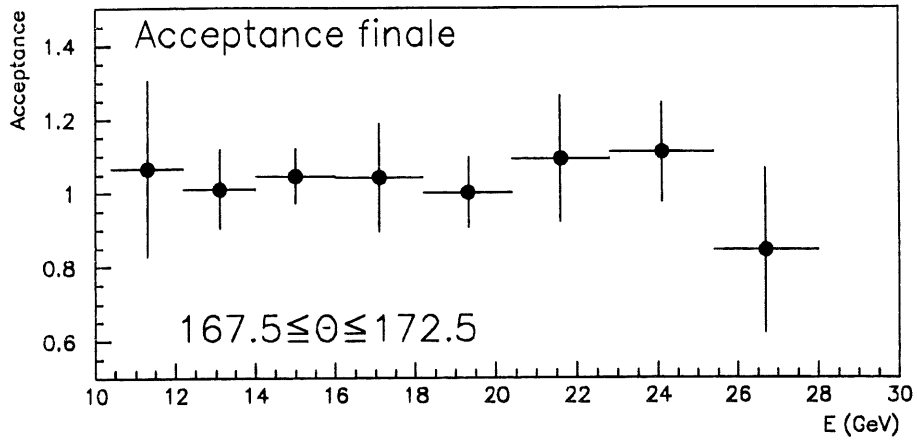


Figure 4.46: Acceptance (on a resommé toutes les erreurs systématiques en quadrature)

$\theta$ $E$	<i>val. fin.</i>	$\mp 2\% E$	$\theta \mp 5$	<i>resol.</i>	<i>F.St.B0</i>	<i>Fact.</i>	<i>stat.</i>
170 11.3	106.6 $\pm 24.1$	107.6 102.7	112.5 99.0	107.2 106.4	84.6	103.7	$\pm 3.6$
170 13.1	101.0 $\pm 11.0$	106.4 97.7	103.8 95.0	99.3 103.6	95.3	98.5	$\pm 3.2$
170 15.0	104.6 $\pm 7.3$	107.3 102.2	108.4 100.2	103.9 105.2	100.4	103.7	$\pm 3.2$
170 17.1	104.2 $\pm 14.6$	109.5 100.2	111.6 97.1	104.9 104.3	93.1	104.4	$\pm 2.8$
170 19.3	100.1 $\pm 10.2$	105.1 95.9	106.7 92.3	99.8 100.5	100.4	96.6	$\pm 2.4$
170 21.6	109.2 $\pm 17.2$	120.1 101.4	118.9 101.0	107.1 115.1	115.6	110.8	$\pm 2.3$
170 24.1	111.1 $\pm 32.7$	118.0 101.5	118.9 103.6	112.2 106.4	112.9	140.9	$\pm 1.8$
170 26.7	84.4 $\pm 22.8$	66.1 98.6	92.1 78.8	91.2 75.3	80.2	79.6	$\pm 1.5$

Tableau 4.12: *Analyse des erreurs sur l'acceptance (2ème partie)*

où l'on a factorisé les efficacités des coupures et on a:

$$\epsilon_{Acc} = \epsilon'_{Acc} \quad (4.50)$$

Un moyen simple de vérifier l'hypothèse de factorisation est donc de calculer les acceptances sans demander les différentes coupures. La différence par rapport à l'acceptance calculée précédemment sera définie comme une erreur systématique supplémentaire à ajouter quadratiquement aux autres erreurs. Le résultat est donné dans les tableaux 4.11 et 4.12. Sur la figure 4.47, on compare les acceptances sans coupures (triangles) avec celles avec coupures (disques).

Les différences obtenues sont minimales sauf pour la cellule suivante:

$$167.5 \leq \theta \leq 172.5 \quad 22.9 \leq E \leq 25.3 \quad (4.51)$$

Ceci est dû au dépeuplement du pic cinématique et par voie de conséquence, au déplacement de sa position, quand on demande en particulier la présence d'un vertex (fig 4.48). La valeur moyenne de l'énergie dans le pic cinématique passe de 26.33 GeV à 25.65 GeV après la coupure sur le vertex. En effet, beaucoup d'événements à grande énergie et à grand angle n'ont pas de vertex à cause de l'acceptance angulaire des détecteurs comme nous l'avons déjà dit lorsque nous avons analysé cette coupure. Le nombre d'événements migrant du pic cinématique (en particulier les événements migrant dans la cellule avoisinant celle du pic) change donc drastiquement, puisque le nombre d'événements dans le pic cinématique n'est plus le même et l'acceptance dans cette cellule est donc modifiée de façon importante.

Dans le tableau 4.13 et dans la figure 4.49 sont données les valeurs finales d'acceptance. On note l'erreur très importante sur la cellule dont nous venons de

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	111.0 ±19.3	90.4 ±18.8	106.6 ±24.1
12.2 – 14.0	97.9 ±24.7	107.0 ±23.8	101.0 ±11.0
14.0 – 16.0	101.9 ±14.7	105.6 ±13.0	104.6 ±7.3
16.0 – 18.2	101.8 ±23.2	113.4 ±17.0	104.2 ±14.6
18.2 – 20.4	105.6 ±17.8	97.8 ±13.1	100.1 ±10.2
20.4 – 22.9	95.8 ±23.4	110.9 ±19.0	109.2 ±17.2
22.9 – 25.3	115.4 ±21.9	118.2 ±19.2	111.1 ±32.7
25.3 – 28.1	83.1 ±16.2	80.6 ±16.2	84.4 ±22.8

Tableau 4.13: *Acceptance finale en pourcentage (erreur sur la factorisation incluse)*

parler. L'analyse des différentes erreurs est donnée dans les tableaux 4.14 et 4.15. En fait, comme on calcule la somme quadratique des différentes erreurs, le carré de chaque erreur est donné dans les tableaux 4.14 et 4.15 pour avoir une base 100. On peut remarquer que l'erreur sur l'énergie est souvent dominante, surtout à grande énergie. Une meilleure calibration du *BEMC*, plus précise, avec plus de données, permettrait donc de réduire cette erreur systématique. L'erreur sur la mesure de l'angle est souvent prépondérante à grand angle. Cela est dû au fait que la section efficace  $y$  est la plus importante et donc que les effets statistiques sont les plus sensibles. Il est difficile de voir comment on pourrait avoir une meilleure estimation de l'angle avec les détecteurs présents actuellement à l'arrière. L'erreur sur la fonction de structure domine évidemment à basse énergie où les différences se font sentir. La méthode de factorisation donne une seule erreur très importante comme on l'a déjà fait remarquer.

Après avoir donné en détail les calculs d'acceptance, nous allons maintenant étudier la méthode utilisée pour obtenir les efficacités directement dans les données.

## 4.6 Calcul des efficacités

Nous allons commencer par expliciter la méthode générale d'obtention des efficacités, puis nous décrirons chaque efficacité en détails. Nous ferons enfin une comparaison avec les résultats donnés par la simulation Monte Carlo des détecteurs.

$\theta$ E	val. fin.	$\mp 2\% E$	$\theta \mp 5$	resol.	F.St.B0	Fact.	stat.
160 11.3	111.0 $\pm 19.3$	7%	17%	45%	0%	1%	30%
160 13.1	97.9 $\pm 24.7$	32%	1%	13%	42%	0%	11%
160 15.0	101.9 $\pm 14.7$	30%	11%	17%	13%	2%	29%
160 17.1	101.8 $\pm 23.2$	6%	10%	1%	71%	0%	12%
160 19.3	105.6 $\pm 17.8$	43%	32%	2%	3%	0%	19%
160 21.6	95.8 $\pm 23.4$	8%	14%	11%	59%	0%	6%
160 24.1	115.4 $\pm 21.9$	67%	12%	4%	11%	0%	6%
160 26.7	83.1 $\pm 16.2$	21%	19%	57%	0%	0%	4%
165 11.3	90.4 $\pm 18.8$	15%	8%	1%	66%	0%	9%
165 13.1	107.0 $\pm 23.8$	2%	9%	1%	82%	0%	6%
165 15.0	105.6 $\pm 13.0$	39%	32%	5%	8%	1%	16%
165 17.1	113.4 $\pm 17.0$	3%	26%	3%	58%	1%	10%
165 19.3	97.8 $\pm 13.1$	49%	11%	17%	10%	1%	11%
165 21.6	110.9 $\pm 19.0$	55%	7%	15%	17%	0%	5%
165 24.1	118.2 $\pm 19.3$	71%	16%	1%	0%	9%	3%
165 26.7	80.6 $\pm 16.2$	41%	1%	48%	2%	6%	2%

Tableau 4.14: Analyse des erreurs sur l'acceptance en pourcentage (1ère partie)  
(on donne pour chaque cellule en énergie et angle la valeur du carré de l'erreur en pourcentage après chaque effet pour avoir une base 100)

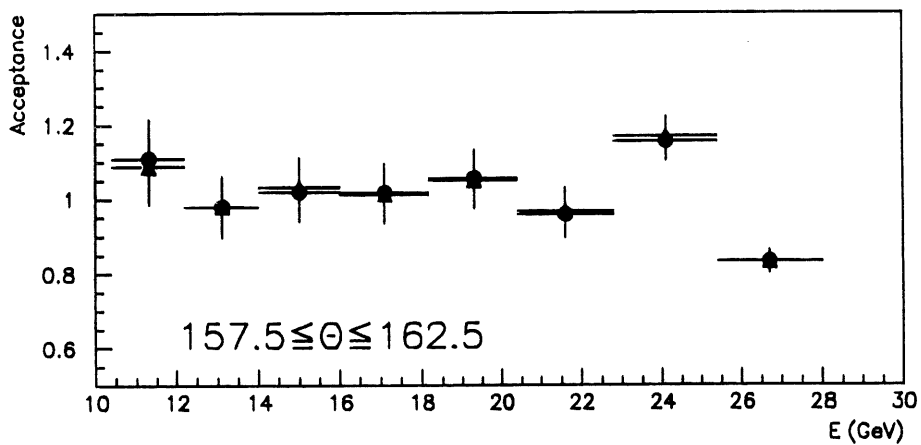
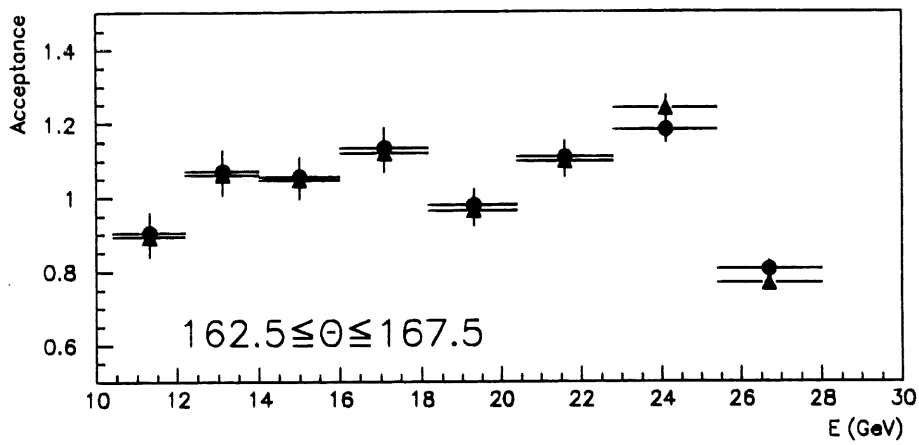
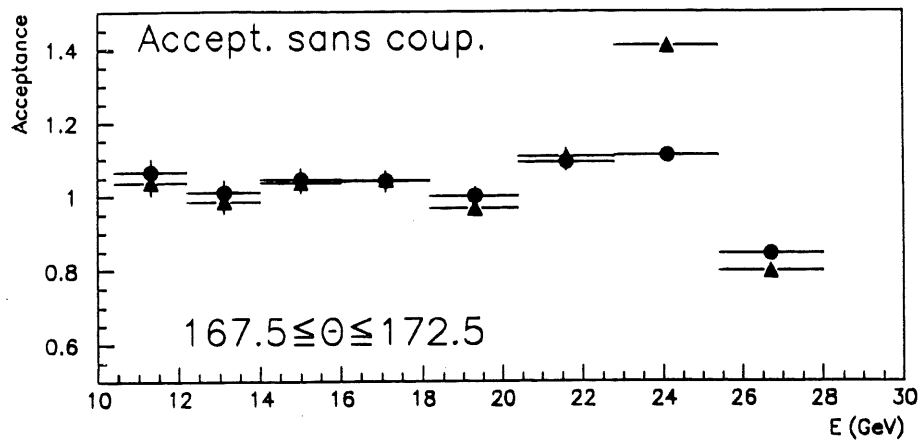


Figure 4.47: *Acceptance avec et sans coupures (disques et triangles)*

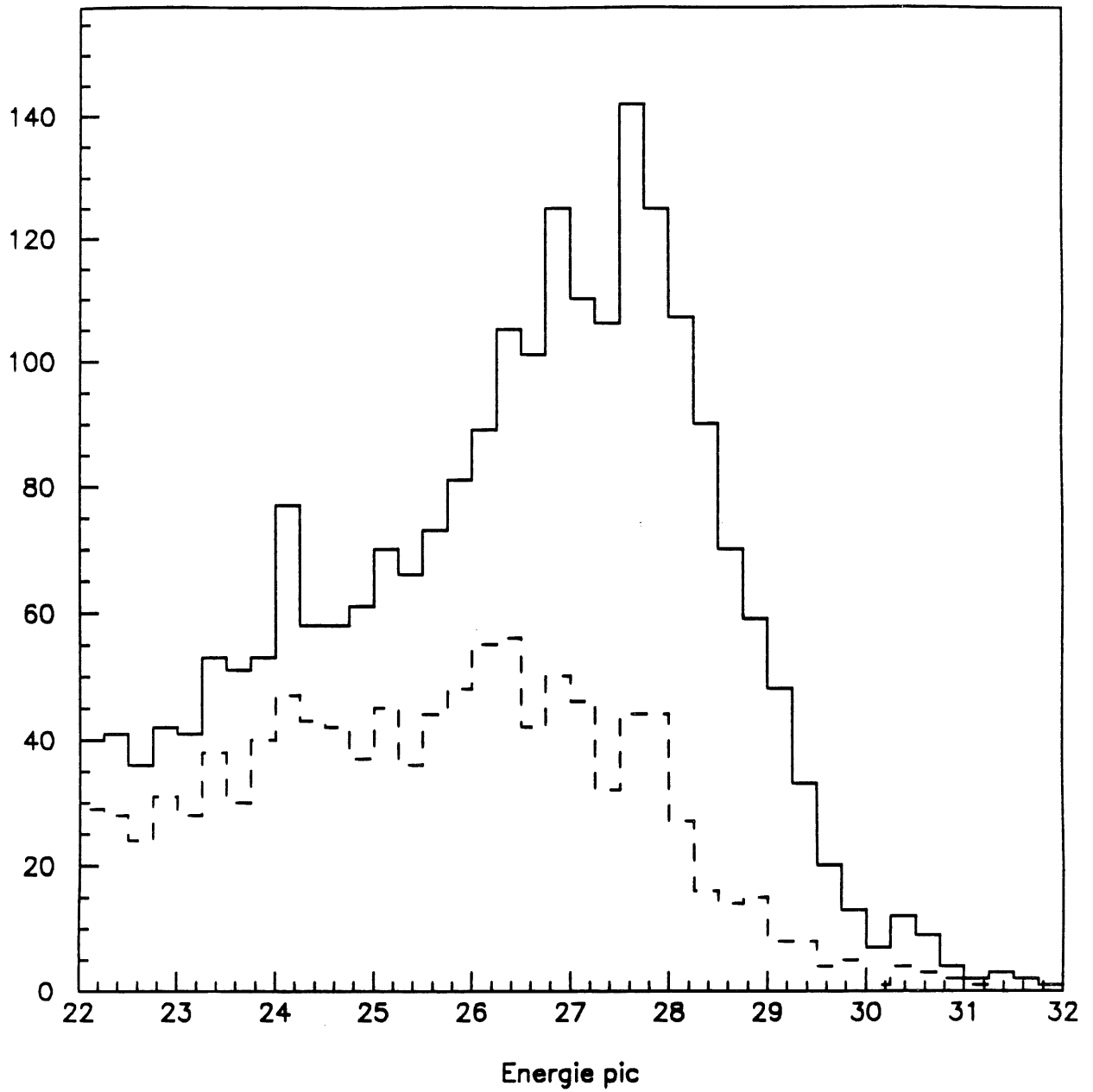


Figure 4.48: Pic cinématique avec (traits pointillés) et sans coupure sur le vertex (trait plein) (l'énergie est exprimée en GeV)

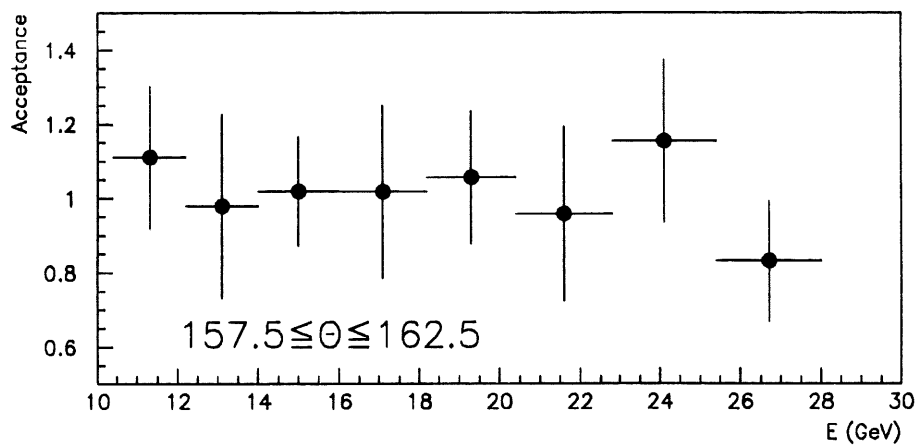
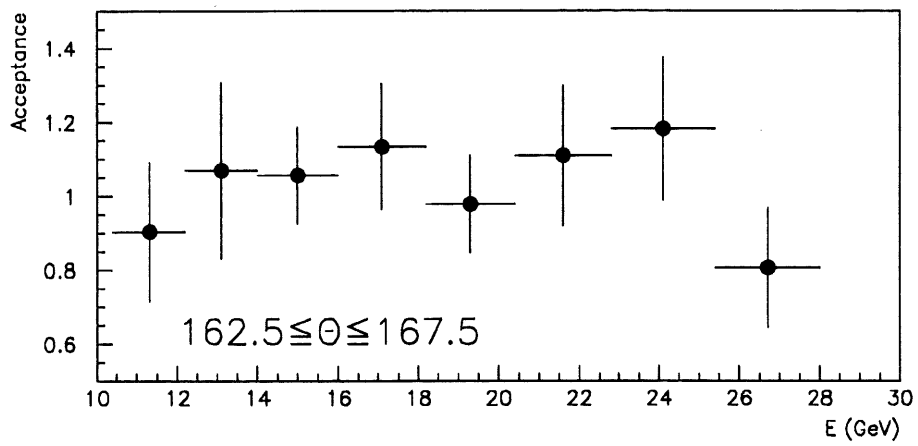
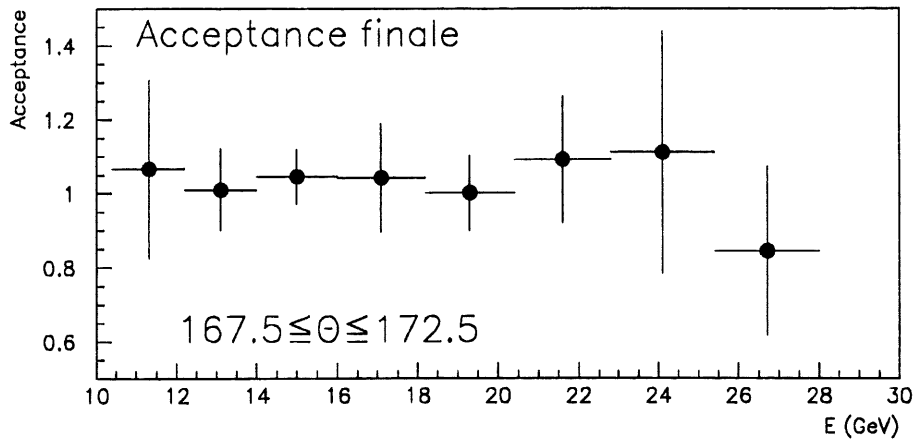


Figure 4.49: *Acceptance finale*

$\theta$ E	val. fin.	$\mp 2\% E$	$\theta \mp 5$	resol.	F.St.BO	Fact.	stat.
170 11.3	106.6 $\pm 24.1$	3%	10%	0%	83%	1%	2%
170 13.1	101.0 $\pm 11.0$	24%	30%	6%	27%	5%	8%
170 15.0	104.6 $\pm 7.3$	14%	36%	1%	33%	2%	16%
170 17.1	104.2 $\pm 14.6$	13%	26%	0%	58%	0%	4%
170 19.3	100.1 $\pm 10.2$	24%	58%	0%	0%	12%	6%
170 21.6	109.2 $\pm 17.2$	40%	32%	12%	14%	1%	2%
170 24.1	111.1 $\pm 32.7$	9%	6%	2%	0%	83%	0%
170 26.7	84.4 $\pm 22.8$	64%	11%	16%	3%	4%	0%

Tableau 4.15: Analyse des erreurs sur l'acceptance en pourcentage (2ème partie)

#### 4.6.1 méthode d'obtention

Remarquons tout d'abord qu'il n'est pas du tout facile d'obtenir les efficacités directement dans les données. En effet, on veut connaître le rapport entre le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique après les coupures et le nombre d'événements avant les coupures. Cela suppose donc que l'on ait un ensemble d'événements assez pur si l'on veut déterminer directement l'efficacité de la coupure dans les données. Pour pouvoir faire ce calcul, nous allons faire plusieurs hypothèses qu'il conviendra de vérifier par la suite. Nous commençons par l'hypothèse que les efficacités correspondant aux différentes coupures peuvent se factoriser mis à part les coupures sur le vertex et sur le critère de qualité des traces qui sont évidemment corrélées. En effet, multiplier les efficacités des différentes coupures revient à supposer que les coupures sont décorrélées. Nous allons donc calculer le produit des efficacités suivantes:

- efficacité de la coupure sur le point de la *BPC* présent dans les 15 cm autour du cluster de plus haute énergie dans le *BEMC*
- efficacité de la coupure sur le déclenchement *CL2* du *BEMC*
- efficacité de la coupure sur le *TOF*
- efficacité de la coupure sur le vertex reconstruit
- efficacité de la coupure sur le critère de qualité des traces conditionnée au vertex
- efficacité de la coupure *EBDI*
- efficacité de la coupure  $E - Pz$

Le principe général est d'avoir des coupures orthogonales permettant d'obtenir un échantillon assez pur et représentatif, en énergie et angle par exemple, de l'ensemble des événements de diffusion profondément inélastique, sur lequel on peut calculer



directement l'efficacité de la coupure considérée. Nous reviendrons sur les différentes méthodes avec précision lorsque nous étudierons chaque efficacité séparément et nous vérifierons également l'hypothèse de factorisation.

Précisons maintenant comment nous calculerons les efficacités et les erreurs sur ces nombres. Supposons que nous voulons calculer l'efficacité d'une coupure quelconque  $\alpha$ . Soient respectivement  $n$  et  $N$  les nombres d'événements obtenus après et avant la coupure  $\alpha$ . Il est usuel d'utiliser les formules de la loi binomiale pour calculer les erreurs sur les efficacités:

$$\epsilon_{eff} = \frac{n}{N} \quad (4.52)$$

$$\Delta\epsilon_{eff} = \sqrt{\frac{n(N-n)}{N^3}} \quad (4.53)$$

Cependant, ces deux formules ne sont valables que si  $n$ ,  $N$  et  $N - n$  sont grands, ce qui n'est pas le cas pour notre étude où la statistique ne correspond qu'à une luminosité de  $22.5 nb^{-1}$ . Un calcul plus précis conduit alors aux formules suivantes que nous allons utiliser [100]:

$$\epsilon_{eff} = \frac{n+1}{N+2} \quad (4.54)$$

$$\Delta\epsilon_{eff} = \sqrt{\frac{(n+1)(N-n+1)}{(N+2)^2(N+3)}} \quad (4.55)$$

Ces résultats redonnent évidemment les formules de la loi binomiale quand  $n$ ,  $N$  et  $N - n$  sont grands. On remarque que cette formule donne des résultats plus sensés quand par exemple  $N = 1$ , où on obtient  $\epsilon = 1/3$  ou  $\epsilon = 2/3$ . Egalement, le fait d'obtenir  $n = N$  ou  $n = 0$  ne doit pas donner une erreur nulle sur l'efficacité comme le donne la formule binomiale. On remarque également que les formules que nous allons utiliser sont symétriques quand on effectue la transformation  $n \rightarrow N - n$  où  $\epsilon_{eff} \rightarrow 1 - \epsilon_{eff}$  et  $\Delta\epsilon_{eff} \rightarrow \Delta\epsilon_{eff}$ . Pour  $n = N/2$ , on obtient également bien  $\epsilon_{eff} = 0.5$ .

## 4.6.2 Calcul des efficacités

### Efficacité de la coupure sur la BPC

Cette coupure est a priori indépendante des autres car elle est liée à l'efficacité de la chambre BPC elle-même, et ne dépend pas des autres détecteurs. On peut calculer cette efficacité en demandant toutes les autres coupures et en se plaçant sur ce sous-échantillon d'événements. L'efficacité de la coupure sur l'existence d'un point reconstruit dans la BPC autour du cluster le plus énergétique du BEMC sera alors:

$$\epsilon_{BPC} = \frac{\text{nombre d'événements DIS après les coupures}}{\text{nombre d'evts DIS après les coupures sauf celle de la BPC}} \quad (4.56)$$

La valeur trouvée pour la cellule de plus grand angle diffusé  $\theta$  et de plus grande énergie où les événements sont les plus nombreux est  $90 \pm 4\%$ . De plus, l'efficacité de la chambre BPC ne doit dépendre ni de l'angle, ni de l'énergie si on se place

au-delà de 10 GeV. En effet, on a donné dans le premier chapitre la description de cette chambre et le tissage des fils ne dépend pas de  $\theta$ , et de plus, physiquement, le fait de toucher un ou plusieurs fils de la *BPC* et de reconstruire un point ne dépend pas en première approximation de l'énergie de la particule incidente. Le reproche que l'on peut faire à cette méthode de calcul de l'efficacité de la *BPC* est de retirer une coupure essentielle pour l'identification de l'électron et de garder des événements où par exemple, un photon donne un dépôt d'énergie dans le *BEMC* sans que ce soit un événement de diffusion profondément inélastique. L'angle de l'électron est également déterminé avec le cluster lorsqu'il n'y a pas de point reconstruit dans la *BPC*, ce qui est très imprécis.

C'est pourquoi une autre méthode de calcul de l'efficacité de la *BPC* a également été utilisée. L'efficacité de la *BPC* a été calculée plan par plan en utilisant les points reconstruits dans les chambres à dérive *CJC*. En effet, lorsque des points existent dans les *CJC*, il suffit de voir si les différents plans ont eu un fil touché. L'efficacité de la *BPC* est alors le produit des trois efficacités par plan car il faut trois plans pour définir un point et car le quatrième plan était inefficace. Un lien entre une trace et un cluster a donc été demandé dans les 15 cm entourant le cluster de plus haute énergie. Afin d'obtenir une trace bien définie dans les détecteurs *CJC*, la présence d'au moins cinq points pour former une trace a été requise. L'efficacité obtenue était de  $93.9 \pm 1.8\%$  pour une énergie du cluster plus grande que 22 GeV. Il est important de vérifier la stabilité de la réponse de la *BPC* en fonction des paramètres des traces, de l'énergie, de l'angle afin de vérifier que l'on peut utiliser la même valeur dans tout notre pavage. On donne dans les figures 4.50 et 4.51 les variations de l'efficacité de la *BPC* en fonction de ces différents paramètres [102]. Pour chaque paramètre, on donne la distribution des événements utilisés avant de demander un point reconstruit dans la *BPC* (en fond blanc) et après la coupure sur la *BPC* (en fond noir). La distribution du rapport entre ces deux courbes, c'est-à-dire l'efficacité de la *BPC*, est donnée en fonction de chacun de ces paramètres. Donnons maintenant le sens de chaque paramètre utilisé. La figure 4.50 décrit les variations de l'efficacité en fonction des paramètres de la trace dans le détecteur *CJC*, soit la distance entre la trace et le point de la *BPC* ("*RAD*"), l'angle  $\phi$  défini par la trace et le cluster du *BEMC* ("*PHI*"), l'angle radial  $\theta$  de la trace ("*THETA*"), la distance de plus faible approche entre la trace et l'axe des  $z$  ("*DCA*") et la position en  $z$  où la trace est la plus proche de l'axe des  $z$  ("*Z*"). Dans la figure 4.51, on peut voir la stabilité de l'efficacité de la *BPC* en fonction de l'énergie du cluster dans le *BEMC* ("*ENERGY*"), le nombre de points reconstruits dans les détecteurs *CJC* ("*CJC HITS*"), et *CIZ* ("*CIZ HITS*"). Compte tenu des erreurs statistiques, l'efficacité de la *BPC* ne dépend pas de ces différentes variables. La stabilité de ce détecteur a été testée dans tout le domaine énergétique et a conduit partout aux mêmes résultats. On peut cependant reprocher à cette méthode de ne pas couvrir toute l'acceptance angulaire de la *BPC* puisqu'elle nécessite la présence de points reconstruits dans les détecteurs *CJC*.

L'efficacité de la *BPC* utilisée dans l'analyse avec l'électron seul a été prise constante dans notre pavage et a pour valeur:

$$(\epsilon_{eff})_{BPC} = 90 \pm 4\% \quad (4.57)$$

Les erreurs tiennent compte de la différence entre les deux méthodes décrites précé-

demment.

### Efficacité de la coupure sur le déclenchement du *BEMC CL2*

Rappelons que l'efficacité sur le déclenchement se compose a priori de deux parties distinctes: l'efficacité sur le déclenchement des événements proprement dite pour que l'événement soit enregistré, et l'efficacité de la coupure sur l'existence du bit *CL2* demandée dans l'analyse. De nouveau, cette coupure doit être indépendante de l'angle et de l'énergie car elle correspond à un déclenchement sur la présence d'une quantité d'énergie suffisante dans le *BEMC*, ce qui ne doit pas dépendre de l'angle diffusé de l'électron. De plus, la mesure de la section efficace différentielle commence à 10.4 GeV qui est une valeur très grande devant le seuil de déclenchement, d'où l'indépendance par rapport à l'énergie. On peut également s'attendre à ce que l'efficacité soit voisine de 100%. On peut également noter que cette coupure dépend peu de la physique étudiée car elle n'est reliée qu'à un dépôt d'énergie dans le *BEMC*, et permet surtout de rejeter du bruit de fond.

Pour calculer l'efficacité du déclenchement des événements de diffusion profondément inélastique, il faut trouver des déclenchements indépendants et comparer les résultats. On peut par exemple regarder si le déclenchement dû à *CL2* et au *TOF* par exemple est toujours présent lorsque l'événement a été déclenché par *CL3*. Le déclenchement *CL3* demande qu'il y ait plus de 15 GeV dans un cluster du *BEMC*, et est indépendant de *CL2* et du *TOF*. La statistique obtenue est très faible, mais tous les événements déclenchés par *CL3* ont le bit *CL2*. L'efficacité de déclenchement des événements de diffusion profondément inélastique a été estimée à 100%.

Il faut ensuite calculer l'efficacité de la coupure que l'on a faite sur l'existence du bit *CL2*. Il se pourrait en effet que certains événements de diffusion profondément inélastique soient déclenchés par exemple par l'existence d'un vertex, la présence d'énergie dans les calorimètres à argon liquide sans avoir le bit de déclenchement *CL2*. Pour calculer l'efficacité de *CL2*, on a pris les événements passant la sélection de base et on a également coupé sur la valeur de *EBDI*. En effet, *EBDI* sert à couper les événements arrivant dans les cracks du *BEMC* et ces événements déposent moins d'énergie dans le *BEMC*. On peut donc s'attendre à ce que la coupure sur *CL2* soit corrélée avec celle sur *EBDI*. On obtient une efficacité globale constante et ayant pour valeur:

$$(\epsilon_{eff})_{CL2} = 100 \pm 1\% \quad (4.58)$$

l'erreur étant simplement due à la statistique présente dans les données.

### Efficacité de la coupure sur le *TOF*

Lorsque l'on a décrit la coupure sur le *TOF*, on a fait remarquer qu'elle était composée de deux coupures distinctes: le *TOF* doit tout d'abord donner une réponse positive ou nulle (sélection de base) et on demande ensuite une correspondance entre les réponses des détecteurs *TOF* et *BEMC*. On distinguera donc les efficacités de chaque coupure.

Pour vérifier la stabilité dans le temps de la réponse du *TOF*, nous avons commencé par demander toutes les coupures sauf celle sur le *TOF* et un *TOF* donnant

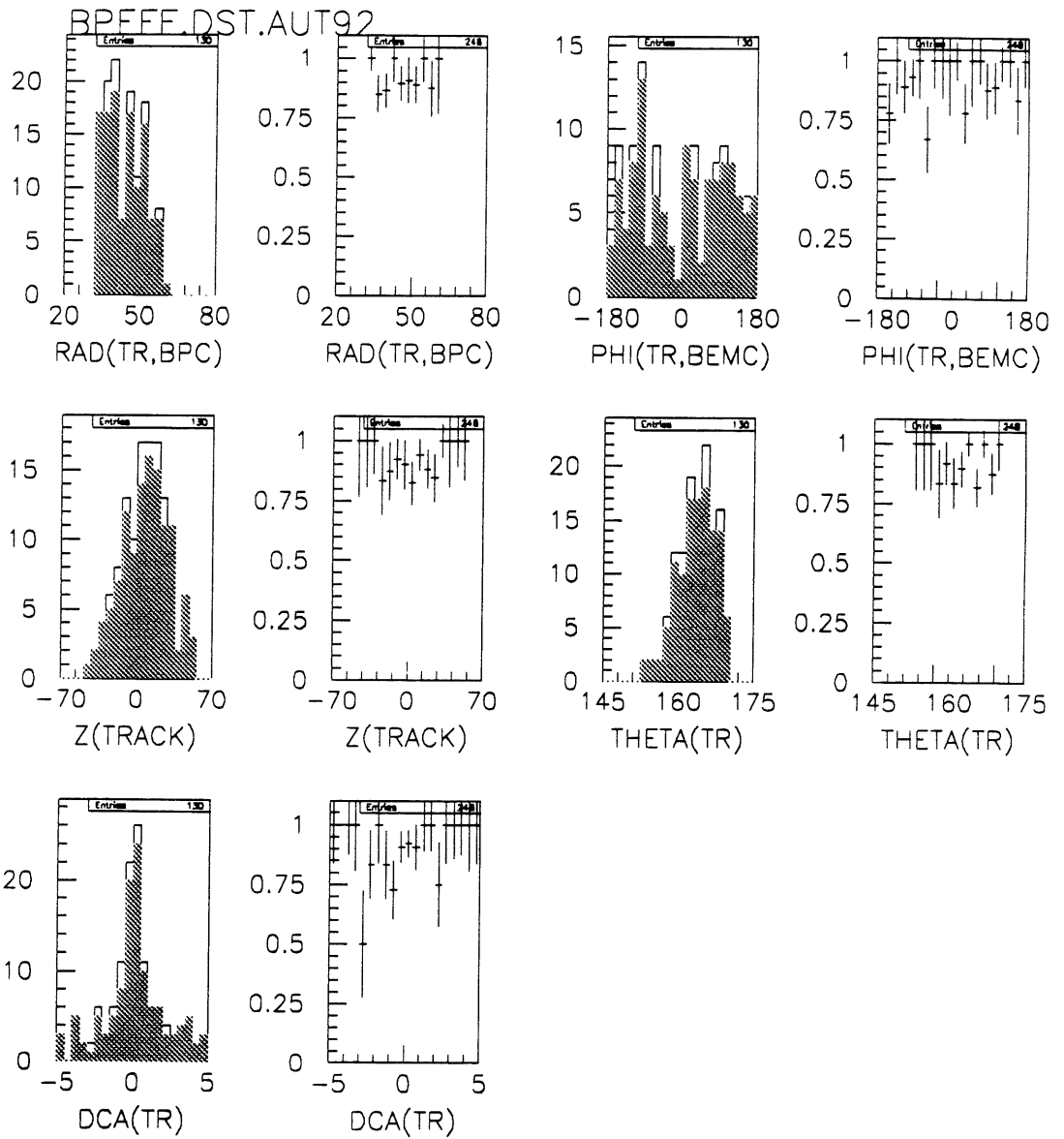


Figure 4.50: *Stabilité de la réponse de la BPC (cf texte)*

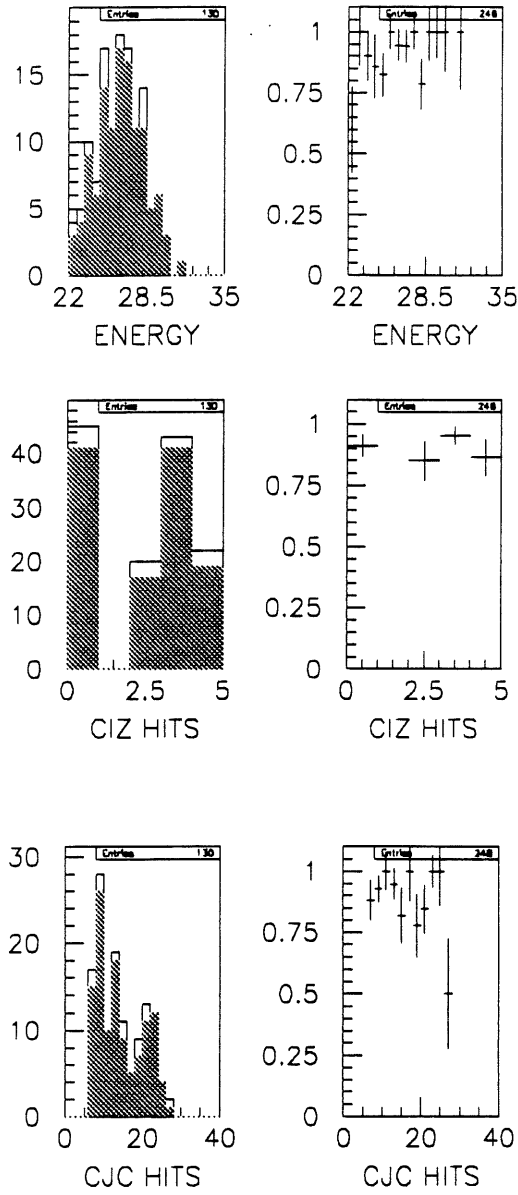


Figure 4.51: *Stabilité de la réponse de la BPC (suite) (cf texte)*

une réponse négative. Deux périodes de prise de données ("runs") présentaient de nombreux événements physiques passant toutes les coupures sauf celle sur le *TOF*. Ceci indiquait que la fenêtre en temps du *TOF* était mal ajustée pendant ces deux périodes. Ces périodes de prise de données correspondaient à une luminosité intégrée négligeable ( $0.1 \text{ nb}^{-1}$  sur  $22.6 \text{ nb}^{-1}$ ) et présentaient la moitié des événements rejetés uniquement par la coupure sur le *TOF*. Il a donc été décidé de supprimer explicitement ces deux périodes de la mesure des fonctions de structure. Après cette suppression, la part des événements passant toutes les coupures sauf celle sur le *TOF* et ayant une réponse négative du *TOF* était de  $1 \pm 0.3\%$ .

Le problème est que cette méthode ne suffit pas pour déterminer précisément l'efficacité du *TOF*. En effet, certains événements de diffusion profondément inélastique n'ont pas été gardés si le signal de déclenchement du *TOF* était négatif. En effet, les déclenchements du vertex et du *TOF* ou ceux de *CL2* et du *TOF* sont par exemple combinés. Si le *TOF* envoie un bit de déclenchement négatif, l'événement ne déclenchera pas avec ce signal. Dans le calcul réalisé dans le paragraphe précédent, on ne tient pas compte de cet effet. Afin de se prémunir contre ces problèmes, il faut se placer sur un sous-échantillon d'événements où le *TOF* n'a pas participé au signal de déclenchement. L'événement a alors été déclenché par d'autres signaux. On peut citer en particulier le déclenchement dû à l'électron tagger qui ne demande rien sur le *TOF*. Il faut noter que le fait qu'un événement soit déclenché par exemple par l'électron tagger ne donne aucun renseignement sur le *TOF*. Le *TOF* a pu envoyer un signal positif ou négatif ou également aucun signal. Sur ce sous-échantillon d'événements non déclenchés par le *TOF*, la sélection de base des événements de diffusion profondément inélastique a été appliquée, ainsi que la coupure sur l'existence d'un vertex où  $z$  est inclus dans l'intervalle  $[-50\text{cm}, 50\text{cm}]$ , évidemment sans sélectionner sur le *TOF*. Sur ce sous-échantillon, la proportion des événements ayant une réponse négative du *TOF* a été calculée. Elle vaut  $2.3 \pm 1.6\%$  [101]. D'autres estimations utilisant un déclenchement du *BEMC* indépendant du *TOF*, à grande énergie, supposant la présence d'un cluster d'énergie supérieure à  $15 \text{ GeV}$  (déclenchement *CL3*) ont conduit à une efficacité du *TOF* valant  $97 \pm 5\%$ . L'erreur statistique est très grande car le nombre d'événements ayant déclenché uniquement avec *CL3* est très faible.

L'efficacité de la coupure sur la correspondance entre le *BEMC* et le *TOF* est plus facile à obtenir. Il suffit de demander toutes les coupures sauf cette dernière. La coupure sur le *TOF* est en effet indépendante des autres et n'utilise pas les mêmes détecteurs. Sur ce sous-échantillon, on obtient une efficacité de  $98\%$ . L'efficacité est proche de 1 et ne dépend ni de l'angle, ni de l'énergie car on se place à une énergie supérieure à  $10 \text{ GeV}$ . Les valeurs dans les différentes cellules de l'efficacité globale du *TOF* sont constantes et ont pour valeur:

$$(\epsilon_{eff})_{TOF} = 95 \pm 0\% \quad (4.59)$$

L'erreur a été mise à zéro car elle est la même pour tous les points et la corrélation entre les différentes erreurs est donc totale. On indiquera donc simplement lorsque l'on donnera la courbe de  $F_2$  qu'il y a une incertitude supplémentaire due au *TOF*, non indiquée sur la courbe, et valant  $4\%$ . Dans ce cas, tous les points de la courbe varient ensemble de la même quantité.

Après avoir calculé l'efficacité du *TOF*, nous allons maintenant détailler la méthode utilisée pour obtenir l'efficacité de la coupure sur le vertex.

### Efficacité de la coupure sur le vertex

**Calcul direct de l'efficacité** Remarquons tout d'abord qu'il est très difficile d'obtenir l'efficacité de cette coupure. En effet, supprimer cette coupure revient à laisser du bruit de fond dans notre échantillon car elle est très efficace pour couper le bruit de fond. Les autres coupures ne suffiront pas pour supprimer la totalité de ces événements. De plus, la coupure sur le critère de qualité des traces doit être également supprimée car elle est conditionnée à l'existence du vertex, et lui est donc totalement corrélée. On peut voir qu'il reste du bruit de fond si on supprime uniquement ces deux coupures en visualisant une partie de l'échantillon obtenu. La méthode utilisée jusqu'à présent ne suffit donc pas à calculer l'efficacité de cette coupure sauf dans le pic cinématique où le bruit de fond est très faible. On obtient alors les efficacités données dans la figure 4.52. La formule utilisée pour calculer l'efficacité est:

$$\epsilon_{Eff} = \frac{NV}{NV + NnoV} \quad (4.60)$$

où  $NV$  est le nombre d'événements ayant un vertex (dont le  $z$  n'est pas forcément dans l'intervalle  $[-50, 50]$ ) et  $NnoV$  le nombre d'événements sans vertex. L'erreur calculée est ici purement statistique. Dans les cellules en dehors du pic cinématique, on observe une décroissance de l'efficacité de la coupure sur le vertex qui est tout à fait artificielle (fig 4.52). Elle est due à la présence importante de bruit de fond, souvent sans vertex, qui vient polluer notre échantillon et fait décroître artificiellement la valeur de l'efficacité. En effet, physiquement, on ne s'attend pas à ce que l'efficacité de l'obtention du vertex diminue à basse énergie: la valeur de  $Q^2$  augmente, et l'énergie du jet diffusé est plus importante, ce qui augmente la probabilité d'avoir des traces centrales. De plus, supprimer la coupure sur l'existence du vertex entraîne une grande incertitude sur la détermination de l'angle de l'électron diffusé car cela revient à prendre un vertex en  $z = 0$ . Il faut donc trouver une coupure supplémentaire orthogonale aux précédentes permettant de calculer l'efficacité du vertex dans les données.

**Utilisation du détecteur *CIP*** La méthode que l'on doit utiliser doit être indépendante de la coupure sur le vertex et donner une position en  $z$  pour le calcul de l'angle de l'électron diffusé. On peut utiliser pour ce faire les chambres *CIP* [103]. Elles sont situées autour du tube à vide et leur épaisseur correspond à 0.14 longueur de radiation. La lecture du signal est effectuée dans des plans situés autour de l'axe des faisceaux à des rayons valant respectivement 157 et 166 *mm*. Les plans de lecture sont donc des cylindres divisés en 480 cellules, chacune couvrant 45 degrés et ayant une longueur de 36.5 *mm*, ce qui nous permettra d'avoir une certaine résolution en  $z$ . Utiliser les chambres *CIP* sera bien indépendant de la coupure sur l'existence d'un vertex car ces chambres ne sont pas du tout utilisées pour l'instant dans la reconstruction du vertex. On peut donc utiliser ces chambres pour reconstruire un vertex *CIP* en demandant des signaux en coïncidence dans les deux chambres. En

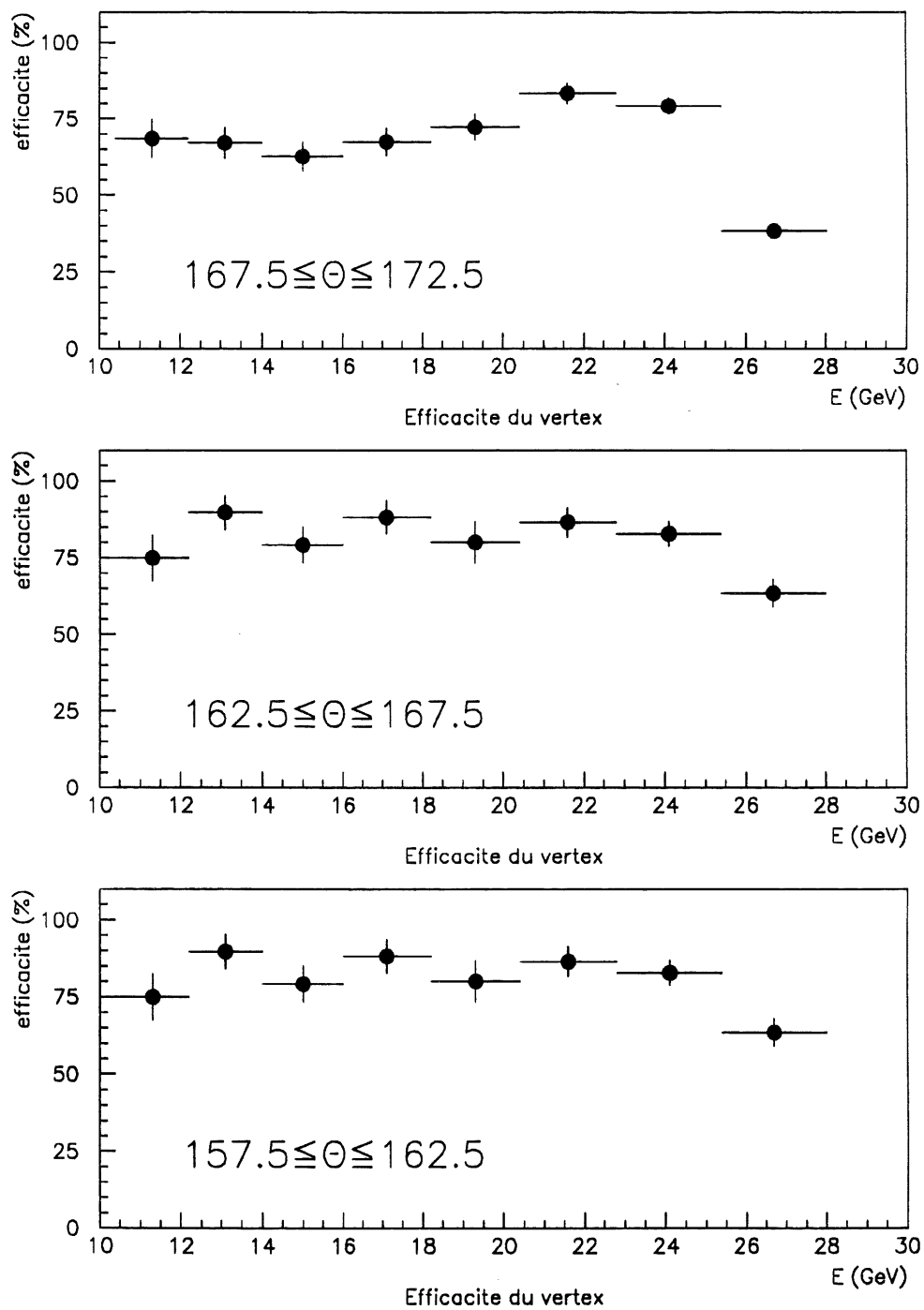


Figure 4.52: *Efficacités du vertex obtenues directement dans les données*



effet, le bruit de fond dans les deux chambres est principalement du bruit de fond électronique. Comme ces bruits de fond ne sont évidemment pas corrélés dans les deux chambres, alors que l'électron doit donner des signaux en coïncidence dans les deux chambres, il suffit de demander des signaux en coïncidence pour supprimer une grande partie du bruit de fond. Comme on le voit sur la figure 4.53, on utilisera les points donnés par la *BPC* et la *CIP* pour obtenir le vertex *CIP*. Le principe est décrit sur la figure 4.54. Le vertex *CIP* est reconstruit en utilisant le point moyen de la *BPC* et le milieu du segment défini par la projection des cellules *CIP* touchées par l'électron.

L'efficacité de reconstruction du vertex peut être calculée par cette méthode sous la forme:

$$\epsilon_{vertex} = \frac{NV_{[-50,50]}}{NV_{[-50,50]} + NnoV_{[-50,50]}/e_{CIP}} \quad (4.61)$$

où  $NV_{[-50,50]}$  est le nombre d'événements ayant un vertex central où  $z$  est compris dans l'intervalle  $[-50, 50]$ ,  $NnoV_{[-50,50]}$  le nombre d'événements n'ayant pas de vertex central mais un vertex *CIP* où  $z$  est inclus dans l'intervalle  $[-50, 50]$  et  $e_{CIP}$  l'efficacité de la chambre *CIP*. Ce sera égal à l'efficacité calculée précédemment dans les cellules de plus haute énergie si:

$$\epsilon_{vertex} = \frac{NV_{[-50,50]}}{NV_{[-50,50]} + NnoV_{[-50,50]}/e_{CIP}} = \frac{NV}{NV + NnoV/e_{CIP}} \quad (4.62)$$

donc si l'efficacité de l'obtention du vertex ne dépend pas de  $z$ , ce qui est vrai dans la limite d'acceptance des détecteurs *CJC* ( $[-120,120]$ ). Comme on le voit sur la figure 4.24, le domaine en  $z$  où s'étend la position en  $z$  du vertex est petite devant l'acceptance des *CJC*.

**Calcul de l'efficacité de la méthode *CIP*** Le calcul de l'efficacité de la méthode *CIP* revient à calculer la proportion d'événements ayant un vertex *CIP* [103]:

$$\epsilon_{CIP} = \frac{\text{nombre d'événements ayant un vertex } CIP [-50, 50]}{\text{nombre d'événements total}} \quad (4.63)$$

Pour calculer cette efficacité, on se restreint au sous-ensemble des événements ayant un vertex en ne sélectionnant pas la position en  $z$  de ce vertex. En effet, la position en  $z$  du vertex *CIP* est assez mauvaise: la précision est de 12.5 cm au niveau du détecteur *CIP*, ce qui donne par projection une précision de 20 cm en  $z$  pour le vertex (fig 4.47). On demande que le vertex *CIP* ait une position en  $z$  comprise dans l'intervalle  $[-50, 50]$ , mais cela n'implique donc pas que le vertex central ait une position en  $z$  dans le même intervalle. C'est pourquoi on ne coupe pas sur la position du vertex central. La méthode utilisée pour calculer l'efficacité de la coupure sur le vertex *CIP* dans l'intervalle  $[-50, 50]$  est la suivante:

- on demande les coupures sur  $E - p_z$ , le *TOF*, *CL2* et *EBDI*
- on calcule les coordonnées de l'intersection entre le plan défini par le détecteur *CIP* et la droite reliant le vertex au point *BPC* moyen (Fig 4.54)
- on détermine si le détecteur *CIP* a donné un signal dans une zone de  $\pm 12.5\text{cm}$ , et de  $\pm 10$  degrés en  $\phi$

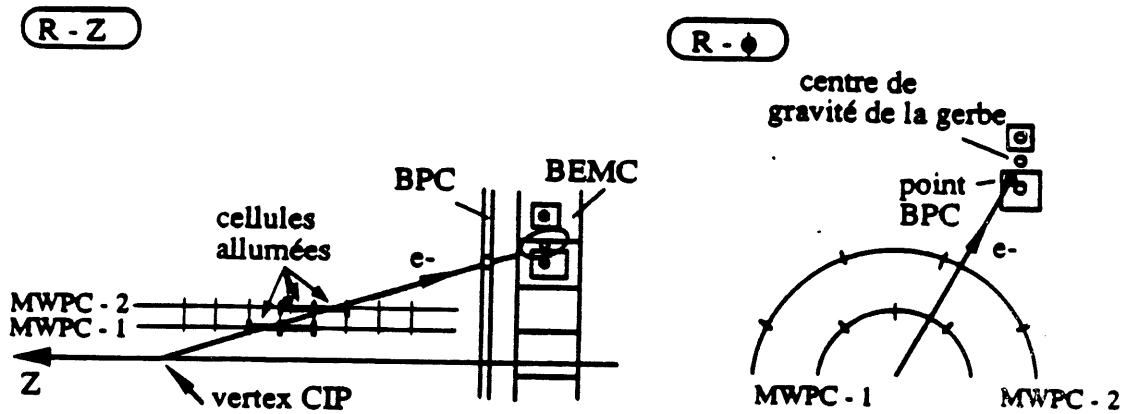


Figure 4.53: *Principe de reconstruction du vertex à partir du détecteur CIP*

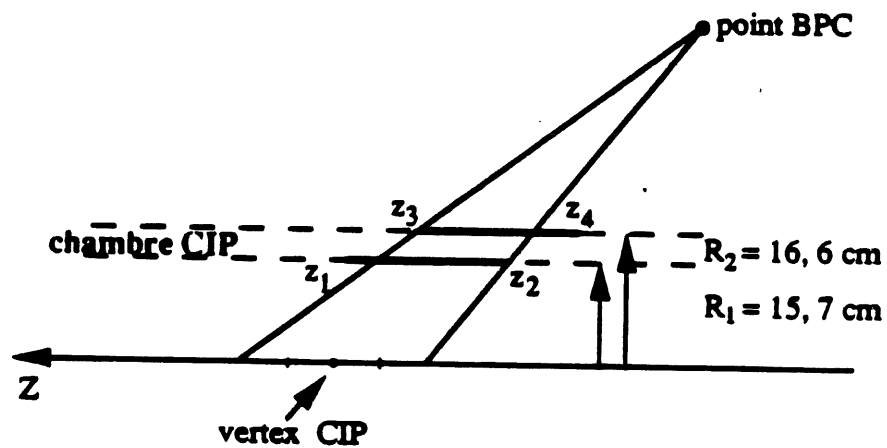


Figure 4.54: *Vertex CIP*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 22.8	93 $\pm 2$	93 $\pm 2$	85 $\pm 3$
22.8 – 25.4	86 $\pm 5$	86 $\pm 5$	80 $\pm 5$
25.4 – 28.1	58 $\pm 6$	58 $\pm 6$	44 $\pm 6$

Tableau 4.16: *Efficacité du vertex obtenue par la méthode CIP en pourcentage*

- si un signal existe dans le détecteur dans la zone précédemment définie, on reconstruit le vertex avec ce signal et il doit avoir une position en  $z$  incluse dans l'intervalle  $[-50, 50]$ .

Les détecteurs *CIP* présentaient une zone morte en  $\phi$  exclue ( $315 < \phi < 360$  degrés) pour cette étude. L'efficacité varie en fonction de l'angle  $\theta$  de l'électron diffusé à cause de l'acceptance géométrique de la *CIP* (la *CIP* a une acceptance géométrique comprise entre 8 et 172 degrés). Les efficacités de la *CIP* obtenues sont les suivantes [103]:

$$157.5 < \theta < 167.5 \quad \epsilon_{CIP} = 0.86 \pm 0.02 \quad (4.64)$$

$$167.5 < \theta < 172.5 \quad \epsilon_{CIP} = 0.74 \pm 0.03 \quad (4.65)$$

L'efficacité est indépendante de l'énergie si on se place au-delà de 10 *GeV*.

**Calcul de l'efficacité de reconstruction du vertex** On peut alors calculer l'efficacité d'obtention d'un vertex central où  $z$  appartient à l'intervalle  $[-50, 50]$  en utilisant la méthode que l'on vient de décrire. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.16 [103].

On peut comparer aux efficacités obtenues directement dans les données (Fig 4.52). La méthode utilisant le détecteur *CIP* donne en particulier une efficacité plus grande dans la cellule de plus grand angle  $\theta$  et de plus grande énergie. Il a été décidé de garder les valeurs obtenues directement dans les données pour les trois cellules de plus grande énergie car l'acceptance de la *CIP* est faible à très grand  $\theta$  et c'est justement le domaine qui contribue à l'inefficacité du vertex. et de prendre les valeurs obtenues par la méthode utilisant le détecteur *CIP* ailleurs. En effet, le pic cinématique contient peu de bruit de fond, et l'efficacité peut donc être déterminée directement dans les données. Par contre, à plus basse énergie, la méthode *CIP* devient indispensable à cause de la présence de bruit de fond si on retire les coupures du vertex et du critère de qualité des traces. Les erreurs ont été fixées afin de tenir compte des différences entre les deux approches possibles. Les valeurs obtenues pour l'efficacité de la coupure sur le vertex sont données dans le tableau 4.17 et dans la figure 4.55.

**Effet des bunches satellites** On s'est aperçu que le bunch d'électrons était constitué de deux parties séparées de 120 *cm*. En effet, si on trace la position

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	93 ±6	93 ±6	85 ±6
12.2 – 14.0	93 ±6	93 ±6	85 ±6
14.0 – 16.0	93 ±6	93 ±6	85 ±6
16.0 – 18.2	93 ±6	93 ±6	85 ±6
18.2 – 20.4	93 ±6	93 ±6	85 ±6
20.4 – 22.9	86.5 ±6	86.5 ±6	83.3 ±6
22.9 – 25.3	82.8 ±6	82.8 ±6	79.1 ±6
25.3 – 28.1	63.4 ±6	63.4 ±6	38.1 ±6

Tableau 4.17: *Efficacité du vertex en pourcentage*

du vertex en  $z$  dans le domaine d'acceptance du détecteur *CJC*, on obtient un pic autour de  $z = 0$ , mais également un pic autour de  $z = 120\text{cm}$  (Fig 4.24). Ceci nous indique qu'une partie du bunch d'électrons était en retard par rapport au centre du bunch. Les bunches "satellites" conduisent aux deux problèmes suivants si on n'y prend garde. Tout d'abord, on se trompe sur le nombre d'événements ayant un vertex si on ne demande pas la limite en  $z$  dans l'intervalle  $[-50, 50]$ . De plus, l'angle des événements n'ayant pas de vertex est calculé en prenant la position du vertex par défaut, c'est-à-dire à l'origine, ce qui ne convient évidemment pas du tout pour les événements des bunches satellites centrés autour de  $z = 120\text{cm}$ . De plus, ceci est amplifié à cause de la dépendance en  $1/Q^4$  de la section efficace de diffusion profondément inélastique. L'avantage de la méthode utilisant le détecteur *CIP* permet de s'affranchir de ces bunches satellites, car on se restreint toujours à un domaine en  $z$  inclus dans l'intervalle  $[-50, 50]$ . Il n'est donc pas nécessaire d'effectuer des corrections dues à la présence de ces bunches satellites à cause de la méthode utilisée. L'existence des bunches satellites a également un impact sur la valeur de la luminosité et nous y reviendrons lorsque nous étudierons sa mesure.

#### **Efficacité de la coupure sur le critère de qualité des traces**

Cette efficacité est beaucoup plus facile à déterminer que celle du vertex car elle est conditionnée à la coupure sur le vertex. En effet, la pureté de l'échantillon obtenu en ne retirant que la coupure sur le critère de qualité des traces est grande. Comme on l'a vu, cette coupure a un très faible effet après la coupure sur le vertex. De plus, physiquement, l'efficacité de cette coupure ne doit pas dépendre de l'angle et de l'énergie mis à part dans le pic cinématique, où les hadrons sont rejetés à l'avant

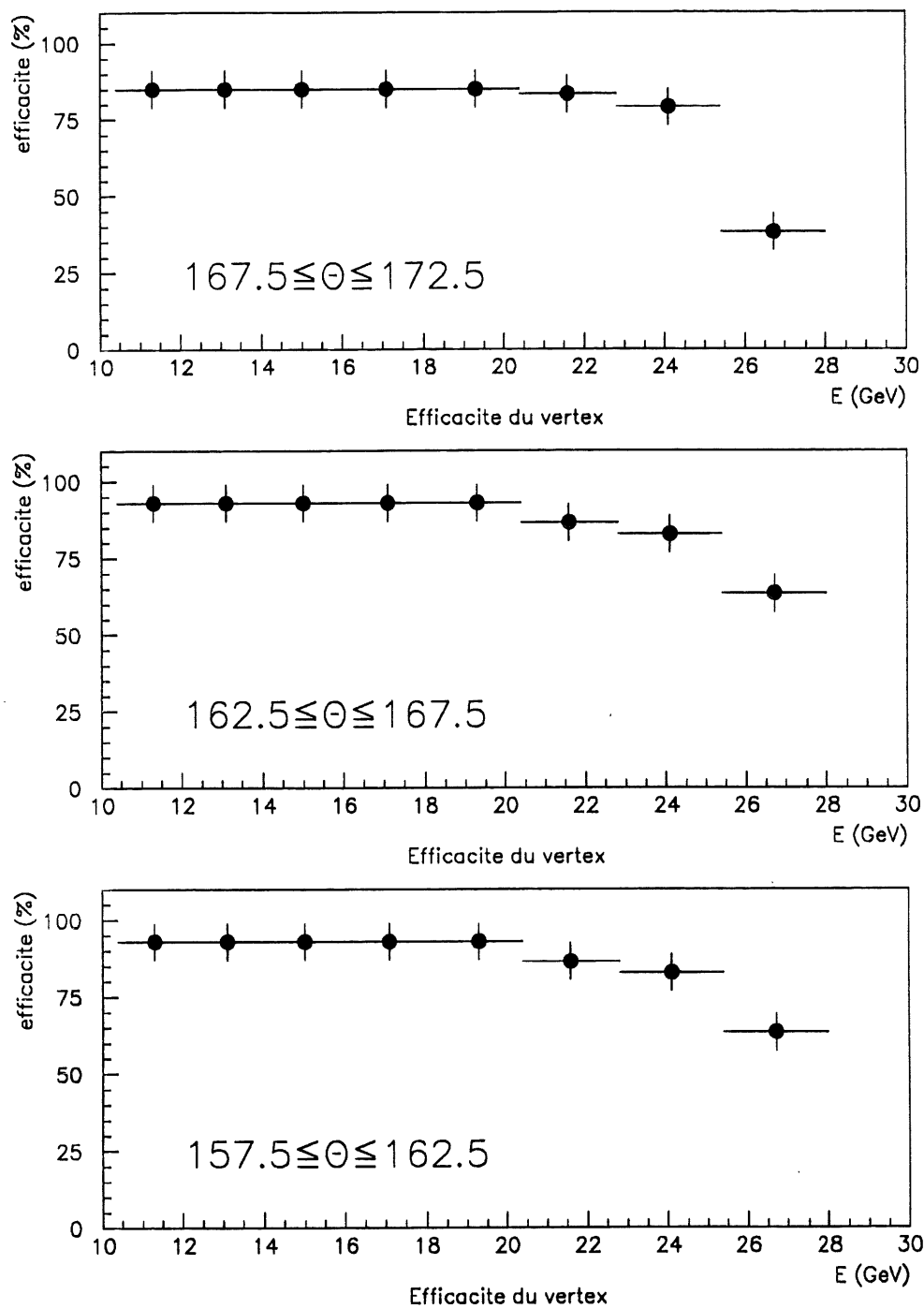


Figure 4.55: *Efficacité de reconstruction du vertex*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	91 ±3	91 ±3	91 ±3
12.2 – 14.0	91 ±3	91 ±3	91 ±3
14.0 – 16.0	91 ±3	91 ±3	91 ±3
16.0 – 18.2	91 ±3	91 ±3	91 ±3
18.2 – 20.4	91 ±3	91 ±3	91 ±3
20.4 – 22.9	91 ±3	91 ±3	91 ±3
22.9 – 25.3	91 ±2	91 ±2	91 ±2
25.3 – 28.1	86 ±2	86 ±2	86 ±2

Tableau 4.18: *Efficacité de la coupure sur le critère de qualité de traces en pourcentage*

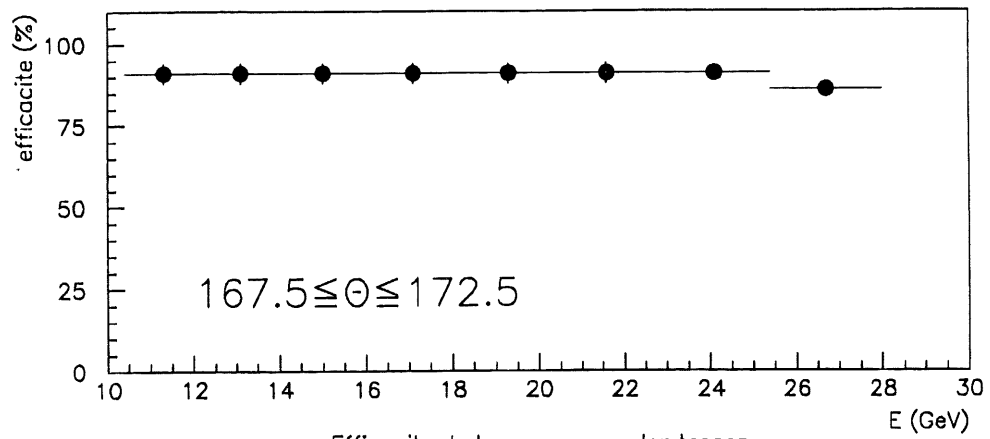
du détecteur et où l'on s'attend donc à avoir moins de traces dans les *CJC*, on s'attend alors à n'être plus sensible au bruit dans les détecteurs *CJC*. On peut calculer l'efficacité de cette coupure en utilisant la formule suivante :

$$\epsilon_{traces} = \frac{\text{nombre d'événements après toutes les coupures}}{\text{nombre d'événements après toutes les coupures sauf traces}} \quad (4.66)$$

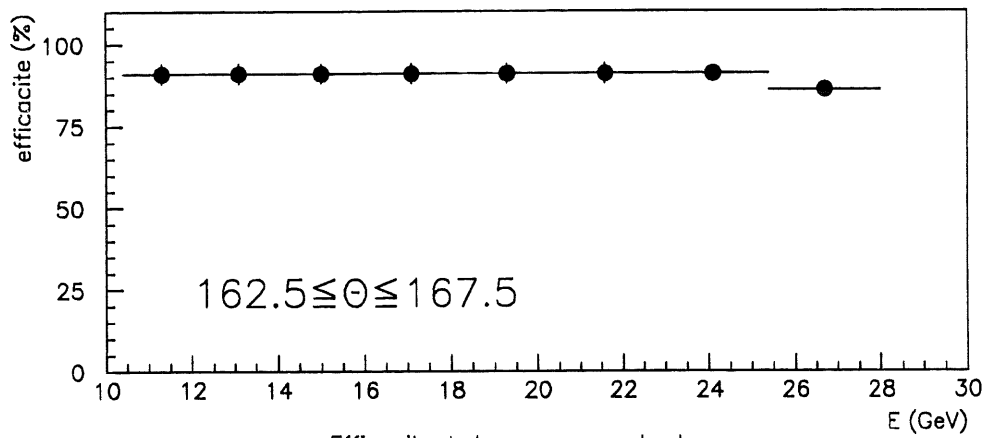
Les chiffres obtenus sont donnés dans le tableau 4.18 et dans la figure 4.56. Les erreurs sont purement statistiques.

#### **efficacité de la coupure sur *EBDI***

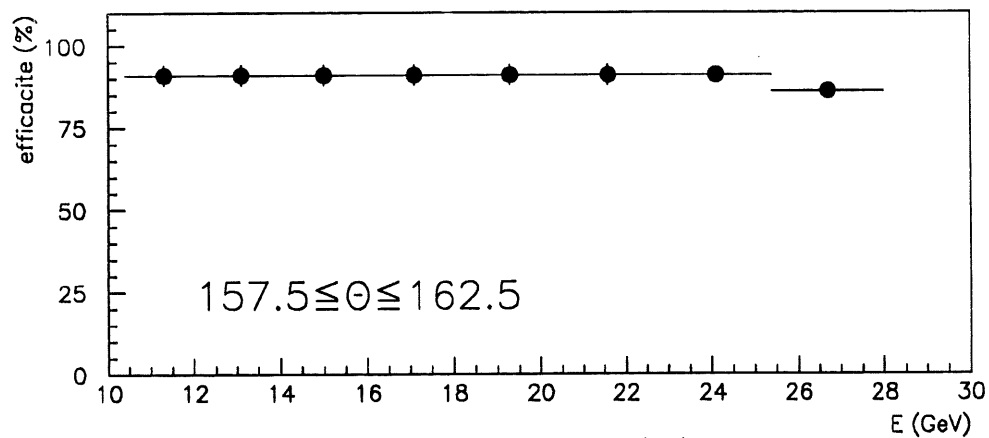
L'efficacité de cette coupure est également difficile à déterminer. En effet, elle sert principalement à supprimer les événements allant dans les cracks du *BEMC*, et elle ne peut être remplacée par aucune autre coupure. A haute énergie, on peut calculer l'efficacité de la coupure sur *EBDI*, directement dans les données. En effet, les événements coupés ne peuvent correspondre à des événements tombant dans des cracks où l'énergie est mal mesurée (on rappelle que l'on ne fait pas de corrections d'énergie dues aux cracks). Pour les trois cellules situées à haute énergie, on obtient des efficacités dépassant 90%. A basse énergie, la même méthode conduit à des efficacités allant jusqu'à 60%. Les valeurs obtenues directement dans les données sont indiquées dans la figure 4.57. A titre de comparaison, les valeurs calculées en utilisant une simulation Monte Carlo du détecteur ont été ajoutées sur la figure 4.57. On note que la décroissance de l'efficacité n'apparaît pas aussi fortement dans la simulation Monte Carlo. Elle est artificielle et due au fait que des événements



Efficacite de la coupure sur les traces



Efficacite de la coupure sur les traces



Efficacite de la coupure sur les traces

Figure 4.56: *Efficacité de la coupure sur les traces*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	88.2 ±6	88.2 ±6	88.2 ±6
12.2 – 14.0	88 ±6	88 ±6	89.3 ±5
14.0 – 16.0	88.4 ±6	88.4 ±6	90.4 ±4
16.0 – 18.2	89.0 ±5	89.0 ±5	91.0 ±3
18.2 – 20.4	89.5 ±4	89.5 ±4	92.6 ±3
20.4 – 22.9	90.0 ±3	90.0 ±3	93.0 ±2
22.9 – 25.3	91.0 ±3	91.0 ±3	94.0 ±1.5
25.3 – 28.1	93.0 ±3	93.0 ±3	95.9 ±1.5

Tableau 4.19: *Efficacité de la coupure sur EBDI en pourcentage*

de photoproduction sont encore présents à basse énergie si on retire la coupure sur *EBDI*. C'est pourquoi, on a choisi de garder uniquement les valeurs obtenues dans les données à haute énergie, et de suivre la pente donnée par la simulation Monte Carlo pour déterminer les efficacités à plus basse énergie. Les valeurs à haute énergie ne servent alors que de point de normalisation pour la simulation Monte Carlo. Les valeurs obtenues sont données dans les mêmes figures 4.57 et 4.58 et dans le tableau 4.19. Les erreurs sont liées à la statistique obtenues dans les données. On remarque que l'efficacité de la coupure sur l'estimateur *EBDI* décroît en fonction de l'énergie. Ceci peut facilement être expliqué par la taille de la gerbe électromagnétique dans le *BEMC*. En effet, l'électron émet un photon en interagissant avec le matériau du calorimètre, qui se transforme en une paire  $e^+e^-$ , qui eux-mêmes émettent des photons et ainsi de suite... L'électron subit une légère déviation après avoir émis un photon. on peut montrer que l'angle moyen de déviation d'un électron d'énergie  $E_e$ , ayant traversé une épaisseur  $d$  de matériau a pour valeur [8]:

$$\langle \theta_{moyen}^2 \rangle = \left( \frac{E_S}{E_e} \right)^2 \frac{d}{X_0} \quad (4.67)$$

où  $E_S$  est une énergie seuil valant 21 MeV. L'angle est donc inversement proportionnel au carré de l'énergie. Par conséquent, à basse énergie, l'angle de la gerbe est plus grand et elle n'est plus entièrement contenue dans un module du *BEMC*. Ceci explique le fait que l'efficacité de *EBDI* diminue en fonction de l'énergie.

#### **Efficacité de la coupure sur $E - p_z$**

L'efficacité de la coupure sur  $E - p_z$  est certainement celle qui est la plus dure à déterminer. Retirer cette coupure revient à laisser des événements de photo-



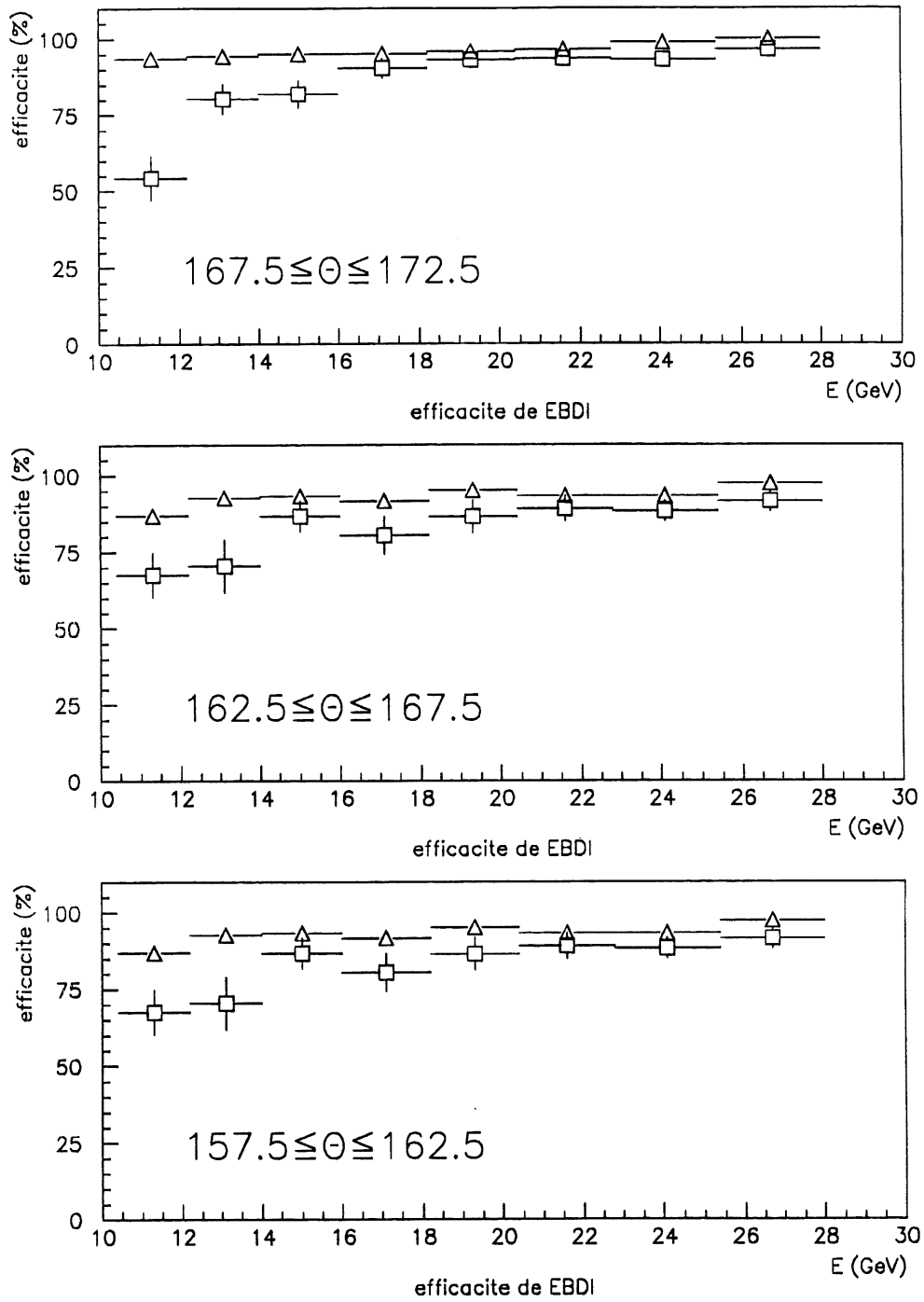


Figure 4.57: Efficacité de EBDI dans les données et la simulation Monte Carlo

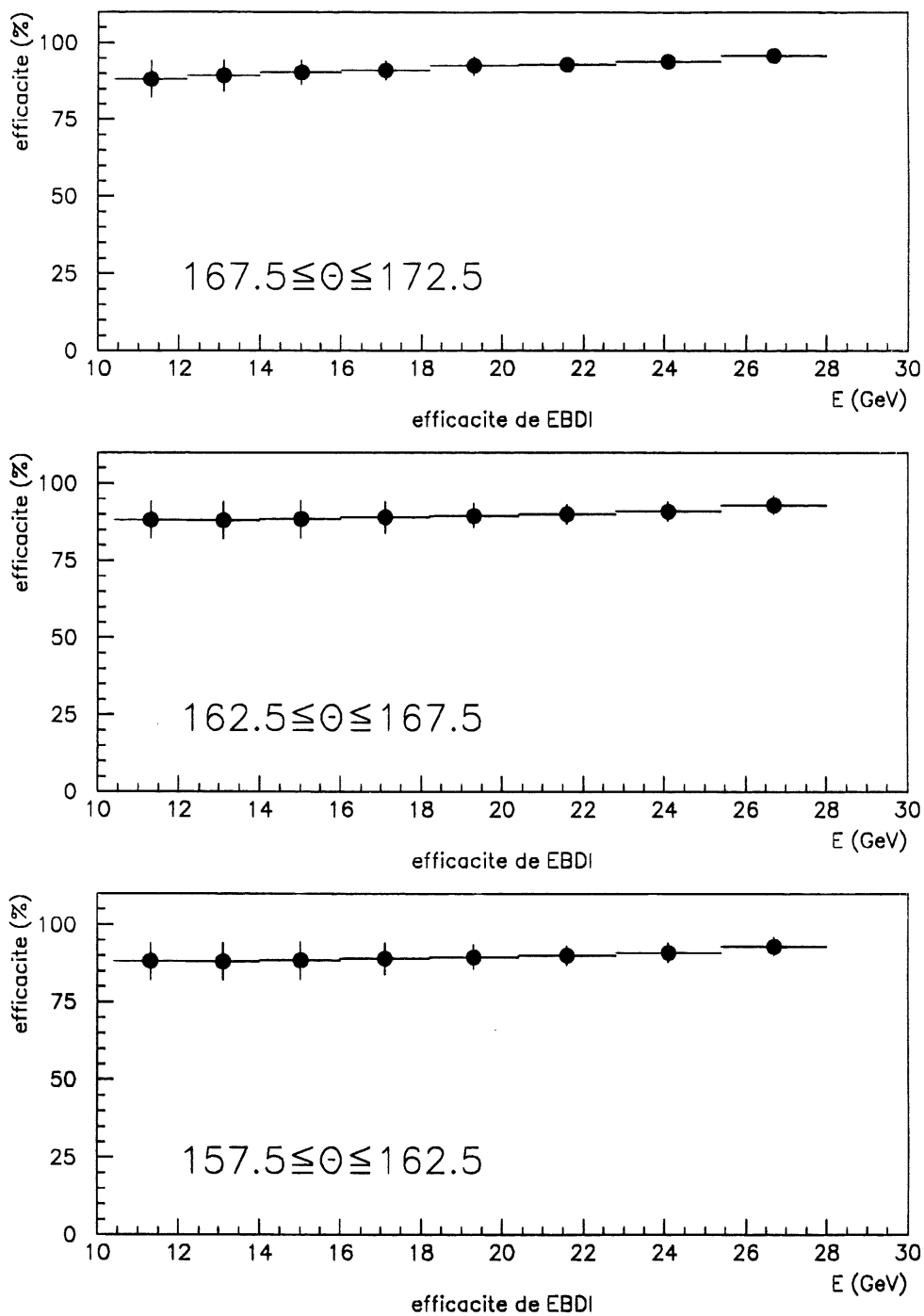


Figure 4.58: *Efficacité de EBDI*

production venant contaminer l'échantillon et on ne peut pas calculer son efficacité sur cet ensemble d'événements. De plus, trouver une coupure orthogonale à  $E - p_z$  n'est pas non plus évident. Une coupure sur un bilan entre  $y_e$  et  $y_h$  est impossible puisque très corrélée à  $E - p_z$ . La seule méthode trouvée pour calculer l'efficacité de  $E - p_z$  a été d'utiliser la simulation Monte Carlo du détecteur. L'efficacité de  $E - p_z$  est donc déterminée comme d'habitude sous la forme suivante:

$$\epsilon_{E-p_z} = \left( \frac{\text{nombre d'événements passant toutes les coupures}}{\text{nombre d'événements passant toutes les coupures sauf } E - p_z} \right)_{MC} \quad (4.68)$$

L'erreur sur la valeur de cette efficacité dépend des détecteurs utilisés. Comme  $E - p_z$  représente un bilan d'impulsion et d'énergie réalisé en utilisant l'ensemble des détecteurs (calorimètre à argon liquide, *BEMC*, détecteur de fin de gerbes), il faut tenir compte des erreurs dues à chaque sous-détecteur. Pour le *BEMC* et la *BPC*, on a considéré une erreur sur l'énergie de  $\pm 2\%$  et sur l'angle de  $\pm 5 \text{ mrad}$  pour l'électron diffusé dans le *BEMC* comme on le fait habituellement. La mesure de l'énergie hadronique dans le *BEMC* est très mauvaise comme on l'a déjà fait remarquer, car il ne s'agit que d'un calorimètre d'épaisseur  $1\lambda$ . C'est pourquoi on introduit une erreur sur l'énergie hadronique dans le *BEMC* très importante: on divise par deux l'énergie du *BEMC* ou on la multiplie par 1.5. Le décalage d'énergie des hadrons dans l'argon liquide a été estimé à  $\pm 8\%$ . L'énergie mesurée dans le détecteur de fin de gerbes (tail catcher) est également très incertaine. C'est pourquoi on a choisi de mettre cette énergie à 0 ou de la multiplier par 2. L'erreur due aux fonctions de structure a également été introduite en utilisant la différence entre les paramétrisations *MRS D0* et *MRS B-* de Martin, Roberts et Stirling. Les valeurs obtenues pour les efficacités ainsi que les différentes erreurs détaillées sont données dans les tableaux 4.20 et 4.21 et la figure 4.59.

Les différentes erreurs sont sommées quadratiquement. Quand on considère un décalage positif ou négatif sur une énergie ou un angle, cela ne donne qu'une erreur qui est la borne supérieure de chaque erreur (tableau 4.20). Au-delà de 16 *GeV*, l'erreur sur  $E - p_z$  est nulle et l'efficacité vaut 1 puisque cette coupure ne joue plus par définition. On peut remarquer que les erreurs systématiques sur l'efficacité sont les plus importantes à basse énergie. Elles ont principalement deux causes. L'erreur due à la fonction de structure est importante à cause de la différence entre l'effet d'un gluon plat et d'un gluon divergent qui modifient le nombre d'événements à basse énergie. L'erreur de la mesure de l'énergie hadronique dans le *BEMC* donne également une erreur assez grande car, à bas  $x$ , une partie des hadrons arrive dans le *BEMC*.

### efficacité globale

Avant de donner les efficacités globales obtenues, récapitulons dans un tableau synthétique les différentes efficacités obtenues (tableau 4.22)

Pour obtenir l'efficacité globale de toutes les coupures, il suffit, d'après notre hypothèse de factorisation, de multiplier les différentes efficacités que l'on vient d'obtenir. L'erreur est la somme quadratique des différentes erreurs:

$$\epsilon = \prod \epsilon_i \quad (4.69)$$

$\theta$ E	val. fin.	$\mp 2\% E$	$\theta \mp 5$	E bemc	E LAR	E TC	St Fn	Stat.
160 11.3	87.0 $\pm 6.0$	0.0 0.0	0.0 0.0	2.1 0.0	0.0 0.0	0.0 0.0	2.6	4.6
160 13.1	96.2 $\pm 7.1$	2.4 0.0	0.0 0.0	2.4 0.0	2.4 0.0	0.0 0;0	3.3	4.7
160 15.0	98.3 $\pm 1.7$	0.0 0.0	0.0 0.0	0.0 0.0	0.0 0.0	0.0 0.0	1.7	1.8
165 11.3	86.0 $\pm 7.3$	0.9 1.7	0.0 0.0	1.7 0.9	0.9 1.7	5.2 0.7	2.8	3.1
165 13.1	91.0 $\pm 7.2$	0.0 0.7	0.0 0.0	0.5 0.7	0.0 0.7	0.7 0.0	6.9	1.4
165 15.0	98.0 $\pm 2.8$	0.8 1.6	0.0 0.0	0.0 0.0	0.0 1.6	0.0 0.0	0.4	1.6
170 11.3	91.0 $\pm 7.6$	0.4 1.1	0.0 0.0	4.0 1.8	0.4 1.1	5.3 1.1	2.6	2.0
170 13.1	93.0 $\pm 2.8$	0.0 0.7	0.0 0.0	0.3 0.0	0.0 0.7	1.0 0.0	2.0	1.3
170 15.0	99.0 $\pm 0.6$	0.0 0.0	0.0 0.0	0.0 0.0	0.0 0.0	0.0 0.0	0.5	0.4

Tableau 4.20: Détails du calcul des erreurs sur l'efficacité de  $E - P_z$  (on donne les effets d'une erreur de  $\pm 2\%$  de l'énergie de l'électron dans le BEMC, de  $\pm 5\text{mrad}$  sur l'angle, de l'erreur sur la mesure de l'énergie hadronique dans le BEMC, dans les calorimètres à argon liquide et le détecteur de fin de gerbes, du changement de fonction de structure, et de la statistique dans la simulation Monte Carlo) (cf texte)

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	87.0 $\pm 6$	86.0 $\pm 7.3$	91.0 $\pm 7.6$
12.2 – 14.0	96.2 $\pm 7.1$	91.0 $\pm 7.2$	93.0 $\pm 2.8$
14.0 – 16.0	98.3 $\pm 1.7$	98.0 $\pm 2.8$	99.0 $\pm 0.6$
16.0 – 18.2	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$
18.2 – 20.4	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$
20.4 – 22.9	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$
22.9 – 25.3	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$
25.3 – 28.1	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$	100.0 $\pm 0$

Tableau 4.21: *Efficacité de  $E - P_z$  en pourcentage*

<i>coupures</i>	<i>efficacites</i>
<i>BPC</i>	$90 \pm 4$
<i>CL2</i>	$100 \pm 1$
<i>TOF</i>	$95 \pm 0$
<i>vertex reconstruit</i>	<i>tableau 4.17</i>
<i>critere de selection des traces</i>	<i>tableau 4.18</i>
<i>EBDI (1.4)</i>	<i>tableau 4.19</i>
<i><math>E - p_z</math> (30 GeV)</i>	<i>tableau 4.21</i>
<i>Efficacite globale</i>	<i>tableau 4.23</i>

Tableau 4.22: *Efficacités obtenues (ou références) pour les différentes coupures utilisées*

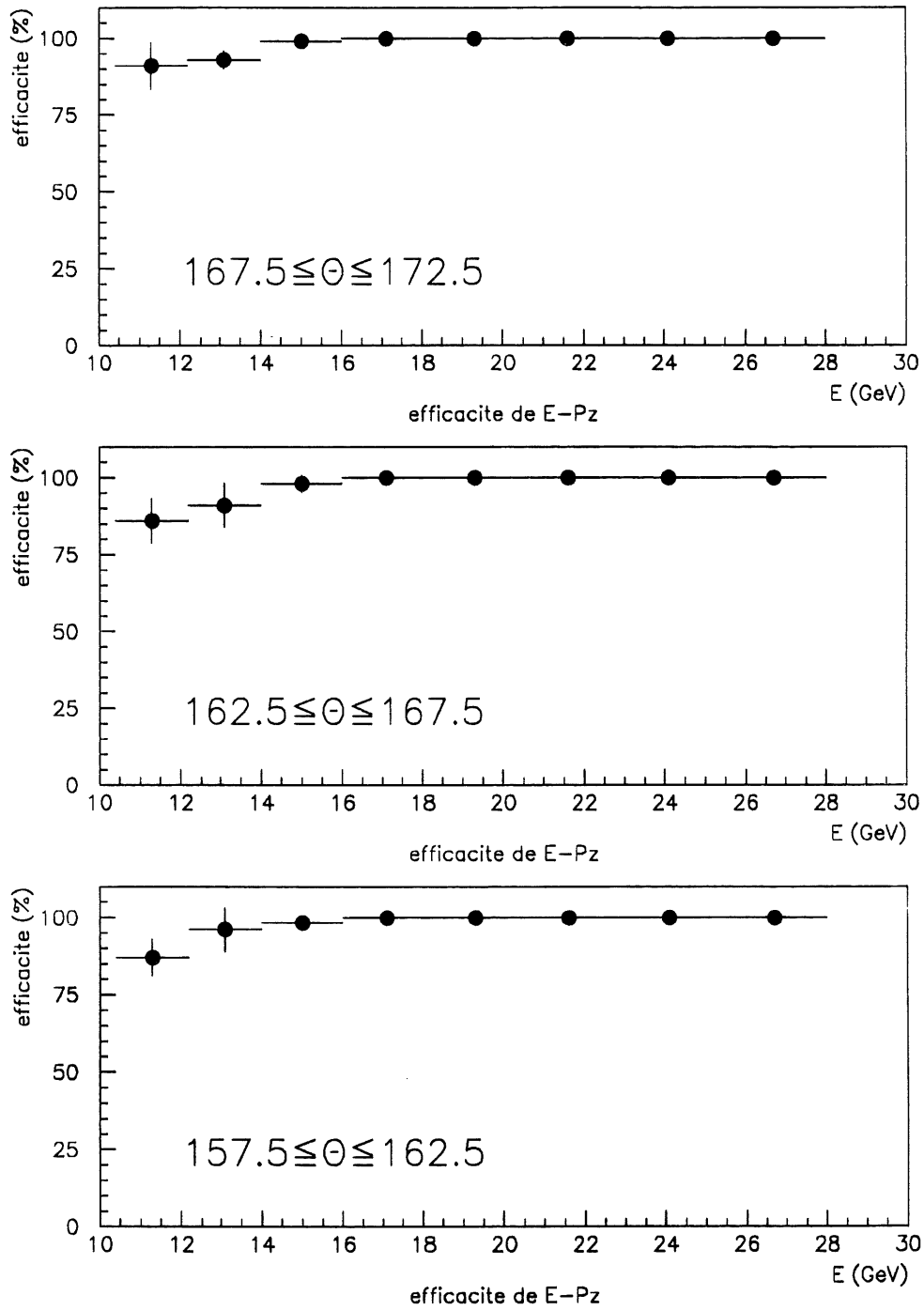


Figure 4.59: *Efficacité de  $E - P_z$*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	55.5 $\pm 0.072$	54.9 $\pm 0.076$	53.1 $\pm 0.075$
12.2 – 14.0	61.3 $\pm 8.1$	57.9 $\pm 7.8$	54.9 $\pm 6.1$
14.0 – 16.0	62.9 $\pm 7.0$	62.7 $\pm 7.1$	59.2 $\pm 6.0$
16.0 – 18.2	64.4 $\pm 6.6$	64.4 $\pm 6.6$	60.2 $\pm 5.8$
18.2 – 20.4	64.8 $\pm 6.3$	64.8 $\pm 6.3$	61.2 $\pm 5.9$
20.4 – 22.9	60.6 $\pm 5.8$	60.6 $\pm 5.8$	60.3 $\pm 5.7$
22.9 – 25.3	58.6 $\pm 5.5$	58.6 $\pm 5.5$	57.9 $\pm 5.4$
25.3 – 28.1	43.4 $\pm 5.1$	43.4 $\pm 5.1$	26.9 $\pm 4.7$

Tableau 4.23: *Efficacités globales en pourcentage*

$$\Delta\epsilon = \epsilon \sqrt{\sum_i \left(\frac{\Delta\epsilon_i}{\epsilon_i}\right)^2} \quad (4.70)$$

Il nous faudra bien sûr justifier cette hypothèse de factorisation dans le paragraphe suivant. Les valeurs de l'efficacité globale et des erreurs sommées quadratiquement sont données dans le tableau 4.23 et dans la figure 4.60.

Le produit des efficacités dépend peu de l'angle et de l'énergie et est voisin de 60%. On note qu'à grande énergie, l'efficacité chute fortement (jusqu'à 27%) à cause de la coupure sur le vertex. A basse énergie, l'efficacité globale diminue légèrement à cause principalement de la coupure sur la valeur de  $E - p_z$ .

Le fait que les acceptances et les efficacités ne dépendent que peu de l'angle et de l'énergie (mis à part les cellules de plus haute énergie) nous fait moins dépendre de la résolution des détecteurs. En effet, le poids associé à chaque événement est pratiquement le même. Si ce poids variait beaucoup d'une cellule à l'autre, une erreur systématique sur la mesure de l'angle et de l'énergie aurait des conséquences fâcheuses sur la mesure de la secti efficace.

### 4.6.3 Comparaison avec les efficacités obtenues par la simulation Mont Carlo des détecteurs

Remarquons tout d'abord que seules certaines efficacités peuvent être calculées à l'heure actuelle en utilisant une simulation Monte Carlo des détecteurs. En effet, le *TOF* et les déclenchements ne sont pas pour l'instant implantés dans la simulation, ce qui implique l'utilisation des données pour le calcul de ces efficacités.

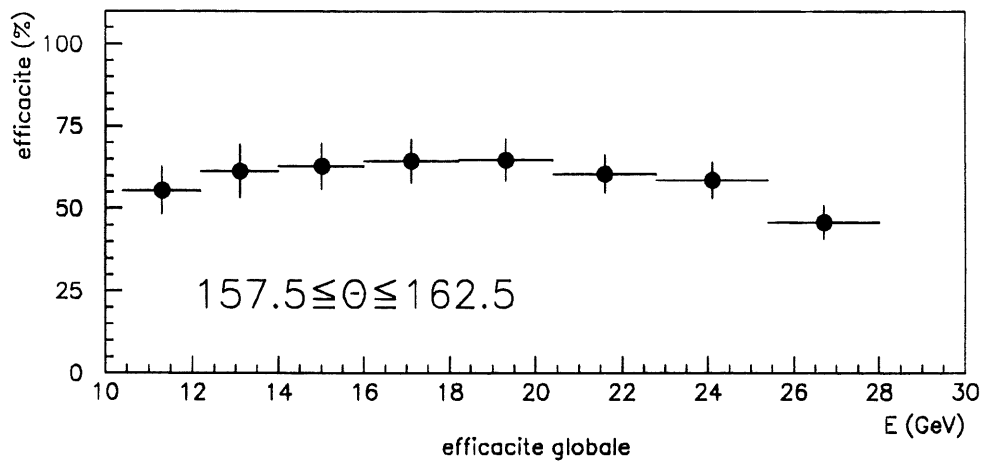
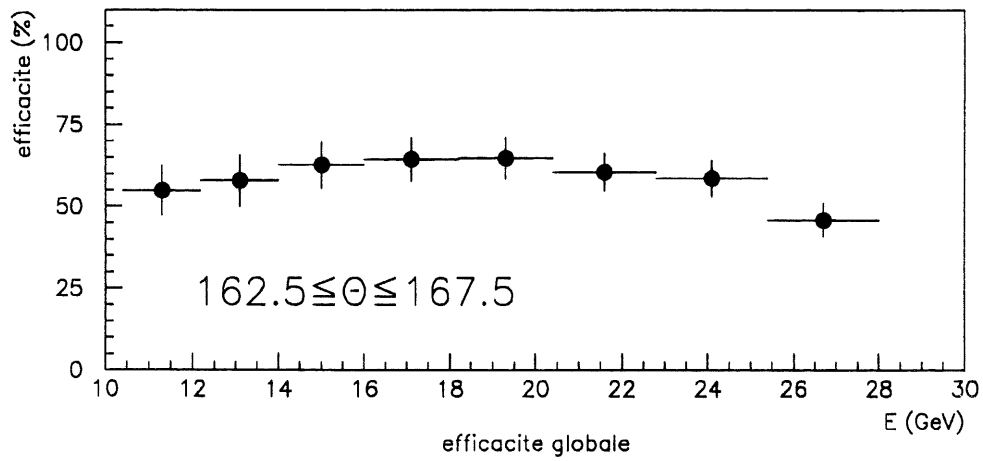
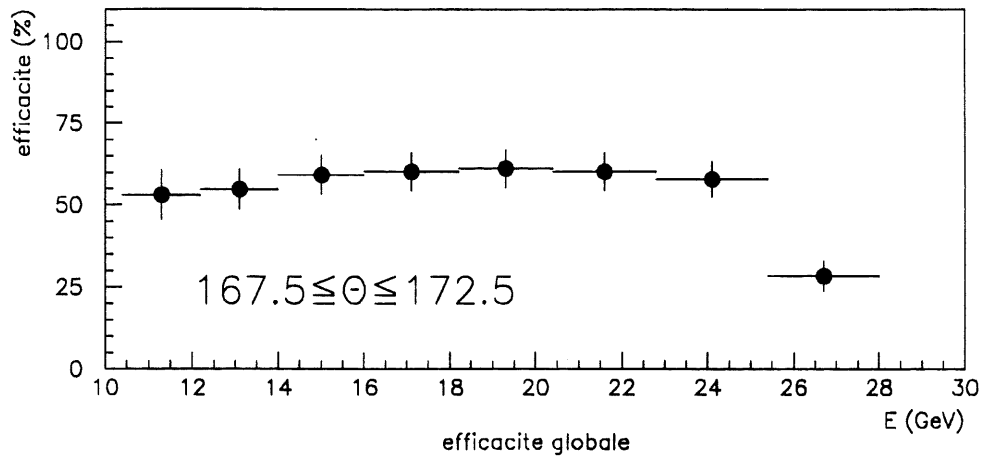


Figure 4.60: *Efficacité globale*



Dans les figures 4.61, 4.62, 4.63 et 4.64, sont donnés les rapports entre les efficacités obtenues dans la simulation Monte Carlo et celles obtenues dans les données. L'efficacité de reconstruction du vertex est toujours plus grande dans la simulation Monte Carlo que dans les données. On peut expliquer ce résultat par la déficience des détecteurs *CJC*. En effet une partie des secteurs était inutilisable pendant l'année 1992. Le fait que le rapport des efficacités Monte Carlo données varie fortement à haute énergie et à grand angle s'explique par le fait qu'une part des hadrons arrive dans les détecteurs de traces à l'avant. La reconstruction du vertex avec ces détecteurs n'était pas parfaite en 1992, ce qui permet d'expliquer les différences observées entre la simulation Monte Carlo et les données, d'autant plus que l'électron arrivant dans le *BEMC* ne donne pas de traces dans les *CJC* à grand angle. En ce qui concerne la coupure sur le critère de qualité des traces, l'efficacité dans la simulation Monte Carlo est toujours plus grande que dans les données pour la même raison que précédemment. Le rapport entre les différentes efficacités pour la coupure sur *EBDI* varie peu, ce qui est assez normal étant donné son mode de calcul où on a suivi la simulation Monte Carlo.

Cette comparaison entre les efficacités des différentes coupures nous montre qu'il était impossible d'utiliser uniquement la simulation Monte Carlo pour calculer les efficacités. Les distributions globales en énergie ou en angle par exemple sont bien reproduites par la simulation Monte Carlo mais pas les efficacités qui exigent la connaissance du nombre d'événement dans les différentes cellules. Il nous faut maintenant vérifier l'hypothèse de factorisation que l'on a utilisée pour calculer les efficacités.

#### 4.6.4 Vérification de l'hypothèse de factorisation

Pour que l'on puisse factoriser les efficacités, il faut que les coupures soient décorréelées pour les événements de diffusion profondément inélastique. Les coupures peuvent évidemment supprimer les mêmes événements de bruit de fond ou de photoproduction, mais pas les mêmes événements de diffusion profondément inélastique pour que notre hypothèse de factorisation soit valable. Vérifier cette hypothèse implique l'étude des corrélations entre les différentes coupures. Il est impossible de faire cette étude directement dans les données. En effet, si on ne demande pas les coupures, il reste des événements de bruit de fond dans l'échantillon, et on étudie les corrélations de coupure des événements de bruit de fond. Par contre, la simulation Monte Carlo peut nous donner une idée de la corrélation entre les coupures. On ne cherche pas à calculer précisément les efficacités des coupures, mais simplement à étudier les corrélations importantes qui pourraient apparaître. C'est pourquoi la simulation Monte Carlo peut suffire pour obtenir les corrélations sans donner des efficacités totalement exactes. On peut alors obtenir les corrélations en comparant les efficacités "brutes" et celles conditionnées à une autre coupure:

$$\epsilon_1 = \frac{\text{nombre d'événements DIS reconstruits après coupure 1}}{\text{nombre d'événements DIS reconstruits}} \quad (4.71)$$

$$\epsilon_2 = \frac{\text{nombre d'evts DIS reconstruits après coupures 1 et 2}}{\text{nombre d'événements DIS reconstruits après coupure 2}} \quad (4.72)$$

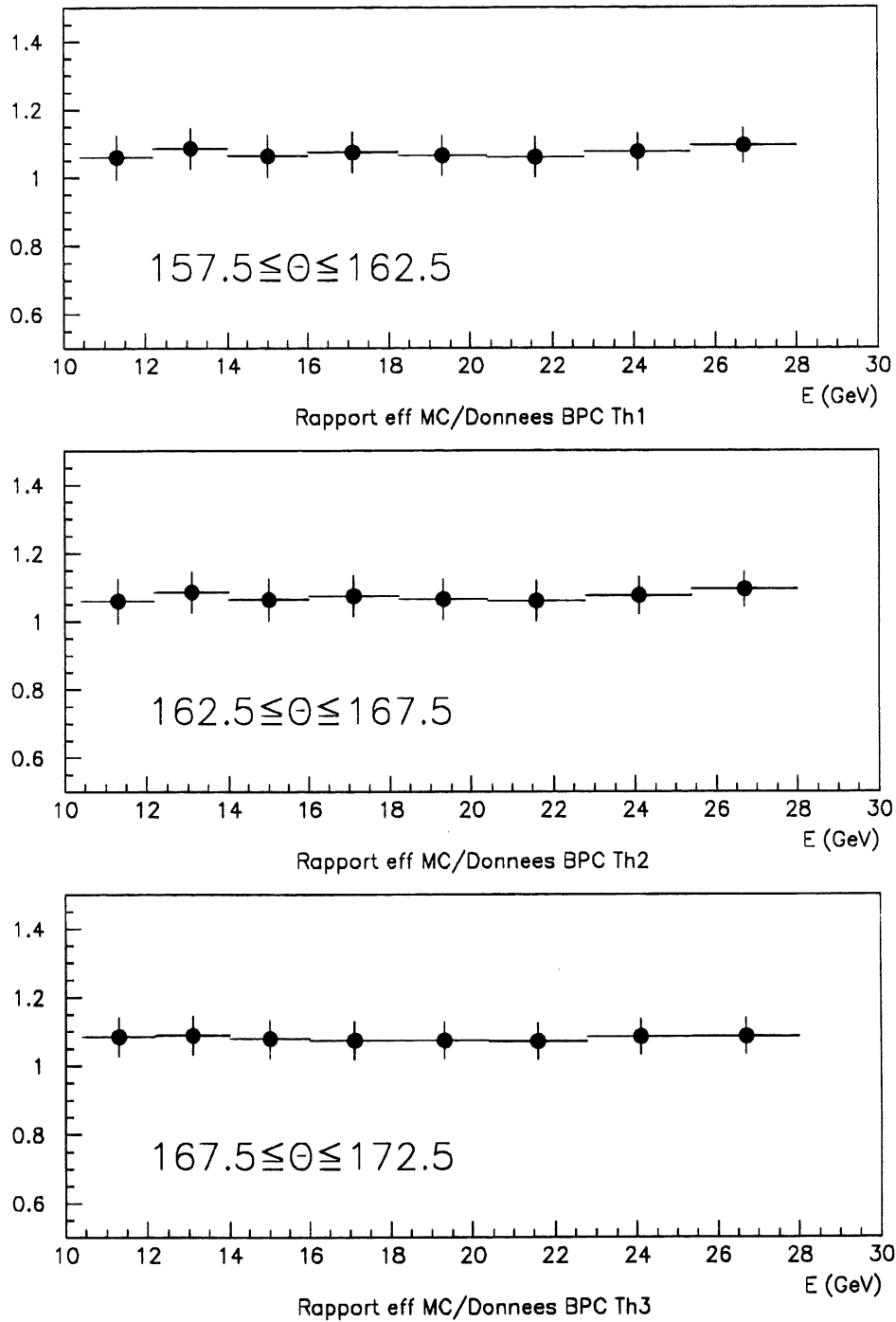


Figure 4.61: *Rapport des efficacités Monte Carlo et données (BPC)*

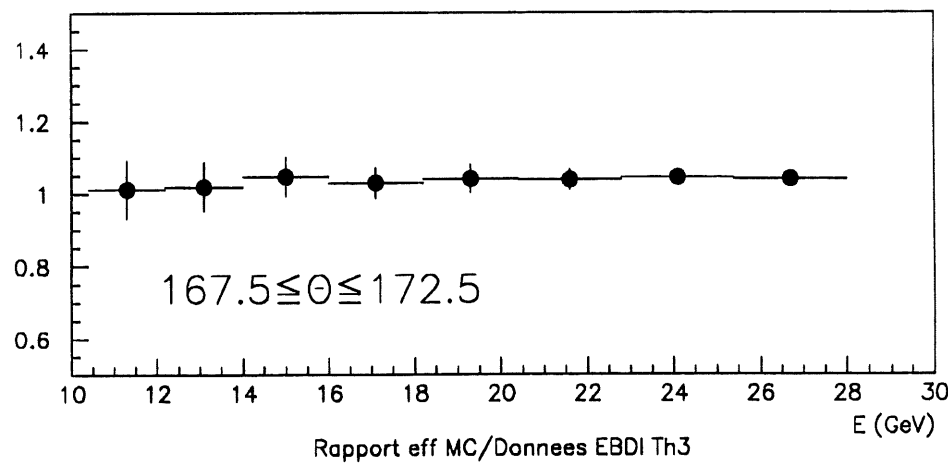
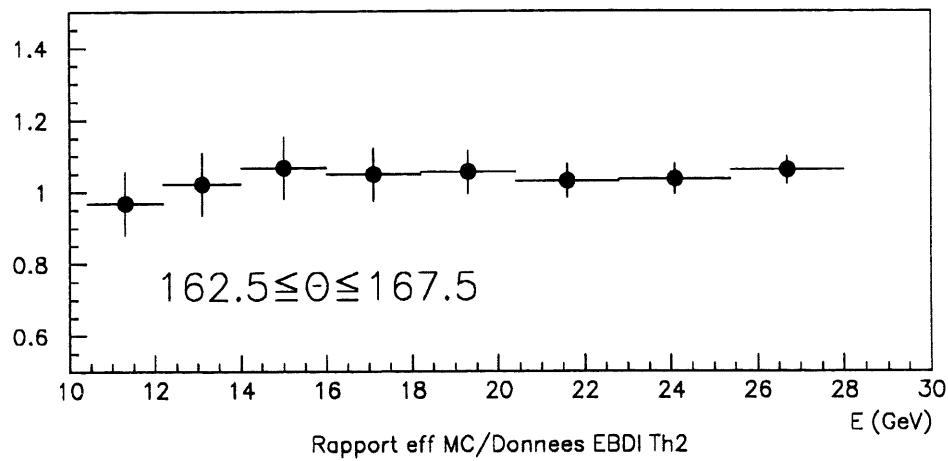
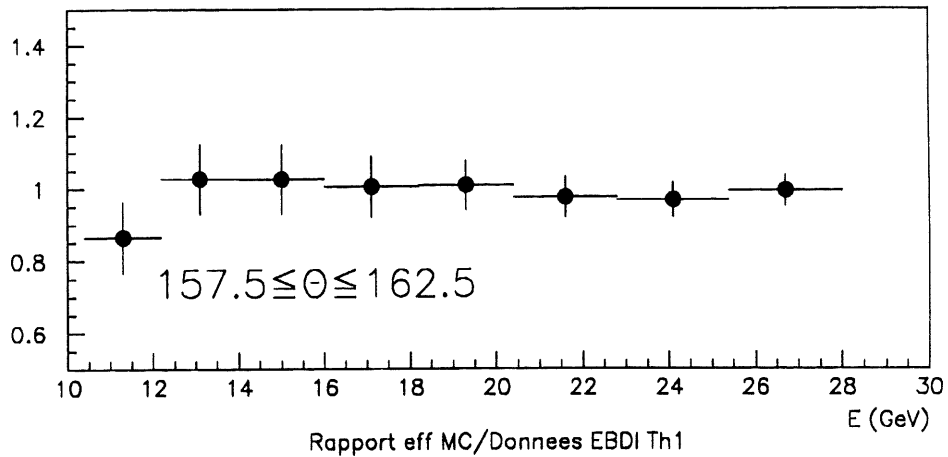


Figure 4.62: *Rapport des efficacités Monte Carlo et données (EBDI)*

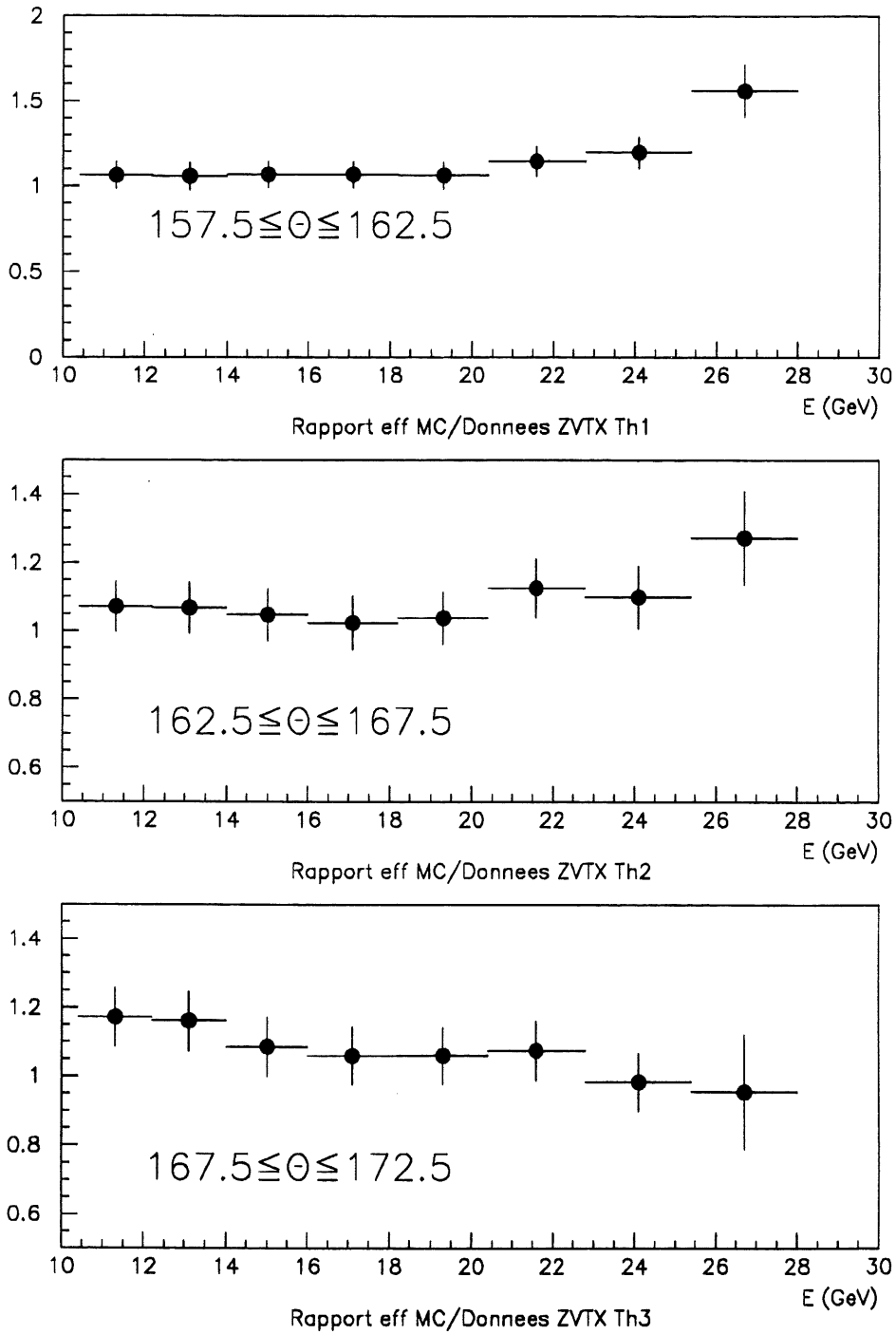


Figure 4.63: Rapport des efficacités Monte Carlo et données (vertex)

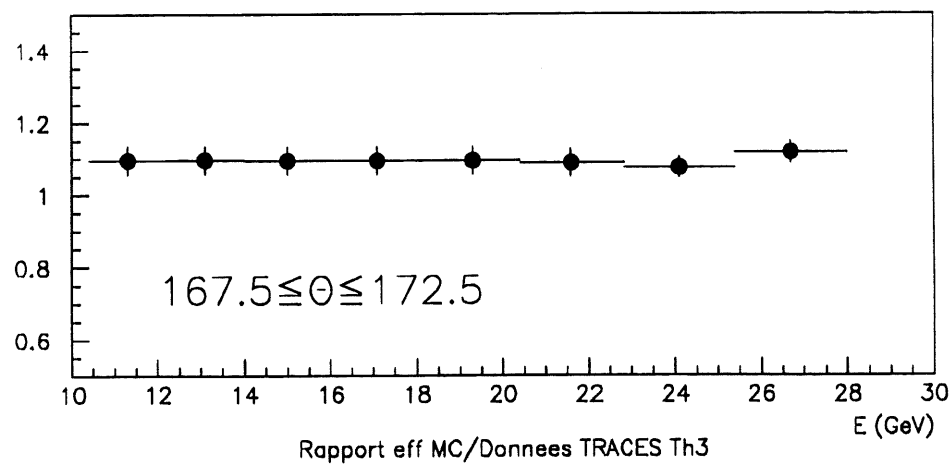
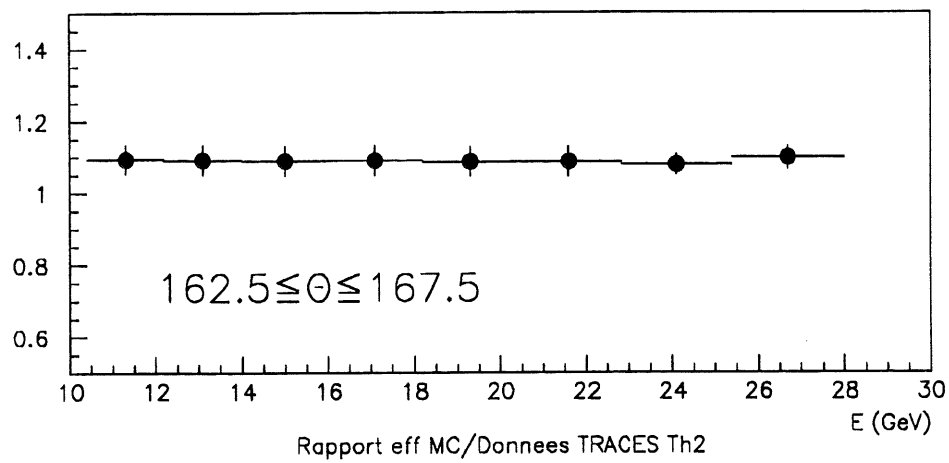
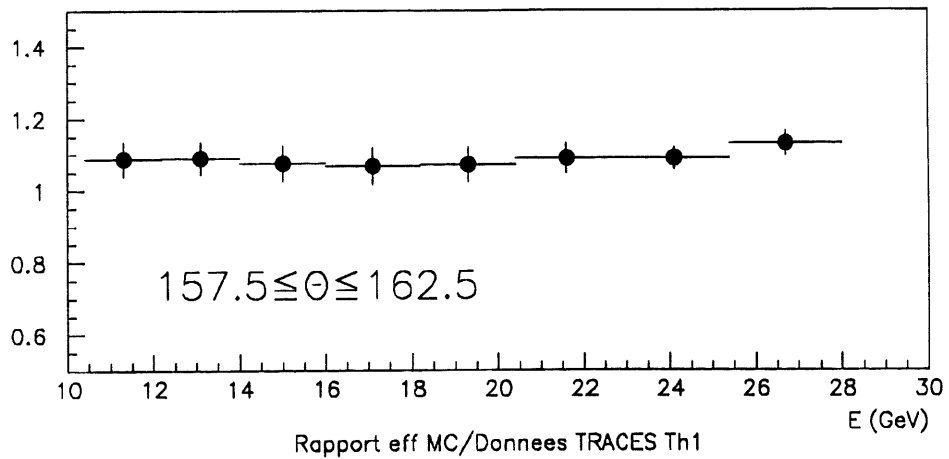


Figure 4.64: *Rapport des efficacités Monte Carlo et données (traces)*

Si les coupures ne sont pas corrélées, on doit avoir:

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 \quad (4.73)$$

Compte tenu des erreurs statistiques, on n'obtient aucune corrélation sauf entre les coupures vertex et  $E - p_z$ , et vertex et traces. La corrélation entre les coupures sur le vertex et le critère de qualité des traces est évidente puisque la deuxième est conditionnée à l'existence du vertex. La corrélation entre la coupure sur le vertex et celle sur  $E - p_z$  est donnée dans la figure 4.65 [104]. Les efficacités de l'existence d'un vertex reconstruit sont calculées en utilisant une simulation Monte Carlo après avoir demandé ou non la coupure sur  $E - p_z$  et les résultats sont donnés dans la figure 4.65 (disques et triangles: respectivement avec et sans la coupure sur  $E - p_z$ ). On remarque que les efficacités diffèrent à basse énergie et donc qu'il y a une corrélation entre les coupures vertex et  $E - p_z$  à basse énergie. Cette corrélation est due à la présence d'événements radiatifs dans notre échantillon. En effet, une partie de l'énergie est emportée par le photon émis dans l'état initial. Le jet diffusé est alors rabattu vers l'avant et il y a moins de traces reconstruites dans les détecteurs *CJC* pour établir un vertex. De plus, la coupure sur  $E - p_z$  effectue un bilan d'énergie et d'impulsion sur tous les détecteurs. Une partie des événements radiatifs où le photon va dans le tube du faisceau sera donc supprimée par la coupure sur  $E - p_z$ , car le photon est émis colinéairement à l'électron dans l'état initial. C'est pourquoi on observe cette corrélation entre la coupure sur  $E - p_z$  et celle sur l'existence d'un vertex reconstruit. Elle n'est pas très grave car on applique au préalable la coupure sur  $E - p_z$  pour calculer l'efficacité du vertex et on veut calculer la section efficace Born et non pas la section efficace radiative. Il faudra que l'on en tienne compte lorsque l'on calculera les corrections radiatives. Pour les autres coupures, aucune corrélation n'a été observée compte tenu des erreurs statistiques.

Après avoir calculé les efficacités et les acceptances, nous allons maintenant passer à la mesure de la section efficace totale (Born + radiatif).

## 4.7 Calcul de la section efficace totale

Lorsque nous avons étudié la formule maîtresse, nous avons vu que la section efficace totale était proportionnelle au nombre d'événements de diffusion profondément inélastique. Il nous reste cependant à calculer ce facteur de proportionnalité, c'est-à-dire les surfaces des cellules, les corrections de centre de cellule définies précédemment et la mesure de luminosité.

### 4.7.1 Détermination de la surface des cellules

La détermination de la surface des cellules est un calcul purement analytique:

$$S = \int \int dx dy \quad (4.74)$$

car on va exprimer la section efficace dans les variables  $x$  et  $y$ . On réexprime alors cette intégrale en utilisant les variables  $(\sqrt{E}, \theta)$  pour avoir des pavés et donc des

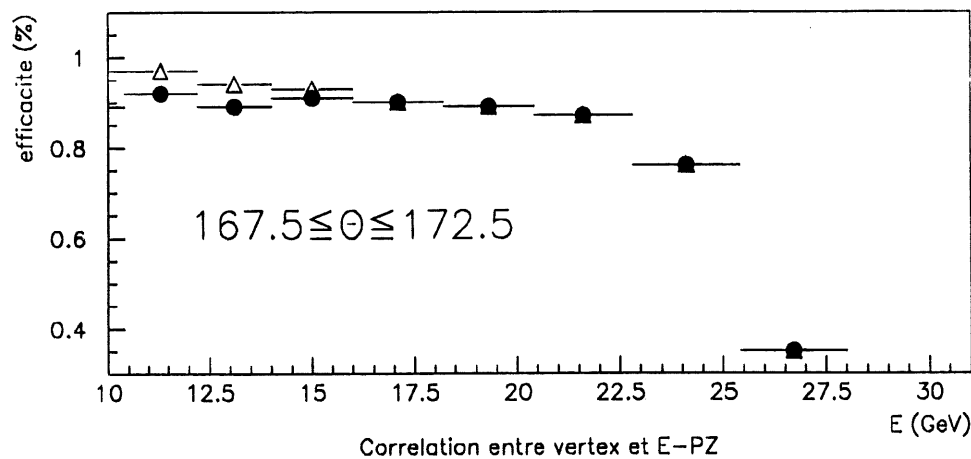
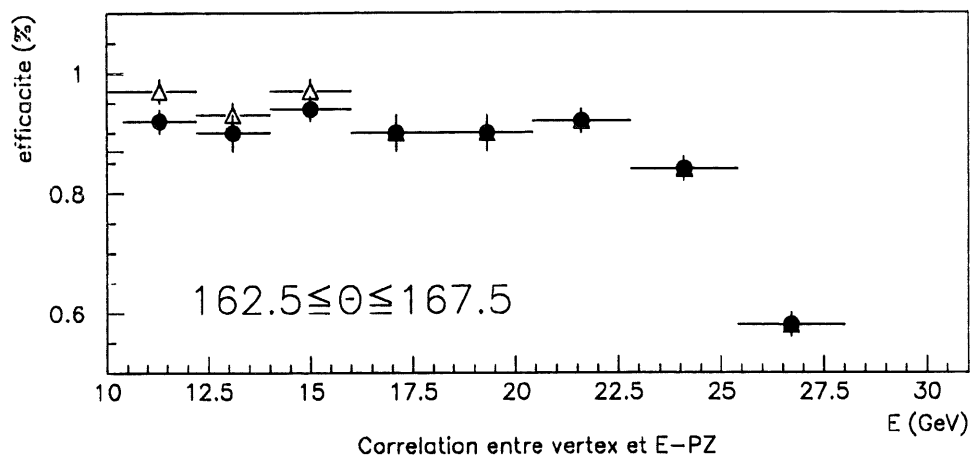
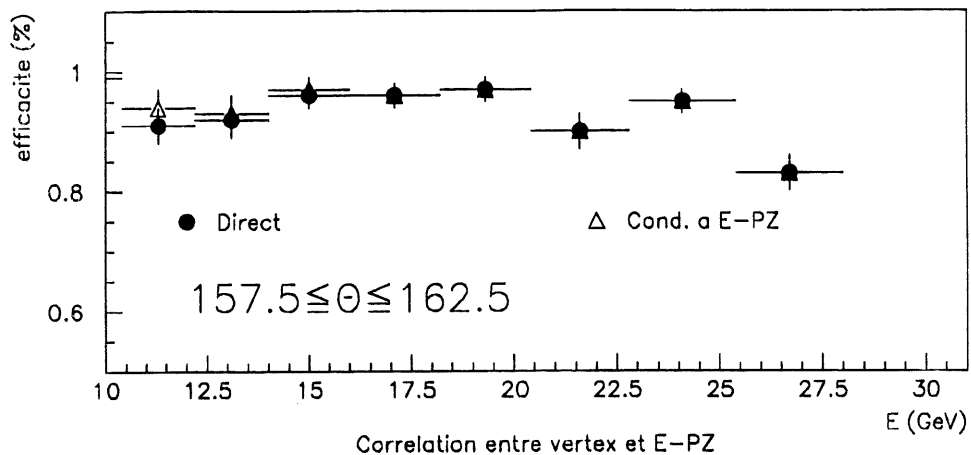


Figure 4.65: *Corrélation entre les coupures  $E - P_z$  et vertex (les disques représentent l'efficacité de reconstruction du vertex sans demander la coupure sur  $E - p_z$ , et les triangles avec cette coupure)*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	2.227 ±0	1.735 ±0	1.172 ±0
12.2 – 14.0	3.191 ±0	2.445 ±0	1.656 ±0
14.0 – 16.0	4.536 ±0	3.490 ±0	2.370 ±0
16.0 – 18.2	6.607 ±0	5.114 ±0	3.489 ±0
18.2 – 20.4	10.080 ±0	7.882 ±0	5.419 ±0
20.4 – 22.9	16.860 ±0	13.450 ±0	9.390 ±0
22.9 – 25.3	35.420 ±0	30.040 ±0	22.100 ±0
25.3 – 28.1	220.600 ±0	178.400 ±0	134.200 ±0

Tableau 4.24: Surface des cellules ( $\cdot 10^{-5}$ )

bornes fixes à l'intégrale:

$$S = \int \int \frac{dxdy}{d\sqrt{E}d\theta} d\sqrt{E}d\theta \quad (4.75)$$

où  $dxdy/d\sqrt{E}d\theta$  désigne le jacobien permettant de passer des variables  $(x, y)$  aux variables  $(\sqrt{E}, \theta)$ . Les résultats sont donnés dans le tableau 4.24 (multiplication par  $10^5$ ) [98], les erreurs sont évidemment nulles puisqu'il s'agit d'un calcul exact. Après avoir calculé la surface des cellules, il nous faut maintenant expliciter les corrections de centre de cellule.

#### 4.7.2 Détermination des corrections de centre de cellule

Comme on l'a vu lorsque l'on a étudié la formule maîtresse, les corrections de centre de cellule ont pour valeur:

$$BC = \frac{\int \int_{\Delta x \Delta y} \frac{d^2\sigma}{dxdy} dxdy}{\int \int_{\Delta x \Delta y} dxdy} \frac{1}{\frac{d^2\sigma}{dxdy}(x_C, y_C)} \quad (4.76)$$

où  $x_C$  et  $y_C$  désignent les valeurs de  $x$  et  $y$  au centre de la cellule en  $(\sqrt{E}, \theta)$ . De nouveau, les intégrales ont été recalculées en utilisant les variables  $\theta$  et  $\sqrt{E}$ :

$$\int \int_{\Delta x \Delta y} \frac{d^2\sigma}{dxdy} dxdy = \int \int_{\Delta\sqrt{E}\Delta\theta} \frac{d^2\sigma}{dxdy} \left( \frac{dxdy}{d\sqrt{E}d\theta} \right) d\sqrt{E}d\theta \quad (4.77)$$

$$\int \int_{\Delta x \Delta y} dxdy = \int \int_{\Delta\sqrt{E}\Delta\theta} \frac{dxdy}{d\sqrt{E}d\theta} d\sqrt{E}d\theta \quad (4.78)$$



$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	1.03 $\pm 0.01$	1.05 $\pm 0.03$	1.13 $\pm 0.06$
12.2 – 14.0	1.03 $\pm 0.01$	1.07 $\pm 0.03$	1.13 $\pm 0.06$
14.0 – 16.0	1.03 $\pm 0.01$	1.05 $\pm 0.02$	1.13 $\pm 0.06$
16.0 – 18.2	1.03 $\pm 0.01$	1.07 $\pm 0.02$	1.15 $\pm 0.06$
18.2 – 20.4	1.03 $\pm 0.01$	1.05 $\pm 0.02$	1.13 $\pm 0.06$
20.4 – 22.9	1.03 $\pm 0.01$	1.05 $\pm 0.02$	1.13 $\pm 0.05$
22.9 – 25.3	1.02 $\pm 0.01$	1.04 $\pm 0.04$	1.11 $\pm 0.03$
25.3 – 28.1	0.70 $\pm 0.01$	0.78 $\pm 0.02$	0.91 $\pm 0.01$

Tableau 4.25: *Corrections de centre de cellule*

Les valeurs de la section efficace ont été déterminées en utilisant la paramétrisation de Martin, Roberts et Stirling  $D-$ . Il est en effet évident que le calcul analytique est impossible. La paramétrisation  $D-$  a été choisie car elle donne des résultats assez voisins de notre mesure comme on le verra dans la suite. L'erreur sur les corrections de centre de cellule a été calculée en utilisant la paramétrisation  $D0$  des mêmes auteurs car les deux paramétrisations  $D0$  et  $D-$  entourent nos mesures. Les intégrales ont été évaluées par la méthode de Gauss. L'erreur numérique ainsi réalisée a été calculée en comparant les surfaces calculées analytiquement dans le paragraphe précédent et celles calculées par la méthode de Gauss. Les valeurs obtenues pour les corrections de centre de cellule, ainsi que les erreurs sont données dans le tableau 4.25 [98].

On pourrait reprocher à cette méthode d'utiliser des paramétrisations pour calculer les corrections, car on n'obtient pas en toute rigueur des valeurs issues directement de la mesure. Cependant, les décalages dus aux corrections de centre de cellule sont faibles, et l'incertitude est évaluée en utilisant des paramétrisations entourant nos points de mesure. Ces corrections dépendent surtout de la pente de la section efficace, c'est-à-dire des variations dans un domaine en  $x$  et  $y$  donnés. Après avoir calculé les corrections de centre de cellule, il nous faut maintenant déterminer une autre quantité importante nécessaire au calcul de la section efficace: la luminosité.

### 4.7.3 Détermination de la luminosité

Comme on l'a décrit dans le premier chapitre, la luminosité totale obtenue est calculée run par run grâce à l'électron tagger et au détecteur de photons. Si on ne tient compte que des périodes de prise de données utilisées pour notre analyse, on obtient

une luminosité valant  $22.5 \text{ nb}^{-1}$ . L'erreur systématique sur la valeur de la luminosité est de 7%. Il est très important d'avoir une bonne mesure de la luminosité si on veut une normalisation correcte pour la mesure de la section efficace. En effet, un décalage global sur la mesure de la luminosité conduit à un décalage global sur la section efficace et sur la fonction de structure  $F_2$ . Remarquons que la luminosité mesurée ( $22.5 \text{ nb}^{-1}$ ) tient compte du temps mort des détecteurs à cause du principe même de la mesure utilisant l'électron tagger et le détecteur de photons. La valeur de la luminosité doit également tenir compte de l'existence des bunches satellites puisqu'une partie des interactions a eu lieu en dehors de l'acceptance des détecteurs *CJC* et n'est donc pas comptée dans notre mesure. La valeur de la luminosité correspondant à ces événements a donc été soustraite de la luminosité totale. La valeur  $22.5 \text{ nb}^{-1}$  tient compte de cet effet.

Il faut encore faire intervenir un facteur que nous avons appelé  $(1 - DT)$  lorsque nous avons étudié la formule maîtresse (4.24). Il est dû au fait que l'on coupe sur l'existence d'un vertex dont la position en  $z$  est comprise dans l'intervalle  $[-50, 50]$ . On n'utilise donc pas la totalité de la luminosité délivrée dans le détecteur *H1*, c'est pourquoi il nous faut un facteur correctif égal à:

$$R_{DEAD} = \frac{\text{nombre d'événements ayant un vertex}}{\text{nombre d'événements ayant un vertex tels que } z \in [-50, 50]} \quad (4.79)$$

L'inverse de ce nombre a été calculé directement dans les données et vaut 0.88. Donc 88% des événements ont un vertex dont le  $z$  est inclus dans l'intervalle  $[-50, 50]$ . La stabilité dans les trois périodes de prise de données est donnée dans la figure 4.66. On distingue en effet habituellement les périodes septembre, octobre 1, et octobre 2 correspondant à des luminosités respectives valant 6.2, 10.0 et  $10.3 \text{ nb}^{-1}$ . On remarque la bonne stabilité suivant les différentes périodes.

#### 4.7.4 Calcul de la section efficace différentielle totale

Comme on l'a déjà vu, la formule permettant l'obtention de la section efficace différentielle totale est la suivante:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{1}{LR_{DEAD}} \frac{N_{evts} - N_{\gamma p}}{\epsilon_{eff}\epsilon_{acc}} \frac{1}{S} BC \quad (4.80)$$

L'erreur sur la section efficace est calculée comme étant la somme quadratique des différentes erreurs. Les valeurs obtenues pour la section efficace différentielle totale ainsi que les erreurs statistiques et totales sont données dans le tableau 4.26 et dans la figure 4.67. On observe une décroissance de la section efficace en fonction de l'énergie de l'électron diffusé due à la dépendance en  $1/x$  de  $d^2\sigma/dx dy$ .

Après avoir calculé la section efficace totale, nous pouvons maintenant effectuer les corrections radiatives afin d'obtenir la section efficace Born et la fonction de structure  $F_2$ .

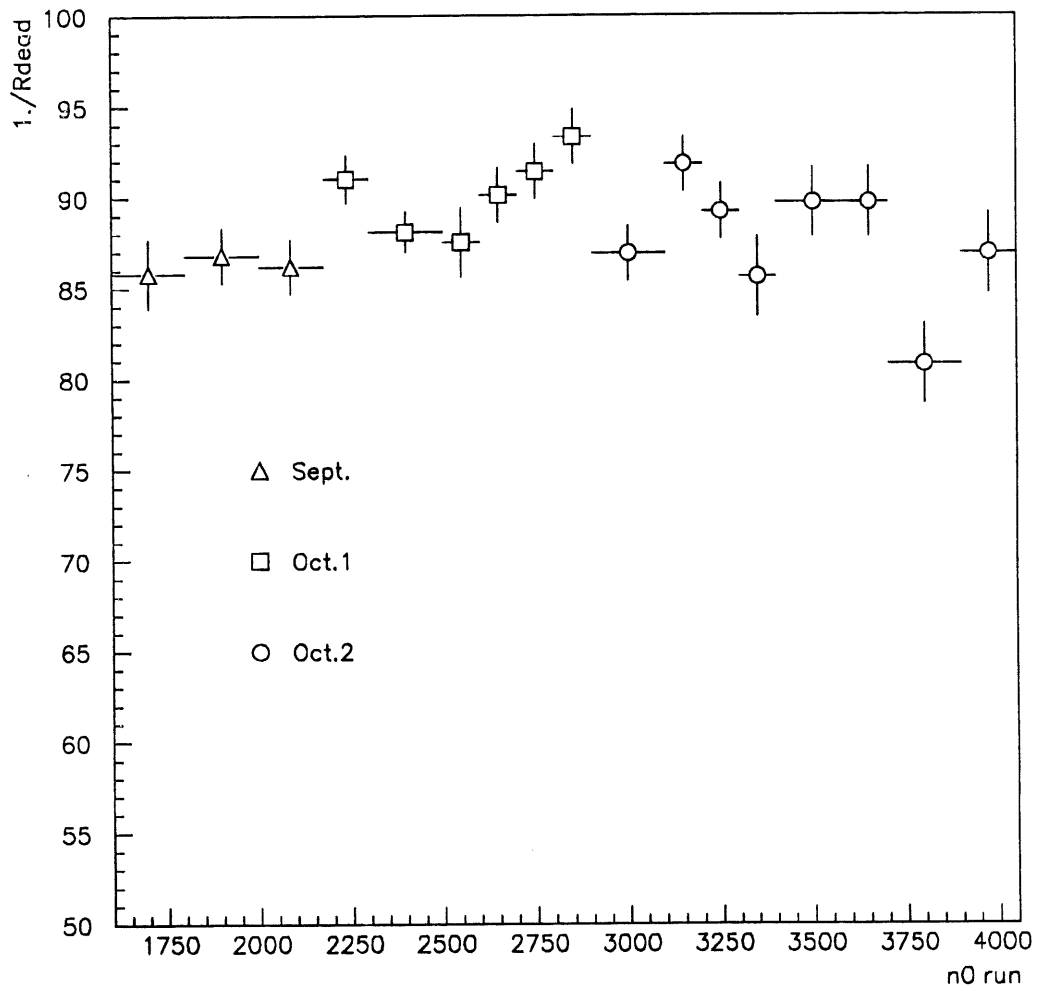


Figure 4.66: *Stabilité dans les trois périodes de prise de données (cf texte) (le numéro de run est donné en abscisse)*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	33 067. ±13 705. ±15 468.	62 245. ±27 847. ±31 944.	224 293. ±52 543. ±80 420.
12.2 – 14.0	19 546. ±8 252. ±9 955.	29 617. ±14 086. ±16 078.	243 383. ±41 276. ±57 404.
14.0 – 16.0	11 810. ±4 471. ±4 961.	74 953. ±12 492. ±17 744.	170 424. ±25 117. ±33 892.
16.0 – 18.2	11 320. ±3 577. ±4 562.	27 411. ±6 262. ±8 015.	144 289. ±17 971. ±31 314.
18.2 – 20.4	7 824. ±2 362. ±2 809.	22 161. ±4 625. ±5 912.	94 870. ±12 148. ±18 686.
20.4 – 22.9	7 017. ±1 874. ±2 627.	18 633. ±3 152. ±4 838.	96 180. ±8 338. ±19 966.
22.9 – 25.3	4 959. ±1 013. ±1 460.	13 764. ±1 792. ±3 198.	70 792. ±4 763. ±22 437.
25.3 – 28.1	1 452. ±363. ±489.	4 882. ±713. ±1 337.	29 364. ±2 314. ±9 604.

Tableau 4.26: *Section efficace totale dans les différentes cellules en nb*

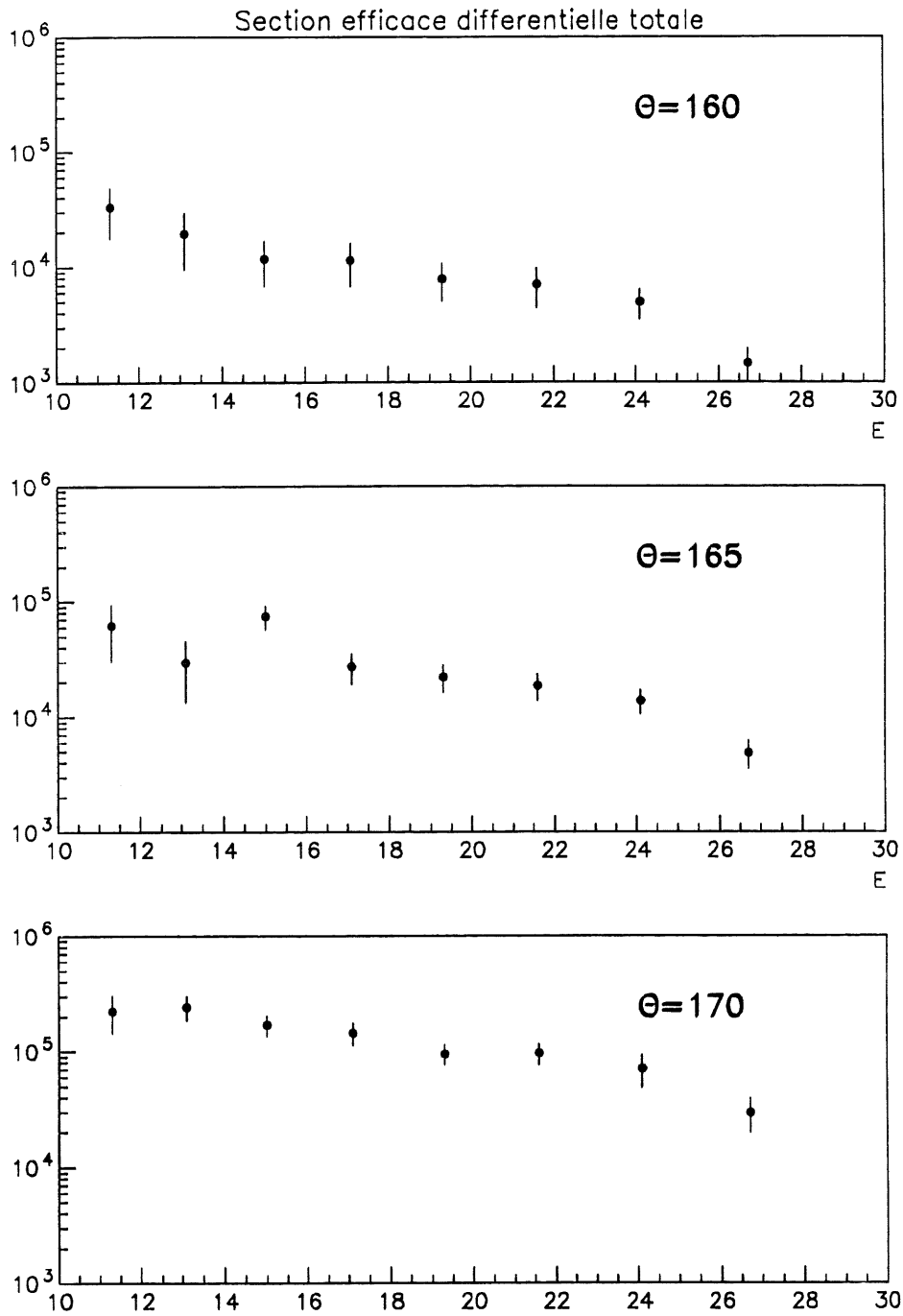


Figure 4.67: Section efficace totale en nb en fonction de l'énergie de l'électron diffusé en GeV à  $\theta$  constant

## 4.8 Détermination de la section efficace Born et de la fonction de structure $F_2$

### 4.8.1 Calcul des corrections radiatives - Section efficace Born

Nous avons exposé dans le chapitre précédent les méthodes utilisées pour calculer les corrections radiatives et nous avons vu que ces corrections étaient grandes lorsque l'on fait une mesure des variables cinématiques à partir de l'angle et de l'énergie de l'électron diffusé. Les corrections radiatives dépendent en partie des détecteurs. En effet, un photon émis dans l'état final par l'électron est souvent reconstruit dans le même cluster que l'électron et est donc indistinguable du fait même de la résolution des détecteurs. Les corrections radiatives à effectuer sur la section efficace mesurée seront calculées en utilisant une simulation Monte Carlo du détecteur avec la fonction de structure  $B-$  de Martin, Roberts et Stirling. La génération des événements radiatifs s'est faite avec le programme *LESKOF* [105]. Les corrections radiatives peuvent être soustractives ou multiplicatives sous la forme suivante:

$$\sigma_{Born} = (\sigma_{Born+Rad.})_{donnees} - (\sigma_{Rad.})_{MC} \quad (4.81)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{Born} &= (\sigma_{Born+Rad.})_{donnees} \left( \frac{\sigma_{Born}}{\sigma_{Born} + \sigma_{Rad.}} \right)_{MC} \\ &= (\sigma_{Born+Rad.})_{donnees} Rap. \end{aligned} \quad (4.82)$$

Ce qui conduit aux erreurs suivantes pour chacune des méthodes:

$$\Delta\sigma_{Born} = \sqrt{(\Delta\sigma_{Born+Rad.})^2 + (\Delta\sigma_{Rad.})^2} \quad (4.83)$$

$$\Delta\sigma_{Born} = \sigma_{Born} \sqrt{\left( \frac{\Delta\sigma_{Born+Rad.}}{\sigma_{Born+Rad.}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta Rap.}{Rap.} \right)^2} \quad (4.84)$$

Chacune des deux méthodes peut donc donner des erreurs plus faibles que l'autre et tout dépend en fait de la valeur de la section efficace et de l'erreur sur cette section efficace. On ne peut rien dire de général a priori. On peut remarquer que si les erreurs expérimentales dominent, on obtient:

$$\Delta\sigma_{Born} \simeq \Delta\sigma_{Born+Rad.} \quad (4.85)$$

$$\Delta\sigma_{Born} \simeq \frac{\sigma_{Born}}{\sigma_{Born+Rad.}} \Delta\sigma_{Born+Rad.} \quad (4.86)$$

Dans ce cas, l'erreur est plus faible avec la deuxième méthode sauf dans la cellule de plus haute énergie. En effet, le terme  $\sigma_{Born+Rad.}$  est toujours supérieur à  $\sigma_{Born}$  sauf dans la cellule de plus haute énergie. Pour cette dernière, il y a en effet un défaut du nombre d'événements dû aux phénomènes radiatifs. Ce sont les événements qui devraient se trouver dans le pic cinématique et qui sont reconstruits à plus basse énergie, parce qu'un photon a été émis dans l'état initial par l'électron. Par conséquent, il y a un défaut d'événements à grande énergie où les corrections radiatives sont négatives et un excès à basse énergie où les corrections sont positives. Remarquons que ces résultats ne tiennent pas compte de l'erreur systématique sur les corrections radiatives due au choix de la fonction de structure, qui est importante à basse énergie. Les résultats obtenus ici ne sont donc valables qu'à grande énergie.

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	3 207. ±807.	12 400. ±1 400.	73 100. ±20 000.
12.2 – 14.0	2 750. ±383.	8 070. ±1 100.	51 400. ±15 000.
14.0 – 16.0	1 850. ±269.	5 520. ±1 000.	34 900. ±10 000.
16.0 – 18.2	1 450. ±197.	5 000. ±900.	25 400. ±5 000.
18.2 – 20.4	920. ±142.	2 870. ±400.	17 000. ±1 800.
20.4 – 22.9	423. ±90.	1710. ±300.	12 700. ±1 500.
22.9 – 25.3	260. ±55.	970. ±300.	6 790. ±500.
25.3 – 28.1	-318. ±18.	-985. ±50.	-4500. ±100.

Tableau 4.27: *Corrections radiatives soustractives dans les différentes cellules en nb*

Une erreur sur la normalisation globale due par exemple à une mauvaise mesure de la luminosité a un impact différent sur chacune des deux méthodes. L'erreur sur la section efficace Born obtenue par la méthode multiplicative est la même en pourcentage de la section efficace que l'erreur de normalisation. Par contre, pour la méthode soustractive, l'erreur relative est indéfinie et dépend des valeurs de la section efficace puisque l'on soustrait la section efficace radiative définie en absolu. De ce point de vue, la méthode multiplicative paraît meilleure.

La méthode choisie pour cette première détermination de la fonction de structure  $F_2$  avec l'électron a été une correction radiative soustractive. Comme on l'a dit, il n'y a pas de raison particulière à ce choix. Les valeurs obtenues avec la simulation Monte Carlo des détecteurs sont données dans le tableau 4.27 [106] et dans la figure 4.68. Sur la figure, on peut voir la taille des corrections radiatives et dans le tableau 4.28 sont données les valeurs des corrections radiatives en pourcentage de la section efficace totale. On note que les corrections sont en particulier importantes à bas  $x$  comme on l'avait fait remarquer dans le chapitre précédent.

En soustrayant la section efficace radiative, on en déduit alors la section efficace Born. Les valeurs sont données dans les différentes cellules dans la figure 4.69 et dans le tableau 4.29. Il n'est pas facile d'interpréter directement ces courbes car on les a obtenues dans des cellules où l'angle de diffusion de l'électron  $\theta$  est constant. L'interprétation sera beaucoup plus aisée quand on calculera les valeurs de  $F_2$  à  $Q^2$  constant.

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	9.7	19.9	32.6
12.2 – 14.0	14.1	27.2	21.1
14.0 – 16.0	15.7	7.4	20.5
16.0 – 18.2	12.8	18.2	17.6
18.2 – 20.4	11.8	13.0	17.9
20.4 – 22.9	6.0	9.2	13.2
22.9 – 25.3	5.2	7.0	9.6
25.3 – 28.1	-21.9	-20.2	-15.3

Tableau 4.28: *Corrections radiatives en pourcentage de la section efficace totale*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	29 860. ±13 705. ±15 489.	49 845. ±27 847. ±31 974.	151 193. ±52 543. ±82 869.
12.2 – 14.0	16 796. ±8 252. ±9 963.	21 547. ±14 086. ±16 115.	191 983. ±41 276. ±59 331.
14.0 – 16.0	9 960. ±4 471. ±4 968.	69 433. ±12 492. ±17 772.	135 524. ±25 117. ±35 337.
16.0 – 18.2	9 870. ±3 577. ±4 566.	22 411. ±6 262. ±8 066.	118 889. ±17 971. ±31 710.
18.2 – 20.4	6 904. ±2 362. ±2 813.	19 291. ±4 625. ±5 926.	77 870. ±12 148. ±18 772.
20.4 – 22.9	6 594. ±1 874. ±2 629.	16 923. ±3 152. ±4 847.	83 480. ±8 338. ±20 023.
22.9 – 25.3	4 699. ±1 013. ±1 461.	12 794. ±1 792. ±3 212.	64 002. ±4 763. ±22 443.
25.3 – 28.1	1 770 ±363. ±489.	5 867. ±713. ±1 338.	33 864. ±2 314. ±9 604.

Tableau 4.29: *Section efficace Born en nb dans les différentes cellules (méthode soustractive)*



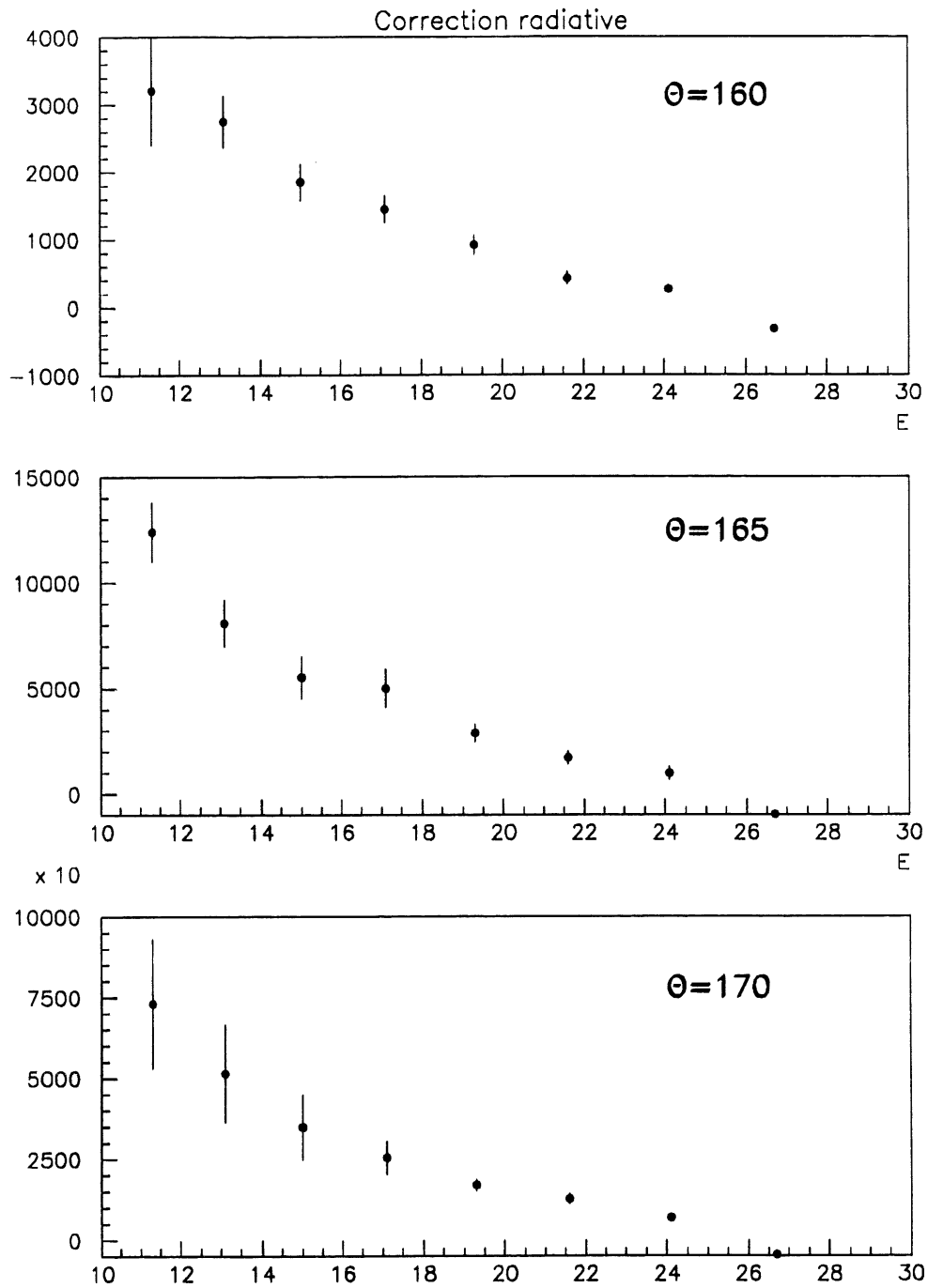


Figure 4.68: Section efficace radiative en nb en fonction de l'énergie de l'électron diffusé en GeV à  $\theta$  constant

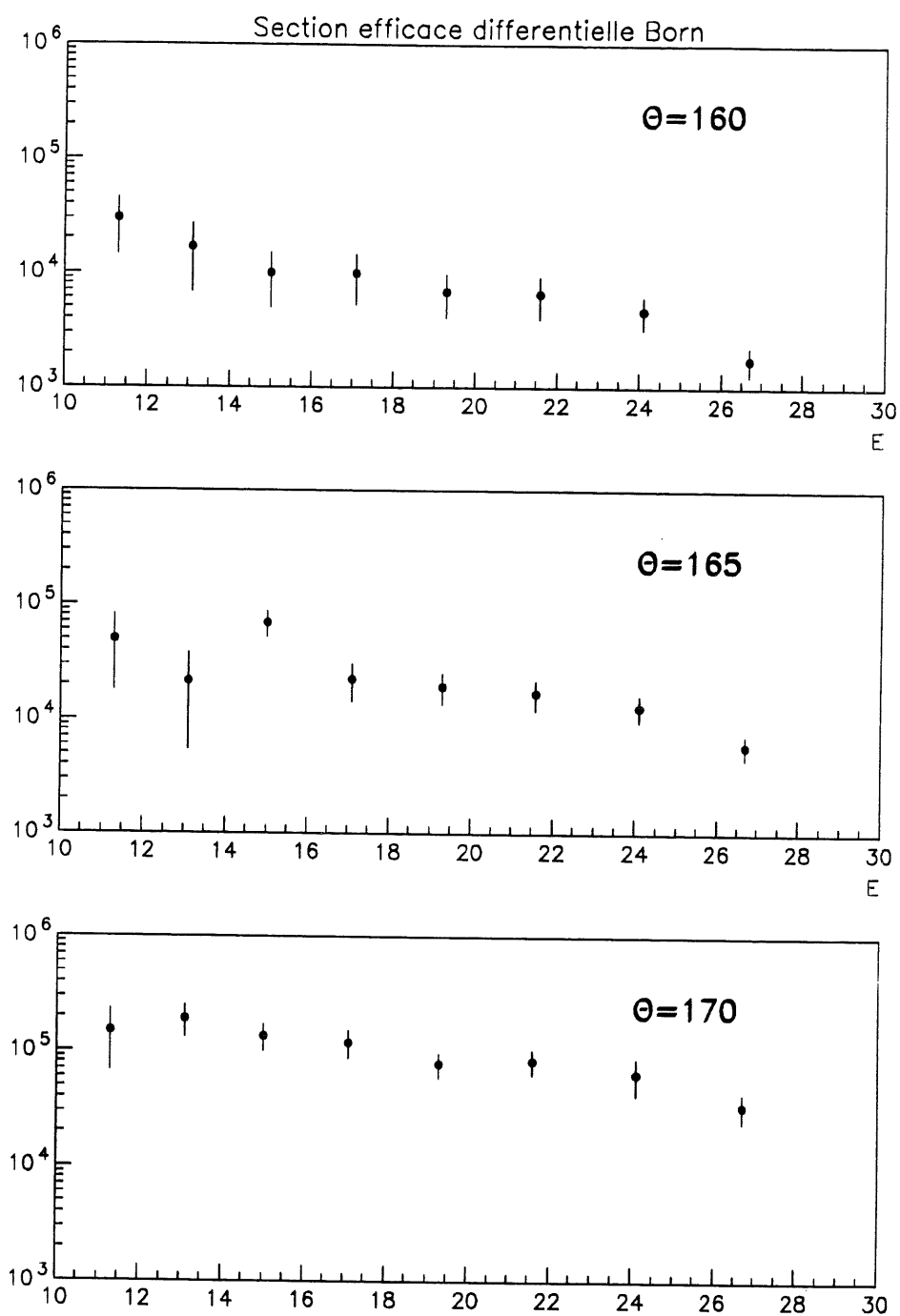


Figure 4.69: Section efficace Born en nb à  $\theta$  constant en fonction de l'énergie de l'électron diffusé en GeV

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	0.262	0.310	0.415
12.2 – 14.0	0.250	0.294	0.389
14.0 – 16.0	0.237	0.280	0.364
16.0 – 18.2	0.225	0.266	0.343
18.2 – 20.4	0.212	0.251	0.324
20.4 – 22.9	0.196	0.234	0.303
22.9 – 25.3	0.172	0.208	0.274
25.3 – 28.1	0.106	0.118	0.140

Tableau 4.30: Valeur de  $R$  pour la paramétrisation  $D-$  de Martin, Roberts et Stirling

#### 4.8.2 Passage à la fonction de structure $F_2$

Dans le chapitre 2, nous avons étudié le passage de la section efficace à la fonction de structure  $F_2$ . Ce dernier n'est possible que si l'on connaît la valeur de  $R$ :

$$F_2 = \frac{d^2\sigma}{dx dy} \frac{Q^4}{2\pi\alpha^2 S} \frac{1}{2 - 2y + y^2 - y \frac{R}{R+1}} \quad (4.87)$$

où on a posé:

$$R = \frac{F_L}{2xF_1} \quad (4.88)$$

$$S = 4E_e E_p \quad (4.89)$$

La mesure de  $F_2$  suppose donc la connaissance de la valeur de  $R$ . Cependant, la dépendance de  $F_2$  en  $R$  est assez faible ( $R \geq 0$ ) et on reviendra sur cette dépendance dans le paragraphe suivant en calculant la fonction de structure  $F_2$  pour différentes valeurs de  $R$  et en comparant les différents résultats. On a donc décidé de prendre comme valeur de  $R$ , celle donnée par la paramétrisation  $D-$  de Martin, Roberts et Stirling qui est assez proche de nos données. Les valeurs de  $R$  sont données dans le tableau 4.30.

A partir de la connaissance de  $R$  et de la section efficace différentielle Born donnée dans le paragraphe précédent, on en déduit la valeur de la fonction de structure  $F_2$ . Les valeurs obtenues sont données dans les différentes cellules en énergie et en angle dans le tableau 4.31. On rappelle également les valeurs de  $x$  et  $Q^2$  dans chaque cellule. Il faut bien noter qu'il ne s'agit pas au sens strict du terme, d'une mesure de  $F_2$  puisque  $R$  provient d'une paramétrisation, mais que ce n'est pas très grave car la valeur de  $F_2$  dépend peu de la valeur de  $R$  choisie.

Après avoir déterminé la valeur de  $F_2$  dans les différentes cellules en  $(\sqrt{E}, \theta)$ , il nous faut maintenant calculer  $F_2$  à  $Q^2$  constant afin d'obtenir une interprétation physique simple en terme d'évolution en  $x$  de nos résultats. En effet, il est très difficile de réaliser l'évolution des fonctions de structure directement dans le tableau 4.31 où à la fois  $x$  et  $Q^2$  varient.

	157.5 < $\theta$ < 162.5	162.5 < $\theta$ < 167.5	167.5 < $\theta$ < 172.5
<i>energie</i>	10.4 – 12.2	10.4 – 12.2	10.4 – 12.2
$x.10^4, Q^2$	7.0 – 36.3	4.0 – 20.5	1.8 – 9.2
$F_2$	3.151	1.685	1.030
<i>erreur stat</i>	1.446	0.942	0.358
<i>erreur stat + syst</i>	1.635	1.081	0.565
<i>energie</i>	12.2 – 14.0	12.2 – 14.0	12.2 – 14.0
$x.10^4, Q^2$	9.2 – 42.1	5.2 – 23.8	2.4 – 10.6
$F_2$	2.231	0.914	1.630
<i>erreur stat</i>	1.096	0.597	0.350
<i>erreur stat + syst</i>	1.323	0.683	0.504
<i>energie</i>	14.0 – 16.0	14.0 – 16.0	14.0 – 16.0
$x.10^4, Q^2$	12.2 – 48.4	7.0 – 27.3	3.2 – 12.2
$F_2$	1.622	3.599	1.399
<i>erreur stat</i>	0.728	0.648	0.259
<i>erreur stat + syst</i>	0.809	0.921	0.365
<i>energie</i>	16.0 – 18.2	16.0 – 18.2	16.0 – 18.2
$x.10^4, Q^2$	16.6 – 55.0	9.6 – 31.1	4.3 – 13.9
$F_2$	1.927	1.389	1.462
<i>erreur stat</i>	0.698	0.388	0.221
<i>erreur stat + syst</i>	0.891	0.500	0.390
<i>energie</i>	18.2 – 20.4	18.2 – 20.4	18.2 – 20.4
$x.10^4, Q^2$	23.7 – 62.1	13.8 – 35.1	6.3 – 15.7
$F_2$	1.582	1.400	1.118
<i>erreur stat</i>	0.541	0.336	0.174
<i>erreur stat + syst</i>	0.645	0.430	0.270
<i>energie</i>	20.4 – 22.9	20.4 – 22.9	20.4 – 22.9
$x.10^4, Q^2$	37.1 – 69.7	22.1 – 39.4	10.2 – 17.6
$F_2$	1.741	1.412	1.375
<i>erreur stat</i>	0.495	0.263	0.137
<i>erreur stat + syst</i>	0.694	0.404	0.330
<i>energie</i>	22.9 – 25.3	22.9 – 25.3	22.9 – 25.3
$x.10^4, Q^2$	71.1 – 77.6	44.4 – 43.9	21.4 – 19.6
$F_2$	1.405	1.207	1.191
<i>erreur stat</i>	0.303	0.169	0.089
<i>erreur stat + syst</i>	0.437	0.303	0.417
<i>energie</i>	25.3 – 28.1	25.3 – 28.1	25.3 – 28.1
$x.10^4, Q^2$	325.6 – 86.0	325.6 – 48.6	325.6 – 21.7
$F_2$	0.591	0.617	0.701
<i>erreur stat</i>	0.121	0.075	0.048
<i>erreur stat + syst</i>	0.163	0.141	0.199

Tableau 4.31: Valeurs de  $F_2$  dans les cellules en énergie et angles - Les erreurs données sont statistiques, et systématiques et statistiques sommées en quadrature

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	0.958 $\pm 0.009$	0.916 $\pm 0.017$	0.974 $\pm 0.005$
12.2 – 14.0	0.930 $\pm 0.013$	0.883 $\pm 0.022$	0.926 $\pm 0.013$
14.0 – 16.0	1.041 $\pm 0.008$	1.022 $\pm 0.005$	0.884 $\pm 0.020$
16.0 – 18.2	1.015 $\pm 0.003$	0.992 $\pm 0.001$	1.024 $\pm 0.005$
18.2 – 20.4	0.994 $\pm 0.001$	0.968 $\pm 0.005$	0.988 $\pm 0.002$
20.4 – 22.9	0.978 $\pm 0.002$	0.949 $\pm 0.006$	0.960 $\pm 0.005$
22.9 – 25.3	0.968 $\pm 0.003$	0.941 $\pm 0.006$	0.941 $\pm 0.005$
25.3 – 28.1	0.980 $\pm 0.002$	0.970 $\pm 0.004$	0.971 $\pm 0.004$

Tableau 4.32: Facteurs de conversion sur  $F_2$  pour la translation en  $Q^2$

### 4.8.3 Détermination de $F_2$ à $Q^2$ constant

Le problème de la détermination de la fonction de structure à  $Q^2$  constant est qu'il faut effectuer une translation en  $Q^2$  des points expérimentaux présentés précédemment. Pour effectuer cette évolution en  $Q^2$ , une seule méthode s'impose: il faut utiliser des paramétrisations pour calculer cette évolution. Ceci ne peut se justifier que dans la mesure où les variations de  $Q^2$  sont faibles. Sinon, on ne teste plus les mesures physiques des fonctions de structure, mais l'évolution donnée par la paramétrisation. Les  $Q^2$  choisis doivent donc être suffisamment proches des valeurs de  $Q^2$  des centres de cellule données dans le tableau 4.2. On voit les cellules en  $(\sqrt{E}, \theta)$  dans le plan  $(x, Q^2)$  dans la figure 4.18. Les valeurs de  $Q^2$  constants choisies sont 8.5, 15., 30., et 60.  $GeV^2$ , ce qui correspond approximativement aux valeurs les plus proches des centres de nos cellules. Les facteurs multiplicatifs pour la translation en  $Q^2$  de la fonction de structure sont donnés dans le tableau 4.32. Les valeurs de  $Q^2$  avant et après translation sont données dans le tableau 4.33. Les valeurs indiquées en pointillés ne sont pas utilisées.

Les valeurs centrales correspondent à la paramétrisation de Martin, Roberts et Stirling  $D^-$ . L'erreur correspond à la différence obtenue entre les paramétrisations  $D0$  et  $D^-$  des mêmes auteurs, toutes deux proches de nos données et supposant respectivement une densité de gluons plate ou divergente. Dans le tableau 4.32, on a indiqué les corrections sur  $F_2$ . On remarque que les corrections sont supérieures à 1 quand  $Q_i^2 > Q_n^2$ , où  $Q_n^2$  et  $Q_i^2$  désignent respectivement les valeurs de  $Q^2$  avant et après translation, ce qui traduit l'augmentation de la fonction de structure  $F_2$  en fonction de  $Q^2$  à bas  $x$  selon l'équation d'évolution d'Altarelli Parisi. Par exemple, lorsque  $Q_n^2 = 55 GeV^2$  et  $Q_i^2 = 60 GeV^2$ , on obtient comme facteur de translation

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	36.3 – ...	20.5 – ...	9.2 – 8.5
12.2 – 14.0	42.1 – ...	23.8 – ...	10.6 – 8.5
14.0 – 16.0	48.4 – 60.	27.3 – 30.	12.2 – 8.5
16.0 – 18.2	55.0 – 60.	31.1 – 30.	13.9 – 15.
18.2 – 20.4	62.1 – 60.	35.1 – 30.	15.7 – 15.
20.4 – 22.9	69.7 – 60.	39.4 – 30.	17.6 – 15.
22.9 – 25.3	77.6 – 60.	43.9 – 30.	19.6 – 15.
25.3 – 28.1	86.0 – 60.	48.6 – 30.	21.7 – 15.

Tableau 4.33: Valeurs de  $Q^2$  avant et après translation

1.015 et lorsque  $Q_n^2 = 62.1 \text{ GeV}^2$  pour la même valeur de  $Q_t^2$ , on obtient 0.994 (tableau 4.32). Remarquons de plus que l'on effectue une translation en  $Q^2$  et non en  $x$ . En effet, une telle translation serait très hasardeuse. On veut étudier la variation en  $x$  de  $F_2$ , la façon dont croît  $F_2$  et si possible la saturation. Faire une évolution en  $x$  de  $F_2$  est donc impossible, puisque cela correspond à ce que l'on veut mesurer. Par contre, une évolution en  $Q^2$  est permise à condition évidemment qu'elle soit très faible, car on suppose la validité de l'équation d'Altarelli-Parisi. Les nouvelles valeurs de  $F_2$  sont données dans le tableau 4.34. On distingue comme d'habitude les erreurs statistiques et les erreurs systématiques et statistique sommées en quadrature. Les valeurs de  $F_2$  sont également données dans les figures 4.70 et 4.71 et sont comparées aux paramétrisations  $CTEQ$ ,  $MRS D'0$ ,  $MRS D'^-$  de Martin, Roberts et Stirling,  $GRV$ , de Glueck, Reya, Vogt décrites dans le chapitre 2. On remarque particulièrement le bon accord des paramétrisations  $D'^-$  et  $GRV$ . La paramétrisation  $D0$  ne peut être exclue avec les erreurs actuelles.

Le seul résultat physique que l'on peut en déduire est une forte augmentation des fonctions de structure à bas  $x$ . Il est encore trop tôt pour savoir si la densité de gluons augmente fortement à bas  $x$  étant donné les erreurs actuelles. On peut remarquer que les valeurs à bas  $Q^2$  sont plus proches de la paramétrisation  $D0$  que celles à grand  $Q^2$ . Cependant, il est trop tôt pour interpréter ce résultat en terme de saturation étant donné la taille des erreurs. De plus, une erreur sur la correction de la contamination en événements de photoproduction dans notre échantillon donnerait le même type de résultat en particulier à  $Q^2 = 8.5$  où elles sont très importantes (tableau 4.6).

Nous avons déjà fait remarquer que la valeur de  $R_{QCD}$  utilisée pour la détermination de la fonction de structure  $F_2$  était obtenue à l'aide de la paramétrisation de Martin, Roberts, Stirling  $D^-$ . En toute rigueur, il ne s'agit pas de la mesure de la fonction de structure  $F_2$ . Afin de montrer que la valeur de  $F_2$  ne dépend que très peu de la valeur de  $R$  choisie, les courbes avec  $R$  provenant de la paramétrisation  $D^-$  et avec des valeurs extrêmes  $R = 0$  et  $R = 1$  sont données dans les figures 4.72 et 4.73. On remarque que la différence entre les trois courbes est négligeable par rapport à l'incertitude que l'on a avec la mesure actuelle. La différence obtenue est la plus importante à bas  $Q^2$  et à bas  $x$ , où on obtient moins de 10% de la valeur de  $F_2$ , ce qui est négligeable devant les erreurs obtenues sur  $F_2$  jusqu'à présent.

$Q^2$	$x.10^4$	$F_2$	$Er.Stat.$	$Er.Tot.$	$R_{QCD}$
8.5	1.80	1.004	0.349	0.550	0.415
8.5	2.36	1.509	0.324	0.467	0.389
8.5	3.15	1.237	0.229	0.324	0.364
15.0	4.34	1.497	0.226	0.399	0.343
15.0	6.32	1.105	0.172	0.266	0.324
15.0	10.21	1.320	0.132	0.317	0.303
15.0	21.39	1.120	0.083	0.393	0.274
15.0	325.61	0.681	0.047	0.193	0.140
30.0	6.98	3.679	0.662	0.942	0.280
30.0	9.57	1.378	0.385	0.496	0.266
30.0	13.83	1.355	0.325	0.416	0.251
30.0	22.05	1.340	0.250	0.384	0.234
30.0	44.36	1.136	0.159	0.285	0.208
30.0	325.61	0.598	0.073	0.136	0.118
60.0	12.15	1.688	0.758	0.842	0.237
60.0	16.57	1.956	0.709	0.905	0.225
60.0	23.70	1.573	0.538	0.641	0.212
60.0	37.09	1.703	0.484	0.679	0.196
60.0	71.05	1.362	0.293	0.423	0.172
60.0	325.61	0.579	0.119	0.160	0.106

Tableau 4.34: Valeurs finales de  $F_2$  pour la méthode soustractive après translation en  $Q^2$

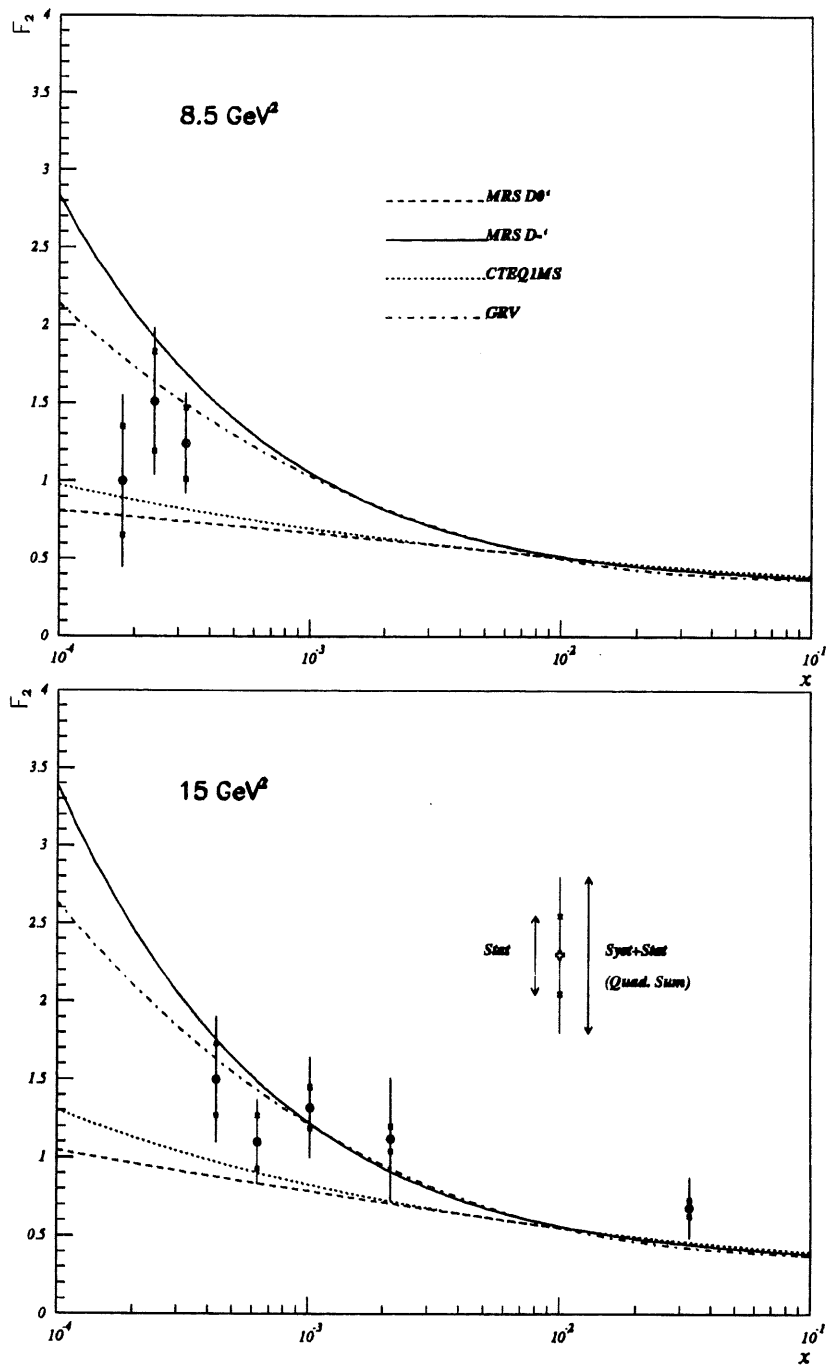


Figure 4.70:  $F_2$  obtenu par la méthode soustractive



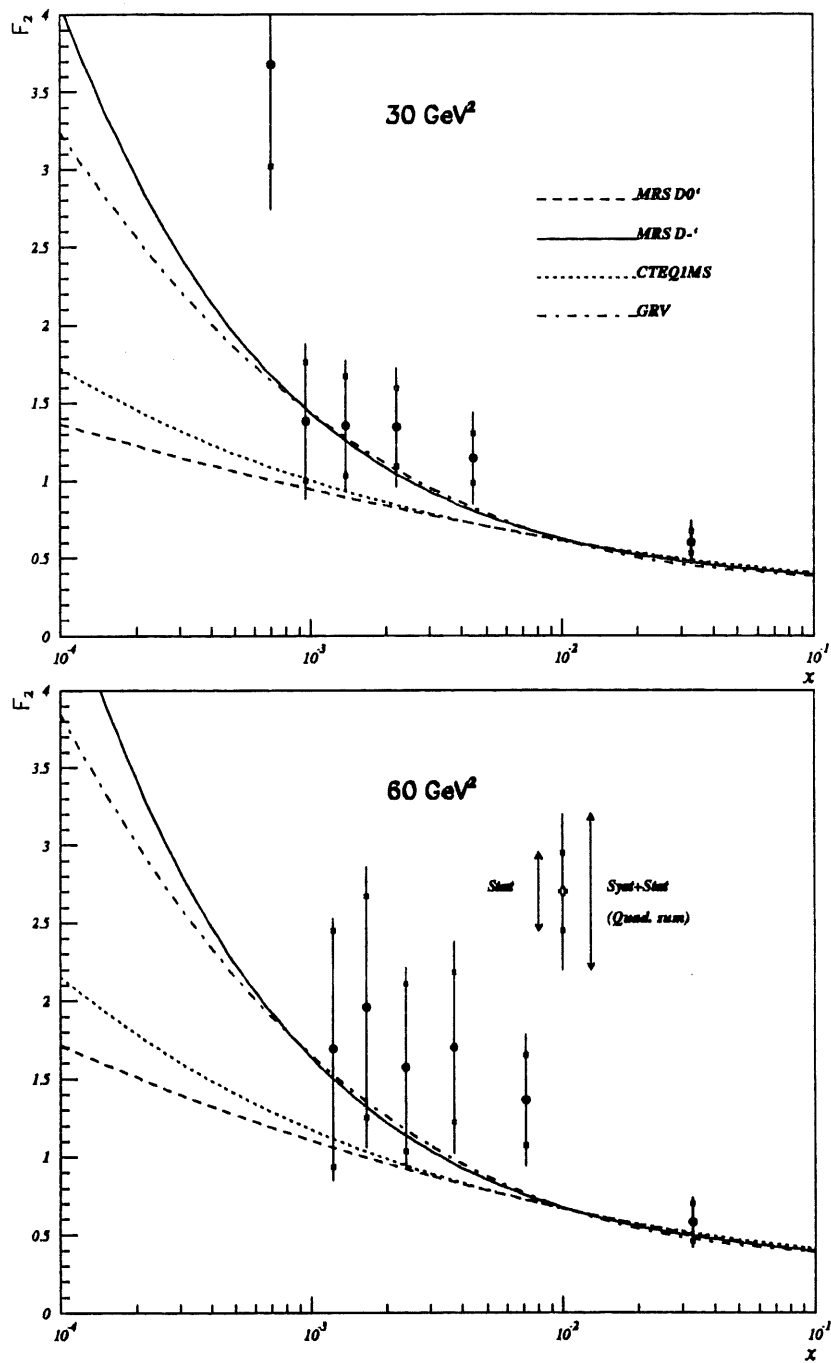


Figure 4.71:  $F_2$  obtenu par la méthode soustractive

Les valeurs de  $F_2$  présentées dans ce paragraphe ne sont pas exactement les valeurs de  $F_2$  publiées par la collaboration H1. En effet, nous allons voir maintenant comment nous pouvons réduire les corrections radiatives et ainsi les erreurs sur la détermination de  $F_2$ .

## 4.9 Nouvelle détermination des corrections radiatives - Valeur finale du $F_2$ électron

Dans ce paragraphe, nous allons effectuer une nouvelle détermination des corrections radiatives, et nous en déduirons les valeurs finales de  $F_2$  mesurées en utilisant l'angle et l'énergie de l'électron, publiées par la collaboration H1.

### 4.9.1 Principe de la méthode

Comme on l'a fait remarquer dans le paragraphe 4.3.7, la coupure sur  $E - P_z$  supprime une partie des événements radiatifs. Or, on souhaite obtenir la section efficace Born, donc sans événements radiatifs pour finalement calculer  $F_2$ . L'idée qui paraît naturelle est donc de profiter des coupures qui suppriment déjà une partie des événements radiatifs.

Comme on le voit sur la figure 4.74, on peut chercher à obtenir la section efficace totale et ensuite appliquer les corrections radiatives à cette section efficace. C'est la méthode que l'on vient de décrire dans les paragraphes précédents. On peut également ne pas corriger des efficacités de  $E - P_z$ . On obtient alors une section efficace "conditionnée" aux coupures sur  $E - P_z$ . Il faut alors effectuer des corrections radiatives également conditionnées à cette coupure. On va donc appliquer la formule suivante:

$$\sigma_{Born} = [(\sigma_{Born+Rad.})_{E-P_z}]_{donnees} \left[ \frac{\sigma_{Born}}{(\sigma_{Born+Rad.})_{E-P_z}} \right]_{MC} \quad (4.90)$$

où on a posé:

$$(\sigma_{Born+Rad.})_{E-P_z} = \frac{N_{obs} - N_{\gamma p}}{L(1 - DT)} \frac{1}{\epsilon_{Acc} \epsilon_{traces} \epsilon_{CL2} \epsilon_{TOF} \epsilon_{BPC} \epsilon_{EBDI} \epsilon_{vertex}} \frac{BC}{S} \quad (4.91)$$

On a utilisé les mêmes notations que pour la formule 4.24. Cette méthode permet d'avoir des corrections radiatives plus faibles en utilisant la capacité des détecteurs à supprimer une partie des événements radiatifs. On évite ainsi de surcorriger la section efficace pour ensuite soustraire ces mêmes événements. De plus, puisque l'on calcule les corrections radiatives après la coupure sur  $E - P_z$ , on tient compte implicitement de la corrélation entre la coupure sur le vertex et celle sur  $E - P_z$ . En effet, la corrélation existe pour les événements radiatifs qui sont coupés dans ce calcul.

Les valeurs des corrections radiatives calculées grâce à une simulation Monte Carlo des détecteurs sont données dans le tableau 4.35 où la coupure sur  $E - P_z$  a été appliquée dans le calcul de la section efficace (*Born + Radiatif*) [107] [110]. Le facteur  $(\sigma_{Born+Rad.})_{E-P_z} / (\sigma_{Born})_{MC}$  est donné dans le tableau 4.35.

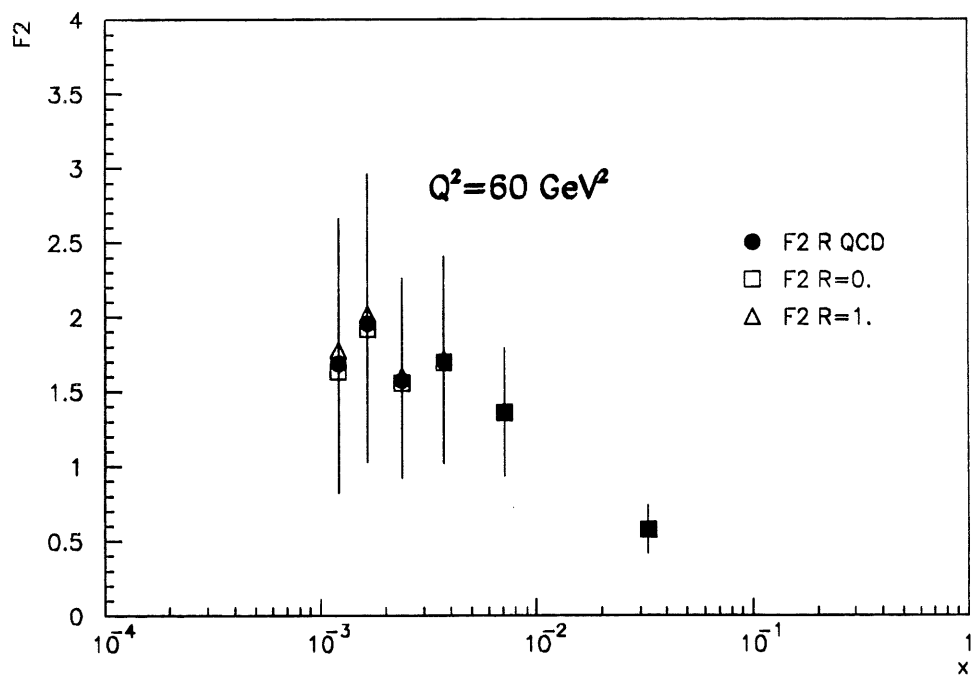
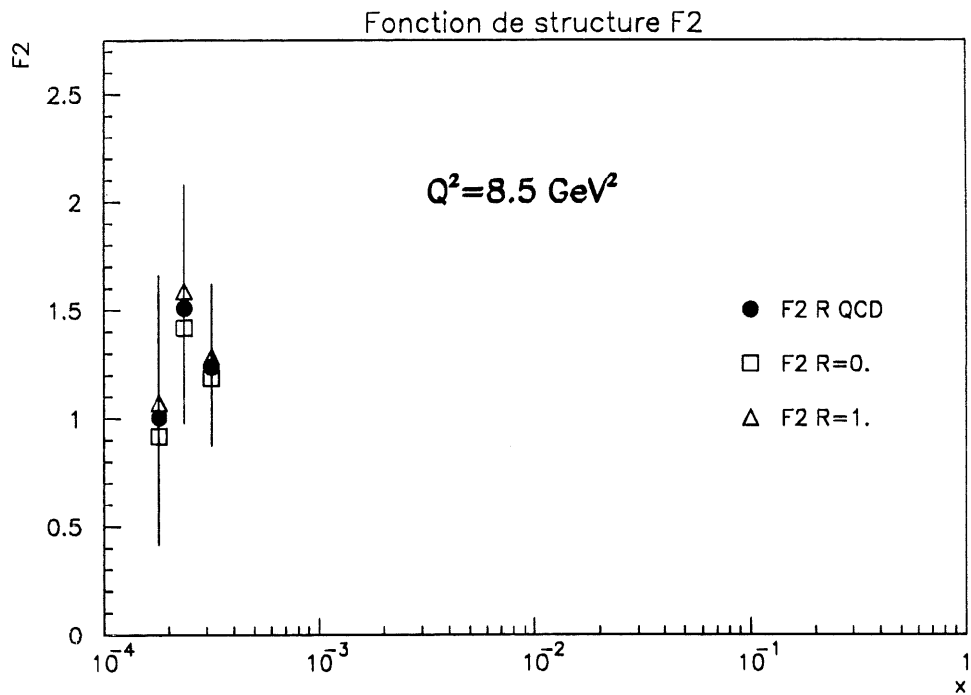


Figure 4.72:  $F_2$  pour différentes valeurs de  $R$

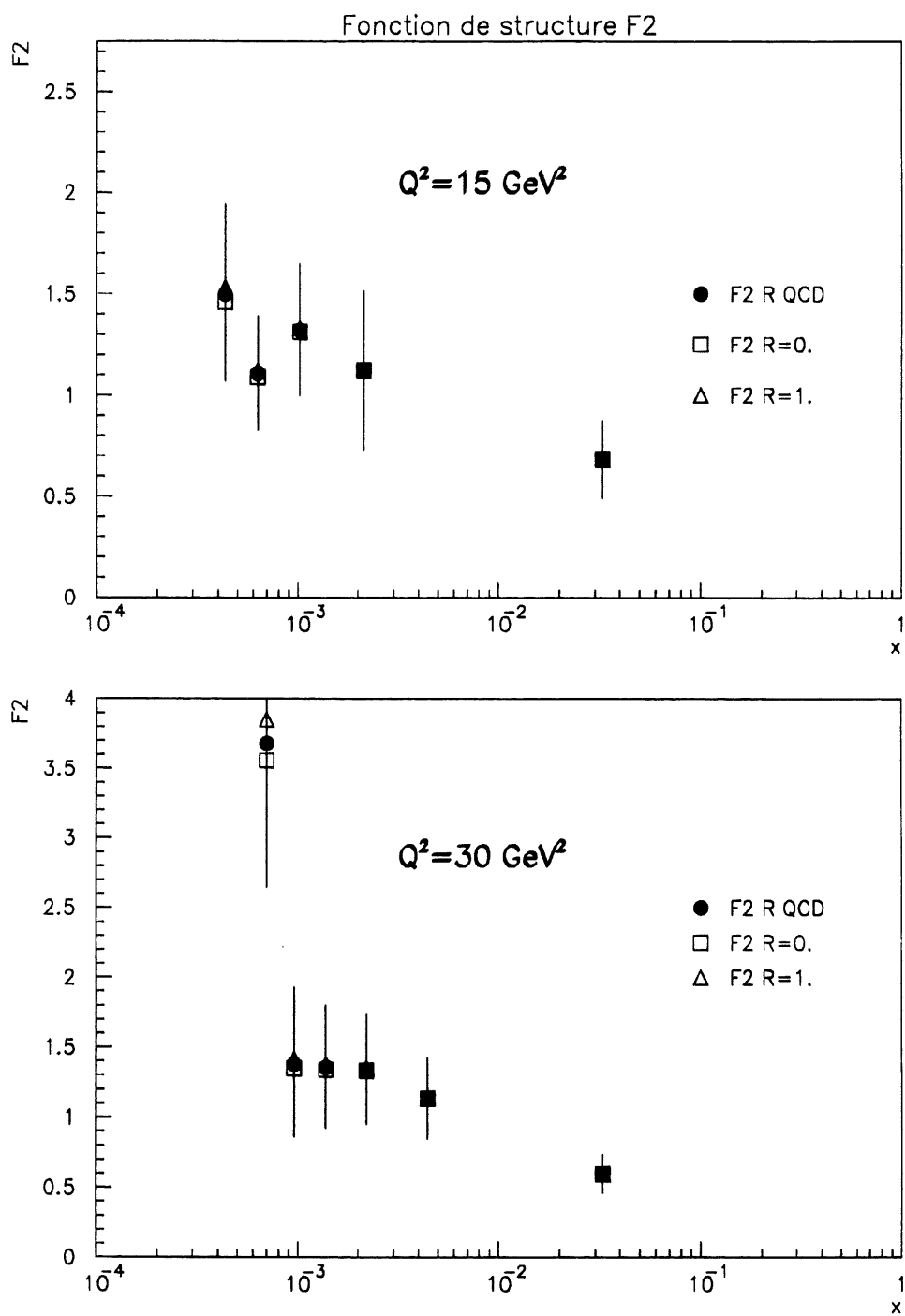


Figure 4.73:  $F_2$  pour différentes valeurs de  $R$

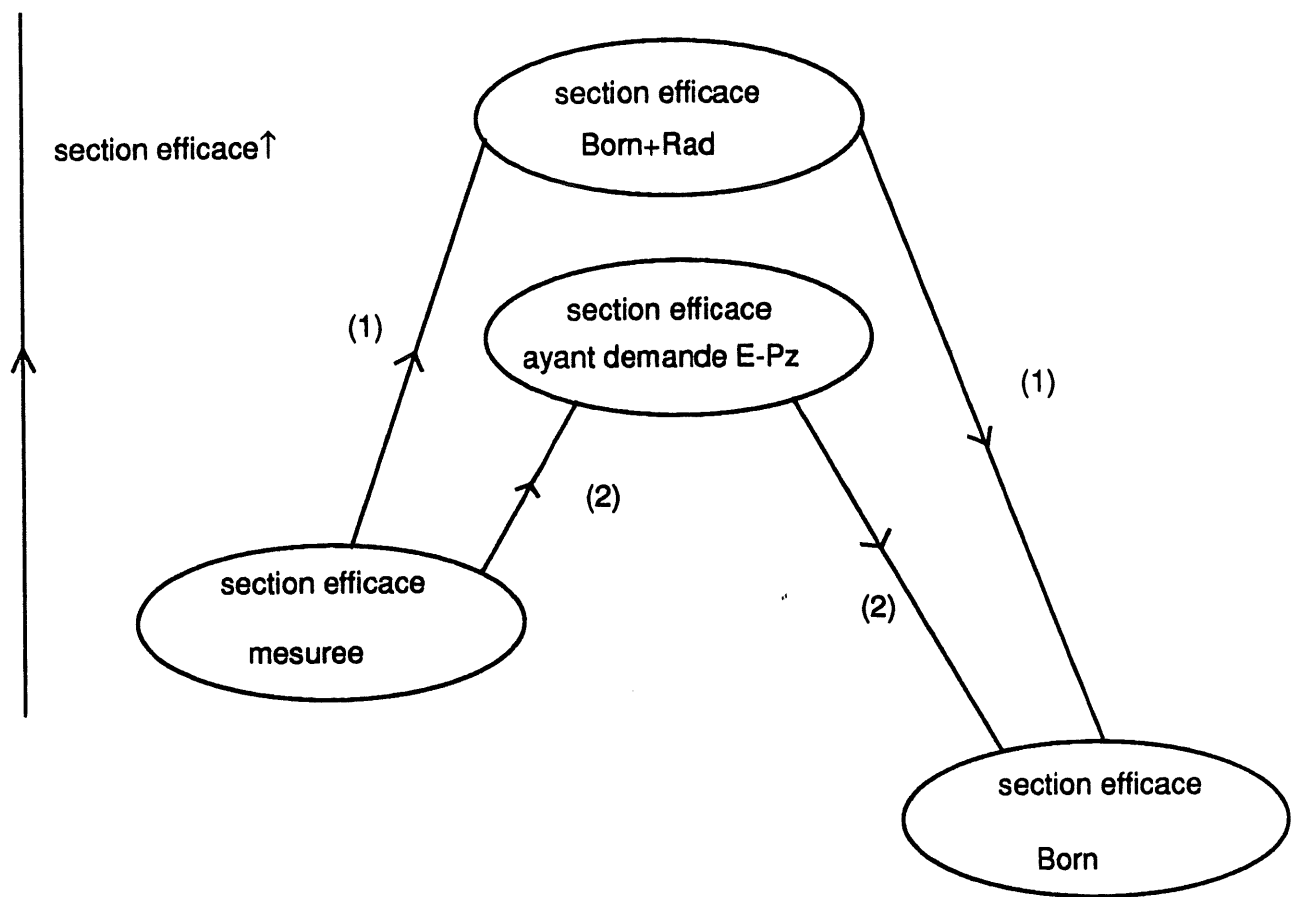


Figure 4.74: *Les deux méthodes de corrections radiatives*

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	0.91 $\pm 0.10$	0.92 $\pm 0.09$	0.93 $\pm 0.06$
12.2 – 14.0	1.08 $\pm 0.12$	0.97 $\pm 0.08$	1.02 $\pm 0.06$
14.0 – 16.0	1.03 $\pm 0.12$	0.88 $\pm 0.08$	0.98 $\pm 0.06$
16.0 – 18.2	1.11 $\pm 0.12$	0.90 $\pm 0.08$	0.97 $\pm 0.06$
18.2 – 20.4	0.94 $\pm 0.10$	1.10 $\pm 0.09$	1.00 $\pm 0.06$
20.4 – 22.9	0.96 $\pm 0.10$	0.96 $\pm 0.07$	0.90 $\pm 0.05$
22.9 – 25.3	0.87 $\pm 0.08$	0.93 $\pm 0.06$	0.78 $\pm 0.04$
25.3 – 28.1	0.53 $\pm 0.06$	0.42 $\pm 0.04$	0.38 $\pm 0.04$

Tableau 4.35: *Corrections radiatives après la coupure sur  $E - P_z$*   
 ( $(\sigma_{Born+Rad})_{E-P_z} / (\sigma_{Born})_{MC}$  est donné)

Le générateur *DJANGO* avec la paramétrisation de Martin, Roberts, Stirling *D-* a été utilisé. L'erreur a été calculée en utilisant la différence entre les paramétrisations *D0* et *D-* des mêmes auteurs. Un calcul purement analytique des corrections radiatives était évidemment impossible car il faut appliquer la coupure sur  $E - P_z$ . Le fait de demander ces coupures uniquement pour  $\sigma_{Born+Rad}$ , donne une interprétation difficile des valeurs obtenues. Il faut également tenir compte de l'effet sur les corrections radiatives de l'incertitude sur  $E - P_z$ . Il faudrait normalement recalculer les corrections radiatives après chaque effet systématique sur  $E - P_z$  (effet de l'erreur sur l'énergie de l'électron dans le *BEMC* de  $\pm 2\%$ , ...). Pour avoir une première approche de ce résultat, les erreurs relatives sur l'efficacité de  $E - P_z$  obtenues précédemment (tableau 4.21) ont été utilisées et sommées en quadrature aux autres erreurs.

#### 4.9.2 Résultats sur la détermination de la section efficace Born et la fonction de structure $F_2$

Les valeurs obtenues pour la section efficace Born sont données dans le tableau 4.36. et dans la figure 4.75.

On peut alors déterminer la fonction de structure  $F_2$  par la même méthode que précédemment, en prenant toujours comme valeur de  $R$ , celle donnée par la paramétrisation *D-* de Martin, Roberts et Stirling. Les valeurs de  $F_2$  obtenues sont données avant translation en  $Q^2$  dans le tableau 4.37, et après translation dans le tableau 4.38 et dans les figures 4.76 et 4.77. Les nouvelles valeurs de  $F_2$  sont comparées avec celles obtenues précédemment en soustrayant les corrections

<i>E</i>	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	31 614. ±13 102. ±15 197.	42 329. ±18 937. ±22 149.	215 398. ±50 459. ±78 565.
12.2 – 14.0	17 410. ±7 351. ±9 070.	24 570. ±11 686. ±13 497.	206 274. ±34 982. ±50 215.
14.0 – 16.0	10 624. ±4 022. ±4 629.	63 636. ±10 606. ±16 150.	139 619. ±20 577. ±28 976.
16.0 – 18.2	9 632. ±3 044. ±4 022.	23 286. ±5 320. ±7 116.	124 007. ±15 445. ±28 110.
18.2 – 20.4	7 824. ±2 362. ±2 930.	16 990. ±3 546. ±4 730.	79 638. ±10 198. ±16 380.
20.4 – 22.9	6 466. ±1 727. ±2 511.	16 824. ±2 846. ±4 548.	81 986. ±7 108. ±17 578.
22.9 – 25.3	5 232. ±1 068. ±1 607.	12 347. ±1 607. ±2 987.	60 026. ±4 039. ±19 336.
25.3 – 28.1	2 216. ±554. ±785.	6 113. ±892. ±1 787.	26 608. ±2 097. ±9 042.

Tableau 4.36: *Section efficace Born en nb (méthode multiplicative)*

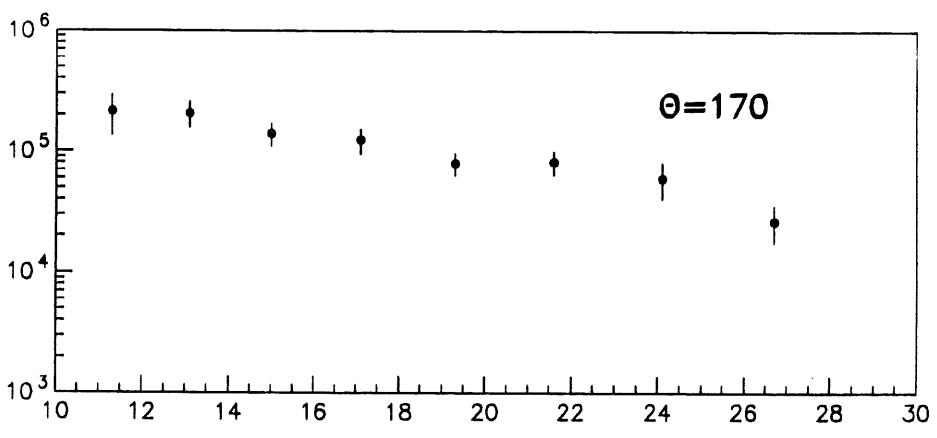
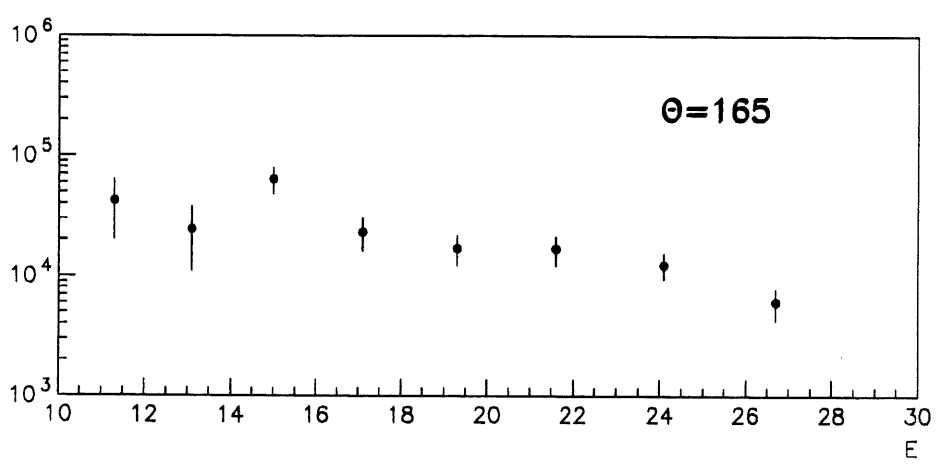
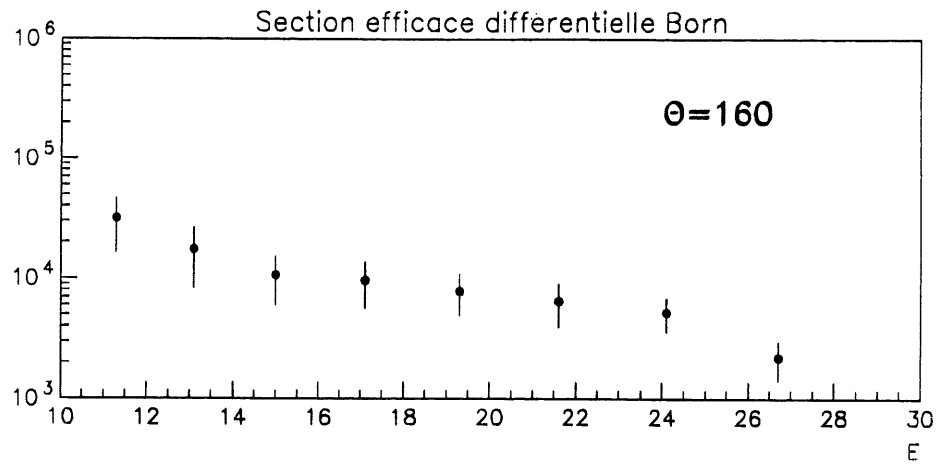


Figure 4.75: Section efficace Born en nb à  $\theta$  constant



radiatives dans les figures 4.78, et 4.79 ce qui permet de vérifier la cohérence de notre méthode et des corrections effectuées. Les valeurs obtenues sont très voisines et traduisent toujours une forte montée des fonctions de structure à bas  $x$ . On doit toujours ajouter une incertitude supplémentaire globale sur l'ensemble des points mesurés valant 8% à cause de l'incertitude sur la détermination de la luminosité et de l'efficacité des déclenchements et du  $TOF$ .

Il est intéressant d'étudier la provenance des erreurs sur la fonction de structure  $F_2$  que nous venons de calculer, et de connaître quelles incertitudes sur les détecteurs conduisent à une erreur dominante. L'erreur sur la fonction de structure  $F_2$  est donnée en pourcentage de la valeur de  $F_2$  dans le tableau 4.39. On donne également en pourcentage de  $F_2$  les erreurs statistiques et systématiques de  $F_2$ , celles sur la soustraction d'événements de photoproduction, les acceptances, les efficacités, les corrections de centre de cellules, les corrections radiatives et la translation en  $Q^2$  finale. Il est à noter que la somme des erreurs ne redonne pas l'erreur sur  $F_2$  car les différentes erreurs doivent être sommées quadratiquement. Remarquons que les erreurs systématiques dominent déjà, sauf à grand  $Q^2$  où à basse énergie, avec la faible luminosité obtenue jusqu'à présent ( $22.5nb^{-1}$ ). Les erreurs sur les efficacités et les corrections radiatives sont toujours de l'ordre de 10% quelque soient les cellules considérées. Les erreurs sur les corrections radiatives regroupent les erreurs sur les efficacités du vertex et de  $E - P_z$  calculées dans la simulation Monte Carlo et celles sur les corrections radiatives après les coupures sur le vertex et  $E - P_z$  (paragraphe 4.9.1). Les détails sur la provenance des erreurs en pourcentage de  $F_2$  des acceptances et des efficacités sont également donnés dans les tableaux 4.40 et 4.41. L'erreur dominante sur l'efficacité est principalement due à l'erreur de la détermination de l'efficacité du vertex. L'erreur dominante sur  $F_2$  est presque toujours due à la détermination de l'acceptance et donc souvent à la calibration en énergie comme nous l'avons dit lorsque nous avons étudié la détermination de l'acceptance. Une amélioration de l'erreur systématique qui sera nécessaire pour l'étude des données accumulées en 1993 passe donc en particulier par une amélioration de l'incertitude sur la détermination de l'énergie et de l'angle de l'électron diffusé.

Les valeurs données dans le tableau 4.38 correspondent aux valeurs finales de notre mesure en utilisant uniquement l'électron diffusé. Nous allons maintenant étudier sommairement la mesure de  $F_2$  en utilisant à la fois l'électron diffusé et les hadrons (méthode combinée) afin de comparer les résultats obtenus avec les notres et d'arriver aux valeurs publiées par la collaboration  $H1$ .

	157.5 < $\theta$ < 162.5	162.5 < $\theta$ < 167.5	167.5 < $\theta$ < 172.5
<i>energie</i>	10.4 – 12.2	10.4 – 12.2	10.4 – 12.2
$x.10^4, Q^2$	7.0 – 36.3	4.0 – 20.5	1.8 – 9.2
$F_2$	3.336	1.431	1.468
<i>erreur stat</i>	1.383	0.640	0.344
<i>erreur stat + syst</i>	1.604	0.749	0.535
<i>energie</i>	12.2 – 14.0	12.2 – 14.0	12.2 – 14.0
$x.10^4, Q^2$	9.2 – 42.1	5.2 – 23.8	2.4 – 10.6
$F_2$	2.313	1.042	1.468
<i>erreur stat</i>	0.976	0.495	0.297
<i>erreur stat + syst</i>	1.205	0.572	0.426
<i>energie</i>	14.0 – 16.0	14.0 – 16.0	14.0 – 16.0
$x.10^4, Q^2$	12.2 – 48.4	7.0 – 27.3	3.2 – 12.2
$F_2$	1.731	3.299	1.442
<i>erreur stat</i>	0.655	0.550	0.212
<i>erreur stat + syst</i>	0.754	0.837	0.299
<i>energie</i>	16.0 – 18.2	16.0 – 18.2	16.0 – 18.2
$x.10^4, Q^2$	16.6 – 55.0	9.6 – 31.1	4.3 – 13.9
$F_2$	1.881	1.443	1.525
<i>erreur stat</i>	0.594	0.330	0.190
<i>erreur stat + syst</i>	0.785	0.440	0.346
<i>energie</i>	18.2 – 20.4	18.2 – 20.4	18.2 – 20.4
$x.10^4, Q^2$	23.7 – 62.1	13.8 – 35.1	6.3 – 15.7
$F_2$	1.793	1.233	1.143
<i>erreur stat</i>	0.541	0.257	0.146
<i>erreur stat + syst</i>	0.671	0.343	0.235
<i>energie</i>	20.4 – 22.9	20.4 – 22.9	20.4 – 22.9
$x.10^4, Q^2$	37.1 – 69.7	22.1 – 39.4	10.2 – 17.6
$F_2$	1.707	1.404	1.350
<i>erreur stat</i>	0.456	0.237	0.117
<i>erreur stat + syst</i>	0.663	0.379	0.289
<i>energie</i>	22.9 – 25.3	22.9 – 25.3	22.9 – 25.3
$x.10^4, Q^2$	71.1 – 77.6	44.4 – 43.9	21.4 – 19.6
$F_2$	1.565	1.165	1.116
<i>erreur stat</i>	0.319	0.152	0.075
<i>erreur stat + syst</i>	0.480	0.281	0.360
<i>energie</i>	25.3 – 28.1	25.3 – 28.1	25.3 – 28.1
$x.10^4, Q^2$	325.6 – 86.0	325.6 – 48.6	325.6 – 21.7
$F_2$	0.739	0.643	0.551
<i>erreur stat</i>	0.185	0.094	0.043
<i>erreur stat + syst</i>	0.262	0.188	0.187

Tableau 4.37:  $F_2$  dans les cellules en angle et énergie

$Q^2$	$x.10^4$	$F_2$	$Er.Stat.$	$Er.Tot.$	$R_{QCD}$
8.5	1.80	1.430	0.335	0.522	0.415
8.5	2.36	1.621	0.275	0.395	0.389
8.5	3.15	1.275	0.188	0.266	0.364
15.0	4.34	1.561	0.194	0.354	0.343
15.0	6.32	1.130	0.145	0.232	0.324
15.0	10.21	1.296	0.112	0.278	0.303
15.0	21.39	1.050	0.071	0.338	0.274
15.0	325.61	0.535	0.042	0.182	0.140
30.0	6.98	3.372	0.562	0.856	0.280
30.0	9.57	1.431	0.327	0.437	0.266
30.0	13.83	1.193	0.249	0.332	0.251
30.0	22.05	1.333	0.225	0.360	0.234
30.0	44.36	1.096	0.143	0.265	0.208
30.0	325.61	0.623	0.091	0.182	0.118
60.0	12.15	1.801	0.682	0.785	0.237
60.0	16.57	1.909	0.603	0.797	0.225
60.0	23.70	1.783	0.538	0.668	0.212
60.0	37.09	1.670	0.446	0.649	0.196
60.0	71.05	1.516	0.310	0.466	0.172
60.0	325.61	0.725	0.181	0.257	0.106

Tableau 4.38: Valeurs finales du  $F_2$  électron

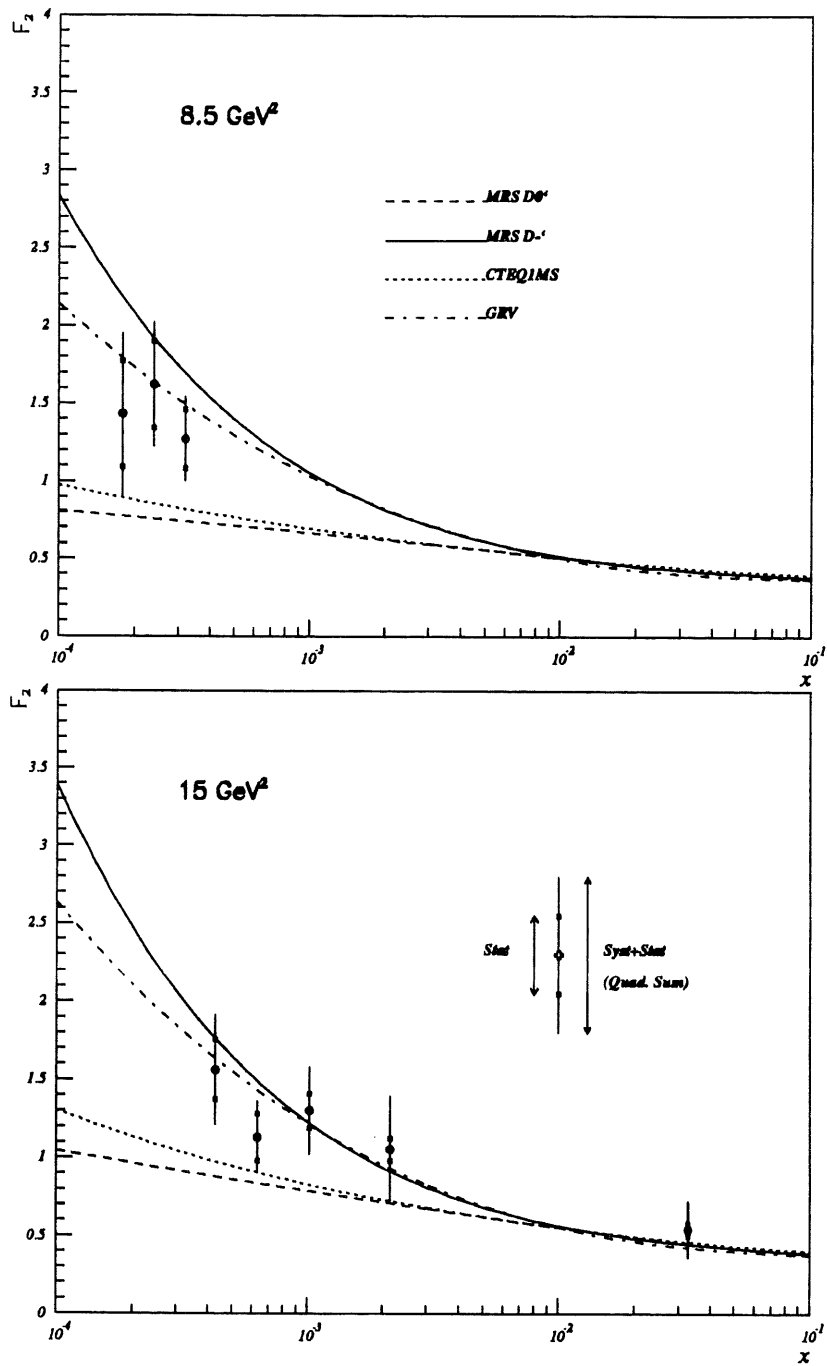


Figure 4.76:  $F_2$

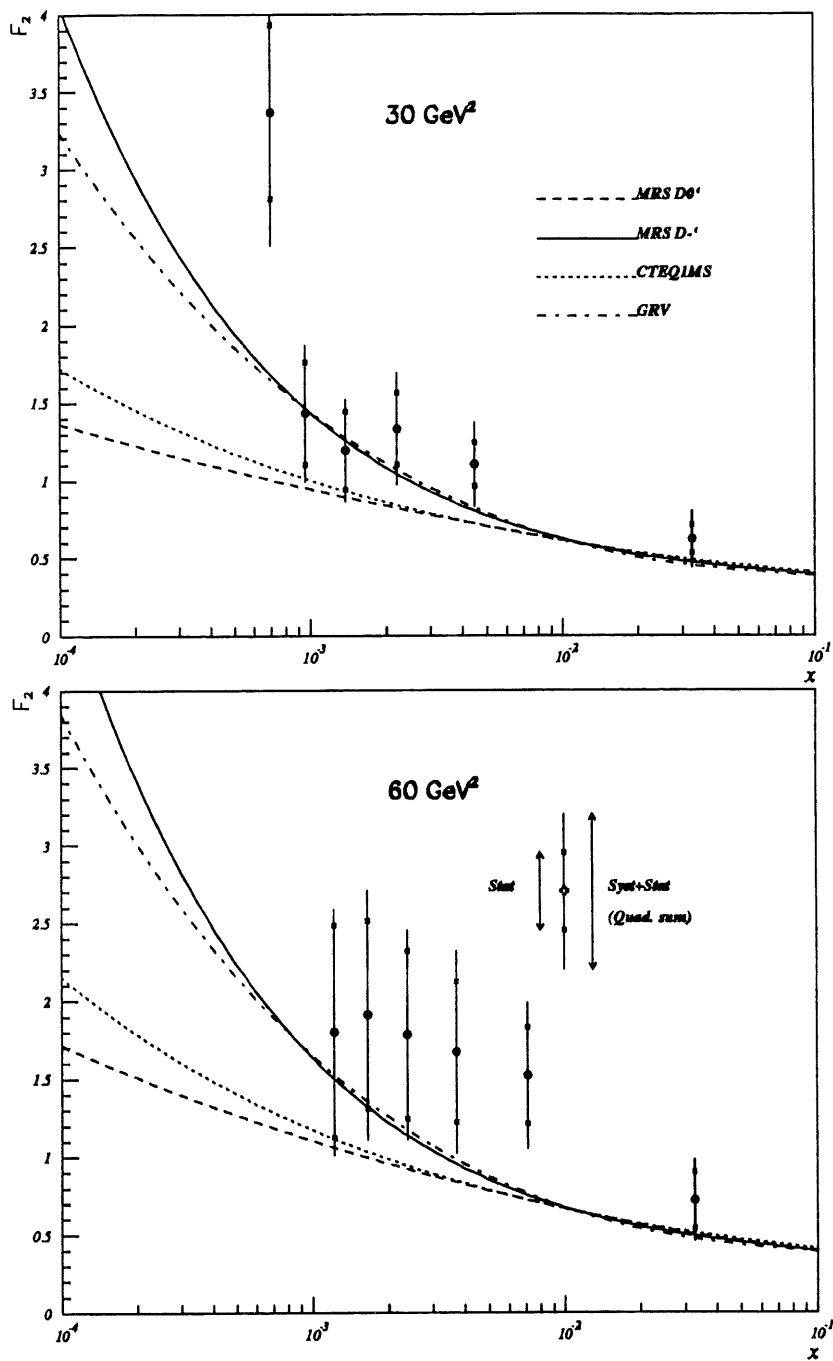


Figure 4.77:  $F_2$

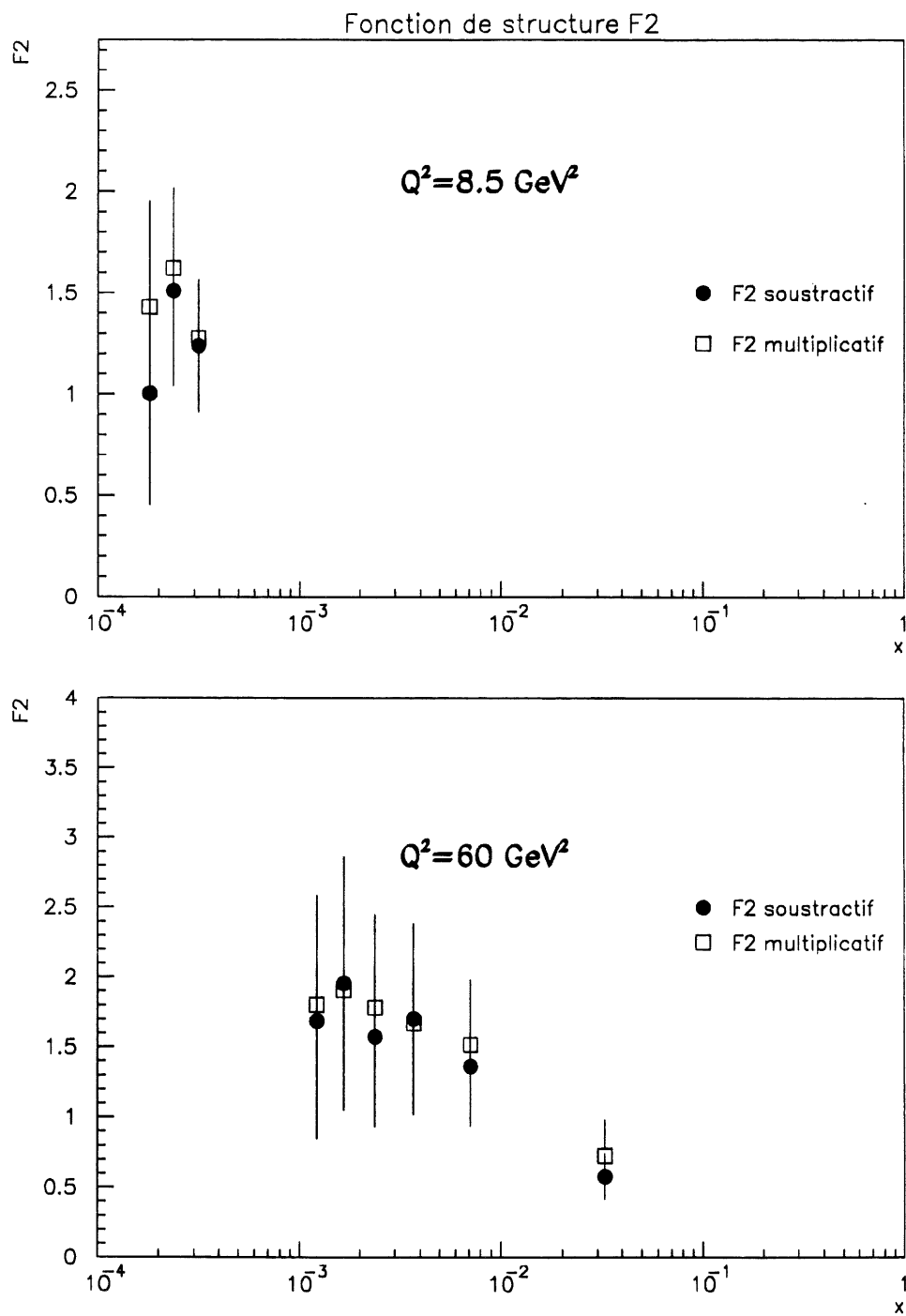


Figure 4.78: *Comparaison des valeurs de  $F_2$  obtenues par les deux méthodes de correction radiative*

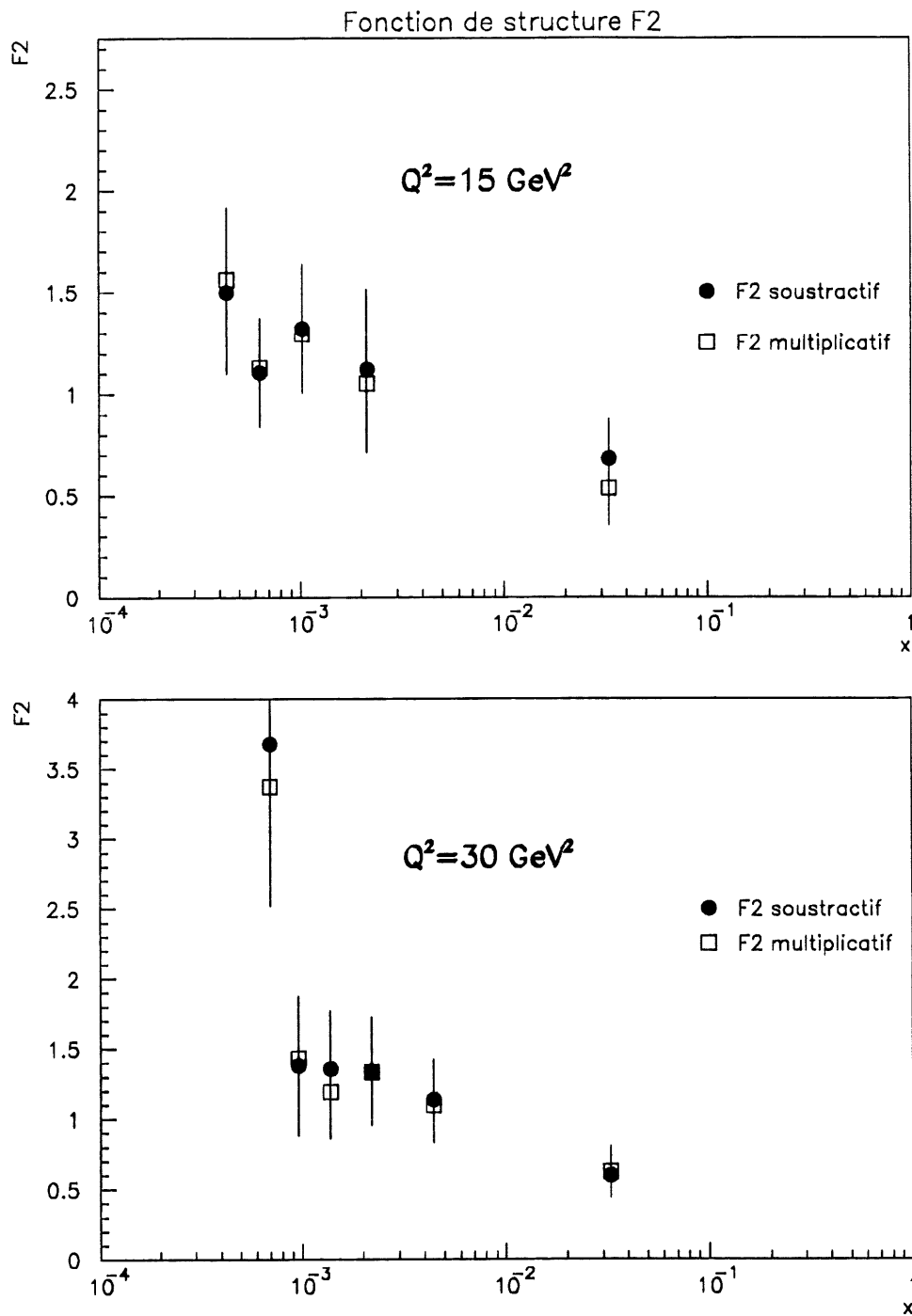


Figure 4.79: Comparaison des valeurs de  $F_2$  obtenues par les deux méthodes de correction radiative

$Q^2, x$	$F_2, \Delta F_2$	<i>Stat</i>	<i>Syst</i>	$\gamma p$	<i>Acc</i>	<i>Eff</i>	<i>BC</i>	<i>Rad</i>	$Q^2_{cte}$
8.5	1.430								
1.8	36%	21%	30%	11%	23%	11%	5%	10%	1%
8.5	1.621								
2.4	24%	16%	19%	7%	11%	11%	5%	7%	1%
8.5	1.275								
3.2	21%	14%	15%	4%	7%	10%	5%	6%	2%
15.	1.561								
4.3	23%	12%	19%	3%	14%	10%	5%	7%	0%
15.	1.130								
6.3	21%	12%	16%	3%	10%	10%	5%	6%	0%
15.	1.296								
10.2	21%	9%	20%	0%	16%	9%	4%	5%	1%
15.	1.050								
21.4	32%	7%	32%	0%	29%	9%	3%	5%	1%
15.	0.535								
325.6	34%	8%	33%	0%	27%	17%	1%	9%	0%
30.	1.275								
7.0	25%	17%	19%	0%	12%	11%	2%	10%	0%
30.	1.431								
9.6	31%	22%	21%	5%	15%	10%	2%	9%	0%
30.	1.193								
13.8	28%	21%	18%	0%	13%	10%	2%	8%	1%
30.	1.333								
22.1	27%	17%	21%	0%	17%	10%	2%	8%	1%
30.	1.096								
44.4	24%	13%	20%	0%	16%	9%	4%	7%	1%
30.	0.623								
325.6	29%	15%	25%	0%	20%	11%	3%	11%	0%
60.	1.801								
12.1	44%	38%	22%	0%	14%	11%	1%	11%	1%
60.	1.909								
16.6	42%	32%	27%	0%	23%	10%	1%	11%	0%
60.	1.783								
23.7	37%	30%	22%	0%	17%	10%	1%	10%	0%
60.	1.670								
37.1	39%	27%	28%	0%	24%	10%	1%	10%	0%
60.	1.516								
71.1	31%	20%	23%	0%	19%	9%	1%	9%	0%
60.	0.725								
325.6	35%	25%	25%	0%	19%	11%	1%	11%	0%

Tableau 4.39: Analyse des erreurs sur  $F_2$  (cf texte) (on donne successivement les erreurs statistiques, systématiques, dues à la soustraction des événements de photoproduction, aux acceptances, aux efficacités, aux corrections de centre de cellule, aux corrections radiatives, et à la translation en  $Q^2$ )



$Q^2$	$x$	<i>Acc</i>	<i>Stat</i>	<i>Syst</i>	<i>Res</i>	<i>E</i>	$\theta$	<i>B0</i>	<i>Fact</i>
8.5	1.8	23%	3%	22%	1%	4%	7%	21%	3%
8.5	2.4	11%	3%	10%	3%	5%	6%	6%	2%
8.5	3.2	7%	3%	7%	1%	3%	4%	4%	1%
15.	4.3	14%	3%	14%	1%	5%	7%	11%	0%
15.	6.3	10%	2%	10%	0%	5%	8%	0%	3%
15.	10.2	16%	2%	16%	5%	10%	9%	6%	1%
15.	21.4	29%	2%	29%	4%	9%	7%	2%	27%
15.	325.6	27%	2%	27%	11%	22%	9%	5%	6%
30.	7.0	12%	5%	11%	3%	8%	7%	3%	1%
30.	9.6	15%	5%	14%	2%	3%	8%	11%	1%
30.	13.8	13%	4%	13%	6%	9%	4%	4%	1%
30.	22.1	17%	4%	17%	7%	13%	5%	7%	1%
30.	44.4	16%	3%	16%	1%	14%	6%	1%	5%
30.	325.6	20%	3%	20%	14%	13%	2%	3%	5%
60.	12.1	14%	8%	12%	6%	8%	8%	5%	1%
60.	16.6	23%	8%	21%	2%	5%	7%	19%	1%
60.	23.7	17%	7%	15%	3%	11%	9%	3%	1%
60.	37.1	24%	7%	23%	8%	7%	9%	19%	1%
60.	71.1	19%	5%	18%	4%	16%	7%	6%	1%
60.	325.6	19%	4%	19%	15%	9%	8%	0%	0%

Tableau 4.40: *Analyse des erreurs sur  $F_2$  dues à l'acceptance (cf texte) (Statistique, systématique, résolution, décalage en énergie et en angle, fonction de structure, hypothèse de factorisation)*

$Q^2$	$x$	$Eff$	$BPC$	$Vtx$	$Tra$	$CL2$	$EBDI$
8.5	1.8	11%	4%	7%	3%	1%	7%
8.5	2.4	11%	4%	7%	3%	1%	6%
8.5	3.2	10%	4%	7%	3%	1%	4%
15.	4.3	10%	4%	7%	3%	1%	3%
15.	6.3	10%	4%	7%	3%	1%	3%
15.	10.2	9%	4%	7%	3%	1%	2%
15.	21.4	9%	4%	8%	2%	1%	2%
15.	325.6	17%	4%	16%	2%	1%	2%
30.	7.0	11%	4%	6%	3%	1%	7%
30.	9.6	10%	4%	6%	3%	1%	6%
30.	13.8	10%	4%	6%	3%	1%	4%
30.	22.1	10%	4%	7%	3%	1%	3%
30.	44.4	19%	4%	7%	2%	1%	3%
30.	325.6	11%	4%	9%	2%	1%	3%
60.	12.1	11%	4%	6%	3%	1%	7%
60.	16.6	10%	4%	6%	3%	1%	6%
60.	23.7	10%	4%	6%	3%	1%	4%
60.	37.1	10%	4%	7%	3%	1%	3%
60.	71.1	9%	4%	7%	2%	1%	3%
60.	325.6	11%	4%	9%	2%	1%	3%

Tableau 4.41: Analyse des erreurs sur  $F_2$  dues aux efficacités ( $BPC$ , vertex, qualité de traces,  $CL2$ ,  $EBDI$ ) (cf texte)

# Mesure de $F_2$ avec la méthode combinée - Valeur finale de la fonction de structure $F_2$ pour les données de 1992

Dans ce paragraphe, nous allons étudier une autre méthode de mesure de la fonction de structure  $F_2$  basée sur une analyse utilisant respectivement l'électron diffusé et les hadrons pour mesurer  $Q^2$  et  $x$ . Il conviendra ensuite de comparer les valeurs obtenues par les deux mesures. De plus, comme nous l'avons dit dans le chapitre 3, lorsque nous avons étudié les différentes méthodes pour obtenir les variables cinématiques, nous avons vu que la précision de la méthode dépend du domaine cinématique étudié. Il ne sera pas question de faire une description exhaustive de l'obtention de  $F_2$  par cette deuxième méthode, mais de donner uniquement les principaux résultats. On pourra trouver des détails sur cette analyse dans les références [108] et [109]. Nous allons commencer par étudier le pavage et les coupures utilisées, puis nous présenterons le calcul des efficacités et de l'acceptance. Nous terminerons ce paragraphe en donnant les valeurs finales de la fonction de structure  $F_2$  pour les données de 1992.

## 4.10 Mesure de $F_2$ par la méthode combinée

### 4.10.1 Pavage utilisé

Le pavage de l'analyse utilisant la méthode combinée est en  $(\log x, \log Q^2)$ , ce qui présente l'avantage d'être le pavage final pour les fonctions de structure. Le pavage choisi présente 4 cellules par décades en  $\log x$  et 4 cellules en  $Q^2$  ([108] [109]):

$$Q^2 : \quad 5. - 10. - 20. - 40. - 80. \text{ GeV}^2 \quad (4.92)$$

$$\log x : \quad -3.75 - -3.50 - -3.25 - -3.00 - -2.75 - -2.50 - -2.25 - \\ -2.00 - -1.75 \quad (4.93)$$

Le pavage choisi est représenté sur la figure 4.80. Son avantage est sa simplicité, mais il ne permet pas de descendre à des valeurs de  $x$  aussi faibles que le pavage utilisé précédemment. Il ne suit également pas l'acceptance angulaire ou la résolution en énergie des détecteurs, ce qui provoque une variation assez importante de l'acceptance.

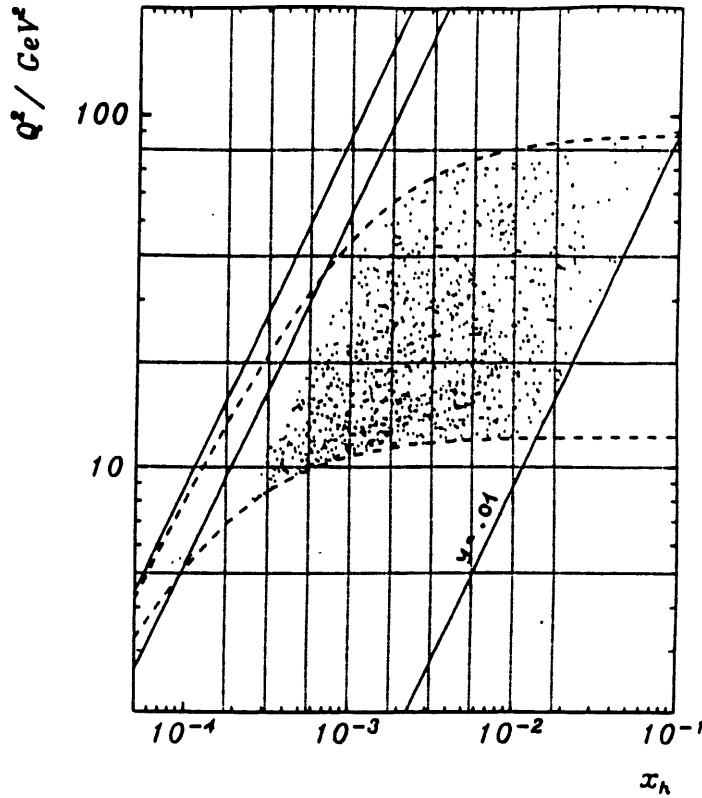


Figure 4.80: Cellules dans le plan  $(x, Q^2)$  et population des événements de diffusion profondément inélastique dans les différentes cellules

#### 4.10.2 Formule maîtresse

La formule maîtresse utilisée est très proche de celle utilisée précédemment (formule 4.24):

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{N^{evts}(1-f)}{\mathcal{L}} \frac{1}{\epsilon_{Acc/Eff} \epsilon_{eff\ rel}} \frac{\sigma_{Born}}{\sigma_{Born+Rad}} \frac{S}{BC} \quad (4.94)$$

où  $f$  désigne la fraction d'événements de photoproduction que l'on soustrait comme précédemment. Les notations sont les mêmes que celles utilisées dans la formule 4.24. Le calcul des efficacités et des acceptances se fait en utilisant une simulation Monte Carlo des détecteurs. On détermine donc cellule par cellule la quantité suivante:

$$\epsilon_{Acc/Eff} = \frac{\text{nombre d'evts reconstruits après coupures dans la cellule } (i, j)}{\text{nombre d'événements engendrés dans la cellule } (i, j)} \quad (4.95)$$

Comme on l'a vu précédemment, les efficacités ne peuvent pas être calculées uniquement dans la simulation Monte Carlo et on introduit donc le facteur correctif suivant:

$$\epsilon_{eff\ rel} = \frac{\text{efficacité dans les données}}{\text{efficacité dans la simulation Monte Carlo}} \quad (4.96)$$

Les corrections radiatives ont également été calculées de façon multiplicative. On remarque donc que la procédure générale ne diffère que de manière ponctuelle de la méthode utilisée lors de l'analyse utilisant l'électron diffusé.

Après avoir donné la méthode utilisée, nous allons maintenant étudier les coupures, ainsi que les nombres d'événements obtenus dans chaque cellule.

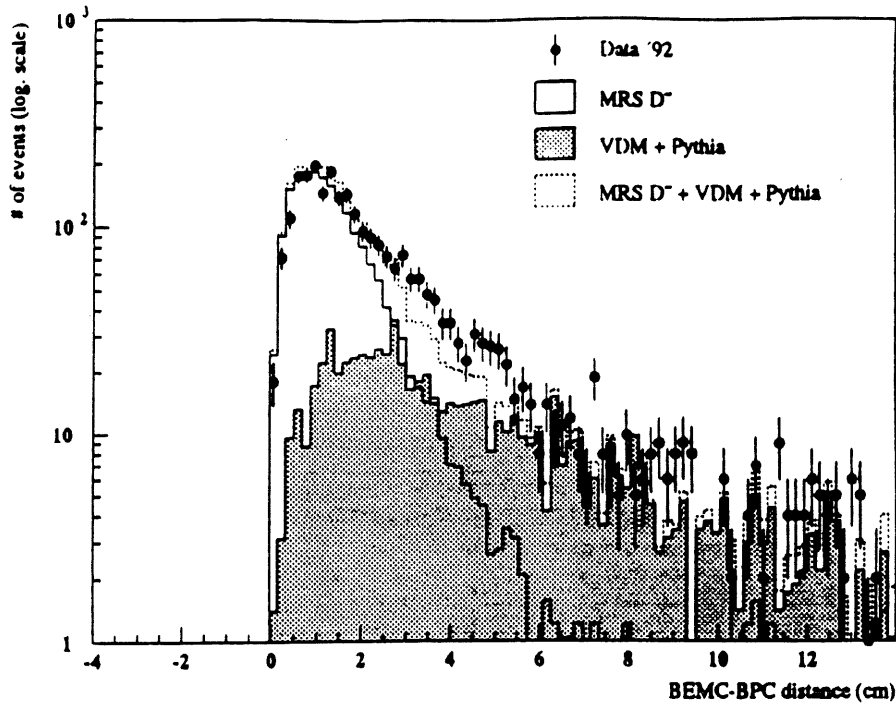


Figure 4.81: *Distance entre le point de la BPC et le cluster le plus énergétique du BEMC - Effet de la coupure à 5 cm sur les événements de photoproduction (VDM + Pythia), de diffusion profondément inélastique (MRS D-), et sur les données*

### 4.10.3 Coupures utilisées

Les idées générales des coupures sont assez similaires à celles utilisées lors de l'analyse n'utilisant que l'électron diffusé. La sélection utilisée pour cette analyse se base tout d'abord sur la sélection de base décrite précédemment. Ensuite, la présence d'un point reconstruit dans la BPC dans les 5 cm autour du cluster le plus énergétique est demandée. L'utilisation des WLS pour reconstruire la position du cluster permet d'être plus exigeant sur cette distance que dans l'étude réalisée précédemment. Nous n'avons pas utilisé cette nouvelle méthode dans la première analyse car la statistique utilisable dans la simulation Monte Carlo des détecteurs était alors trop faible pour calculer les acceptances après avoir demandé les coupures. Remarquons de plus que la valeur choisie de 5 cm correspond pratiquement à garder tous les événements de diffusion profondément inélastique comme dans l'étude précédente. On voit sur la figure 4.81 l'effet de la coupure à 5 cm de la distance entre le point reconstruit dans la BPC, et le cluster du BEMC: cette coupure permet également de supprimer une partie des événements de photoproduction. Cependant, on note qu'elle n'est pas suffisante car il reste encore une fraction importante d'événements de photoproduction dans l'échantillon après cette seule coupure.

Comme précédemment, un vertex a alors été demandé. La position en  $z$  de ce vertex doit être incluse dans l'intervalle  $[-50\text{cm}, 50\text{cm}]$ . Un critère sur la qualité de reconstruction des traces a également été ajouté, il est demandé que:

$$RVFIT = \frac{\text{nombre de traces reliées à un vertex}}{\text{nombre de traces total}} > 0.25 \quad (4.97)$$

La valeur 0.25 a été fixée en observant visuellement des événements et en étudiant

la distribution de *RVFIT* [109] [108]. On peut de plus montrer que cette coupure est tout à fait équivalente à celle que nous avons utilisée lors de l'analyse utilisant uniquement l'électron diffusé.

La coupure des événements de photoproduction se fait d'une façon différente à celle utilisée précédemment où l'on a effectué un bilan en énergie et en impulsion sur l'ensemble des détecteurs (coupure sur  $E - P_z$ ). Elle se base sur l'extension latérale de la gerbe formée par la particule entrant dans le *BEMC*. En effet, on s'attend à ce que la gerbe électromagnétique soit plus étendue latéralement pour un événement de photoproduction par rapport à un événement de diffusion profondément inélastique. On effectue donc une coupure sur la variable *ECRA* à 5 cm définie ainsi:

$$ECRA = \sum \sqrt{(\bar{x} - x_i)^2 + (\bar{y} - y_i)^2} \quad (4.98)$$

où on a posé:

$$\bar{x} = \frac{\sum E_i x_i}{\sum E_i} \quad (4.99)$$

$$\bar{y} = \frac{\sum E_i y_i}{\sum E_i} \quad (4.100)$$

et où les  $E_i$ ,  $x_i$  et  $y_i$  sont respectivement les énergies et les positions des *WLS*  $i$ . On peut trouver plus de renseignements dans les références [108] et [109]. Cette coupure analogue à *EBDI* permet également de supprimer une partie des événements de photoproduction et de ceux tombant dans les "cracks". On voit dans la figure 4.82 l'effet de la coupure *ECRA* sur les événements de photoproduction et de diffusion profondément inélastique où la fonction de structure  $D-$  de Martin, Roberts et Stirling a été utilisée. La coupure sur *ECRA* à 5 cm ne suffit pas à elle seule pour couper la quasi totalité des événements de photoproduction. L'effet des coupures simultanées sur la distance entre le cluster le plus énergétique du *BEMC* et le point reconstruit dans la *BPC* et sur *ECRA* est donné pour les événements de photoproduction où l'électron diffusé est détecté dans le détecteur d'électron (electron tagger) dans la figure 4.83. La réjection des événements de photoproduction est de l'ordre de 60 à 70%.

#### 4.10.4 Calcul du nombre d'événements de diffusion profondément inélastique

Après toutes les coupures décrites dans le paragraphe précédent, le nombre des événements provenant des bunches pilotes est nul. Comme précédemment, les coupures effectuées sont assez sévères et le nombre d'événements de bruit de fond restant dans l'échantillon est nul. Par contre, comme dans l'étude précédente, il reste des événements de photoproduction qu'il faut soustraire statistiquement. Pour estimer la proportion des événements restant dans l'échantillon après les coupures, une "turbosimulation" a été réalisée en ne simulant complètement l'événement que si l'électron diffusé entre dans le *BEMC* et si l'événement passe les coupures de base. Les autres événements ne sont pas enregistrés. Ceci permet un gain conséquent en temps de calcul et de simuler plus d'événements intéressants. La proportion

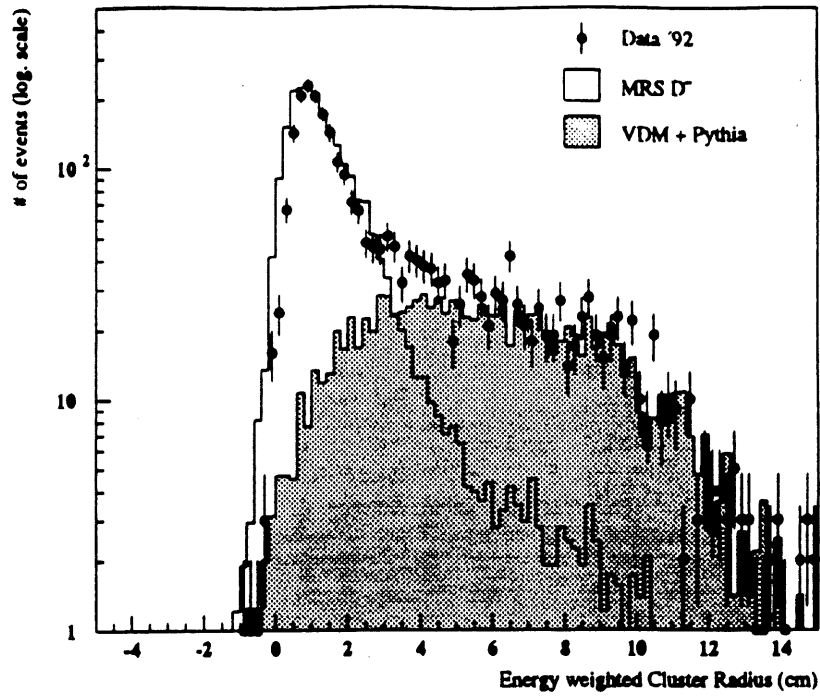


Figure 4.82: *Distribution de ECRA - Effet de la coupure à 5 cm sur les événements de photoproduction (VDM + Pythia), de diffusion profondément inélastique (MRS D-), et sur les données*

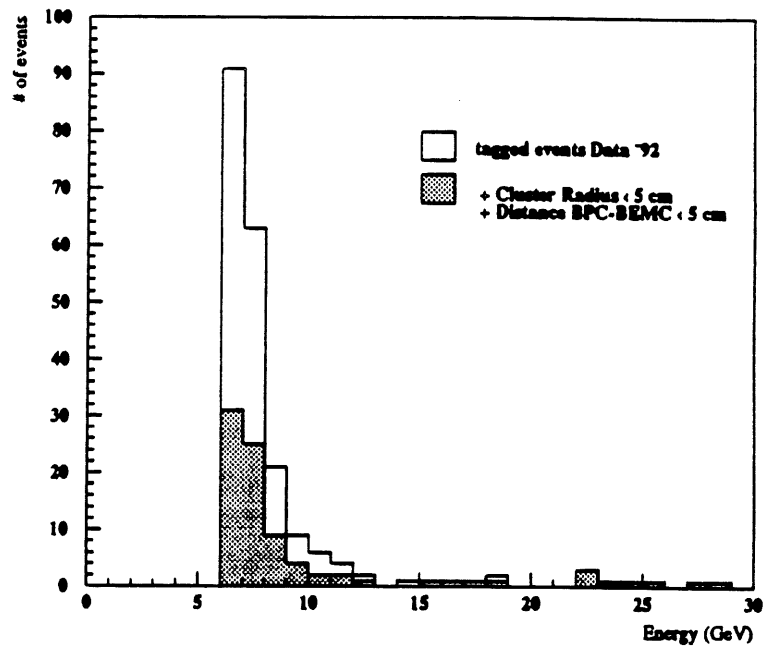


Figure 4.83: *Effet de la coupure sur la distance entre le point de la BPC et le cluster le plus énergétique du BEMC et de ECRA sur les événements taggés*

$Q^2$	$x$	$N$	$\gamma p$	$Acc.$	$E_{vtx}$	$Acc * Eff$
8.5	4.2	14	0.00	0.65	0.95	0.61
15.	7.5	113	0.06	0.85	0.97	0.81
15.	13.3	102	0.03	0.98	1.00	0.96
15.	23.7	79	0.00	0.88	1.01	0.87
15.	42.1	63	0.00	0.77	1.03	0.78
15.	75.0	55	0.00	0.73	1.05	0.75
15.	133.4	24	0.00	0.49	1.04	0.50
30.	13.3	73	0.08	0.94	1.01	0.93
30.	23.7	69	0.06	0.97	1.02	0.97
30.	42.1	68	0.03	1.01	1.03	1.02
30.	75.0	47	0.00	0.99	1.05	1.02
30.	133.4	35	0.00	0.69	1.06	0.72
60.	23.7	24	0.00	0.83	0.98	0.80
60.	42.1	23	0.00	0.90	1.00	0.88
60.	75.0	44	0.00	0.94	1.04	0.96
60.	133.4	24	0.00	0.93	1.06	0.97

Tableau 4.42: Valeurs de  $Q^2$ ,  $x$ , du nombre d'événements, du facteur d'événements de photoproduction à soustraire,  $\epsilon_{Acc/Eff}$ ,  $\epsilon_{eff}$  pour le vertex, et de  $\epsilon_{Acc/Eff} * \epsilon_{eff}$  (cf. texte)

d'événements "durs" (*Pythia*) et mous (*VDM*) utilisée était celle obtenue lors de l'étude des événements de photoproduction, soit:

$$\frac{\text{photons "durs"}}{\text{photons "mous"}} = \frac{\text{Pythia}}{\text{VDM}} = 0.32 \quad (4.101)$$

Les nombres d'événements obtenus avant soustraction des événements de photoproduction sont donnés dans le tableau 4.42, ainsi que la fraction des événements de photoproduction à soustraire. On peut évidemment reprocher à cette méthode de soustraction de faire confiance à la simulation Monte Carlo quant à l'effet des coupures, ce qui était également vrai dans l'analyse précédente. Il faut cependant remarquer que les distributions en angle ou en énergie pour les événements de photoproduction où l'électron est détecté dans le détecteur d'électron (electron tagger) sont tout à fait similaires entre la simulation Monte Carlo et les données comme on l'a vu dans le paragraphe 4.4.3.

#### 4.10.5 Calcul des acceptances et des efficacités

Comme nous l'avons déjà dit, le calcul des acceptances et des efficacités a été effectué en utilisant la simulation Monte Carlo des détecteurs avec la fonction de structure *MRS*D- de Martin, Roberts et Stirling. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.42 et dans la figure 4.84. Le rapport entre les efficacités dans la simulation Monte Carlo et dans les données a été estimé à 0.98 pour la coupure sur le critère de qualité des traces, 1.00 pour les coupures sur *ECRA* et la distance entre le point de la *BPC* et le cluster du *BEMC* quelque soit la cellule du plan ( $x, Q^2$ ) considérée.



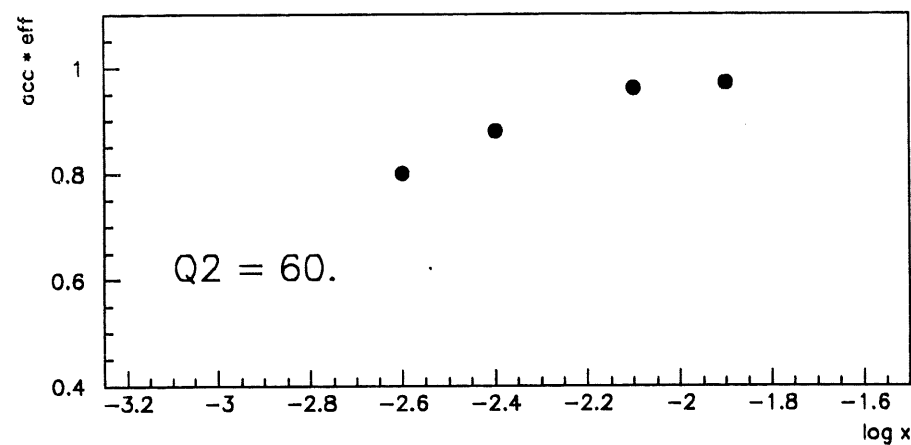
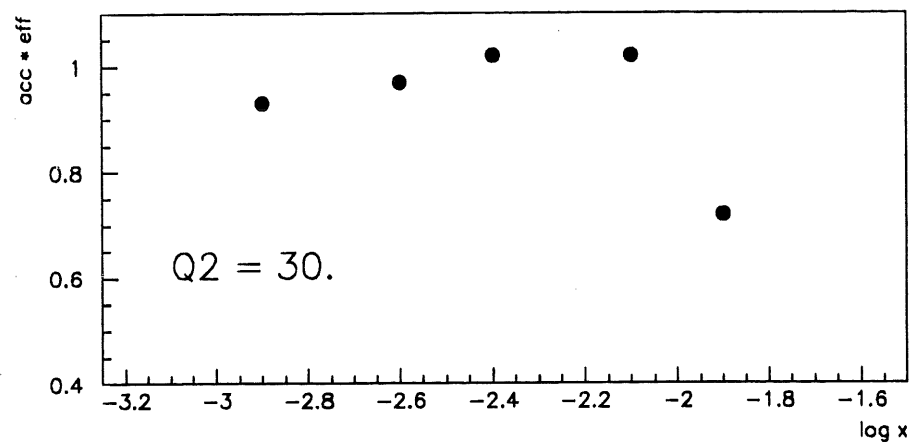
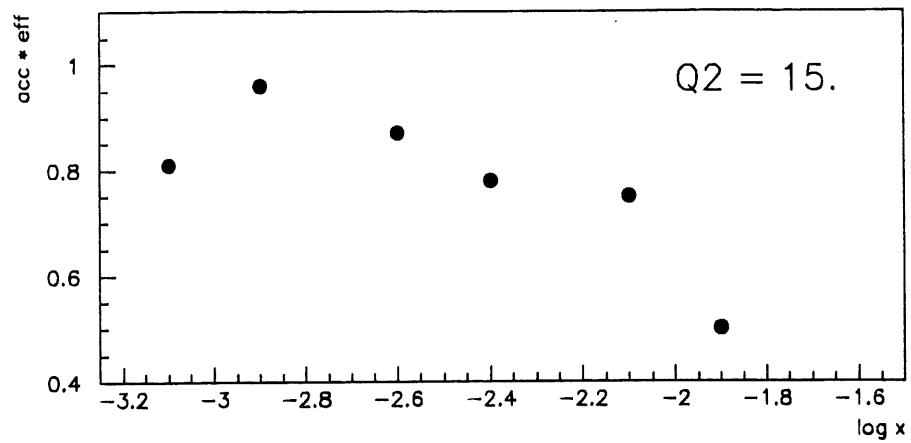


Figure 4.84: *Produit des efficacités par les acceptances dans les différentes cellules en  $(x, Q^2)$*

On remarque que le produit des efficacités et des acceptances en  $Q^2 = 15$  et  $Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$  est plus faible à bas  $x$  et à grand  $x$  (fig 4.84). La diminution à grand  $x$  est due en particulier à la coupure sur le vertex et est plus forte à  $Q^2 = 15$  qu'à  $Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$ . Le domaine de  $Q^2$  petit et  $x$  grand correspond à la région des grandes énergies et des grands angles où l'efficacité de l'obtention du vertex est très faible comme on l'a noté lors de l'analyse avec l'électron seul. A bas  $x$ , le produit des efficacités et des acceptances diminue à cause des coupures contre la photoproduction, qui suppriment également une partie des événements de diffusion profondément inélastique.

La méthode utilisée pour comparer les efficacités dans la simulation Monte Carlo et les données est analogue à celle utilisée précédemment: l'idée est de se placer sur un sous-échantillon suffisamment pur et de calculer les efficacités sur ce sous-échantillon. Ainsi, pour calculer l'efficacité de la coupure sur le critère de qualité des traces dans les données, conditionnée à l'existence d'un vertex, toutes les autres coupures ont été demandées. Le calcul de l'efficacité de reconstruction du vertex a été réalisé en demandant les coupures sur la *BPC*, et *ECRA* contre la photoproduction.

Les erreurs sur les efficacités et les acceptances doivent à la fois tenir compte des erreurs de mesure de l'énergie et de l'angle de l'électron diffusé et des hadrons produits car on utilise la méthode combinée ( $y$  est obtenu à partir des hadrons et  $Q^2$  à partir de l'électron diffusé). Une erreur systématique de  $\pm 5 \text{ mrad}$  et de  $\pm 2\%$  a été choisie respectivement sur la mesure de l'angle et de l'énergie de l'électron diffusé dans le *BEMC* comme précédemment. En ce qui concerne la mesure hadronique, une erreur systématique de  $\pm 7\%$  a été prise pour la mesure de l'énergie des hadrons dans les calorimètres à argon liquide et l'erreur due au modèle de fragmentation hadronique choisi dans la simulation Monte Carlo a été estimée en utilisant plusieurs modèles différents de fragmentation hadronique. Une coupure sur la variable cinématique  $y$  à  $y_h < 0.4$  calculée à partir des hadrons a également été demandée afin de se prémunir des événements où les hadrons vont principalement dans les détecteurs *BBE* et *BEMC* et ne peuvent pas être mesurés. Rappelons en effet que le *BEMC* n'est qu'un calorimètre d'épaisseur  $1\lambda$ . Les détails des calculs des erreurs sont donnés dans les références [108] [109].

#### 4.10.6 Détermination de la fonction de structure $F_2$ par la méthode combinée:

Après avoir déterminé les efficacités et l'acceptance dans les différentes cellules, il nous reste à donner les valeurs de correction de centre de cellule, les surfaces des cellules et les corrections radiatives. Les corrections radiatives ont été calculées en utilisant un calcul purement analytique basé sur le programme *TERAD* [110]. Ces calculs ne peuvent pas être valables pour l'émission d'un photon dans l'état final car le photon et l'électron sont souvent reconstruits dans le même cluster et il est impossible de les distinguer. C'est pourquoi le programme *TERAD* n'a été utilisé que pour le calcul des corrections radiatives dans l'état initial. La simulation des détecteurs est nécessaire pour le calcul des corrections dans l'état final où l'approximation des logarithmes dominants a été effectuée. Les corrections radiatives sont données dans le tableau 4.43 et on remarque qu'elles sont faibles comme nous l'avons déjà dit

$Q^2$	$x$	$F_2$	$Er.Stat.$	$Er.Tot.$	$Sec.Eff.$	$RCO$	$BC$
8.5	4.2	1.07	0.29	0.49	271 000	0.01	0.13
15.	7.5	1.19	0.11	0.31	97 400	0.02	1.03
15.	13.3	0.96	0.10	0.19	88 600	0.04	0.89
15.	23.7	0.87	0.10	0.19	86 300	0.05	0.81
15.	42.1	0.78	0.10	0.19	81 300	0.07	0.76
15.	75.0	0.71	0.10	0.18	76 100	0.08	0.74
15.	133.4	0.46	0.09	0.15	50 700	0.09	0.73
30.	13.3	1.26	0.15	0.33	25 100	0.02	1.11
30.	23.7	1.03	0.12	0.25	23 400	0.04	1.10
30.	42.1	0.92	0.11	0.20	22 600	0.05	1.10
30.	75.0	0.62	0.09	0.15	16 100	0.07	1.10
30.	133.4	0.63	0.11	0.18	17 000	0.08	1.10
60.	23.7	1.50	0.31	0.53	7 250	0.02	0.80
60.	42.1	0.92	0.19	0.28	5 150	0.04	0.97
60.	75.0	1.34	0.20	0.36	8 180	0.05	1.07
60.	133.4	0.67	0.14	0.21	4 310	0.07	1.10

Tableau 4.43: Valeurs de  $Q^2$ ,  $x$ , de  $F_2$ , des erreurs statistiques et totales sur  $F_2$ , de la section efficace Born, des facteurs multiplicatifs des corrections radiatives et des corrections de centre de cellule divisées par la surface de la cellule

dans le chapitre 3, ce qui justifie a posteriori le fait de ne garder que les termes en logarithme dominant.

Les valeurs des corrections de centre de cellules divisées par les surfaces des cellules sont également données dans le tableau 4.43. On indique les valeurs de la section efficace de diffusion profondément inélastique dans le tableau 4.43. La connaissance de la valeur de  $R_{QCD}$  permet alors d'en déduire celle de la fonction de structure  $F_2$  donnée dans le tableau 4.43 et dans les figures 4.85 et 4.86 avec  $R_{QCD}$  calculé à partir de la paramétrisation  $D-$  de Martin, Roberts et Stirling. Les erreurs statistiques et totales sont également indiquées.

Il y a également une incertitude supplémentaire de 8% due à la mesure de la luminosité, de l'incertitude sur l'efficacité du  $TOF$  et de celle sur le déclenchement. Afin de comparer la fonction de structure  $F_2$  obtenue par la méthode combinée et celle obtenue en n'utilisant que l'électron diffusé, les valeurs obtenues sont données dans les figures 4.87 et 4.88. On note le bon accord obtenu compte tenu de la taille des erreurs. C'est une richesse de  $HERA$  d'avoir plusieurs méthodes possibles de détermination des fonctions de structure et de pouvoir aussi les comparer, ce qui renforce la validité du résultat obtenu.

Après avoir obtenu par deux méthodes différentes la fonction de structure  $F_2$ , nous allons maintenant donner les valeurs finales de  $F_2$  obtenues avec les données de 1992 à partir de ces deux déterminations.

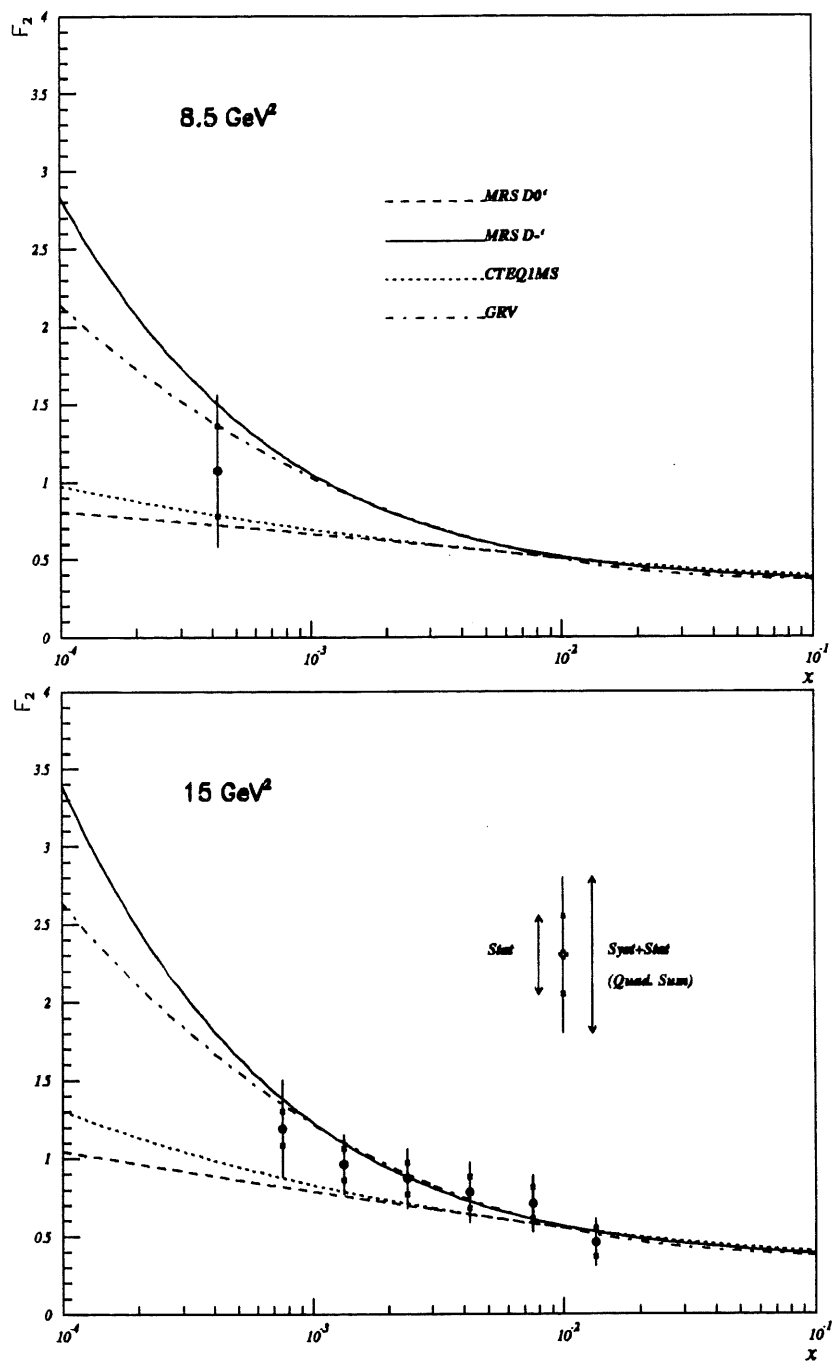


Figure 4.85: Valeurs de  $F_2$  obtenues par la méthode combinée

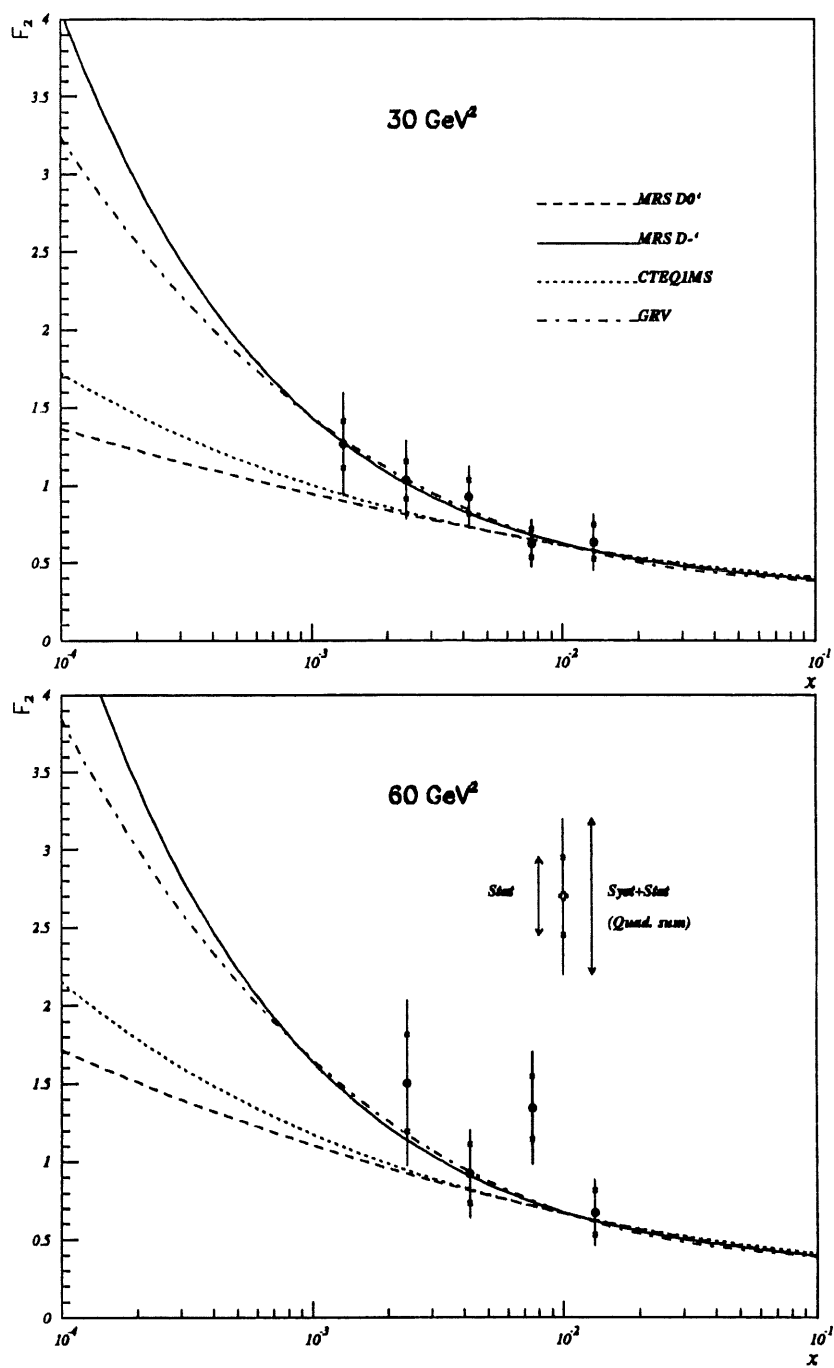


Figure 4.86: Valeurs de  $F_2$  obtenues par la méthode combinée

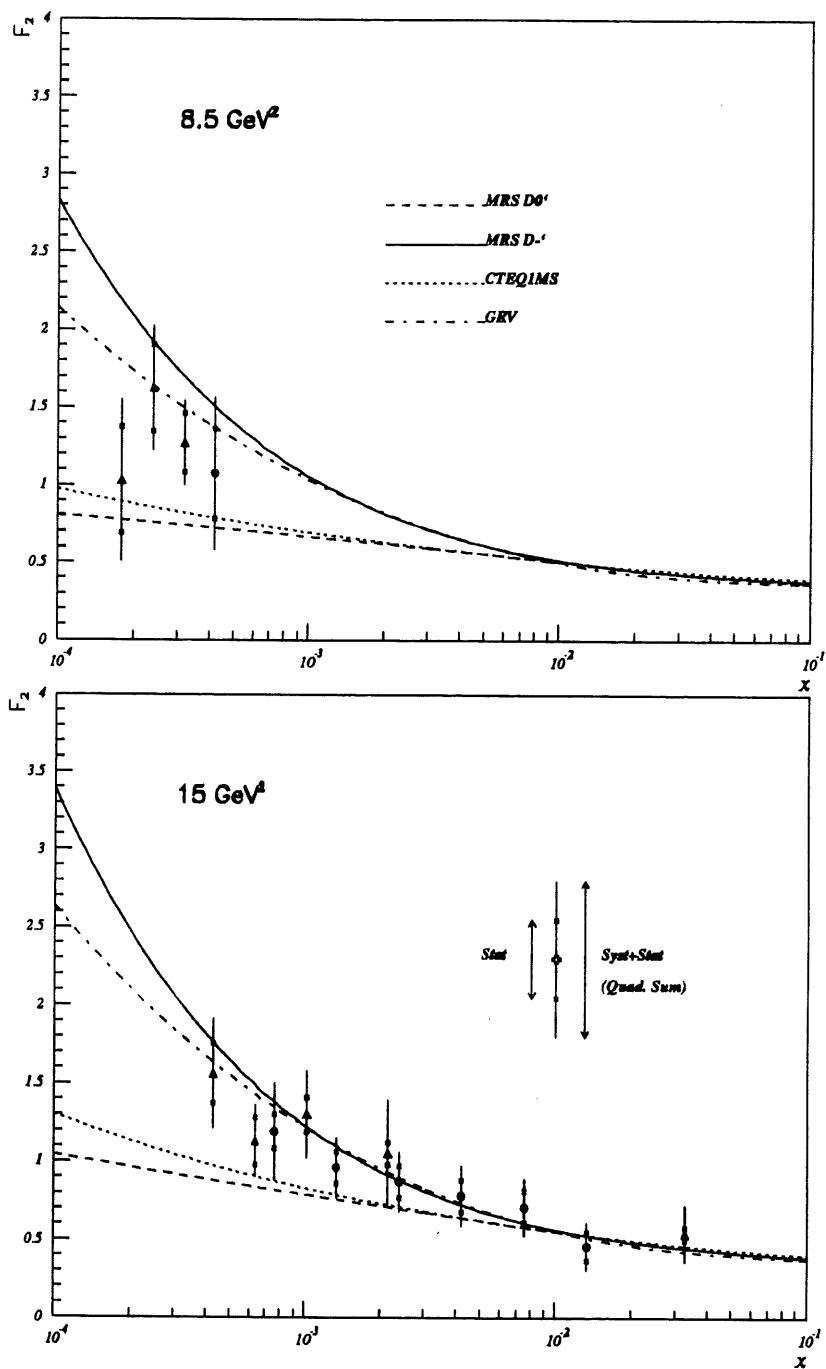


Figure 4.87: Comparaison entre les valeurs de  $F_2$  obtenues avec l'électron diffusé (triangles) et avec la méthode combinée (disques).

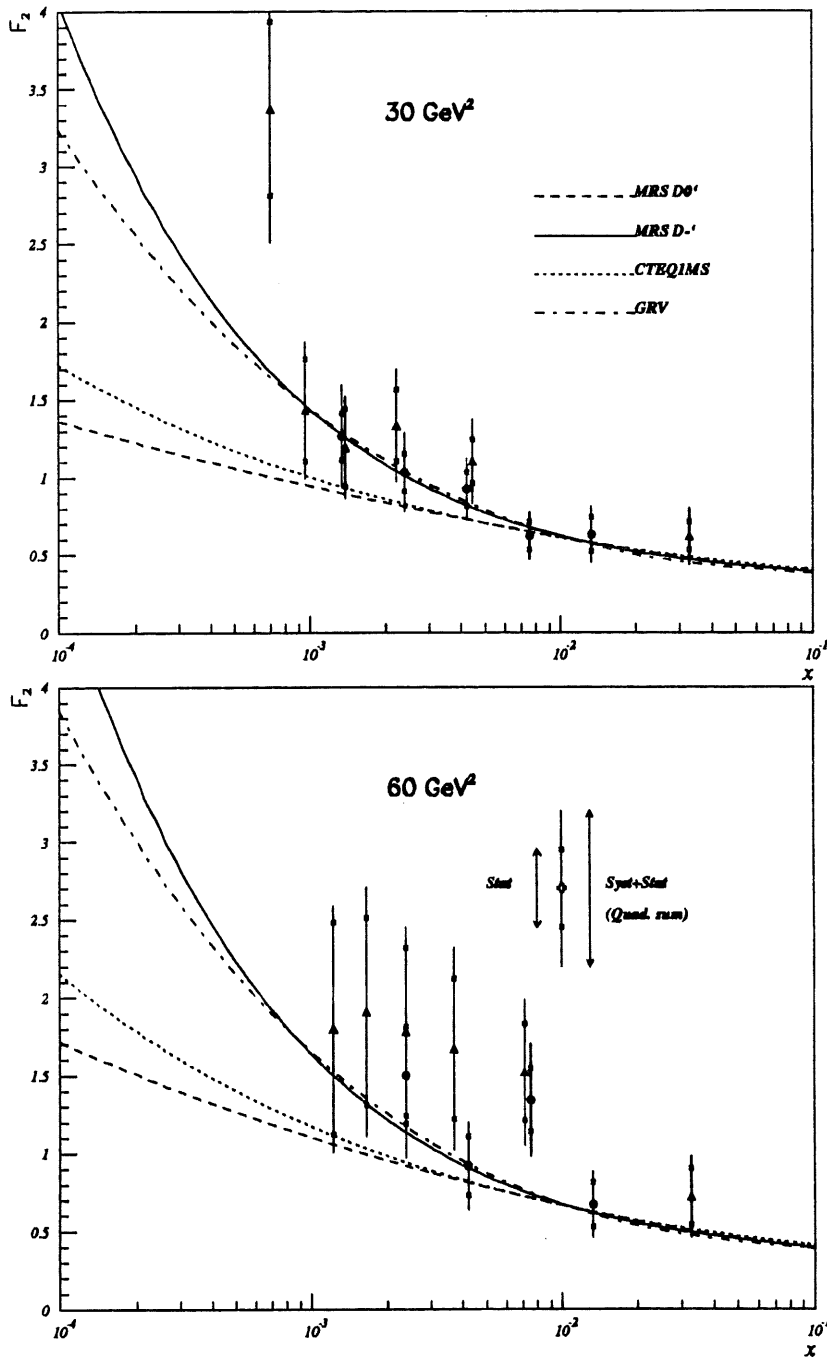


Figure 4.88: Comparaison entre les valeurs de  $F_2$  obtenues avec l'électron diffusé (triangles) et avec la méthode combinée (disques)

## 4.11 Détermination des valeurs finales de la fonction de structure $F_2$ obtenues à partir des données de 1992

Nous allons terminer cette section en présentant les valeurs finales de la fonction de structure  $F_2$  obtenues [111] avec les données de 1992 à partir des deux mesures que l'on vient de décrire.

Dans les figures 4.89, 4.90, 4.91 et 4.92, on peut voir la résolution en  $y_e$  ou  $y_h$  dans les différentes cellules utilisées dans la méthode combinée [109]. On remarque que la résolution en  $y_e$  est meilleure à bas  $x$  (grand  $y$ ) que celle en  $y_h$ , mais se détériore à grand  $x$  (bas  $y$ ). Le résultat est inverse pour la résolution en  $y_h$ . La fonction de structure  $F_2$  finale obtenue pour les données de 1992 représente donc une combinaison entre ces deux mesures en utilisant les points donnant une erreur systématique plus faible, c'est-à-dire les points provenant respectivement de la mesure en utilisant l'électron seul ou de la méthode combinée à grand  $y$  ( $y > 0.3$ ) et à bas  $y$  ( $y < 0.1$ ). Pour des valeurs intermédiaires de  $y$  ( $0.1 < y < 0.3$ ), les deux méthodes sont bonnes et on peut alors comparer les résultats obtenus par chacune des deux méthodes, ce qui est un avantage important de *HERA*.

Les valeurs finales de  $F_2$  obtenues à partir des données de 1992 sont données dans le tableau 4.44 et on indique les points provenant de la méthode combinée ou de celle n'utilisant que l'électron diffusé. Le point à  $Q^2 = 30$  et  $x = 6.10^{-4}$  correspond à une moyenne de deux cellules en  $(\sqrt{E}, \theta)$ . On a en effet remarqué lors de l'analyse utilisant l'électron diffusé que la valeur de  $F_2$  en  $Q^2 = 30$  et  $x = 5.2.10^{-4}$  était très différente des autres valeurs, ce qui ne représente qu'une variation statistique (tableau 4.38). Il a donc été décidé de regrouper cette cellule avec la cellule d'énergie inférieure pour éviter cet effet purement statistique.

Les valeurs finales de  $F_2$  sont également données dans les figures 4.93 et 4.94, et il faut ajouter une erreur supplémentaire de 8% sur tous les points due aux erreurs sur le déclenchement, le *TOF* et la mesure de luminosité comme d'habitude. Le choix des valeurs de  $F_2$  correspond également à un autre impératif: il faut prendre garde à ce que les cellules ne se chevauchent pas lorsque l'on passe des valeurs provenant de la mesure avec l'électron à celles provenant de la méthode combinée. Sinon, les valeurs de la fonction de structure  $F_2$  à des valeurs différentes de  $x$  et de  $Q^2$  pourraient provenir en partie des mêmes événements.

Les résultats montrent que la fonction de structure augmente assez fortement à bas  $x$ . On pourra peut-être s'attendre à voir, par la suite, avec une plus grande statistique, les effets de la saturation, nécessaire afin de ne pas violer l'unitarité. Cependant, il est trop tôt pour voir ces effets étant donné la statistique obtenue à présent.

Après avoir déterminé la fonction de structure  $F_2$ , nous allons maintenant effectuer une première tentative de détermination de la densité de gluons à partir du  $F_2$  mesuré.



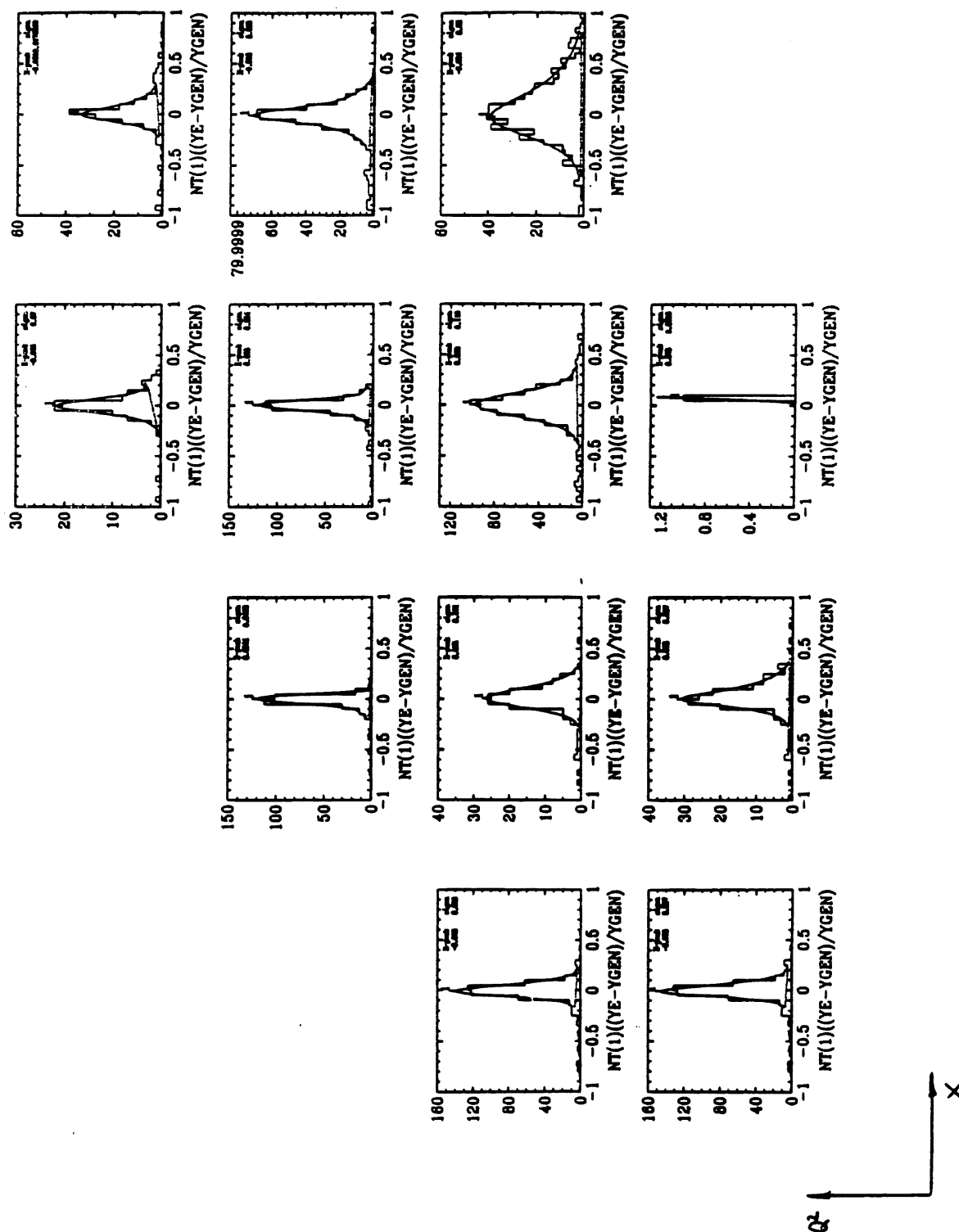


Figure 4.89: Résolution en  $y_e$  dans le pavage de la méthode combinée (on ne donne que les 4 cellules de bas  $x$ )

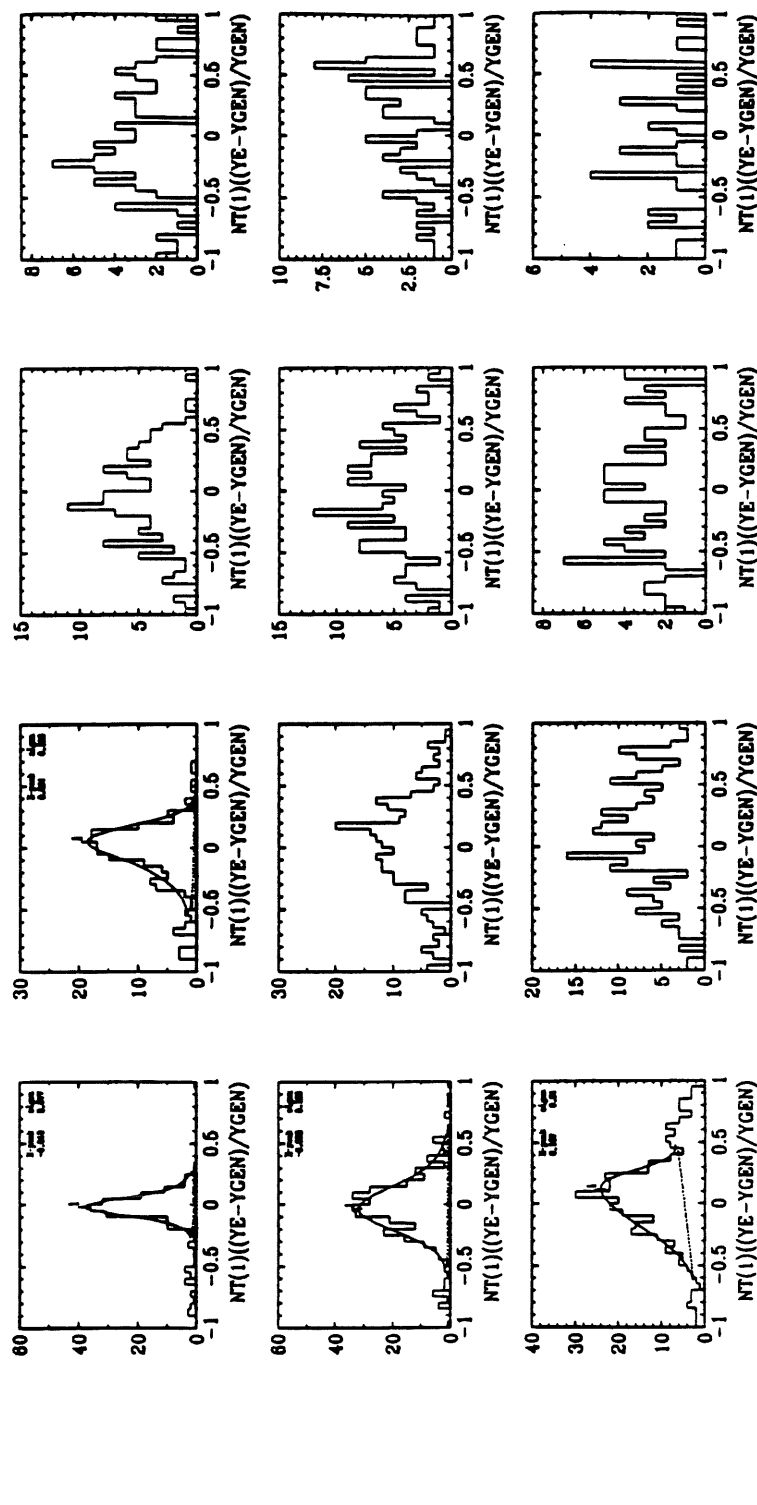


Figure 4.90: Résolution en  $y_e$  dans le pavage de la méthode combinée (on ne donne que les 4 cellules de plus grand  $x$ )

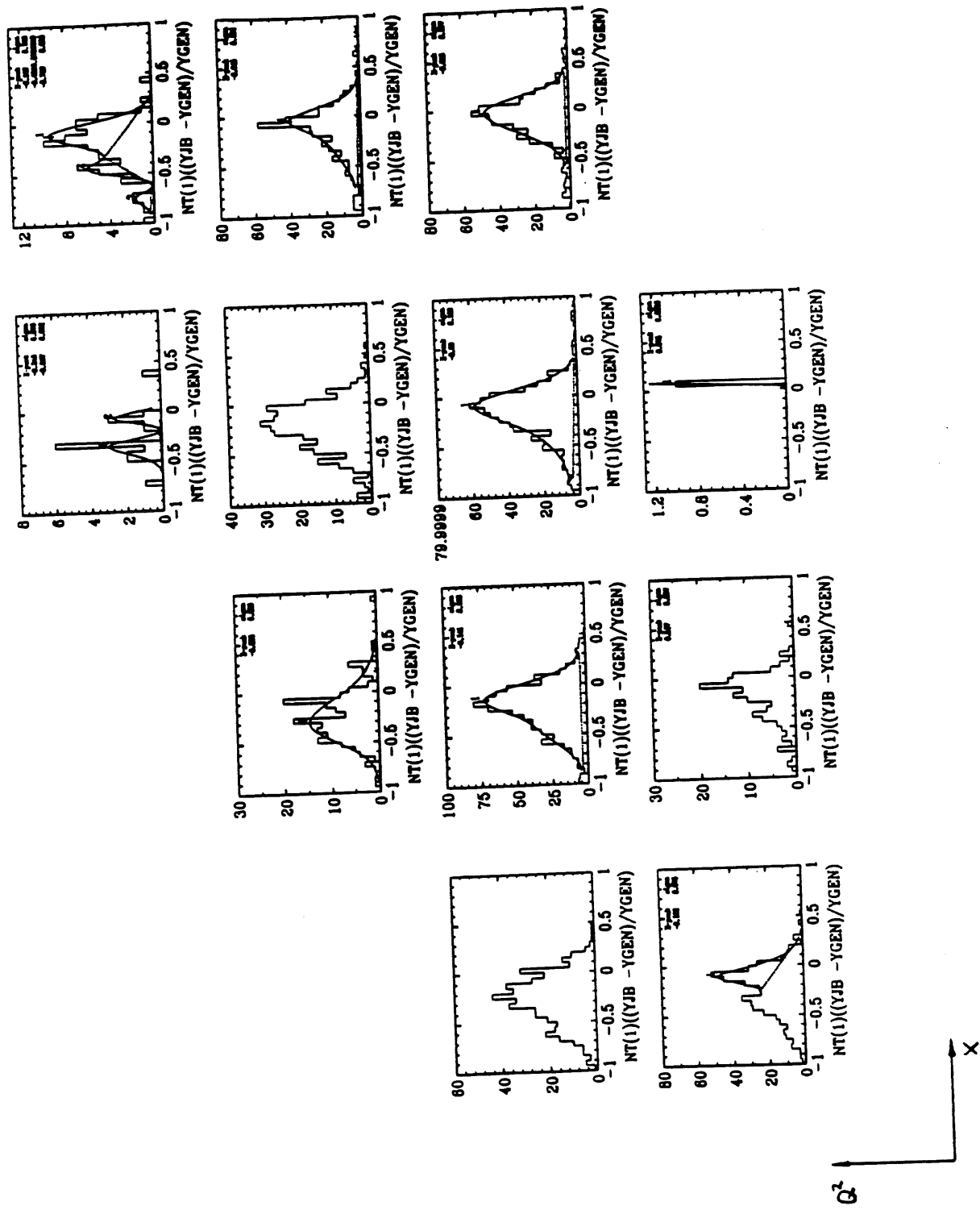


Figure 4.91: Résolution en  $y_h$  dans le pavage de la méthode combinée (on ne donne que les 4 cellules de plus bas  $x$ )

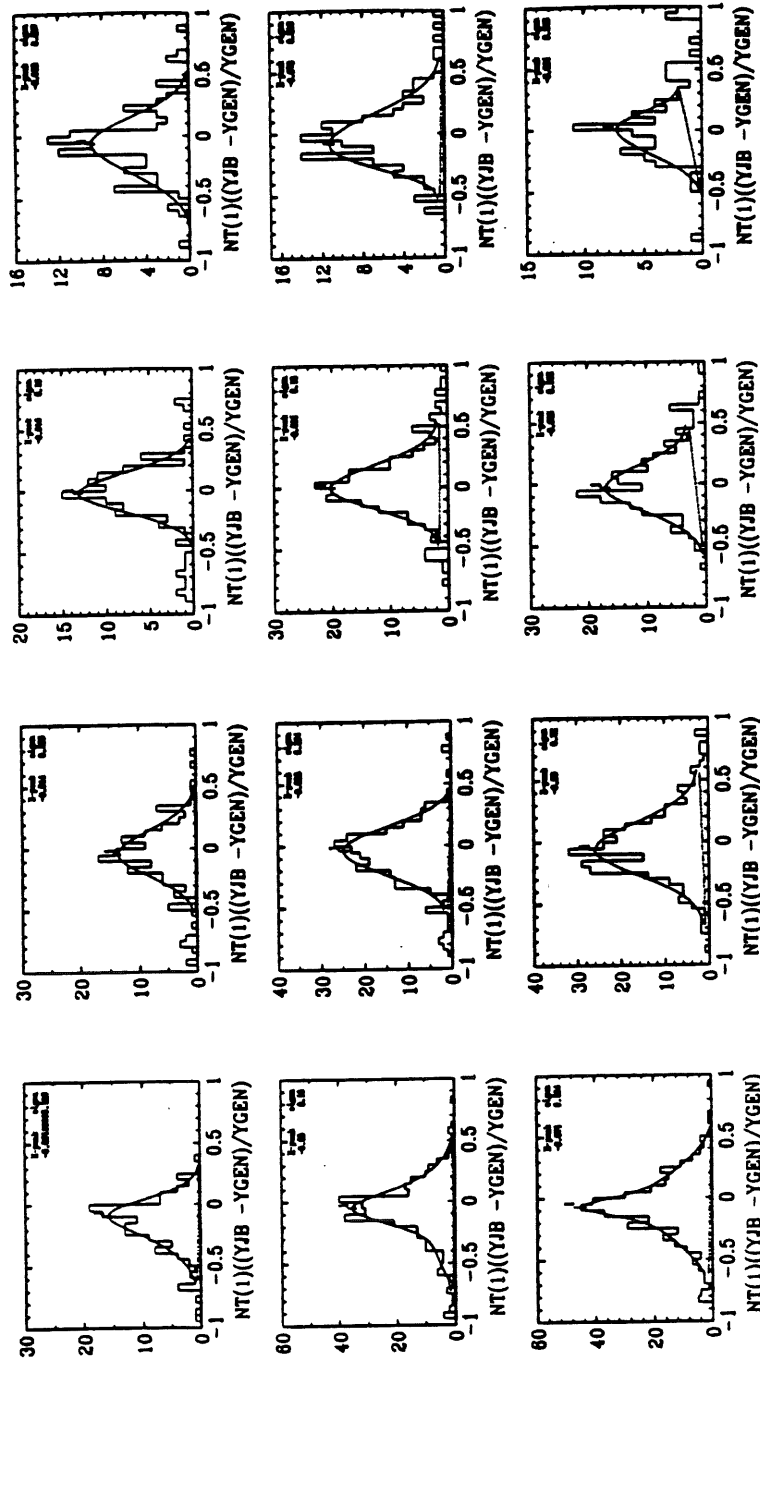


Figure 4.92: Résolution en  $y_h$  dans le pavage de la méthode combinée (on ne donne que les 4 cellules de plus grand  $x$ )

$Q^2$	$x$	$y$	$F_2$	$Er.Stat.$	$Er.Tot.$	$R_{QCD}$	e/h
8.5	1.8	0.54	1.43	0.30	0.52	0.42	e
8.5	2.4	0.40	1.62	0.25	0.39	0.39	e
8.5	3.2	0.30	1.28	0.18	0.27	0.36	e
15.	4.3	0.40	1.56	0.19	0.36	0.34	e
15.	6.3	0.27	1.13	0.14	0.24	0.32	e
15.	10.0	0.17	1.30	0.11	0.27	0.30	e
15.	23.7	0.072	0.87	0.10	0.19	0.28	h
15.	42.1	0.041	0.78	0.10	0.19	0.26	h
15.	75.0	0.023	0.71	0.10	0.18	0.23	h
15.	133.4	0.013	0.46	0.09	0.15	0.20	h
30.	6.0	0.57	2.35	0.37	0.77	0.28	e
30.	9.6	0.35	1.43	0.32	0.44	0.27	e
30.	13.8	0.25	1.19	0.25	0.33	0.25	e
30.	23.7	0.14	1.03	0.12	0.25	0.24	h
30.	42.1	0.081	0.92	0.11	0.20	0.22	h
30.	75.0	0.046	0.62	0.09	0.15	0.20	h
30.	133.4	0.026	0.63	0.11	0.18	0.17	h
60.	23.7	0.29	1.50	0.31	0.52	0.21	h
60.	42.1	0.16	0.92	0.19	0.28	0.20	h
60.	75.0	0.091	1.34	0.20	0.36	0.18	h
60.	133.4	0.051	0.67	0.14	0.21	0.15	h

Tableau 4.44: Valeurs finales de  $F_2$  et des erreurs statistiques et totales obtenues avec les données de 1992 - Les valeurs de  $R_{QCD}$  et la provenance des points (e: électron, h: méthode combinée) sont également données

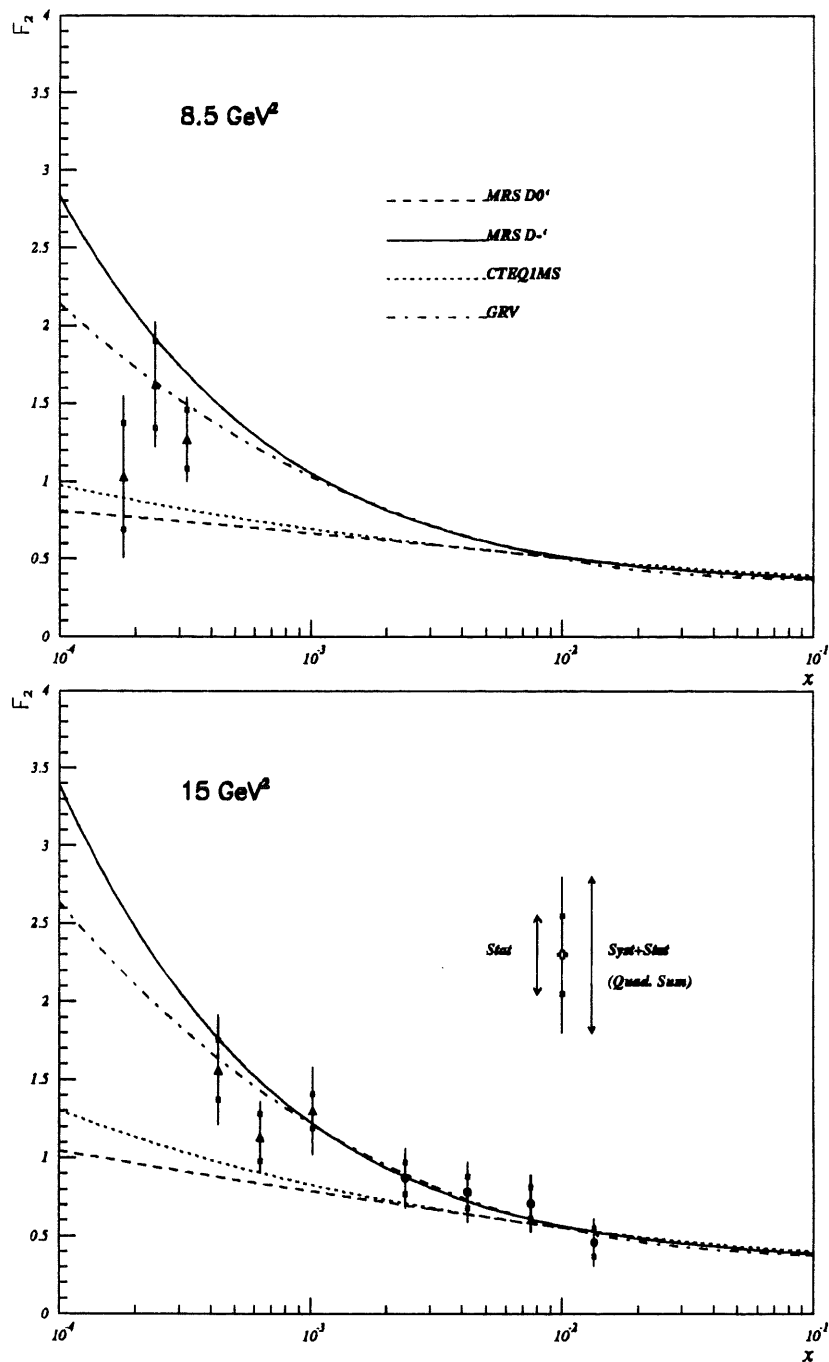


Figure 4.93: Valeurs finales de  $F_2$  publiées par la collaboration H1

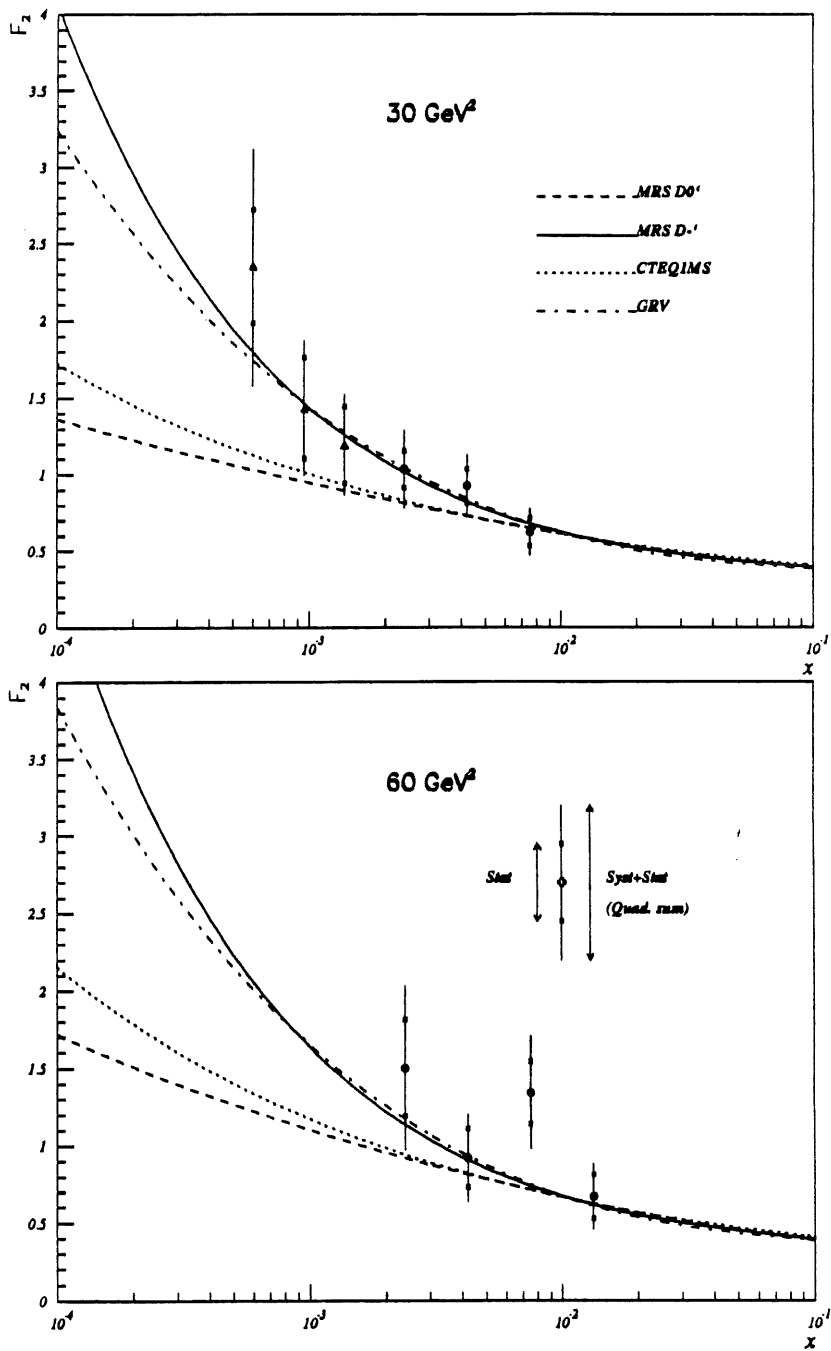


Figure 4.94: Valeurs finales de  $F_2$  publiées par la collaboration H1

# Détermination de la densité de gluons à partir de la mesure de $F_2$

Dans ce paragraphe, nous allons effectuer une première détermination de la densité de gluons utilisant la mesure de la fonction de structure  $F_2$  obtenue à partir de l'électron diffusé. Nous allons utiliser la méthode décrite dans le chapitre deux dans le paragraphe 2.7.2. utilisant les valeurs de la fonction de structure  $F_2$  et de sa pente en  $\ln Q^2$ .

## 4.12 Méthode utilisée

Nous ne reviendrons pas en détails sur la méthode que nous allons utiliser car nous l'avons déjà décrite dans le chapitre deux. Nous allons simplement faire ressortir les implications expérimentales de cette méthode.

Comme on l'a vu précédemment, il faut commencer par déterminer la valeur de  $\omega_0$  reliée à la pente de la fonction de structure  $F_2$  en  $x$ :  $dF_2/d\ln(1/x)$  à  $Q^2$  constant. Cette pente sera assez facile à obtenir puisque nous avons donné dans le paragraphe précédent les valeurs de la fonction de structure  $F_2$  à  $Q^2$  constant obtenues à partir de la méthode combinée ou de celle n'utilisant que l'électron diffusé.

La densité de gluons est alors déterminée à partir de la valeur de la fonction de structure  $F_2$  et de sa pente en  $\ln Q^2$  par la formule suivante:

$$xG(x, Q^2) = \frac{1}{\langle e^2 \rangle P^q G(\omega_0)} \left( -P^{qq}(\omega_0) F_2(x, Q^2) + \frac{dF_2(x, Q^2)}{d\ln Q^2} \right) \quad (4.102)$$

Il s'agit par conséquent de déterminer la fonction de structure  $F_2$  et sa pente à  $x$  constant. Pour obtenir ces résultats, il nous faudra redéfinir un nouveau pavage du plan cinématique en  $(x, Q^2)$  car le pavage actuel ne permet en aucun cas d'obtenir la fonction  $F_2$  à  $x$  constant (tableau 4.2).

## 4.13 Détermination de $\omega_0$

Pour déterminer les valeurs de  $d\ln F_2/d\ln 1/x$  à  $Q^2$  constant, les points publiés par la collaboration H1 ont été utilisés. Pour avoir le plus de valeurs de  $x$  possibles où la fonction de structure  $F_2$  est mesurée, les valeurs obtenues avec la méthode combinée ou celle n'utilisant que l'électron diffusé ont servi à réaliser une paramétrisation sous la forme d'une droite  $\ln F_2 = a \ln x + b$ . Dans le tableau 4.45 sont données les pentes  $d\ln F_2/d\ln 1/x$  à  $Q^2$  constant, ainsi que la variable  $\chi^2$  définie comme:

$$\chi^2 = \sum \frac{(y_i - ax_i - b)^2}{\Delta y_i^2} \quad (4.103)$$



$Q^2$	$a$	$\Delta a$	$\chi_0^2$
8.5	0.38	0.83	0.22
15.	0.29	0.09	1.09
30.	0.39	0.13	1.03
60.	0.32	0.31	1.76

Tableau 4.45: Valeurs de la pente, de l'erreur sur la pente, et de  $\chi_0^2$  de la paramétrisation de  $\ln F_2$  en fonction de  $\ln x$  à  $Q^2$  constant

où les  $y_i$  et les  $x_i$  sont les points mesurés. La paramétrisation a été réalisée en minimisant le  $\chi^2$ . L'erreur sur la valeur de la pente  $a$  de la paramétrisation a été estimée en calculant  $a$  en  $\chi_0^2 + 1$  où  $\chi_0$  est la valeur minimale de  $\chi^2$ . La valeur moyenne des pentes  $a$  obtenues est 0.35. J'ai donc décidé de calculer la densité de gluons pour les valeurs 0.3 et 0.4 de  $\omega_0$ .

## 4.14 Détermination de la pente de la fonction de structure $F_2$ en $\ln Q^2$

### 4.14.1 Pavage du plan cinématique en $(x, Q^2)$

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, le pavage utilisé précédemment en  $(\sqrt{E}, \theta)$  ne peut pas être utilisé directement pour obtenir la fonction de structure  $F_2$  à  $x$  constant. Il serait en effet hasardeux de translater en  $x$  les points mesurés en  $(\sqrt{E}, \theta)$  pour les obtenir à  $x$  constant de manière analogue à ce que nous avons fait pour obtenir la fonction de structure  $F_2$  à  $Q^2$  constant, car nous cherchons à étudier les évolutions en  $x$  des fonctions de structure et de la densité de gluons.

Le nouveau pavage du plan cinématique en  $(x, Q^2)$  est donné dans la figure 4.95. Il correspond à plusieurs impératifs: comme précédemment, il ne faut pas avoir une statistique trop faible dans les différentes cellules. De plus, les coupures fiduciaires sur l'angle et sur l'énergie de l'électron diffusé utilisées précédemment seront toujours demandées:

$$E \geq 10.4 \text{ GeV} \quad (4.104)$$

$$157.5 \leq \theta \leq 172.5 \quad (4.105)$$

Ces coupures sont indiquées en traits pointillés dans la figure 4.95. Les domaines en  $x$  et  $Q^2$  sont donc les suivants:

$$x (10^{-4}): \quad 2.345 - 7.405 - 23.45 - 74.05 \quad (4.106)$$

$$Q^2: \quad 8.46 - 11.55 - 15.40 - 20.54 - 27.38 - 36.52 - \\ 48.70 - 64.94 - 86.60 \quad (4.107)$$

Les efficacités ne seront pas recalculées dans ce nouveau pavage. Nous allons associer un poids à chaque événement lié aux efficacités dans les variables  $(\sqrt{E}, \theta)$ . Un événement de  $x$  et de  $Q^2$  donnés est donc pondéré par un facteur lié à sa position

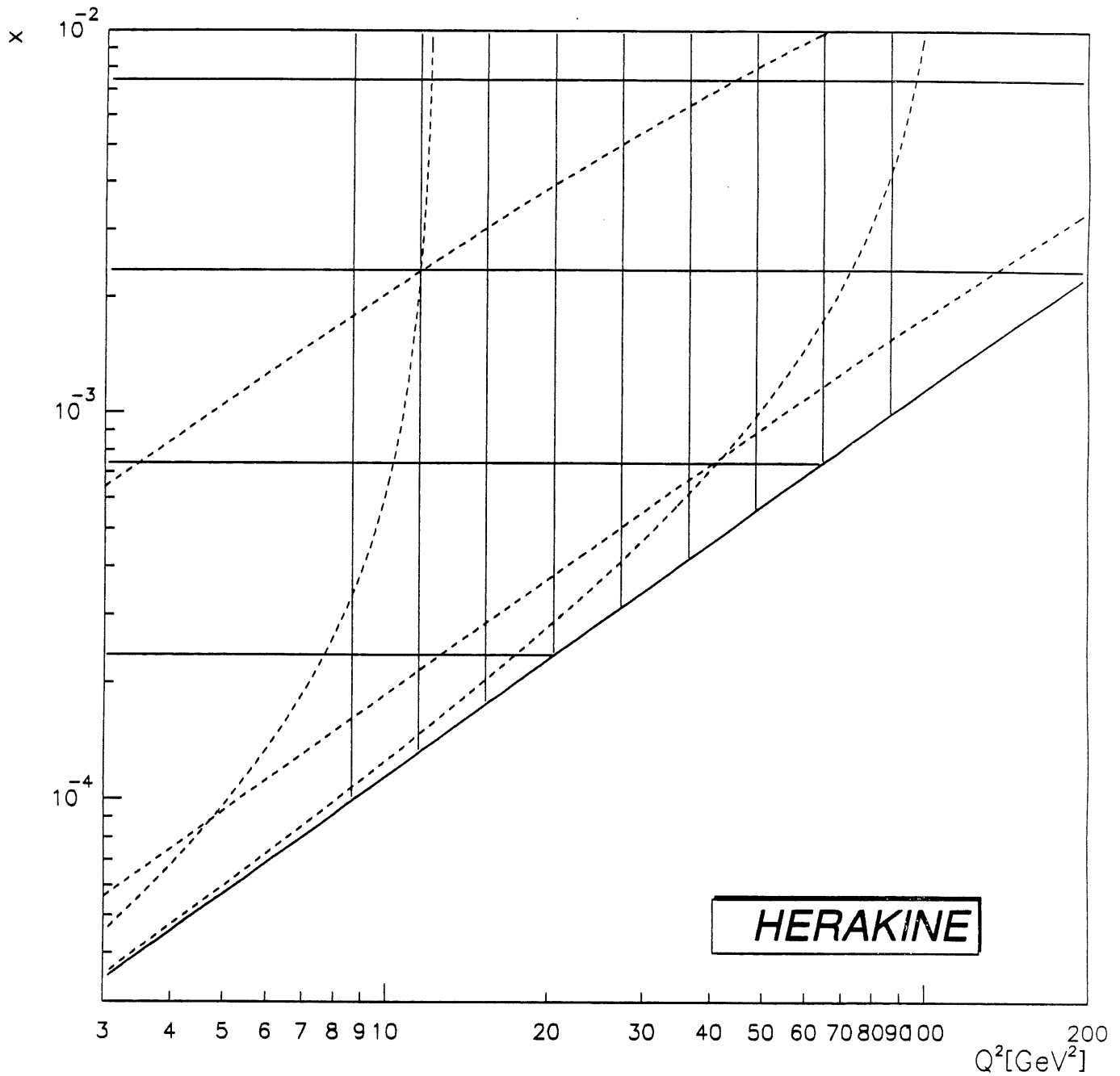


Figure 4.95: Cellules utilisées pour la mesure de  $F_2$  à  $x$  constant - les traits en pointillés donnent les limites angulaires ( $157.5 \leq \theta \leq 172.5$ ) et énergétiques ( $10.4 \leq E \leq 25.3 \text{ GeV}$ ) pour l'électron diffusé

dans le plan  $(\sqrt{E}, \theta)$ . Cette procédure nous évite de recalculer toutes les efficacités dans le nouveau pavage choisi. Elle n'est valable que si les efficacités varient peu dans tout le domaine cinématique. Sinon, une faible erreur sur la mesure de  $x$  et de  $Q^2$  pourrait impliquer un grand changement du facteur de pondération. C'est pourquoi nous avons décidé de ne pas considérer les événements du pic cinématique ( $25.3 \leq E \leq 28.1 \text{ GeV}$ ) où les efficacités varient beaucoup. Les variations sont dues en particulier à la coupure sur l'existence d'un vertex reconstruit.

A chaque événement mesuré dans la cellule  $(x, Q^2)$  est donc associé un coefficient qui est le produit des efficacités, des corrections radiatives multiplicatives, et de la fraction des événements de photoproduction restants dans la cellule correspondante en  $(\sqrt{E}, \theta)$  après les coupures. Soit  $fact_i$  ce coefficient. On calcule alors dans chaque cellule en  $(x, Q^2)$ , le nombre d'événements observés  $N_{obs}$  et le nombre  $N_{vrai}$  défini par:

$$N_{vrai} = \sum_{i=1}^{N_{obs}} fact_i \quad (4.108)$$

A chaque événement est également associée l'erreur sur le coefficient et les erreurs statistiques et systématiques sur  $N_{vrai}$  dues aux efficacités, aux corrections radiatives et à la soustraction des événements de photoproduction ont pour valeur:

$$\frac{(\Delta N_{vrai})_{stat}}{N_{vrai}} = \frac{(\Delta N_{obs})_{stat}}{N_{obs}} = \frac{1}{\sqrt{N_{obs}}} \quad (4.109)$$

$$\frac{(\Delta N_{vrai})_{total}}{N_{vrai}} = \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{N_{obs}}}\right)^2 + \Delta N^2} \quad (4.110)$$

où on a posé:

$$\Delta N^2 = \frac{1}{N_{obs}} \sum_{i=1}^{N_{obs}} \left(\frac{\Delta fact_i}{fact_i}\right)^2 \quad (4.111)$$

où  $\Delta fact_i$  est l'erreur systématique sur le coefficient  $fact_i$  liée aux erreurs calculées précédemment sur les efficacités, les corrections radiatives et la soustraction des événements de photoproduction (tableau 4.46). On resomme donc quadratiquement les différentes erreurs et on divise ensuite par le nombre d'événements observés. Nous avons préféré recalculer les acceptances car elles varient beaucoup dans le domaine cinématique étudié. Les valeurs des coefficients  $fact_i$  et des erreurs  $\Delta fact_i$  sont données dans les différentes cellules en  $(\sqrt{E}, \theta)$  dans le tableau 4.46. Remarquons que la dernière cellule en énergie n'a pas été utilisée pour déterminer la densité de gluons à cause des fortes variations de ce coefficient.

Les valeurs des centres de cellules en  $x$  et  $Q^2$  utilisées sont données dans le tableau 4.47 et les nombres d'événements obtenus après les différentes coupures utilisées dans l'analyse dans le tableau 4.48.

#### 4.14.2 Calcul de la fonction de structure $F_2$ à $x$ constant

Les acceptances ont été recalculées dans le nouveau pavage du plan cinématique en  $(x, Q^2)$  et les valeurs obtenues sont données dans la tableau 4.48. Il ne sera pas

$E$	$157.5 < \theta < 162.5$	$162.5 < \theta < 167.5$	$167.5 < \theta < 172.5$
10.4 – 12.2	1.11 $\pm 0.37$	0.90 $\pm 0.36$	1.13 $\pm 0.26$
12.2 – 14.0	1.43 $\pm 0.43$	0.96 $\pm 0.41$	1.42 $\pm 0.18$
14.0 – 16.0	1.61 $\pm 0.26$	1.38 $\pm 0.20$	1.48 $\pm 0.20$
16.0 – 18.2	1.72 $\pm 0.26$	1.31 $\pm 0.22$	1.52 $\pm 0.20$
18.2 – 20.4	1.45 $\pm 0.21$	1.70 $\pm 0.21$	1.51 $\pm 0.19$
20.4 – 22.9	1.58 $\pm 0.22$	1.58 $\pm 0.19$	1.50 $\pm 0.16$
22.9 – 25.3	1.49 $\pm 0.19$	1.059 $\pm 0.18$	1.35 $\pm 0.15$
25.3 – 28.1	1.16 $\pm 0.18$	0.92 $\pm 0.14$	1.35 $\pm 0.26$

Tableau 4.46: Coefficients dus aux efficacités, aux corrections à radiatives et à la soustraction des événements de photoproduction

$x \cdot 10^4$	$Q^2$	$x_c, 10^4$	$Q_c^2$
2.345-7.405	8.66-11.55	4.875	10.00
	11.55-15.40		13.34
	15.40-20.54		17.78
7.405-23.45	11.55-15.40	15.427	13.34
	15.40-20.54		17.78
	20.54-27.38		23.71
	27.38-36.52		31.62
	36.52-48.70		42.17
23.45-74.05	20.54-27.38	48.75	23.71
	27.38-36.52		31.62
	36.52-48.70		42.17
	48.70-64.94		56.23
	64.94-86.60		74.99

Tableau 4.47: Valeurs des centres de cellules en  $(x, Q^2)$  utilisées pour la détermination de  $F_2$  à  $x$  constant

$x_c \cdot 10^4$	$Q_c^2$	$N_{evt}$	$Acc$	$Eff$	$S \cdot 10^5$	$BC$
4.875	10.00	78	$1.048 \pm 0.127$	0.75	3.018	$1.00 \pm 0.08$
	13.34	105	$1.058 \pm 0.126$	0.77	4.724	$1.04 \pm 0.07$
	17.78	64	$1.038 \pm 0.147$	0.85	4.690	$1.04 \pm 0.00$
15.427	13.34	109	$1.125 \pm 0.249$	0.69	5.093	$1.06 \pm 0.04$
	17.78	67	$1.110 \pm 0.172$	0.70	6.802	$1.05 \pm 0.04$
	23.71	76	$1.082 \pm 0.158$	0.72	9.055	$1.04 \pm 0.04$
	31.62	45	$1.091 \pm 0.096$	0.75	12.102	$1.04 \pm 0.04$
	42.17	42	$0.992 \pm 0.141$	0.75	14.818	$1.04 \pm 0.03$
48.75	23.71	41	$0.990 \pm 0.412$	0.53	9.032	$1.07 \pm 0.03$
	31.62	36	$1.134 \pm 0.293$	0.56	12.071	$1.06 \pm 0.03$
	42.17	29	$1.132 \pm 0.278$	0.64	16.088	$1.06 \pm 0.03$
	56.23	31	$1.105 \pm 0.241$	0.65	21.454	$1.05 \pm 0.03$
	74.99	24	$1.039 \pm 0.250$	0.59	24.023	$1.07 \pm 0.02$

Tableau 4.48: Valeurs du nombre d'événements, des acceptances, du facteur correctif fact; (dû aux efficacités, aux corrections radiatives et à la soustraction des événements de photoproduction), des surfaces des cellules, des corrections de centre cellules des différentes cellules en  $(x, Q^2)$

question de redonner ici le détail du calcul des acceptances car la méthode est tout à fait identique à celle utilisée précédemment. Nous avons utilisé les paramétrisations des fonctions de structure  $B^-$  et  $B_0$  de Martin, Roberts, Stirling et les erreurs systématiques introduites sont toujours dues à une erreur sur la calibration de l'énergie dans le  $BEMC$  de l'électron diffusé de 2%, de l'angle de 5  $mrad$ , de la résolution en énergie de 2 %, de la différence entre les fonctions de structure  $B_0$  et  $B^-$  et de l'hypothèse de factorisation.

Dans le tableau 4.48 sont également données les valeurs des efficacités et des corrections radiatives que nous n'avons pas recalculées dans ce nouveau pavage et que nous avons introduites comme un poids pour chaque événement. On remarque que ce nombre évolue peu suivant les différentes cellules en  $(x, Q^2)$ , ce qui justifie a posteriori le facteur multiplicatif introduit.

Pour obtenir la fonction de structure  $F_2$  à  $x$  constant, il reste alors à calculer comme précédemment les surfaces des cellules en  $(x, y)$  et les corrections de centre de cellule. La méthode est exactement la même que celle utilisée dans notre mesure de  $F_2$  à  $Q^2$  constant et les valeurs obtenues sont données dans le tableau 4.48. Les valeurs de la fonction de structure  $F_2$  obtenues sont également données dans le tableau 4.49 et dans la figure 4.96. On distingue les erreurs statistiques et les erreurs statistiques et systématiques sommées en quadrature. La valeur de  $R = 0.4$  a été choisie dans tout le domaine cinématique.

#### 4.14.3 Calcul de $dF_2/d \ln Q^2$ à $x$ constant

Pour obtenir la densité de gluons (formule 4.102), il nous reste encore à calculer la pente de la fonction de structure  $F_2$  en fonction de  $\ln Q^2$ . Pour calculer l'erreur

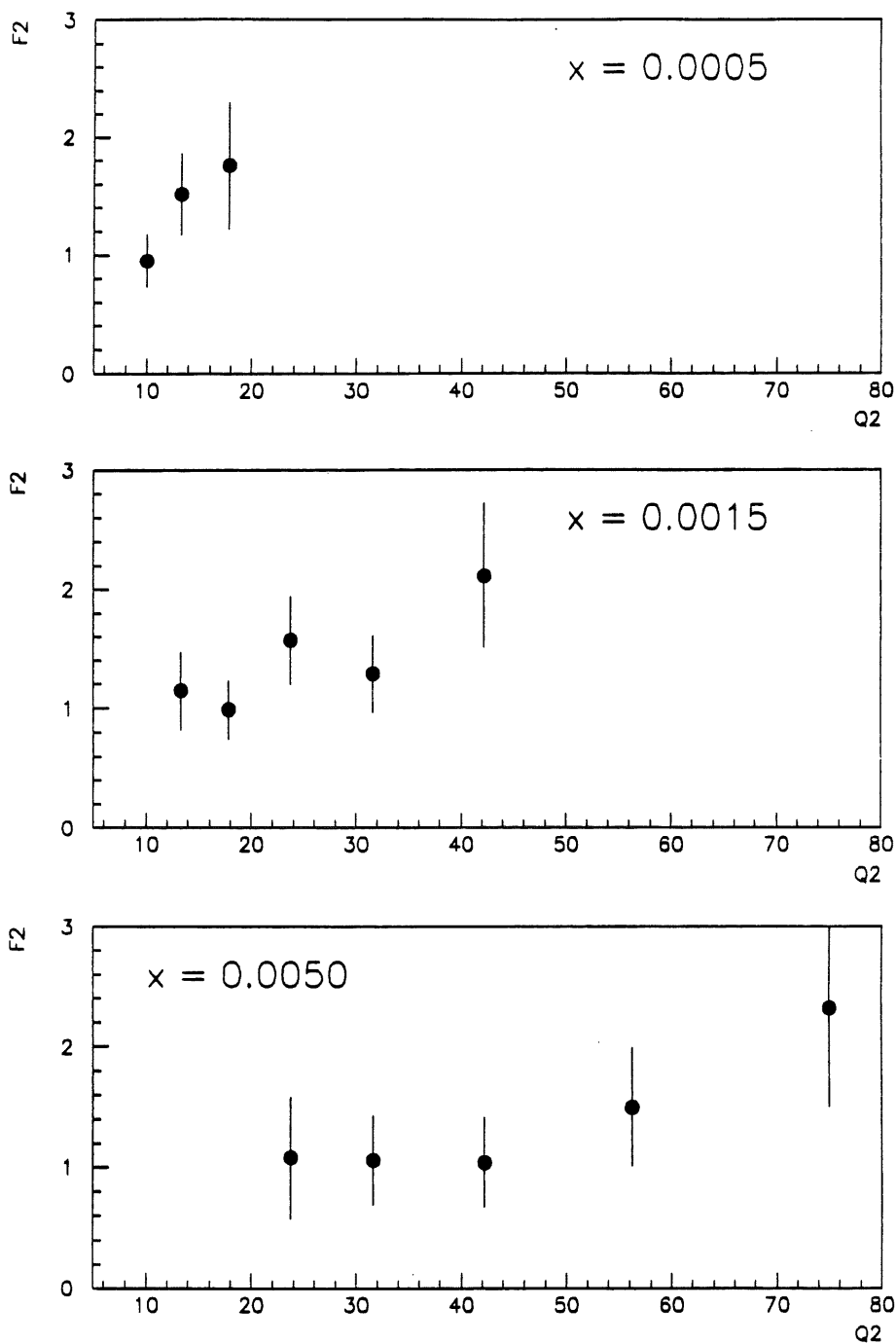


Figure 4.96:  $F_2$  à  $x$  constant déterminée à partir d'un nouveau pavage du plan cinématique et des données obtenues avec l'électron seul

$x_c \cdot 10^4$	$Q_c^2$	$F_2$	$Err.Stat.$	$Err.Tot.$
4.875	10.00	0.953	0.108	0.218
	13.34	1.521	0.148	0.343
	17.78	1.756	0.220	0.538
15.427	13.34	1.152	0.110	0.321
	17.78	0.987	0.121	0.240
	23.71	1.567	0.180	0.365
	31.62	1.285	0.192	0.315
	42.17	2.107	0.325	0.596
48.75	23.71	1.078	0.168	0.501
	31.62	1.060	0.177	0.374
	42.17	1.039	0.193	0.365
	56.23	1.500	0.269	0.491
	74.99	2.318	0.473	0.812

Tableau 4.49:  $F_2$  et erreurs statistiques et totales sur  $F_2$  à  $x$  constant

systématique sur ce nombre, il faut obtenir les valeurs de la fonction de structure après chaque effet systématique. Par exemple, l'erreur sur la calibration de l'énergie dans le *BEMC* de 2% modifie les valeurs de  $F_2$  et la pente. Comme les points bougent de façon corrélée après chaque effet systématique, il faut reprendre complètement le calcul de la fonction de structure et obtenir ainsi une nouvelle valeur de la pente. De manière pratique, j'ai recalculé toutes les pentes après chaque effet systématique en modifiant les valeurs des acceptances, et les erreurs introduites sur les acceptances sont purement statistiques. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.50 pour chaque effet. Il faut bien voir que les points peuvent être modifiés de la même façon pour un effet systématique donné et que la pente n'est alors pas modifiée. Les erreurs statistiques sont obtenues en cherchant la pente pour  $\sqrt{s_0} + 1$  (formule 4.103).

Après avoir obtenu la pente de  $F_2$  en fonction de  $Q^2$  à  $x$  constant, nous pouvons maintenant calculer la densité de gluons  $xG(x, Q^2)$ .

## 4.15 Détermination de la densité de gluons $xG(x, Q^2)$

D'après la formule 0.10, il nous suffit de calculer  $P^{qq}(\omega_0)$  et  $P^{qG}(\omega_0)$  pour obtenir la densité de gluons.  $P^{qq}(\omega_0)$  et  $P^{qG}(\omega_0)$  sont développés en fonction de  $\alpha_S$  [77]:

$$P^{qq}(0.3) = -0.1104\alpha_S + 0.4453\alpha_S^2 + 3.586\alpha_S^3 \quad (4.112)$$

$$P^{qG}(0.3) = 0.322\alpha_S + 1.345\alpha_S^2 + 7.652\alpha_S^3 \quad (4.113)$$

$$P^{qq}(0.4) = -0.1406\alpha_S + 0.1909\alpha_S^2 + 1.877\alpha_S^3 \quad (4.114)$$

$$P^{qG}(0.4) = 0.2987\alpha_S + 0.8471\alpha_S^2 + 3.944\alpha_S^3 \quad (4.115)$$

$\alpha_S$  varie en fonction de  $Q^2$  selon la formule suivante:

$$\alpha_S = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (4.116)$$

<i>Effet systematique</i>	$x = 4.875 \cdot 10^{-4}$	$x = 15.427 \cdot 10^{-4}$	$x = 48.75 \cdot 10^{-4}$
<i>valeur centrale</i>	$1.582 \pm 0.780$	$0.538 \pm 0.329$	$0.591 \pm 0.385$
<i>Energie - 2%</i>	$1.531 \pm 0.777$	$0.534 \pm 0.328$	$0.301 \pm 0.384$
<i>Energie + 2%</i>	$1.609 \pm 0.732$	$0.483 \pm 0.331$	$0.694 \pm 0.387$
$\theta - 5 \text{ mrad}$	$1.391 \pm 0.777$	$0.475 \pm 0.328$	$0.581 \pm 0.383$
$\theta + 5 \text{ mrad}$	$1.671 \pm 0.785$	$0.528 \pm 0.331$	$0.544 \pm 0.388$
<i>Resol. - 2%</i>	$1.542 \pm 0.781$	$0.528 \pm 0.330$	$0.689 \pm 0.385$
<i>Resol. + 2%</i>	$1.605 \pm 0.779$	$0.476 \pm 0.329$	$0.353 \pm 0.386$
<i>Fonct. Struc. B0</i>	$1.731 \pm 0.795$	$0.592 \pm 0.332$	$0.440 \pm 0.387$
<i>Factorisation</i>	$1.519 \pm 0.777$	$0.659 \pm 0.327$	$0.911 \pm 0.382$

Tableau 4.50: *Pentes  $dF_2/d \ln Q^2$  après chaque effet systématique - Les erreurs correspondent à  $\chi^2_{\min} + 1$*

$Q^2$	$\alpha_S$	$P^{qq}(0.3)$	$P^{qG}(0.3)$	$P^{qq}(0.4)$	$P^{qG}(0.4)$
10.00	0.224	0.038	0.226	-0.001	0.151
13.34	0.215	0.031	0.207	-0.003	0.143
17.78	0.206	0.028	0.190	-0.005	0.132
23.71	0.198	0.023	0.176	-0.006	0.123
31.62	0.191	0.020	0.164	-0.007	0.115
42.17	0.184	0.017	0.152	-0.008	0.108
56.23	0.178	0.015	0.143	-0.008	0.102
74.99	0.172	0.012	0.134	-0.009	0.097

Tableau 4.51:  *$P^{qq}(0.3)$ ,  $P^{qG}(0.3)$ ,  $P^{qq}(0.4)$  et  $P^{qG}(0.4)$  en fonction de  $Q^2$*

où  $\beta_0$  est défini par:

$$\beta_0 = 11 - \frac{2n_f}{3} = 11 - \frac{8}{3} \quad (4.117)$$

pour quatre saveurs actives. J'ai pris comme valeur de  $\alpha_S$  0.2241 donnée dans la référence [77] à  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  [77], ce qui donne  $\Lambda_{QCD} = 109 \text{ MeV}$  pour quatre saveurs actives car les calculs théoriques ont été réalisés en utilisant cette valeur. Les valeurs de  $P^{qq}$  et de  $P^{qG}$  sont données dans le tableau 4.51. On remarque que la densité de gluons est dominée partout par le terme  $P^{qG}$ .

Les erreurs sur la densité de gluons ont été obtenues en recalculant la densité de gluons  $xG(x, Q^2)$  après chaque effet systématique. On peut s'étonner du fait que les erreurs soient très grandes à grand  $x$ . Ceci est dû au fait que l'on a coupé le pic cinématique et que les acceptances varient fortement à grand  $x$ , en particulier lorsque l'on commet une erreur sur la calibration de l'énergie ou sur la résolution dans le *BEMC*. Les valeurs de la densité de gluons  $xG$  sont données pour deux valeurs différentes de  $\omega_0$  ( $\omega_0 = 0.3$  et  $\omega_0 = 0.4$ ) (tableau 4.52 et figure 4.97). On peut obtenir une estimation de la densité de gluons en prenant la moyenne de ces deux valeurs car on a obtenu une valeur moyenne de  $\omega_0$  égale à 0.35. L'erreur sur



$x \cdot 10^4$	$Q^2$	$F_2$	$dF_2/d \ln Q^2$	$xG(\omega_0 = 0.3)$	$xG(\omega_0 = 0.4)$	$xG$ moyenne
4.875	10.00	0.951	1.490	24.6 ± 13.1 (± 12.4)	37.0 ± 19.6 (± 18.6)	30.8 ± 17.5
	13.34	1.519		26.7 ± 14.3 (± 13.6)	39.9 ± 20.7 (± 19.6)	33.3 ± 18.7
	17.78	1.753		29.0 ± 15.5 (± 14.8)	44.0 ± 22.4 (± 21.3)	36.2 ± 20.3
15.427	13.34	1.147	0.565	8.7 ± 6.5 (± 5.7)	13.6 ± 9.3 (± 8.3)	11.2 ± 8.3
	17.78	0.987		9.7 ± 7.0 (± 6.2)	14.8 ± 10.1 (± 9.0)	12.2 ± 8.9
	23.71	1.570		10.3 ± 7.6 (± 6.7)	16.0 ± 10.8 (± 9.6)	13.2 ± 9.6
	31.62	1.282		11.3 ± 8.1 (± 7.2)	17.1 ± 11.6 (± 10.3)	14.2 ± 10.3
	42.17	2.111		11.9 ± 8.8 (± 7.8)	18.5 ± 12.3 (± 11.0)	15.2 ± 11.1
	48.75	23.71		1.078	0.573	11.6 ± 13.3 (± 7.9)
31.62	1.064	12.5 ± 14.2 (± 8.5)	18.7 ± 20.2 (± 12.1)	15.6 ± 15.5		
42.17	1.041	13.6 ± 15.3 (± 9.1)	20.0 ± 21.5 (± 12.8)	16.8 ± 18.7		
56.23	1.500	14.3 ± 16.2 (± 9.7)	21.3 ± 22.8 (± 13.6)	17.8 ± 19.8		
74.99	2.315	15.1 ± 17.3 (± 10.4)	22.7 ± 24.0 (± 16.3)	18.9 ± 21.0		

Tableau 4.52: *Densité de gluons  $xG(x, Q^2)$  pour  $\omega_0 = 0.3$  et  $0.4$ , et densité moyenne (on donne les erreurs statistiques et systématiques sommées en quadrature ainsi que les erreurs dues à la statistique et à fact; entre parenthèses) (cf texte)*

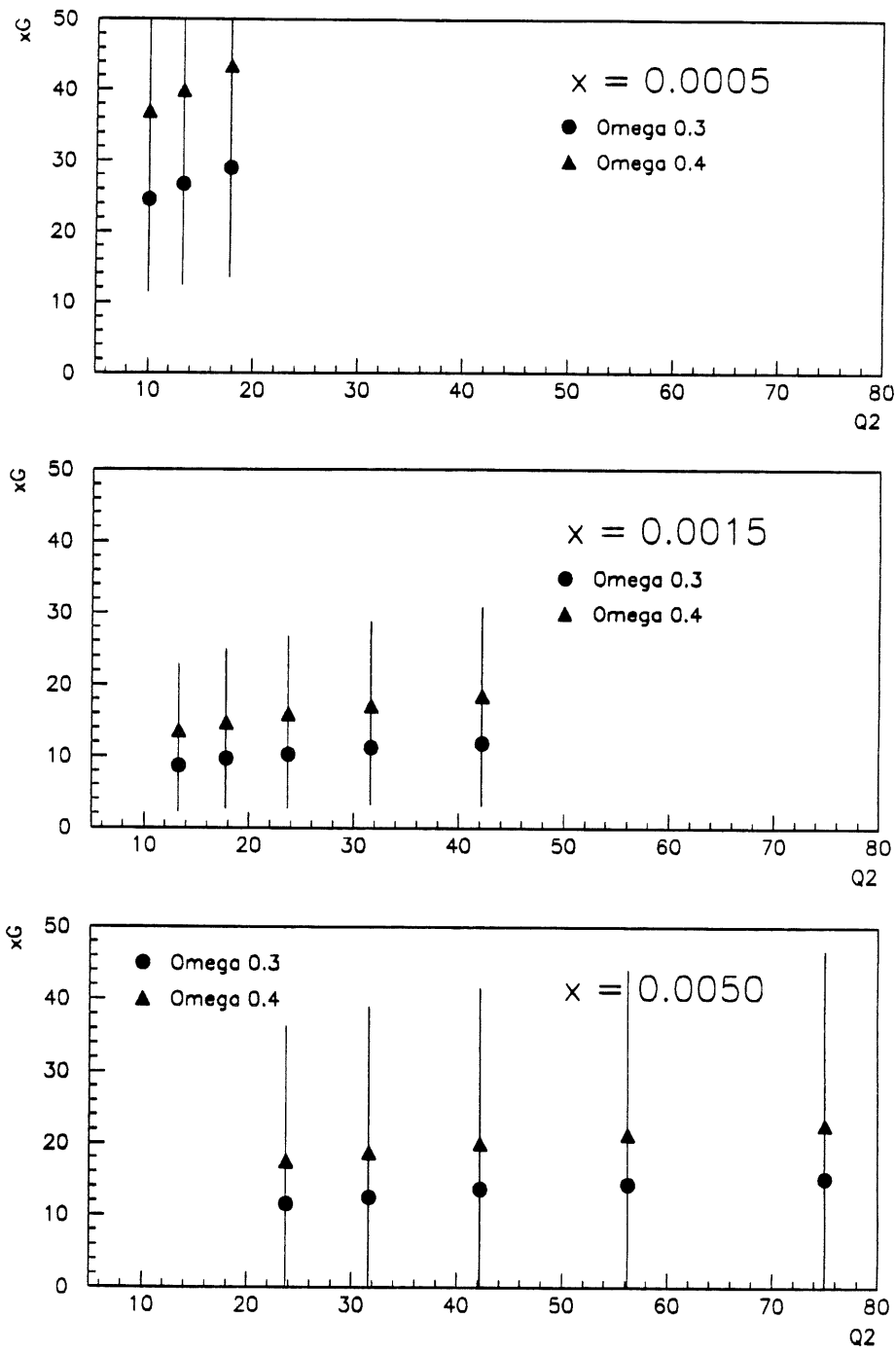


Figure 4.97:  $xG(x, Q^2)$  obtenu avec  $\omega_0 = 0.3$  (disques) ou  $\omega_0 = 0.4$  (triangles) à  $x$  constant

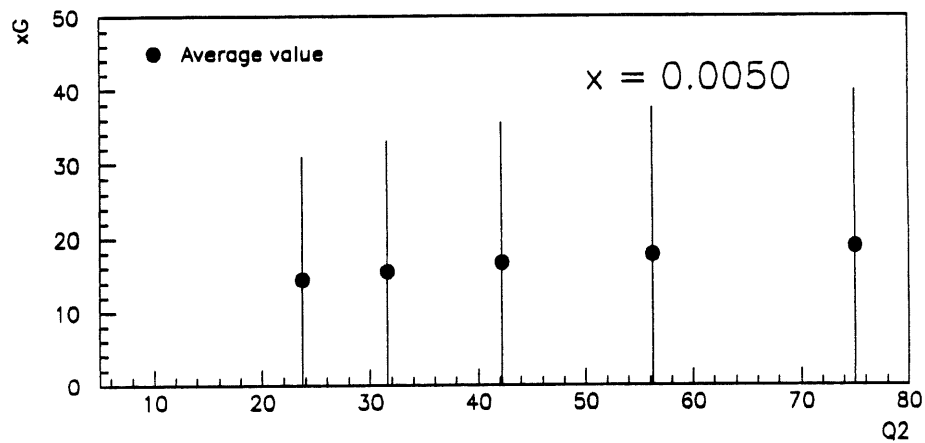
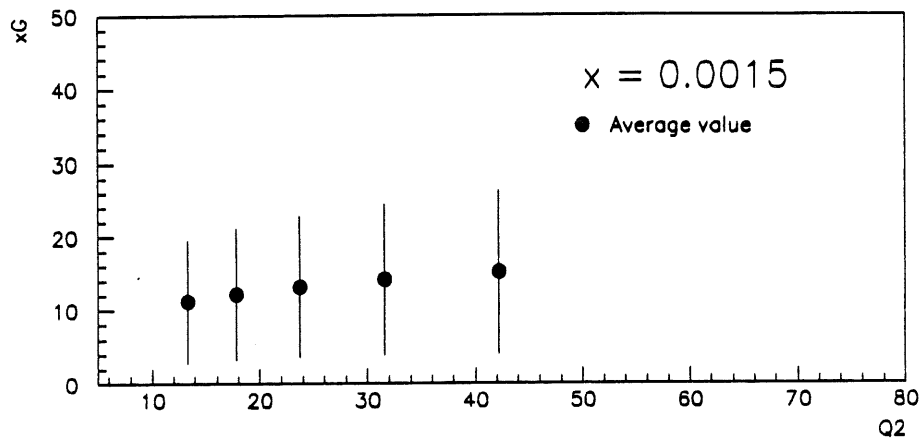
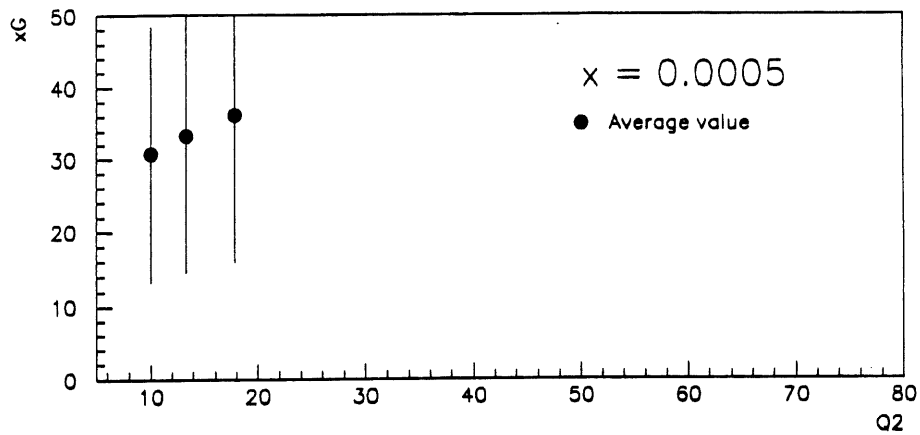


Figure 4.98:  $xG(x, Q^2)$  moyenné à  $x$  constant

la densité de gluons moyenne a été prise égale à:

$$\Delta xG(x, Q^2) = \sqrt{(\Delta xG_1(x, Q^2))^2 + \Delta(xG_2(x, Q^2))^2} \quad (4.118)$$

où on a posé:

$$\Delta xG_1(x, Q^2) = \left[ \frac{xG(\omega_0 = 0.4) - xG(\omega_0 = 0.3)}{2} \right]^2 \quad (4.119)$$

$$\Delta xG_2(x, Q^2) = \left[ \frac{\Delta xG(\omega_0 = 0.4) + \Delta xG(\omega_0 = 0.3)}{2} \right]^2 \quad (4.120)$$

Les valeurs obtenues sont données dans le tableau 4.52 et dans la figure 4.98. On remarque que les valeurs de la densité de gluons augmentent assez fortement à bas  $x$  à  $Q^2$  constant. Il faut ajouter une erreur théorique sur toutes les valeurs obtenues liée à la méthode utilisée. Il est impossible d'estimer cette erreur qui peut être dominante. En effet, la valeur de  $\omega_0$  trouvée est comprise entre 0.3 et 0.4, et le développement des fonctions de splitting en  $\alpha_S$  ne peut alors pas être limité à l'ordre trois comme on l'a vu dans le chapitre 2. Il est trop tôt à l'heure actuelle pour obtenir une paramétrisation de la densité de gluons à  $Q^2$  constant étant donné la taille importante des erreurs et le faible nombre de points à  $Q^2$  constant. Les valeurs de la densité de gluons sont très voisines de celles obtenues par la collaboration à partir de la pente de  $\ln F_2$  en fonction de  $\ln Q^2$  à  $x$  [112] constant que nous avons décrite dans le paragraphe 2.7.2.

## 4.16 Conclusion

Ce chapitre nous a donc permis de donner en détails la première mesure de la fonction de structure  $F_2$  réalisée par la collaboration H1 à partir de l'électron diffusé. Nous avons ensuite décrit brièvement une autre mesure basée sur la méthode combinée. Nous avons terminé ce chapitre en obtenant un ordre de grandeur de la densité de gluons à bas  $x$  à partir de la fonction de structure  $F_2$  et de sa pente en  $\ln x$  et  $\ln Q^2$  dans le cas de la mesure avec l'électron diffusé.

# Conclusion

La prise de données effectuée par l'expérience *H1* située auprès du collisionneur *HERA* nous a permis de réaliser la première mesure de la fonction de structure  $F_2$  à bas  $x$ , dans un domaine cinématique jamais atteint jusqu'à présent. On a vu dans le chapitre deux que, pour de très faibles valeurs de la variable de Bjorken  $x$ , les équations de Gribov Lipatov Altarelli Parisi basées sur une approche purement perturbative de la chromodynamique quantique ne peuvent plus être appliquées, ce qui conduit à envisager de nouveaux phénomènes physiques tels que la saturation. Nous avons également étudié les équations de Gribov Levin Ryskin qui représentent une première tentative de décrire la saturation.

Le détecteur *H1* est particulièrement bien adapté pour mesurer les particules produites lors de la diffusion profondément inélastique de l'électron sur le proton, que ce soit à partir de l'électron diffusé ou des hadrons formés lors de l'interaction. La richesse de la physique auprès de *HERA* est alors de rendre possible plusieurs mesures différentes de la fonction de structure  $F_2$  et de les comparer. Dans le chapitre quatre, nous avons donné en détails la détermination de la fonction de structure  $F_2$  à partir de l'électron diffusé. Nous avons justifié en particulier les coupures utilisées pour obtenir un échantillon d'événements de diffusion profondément inélastique et détaillé le calcul des acceptances et des efficacités. Le choix a été de prendre des coupures suffisamment sévères pour supprimer la quasi-totalité du bruit de fond, et c'est pourquoi les efficacités sont relativement basses de l'ordre de 60%. Il a fallu également trouver des coupures adaptées pour supprimer les événements de photoproduction présents à bas  $Q^2$ , et soustraire statistiquement les événements restants après les coupures. Un autre point important de l'analyse a été le calcul des corrections radiatives et nous avons profité de la capacité des détecteurs à distinguer une partie des événements radiatifs, ce qui permet de diminuer les corrections à réaliser.

Les résultats traduisent une forte augmentation de la fonction de structure  $F_2$  à bas  $x$ , même si les barres d'erreur statistiques et systématiques sont grandes. Comme on l'a vu dans le deuxième chapitre, on peut espérer voir les effets de la saturation nécessaire pour ne pas violer l'unitarité dans le cadre de *HERA*. Ce ne sera peut-être pas facile de le voir directement sur  $F_2$ , mais des processus dédiés tels que les événements diffractifs, les "hot spots" le permettront peut-être. La densité de gluons obtenue présente également de grandes erreurs statistiques et systématiques et une incertitude théorique inconnue due au développement des fonctions de splitting en  $\alpha_S$ .

Il est par conséquent trop tôt à l'heure actuelle pour savoir si la limite de la chromodynamique quantique a été atteinte, mais les données prises par *H1* dans

les années futures permettront peut-être d'atteindre cette frontière et d'obtenir de nouveaux résultats physiques en diminuant les erreurs statistiques grâce à une augmentation de la luminosité et en allant à des valeurs plus faibles de la variable de Bjorken  $x$ . Un nouveau calorimètre (*Spacal*) dans la partie arrière de *H1* devrait rendre possible une meilleure mesure des fonctions de structure à partir de 1995 à bas  $x$ : il devrait permettre de descendre à des valeurs de  $x$  plus faibles, de mesurer les hadrons dans la partie arrière de *H1* et de réaliser une meilleure suppression du bruit de fond grâce à sa bonne résolution en temps [113].

# Bibliographie

- [1] G.Wolf, First results from *HERA*, DESY Rep. 92-190, Hamburg (1992)
- [2] T. Kurca, Trigger for neutral current *DIS* at *H1*, thèse de doctorat
- [3] pour tout le chapitre: *H1 Coll.*, The *H1* detector at *HERA*, DESY Rep. 93-103, Hamburg (1993), soumis à Nucl. Inst. and Meth.
- [4] G. Cozzika, The *H1* detector, Contribution à la conférence internationale en physique des hautes énergies, Corpus Christi, 1992, preprint *DAPNIA/SPP* 92-29
- [5] Technical proposal for the *H1* detector, non publié
- [6] H. Drumm et al., Nucl. Inst. and Meth., A176(1980)333
- [7] B. Andrieu et al., The *H1* liquid argon calorimeter system, DESY Rep. 93-078, Hamburg (1993), soumis à Nucl. Inst. and Meth.
- [8] J.F. Laporte, Diffusion profondément inélastique à *HERA* et calibration absolue de la mesure en énergie d'un électron dans le calorimètre à argon liquide de l'expérience *H1*, thèse de doctorat, université de Paris-Sud (1991)
- [9] *H1* Calorimeter Group, Test beam results and calibration of the *H1* liquid argon calorimeter for electrons, à soumettre à Nucl. inst. and Meth.
- [10] *BEMC* group, The *H1 BEMC*, note *H1* 08/92-233, non publié
- [11] *BEMC* group, Calibration and reconstruction of the *BEMC*, note *H1* 08/92-234
- [12] G. Kantel et al., *BPC*, note *H1* 11/88-97, non publié
- [13] E. Elsen, The *H1* trigger and data acquisition system, note *H1* 01/93-262, non publié
- [14] Ta-Pei Cheng and Ling Feng Li, Gauge Theory of Elementary Particle Physics. (Oxford science publications)  
Taizo Muta, Foundations of Quantum Chromodynamics (World Scientific)
- [15] C.Itzykson, J.B.Zuber, Quantum Field Theory, Ed. Mc.Graw Hill,  
J. Zinn-Justin, Quantum Field Theory and Critical Phenomena, Ed. Oxford Science Publications

- [16] R.E.Taylor, *Rev.Mod.Phys.* 63 (1991) 573, H.W.Kendall, *ibid.*, 597. J.I.Friedmann, *ibid.* 615
- [17] R.Feynman, *Photon-Hadron Interactions* (Addison-Wesley)
- [18] J.D.Bjorken, E.A.Paschos, *Phys.Rev.* 143, No 1 (1969) 1975
- [19] G.Leibbrandt, *Rev.Mod.Phys.* 47 (1975) 849
- [20] A.J.Buras, *Rev.Mod.Phys.* 52, No 1 (1980) 199
- [21] G.'t Hooft, *Nucl.Phys.* B61 (1973) 455
- [22] C.G.Callan, *Phys.Rev.D2* (1970) 1541, C.G. Callan, *Phys.Rev.D5* (1972) 3202. K.Symanzik, *Lett.Nuovo Cimento* 6 (1973) 77, K.Symanzik, *Comm.Math.Phys.* 18 (1970) 227
- [23] G.Wilson, *Phys.Rev.* 179, No 5 (1969) 1499
- [24] E. Reya, *Phys.Rep.* 69, No 3 (1981) 195
- [25] R.A.Brand, G.Preparata, *Nucl.Phys.* B27 (1971) 541
- [26] J.Ellis, in *Weak and Electromagnetic Interactions at High Energies*, Les Houches, 1976
- [27] H.Georgi, H.D.Politzer, *Phys.Rev.D9* (1974) 416, J.D.Gross, F.Wilczek. *Phys.Rev.D9* (1974) 980
- [28] D.J.Gross, F.Wilczek, *Phys.Rev. D9* (1974) 980, E.G.Floratos, D.A.Ross. C.T.Schradja, *Phys.Lett.* B80, 269
- [29] J.Kogut, L.Susskind, *Phys.Rev. D9* (1974) 697
- [30] G.Altarelli, G.Parisi, *Nucl.Phys.* B126 (1977) 298
- [31] G.Altarelli, *Phys.Rep.* 81, No 1 (1982) 1
- [32] V.N.Gribov, L.N.Lipatov, *Soviet J.Nucl.Phys.* 15 (1972) 438 et 675
- [33] E.A.Kuraev, L.N.Lipatov, Y.S.Fadin, *Sov.Phys.JETP* 45 (1977) 199. Y.Y.Balitskii, L.N.Lipatov, *Sov.J.Nucl.Phys.* 28 (1978) 822
- [34] Y.C.Dokshitzer, D.I.Dyakonov, S.I.Troyan, *Phys.Rep.* 58, No 5 (1980) 269
- [35] W.Furmanski, R.Petronzio, *Z.Phys.* C11 (1982) 293, G.Curci, W. Furmanski. R.Petronzio, *Nucl.Phys.* B175 (1980) 27
- [36] Y.L.Dokshitzer, V.A.Khoze, A.H.Mueller, S.I.Troyan, *Basics of Perturbative QCD*, *Frontieres* (1991)
- [37] J.Bartels, DESY preprint 90-153
- [38] E.Levin, DESY preprint 91-110 et 92-122



- [39] J.Bartels, preprint DESY 93-028, E.M.Levin, M.G.Ryskin, A.G.Shuvaev. DESY preprint 92-047
- [40] A.H.Mueller, J.Phys. G, 19, No10 (1993) 1463
- [41] A.Askew, J.Kwiecinski, A.D.Martin, P.J.Sutton, preprint Durham DTP/93/28
- [42] L.V.Gribov, E.M.Levin, M.G.Ryskin, Phys.Rep. 100 (1983) 1
- [43] M.Ciafaloni, Nucl.Phys. B296 (1987) 249, S.Catani, F.Fiorani, G.Marchesini. Nucl.Phys. B336 (1990) 18, G.Marchesini, B.Webber, Nucl.Phys. B349 (1991) 1617
- [44] A.H.Mueller, J.Qiu, Nucl.Phys. B268 (1986) 427, A.H.Mueller, Nucl.Phys. B335 (1990) 115
- [45] E.M.Levin, M.G.Ryskin, A.G.Shuvaev, DESY preprint 92-047
- [46] J.Bartels, J.Bluemlein, G.A.Schueler, Z.Phys. C50 (1991) 91
- [47] J.Kwiecinski, A.D.Martin, P.J.Sutton, preprint Durham DTP/91/10, J.Kwiecinski, A.D.Martin, P.J.Sutton, preprint Durham DTP/92/28, A.J.Askew, J.Kwiecinski, A.D.Martin, P.J.Sutton, Phys.Rev. D47, No 9 (1993) 3775
- [48] J.Bartels, E.Levin, DESY preprint 92-033, E.Levin, Nucl.Phys. B (Proc.Suppl.) 29A (1992) 53
- [49] M.Virchaux, preprint DAPNIA/SPP 92-30 et références incluses
- [50] M.Virchaux, A.Milsztajn, Phys.Lett. B274 (1992) 221
- [51] J.J.Aubert et al., Phys.Lett. B123 (1983) 275
- [52] J.Kwiecinski, A.D.Martin, W.J.Stirling, R.G.Roberts, RAL 90-053
- [53] J.F.Laporte, epokepik, note H1 93-28, non publié
- [54] A.D.Martin, W.J.Stirling, R.G.Roberts, preprint RAL-92-021
- [55] A.D.Martin, W.J.Stirling, R.G.Roberts, Phys.Lett. B309 (1993) 492
- [56] J.G.Morfin, W.Tung, Z.Phys.C52 (1991) 13
- [57] J.Botts et al., Phys.Lett.B304 (1993) 159
- [58] M.Glueck, E.Reya, A.Vogt, Z.Phys.C48 (1990) 471
- [59] M.Glueck, E.Reya, A.Vogt, Z.Phys.C53 (1992) 34
- [60] M.Glueck, E.Reya, A.Vogt, Phys.Lett.B306 (1993) 391
- [61] E.Eichten et al., Rev.Mod.Phys.56 (1984) 579, ibid. 58 (1986) 1065

- [62] A.D.Martin, W.J.Stirling, R.G.Roberts, Phys.Lett.B266 (1991) 173
- [63] A.Martin, W.J.Stirling, R.G.Roberts, J.Phys. G, 19, No10 (1993) 1429
- [64] J.Bartels, K.Charchula, J.Feltesse, Proceedings DESY Workshop (1991) 193
- [65] A.H.Mueller, Nucl.Phys. B (Proc.Suppl.) 18C (1990) 125, A.H.Mueller, H.Navelet, Nucl.Phys.B282 (1987) 727, A.H.Mueller, Nucl.phys.B (Proc.Supp.) 18C (1990) 125
- [66] J.Bartels et al., Proceedings DESY Workshop (1991)
- [67] M.G.Ryskin, M.Besançon, Proceedings DESY Workshop (1991), M.G.Ryskin, DESY preprint 90-050, E.Levin, M.Wuesthoff, DESY preprint, 92-166
- [68] J.Bartels, G.Ingelman, DESY preprint 89-135, G.Ingelman, K.Janson-Prytz, Proceedings DESY Workshop (1991), G.Ingelman, K.Janson-Prytz, Nucl.Phys. B (Proc.Suppl.) 29A (1992) 97
- [69] J.Bluemlein et al., Proceedings DESY Workshop (1987), vol.1, 67
- [70] J.Feltesse, Preprint DAPNIA/SPP 92-01, SLAC Summer School, (1991)
- [71] A.M.Cooper-Sarkar, R.C.E.Devenish, M.Lancaster, Proceedings DESY Workshop (1991)
- [72] M.W.Krasny, W.Placzek, H.Spiesberger, Proceedings DESY Workshop (1991), DESY preprint 91-117
- [73] D.W. Duke et al., Phys.Rev.D42 (1990) 798
- [74] K.Prytz, Phys.Lett.B311 (1993) 286
- [75] W.K.Tung, Nucl.Phys.B315 (1989) 378
- [76] K.Golec-Biernat, note H1 93-320 non publiée
- [77] R.K.Ellis, Z.Kunszt, E.M.Levin, preprint Fermilab PUB-93/350-T
- [78] A.Donnachie, P.V.Landshoff, preprint CERN-TH 6635/92
- [79] H1 Coll., Phys.Lett.B299 (1993) 374, *ibid.*, Phys.Lett.B297 (1992) 205, *ibid.*, DESY preprint 93-100, M.Erdmann et al., DESY preprint 93-077, M.Colombo, note H1 93-315, non publié
- [80] H1 Coll., Nucl.Phys.B396 (1993) 3, M.Erdmann et al., DESY preprint 93-100
- [81] M.Besançon, Etude de la résolution en énergie des hadrons dans un calorimètre à argon liquide pour l'expérience *H1* et étude de la détection de particules supersymétriques à *HERA*, thèse de doctorat, université Paris 11 Orsay
- [82] J.Feltesse, Proceedings DESY workshop (1987) 33
- [83] J.F.Laporte, note H1 93-279, non publié

- [84] A.Blondel, F.Jacquet, Proceedings of the study of an *ep* facility for Europe. preprint DESY 79-48
- [85] G.Bernardi, W. Hidelsheim, Proceedings DESY workshop (1991) 79, W.Hildesheim, Thèse de doctorat, Université Paris 6-7
- [86] S.Bentvelsen, J.Engelen, P.Kooijman, Proceedings DESY workshop (1991) 23
- [87] G.Kramer, H.Spiesberger, Proceedings DESY workshop (1991) 789
- [88] D.R.Yennie, H.Suura, Phys.Rev. 105 (1957) 1378, D.R.Yennie, S.C.Frantschi. H.Suura, Ann. of Physics 13 (1961) 379
- [89] W.Krasny, Proceedings DESY workshop (1991) 850
- [90] D.Y.Bardin, J.Ciborowski, Proceedings DESY workshop (1991) 885
- [91] G.A.Schuler, T.Sjostrand, preprint CERN-TH-6796/93
- [92] M.Besançon, E.Evrard, Proceedings DESY workshop (1991) 181
- [93] *BEMC* group, note *H1* 93-284, non publié
- [94] M.Goldberg, note *H1* 93-292, non publié
- [95] A.Courau, S.Kermiche, note *H1* 92-260, note *H1* 93-320, non publié
- [96] J.F.Laporte, note *H1* 93-284, non publié
- [97] F.Charles, thèse de doctorat, Université Paris 6-7, non publié
- [98] E.Evrard, communication privée
- [99] M.Besançon, communication privée
- [100] M.Virchaux, Mesure de fonctions de structure par diffusion inélastique de muons sur cible de carbone, Tests de la chromodynamique quantique, Thèse de doctorat d'état, Université Paris 7
- [101] J.Heatherington, communication privée, J.Heatherington et al., note *H1* 93-284, non publié
- [102] K.Mueller, communication privée
- [103] A. Panitch, communication privée, mémoire de licence, Université de Bruxelles, non publié, note *H1* 93-284, non publié
- [104] L.Simard, mémoire de licence, ENS Cachan, non publié
- [105] H.Spiesberger et al., Proceedings DESY workshop (1991) 798, S.Jadach. W.Placzek, preprint DESY 91-031
- [106] W.Krasny, communication privée

- [107] U.Obrock, communication privée, Thèse de doctorat, Université de Dortmund
- [108] U.Stoesslein, Thèse de Doctorat, non publié
- [109] A.deRoeck et al., note H1 93-332, non publié
- [110] A.Akhundov, U.Obrock, note H1 93-335, non publié, A.Akhundov et al., Proceedings DESY workshop (1991) 1285
- [111] H1 Coll., Nucl.Phys. B407 (1993) 515
- [112] H1 Coll., preprint DESY 93-117
- [113] H1 Coll., note PRC 93-02, DESY, non publié

# Liste des Figures

1.1	<i>Plan du système injecteur</i>	9
1.2	<i>Plan d'ensemble de HERA</i>	9
1.3	<i>Coupe longitudinale du détecteur H1 le long de l'axe du faisceau</i>	11
1.4	<i>Coupe transverse du détecteur H1</i>	12
1.5	<i>Vue de face du détecteur H1</i>	12
1.6	<i>Les détecteurs de traces (vue <math>r - z</math>)</i>	15
1.7	<i>Le détecteur de traces central (section perpendiculaire au faisceau)</i>	15
1.8	<i>Structure d'une cellule de CJC</i>	16
1.9	<i>Traces dans les CJC</i>	17
1.10	<i>Chambre Z</i>	18
1.11	<i>Chambre planaire</i>	18
1.12	<i>Chambre radiale</i>	19
1.13	<i>Vue longitudinale et radiale des calorimètres</i>	22
1.14	<i>Vue du cryostat et position des sondes de mesure de pureté de l'argon liquide</i>	24
1.15	<i>Coupe longitudinale du calorimètre à argon liquide</i>	24
1.16	<i>Segmentation longitudinale</i>	26
1.17	<i>Roue CBH</i>	26
1.18	<i>Octant CB</i>	27
1.19	<i>Cellule standard du calorimètre électromagnétique CB</i>	28
1.20	<i>Vue transverse du BEMC et numérotation des modules</i>	30
1.21	<i>Coupe longitudinale d'un module du BEMC</i>	31
1.22	<i>Forme, dimensions et structures en WLS des modules du BEMC</i>	32
1.23	<i>Vue longitudinale de la partie arrière de H1</i>	33
1.24	<i>Identification du bruit de fond dans H1 - Position relative du TOF et du mur veto par rapport à la partie centrale du détecteur H1</i>	35
1.25	<i>Schéma du TOF</i>	36
1.26	<i>Vue schématique du mur veto</i>	37
1.27	<i>Le système de luminosité</i>	38
1.28	<i>Mesure de la luminosité par H1 en 1992</i>	41
1.29	<i>Les 4 niveaux de déclenchement (les taux correspondent à la luminosité nominale)</i>	43
2.1	<i>Diagramme de l'interaction électron proton</i>	48
2.2	<i>Section efficace de diffusion profondément inélastique</i>	50
2.3	<i>Schéma de l'interaction entre le photon virtuel et le proton</i>	55
2.4	<i>Définition des variables</i>	56
2.5	<i>Correction virtuelle du gluon au propagateur du quark</i>	59

2.6	<i>Schéma de la théorie du développement en produits d'opérateurs . . .</i>	66
2.7	<i>Théorème optique pour le calcul de la section efficace . . . . .</i>	67
2.8	<i>Contour d'intégration . . . . .</i>	67
2.9	<i>Interprétation diagrammatique pour le calcul de <math>\gamma_{O_i}^{(0),n}</math> . . . . .</i>	70
2.10	<i>Approche diagrammatique . . . . .</i>	72
2.11	<i>Diagramme pour la fonction de splitting <math>P_{qq}</math> . . . . .</i>	74
2.12	<i>Diagramme pour la fonction de splitting <math>P_{qG}</math> . . . . .</i>	74
2.13	<i>Diagramme pour la fonction de splitting <math>P_{GG}</math> . . . . .</i>	74
2.14	<i>Equivalences des approches diagrammatiques et à la Wilson . . . . .</i>	77
2.15	<i>Diagrammes de base . . . . .</i>	78
2.16	<i>Diagramme intervenant en jauge axiale et à l'approximation des logarithmes dominants . . . . .</i>	78
2.17	<i>Diagramme non pris en compte dans l'approximation des logarithmes dominants . . . . .</i>	79
2.18	<i>Diagramme non pris en compte dans l'approximation des logarithmes dominants . . . . .</i>	80
2.19	<i>Diagramme non pris en compte en jauge axiale . . . . .</i>	80
2.20	<i>Diagramme d'échelle . . . . .</i>	81
2.21	<i>Diagramme intervenant dans le cas singlet . . . . .</i>	82
2.22	<i>Diagramme (explication des notations) . . . . .</i>	84
2.23	<i>Les différents domaines d'évolution . . . . .</i>	85
2.24	<i>Les différents domaines dans la zone d'évolution standard . . . . .</i>	86
2.25	<i>Diagramme en échelle . . . . .</i>	88
2.26	<i>Comparaison des résultats des équations d'évolution de Lipatov et de Gribov Lipatov Altarelli Parisi . . . . .</i>	88
2.27	<i>Saturation à bas <math>x</math> (image partonique) . . . . .</i>	91
2.28	<i>Différence entre l'évolution standard de Gribov Lipatov Altarelli Parisi et celle que doit donner la chromodynamique quantique . . . . .</i>	92
2.29	<i>Evolution standard et recombinaison de partons . . . . .</i>	93
2.30	<i>Diagrammes d'échelle avec et sans recombinaison . . . . .</i>	94
2.31	<i>Diagramme d'échelle utilisé dans l'équation de Gribov Levin Ryskin - Diagramme d'échelle négligé (recombinaison d'échelles) . . . . .</i>	96
2.32	<i><math>xG</math> en fonction de <math>x</math> à <math>Q^2</math> constant pour les paramétrisations MT (en haut) et EHLQ (en bas) - Effet d'une saturation faible ou forte . . .</i>	100
2.33	<i>Lignes d'isodifférence entre l'évolution linéaire (Gribov Lipatov Altarelli Parisi) et quadratique (Gribov Levin Ryskin) pour la paramétrisation EHLQ . . . . .</i>	101
2.34	<i>Effets de la saturation sur l'équation de Lipatov . . . . .</i>	103
2.35	<i>Effet de la saturation en utilisant l'équation de Lipatov et traitement du domaine non perturbatif (cf texte) . . . . .</i>	105
2.36	<i><math>18/5 F_2^{lN}/F_2^{\nu N}</math> . . . . .</i>	109
2.37	<i>Corrections dues aux effets nucléaires . . . . .</i>	110
2.38	<i>Paramétrisation obtenue avec les données de SLAC et de BCDMS sur des cibles de deutérium . . . . .</i>	111
2.39	<i>Données de EMC sur le deutérium comparées à la paramétrisation de référence SLAC, BCDMS . . . . .</i>	113

2.40	<i>Données de EMC et de CDHSW sur le fer comparées à la paramétrisation de référence SLAC; BCDMS</i> . . . . .	114
2.41	<i>Données de NMC sur le deutérium et de CCFR sur le fer comparées à la paramétrisation de référence SLAC, BCDMS (pour CCFR, les erreurs sont purement statistiques)</i> . . . . .	115
2.42	<i>L'ensemble complet des mesures de <math>F_2</math> compatibles de SLAC, BCDMS, NMC, et CCFR corrigées d'erreurs systématiques (cf texte)</i> . . . . .	116
2.43	<i>Paramétrisations <math>B_0</math> et <math>B^-</math> de Kwiecinski, Martin, Roberts, Stirling - les paramétrisations <math>B-5</math> et <math>B-2</math> correspondent à des équations d'évolution avec un terme de saturation</i> . . . . .	119
2.44	<i>Différences entre les données de NMC et les paramétrisations <math>B_0</math> et <math>B^-</math></i> . . . . .	120
2.45	<i>Paramétrisations <math>D_0</math>, <math>D^-</math>, <math>D-2</math> et <math>D-5</math> de Martin, Roberts, Stirling - <math>D-2</math> et <math>D-5</math> sont obtenues avec une équation d'évolution avec saturation</i> . . . . .	121
2.46	<i>Paramétrisations <math>D_0</math>, <math>D^-</math>, <math>D'0</math>, <math>D'-</math> de Martin, Roberts, Stirling</i> . . . . .	123
2.47	<i>Paramétrisations MTB1, MTB2, CTEQ1M, GRV de Morfin Tung, de la collaboration CTEQ et de Glueck Reya Vogt</i> . . . . .	126
2.48	<i>Comparaison des différentes paramétrisations</i> . . . . .	127
2.49	<i>La pente <math>dF_2/d \log Q^2</math> à <math>y = 0.5</math> calculée à partir des paramétrisations de Martin, Roberts et Stirling</i> . . . . .	128
2.50	<i>La pente <math>dF_2/d \log Q^2</math> à <math>y = 0.5</math> à partir de la paramétrisation KMRSB- avec ou sans saturation (<math>B^-</math> et <math>B-2</math>)</i> . . . . .	129
2.51	<i>La pente <math>dxG/d \log Q^2</math> calculée avec et sans saturation (<math>B^-</math> et <math>B-2</math>)</i> . . . . .	129
2.52	<i>Représentation schématique de "hot spots" dans le proton</i> . . . . .	130
2.53	<i>Identification des "hot spots" à partir des jets</i> . . . . .	131
2.54	<i>Dissociation diffractive du photon</i> . . . . .	132
2.55	<i>Dissociation diffractive du photon en trois jets</i> . . . . .	133
2.56	<i>Topologie de la dissociation diffractive d'un photon en trois jets</i> . . . . .	133
2.57	<i>Interactions entre un poméron et un photon virtuel</i> . . . . .	134
2.58	<i>Corrélations entre <math>\Lambda_{QCD}</math> et les paramètres <math>\lambda</math> et <math>\nu</math> de <math>G(x, Q_0^2)</math> (cf texte)</i> . . . . .	136
2.59	<i><math>F_L</math> en fonction de <math>x</math> à <math>Q^2 = 10 \text{ GeV}^2</math> pour différentes paramétrisations</i> . . . . .	137
2.60	<i>Valeurs de <math>\Sigma</math> et de la densité de gluons comparées à la paramétrisation de Duke Owens (cf texte)</i> . . . . .	138
2.61	<i>Mesure simulée de <math>d^2\sigma/dx dQ^2</math> - Les erreurs sont purement statistiques</i> . . . . .	140
2.62	<i>Fusion gluon-photon</i> . . . . .	141
2.63	<i>Mesure de <math>xG</math> avec la production de <math>D^0</math> (paramétrisations utilisées: MTB1 et MTB2)</i> . . . . .	142
2.64	<i>Production de <math>J/\Psi</math></i> . . . . .	143
2.65	<i>Production du <math>J/\Psi</math> par la composante hadronique du photon</i> . . . . .	144
2.66	<i><math>xG</math> obtenue à partir des <math>J/\Psi</math> - Les erreurs sont purement statistiques</i> . . . . .	144
2.67	<i>Comparaison entre la densité de gluons obtenue par les paramétrisations et celle obtenue par l'approximation étudiée (cf texte)</i> . . . . .	148
2.68	<i>Photons directs et résolus</i> . . . . .	151
2.69	<i>Section efficace totale de photoproduction</i> . . . . .	152
2.70	<i>Fraction d'impulsion des partons dans le photon</i> . . . . .	153
2.71	<i>Processus de production de leptiquarks et de leptogluons</i> . . . . .	153

2.72	<i>Processus de production d'électron excité</i> . . . . .	154
3.1	<i>Diagramme de l'interaction électron proton</i> . . . . .	158
3.2	<i>Courbes isoangles et isoénergies pour la mesure avec l'électron</i> . . . . .	160
3.3	<i>Domaines mesurables avec l'électron diffusé - Le plus grand contour est celui obtenu sans erreur systématique; les effets d'une mauvaise calibration en énergie de -1%, -2% sont également étudiés</i> . . . . .	161
3.4	<i>Domaine cinématique atteint par HERA (cf texte) - Le domaine hachuré entre <math>y = 0.1</math> et <math>y = 1</math>. correspond à celui où les erreurs systématiques sont inférieures à 10% pour la mesure avec l'électron; l'autre domaine hachuré correspond aux mêmes caractéristiques pour la mesure hadronique</i> . . . . .	165
3.5	<i>Domaine cinématique atteint par HERA avec les hadrons - Le plus grand contour est celui obtenu sans erreur systématique; les effets d'une mauvaise calibration en énergie de -2% et -4% sont également étudiés</i> . . . . .	166
3.6	<i>Courbes iso <math>\theta_J</math> et iso <math>E_J</math></i> . . . . .	168
3.7	<i>courbes iso <math>\theta_J</math> et <math>\theta_e</math></i> . . . . .	169
3.8	<i>Résolutions obtenues par les différentes méthodes - Une barre d'erreur d'une unité correspond à une erreur de 25%; les flèches sont situées entre la cellule initiale et la cellule reconstruite</i> . . . . .	170
3.9	<i>Domaine cinématique atteint par HERA par les différentes méthodes décrites (cf texte)</i> . . . . .	171
3.10	<i>Diagramme de l'interaction ep</i> . . . . .	172
3.11	<i>Domaine en <math>(x, Q^2)</math> d'où proviennent les corrections radiatives (cf texte)</i> . . . . .	175
3.12	<i>Diagrammes des corrections radiatives dans l'état initial ou final</i> . . . . .	176
3.13	<i>Courbes donnant les corrections radiatives constantes dans le plan <math>(x, y)</math> - Les contributions élastiques et inélastiques sont montrées séparément</i> . . . . .	178
3.14	<i><math>(\sigma_{RC} - \sigma_{Born})/\sigma_{Born}</math> - Les corrections radiatives leptoniques sont calculées pour des paramétrisations différentes des fonctions de structure</i> . . . . .	179
3.15	<i>Corrections radiatives en utilisant l'électron seul, les hadrons, ou la méthode mixte</i> . . . . .	181
3.16	<i>Les différentes "classes" de photons (photon direct, photon VDM, composante "anormale" du photon)</i> . . . . .	183
3.17	<i><math>\Sigma E - P_z</math> pour les événements de diffusion profondément inélastique et de photoproduction</i> . . . . .	187
3.18	<i>Domaine cinématique atteint à HERA comparé à ceux de NMC et de BCDMS</i> . . . . .	188
4.1	<i>Positionnement des modules pour la calibration du BEMC</i> . . . . .	191
4.2	<i>Position des WLS dans un module du BEMC</i> . . . . .	191
4.3	<i>Facteurs de calibration: différence en pourcentage entre le facteur de calibration d'un WLS donné et du facteur de calibration moyen (en haut); même différence pour un module du BEMC (en bas)</i> . . . . .	193



4.4	<i>Différence entre l'énergie déposée dans les WLS longs (en haut) et dans les WLS courts (en bas)</i> . . . . .	195
4.5	<i>Courbe de résolution <math>\sigma/E</math> obtenue à partir des données de test de DESY et du CERN</i> . . . . .	196
4.6	<i>Exemple de reconstruction de cluster dans le BEMC - Cas ambigu où l'association n'est pas réalisée au niveau de la reconstruction</i> . . .	197
4.7	<i>Etude des corrections de crack en utilisant une simulation Monte Carlo des détecteurs avec une énergie de l'électron égale à 30 GeV, la perte d'énergie due aux cracks est donnée en pourcentage et l'espace entre deux tirets correspond à une perte de 2%</i> . . . . .	198
4.8	<i>Isoénergies dans le plan <math>(x, Q^2)</math></i> . . . . .	200
4.9	<i>Différence en pourcentage entre les énergies reconstruite et engendrée de l'électron diffusé dans le BEMC</i> . . . . .	201
4.10	<i>Pic cinématique de l'énergie de l'électron (en GeV) mesurée dans le BEMC dans la simulation Monte Carlo</i> . . . . .	203
4.11	<i>Pic cinématique de l'énergie de l'électron (en GeV) mesurée dans le BEMC dans les données</i> . . . . .	204
4.12	<i>Schéma de reconstruction des points dans la BPC - Les points noirs correspondent à des coups réels et les points blancs à des coups fortuits</i>	206
4.13	<i>Multiplicité des points reconstruits dans la BPC</i> . . . . .	208
4.14	<i>Distance minimale en cm entre le cluster le plus énergétique du BEMC et le point reconstruit le plus proche de la BPC</i> . . . . .	208
4.15	<i>Distribution en <math>x, y</math> des centres des clusters de plus haute énergie dans le BEMC</i> . . . . .	209
4.16	<i>Distributions en <math>x, y</math> des points moyens (en haut) et plus proches (en bas) reconstruits dans la BPC (cf texte)</i> . . . . .	210
4.17	<i>Différence en degrés entre les angles obtenus avec le point moyen ou le point le plus proche dans la BPC - La valeur moyenne est voisine de 0.38 degrés ou 6 mrad</i> . . . . .	211
4.18	<i>Pavage dans le plan <math>(x, Q^2)</math> - Les lignes ites correspondent droites en pointillés correspondent ites correspondent aux isoénergies des cellules utilisées et les courbes aux isoangles - La limite cinématique est également donnée en trait plein</i> . . . . .	212
4.19	<i>Evolution de la distribution en énergie (en GeV) tion de l'électron diffusé en fonction tion des coupures successives suivantes: sélection de base (trait continu), +CL2+TOF (tirets), +vertex + traces (traits pointillés)</i> . . . . .	218
4.20	<i>Evolution de la distribution en énergie (en GeV) tion de l'électron diffusé en fonction tion des coupures successives suivantes: sélection de base +CL2 +TOF +vertex +traces (trait continu), +EBDI (tirets), +E - <math>p_z</math> (traits pointillés)</i> . . . . .	219
4.21	<i>Energie en GeV de l'électron diffusé après toutes les coupures</i> . . . .	220
4.22	<i>Coupure sur CL2 en fonction de l'énergie de l'électron diffusé dans le BEMC - On note que la coupure sur CL2 n'est pas exigeante pour une énergie supérieure à 10.4 GeV</i> . . . . .	220

4.23	<i>Rôle du TOF pour distinguer une interaction ep et un événement de bruit de fond où le faisceau interagit avec les parois du BEMC et donne par conséquent un dépôt d'énergie important dans le BEMC</i>	221
4.24	<i>Position en z (en cm) du vertex reconstruit</i>	223
4.25	<i>Evènement de bruit de fond sans vertex</i>	224
4.26	<i>Evènement de diffusion profondément inélastique à bas x</i>	225
4.27	<i>Comparaison entre l'angle engendré et l'angle reconstruit en degrés, sans coupure sur l'existence d'un vertex reconstruit (en haut), ou avec cette coupure (en bas)</i>	226
4.28	<i>Coupure sur la qualité des traces - On voit la distribution de RTRA dans la simulation Monte Carlo, et dans les données, et l'effet de cette coupure sur les événements provenant des bunches pilotes</i>	228
4.29	<i>Position des modules du BEMC pour les tests</i>	229
4.30	<i>Valeur de EBDI obtenues respectivement en <math>x= 7.1, 8.1, 8.6, 10.6, 12.6, 15.6</math> cm à partir des tests du CERN - On note le passage dans le crack autour de <math>x= 8.6</math> cm</i>	231
4.31	<i>Valeurs de EBDI pour des positrons de 5 ou 20 GeV au passage d'un crack dans le BEMC, obtenues à partir des tests du CERN et de DESY</i>	232
4.32	<i>Effet de EBDI sur les événements "taggés"</i>	233
4.33	<i>EBDI pour les événements restant après toutes les coupures sauf celle sur EBDI</i>	233
4.34	<i><math>E - P_z</math> en GeV pour tous les événements et les événements taggés</i>	234
4.35	<i>Spectres des énergies (en GeV) obtenues dans l'electron tagger pour les générateurs VDM (en haut) et Pythia (en bas)</i>	238
4.36	<i>Spectres des angles (en mrad) obtenus pour le cluster du BEMC pour les événements taggés à partir des paramétrisations VDM (en haut) et Pythia (en bas)</i>	239
4.37	<i>Paramétrisation de l'énergie (en GeV) dans l'electron tagger obtenue à partir des générateurs VDM et Pythia</i>	240
4.38	<i>Paramétrisation de l'énergie (en GeV) du cluster dans le BEMC pour les événements taggés à partir des générateurs VDM et Pythia</i>	241
4.39	<i>Paramétrisation de l'angle (en mrad) du cluster dans événements le BEMC pour les événements taggés à partir des générateurs VDM et Pythia</i>	242
4.40	<i><math>E - P_z + 2E_{tag}</math> en fonction de <math>E</math> - On distingue les événements de photoproduction et les superpositions d'événements de diffusion profondément inélastique et de ceux de type Bethe Heitler (cf texte)</i>	245
4.41	<i>Acceptances (erreurs statistiques uniquement)</i>	250
4.42	<i>Effet de l'erreur sur l'énergie sur l'acceptance</i>	252
4.43	<i>Effet de l'erreur sur l'angle sur l'acceptance</i>	253
4.44	<i>Effet de l'erreur sur la résolution sur l'acceptance</i>	255
4.45	<i>Effet du changement de fonction de structure sur l'acceptance</i>	256
4.46	<i>Acceptance (on a resommé toutes les erreurs systématiques en quadrature)</i>	259
4.47	<i>Acceptance avec et sans coupures (disques et triangles)</i>	263

4.48	<i>Pic cinématique avec (traits pointillés) et sans coupure sur le vertex (trait plein) (l'énergie est exprimée en GeV)</i>	264
4.49	<i>Acceptance finale</i>	265
4.50	<i>Stabilité de la réponse de la BPC (cf texte)</i>	270
4.51	<i>Stabilité de la réponse de la BPC (suite) (cf texte)</i>	271
4.52	<i>Efficacités du vertex obtenues directement dans les données</i>	274
4.53	<i>Principe de reconstruction du vertex à partir du détecteur CIP</i>	276
4.54	<i>Vertex CIP</i>	276
4.55	<i>Efficacité de reconstruction du vertex</i>	279
4.56	<i>Efficacité de la coupure sur les traces</i>	281
4.57	<i>Efficacité de EBDI dans les données et la simulation Monte Carlo</i>	283
4.58	<i>Efficacité de EBDI</i>	284
4.59	<i>Efficacité de <math>E - P_z</math></i>	288
4.60	<i>Efficacité globale</i>	290
4.61	<i>Rapport des efficacités Monte Carlo et données (BPC)</i>	292
4.62	<i>Rapport des efficacités Monte Carlo et données (EBDI)</i>	293
4.63	<i>Rapport des efficacités Monte Carlo et données (vertex)</i>	294
4.64	<i>Rapport des efficacités Monte Carlo et données (traces)</i>	295
4.65	<i>Corrélation entre les coupures <math>E - P_z</math> et vertex (les disques représentent l'efficacité de reconstruction du vertex sans demander la coupure sur <math>E - p_z</math>, et les triangles avec cette coupure)</i>	297
4.66	<i>Stabilité dans les trois périodes de prise de données (cf texte) (le numéro de run est donné en abscisse)</i>	301
4.67	<i>Section efficace totale en nb en fonction de l'énergie de l'électron diffusé en GeV à <math>\theta</math> constant</i>	303
4.68	<i>Section efficace radiative en nb en fonction de l'énergie de l'électron diffusé en GeV à <math>\theta</math> constant</i>	307
4.69	<i>Section efficace Born en nb à <math>\theta</math> constant en fonction de l'énergie de l'électron diffusé en GeV</i>	308
4.70	<i><math>F_2</math> obtenu par la méthode soustractive</i>	314
4.71	<i><math>F_2</math> obtenu par la méthode soustractive</i>	315
4.72	<i><math>F_2</math> pour différentes valeurs de <math>R</math></i>	317
4.73	<i><math>F_2</math> pour différentes valeurs de <math>R</math></i>	318
4.74	<i>Les deux méthodes de corrections radiatives</i>	319
4.75	<i>Section efficace Born en nb à <math>\theta</math> constant</i>	322
4.76	<i><math>F_2</math></i>	326
4.77	<i><math>F_2</math></i>	327
4.78	<i>Comparaison des valeurs de <math>F_2</math> obtenues par les deux méthodes de correction radiative</i>	328
4.79	<i>Comparaison des valeurs de <math>F_2</math> obtenues par les deux méthodes de correction radiative</i>	329
4.80	<i>Cellules dans le plan <math>(x, Q^2)</math> et population des événements de diffusion profondément inélastique dans les différentes cellules</i>	334
4.81	<i>Distance entre le point de la BPC et le cluster le plus énergétique du BEMC - Effet de la coupure à 5 cm sur les événements de photo-production (VDM + Pythia), de diffusion profondément inélastique (MRS D-), et sur les données</i>	335

4.82	<i>Distribution de ECRA - Effet de la coupure à 5 cm sur les événements de photoproduction (VDM+Pythia), de diffusion profondément inélastique (MRSD-), et sur les données . . . . .</i>	337
4.83	<i>Effet de la coupure sur la distance entre le point de la BPC et le cluster le plus énergétique du BEMC et de ECRA sur les événements taggés . . . . .</i>	337
4.84	<i>Produit des efficacités par les acceptances dans les différentes cellules en <math>(x, Q^2)</math> . . . . .</i>	339
4.85	<i>Valeurs de <math>F_2</math> obtenues par la méthode combinée . . . . .</i>	342
4.86	<i>Valeurs de <math>F_2</math> obtenues par la méthode combinée . . . . .</i>	343
4.87	<i>Comparaison entre les valeurs de <math>F_2</math> obtenues avec l'électron diffusé (triangles) et avec la méthode combinée (disques) . . . . .</i>	344
4.88	<i>Comparaison entre les valeurs de <math>F_2</math> obtenues avec l'électron diffusé (triangles) et avec la méthode combinée (disques) . . . . .</i>	345
4.89	<i>Résolution en <math>y_e</math> dans le pavage de la méthode combinée (on ne donne que les 4 cellules de plus bas <math>x</math>) . . . . .</i>	347
4.90	<i>Résolution en <math>y_e</math> dans le pavage de la méthode combinée (on ne donne que les 4 cellules de plus grand <math>x</math>) . . . . .</i>	348
4.91	<i>Résolution en <math>y_h</math> dans le pavage de la méthode combinée (on ne donne que les 4 cellules de plus bas <math>x</math>) . . . . .</i>	349
4.92	<i>Résolution en <math>y_h</math> dans le pavage de la méthode combinée (on ne donne que les 4 cellules de plus grand <math>x</math>) . . . . .</i>	350
4.93	<i>Valeurs finales de <math>F_2</math> publiées par la collaboration H1 . . . . .</i>	352
4.94	<i>Valeurs finales de <math>F_2</math> publiées par la collaboration H1 . . . . .</i>	353
4.95	<i>Cellules utilisées pour la mesure de <math>F_2</math> à <math>x</math> constant - les traits en pointillés donnent les limites angulaires (<math>157.5 \leq \theta \leq 172.5</math>) et énergétiques (<math>10.4 \leq E \leq 25.3</math> GeV) pour l'électron diffusé . . . . .</i>	356
4.96	<i><math>F_2</math> à <math>x</math> constant déterminée à partir d'un nouveau pavage du plan cinématique et des données obtenues avec l'électron seul . . . . .</i>	360
4.97	<i><math>xG(x, Q^2)</math> obtenu avec <math>\omega_0 = 0.3</math> (disques) ou <math>\omega_0 = 0.4</math> (triangles) à <math>x</math> constant . . . . .</i>	364
4.98	<i><math>xG(x, Q^2)</math> moyenné à <math>x</math> constant . . . . .</i>	365

# Liste des Tableaux

1.1	<i>Paramètres nominaux et réalisés en 1992 de la machine HERA . . . . .</i>	8
1.2	<i>Composition des gaz utilisés dans les chambres . . . . .</i>	21
1.3	<i>Paramètres des détecteurs de luminosité . . . . .</i>	40
1.4	<i>décomposition de l'erreur sur la luminosité . . . . .</i>	40
2.1	<i>Faisceau, cible et domaines en <math>x</math> et <math>Q^2</math> des expériences étudiées . . . . .</i>	108
2.2	<i>Utilisation des données pour les paramétrisations étudiées . . . . .</i>	118
2.3	<i>Précision obtenue sur <math>\Lambda</math> et <math>\alpha_S</math> par différentes méthodes (La luminosité intégrée est de <math>100 \text{ pb}^{-1}</math> pour <math>x &gt; 10^{-4}</math> et <math>200 \text{ pb}^{-1}</math> pour <math>x &gt; 10^{-2}</math>) . . . . .</i>	136
2.4	<i>Différences obtenues entre les valeurs de <math>R</math> mesurées et celles données par la paramétrisation pour différents effets systématiques . . . . .</i>	140
2.5	<i>Valeurs des rapports des termes du développement en <math>\alpha_S</math> (cf texte) - Les rapports doivent être grands devant <math>\alpha_S = 0.2241</math> pour que le développement soit valable . . . . .</i>	150
3.1	<i>Nombre d'événements de diffusion profondément inélastique (caractères droits), et de photoproduction (italique) après 3 mn de prise de données à la luminosité nominale . . . . .</i>	185
4.1	<i>Multiplicité des clusters ayant une énergie supérieure à 10.4 GeV dans les données et dans la simulation Monte Carlo . . . . .</i>	200
4.2	<i>Valeurs de <math>x</math>, <math>y</math>, <math>Q^2</math> pour les différentes cellules . . . . .</i>	214
4.3	<i>Evolution du nombre d'événements en fonction des coupures . . . . .</i>	230
4.4	<i>Nombre d'événements après les coupures . . . . .</i>	235
4.5	<i>Evolution du nombre d'événements de bunches pilotes après les coupures</i>	236
4.6	<i>Contamination de photoproduction . . . . .</i>	244
4.7	<i>Nombre d'événements de diffusion profondément inélastique final . . . . .</i>	246
4.8	<i>Valeurs centrales d'acceptance, erreurs statistiques en pourcentage . . . . .</i>	249
4.9	<i>Pourcentage des événements engendrés dans une cellule et reconstruits dans la même cellule . . . . .</i>	249
4.10	<i>Acceptances finales en pourcentage (sans tenir compte de l'erreur sur l'hypothèse de factorisation) . . . . .</i>	257
4.11	<i>Analyse des erreurs sur l'acceptance (1ère partie) (on donne successivement les valeurs de l'angle et de l'énergie moyenne de la cellule, les effets de l'erreur de <math>\pm 2\%</math> sur l'énergie, de <math>\pm 5 \text{ mrad}</math> sur l'angle, de <math>\pm 2\%</math> sur la résolution, de l'erreur sur la fonction de structure, de l'erreur due à l'hypothèse de factorisation, et de l'erreur statistique de la simulation Monte Carlo) . . . . .</i>	258

4.12	<i>Analyse des erreurs sur l'acceptance (2ème partie)</i> . . . . .	260
4.13	<i>Acceptance finale en pourcentage (erreur sur la factorisation incluse)</i>	261
4.14	<i>Analyse des erreurs sur l'acceptance en pourcentage (1ère partie) (on donne pour chaque cellule en énergie et angle la valeur du carré de l'erreur en pourcentage après chaque effet pour avoir une base 100)</i> . . . . .	262
4.15	<i>Analyse des erreurs sur l'acceptance en pourcentage (2ème partie)</i> . . . . .	266
4.16	<i>Efficacité du vertex obtenue par la méthode CIP en pourcentage</i> . . . . .	277
4.17	<i>Efficacité du vertex en pourcentage</i> . . . . .	278
4.18	<i>Efficacité de la coupure sur le critère de qualité de traces en pourcentage</i>	280
4.19	<i>Efficacité de la coupure sur EBDI en pourcentage</i> . . . . .	282
4.20	<i>Détails du calcul des erreurs sur l'efficacité de <math>E - P_z</math> (on donne les effets d'une erreur de <math>\pm 2\%</math> de l'énergie de l'électron dans le BEMC, de <math>\pm 5\text{mrad}</math> sur l'angle, de l'erreur sur la mesure de l'énergie hadronique dans le BEMC, dans les calorimètres à argon liquide et le détecteur de fin de gerbes, du changement de fonction de structure, et de la statistique dans la simulation Monte Carlo) (cf texte)</i> . . . . .	286
4.21	<i>Efficacité de <math>E - P_z</math> en pourcentage</i> . . . . .	287
4.22	<i>Efficacités obtenues (ou références) pour les différentes coupures utilisées</i>	287
4.23	<i>Efficacités globales en pourcentage</i> . . . . .	289
4.24	<i>Surface des cellules (<math>10^{-5}</math>)</i> . . . . .	298
4.25	<i>Corrections de centre de cellule</i> . . . . .	299
4.26	<i>Section efficace totale dans les différentes cellules en nb</i> . . . . .	302
4.27	<i>Corrections radiatives soustractives dans les différentes cellules en nb</i>	305
4.28	<i>Corrections radiatives en pourcentage de la section efficace totale</i> . . . . .	306
4.29	<i>Section efficace Born en nb dans les différentes cellules (méthode soustractive)</i> . . . . .	306
4.30	<i>Valeur de R pour la paramétrisation D- de Martin, Roberts et Stirling</i>	309
4.31	<i>Valeurs de <math>F_2</math> dans les cellules en énergie et angles - Les erreurs données sont statistiques, et systématiques et statistiques sommées en quadrature</i> . . . . .	310
4.32	<i>Facteurs de conversion sur <math>F_2</math> pour la translation en <math>Q^2</math></i> . . . . .	311
4.33	<i>Valeurs de <math>Q^2</math> avant et après translation</i> . . . . .	312
4.34	<i>Valeurs finales de <math>F_2</math> pour la méthode soustractive après translation en <math>Q^2</math></i> . . . . .	313
4.35	<i>Corrections radiatives après la coupure sur <math>E - P_z</math> (<math>(\sigma_{\text{Born} + \text{Rad}})_{E - P_z} / (\sigma_{\text{Born}})_{MC}</math> est donné)</i> . . . . .	320
4.36	<i>Section efficace Born en nb (méthode multiplicative)</i> . . . . .	321
4.37	<i><math>F_2</math> dans les cellules en angle et énergie</i> . . . . .	324
4.38	<i>Valeurs finales du <math>F_2</math> électron</i> . . . . .	325
4.39	<i>Analyse des erreurs sur <math>F_2</math> (cf texte) (on donne successivement les erreurs statistiques, systématiques, dues à la soustraction des événements de photoproduction, aux acceptances, aux efficacités, aux corrections de centre de cellule, aux corrections radiatives, et à la translation en <math>Q^2</math>)</i> . . . . .	330
4.40	<i>Analyse des erreurs sur <math>F_2</math> dues à l'acceptance (cf texte) (Statistique, systématique, résolution, décalage en énergie et en angle, fonction de structure, hypothèse de factorisation)</i> . . . . .	331

4.41	<i>Analyse des erreurs sur <math>F_2</math> dues aux efficacités (BPC, vertex, qualité de traces, CL2, EBDI) (cf texte)</i> . . . . .	332
4.42	<i>Valeurs de <math>Q^2</math>, <math>x</math>, du nombre d'événements, du facteur d'événements de photoproduction à soustraire, <math>\epsilon_{Acc/Eff}</math>, <math>\epsilon_{eff}</math> pour le vertex, et de <math>\epsilon_{Acc/Eff} * \epsilon_{eff}</math> (cf. texte)</i> . . . . .	338
4.43	<i>Valeurs de <math>Q^2</math>, <math>x</math>, de <math>F_2</math>, des erreurs statistiques et totales sur <math>F_2</math>, de la section efficace Born, des facteurs multiplicatifs des corrections radiatives et des corrections de centre de cellule divisées par la surface de la cellule</i> . . . . .	341
4.44	<i>Valeurs finales de <math>F_2</math> et des erreurs statistiques et totales obtenues avec les données de 1992 - Les valeurs de <math>R_{QCD}</math> et la provenance des points (e: électron, h: méthode combinée) sont également données</i> . .	351
4.45	<i>Valeurs de la pente, de l'erreur sur la pente, et de <math>\chi_0^2</math> de la paramétrisation de <math>\ln F_2</math> en fonction de <math>\ln x</math> à <math>Q^2</math> constant</i> . . . . .	355
4.46	<i>Coefficients dus aux efficacités, aux corrections à radiatives et à la soustraction des événements de photoproduction</i> . . . . .	358
4.47	<i>Valeurs des centres de cellules en <math>(x, Q^2)</math> utilisées pour la détermination de <math>F_2</math> à <math>x</math> constant</i> . . . . .	358
4.48	<i>Valeurs du nombre d'événements, des acceptances, du facteur correctif <math>fact_i</math> (dû aux efficacités, aux corrections radiatives et à la soustraction des événements de photoproduction), des surfaces des cellules, des corrections de centre cellules des différentes cellules en <math>(x, Q^2)</math></i> . . . .	359
4.49	<i><math>F_2</math> et erreurs statistiques et totales sur <math>F_2</math> à <math>x</math> constant</i> . . . . .	361
4.50	<i>Pentes <math>dF_2/d \ln Q^2</math> après chaque effet systématique - Les erreurs correspondent à <math>\chi_{min}^2 + 1</math></i> . . . . .	362
4.51	<i><math>P^{qq}(0.3)</math>, <math>P^{qG}(0.3)</math>, <math>P^{qq}(0.4)</math> et <math>P^{qG}(0.4)</math> en fonction de <math>Q^2</math></i> . . . . .	362
4.52	<i>Densité de gluons <math>xG(x, Q^2)</math> pour <math>\omega_0 = 0.3</math> et <math>0.4</math>, et densité moyenne (on donne les erreurs statistiques et systématiques sommées en quadrature ainsi que les erreurs dues à la statistique et à <math>fact_i</math> entre parenthèses) (cf texte)</i> . . . . .	363

# Résumé

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont été réalisés à *DESY* auprès du collisionneur électron proton *HERA*, dans le cadre de la collaboration *H1*. L'objet de cette thèse est la première mesure de la fonction de structure  $F_2$  à bas  $x$ , où  $x$  correspond, dans le cadre du modèle des partons, à la fraction d'impulsion portée par le parton interagissant.

Après avoir étudié le concept de fonction de structure en chromodynamique quantique et les informations que peut nous apporter l'expérience dans le nouveau domaine cinématique couvert à bas  $x$ , où la chromodynamique quantique perturbative n'est plus valable, les premières données de diffusion profondément inélastique de la collaboration *H1* prises en 1992 sont analysées en détails. La première mesure de la fonction de structure  $F_2$  indique une forte augmentation à bas  $x$ . Il est cependant trop tôt pour voir les effets de la saturation, nécessaire pour ne pas violer l'unitarité à cause de la faible statistique accumulée en 1992. Une première tentative d'obtention de la densité de gluons à bas  $x$  est également donnée.

# Abstract

The research summarized in this report has been done at *DESY*, on the electron proton collider in the *H1* collaboration. The aim of this PhD is the first measurement of the structure function  $F_2$  at low  $x$ , where  $x$  can be identified in the parton model as the momentum fraction carried by the interacting parton.

After having studied the concept of structure function in quantum chromodynamics and the informations that the experiment gives in the new kinematical domain covered at low  $x$ , where perturbative quantum chromodynamics is no longer valid, the first deep inelastic scattering data of the *H1* collaboration, taken in 1992, are analysed in details. The first measurement of the structure function  $F_2$  indicates a strong increase at low  $x$ . It is however too soon to notice some saturation effects, necessary not to violate unitarity, because of the low statistics accumulated in 1992. A first attempt to get the gluon density at low  $x$  is also given.