

Université Pierre et Marie Curie
Paris VI

THÈSE

présentée par

Damien NEYRET

pour obtenir

le titre de Docteur de l'Université Paris VI
(spécialité Physique des Particules)

Sujet:

Mesure de la fonction de structure F_2 du proton à
petit x auprès du collisionneur HERA

Soutenance prévue le 14 Avril 1995 devant le jury composé de MM.

M. Banner

G. Bernardi

J. Chauveau

J. Feltesse

A. Rougé (rapporteur)

C. Vallée

M. Virchaux (rapporteur)

**Université Pierre et Marie Curie
Paris VI**

THÈSE

présentée par

Damien NEYRET

pour obtenir

**le titre de Docteur de l'Université Paris VI
(spécialité Physique des Particules)**

Sujet:

**Mesure de la fonction de structure F_2 du proton à
petit x auprès du collisionneur HERA**

Soutenance prévue le 14 Avril 1995 devant le jury composé de MM.

M. Banner

G. Bernardi

J. Chauveau

J. Feltesse

A. Rougé (rapporteur)

C. Vallée

M. Virchaux (rapporteur)

Introduction

La physique des particules élémentaires prolonge, par des expériences toujours plus gigantesques et à des échelles d'énergie jamais atteintes, la recherche de la nature ultime de la matière et de la réalité. Cette démarche semble aussi vieille que l'humanité, mais il a fallu attendre l'apparition de la science, et en particulier de la physique et de la chimie, pour que les connaissances sur la nature de la matière se développent. Découverte de l'atome à la toute fin du XIX^{ème} siècle, découverte de son noyau au début du XX^{ème}, formulation de la mécanique quantique (qui a permis de comprendre les structures élémentaires), découverte des quarks plus récemment, la description de la matière et de ses interactions que propose aujourd'hui la science s'éloigne de plus en plus de la perception habituelle de la réalité quotidienne. Le monde quotidien semble de plus en plus n'être qu'une illusion, qu'une convention commune à tous mais qui n'a pas d'existence en soi. La physique des particules tend encore à augmenter cette distance entre réalité quotidienne et réalité scientifique, continuant sa recherche de "briques" toujours plus élémentaires et donnant des descriptions de l'organisation de ces briques qui deviennent de plus en plus complexes.

Une des méthodes les plus naturelles pour observer la structure de la matière est de la sonder avec un objet et d'analyser les réactions de celui-ci lorsqu'il interagit avec la cible. Cette sonde peut prendre les formes les plus diverses, que ce soit la main, le bâton, le rayon lumineux ou des projectiles fermioniques. De Rutherford à l'expérience NMC au CERN, l'application de ce concept dans les expériences de diffusion de particules sur des cibles fixes a engendré la plupart des découvertes sur la structure de la matière. Le collisionneur électron-proton HERA est l'héritier de ces expériences de diffusion, l'évolution majeure étant ici de rendre mobile la cible pour un important gain en énergie, et donc en résolution spatiale. Comme pour la plupart des expériences de physique des particules sur collisionneur, HERA permet d'aborder en parallèle plusieurs thèmes de recherche. D'une part, la résolution spatiale obtenue laisse espérer la découverte de nouvelles sous-structures dans les particules considérées comme élémentaires jusqu'à présent, ou de nouvelles particules non-observables à plus basse énergie. D'autre part, il permet d'approfondir notre connaissance sur l'organisation interne des particules composites, et de tester les théories qui décrivent cette organisation. D'une manière plus particulière, le thème de cette thèse est de mesurer l'évolution d'un paramètre de l'organisation interne du proton, la fonction de structure F_2 .

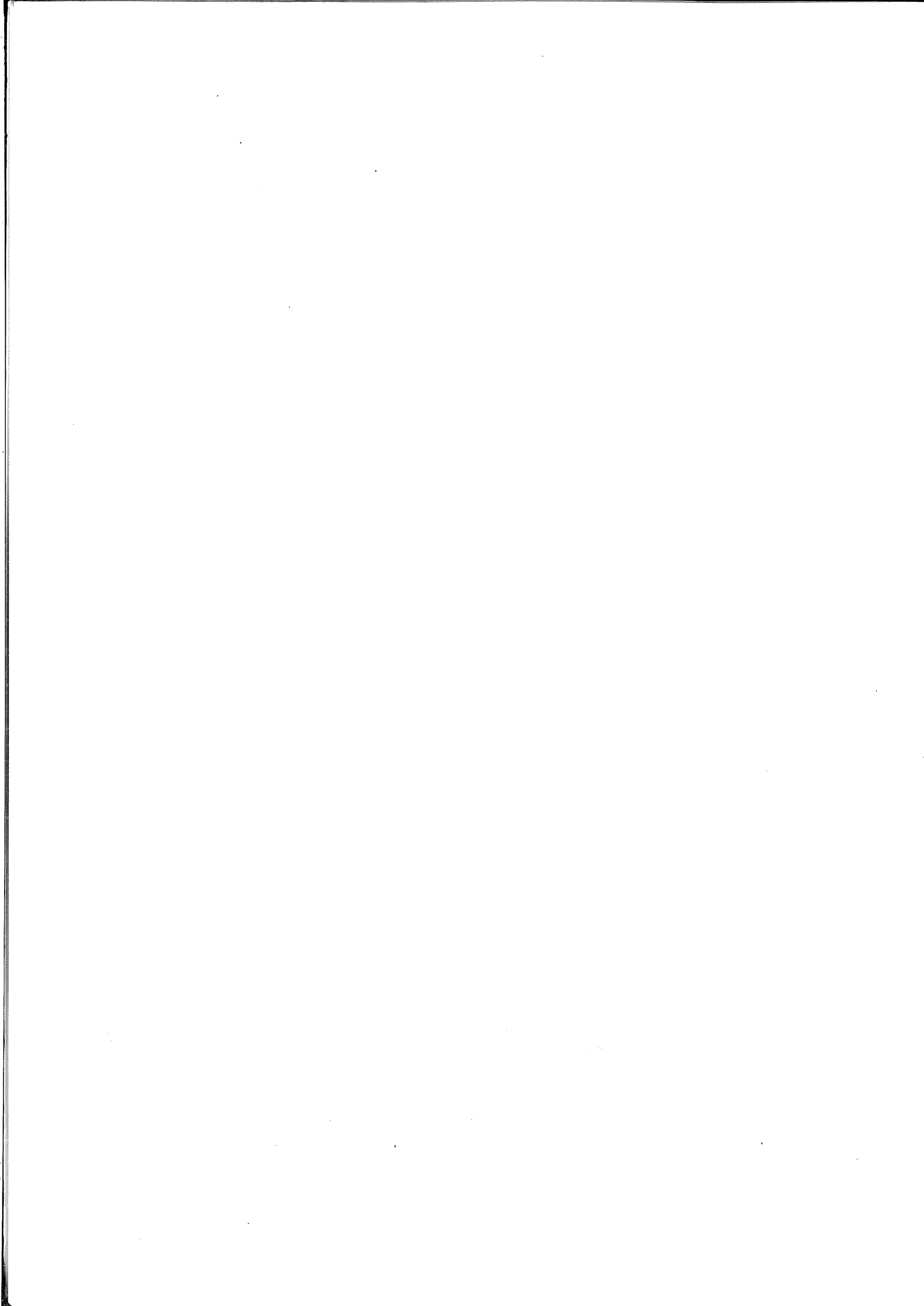
Ce mémoire a été partagé en deux grandes parties, qui reflètent les deux aspects complémentaires de ce travail de thèse. La première partie a pour but d'illustrer le fonctionnement pratique d'une expérience de physique des particules et de donner quelques exemples du travail d'intérêt général qui est nécessaire aux différentes analyses. Après avoir présenté un aperçu des thèmes physiques abordés et montré quelques topologies typiques d'événements dans le premier chapitre, les différents composants du détecteur H1 sont décrits dans le chapitre II. Le troisième chapitre propose ensuite une

discussion sur l'organisation des moyens informatiques nécessaires à l'analyse des données, en prenant pour exemple particulier l'expérience H1. Enfin, est donné une présentation du bruit de fond d'empilement et de son influence dans les données des trois dernières années, ainsi qu'une méthode pour le rejeter.

La seconde partie présente l'analyse des événements de diffusion profondément inélastique qui a permis de mesurer la fonction de structure du proton F_2 , sur tout le domaine cinématique accessible avec la luminosité accumulée en 1993. Les différentes théories décrivant la physique des fonctions de structure sont d'abord présentées (chapitre V), et une présentation du schéma d'analyse est faite, en insistant sur les points particuliers de celles-ci. Ensuite, l'analyse est décrite en détail, montrant d'abord les critères de sélections appliqués au lot d'événements initial afin d'en extraire les événements de diffusion profondément inélastique (chapitre VI). Une estimation du bruit de fond restant est faite en parallèle. Le chapitre VII étudie la calibration du détecteur et la reconstruction des variables cinématiques. La méthode utilisée pour le calcul final de F_2 est présentée, et une estimation des erreurs systématiques est faite (chapitre VIII). Le dernier chapitre interprète alors le résultat obtenu en fonction des précédentes mesures.

Première partie:

**Thèmes communs aux analyses de
HERA**



I. - La physique à HERA

Après avoir fait un bref rappel historique des expériences de diffusion, nous allons introduire ici quelques notions de base liées à ces expériences; puis nous passerons en revue différents thèmes de physique qui sont ou qui seront abordés à HERA. Enfin, l'aspect géométrique des différents types d'événements observés à HERA sera décrit, afin de donner une indication des contraintes physiques qui ont guidé la conception du détecteur H1.

I.1. - Historique, HERA et les autres expériences de diffusion passées et présentes

HERA est le premier collisionneur électron-proton jamais construit. Il est l'héritier des expériences de diffusion de leptons sur cibles fixes (NMC, BCDMS, CDHS...), avec un gain en énergie dans le centre de masse d'un facteur dix à cent par rapport à ces dernières, grâce à l'application de la fusion des deux concepts de diffusion d'objets sur une cible (qui n'est plus fixe) d'une part, et de collisions de deux particules accélérées d'autre part.

L'idée de faire diffuser des particules sur une cible fixe est née au début du siècle avec "l'expérience de Rutherford", qui mena à la découverte du noyau atomique (Un historique plus complet peut-être trouvé dans [1]). Le principe de ces expériences est de sonder une cible en envoyant un projectile dessus. La façon dont le projectile a été dévié, en particulier sa vitesse (son énergie) après interaction et son angle de déviation, donnent des informations sur cette cible. Plus l'énergie de la collision dans le centre de masse est grande, plus la résolution accessible est grande, puisque celles-ci sont reliées par la relation d'incertitude de Heisenberg. Les expériences de diffusion vont donc utiliser des faisceaux de particules d'énergie de plus en plus grande, afin d'accéder à des détails toujours plus fins dans la structure de la matière.

Ces expériences se sont donc succédées, permettant, en association avec les avancées théoriques, d'approfondir les connaissances sur la structure des noyaux et sur la nature des nucléons. En particulier, L. Foldy montre que le courant hadronique dans les interactions électron-nucléon ne dépend que de deux facteurs de forme F_1 et F_2 , qui ne dépendent que de q^2 (q est la quadri-impulsion échangée dans l'interaction). À partir de 1955, des expériences à Stanford avec un faisceau d'électrons de 1 GeV donnent des indications sur la taille finie du proton et du neutron [2]. À la fin des années soixante, avec la mise en service du SLAC (électrons de 20 GeV), des expériences de diffusion sur cibles fixes permettent la découverte de l'invariance d'échelle (voir chapitre V), qui donnera par la suite des indications sur la sous-structure des nucléons grâce au modèle des partons proposé par R. Feynman. Ces partons seront par la suite identifiés aux quarks, l'invariance d'échelle indiquant alors que ces sous-particules étaient ponctuelles. Au début des années 70, des expériences de diffusion utilisant des neutrinos à Fermilab et au CERN confirment l'invariance d'échelle pour les interactions faibles et démontrent l'existence de constituants des nucléons insensibles à la fois aux interactions faibles et aux interactions

électromagnétiques, les gluons. Ceux-ci seront par la suite reconnus comme vecteurs de la force nucléaire forte. Enfin, des expériences à Fermilab et au SLAC en 1975 observent la violation de l'invariance d'échelle qui était prédite par la toute nouvelle théorie de la chromodynamique quantique.

À partir de cette période jusqu'au début des années 90, un certain nombre de ces expériences se sont succédées, permettant d'atteindre des domaines cinématiques toujours plus grands, et utilisant des cibles et des projectiles différents. Parmi les expériences sur cibles légères les plus récentes, on peut citer NMC au CERN et BCDMS à Fermilab (muons sur cible d'hydrogène ou de deutérium) ainsi que les expériences au SLAC (électron sur hydrogène ou deutérium). D'autres expériences ont eu lieu sur cibles lourdes, comme une partie de BCDMS (sur du carbone) ou comme CDHSW (neutrinos sur une cible de fer).

L'apport de HERA par rapport à ces expériences est principalement de gagner un facteur 10 en résolution spatiale grâce à l'emploi du mode collisionneur. L'élargissement du domaine cinématique accessible permet d'atteindre d'une part la région où la description du proton par la chromodynamique quantique perturbative atteint ses limites (région "à petit x ") et d'autre part la région où l'influence de la force faible (échange de W ou de Z^0) devient comparable à celle de l'interaction électromagnétique (échange de photon); c'est la région dite "à grand Q^2 ".

Après avoir introduit les concepts de base utilisés dans les expériences de diffusion, nous passerons en revue les différentes physiques étudiées à HERA.

I.2. - Les principes de base des expériences de diffusion

Lors de l'interaction de diffusion, l'électron et le proton incidents échangent un photon réel ou virtuel, ou plus rarement un W ou un Z^0 . L'électron est alors diffusé, alors que le proton se dissocie en un état hadronique X . Cet état se compose en général d'un ou plusieurs jets plus ou moins fortement diffusés et du résidu du proton dit "spectateur" qui n'est quasiment pas dévié.

Une interaction de diffusion électron-proton à l'ordre le plus bas est représentée sur le graphe I.1. Les lettres k et k' représentent l'impulsion de l'électron incident et diffusé, p l'impulsion du proton incident de masse M , p_X celle du système hadronique X et q celle du photon (ou plus rarement du Z^0 ou du W).

Plusieurs variables cinématiques peuvent être définies à partir des valeurs caractéristiques de l'interaction. Les plus utilisées sont les variables de Bjorken x , y et Q^2 ainsi que W^2 . Ces variables sont définies ainsi:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad Q^2 > 0$$

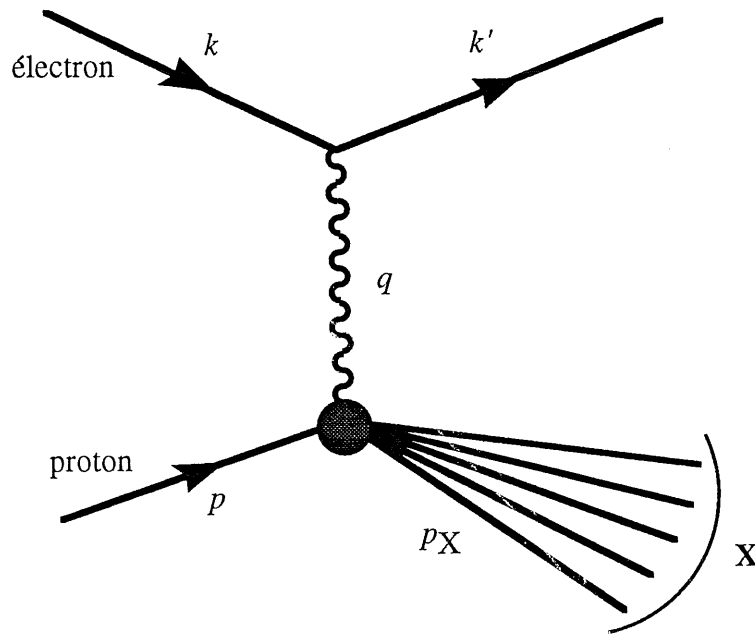
$$s = (p + k)^2$$

$$W^2 = p_X^2 = (p + q)^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{W^2 + Q^2 - M^2}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{W^2 + Q^2 - M^2}{s - M^2}$$

Étant donné les énergies incidentes en jeu à HERA, s est très supérieur à M^2 , qui est négligé à partir de maintenant. On a donc $Q^2 = xys$. Les variables y , Q^2 et W ont des interprétations physiques simples: W est la masse invariante du système $\gamma^* - p$. Q^2 étant le carré de l'impulsion échangée par le photon virtuel, il donne à quelle échelle s'est effectué l'interaction: Plus Q^2 est grand, plus des structures fines seront résolues. Enfin y est la fraction de l'énergie portée par l'électron cédée au système X dans le centre de masse du proton. La variable x s'interprète facilement dans le modèle des partons que nous étudierons au chapitre V. Dans ce modèle, l'électron interagit avec un des constituants du proton, appelé "parton", la variable x étant alors la fraction de l'impulsion totale du proton portée par ce parton.



Graphe I.1: Interaction de diffusion électron-proton

À cause des relations qui existent entre elles, la donnée de deux de ces quatre variables x , y , Q^2 et W détermine entièrement l'état "inclusif" de l'événement. C'est-à-dire qu'elles déterminent l'énergie et l'angle de diffusion de l'électron, et l'énergie et l'angle de diffusion moyen de l'état X . Par contre, elles ne déterminent pas l'état "exclusif" de l'événement, c'est-à-dire la nature et la structure de l'état X . Nous parlerons souvent du "plan cinématique $x-Q^2$ ", sur lequel sont répartis l'ensemble des événements physiques de HERA, chaque région de ce plan correspondant à un ou plusieurs domaines de physique

différents.

I.3. - Les grands domaines de physique (du petit x au grand Q^2)

Les différents domaines de physiques étudiés à HERA peuvent se répartir assez naturellement dans le plan cinématique x - Q^2 . Nous allons aborder ces différents domaines en allant à Q^2 croissant.

À très petit Q^2 (de l'ordre de $0,1 \text{ GeV}^2$), le photon échangé est quasi-réel. Il s'agit d'une interaction de photoproduction photon-proton à haute énergie. Deux grandes classes de mécanismes décrivent ces interactions. Le processus du photon direct fait interagir le photon avec un des partons du proton (un quark ou un gluon; voir le chapitre V). Le processus du photon résolu permet d'accéder à la structure hadronique du photon. Il décrit cette interaction comme la diffusion d'un quark ou d'un gluon produit par le photon avec un gluon ou un quark du proton. Ces mécanismes sont appelés "durs" du fait qu'ils font intervenir des sous-structures du proton et éventuellement du photon. Un autre mécanisme utilise le modèle VDM (Vector Dominance Model). Dans ce modèle, le photon peut fluctuer en un méson vecteur (ρ^0 , ω , ϕ , ...) qui interagit alors avec le proton. Ce mécanisme est dénommé "mou", ne faisant pas intervenir de sous-structures. L'exploitation des données de H1 ont permis jusqu'à maintenant de mesurer la section efficace totale du processus de photoproduction, ainsi que de mettre en évidence le processus de photons résolus.

Un diffusion profondément inélastique peut amener à la production d'une paire quark-antiquark par fusion entre le photon et un gluon. Cette paire peut être de saveur quelconque, mais les cas où les quarks sont de type c ou b permettent d'accéder d'une part à la densité de gluons dans le proton par les processus de production de J/ψ , et d'autre part à la physique du B . Le principal problème reste à extraire ces événements, ce qui est très difficile à cause de l'existence de nombreuses sources de bruit de fond.

L'étude des événements de diffusion profondément inélastique (c'est-à-dire à grand Q^2 , où le photon est virtuel) se révèle intéressante sur l'ensemble du domaine cinématique. Ce sujet étant décrit plus précisément dans le chapitre V, nous ne donnerons ici qu'un résumé. La mesure des fonctions de structure permettra d'étudier le comportement de la densité de partons à petit x , celle-ci ne pouvant pas croître indéfiniment sans violer l'unitarité. L'étude de l'état final hadronique permet de tester les différents modèles de fragmentation issus de la chromodynamique quantique, elle permet aussi de mesurer certains paramètres de cette théorie, tel que par exemple Λ_{QCD} . Enfin, l'étude des événements à grand intervalle de rapidité (c'est-à-dire qui n'ont pas de dépôt d'énergie dans la partie avant, dans la direction du proton, du détecteur) permet l'étude des événements diffractifs. Lors de ces événements, le proton émet un état non coloré, appelé le "poméron", qui interagit avec le photon. Le proton ne subit le plus souvent pas de dissociation, et continue dans le tube à vide. Étant donné qu'il n'y a pas de particules créées par les interactions fortes entre le proton et l'état final hadronique, il n'y a pas de dépôt d'énergie entre le jet et le proton diffusé dû au processus d'hadronisation. Ces événements permettent alors d'étudier la nature du poméron et sa description en terme de fonctions de structures.

À grand Q^2 , la norme du quadri-vecteur énergie-impulsion du photon, sa "masse",

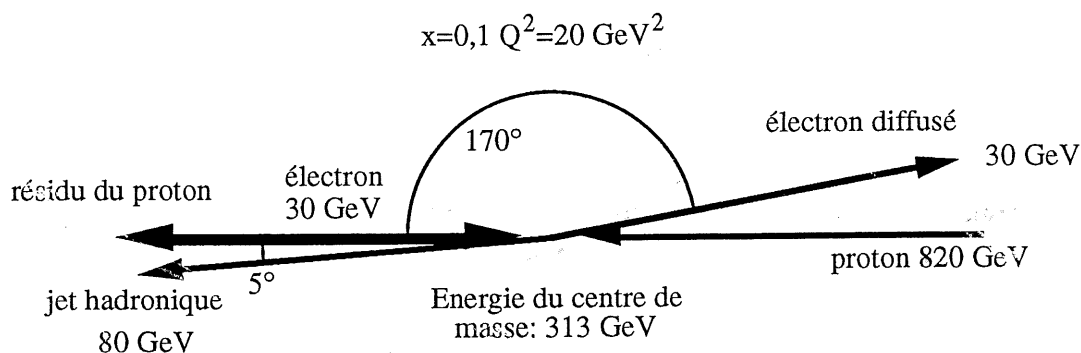
devient importante, et celui-ci peut être remplacé par un Z^0 ou un W . Ce processus permet alors de mesurer la fonction de structure antisymétrique du proton F_3 . On peut aussi mesurer certains paramètres du domaine électrofaible, d'une manière complémentaire par rapport au LEP.

Un autre domaine de physique à grand Q^2 étudié à HERA est la physique au-delà du modèle standard. Les deux sujets principaux qui ont été abordés avec les données actuelles concernent la recherche des leptoquarks (ou des leptogluons) et des électrons excités. Les leptoquarks et les leptogluons seraient des états liés entre les leptons et les quarks, ou entre les leptons et les gluons. Lors de l'interaction électron-proton, l'électron se lierait avec un des quarks (ou gluons) du proton pour donner un leptoquark, celui-ci se dissociant ensuite pour redonner l'électron et le quark. Ce processus ne peut pas être distingué d'une diffusion profondément inélastique classique, mais il ferait apparaître un pic dans la distribution de x à $x_0=m^2/s$, où m est la masse du leptoquark (ou du leptogluon). Les électrons excités apparaissent dans les modèles prédisant une sous-structure aux leptons. Cet état excité peut alors être produit lors d'une diffusion élastique ou inélastique sur le proton, l'électron se désexcitant par la suite en émettant un photon. Les études menées jusqu'à maintenant à HERA n'ont pas permis de détecter ces nouveaux états. À très grand Q^2 , il sera peut être aussi possible d'observer une hypothétique sous-structure des quarks.

I.4. - Les topologies associées aux événements

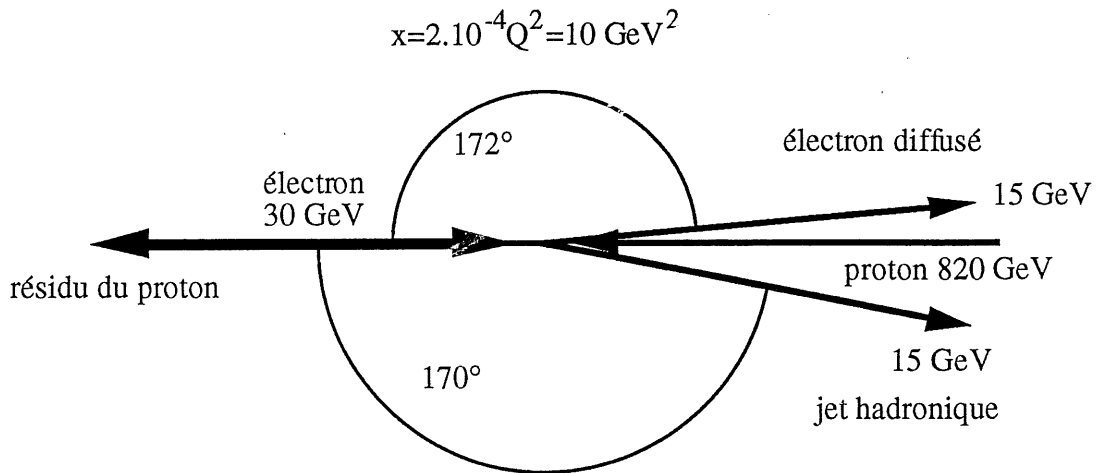
La cinématique d'un événement profondément inélastique est complètement déterminée par la donnée de deux variables cinématiques indépendantes, si l'on connaît l'énergie initiale des faisceaux. Ceci ne décrit par contre pas la structure de l'état final hadronique X , mais uniquement l'angle et l'énergie de cet état. Le chapitre V donne les relations précises liant l'angle et l'énergie de l'électron diffusé et certaines caractéristiques de l'état X suivant x , y et Q^2 . Nous nous contenterons ici de donner une idée de la topologie des différents types d'événements attendus à HERA, en se fondant sur le modèle des partons. Dans ce cadre, nous supposons que l'état X se compose d'un jet (issu du parton) et du résidu du proton non dévié.

Le schéma I.2 montre le cas le plus courant où Q^2 est petit et x proche de 1 ("pic cinématique"). Plus Q^2 est faible, plus l'électron est faiblement dévié. En dessous de quelques GeV^2 , l'électron n'est plus visible dans le détecteur et part dans le tube à vide. Son énergie est très proche de l'énergie de l'électron initial. Le jet hadronique est fortement orienté vers l'avant et d'énergie moyenne à x proche de 1.



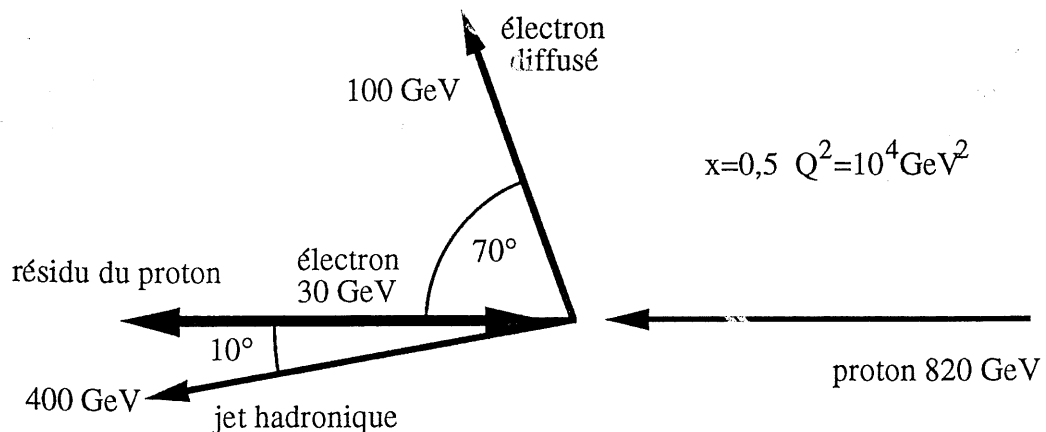
Graphe I.2: Événement à petit Q^2 et à x proche de 1

Le schéma I.3 montre le cas où x est très petit, de l'ordre de 10^{-4} , et Q^2 faible. L'électron reste faiblement dévié, mais son énergie décroît quand x décroît. Le jet hadronique, pour sa part, est d'énergie relativement faible, mais son angle de diffusion augmente d'une manière importante. Son ouverture angulaire devient elle aussi assez grande.



Graphe I.3: Événement à petit x et petit Q^2

Le schéma I.4 montre enfin le cas à grand Q^2 , cas le moins fréquent étant donné que la section efficace diminue en $1/Q^4$. L'électron est alors fortement dévié, avec une énergie supérieure à son énergie initiale. Le jet a une énergie assez importante, sa déviation étant elle fortement dépendante de x . Dans le cas des courants chargés (échange de W , non négligeable dans ce domaine), l'électron initial devient un neutrino indétectable, et seul le jet hadronique est mesurable.



Graphe I.4: Événement à x proche de 1 et à grand Q^2

Ces cas d'école sont bien évidemment simplistes pour ce qui concerne l'état hadronique. Ils ne prennent pas en compte les cas plus complexes, par exemple lorsque plusieurs jets sont produits. Ils sont par contre assez réalistes pour l'électron, à l'exception des cas où celui-ci a rayonné un photon (réel) avant ou après l'interaction. On peut remarquer que à

petit Q^2 et pour peu que y ne soit pas trop proche de 1 (c'est-à-dire x pas trop petit), l'énergie de l'électron reste proche de son énergie initiale. Le spectre de son énergie à petit Q^2 (figure I.5) montrera donc un pic, appelé "pic cinématique", pour les valeurs de l'énergie proches de l'énergie initiale de l'électron.

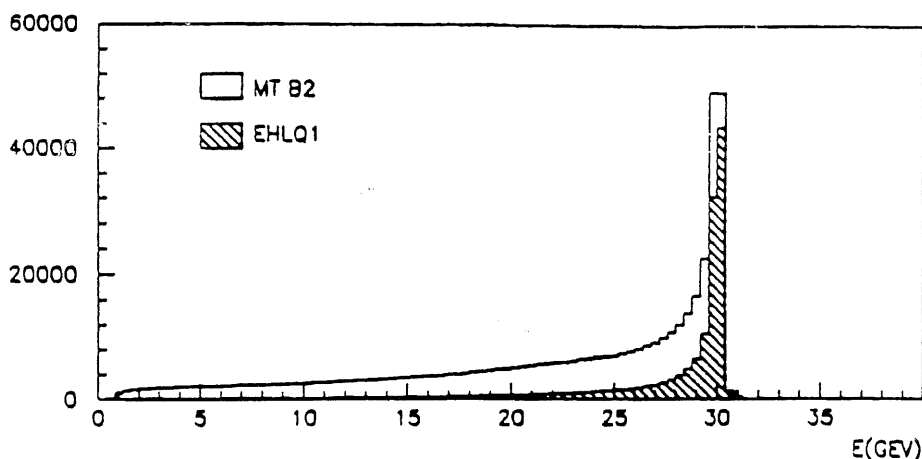
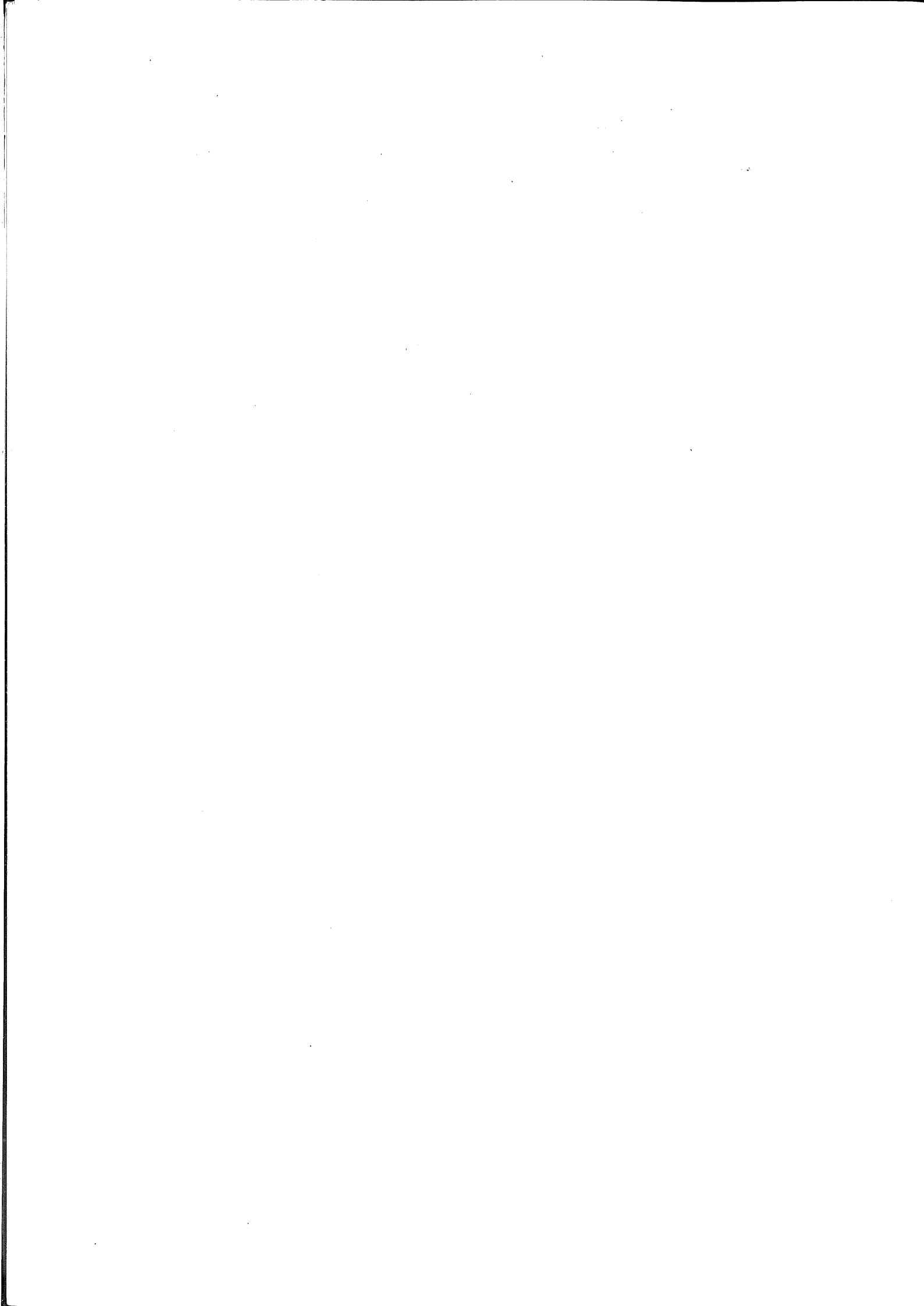


Figure I.5: Spectre de l'énergie de l'électron à petit Q^2 (dans le calorimètre arrière), simulations Monte-Carlo

D'une manière générale, le type d'événements que l'on attend à HERA conduisent à concevoir un détecteur présentant une dissymétrie relativement marquée, et utilisant une instrumentation plus fournie dans la direction des protons, là où les gerbes hadroniques sont les plus nombreuses et le flot d'énergie plus important.

I.5. - Conclusion

Le collisionneur électron-proton HERA permet donc d'accéder à de nouveaux domaines cinématiques pour plusieurs thèmes de physique différents. Les études faites sur les données de HERA approfondissent notre connaissance de l'interaction forte et testent plus profondément la chromodynamique quantique, y compris dans certains de ses aspects non-perturbatifs.



II. - L'Instrument

Nous allons ici décrire tout ce qui constitue notre instrument d'expérimentation, composé d'une part du collisionneur HERA et d'autre part du détecteur H1 que nous détaillerons plus précisément.

II.1. - Le collisionneur HERA

Le collisionneur HERA (Hadronen-Elektronen Ring Anlage) [3] est l'application à la physique des diffusions profondément inélastiques de l'idée de faire collisionner des particules de front et de récupérer une partie de l'énergie de recul qui était perdue dans les expériences sur cible fixe.

Ce collisionneur, situé au centre DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) à Hambourg, est constitué d'un accélérateur à protons de 820 GeV et d'un accélérateur à électrons de 30 GeV (figure II.1). Les deux faisceaux se rencontrent en 4 points de l'anneau de 6,3 km de circonférence. Deux de ces points sont équipés de détecteurs nommés H1 et ZEUS. L'énergie équivalente dans le centre de masse est de 314 GeV. Les électrons et les protons sont regroupés en 220 paquets répartis autour de l'anneau, et interagissent toutes les 96 ns, ce qui est très faible comparé à la valeur au LEP (2 μ s) et nécessite une électronique d'acquisition très rapide.

La mise en service a eu lieu en mai 1992. Une première prise de données a été effectuée en juin et début juillet avec un seul paquet de protons et un seul d'électrons à 26,7 GeV au lieu des 30 GeV nominal. Elle a été suivie d'une deuxième en septembre et octobre, avec cette fois-ci 10 paquets de protons et d'électrons dont 9 seulement qui collisionnaient (voir le tableau II.1). Un paquet sans vis-à-vis ("pilote") permet de mener des études de bruit de fond. La luminosité intégrée prise lors de cette période a été de 32 nb⁻¹, avec une luminosité instantanée de $3 \cdot 10^{29}$ cm⁻².s⁻¹, soit 3000 fois moins que la luminosité intégrée attendue avec les conditions nominales. La campagne de prise de données de 1993 s'est déroulée de mai à novembre avec 90 paquets de protons et 94 paquets d'électrons, permettant d'atteindre 1 pb⁻¹ en luminosité intégrée, soit cent fois moins qu'en conditions nominales, avec un maximum de $1.5 \cdot 10^{30}$ cm⁻².s⁻¹ en luminosité instantanée. À noter que cette fois-ci 84 paquets de protons et d'électrons collisionnaient, les autres étant des paquets pilotes. En 1994 enfin, il y a eu pendant une première période 153 paquets de protons et d'électrons qui collisionnaient, ce qui a donné une luminosité du même ordre de celle obtenue en 93. Puis on a remplacé les électrons par des positrons pendant une deuxième période, et la luminosité obtenue finalement pendant l'année a été de $6 \cdot 10^{30}$ cm⁻².s⁻¹, soit vingt fois moins que les conditions nominales.

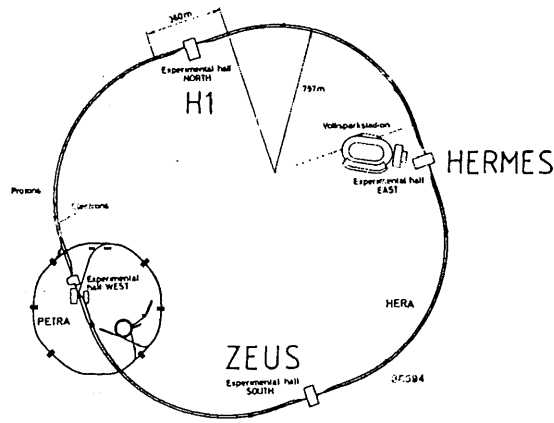


Figure II.1: Plan de l'accélérateur HERA

	Conditions nominales		Conditions en 92		Conditions en 93		Conditions en 94	
	protons	électrons	protons	électrons	protons	électrons	protons	e ⁻ - e ⁺
Énergie (GeV)	820	30	820	26,7	820	26,7	820	27,5
Nombres de paquets	220	220	10	10	90	94	170	168
Courant maximal (mA)	160	60	3	3	20	25	50	25
Courant maximal par paquet (μA)	800	300	200	280	220	260	250	150
Luminosité maximum (cm ⁻² s ⁻¹)	1,5 10 ³¹		3 10 ²⁹		1,5 10 ³⁰		2,5 10 ³⁰	
Luminosité intégrée (nb ⁻¹)	10 ⁵		32		10 ³		~6.10 ³	

Tableau II.1: Les performances de HERA en 1992, 1993 et 1994

II.2. - Généralités sur le détecteur H1

La configuration du collisionneur HERA, avec deux faisceaux d'énergies très différentes, a pour effet que la plupart des particules sont projetées vers "l'avant" (c'est à dire dans la direction du faisceau de protons), à la notable exception de l'électron initial qui sera le plus souvent faiblement dévié vers "l'arrière" (dans la direction du faisceau d'électrons). Ceci conduit à concevoir un détecteur fortement dissymétrique qui sera beaucoup plus instrumenté vers l'avant que vers l'arrière. De plus, on cherche à avoir une bonne reconstruction des variables cinématiques, ce qui nécessite une bonne mesure de l'énergie et de l'angle de diffusion de l'électron, ainsi qu'une bonne résolution calorimétrique en ce qui concerne les hadrons, une fine granularité permettant en plus une meilleure analyse des flots hadroniques.

On va par la suite utiliser un repère standard pour décrire le détecteur: L'axe z est

défini le long du faisceau, le sens positif vers l'avant dans la direction des protons. L'axe y est vertical, le côté positif étant en haut. L'axe x est horizontal dirigé vers le centre de l'anneau. La valeur r est la distance à la ligne de faisceau, c'est donc la racine de la somme des carrés de x et y . On définit aussi les angles θ et ϕ des coordonnées sphériques, θ étant l'angle entre l'axe z et un axe provenant du point d'interaction, et ϕ étant celui entre la projection sur le plan xy de cet axe et l'axe x .

Le détecteur (figure II.2) conçu par la collaboration H1 [4] est constitué, à partir de la zone d'interaction, d'un système de mesure de traces qui regroupe des chambres à dérive et des chambres proportionnelles, avec un système spécifique pour l'avant du détecteur et une chambre à fil additionnelle à l'arrière. Vient ensuite un calorimètre à argon liquide qui présente une fine granularité, contenu dans un cryostat en acier et aluminium; ce calorimètre recouvre une grande partie de la zone de diffusion avec une acceptation en θ de 4° à 153° . Il est complété par un calorimètre plomb-scintillateur uniquement électromagnétique, couvrant un domaine en θ de 151° à 177° , et par un petit calorimètre à l'avant couvrant de $0,7^\circ$ à $3,3^\circ$ en θ . À l'extérieur de la partie calorimétrique se trouve la bobine supraconductrice qui génère un champ magnétique de 1,15 T avec une erreur de moins de 2%. Tout autour, une structure en fer, formant un baril octogonal fermé aux deux bouts, assure le retour du champ; de plus, l'instrumentation de cette structure, équipée en tubes à décharge, permet de recueillir les queues des gerbes qui ne sont pas entièrement absorbées par les calorimètres, et aussi de détecter les muons et de mesurer leur impulsion. Finalement, le détecteur est entouré de chambres à muons, avec un système spécifique de spectroscopie des muons à l'avant constitué d'une bobine toroïdale en sandwich entre six chambres à muons.

La physique inclusive des courants neutres, faite surtout à partir de la mesure de l'électron, tirera donc partie de la partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide, qui est un point fort de notre détecteur, du calorimètre arrière et du système de mesure de luminosité à l'arrière, celui-ci permettant de détecter des électrons proches de la ligne de faisceau. Les mesures hadroniques, utilisées par exemple pour contraindre les mesures inclusives, pour les courants chargés ainsi que pour les études exclusives, utilisera la partie hadronique du calorimètre à argon liquide ainsi que le détecteur de fin de gerbes. L'utilisation de la partie arrière dans ce but sera par contre plus délicate car le calorimètre arrière est dépourvu de partie hadronique. Ce calorimètre va être remplacé en 95 par un calorimètre de type SPACAL [5] qui absorbera mieux les hadrons. Enfin, la physique exotique et la physique des saveurs lourdes tireront partie des différents détecteurs de muons.

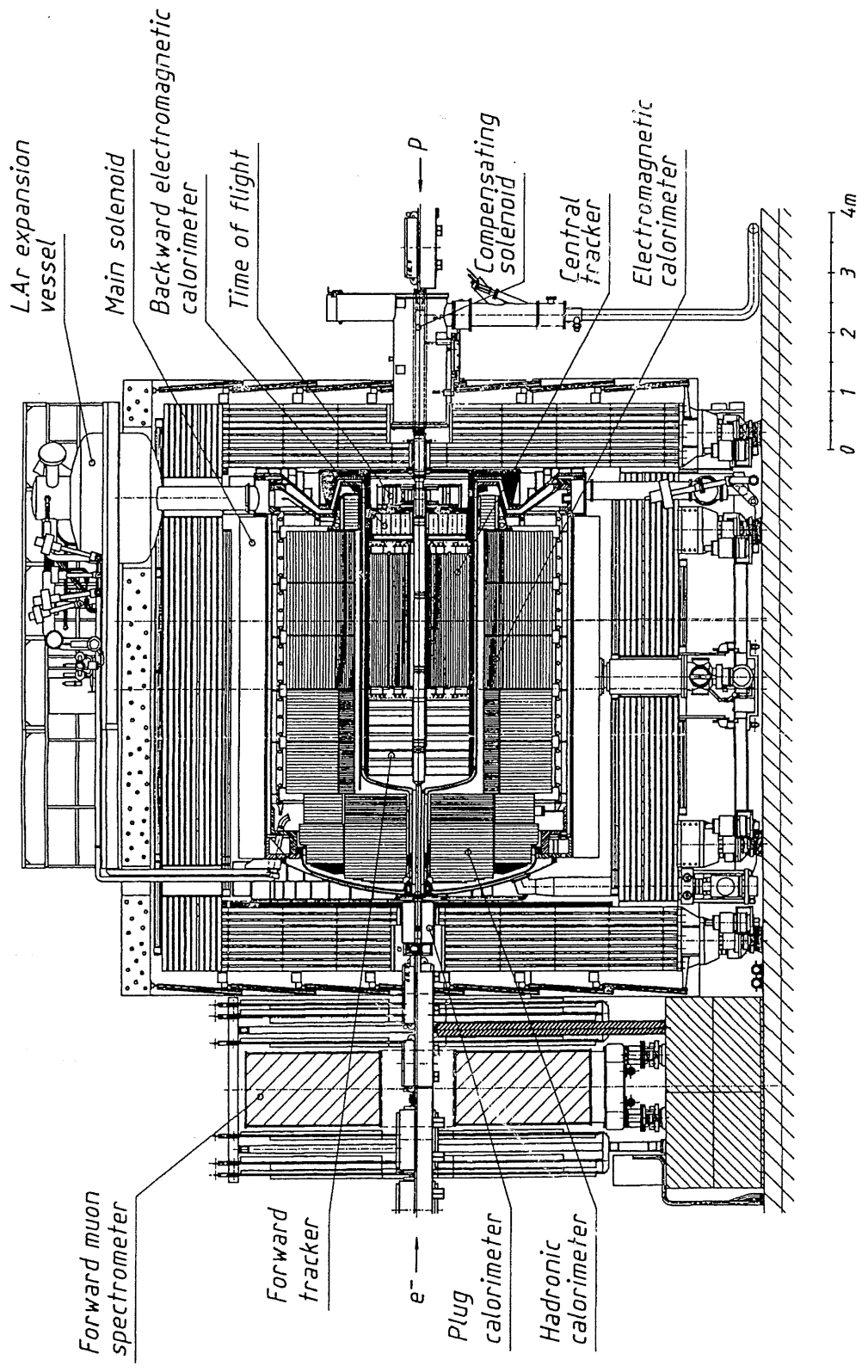


Figure II.2 Plan du détecteur HI

II.3. - Les parties centrale et avant

Nous allons maintenant décrire plus précisément les parties centrales et avant du détecteur, qui vont d'une manière générale servir à détecter les hadrons produits lors des collisions profondément inélastiques, ainsi que l'électron diffusé dans le cas des collisions à grand Q^2 (voir la topologie des événements dans le premier chapitre).

II.3.a - Les chambres centrales

Les chambres à traces (figure II.3) sont divisées en deux systèmes très distincts, l'un occupant la partie centrale du détecteur et l'autre opérant à l'avant. Elles permettent de reconstruire les traces des particules, ainsi que leur impulsion à partir de la courbure des traces induite par le champ magnétique.

La partie centrale a pour principaux constituants deux chambres à dérives cylindriques concentriques (CJC1 et 2) de 2,2 m de longueur active (2,5 m de longueur totale) d'un rayon interne de 20 cm et d'un rayon externe de 84,4 cm, avec une séparation entre les deux chambres se situant entre 45,1 et 53 cm de rayon. Leurs fils sont orientés suivant l'axe z et regroupés en cellules planes inclinées de 30° par rapport à la direction radiale au faisceau. Cette inclinaison permet de lever l'ambiguïté habituelle gauche-droite des chambres à dérives, étant donné que les images miroirs d'une trace dans différentes cellules ne se connectent pas et ne pointent pas vers le vertex. La résolution en $r\phi$ est de 0,17 mm, ce qui correspond environ à $0,1^\circ$ de résolution en angle; par contre la résolution en z n'est que de 2,2 cm ($1,2^\circ$ en θ). La résolution en dE/dx est de 10% (mesurée en 1992, 6% nominal), et la résolution en impulsion transverse est de $\sigma_p/p^2 < 0,003 \text{ GeV}^{-1}$ (nominal).

Ces deux chambres sont complétées par deux chambres à dérives (CIZ et COZ) et deux chambres proportionnelles (CIP et COP) de faible épaisseur accolées deux à deux, et qui se situent d'une part (la CIZ et la CIP) contre la face intérieure de la CJC interne et d'autre part (COZ et COP) entre les deux CJC. Les chambres à dérive CIZ et COZ complètent l'information donnée par les CJC par une mesure des traces en z plus précise (environ $300 \mu\text{m}$) avec une résolution de 4 à 7° en ϕ . Les CIP et COP servent surtout au déclenchement de niveau 1, grâce à leur rapidité (50 ns).

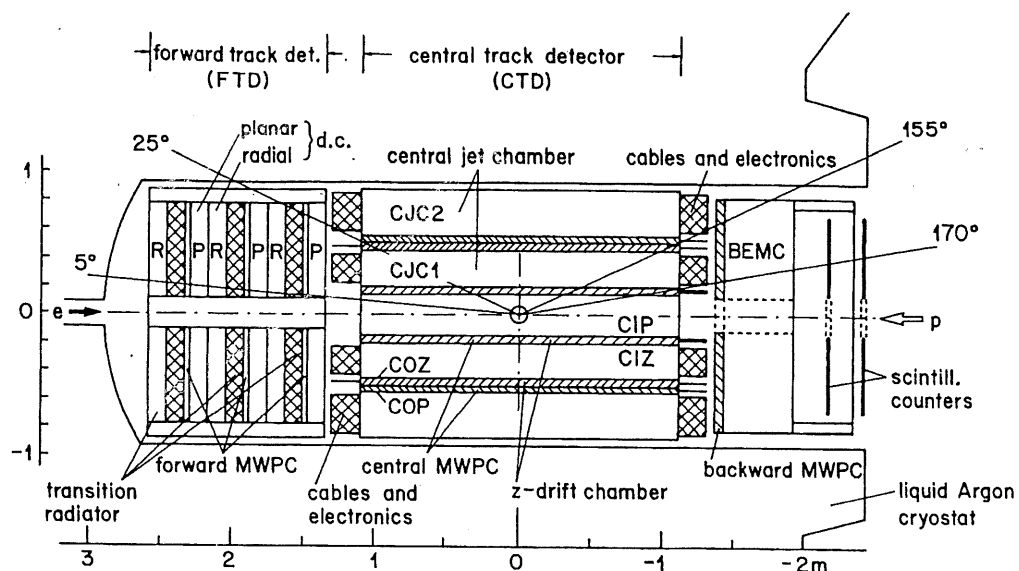


Figure II.3: Système de chambres à traces

II.3.b - Les chambres avant

Les chambres avant sont formées de trois supermodules, chacun constitué d'une chambre proportionnelle multifils, de trois chambres à dérive planaires, d'une chambre à dérive radiale et d'un radiateur de transition. Chaque supermodule est épais de 422 mm avec un rayon de 850 mm, et l'ensemble de ces trois modules couvre un domaine en θ de 5 à 25°.

La chambre proportionnelle (FWPC) assure le déclenchement de niveau 1 grâce à sa rapidité (20 ns). Les chambres à dérive planaires sont constituées de fils parallèles dont la direction varie de 60° d'une chambre à l'autre. La résolution obtenue est d'environ 150 à 170 μm . Par contre, la chambre radiale a ses fils orientés vers l'axe du faisceau, chaque plan étant décalé par rapport au suivant d'un angle de 7,5°. Elle a une précision en $r\phi$ de 180 à 200 μm et en r de 3 cm. La résolution en impulsion transverse attendue dans les conditions nominales est de $\sigma_p/p^2 < 0,003 \text{ GeV}^{-1}$. Le radiateur de transition est formé d'une succession de feuilles de polypropylène qui induisent un rayonnement X quand un électron de 6 keV à 20 GeV les traverse. Ce rayonnement est alors détecté dans la chambre radiale qui se trouve juste après, permettant une discrimination électron-pion avec une acceptance de 90% en électron et une contamination en pion de 10% seulement.

II.3.c - Le calorimètre à argon liquide

L'ensemble du système de traces central et avant est entouré par un calorimètre à Argon liquide (figure II.4) et par un petit calorimètre à l'avant, le PLUG.

Le calorimètre à Argon liquide [6] [7] a été placé juste après les chambres à traces pour réduire au minimum la quantité de matériaux morts traversés par les particules avant la mesure de leur énergie. Pour la même raison, l'épaisseur de la paroi interne du cryostat a été réduite au minimum nécessaire pour supporter les contraintes mécaniques, c'est-à-dire une pression maximum de 3 bars (1,35 bars nominalement) et le support des 600 t de modules calorimétriques et des 53 m³ d'argon liquide.

Un système de contrôle de la pureté de l'argon a été mis en place, ceci afin de vérifier que les variations du rapport entre la charge collectée et la perte d'énergie sont inférieures à 1%. Ce système est constitué de 11 sondes composées d'une chambre à ionisation plongée dans l'argon liquide et d'une source de bismuth 207. La forme du spectre d'énergie est alors analysée en ligne, donnant une précision de 0,3% pour la mesure de ce rapport.

Le calorimètre est constitué d'un ensemble de huit roues segmentées en 8 octants identiques, ceci étant un compromis entre la volonté de minimiser les volumes morts et la nécessité de pouvoir construire et manipuler relativement facilement les constituants du calorimètre. Trois sortes de crevasses apparaissent dans cette configuration: Les crevasses en ϕ se situent aux interfaces entre les différents modules d'une roue, les crevasses en r sont les limites entre les parties électromagnétiques et hadroniques de chaque module, et les crevasses en z sont les limites entre deux roues adjacentes. À noter que les crevasses en ϕ des parties hadroniques ne pointent pas vers le point d'interaction, pour éviter que certaines particules ne soient pas du tout détectées par le calorimètre. Parmi ces crevasses, les plus gênantes sont celles en ϕ des parties électromagnétiques qui sont parallèles à l'axe du faisceau, la crevasse en z entre les roues nommées CB2 et CB3 qui pointe vers une zone proche du point d'interaction, ainsi que la crevasse entre le calorimètre à argon liquide et le calorimètre arrière.

Les parties électromagnétiques sont constituées de sandwichs de plaques de plomb de 2,4 mm d'épaisseur entre des plaques d'époxy (G10) et des espaces d'argon liquide, ceci constituant une épaisseur qui varie entre 20 et 30 longueurs de radiation (figure II.5) et donnant une résolution d'environ $12\%/\sqrt{E} + 1\%$. La granularité est très fine à l'avant (10 cm^2) et un peu moins dans la partie centrale (100 cm^2). Les parties hadroniques sont faites de plaques d'acier, plus rigides que des plaques de plomb, séparées par des espaces d'argon liquide; l'épaisseur varie entre 4 et 6 longueurs d'interaction avec une résolution de $50\%/\sqrt{E} + 2\%$ (après pondération), et la granularité, fine vers l'avant (50 cm^2), est relativement grossière dans la partie centrale (500 cm^2). À noter que les plaques sont orientées de telle façon qu'une particule provenant du point d'interaction les traverse avec un angle toujours inférieur à 45° .

La gerbe créée par une particule arrivant dans le calorimètre ionise l'argon liquide. Les électrons émis dérivent sous l'effet du champ électrique vers les électrodes de lecture, les ions argon ne se déplaçant quasiment pas du fait de leur masse. Le temps de dérive est de quelques centaines de ns. Le calorimètre à argon liquide étant non compensant, sa réponse à une particule d'une énergie donnée sera plus importante pour une particule électromagnétique que pour une particule hadronique. Plus exactement, la réponse à une particule hadronique dépend du taux de π^0 produit par la gerbe [8]. Plus ce taux est élevé, plus la réponse à la particule hadronique sera proche de celle à une particule électromagnétique. À l'inverse, un faible nombre de π^0 va donner une réponse plus faible. Lors de la reconstruction des gerbes hadroniques, cet effet est corrigé en pondérant le signal de chaque cellule en fonction de la densité d'énergie qu'elle contient.

Les tests du calorimètre effectués au CERN en 89, 90, 91 et 92 [9] ont permis de mesurer les différents paramètres décrivant la réponse du calorimètre, et en particulier le facteur de conversion entre le signal mesuré et l'énergie de la particule électromagnétique

incidente, le facteur de pondération à appliquer entre électrons et pions, ainsi qu'un contrôle plus fin des résolutions hadroniques.

Le calorimètre à argon liquide, grâce à sa granularité, sa bonne herméticité et le fait qu'il soit relativement facile à calibrer, permet donc une bonne mesure de l'énergie des particules incidentes, et plus particulièrement des particules électromagnétiques.

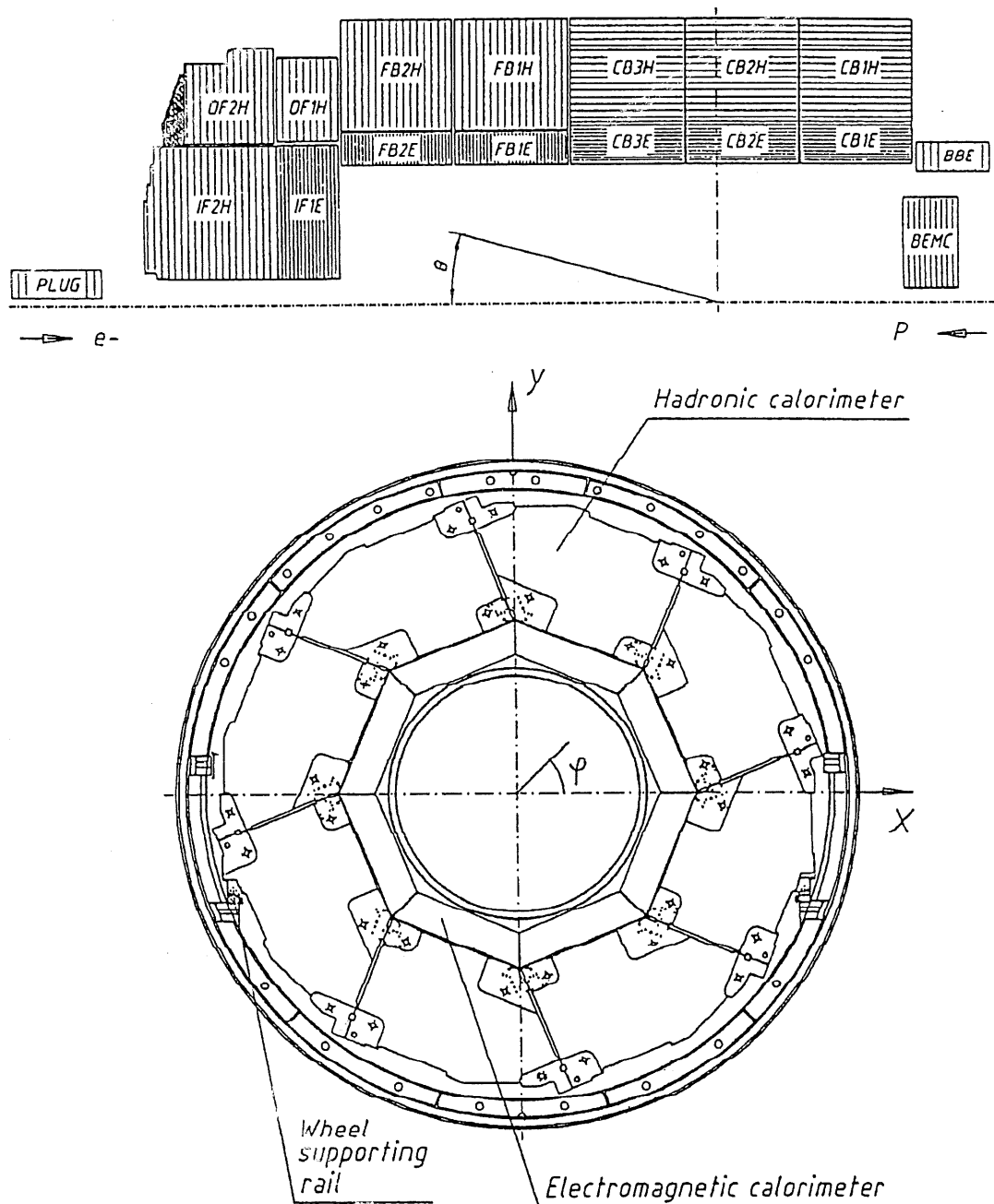


Figure II.4: Plan du calorimètre à argon liquide

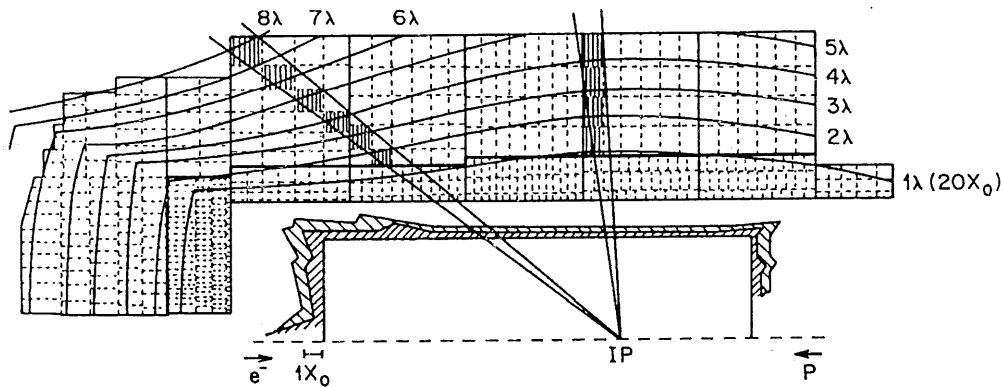


Figure II.5: Longueurs de radiation et d'interaction du calorimètre à argon liquide

II.3.d - Le Plug

Le PLUG [10] est un petit calorimètre monté à l'avant près du faisceau, qui permet de mesurer l'énergie des particules émises suivant θ de $0,7$ à $3,3^\circ$. Il est constitué de deux demi-cylindres placés sur la paroi du baril de fer instrumenté, et constitués de plaques d'époxy supportant les détecteurs au silicium en sandwich entre deux plaques de cuivre de 5 cm d'épaisseur. Cette configuration donne une épaisseur de 4,25 longueurs d'interaction, avec une résolution assez faible de $150\%/\sqrt{E}$, non critique du fait de la masse importante de matériau mort séparant le PLUG du point d'interaction.

II.3.e - Le Tail catcher

Le "Tail Catcher" [11] est un baril de forme octogonale complété de deux bouchons, placé à l'extérieur du système calorimétrique et de la bobine supraconductrice. Il est constitué de plaques de fer d'une épaisseur de 75 mm, séparées par une couche d'air d'épaisseur variant de 25 à 50 mm. Cet élément a d'abord pour fonction d'assurer le retour du champ magnétique généré par la bobine; cependant il a été équipé de tubes à décharge complétés de pads de 30 à 50 cm de côté. Les tubes assurent la mesure des traces des muons qui traversent le tail catcher, tandis que le signal induit par les décharges sur les pads permet une mesure de l'énergie des particules hadroniques dont la gerbe n'est pas entièrement contenue dans le calorimètre à argon liquide. Ce détecteur couvre un domaine en θ de 4 à 177° , avec une épaisseur d'environ 4,5 longueurs d'interaction. Les performances obtenues sont une résolution en énergie de $100\%/\sqrt{E}$ et une précision d'environ 3 à 4 mm, soit de 10 à 15 mrad en angle [12].

II.3.f - Les chambres à muon et le spectromètre avant

Un spectromètre à muons a été placé à l'avant du détecteur pour mesurer plus précisément l'impulsion des muons hautement énergétiques, qui sont la plupart du temps émis vers l'avant, du fait de la cinématique de HERA. La mesure de leur impulsion par le détecteur central devient en effet très imprécise à partir de quelques GeV. Ce spectromètre permet donc de mesurer des impulsions entre 5 et 200 GeV/c, avec une résolution qui varie de 24% à faible énergie à 36% à 200 GeV/c. Ce détecteur est formé de deux ensembles de trois chambres à muons encadrant un électroaimant toroïdal de rayons intérieur et extérieur de 0,65 et 2,9 m respectivement, et d'épaisseur 1,2 m, qui délivre un champ magnétique de 1,5 à 1,75 T. La déviation des muons dans ce champ donne leur impulsion.

II.4. - La partie arrière

La partie arrière aura une importance primordiale pour notre analyse, car c'est elle qui permettra de détecter et de mesurer l'électron diffusé lors de la plupart des collisions hautement inélastiques; une connaissance approfondie de cette partie va donc nous permettre d'appliquer les critères de sélection les plus appropriés pour notre analyse.

II.4.a - La BPC

La BPC [13] est une chambre proportionnelle placée devant le calorimètre arrière, qui a pour fonction de détecter le passage de l'électron, afin de déterminer sa position d'une manière plus précise que ne peut le faire le calorimètre lui-même, et aussi de s'assurer que le signal que l'on observe dans le calorimètre provient bien d'une particule chargée. Elle couvre un domaine en θ de 155° à 175° , avec une résolution de 1 mm. Elle est constituée de quatre plans de fils, orientés à 45° les uns par rapport aux autres. La coïncidence de trois de ces plans suffit pour générer un hit. Cette chambre va être remplacée en 95 par une chambre à dérive qui permettra une meilleure identification et mesure des traces.

II.4.b - Le BEMC

Le BEMC [14] est le calorimètre électromagnétique arrière (figure II.6), couvrant un domaine en θ de 151° à 177° . Son rôle principal est de mesurer l'énergie de l'électron faiblement diffusé avec la meilleure précision possible, mais il doit aussi contribuer à la mesure de l'énergie des hadrons qui sont émis vers l'arrière, dans certaines collisions profondément inélastiques à grand y . Une caractéristique importante de ce calorimètre est qu'il est dépourvu de partie hadronique; il ne s'agit là que d'un calorimètre électromagnétique, ce qui pourra nous poser certains problèmes dans les cas où des particules hadroniques seront observées dans cette région. En effet, les hadrons qui interagissent (70% du total) ne laissent que 30% de leur énergie dans le calorimètre, le reste de l'énergie devant être mesuré dans le fer instrumenté.

Ce calorimètre est constitué de plaques de plomb et de scintillateur en sandwich, découpées en 88 piles. Celles-ci peuvent être de plusieurs formes suivant leur emplacement dans le calorimètre: la plupart des piles sont de forme carrée tandis que les autres, de forme trapézoïdale ou triangulaire, poseront plus de problèmes vis-à-vis de leur calibration. La résolution du calorimètre est de $10\%/\sqrt{E} + 2\%$.

À noter que ce calorimètre va être remplacé début 1995 par un nouveau calorimètre utilisant la technologie SPACAL fibres scintillantes + plomb, qui aura une partie hadronique (épaisseur totale de 2λ) et dont l'acceptance en θ ira jusque vers 180° . Il aura aussi une meilleure granularité et une meilleure résolution en énergie que le calorimètre actuel.

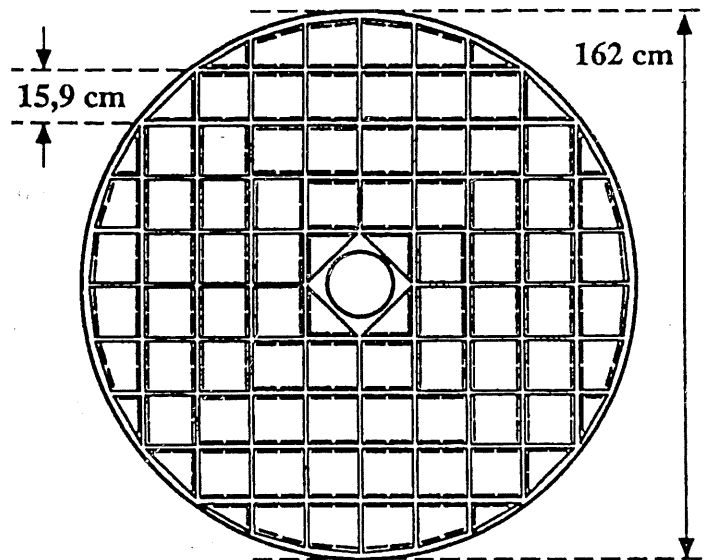


Figure II.6: Plan $r\phi$ du calorimètre arrière

II.4.c - Le TOF

Le fait que le BEMC soit un calorimètre uniquement électromagnétique et peu précis en temps induisait le risque que l'on ne puisse distinguer le signal provenant du point d'interaction du signal dû à des événements protons-gaz ou protons-tube à vide se produisant à l'arrière du calorimètre. Pour palier ce problème, un système de mesure de temps de vol, le TOF, a été ajouté à l'arrière du BEMC. Il s'agit de deux plans de scintillateurs, perpendiculaires au faisceau, équipés de photomultiplicateurs, et qui donnent une information suffisamment précise en temps pour pouvoir distinguer les signaux provoqués par une particule venant de l'arrière du détecteur (donc du bruit de fond) de ceux provoqués par une particule venant du point d'interaction. Ce détecteur est en pratique divisé en 16 cellules pour le plan proche du BEMC et en 8 pour l'autre plan. Chaque cellule donne une information composée de trois éléments: présence de signal d'interaction, présence de signal de bruit de fond et présence de signal quel qu'il soit. Ce détecteur permet d'affecter l'événement reçu à un croisement de faisceau donné et de rejeter dès le niveau 1 du déclenchement un événement de bruit de fond. Le TOF va être supprimé en 95, sa fonction devant alors être assurée par le nouveau calorimètre arrière SPACAL.

II.5. - Systèmes annexes

Un certain nombre de systèmes annexes sont associés au détecteur H1 afin de compléter ses possibilités vis-à-vis de certains types d'événements.

II.5.a - Système de luminosité

Le détecteur H1 est doté d'un système de mesure de luminosité [15], qui a en fait plusieurs fonctions: Il mesure la luminosité instantanée et la luminosité intégrée dans la région d'interaction (à 5% près), mais aussi il détecte une partie des photons et des électrons émis suivant une direction très proche du faisceau, lors des événements radiatifs dans l'état initial ou dans les événements de photoproduction.

Pour la mesure de luminosité, il se base sur les événements de Bethe-Heitler $ep \rightarrow ep\gamma$ (rayonnement de freinage électron-proton), événements qui ont une section efficace très grande et bien connue. Le bruit de fond principal de ce genre d'événements est la réaction de bremsstrahlung du faisceau d'électron sur le gaz résiduel $eA \rightarrow eA\gamma$, qui représente environ 10% des événements, et dont la contribution peut être mesurée en utilisant les événements pilotes (où le paquet de protons correspondant n'est pas rempli).

Ces événements de Bethe-Heitler sont détectés par deux détecteurs nommés Electron Tagger et Photon Detector, situés respectivement à 33,4 m et 102,9 m du point d'interaction à l'arrière. Un événement $ep \rightarrow ep\gamma$ est signé quand un électron et un photon sont détectés en coïncidence avec une énergie totale comparable à celle de l'électron incident. L'efficacité de ces détecteurs pour ces événements est de 98% pour le Photon Detector et 48% pour l'Electron Tagger. Ces détecteurs sont des calorimètres Cerenkov à absorption totale, faits de cristaux KRS-15, avec une granularité de $7*7$ (ET) et de $5*5$ (PD), et une résolution de $10\%/\sqrt{E}+1\%$.

Ces détecteurs sont aussi utilisés pour détecter une partie des événements de photoproduction et des événements radiatifs. Leur acceptance en énergie va de 6 à 24 GeV pour l'Electron Tagger (dans le cas d'un électron initial à 30 GeV) et de 120 MeV à 30 GeV pour le Photon Detector, avec une acceptance en angle respectivement de 0 à 5 mrad (ET) et de 0 à 0,145 mrad (PD).

II.5.b - Le système de veto

Plus près du détecteur et toujours à l'arrière, il a été installé deux plans de scintillateurs, un petit de $100*90$ cm² et un grand de $5*4$ m² (qui couvre donc la quasi-totalité du détecteur), à respectivement 8,1 et 6,5 m du point d'interaction. Ce dispositif complète le TOF déjà décrit et a pour fonction de mettre un veto sur des événements issus d'interactions provenant de l'arrière du détecteur.

II.6. - Déclenchement et acquisition

Les signaux issus des différents sous-détecteurs décrits au-dessus sont de deux types [16] (figure II.7): Les premiers, utilisés pour le déclenchement (trigger), sont de nature relativement sommaire mais disponibles très rapidement. Ils sont analysés en temps réel en plusieurs étapes afin de décider si l'événement donné est intéressant au niveau physique ou s'il ne s'agit que de bruit de fond. C'est donc sur ces données que l'on va faire un premier tri en ligne des événements qui se présentent. Les autres représentent l'information complète du détecteur. Ils sont regroupés, mis en forme, puis stockés jusqu'au verdict du système de déclenchement. Dès que celui-ci est rendu, l'ensemble de ces signaux sont rassemblés, utilisés pour un filtrage additionnel des événements puis stockés sur bandes magnétiques.

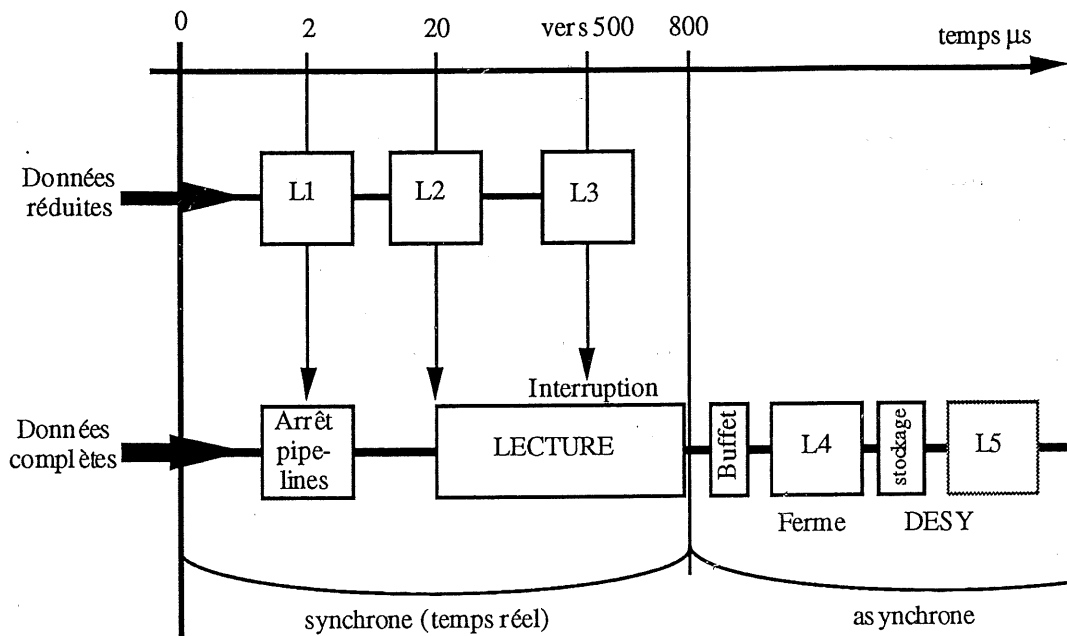


Figure II.7: Schéma du système d'acquisition de HI

II.6.a - Systèmes de déclenchement, les différents niveaux

Le but est ici de sélectionner les événements issus d'une interaction électron-proton et de rejeter les bruits de fond, qui sont principalement des événements d'interaction proton-gaz et proton-tube à vide mais aussi du rayonnement synchrotron induit par le faisceau d'électron, afin de ne déclencher la lecture complète de l'événement que pour des événements physiques.

La principale difficulté est de faire ceci très rapidement, du fait que les croisements des paquets d'électrons et de protons se succèdent tous les 96 ns (= 1 BC -Bunch Crossing- que nous prendrons comme unité de temps à partir de maintenant), et que l'on veut avoir un système générant le minimum de temps mort possible. Ceci ne peut être réalisable que si l'ensemble des informations issues des sous-détecteurs sont stockées dans des "pipelines", c'est-à-dire que l'historique des signaux de chaque sous-détecteur est gardé sur un temps d'environ 25 BC, temps nécessaire à la première prise de décision. Celle-ci se fait de manière "pipelinée", ce qui permet d'avoir une décision du trigger pour chaque croisement de faisceau, sans temps mort au premier niveau de déclenchement.

Le système de déclenchement, qui assure une sélection de plus en plus sévère des événements, a été subdivisé en trois niveaux successifs traitant les données réduites de façon de plus en plus complexe.

II.6.a.i - Le premier niveau

Le premier niveau est en fait composé de neuf systèmes de déclenchement indépendants, basés chacun sur des informations provenant de sous-détecteurs particuliers. Les sorties de ces différents systèmes (appelées les trigger elements) sont regroupées au niveau du système central et combinées suivant différentes manières pour donner ce que l'on appelle des "subtriggers". N'importe quel "subtrigger" positif suffit à déclencher la décision de garder cet événement au niveau 1, ce qui provoque alors l'arrêt des pipelines et le début du traitement des données réduites par le niveau 2. Nous allons passer en revue

ces neuf systèmes.

Le premier de ces neufs systèmes utilise les données provenant du système de mesure du temps de vol (le TOF), et donne deux types de trigger elements, ToF-BG et ToF-IA suivant que le signal reçu passe dans la fenêtre temporelle bruit de fond ou interaction.

Les trois systèmes suivants utilisent le système de chambres à traces. L'un utilise les données des chambres CIP et COP et indique si la position du vertex donné par ces chambres est compatible avec un événement d'interaction. Il donne aussi le " t_0 " de l'interaction, c'est-à-dire à quel BC l'événement a eu lieu. Le suivant utilise la CIP et la FWPC (chambre proportionnelle avant) pour indiquer la présence de traces dirigées vers l'avant. Enfin le dernier système concernant les chambres à traces utilise les chambres à dérive dans le même but que les chambres à fil.

Les deux systèmes suivants concernent les calorimètres. Le premier utilise le calorimètre à argon liquide et le BEMC, divisés en 484 "Grandes Tours" (formées de groupes de cellules et pointant vers le point d'interaction). Ce regroupement, de faible granularité, permet d'avoir accès à une information rapide et précise en temps. Les signaux provenant de ces Grandes Tours sont pondérés selon plusieurs méthodes différentes donnant par exemple accès à l'énergie transverse manquante ou à l'énergie totale dans les différentes parties des calorimètres. Le deuxième système, le BSET (BEMC Single Electron Trigger), utilise le BEMC pour identifier l'électron diffusé par une reconnaissance rapide de l'amas d'énergie de l'électron ainsi que par l'application de seuils sur l'énergie des cellules du calorimètre et sur celle des amas reconstruits.

Les deux systèmes suivants utilisent le tail catcher et le spectromètre à muon pour indiquer la présence d'un ou plusieurs candidats muons dans le détecteur.

Enfin, le dernier système utilise le détecteur de luminosité pour détecter les électrons arrivant dans l'Electron Tagger, signant ainsi un événement de photoproduction.

L'ensemble de ces trigger elements sont regroupés au niveau du système de déclenchement central et mis dans un pipeline afin de les synchroniser au même BC. Les subtriggers sont ensuite formés par application de coïncidences et de seuils de déclenchement. Éventuellement, une réduction du taux de déclenchement peut être appliquée à certains de ces subtriggers ("prescaling"). Enfin un OU logique de ces subtriggers est généré et déclenche la décision de garder l'événement. Cette décision est alors transmise à l'ensemble des systèmes d'acquisition afin de stopper les pipelines.

Les principales classes de subtrigger concernent principalement: la recherche d'électrons dans le BEMC, la recherche de muons, la recherche de traces provenant du point d'interaction théorique, la recherche de signaux importants dans le calorimètre à argon liquide et en particulier de signaux à grande impulsion transverse, la recherche d'événements de photoproduction tagués. Par exemple, un événement d'interaction profondément inélastique à petit Q^2 , ayant donc un électron dans le BEMC, sera recherché entre autres par $BPC*BSET*antiTOF$, un courant chargé par $E_T^{miss}(calo)$, ou un événement de photoproduction par $Tagger*Vertex$.

II.6.a.ii - Les niveaux intermédiaires (2 et 3)

Ces systèmes fonctionnent en synchronisation avec le niveau 1, c'est-à-dire qu'ils prennent leurs décisions pendant l'arrêt des pipelines déclenché par le niveau 1.

Le niveau 2 fait des corrélations entre les différentes parties du détecteur en utilisant directement les données réduites issues des systèmes de déclenchement du niveau 1 (et non plus seulement les trigger elements), dans le but d'affiner la décision du niveau 1. Les algorithmes de corrélation sont implantés de manière purement électronique dans des réseaux de neurones [17] et des tables de corrélation [18], qui rendent leur décision en 20 μ s. Si l'événement passe le niveau 2, les processus d'acquisition des données complètes sont lancés.

Le niveau 3 a pour objet d'interrompre l'acquisition de l'événement avant que celle-ci ne soit finie dans le cas où l'événement se révélerait finalement mauvais. Le but de ceci est de diminuer le temps mort du système d'acquisition, de l'ordre de 1 ms. Il utilise essentiellement les mêmes informations que le niveau 2, mais, disposant de plus de temps que celui-ci (quelques centaines de μ s), il peut appliquer des algorithmes plus complexes et utiliser des microprocesseurs programmables pour ce faire [19].

L'objectif de ces trois niveaux de déclenchement est d'atteindre un taux de lecture des événements complets d'environ 50 Hz, limite supérieure que peuvent supporter les étapes suivantes de la chaîne d'acquisition.

Lorsque la première prise de données a démarré, les niveaux 2 et 3 ne fonctionnaient pas encore; mais, du fait de la faible luminosité instantanée alors disponible, le déclenchement par le niveau 1 suffisait pour atteindre un taux inférieur à 50 Hz. Actuellement, l'installation du niveau 3 est terminée, le niveau 2 doit être implanté pour 1995.

II.6.b - Acquisition et filtrage des données

L'ensemble des données sortant du détecteur représente environ 250 000 canaux analogiques, et équivaut à environ 3 Moctets d'informations digitalisées par événement (figure II.8). En cas de décision positive du niveau 3, ces données, collectées dans tous les sous-détecteurs, sont transférées vers le système d'acquisition central.

Après une phase de formatage de l'événement, celui-ci est envoyé au système de déclenchement de niveau 4 (voir paragraphe suivant) pour sélection, puis, dans le cas favorable, renvoyé à l'acquisition centrale. Celle-ci le transmet alors au centre de calcul de DESY grâce à une liaison par fibres optiques (7 Mo/s de taux de transfert) pour stockage sur disque puis sur cassettes.

Le niveau 4 a pour fonction de faire une sélection sur l'ensemble de l'événement (c'est-à-dire avec les données complètes). Pour ce faire, les parties intéressantes de l'événement telles qu'elles ont été détectées par les précédents niveaux sont reconstruites à partir de l'ensemble des données, puis une décision est prise à partir d'un certain nombre de valeurs issues de ces reconstructions. Tout ce processus se fait de manière asynchrone, et donc n'induit pas de temps mort dans l'acquisition; il est effectué par une ferme d'une quarantaine de processeurs RISC R3000 fonctionnant en parallèle. Ce niveau supprime environ 70% des événements, 1% des événements rejetés étant gardés pour des tâches de monitoring.

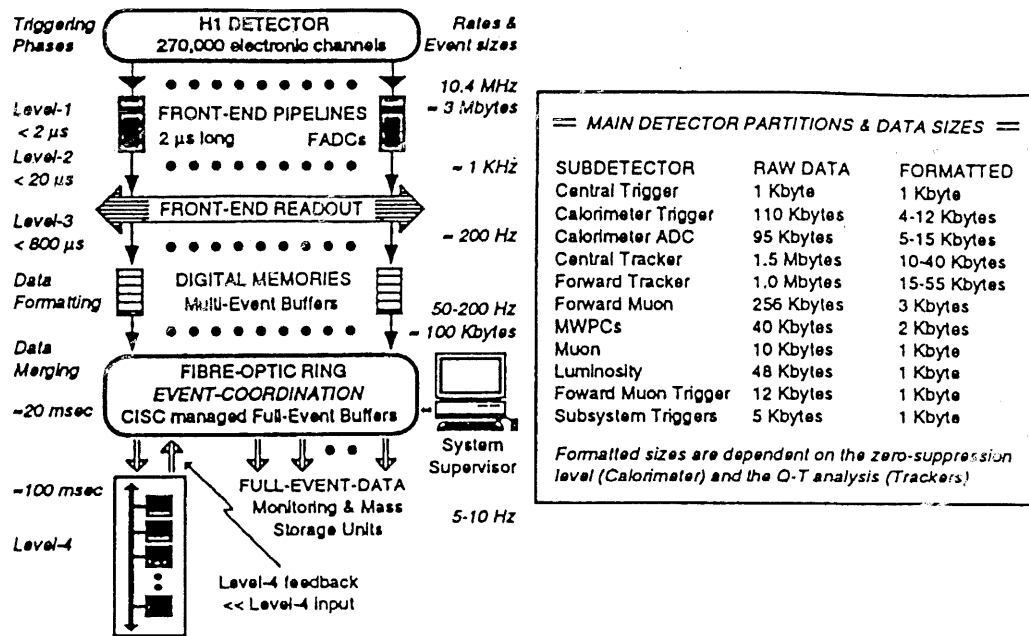


Figure II.8: Quantités caractéristiques du système de déclenchement

Le système d'acquisition assure donc une bonne première sélection des événements avec le minimum de temps mort possible (8% en moyenne) et un taux final d'enregistrement d'environ 8 Hz.

II.7. - Conclusion

Nous avons donc passé en revue les divers constituants du détecteur H1 ainsi que leur système d'acquisition de données. Par la suite, nous donnerons plus de détails sur les points qui concernent plus particulièrement notre analyse.

III. - Les moyens de l'analyse

L'analyse d'une expérience de physique des particules traite les événements enregistrés par système d'acquisition (niveau 4), afin d'en extraire des résultats de portée générale. Elle demande toujours beaucoup de moyens informatiques du fait de la masse importante de données à prendre en compte. L'évolution rapide des techniques disponibles provoque des transformations continues dans l'organisation de ces moyens. Afin d'optimiser celle-ci, il est utile de dégager les principes généraux de l'analyse et de sa mise en œuvre. Nous verrons en particulier comment sont intégrés les progrès récents des techniques informatiques.

III.1. - Problématique de l'analyse

III.1.a. - L'analyse des données

Nous allons ici donner les principes de base de l'analyse ainsi que les contraintes qui pèsent sur sa mise en œuvre. L'exemple de H1 servira d'illustration (figure III.1).

Une analyse consiste, à partir d'un lot d'événements bruts issus du système d'acquisition, à extraire les informations les plus pertinentes des événements jugés intéressants, tout en rejetant les événements de bruit de fond. Le cas idéal serait de pouvoir utiliser toute l'information de l'ensemble des événements pour bien séparer les événements physiques des événements de bruit de fond et rejeter ceux-ci; cependant, les moyens d'analyse actuellement disponibles sont bien insuffisants pour ceci. Le traitement des événements et la réjection du bruit de fond sont donc effectués en parallèle tout le long de la chaîne d'analyse, afin de limiter les besoins nécessaires à celle-ci dans des domaines acceptables.

Les contraintes les plus fortes concernent la capacité de stockage des événements et la rapidité du processus d'analyse. Une analyse sur peu d'événements pourra être faite en conservant beaucoup d'informations par événement, puisque la place prise par ceux-ci et le temps machine nécessaire pour les analyser seront peu importants. Par contre, un compromis sur la quantité d'informations par événement devra être fait dans le cas d'une analyse portant sur un grand nombre d'événements. Ces informations ne pourront alors plus être celles directement produites par le détecteur, mais elles devront avoir été élaborées par des programmes adaptés.

Dans le cas de H1, les données brutes qui proviennent du dernier niveau (L4) du système d'acquisition sont envoyées au centre informatique de DESY pour y être écrites sur cartouches. Le nombre d'événements stockés a ainsi atteint 30 millions en 1993, avec une taille moyenne par événement de 40 kilooctets (ko), ce qui représente une masse de données brutes de 1,2 To soit 4000 cassettes IBM. Il faut à cela ajouter environ 500 Go d'événements non physiques, tels que les événements de contrôle, les prises de données de calibration et une fraction des événements rejetés au niveau 4 du système d'acquisition.

Un premier traitement est alors appliqué à ces événements bruts, traitement appelé

reconstruction, qui consiste à utiliser et à associer des éléments de ces données brutes pour produire des quantités plus explicites physiquement. Par exemple, les signaux des chambres à fils sont associés dans le but de reconstruire les traces laissées par le passage des particules, puis de donner les paramètres de ces traces (impulsion, direction dans l'espace par exemple); de même, les canaux des calorimètres, après pondération et suppression du bruit électronique, sont associés pour reconstituer des paquets de dépôts d'énergie ("clusters") provenant d'une particule incidente, ceci afin de mesurer l'énergie de cette particule. Le programme de reconstruction tente ensuite de lier ensemble les traces et les dépôts d'énergie. En dernier lieu, la reconstruction peut calculer des valeurs globales sur l'ensemble de l'événement, telles que les variables cinématiques de celui-ci. Après avoir été reconstruit, un événement est soumis à un programme de classification écrit par les différents groupes d'analyse dans le but de déterminer si cet événement peut intéresser tel ou tel type de physique. Par exemple, le groupe d'analyse des fonctions de structure à petit Q^2 demandera la présence d'un électron dans le BEMC (voir chapitre VII), alors que le groupe des courants chargés s'intéressera à des événements présentant une impulsion transverse manquante. Seuls les événements classés sont gardés sous leur forme reconstruite.

Dans H1, le temps CPU nécessaire pour reconstruire un événement est d'environ 1,5 s. À noter que la vitesse de traitement dépend peu de la marque de la machine, les processeurs RISC récents ayant des performances comparables. La taille moyenne de l'événement après reconstruction passe à 120 ko (les données brutes sont conservées), mais la sélection appliquée ensuite permet de retrouver sensiblement le même volume de donnée qu'avant reconstruction, soit 1 To en 93. Ces événements reconstruits et classés sont alors stockés sur cassettes, appelées POT (Production Output Tape). La classification déterminée par la reconstruction est inscrite dans l'entête de l'événement; on peut alors rapidement et facilement ne récupérer que les événements de telle ou telle classe, sans avoir à décoder l'ensemble des données, l'entête pouvant être lue séparément du reste de l'événement.

Une sélection plus exigeante est aussi appliquée en parallèle pour produire les lots d'événements DST (Data Summary Tape) qui seront utilisés par la suite pour les analyses physiques. En 93, les DST représentaient environ 3 millions d'événements, soit environ 300 Go de données. Ces DST étaient prévues à l'origine pour être stockées sur disque, permettant alors un accès rapide aux événements, mais leur taille trop importante a conduit la collaboration à les transférer sur cassettes. En contrepartie, une copie de ces DST a été mise sur disque après suppression d'un certain nombre d'informations relativement peu utiles à l'intérieur de chaque événement, ce qui a permis de réduire leur taille d'un facteur 2/3.

Les différentes analyses physiques utilisent les DST comme lot d'événements de départ, en n'utilisant que les classes d'événements, telles qu'elles sont déterminées dans la reconstruction, qui leur sont intéressantes. Cependant, les contraintes techniques évoquées au-dessus, telles que la taille importante de ces DST, nécessitent de concevoir une étape intermédiaire avant les travaux d'analyse finals. Deux solutions sont possibles, et celles-ci sont très souvent utilisées en parallèle. La première est de créer des lots d'événements plus petits, appelés miniDST, par une sélection des DST adaptée à la physique étudiée. La taille de ces lots dépend fortement du type de physique: Par exemple, la physique à grand Q^2 , de

faible statistique, aura des lots beaucoup plus petits (de l'ordre de 8000 événements en 93) que la physique à petit x (80000 dans notre analyse). La deuxième solution est de créer, à partir des DST ou du moins à partir d'une ou plusieurs classes d'événements, un tableau contenant, pour chaque événement, un certain nombre d'informations plus élaborées que les données brutes, dont le type dépend de la physique étudiée; ce tableau est appelé un "ntuple" [20]. Cet ntuple a l'avantage par rapport aux DST d'être un objet relativement petit (0,5 ko/évt. pour notre analyse), donc plus facile à gérer (il peut être conservé sur disque et être distribué très facilement) et plus rapide à exploiter. Les analyses pourront alors être faites directement à partir de ce ntuple. L'inconvénient est qu'il devra être refait si on s'aperçoit qu'il manque certaines informations nécessaires pour l'analyse, avec l'obligation à ce moment là de revenir aux DST. Une solution intermédiaire, qui a été en partie utilisée dans notre analyse, est de disposer des deux aspects à la fois, c'est-à-dire produire des miniDST puis créer un ntuple à partir de ces miniDST, l'utilisation de ntuples sur les DST entières ou l'exploitation directe des miniDST étant réservées à certaines études particulières.

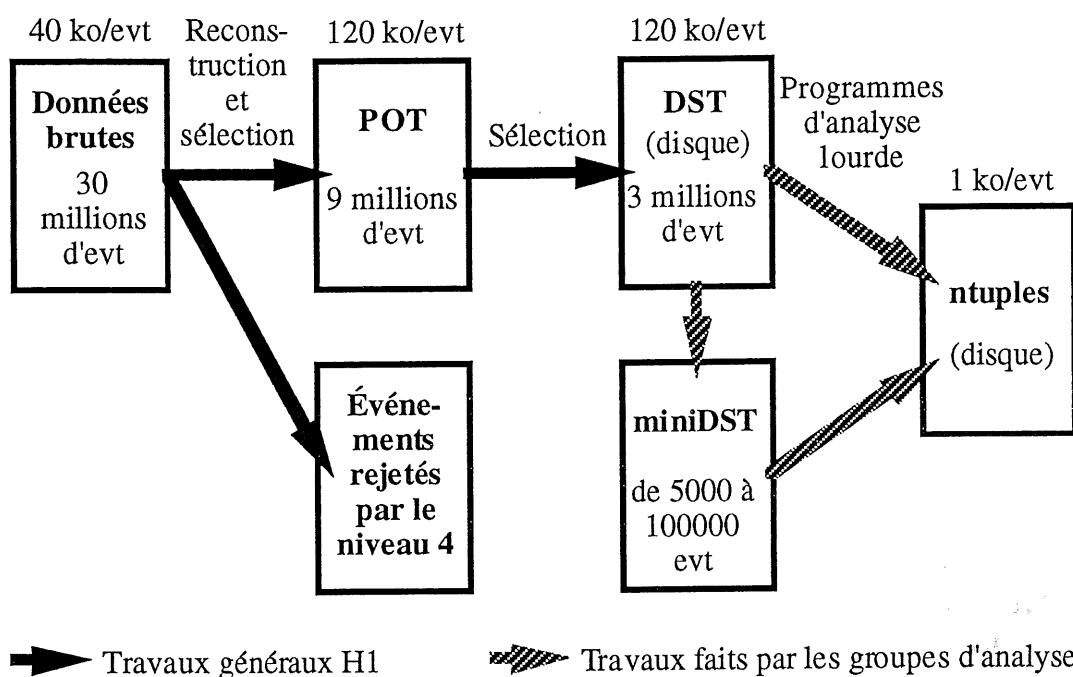


Figure III.1: Schéma de la chaîne d'analyse utilisée pour les données 93

Le temps CPU nécessaire à ces travaux est relativement faible comparé à la reconstruction, une production de ntuple avec calcul des quantités intéressantes à partir de l'événement étant au maximum de 0,5 s/événement. L'exploitation du ntuple demande de l'ordre de 10 minutes pour passer sur 100 000 événements, et peut se faire avec un logiciel graphique d'analyse interactive [21] [22].

En 1994, du fait de l'augmentation de la luminosité et donc de l'augmentation de la masse des données (2,5 To), le schéma décrit au-dessus a été légèrement modifié. La sélection appliquée lors de la production des POT a été renforcée, elle est en fait équivalente à celle appliquée pour la production des DST en 93. Les DST contiennent maintenant les mêmes événements que les POT (environ 10 millions d'événements), mais avec une information très réduite pour diminuer la taille par événement jusqu'à 8 ko. Les miniDST vont pouvoir être produites soit à partir des DST, soit à partir des POT si les

informations contenues dans les DST ne suffisent pas. La figure III.2 résume la nouvelle situation.

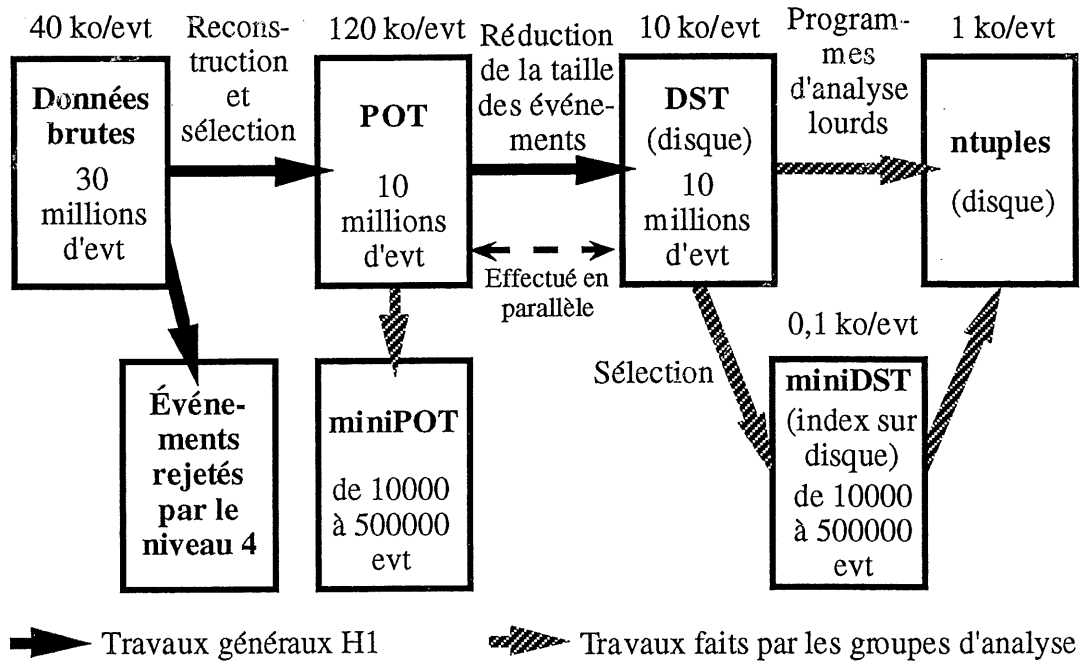


Figure III.2: Schéma de la nouvelle chaîne d'analyse

III.1.b. - Les simulations Monte-Carlo

Les groupes d'analyse ont en général besoin de lots d'événements simulés par Monte-Carlo, pour effectuer des comparaisons entre les mesures faites à partir des données réelles et les valeurs attendues, compte tenu de l'ensemble des caractéristiques du détecteur. Pour éviter que des erreurs statistiques deviennent prépondérantes, on estime en général qu'il faut entre 5 et 10 événements Monte-Carlo pour un événement physique retenu après toutes les sélections. Nous allons ici voir quelles sont les quantités caractéristiques de la production et de l'exploitation des simulations Monte-Carlo.

Schématiquement, les événements de H1 peuvent être simulés de deux manières différentes: Une simulation détaillée, où toutes les caractéristiques du détecteur sont prises en compte mais qui demande un temps de simulation important de l'ordre de 20 minutes par événement; Une simulation un peu moins détaillée [23], où les sous-détecteurs sont simplifiés, remplacés par exemple par des milieux moyens, et où certains processus sont simulés d'une manière globale par des paramétrisations. Cette simulation ne demande alors qu'un temps CPU relativement réduit, de l'ordre d'une minute par événement.. À noter que dans les deux cas, le fichier produit est écrit dans le même format que les fichiers de données. C'est la deuxième méthode qui est utilisée le plus souvent. 960 000 événements ont été simulés en 1993, soit une moyenne de 160 000 par mois. L'utilisation de l'ensemble des ressources en théorie disponibles pour H1 sur l'ensemble des laboratoires participant à la collaboration, environ 130 000 "unités CERN" (une unité CERN est sensiblement la puissance d'un IBM 168 modèle 3 ou d'un VAX 8600) par mois, permettrait de simuler 720 000 événements tous les mois. En pratique, ce qui freine la production est la logistique nécessaire à cette simulation: soumission des processus de simulation, reconstruction des événements simulés, stockage sur cartouches, etc...

Les événements produits par la simulation, de l'ordre de 30000 par production, sont ensuite reconstruits puis stockés sur cassettes. L'exploitation de ces cassettes par les analyses se fait directement ou par l'intermédiaire d'un ntuple. Il n'y a pas en général de création de "miniDST" Monte-Carlo, les critères de sélection étant appliqués le plus souvent lors de l'analyse interactive finale. On peut considérer qu'en moyenne, le nombre d'événements que traite une analyse est du même ordre de grandeur pour les données réelles et le Monte-Carlo, avec le même besoin en temps CPU, car le rapport Monte-Carlo/données est comparable au rapport nombre d'événements candidats/nombre d'événements après sélection.

III.2. - Les différentes organisations possibles des moyens informatiques

Nous allons voir ici comment, compte tenu des caractéristiques et des nécessités des analyses physiques, peuvent s'organiser les divers moyens informatiques disponibles. Ce problème s'est posé récemment d'une façon relativement nouvelle avec l'apparition d'ordinateurs aussi puissants que les gros ordinateurs centraux, mais à des prix plus petits de plusieurs ordres de grandeurs. En effet, dans le passé et jusqu'à une époque très récente, l'ensemble des traitements informatiques étaient assurés par des centres de calcul dotés de gros ordinateurs, principalement des IBM et des VAX, plus rarement des CRAY. Ceux-ci fournissaient la puissance de calcul nécessaire à la fois pour les simulations, pour la reconstruction des événements et pour l'analyse interactive finale. Ils fournissaient l'espace disque nécessaire aux utilisateurs et au stockage des données; enfin, en association avec un système robotisé de gestion des cassettes ils assuraient l'accès à l'ensemble des données stockées sur cassettes. En contrepartie, ils représentaient une dépense financière importante, tant à l'achat qu'en maintenance. Leur mise en œuvre nécessitait aussi un personnel relativement important; De plus, leur système d'exploitation, relativement fermé, ne permettait plus d'intégrer facilement les nouvelles techniques informatiques (nouveaux langages, nouvelles interfaces utilisateur,...). Enfin, la croissance des besoins, tant en espace disque qu'en puissance de traitement, ne pouvait plus être assurée à un coût raisonnable par ces systèmes. L'ensemble de ces systèmes existent encore actuellement, mais ils sont de moins en moins utilisés et sont appelés à disparaître dans les années qui viennent.

Le développement d'ordinateurs et de stations de travail à bas prix, utilisant des microprocesseurs RISC, a permis d'envisager le remplacement des gros ordinateurs par ces nouveaux moyens informatiques. Leur organisation dépend avant tout de leurs caractéristiques, et en particulier de leur caractère modulaire. La puissance d'un système fondé sur ces machines (voir tableau III.1) peut évoluer avec les besoins des expériences, soit en augmentant le nombre de machines exploitées, soit, dans le cas de machines multiprocesseurs, en rajoutant des processeurs. Une autre caractéristique est le fait que l'on peut facilement utiliser ensemble, grâce à l'utilisation commune du système d'exploitation UNIX, du matériel provenant de plusieurs constructeurs différents. Ceci permet alors de choisir la machine la mieux adaptée au travail spécifique qui lui sera demandé, et ceci au moindre coût. La dernière caractéristique importante est la possibilité de relier ces machines par des réseaux rapides, ceci permettant de répartir le stockage et le traitement des données entre plusieurs machines. Nous allons passer en revue les diverses organisations adoptées par les expériences de physique des particules.

Capacité moyenne (maximale) d'un disque dur	4 Go (9 Go)
Capacité moyenne (maximale) d'une cartouche IBM	200 Mo (600 Mo)
Capacité d'une cassette DAT	2 Go (4 à 8 Go)
Débit d'un réseau Ethernet	4 Mbit/s (10 Mbit/s)
Débit d'un réseau FDDI	100 Mbit/s
Puissance moyenne d'un processeur RISC	100 MIPS

Tableau III.1: Diverses caractéristiques des outils informatiques

III.2.a. - Organisation autour d'un serveur central

La configuration choisie par H1 [24] est celle d'un serveur central assurant l'ensemble des besoins; c'est celle qui se rapproche le plus des anciens gros ordinateurs. Nous allons la décrire ici.

Les besoins informatiques de H1 sont actuellement assurés par deux ordinateurs SGI Challenge (figure III.3). Ce sont des machines dotées chacune de 18 processeurs R4400 à 150 MHz et de 1 à 2 Go de mémoire. Elles gèrent un espace disque de 450 Go utilisé pour stocker les données (DST et cassettes copiées temporairement sur disque), des fichiers spécifiques aux différents groupes de travail et les fichiers privés des utilisateurs. Elles gèrent aussi un robot à cassettes AMPEX, spécifique à H1 et d'une capacité de 6,4 To, qui contient l'ensemble des données brutes et reconstruites. Elles sont reliées entre elles et au centre de calcul de DESY par un réseau rapide ULTRANET, ce qui leur permet d'accéder au robot à cassettes central ACS, d'une capacité de 36 To, qui contient une copie des données reconstruites et les cassettes des utilisateurs.

Les deux machines SGI ont en fait deux rôles bien distincts. La première a pour fonction d'assurer la réception des événements produits par le détecteur et envoyés via une fibre optique au centre de calcul, et de les copier sur les cassettes de l'AMPEX. Elle est aussi chargée de la reconstruction des événements et de la création des DST. Elle gère donc les travaux d'intérêt général pour la collaboration, et n'est pas accessible aux utilisateurs. La deuxième par contre assure seule tout le travail de création des miniDST et des ntuples, soit à partir des données stockées sur disque, soit à partir de cassettes gérées par le robot ACS. Elle est aussi chargée du travail d'analyse final, et, d'une manière plus générale, de tous les besoins informatiques interactifs des physiciens de H1.

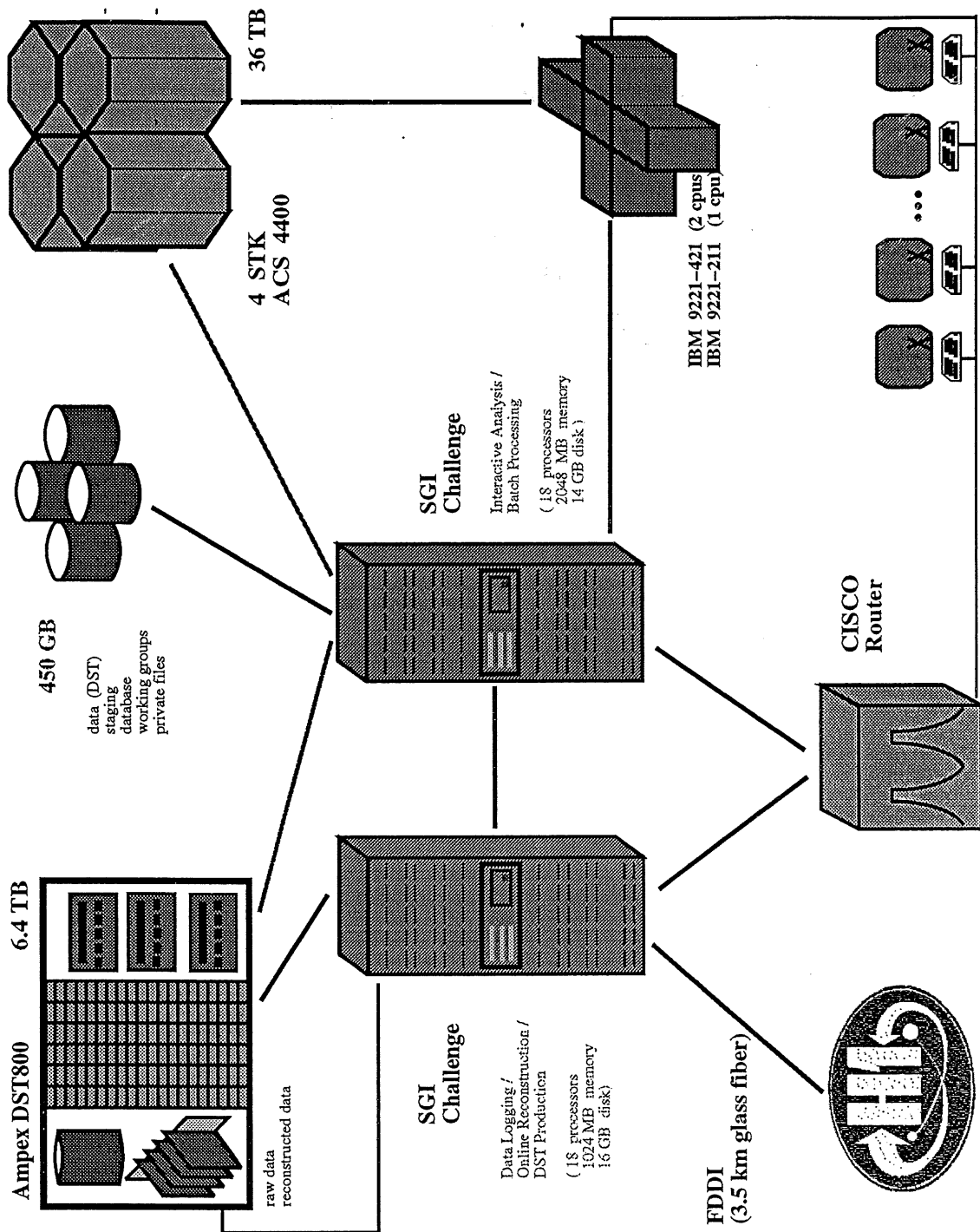


Figure III.3: Schéma de la configuration actuelle de H1

Ce schéma d'organisation ressemble beaucoup à ceux en vigueur avec les anciens gros ordinateurs centraux: Une seule machine assure, hormis la récupération des données brutes et la reconstruction, l'ensemble des besoins des physiciens tant pour les travaux de calcul lourd que pour l'interactif. En pratique, il y a donc jusqu'à une quinzaine de processus de traitement de données qui tournent en parallèle, chacun réclamant une puissance de calcul maximale. À cela s'ajoute jusqu'à 200 utilisateurs connectés simultanément qui utilisent une partie de la puissance de calcul et de la mémoire de la machine pour des travaux d'analyse interactive et pour des tâches diverses telles que l'édition de fichiers, la gestion

des terminaux X, etc... Le principal problème est que cette demande dépasse les capacités de la machine actuelle. Une mise à jour a été effectuée cette année (ajout de 4 processeurs et de 512 Mo de mémoire), mais ceci ne suffit pas. Au-dessus d'un seuil de 2000 processus tournant en parallèle sur la machine, le temps passé par celle-ci à gérer sa mémoire devient prohibitif, et ne peut plus être compensé par une augmentation de la puissance. Ce seuil est maintenant atteint, le nombre moyen de processus par physicien connecté étant supérieur une dizaine. C'est en fait le désavantage le plus fort de ce type d'organisation: Son évolution en terme de puissance et de nombre d'utilisateurs possible est limitée par des aspects matériels liés au serveur.

III.2.b. - Organisation par la distribution des tâches à plusieurs machines

Nous allons considérer ici une autre forme d'organisation qui est située sensiblement à l'opposé du modèle décrit au-dessus. Son principe est de distribuer le traitement des besoins à plusieurs fermes d'ordinateurs. Nous prendrons ici l'exemple du centre de calcul de l'IN2P3.

Le centre de calcul de l'IN2P3 [25] assure la plupart des besoins informatiques des laboratoires français de physique nucléaire et de physique des particules. Ces besoins sont sensiblement de même type que ceux décrits dans le cas de la collaboration H1, c'est-à-dire besoins en puissance de calcul pour les simulations, les reconstructions et l'analyse, besoins en stockage et accès aux données, besoins en services interactifs. Ces besoins étaient jusqu'à maintenant assurés par un gros ordinateur IBM, mais une nouvelle organisation en fermes de stations de travail est en train d'être mise en place.

Le principe de cette organisation est de séparer très distinctement les différents besoins des analyses en plusieurs domaines, et de traiter chaque domaine par une configuration particulière. De plus, ces configurations doivent pouvoir évoluer librement pour s'adapter facilement à la progression des besoins. Ceux-ci ont été séparés en quatre domaines: la simulation, l'accès et le stockage des données, la reconstruction et le travail d'analyse lourd, le travail interactif.

- La simulation est depuis 92 assurée par une ferme de 17 stations HP735 et 9 stations IBM RS6000, appelée BASTA. Ces stations sont reliées par un réseau Ethernet relativement lent (la simulation n'engendrant pas des entrées-sorties importantes) à l'IBM central pour le stockage des données simulées dans le robot. Elles assurent maintenant l'ensemble des besoins de simulation de l'IN2P3, développant une puissance de calcul utilisée trois fois supérieure à celle de l'IBM.
- L'accès aux données sur disque et sur cassette, ainsi qu'aux fichiers des utilisateurs et des groupes, est accessible par la ferme DATASERV formée de trois stations RS6000 qui assurent l'accès à 100 Go de disques actuellement et au robot à cassettes.
- Les travaux de reconstruction et d'analyse lourde sont assurés par la ferme ANASTASIE, qui est formée actuellement de 5 HP735 et 2 RS6000. L'accès aux données se fait à travers DATASERV via un réseau rapide FDDI par fibres optiques.
- Enfin, le travail interactif final sera assuré par la ferme SIOUX

qui accédera aussi aux données par DATASERV. Ce système est encore en projet.

On n'aura donc pas ici la limitation matérielle qui apparaissait avec la configuration du serveur central. Chacun de ces éléments peut être étendu par l'augmentation du nombre de machines, opération facilitée par le faible prix de ces stations. La principale limite sera ici les capacités du réseau local à absorber l'ensemble des besoins de transferts entre DATASERV et les différentes fermes, une augmentation de la capacité réseau, par la mise en place d'un réseau ATM [26], étant d'ors et déjà prévue.

III.2.c. - Un modèle mixte

Le modèle mixte est un modèle qui reprend des caractéristiques des deux modèles extrêmes décrits au-dessus. Étudions l'exemple du système CORE [27] du CERN.

À l'image du système de l'IN2P3, CORE sépare les différents besoins en plusieurs sous-systèmes spécifiques. La simulation est assurée par la ferme CSF (25 HP735). L'accès aux données par deux fermes de stations, l'une pour les cassettes (7 stations IBM et SUN), l'autre pour 260 Go de disques (6 SGI, DEC et IBM). Les fichiers utilisateurs sont gérés à part dans une autre ferme de machines SUN.

La différence avec l'IN2P3 tient en fait dans la manière d'aborder le problème des travaux d'analyse lourde et interactive. L'analyse lourde et la reconstruction sont assurés au CERN par SHIFT qui est une ferme de stations de toutes marques (SGI, DEC, HP, SUN, IBM) et de puissance assez élevée. Mais, à la différence d'ANASTASIE, toutes ces machines ne sont pas indifférenciées: elles sont regroupées par expériences qui les achètent, les gèrent et travaillent avec. De plus, ces systèmes ont en général leur propre espace disque réservé à l'expérience propriétaire, espace souvent supérieur à celui disponible sur la ferme dédiée citée précédemment. Cet aspect d'un nombre limité de machines puissantes par expérience, gérant leur propre espace, est assez ressemblant à la configuration centralisée de H1. Ces machines sont cependant limitées au calcul lourd et ne gèrent pas l'aspect interactif.

Le travail interactif n'est en fait pas à proprement parlé intégré dans CORE, mais est de la responsabilité de chaque expérience du CERN qui se constitue son propre système. Celui-ci peut alors avoir accès à l'ensemble des services fournis par CORE. Cependant, une ferme de calcul parallèle PIAF est disponible spécifiquement pour le traitement des ntuples.

Ce système mixte permet de profiter des avantages de la modularité et de la fourniture de services communs, tout en conservant une certaine autonomie pour chaque expérience dans la gestion de sa puissance de calcul et de son espace de travail. Il est par contre beaucoup plus complexe à administrer, et peut apparaître d'un accès relativement difficile aux utilisateurs. Il est aussi dépendant d'un réseau rapide, mais dans une moindre mesure que le système de l'IN2P3.

L'expérience H1 tend actuellement à évoluer vers un système mixte; elle envisage en effet d'acheter une dizaine de stations bon marché pour le travail interactif, qui utiliseraient la SGI principale comme serveur de données et de puissance de calcul. Ceci allégerait la charge du serveur principal qui pourrait alors effectuer plus efficacement le travail d'analyse lourde. Ceci est encore en discussion.

III.3. - La répartition géographique des moyens informatiques

La plupart des instituts travaillant sur les expériences tant du CERN que de DESY ne résident pas sur les lieux d'expériences, et ont en général accès localement à des ressources informatiques qui peuvent être importantes. Nous allons voir ici quels peuvent en être les avantages et comment peut être géré le problème spécifique de l'accès aux données.

III.3.a. - Moyens délocalisés contre moyens centraux

L'utilisation de moyens locaux n'a tout d'abord de sens qu'au-dessus d'une certaine puissance disponible, avec l'accès à des moyens de stockage suffisants. Ces seuils sont en fait fortement liés à la masse de données considérée. Des moyens locaux considérés comme insuffisants pour une étude sur 100 000 événements pourront être tout à fait adaptés à une étude sur 10 000 événements. Ces seuils varient aussi suivant l'étape du travail où l'on permute sur les moyens locaux. On ne fera jamais la reconstruction des données enregistrées par l'expérience ailleurs que sur le site central de l'expérience, non seulement à cause du volume de données considéré mais aussi parce que cette étape nécessite beaucoup d'informations liées au fonctionnement du détecteur uniquement présentes dans ce site. (La reconstruction d'événements simulés est cependant envisageable sur des sites centraux externes). Par contre, l'exploitation locale d'un ntuple, même s'il a été créé à partir de plusieurs centaines de milliers d'événements, peut être tout à fait envisageable.

Travailler sur des moyens locaux apporte plusieurs avantages tant pour le site central que pour l'utilisateur extérieur. Il décharge en effet le site central d'une partie des travaux d'analyse et plus particulièrement du travail interactif. L'utilisateur y gagne une certaine autonomie vis-à-vis des restrictions imposées par le centre, par exemple en place disque ou en temps de calcul; il n'est pas soumis aux lourdeurs de l'exploitation des ressources, qui apparaissent nécessairement quand un centre doit gérer plusieurs centaines d'utilisateurs. Il est aussi moins tributaire de l'état du réseau qui le relie au centre, il n'est pas perturbé par exemple par une coupure temporaire de ce réseau.

L'utilisation de moyens locaux exige cependant un minimum de contraintes de gestion. Tout d'abord, il est nécessaire de maintenir à jour les logiciels de la collaboration ainsi qu'un certain nombre de logiciels généraux. En général un responsable est chargé de cette tâche, et peut être aidé par un système de mise à jour automatique. Les utilisateurs doivent aussi maintenir leurs programmes personnels à la fois sur le système local et au centre, ce qui induit une certaine lourdeur. Cependant, le problème le plus crucial est en fait celui de l'accès aux données, que nous allons aborder maintenant.

III.3.b. - Le problème de l'accès aux données

On a vu que la quantité de données mise en jeu dépendait fortement du type d'analyse effectuée et de l'étape dans la chaîne d'analyse à laquelle se faisait le transfert.

Une analyse s'effectuant à partir de ntuples peut être menée à partir d'une simple station de travail locale à un laboratoire. Le volume de données n'est pas très important, de l'ordre de quelques centaines de Mo, il peut donc être transféré à partir du centre par

réseau. Le volume de données raisonnablement transférable par nuit entre deux machines reliées par une liaison rapide (de l'ordre de 1 Mb/s) est d'environ 500 Mo, le transfert de jour étant à éviter pour ne pas gêner le trafic courant. Une partie de l'analyse décrite en deuxième partie a été réalisée ainsi.

De même, une analyse travaillant sur une miniDST contenant un nombre réduit d'événements, de l'ordre de 10 à 20 000 c'est-à-dire quelques Go, peut aussi s'effectuer localement. Cependant le transfert des données devient beaucoup plus difficile à gérer par réseau, quoique encore possible. Il vaut mieux prévoir la copie et le transfert par la poste de cassettes de grande capacité (Exabytes ou DAT par exemple, voir tableau III.1).

Par contre, une analyse travaillant sur des classes de DST ou des miniDST de quelques centaines de milliers d'événements demande des moyens plus importants que ceux accessibles à la plupart des laboratoires. Certains ont cependant accès à un centre de calcul disposant de moyens importants, en particulier les groupes de l'IN2P3 avec le centre de calcul de Lyon décrit précédemment. Dans ce cas, les questions de la puissance de calcul et des moyens de stockage sont moins problématiques, par contre le transfert de tant de données est beaucoup plus complexe. Le site de l'expérience doit alors prévoir la possibilité de copier et d'exporter un nombre important de cassettes (700 cassettes IBM dans le cas de l'analyse sur les fonctions de structure). Un moyen de transfert doit être trouvé, en général on utilise un transporteur international. Le temps nécessaire au transfert peut alors se révéler très long, le processus de recopie des cassettes étant particulièrement lent de par la nécessité d'obtenir l'utilisation de deux lecteurs de cassettes en même temps. Par exemple, les 700 cassettes évoquées précédemment ne sont finalement parvenues à destination que plusieurs mois après avoir été demandées, délai beaucoup trop long pour effectuer une analyse compétitive.

III.4. - Conclusion

Les moyens informatiques utilisés en physique des particules perdent donc de plus en plus l'aspect monolithique des gros ordinateurs centraux. Ils tendent à se modulariser en de petits systèmes ayant des fonctions spécifiques, tout en conservant une certaine cohérence entre ces systèmes. Ceci s'accompagne d'une délocalisation croissante de ces moyens vers les groupes d'analyse, la nécessité de conserver un centre se faisant cependant sentir du fait des quantités de données mise en jeu et du souci de garder un serveur de référence. De son côté l'utilisateur peut choisir parmi des solutions de plus en plus variées pour mener à bien son analyse; c'est donc à lui d'utiliser celle la plus adaptée à la physique qu'il étudie et à ses propres ressources, afin de travailler dans les meilleures conditions.



IV. - Exemple d'un bruit de fond lié à la machine: l'Empilement

Nous allons maintenant étudier un bruit de fond particulier à HERA, qui pourra être gênant lorsque nous atteindrons la luminosité nominale: le bruit de fond d'empilement. Après avoir expliqué la nature de ce bruit de fond et comment il apparaît dans le cas particulier des calorimètres, nous étudierons son importance dans les données 92, 93 et 94, puis nous aborderons quelques méthodes pour tenter de le réduire.

IV.1. - Nature du bruit de fond d'empilement

IV.1.a. - Principe général

Nous allons considérer ici le bruit de fond provenant des interactions proton-gaz ou proton-tube à vide, c'est-à-dire les interactions entre d'une part les paquets de protons et d'autre part le gaz résiduel ou les éléments de la machine proches du faisceau, par exemple les collimateurs. Ce bruit de fond peut être gênant de deux manières différentes: Il peut d'une part provoquer un déclenchement du fait des signaux qu'il induit, et qui peuvent en particulier simuler des événements physiques. Nous verrons dans la deuxième partie quelles sont les méthodes pour supprimer ce bruit de fond. D'autre part il peut rajouter du signal parasite aux signaux induits par un vrai événement physique qui a provoqué le déclenchement; c'est ce deuxième cas que nous appellerons empilement et que nous allons étudier.

Ce bruit apparaît peu dans les expériences du LEP du fait que l'intervalle de temps entre croisements de faisceaux est suffisamment important (quelques μs) pour que l'électronique d'acquisition ait le temps d'effectuer la mesure du signal d'un événement avant le croisement de faisceau suivant. Seules les interactions électron-gaz (ou électron-tube à vide) arrivant au même croisement de faisceaux que l'interaction physique pourront perturber la mesure. Ce n'est pas le cas à HERA où l'on a vu que les faisceaux se croisaient toutes les 96 ns, durée inférieure au temps de sensibilité d'un certain nombre de sous-détecteurs. Une interaction proton-gaz (ou proton-tube à vide) pourra donc perturber un événement physique même si elle intervient à un croisement de faisceau (BC, voir le chapitre II) différent de cet événement.

Tous les sous-détecteurs ne sont pas sensibles de manière identique à l'empilement. D'une manière générale, plus le détecteur sera sensible pendant un temps long, plus il sera perturbé par l'empilement. Les systèmes de chambres à traces et de chambres à muons ne seront que très peu concernés par cet effet; les seules parties affectées seront les chambres à dérive du fait qu'elles sont sensibles sur environ 10 BC. De plus, une méthode de reconstruction par alignement des traces permet d'atteindre une précision meilleure que le BC sur le temps de passage des particules. Par contre, les calorimètres seront plus perturbés, car leur durée de sensibilité varie de 10 BC (BEMC) à 100 BC pour le calorimètre à argon liquide. Étant donné leur importance pour la physique que nous aborderons ensuite, nous allons donc nous intéresser principalement aux calorimètres.

IV.1.b. - Les calorimètres

Nous allons voir avec l'exemple des calorimètres à argon liquide et arrière comment ce bruit de fond apparaît et comment on peut estimer ses effets en utilisant les caractéristiques de notre détecteur. Dans ce but, nous allons étudier plus précisément comment est mesuré le signal produit dans les calorimètres [28] et comment l'empilement peut affecter cette mesure.

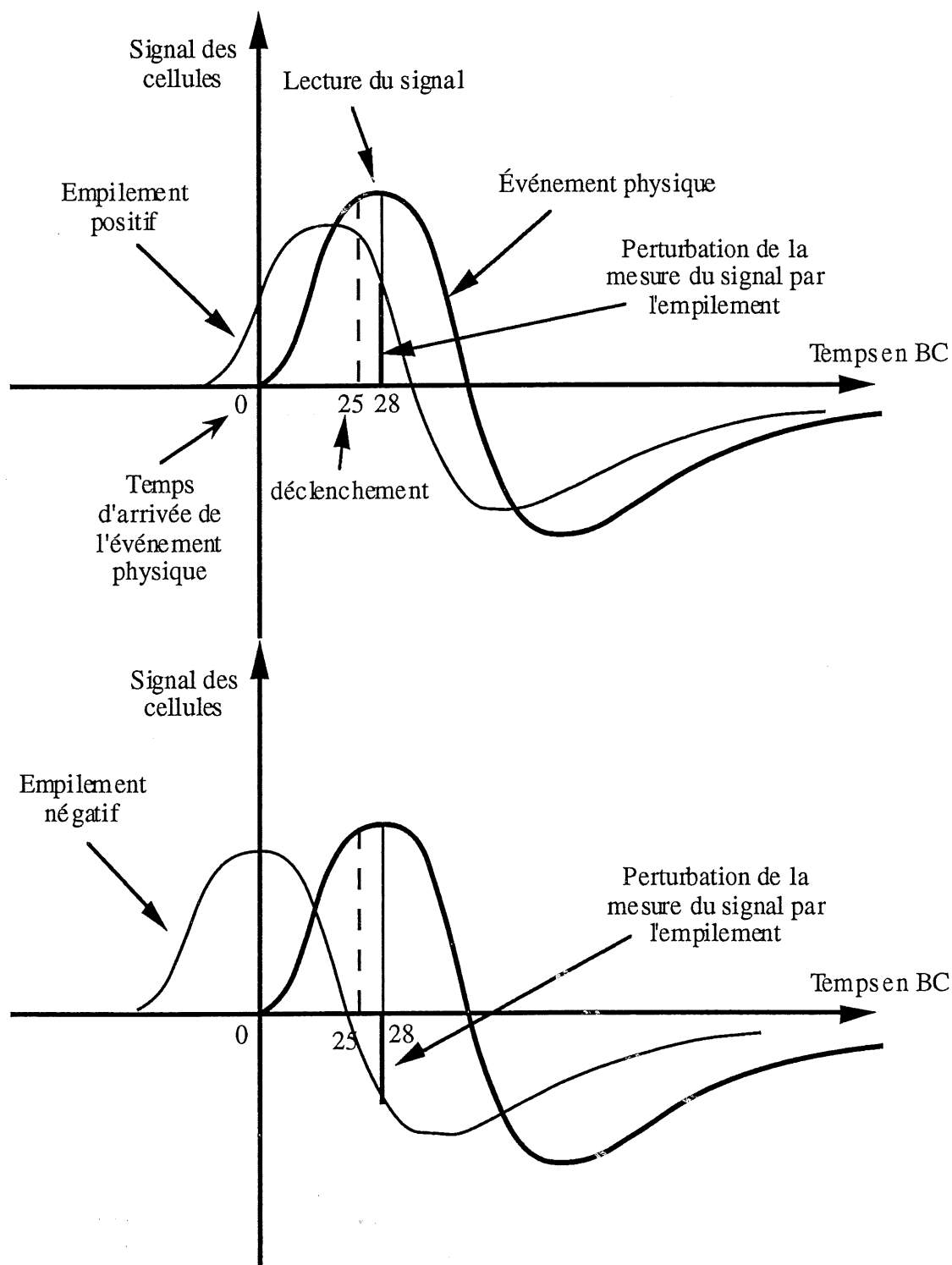


Figure IV.1: Signaux des cellules du calorimètre à argon liquide lors d'un empilement

Nous avons vu que chaque cellule du calorimètre à argon liquide délivrait son signal primaire en quelques centaines de ns. Celui-ci est amplifié et mis en forme par une série de circuits électroniques produisant un signal analogique bipolaire d'une durée de 100 BC environ. Si l'événement est sélectionné par le système de déclenchement, la valeur de ce signal est lue 28 BC après l'arrivée des particules dans le calorimètre, au maximum de ce signal; ceci signifie en particulier que la décision de déclenchement doit avoir lieu avant ces 28 BC (Le déclenchement a lieu en fait à 25 BC).

Voyons maintenant ce qui se passe lorsqu'un empilement se produit. Nous avons donc un événement physique qui a provoqué un déclenchement, sur lequel se superpose une interaction proton-gaz (ou proton-tube à vide naturellement) qui peut avoir eu lieu à un BC différent de l'événement. Supposons que cette interaction produise des dépôts énergétiques dans les calorimètres, en plus de ceux provenant de l'événement physique. Lors de la mesure des signaux sortant du calorimètre à argon liquide, 28 BC après l'événement, nous observerons de l'énergie dans les cellules touchées par des particules provenant de l'événement physique, mais aussi dans celles touchées par les particules venant de l'interaction proton-gaz si celle-ci n'était pas trop éloignée en temps. En effet, si cette interaction parasite a lieu dans la période $\{-75,+28\text{ BC}\}$ autour de l'interaction physique, le signal sortant de ces cellules ne sera pas nul au moment de la mesure. La figure IV.1 montre que deux cas vont se présenter: suivant la période où l'empilement sera arrivé, l'énergie donnée par ces cellules sera positive ou négative. De plus l'énergie d'empilement sera mesurée avec un taux de réduction dépendant du décalage en temps entre l'événement physique et l'empilement.

Le même problème va se poser dans le BEMC, mais dans une moindre mesure. En effet, le signal analogique produit par l'électronique du BEMC, de forme unipolaire, a une durée plus courte d'environ 10 BC (figure IV.2). En compensation, ce signal est retardé électroniquement pour atteindre son maximum à 28 BC, en même temps que celui de l'argon liquide. Le BEMC ne sera donc pas sensible au bruit de fond qui arrive en dehors de la période $\{-5,+5\text{ BC}\}$ autour de l'événement physique.

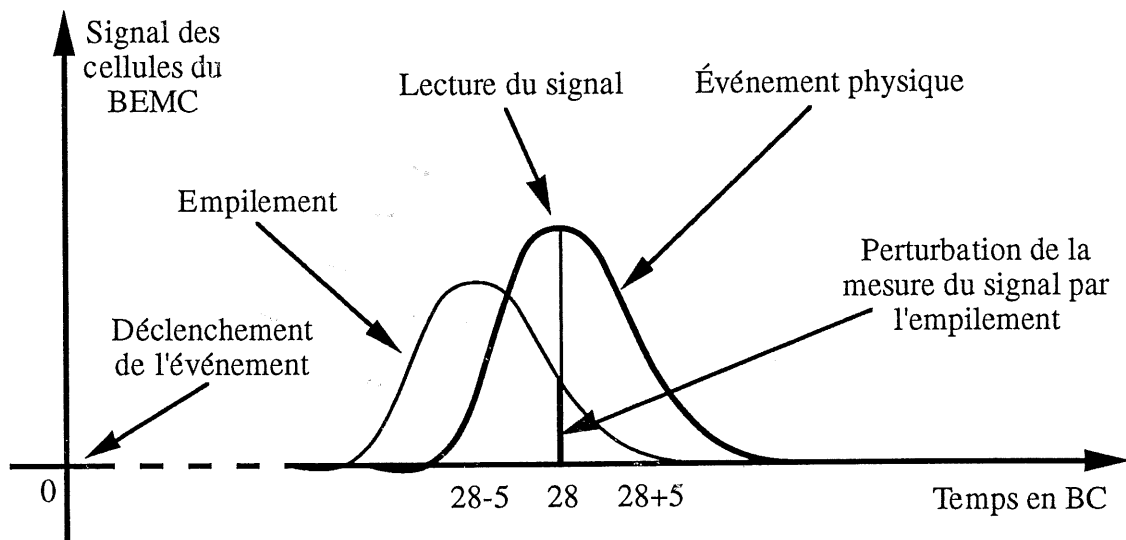


Figure IV.2: Signaux sortants des cellules du BEMC lors d'un empilement

IV.1.c. - Topologie de l'empilement

Les particules issues d'interactions proton-gaz et proton-tube à vide donnent un jet hadronique fortement projeté vers l'avant. Le signal sera donc principalement observé dans les calorimètres à proximité du faisceau. La plupart des signaux de l'empilement seront donc déposés à proximité du faisceau dans la partie avant du calorimètre à argon liquide et dans le BEMC.

IV.2. - Estimation de l'importance de l'empilement dans les données

Notre but ici va être de mesurer l'importance de l'empilement dans les données prises en 1992, 1993 et 1994.

IV.2.a. - Principe de la mesure

L'empilement étant un effet qui se superpose à l'événement physique indépendamment de celui-ci, on peut mesurer le signal qu'il produit en considérant des "événements physiques" ne générant aucun signal. Dans ce cas, le seul signal mesuré sera celui de l'empilement. Ces événements sont produits par des déclenchements aléatoires, générés à un taux de l'ordre de 0,2 Hz pendant les prises de données physiques; ils ne subissent aucune sélection ultérieure, tant par le système de déclenchement que par le processus de reconstruction.

Nous avons sélectionné pour notre étude une partie de ces événements aléatoires produits pendant les prises de données d'événements physiques, en ne retenant que ceux produits lors de BC où les deux paquets de protons et d'électrons étaient remplis, étant donné que ce sont les seuls qui peuvent produire des événements physiques.

IV.2.b. - Les conditions de faisceau

L'importance de l'effet d'empilement dépend directement des conditions de faisceaux en vigueur au moment de la prise de données. Cet effet est proportionnel au nombre de protons présents dans les paquets, c'est-à-dire au courant par paquet, et aussi au nombre de paquets remplis à proximité du paquet correspondant à l'événement physique. Ces quantités (voir chapitre II, tableau II.1) étaient en moyenne sur les trois années inférieures à celles attendues pour les conditions nominales, ce qui diminuait d'autant l'effet d'empilement attendu.

Le courant par paquet de protons a sensiblement augmenté au fil des années, passant, pour nos lots d'événements, de 108 μA en 1992 à 117 μA en 1993, puis à 256 μA en 1994. Les figures suivantes, IV.3, IV.4 et IV.5, montrent l'évolution de la structure en paquet des faisceaux de particules (les paquets pilotes ne sont pas représentés sur ces figures). Elles montrent que le nombre de paquets collisionnant est passé de 9 en 92 à 84, répartis en groupes de 10 séparés par 10 emplacements vides, en 93 puis à 153, en groupes de 9 séparés par deux emplacements, en 1994.

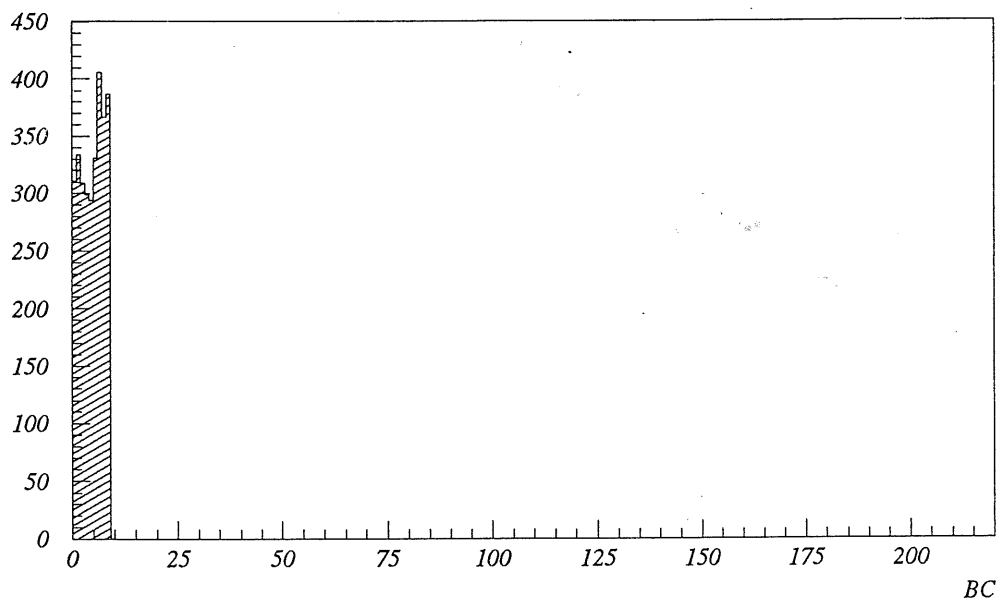


Figure IV.3: Remplissage des paquets collisionnant de protons en 92

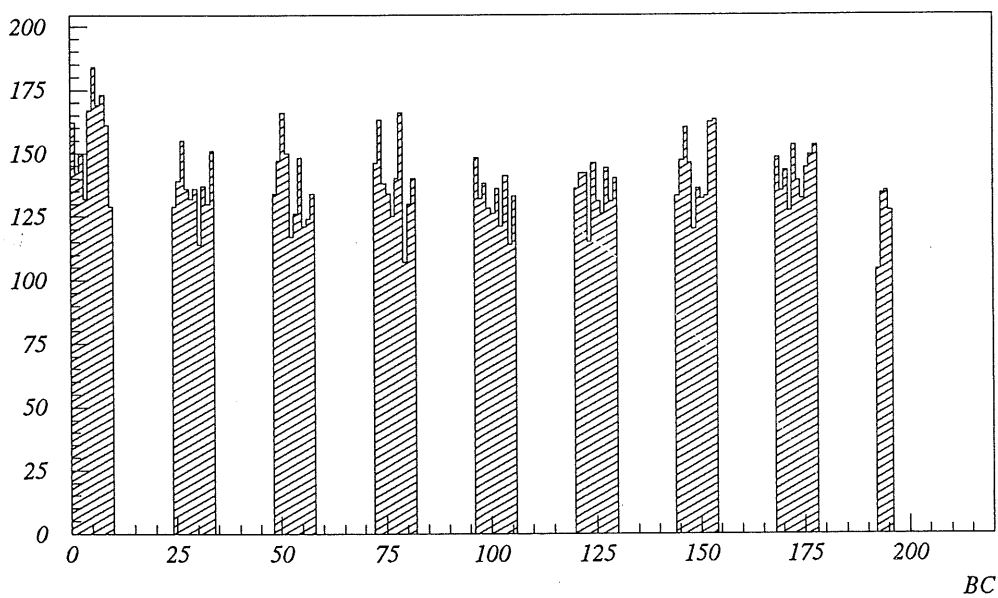


Figure IV.4: Remplissage des paquets collisionnant de protons en 93

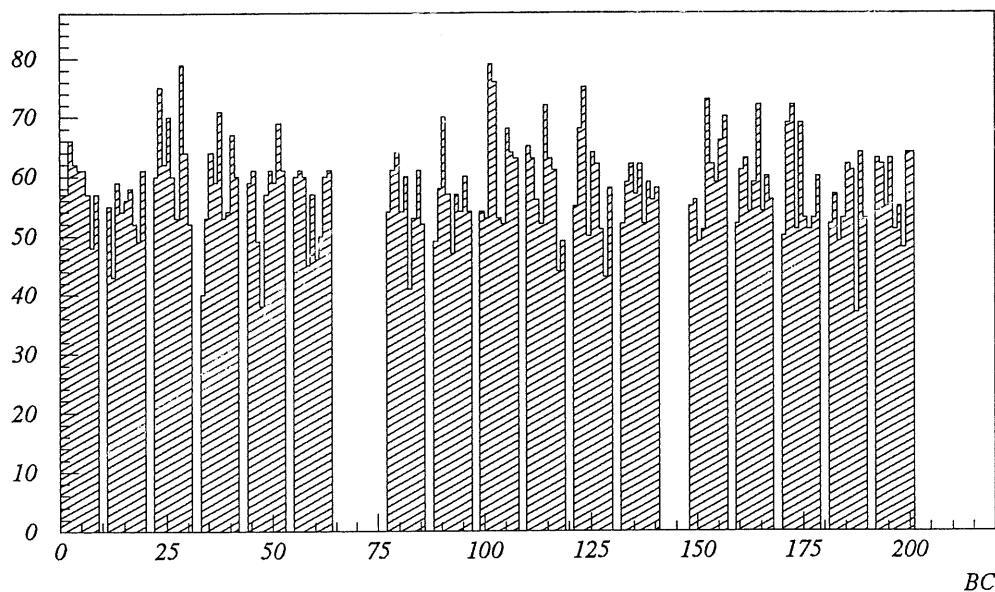


Figure IV.5: Remplissage des paquets collisionnant de protons en 94

IV.2.c. - Les résultats

On a donc sélectionné, pour les trois années 92, 93 et 94, un lot d'environ 10000 événements aléatoires pour chaque année (4000 en 92), parmi des données qui sont considérées comme de bonne qualité pour les analyses.

A partir de ces données, on peut faire le spectre de la somme de l'énergie des cellules du calorimètre à argon liquide et du BEMC, et mesurer le taux d'événements qui dépassent un seuil donné de 5 GeV pour l'argon liquide (2 GeV pour le BEMC, étant donné que c'est un calorimètre uniquement électromagnétique). Plus précisément, on somme ici les énergies données par les cellules après suppression des valeurs plus petites que trois écarts standards du bruit électronique. Pour le calorimètre à argon liquide, les cellules situées près du faisceau (c'est-à-dire à l'avant) seront les plus sujettes à l'empilement. Dans la suite, seules ces cellules seront donc prises en compte (distance au faisceau < 1 m), afin de réduire notre sensibilité au bruit électronique. La première partie de la figure IV.6 présente, pour les événements ayant plus de 5 GeV à l'avant, la répartition sur le plan xy des cellules touchées pondérée par l'énergie qu'elles ont reçue. Il apparaît clairement que l'énergie se concentre surtout au bord du tube à vide d'une manière homogène en ϕ , à la structure en cellules près. On peut noter la présence de bruit électronique cohérent, en bas à droite de la figure, qui se produit dans la partie centrale du calorimètre et non dans la partie avant; il n'est pas pris en compte dans notre calcul. La seconde partie de la figure IV.6 montre l'intégration sur 360° en ϕ de cette répartition, en fonction de la distance au faisceau. On note une nette décroissance de ce spectre lorsque l'on s'éloigne du faisceau.

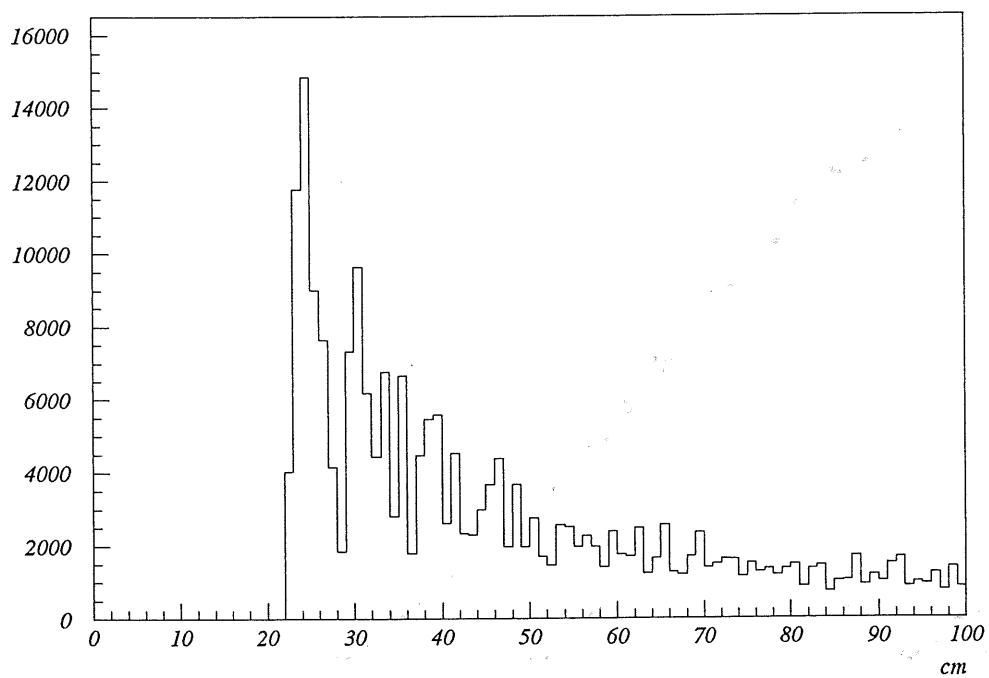
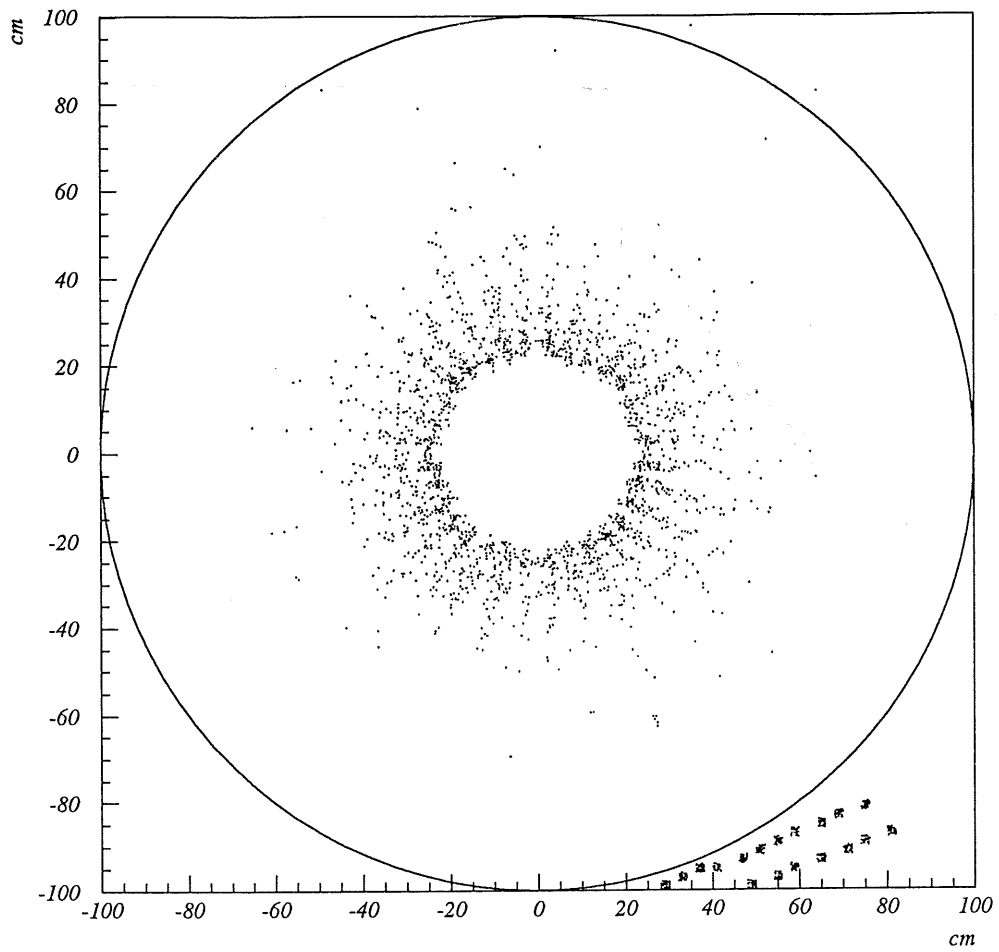


Figure IV.6: Répartition en x-y de l'énergie des cellules pour les événements de plus de 5 GeV et valeur de l'intégration de cette énergie en ϕ , en fonction du rayon

Les figures IV.7, IV.8 et IV.9 montrent les spectres en énergie de la partie avant du calorimètre à argon liquide ($R < 100$ cm) pour les trois années 92, 93 et 94. Ces spectres montrent un pic à 0 GeV, dû à l'ensemble des événements non-affectés par l'empilement, et qui ne comportent donc aucun signal détectable. En revanche, les événements affectés induisent les queues non-gaussiennes de distribution tant négatives que positives, l'asymétrie entre partie négative et partie positive provenant de l'asymétrie entre les parties positives et négatives de la fonction de mise en forme du signal des cellules du calorimètre. Les dépôts d'énergie négative seront en grande partie éliminés si l'on ne garde que les énergies positives pour la reconstruction de l'événements physique. Il est en effet peu fréquent que le dépôt d'énergie négative se produise dans les mêmes cellules que celles touchées par l'événement physique. En revanche, les dépôts d'énergie positifs seront plus gênants. Si l'on considère qu'ils deviennent significatifs au-dessus de 5 GeV, le taux d'événements affectés est de $0,4 \pm 0,1\%$ en 1992, de $1,3\% \pm 0,1\%$ en 1993 et de $1,8\% \pm 0,2\%$ en 1994. Si l'empilement était négligeable en 92, il devient donc relativement sensible en 93 et surtout en 94.

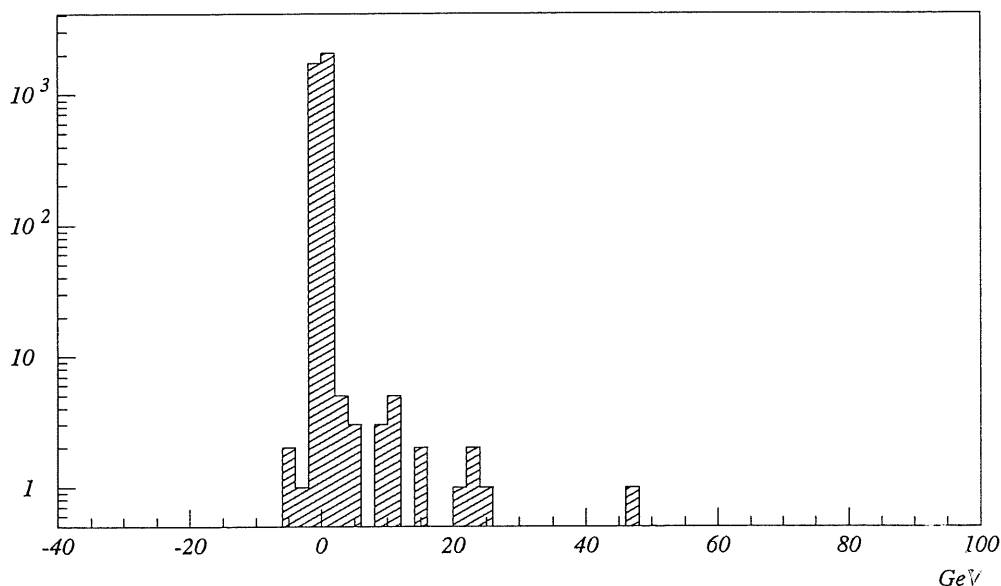


Figure IV.7: Spectre de la somme de l'énergie des cellules, données 92

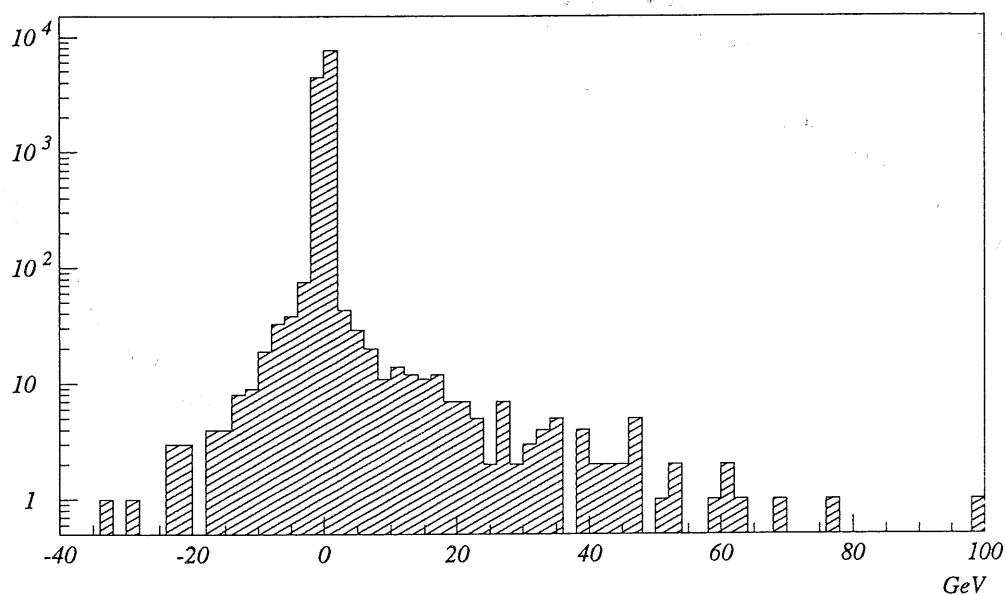


Figure IV.8: Spectre de la somme de l'énergie des cellules, données 93

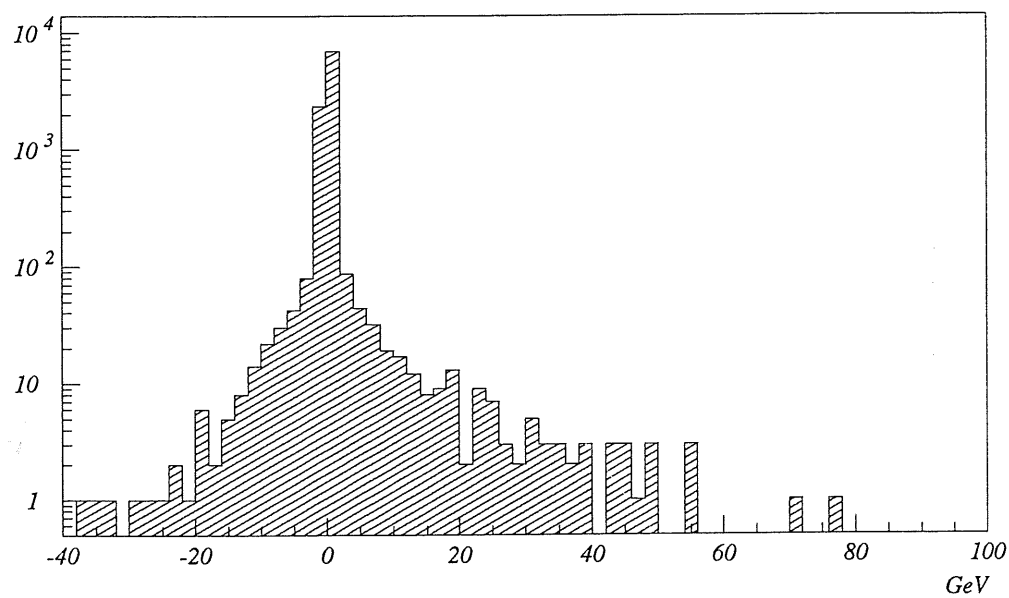


Figure IV.9: Spectre de la somme de l'énergie des cellules, données 94

On peut produire le même genre de spectre pour le calorimètre arrière. Pour la même raison, seules seront prises en compte les cellules proches du faisceau, c'est-à-dire celles qui sont à moins de 30 cm de celui-ci. Les trois figures IV.10, IV.11 et IV.12 montrent ces spectres pour le BEMC pour les trois années 92, 93 et 94.

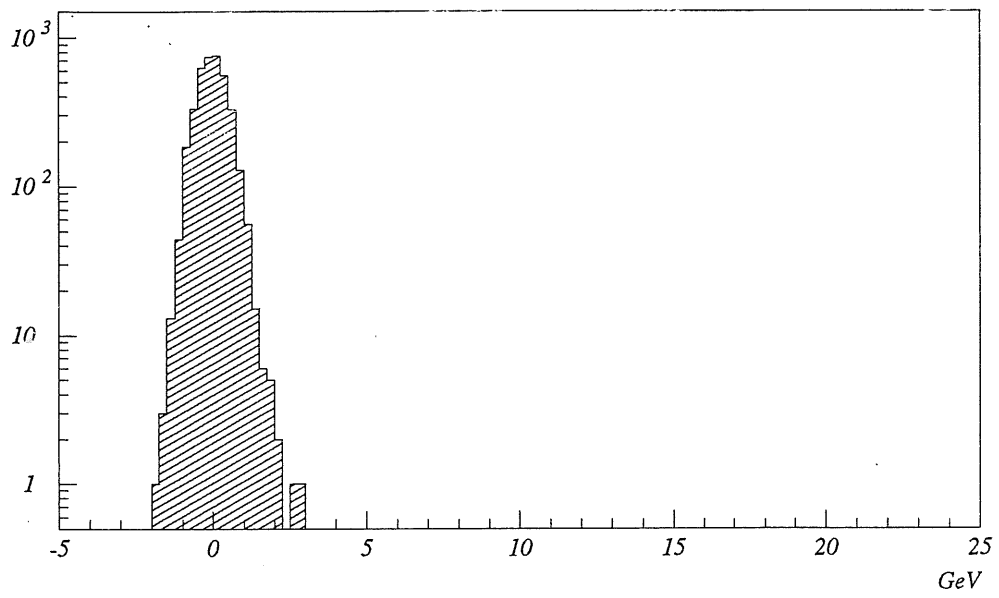


Figure IV.10: Spectre de la somme de l'énergie des cellules du BEMC, données 92

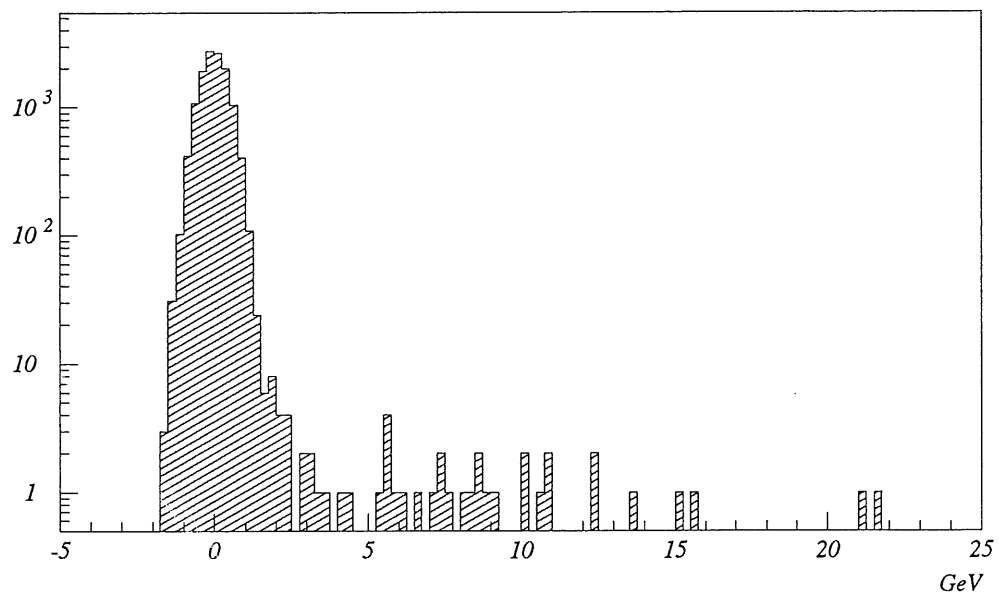


Figure IV.11: Spectre de la somme de l'énergie des cellules du BEMC, données 93

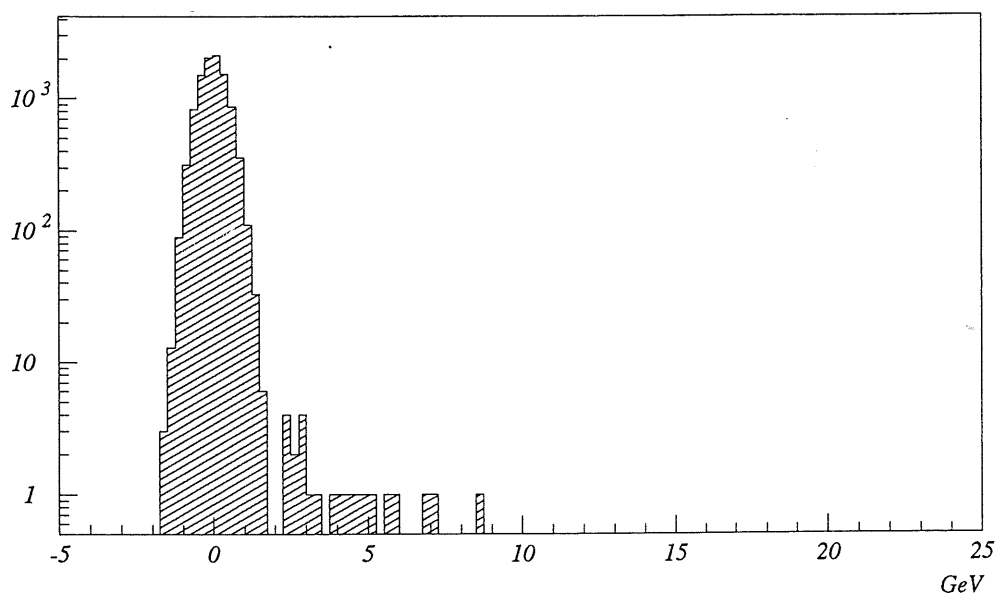


Figure IV.12: Spectre de la somme de l'énergie des cellules du BEMC, données 94

Ces spectres présentent eux-aussi un pic à 0 GeV dû aux événements non-affectés par l'empilement, dont la largeur est plus petite que dans le cas de l'argon liquide. Il n'y a par contre pas de queue négative, la forme des signaux du BEMC étant unipolaire. Le taux d'empilement visible dans le calorimètre arrière est beaucoup plus faible que dans le calorimètre à argon liquide. Il est quasiment indétectable en 92 et varie de 0,2 à 0,3 % en 1993 et 94, si on se limite ici aux empilements d'énergie supérieure à 2 GeV. Ceci s'explique par le fait que le signal sortant du BEMC a une durée plus courte qu'un signal sortant de l'argon liquide. Le rapport des durées des signaux de l'argon liquide et du BEMC (environ d'un facteur 5) est comparable au rapport des taux d'empilement mesurés dans les deux calorimètres. Ceci montre que le flux de particules provenant des interactions proton-gaz ou tube à vide est sensiblement identique à l'avant et à l'arrière du détecteur.

IV.2.d. - Comparaison avec les simulations

Une étude de simulation de l'empilement a été faite avant le démarrage de HERA [29] en utilisant un programme Monte-Carlo fondé sur des données de l'expérience UA5 [30]. Cette étude a pris en compte les interactions proton-gaz de l'intérieur du détecteur jusqu'à une distance de 100 m à l'arrière de celui-ci, ainsi que les interactions proton-tube à vide produites au niveau du quadripôle QS à 40 m à l'arrière du détecteur. Cette simulation montre que dans les conditions nominales, chaque événement est accompagné d'un événement d'empilement déposant plus de 5 GeV dans les 125 BC environnant. Sachant que le signal de mise en forme a une largeur à mi-hauteur d'environ 20 BC, on peut prédire qu'environ $20/125=16\%$ des événements physiques seront affectés par un empilement de plus de 5 GeV à l'instant de leur échantillonnage. Pour le calorimètre arrière, un calcul analogue donne un taux de 2,4% d'événements affectés par un signal d'empilement

supérieur à 2 GeV.

Le pourcentage attendu pour les conditions de faisceau des trois années 92, 93 et 94 peut se déduire de ces calculs en considérant que l'empilement est proportionnel au courant par paquet de proton et au nombre de paquets remplis convolué à la fonction décrivant le signal des cellules du calorimètre:

$$Emp_{attendu} = Emp_{nominal} \cdot \frac{I_p}{I_p^{nominal}} \cdot \frac{\int signal \cdot BC_{plein} \cdot dt}{\int signal \cdot dt} = Emp_{nominal} \cdot F_1 \cdot F_2$$

Les valeurs attendues dans le tableau IV.1:

calorimètre et année	F ₁	F ₂	Taux d'empilement attendu	Taux d'empilement observé
Ar. liq. 92	0,12	0,5	1%	0,4%
Ar. liq. 93	0,15	0,75	1,8%	1,3%
Ar. liq. 94	0,31	1	5%	1,8%
BEMC 93	0,15	1	0,35%	0,3%

Tableau IV.1: Valeurs attendues de l'empilement

Le Monte-Carlo prédit donc le bon ordre de grandeur pour le taux d'empilement, avec une tendance à le surestimer d'un facteur 2 environ. Ceci peut s'expliquer par des imperfections du Monte-Carlo, une amélioration du blindage et des conditions de faisceaux meilleures que prévu. La différence va dans le bon sens, ce qui est plutôt rassurant.

Au vu des mesures faites en 94, on peut s'attendre, lorsque les conditions de faisceau seront nominales, à un taux d'empilement proche de 6% pour le calorimètre à argon liquide. L'effet pourrait cependant être plus faible si les conditions de faisceau continuent de s'améliorer.

IV.2.e. - Impact sur la physique

Nous allons ici estimer rapidement l'impact de l'empilement mesuré sur la mesure des fonctions de structures, et plus particulièrement sur la mesure des variables cinématiques par des méthodes hadroniques. La méthode Σ (voir la deuxième partie pour une description détaillée) permet de calculer y par:

$$y = \frac{\sum (E - P_z)_{hadrons}}{\sum (E - P_z)_{hadrons+electron}}$$

Q^2 est calculé à partir de la mesure de l'électron uniquement. Le cas le plus dangereux sera lorsqu'un empilement produira du signal dans le BEMC, $\Sigma(E - P_z)$ étant maximal à ce moment. Si l'on considère les événements du pic cinématique, qui sont les plus nombreux, un dépôt d'énergie supplémentaire de 2 GeV dû à l'empilement va faire augmenter y d'une valeur typique de $\Delta y = 8 / (54 + 8) = 0,13$. Le nombre 8 provient de la valeur du dépôt énergétique (2 GeV), multiplié par un facteur de pondération de l'ordre de 2 pour les

énergies hadroniques dans le BEMC, ce nombre étant ensuite doublé par définition de E_{P_z} . D'après nos mesures précédentes, 0,3% des événements du pic cinématique seront donc mesurés avec un y de l'ordre de 0,2, au lieu de la valeur réelle proche de 0. D'après le spectre en y mesuré des événements (figure IV.13), l'accroissement de population dans cette région sera de l'ordre du pour-cent, ce qui reste négligeable pour notre analyse.

Dans les conditions actuelles, l'effet de l'empilement est donc négligeable vis-à-vis de la mesure des fonctions de structure; il n'en est peut-être pas de même pour d'autres analyses physiques, comme par exemple l'étude des événements diffractifs. Cela risque aussi de ne plus être le cas lorsque nous atteindrons les conditions de faisceau nominales.

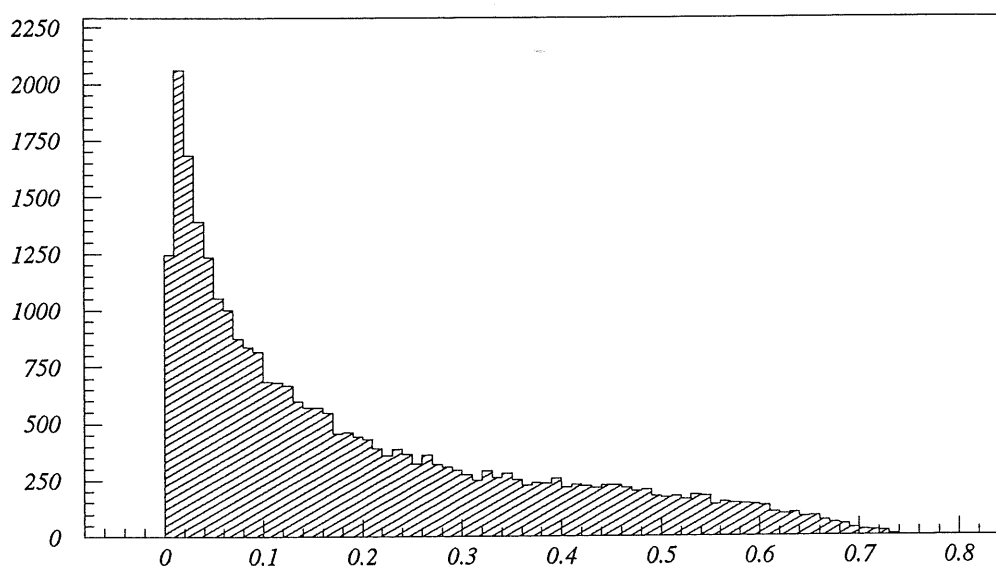


Figure IV.13: Distribution de y_{Σ} pour les événements de diffusion profondément inélastique

IV.3. - Méthodes de détection

Nous allons maintenant voir comment on peut envisager de détecter les événements affectés par l'empilement. Nous allons plus particulièrement étudier une méthode qui utilise les informations du système de déclenchement du calorimètre à argon liquide, puis nous passerons en revue les autres possibilités offertes par le détecteur H1.

IV.3.a. - Mesure par les grandes tours

Nous avons décrit précédemment le système de lecture des signaux sortant des cellules du calorimètre, utilisés pour la mesure précise de calorimétrie. Nous allons maintenant examiner plus précisément ce qui se passe au niveau de la branche "déclenchement" des données du calorimètre [31].

Le système de déclenchement ne nécessite pas une grande précision dans les

informations qu'il reçoit, par contre il demande une information disponible en moins de 25 BC pour le déclenchement de premier niveau. Pour répondre à cette demande, les signaux issus des cellules du calorimètre sont sommés analogiquement par groupes de cellules, formant géométriquement dans le calorimètre des cônes dirigés vers le point d'interaction théorique. Ces groupes sont nommés "tours de déclenchement". Après un certain nombre d'opérations analogiques sur les signaux issus de ces tours (seuils, mises en forme), ceux-ci sont regroupés en 484 grandes tours dont 472 pour l'argon liquide (figure IV.14, il y a en moyenne quatre tours de déclenchement par grande tour).

Les signaux issus de ces grandes tours sont alors digitalisés à chaque BC et traités par le niveau 1 du système de déclenchement de manière pipelinée. Ces signaux ont une forme bipolaire d'une durée totale d'environ 40 BC qui atteint son maximum au bout de 14 BC (figure IV.15). La décision de garder l'événement est prise 11 BC après ce maximum, gelant les pipelines de données et en particulier ceux contenant les données déclenchement. On a alors accès à l'histoire des 484 grandes tours sur une période qui va de -230 à +25 BC, en prenant pour origine l'instant d'arrivée de l'événement. Seules seront utilisées les informations qui concernent la fenêtre -25 à +25 BC, le signal d'une interaction d'empilement intervenant en dehors de cette fenêtre étant devenu trop faible pour être détectable.

L'histoire des signaux digitalisés des grandes tours permet d'étudier si un empilement est intervenu pendant l'événement physique. En effet, si l'énergie déposée par l'empilement est suffisante, on va voir apparaître dans la grande tour correspondante au dépôt d'énergie un pic dont le maximum sera intervenu à un moment différent de celui dû à l'événement physique. Il nous suffit donc de rechercher ces pics hors-temps pour signer l'empilement. Il existe plusieurs méthodes mathématiques de recherche de pics, mais diverses considérations nous incitent à utiliser la méthode la plus simple, c'est-à-dire de calculer le temps moyen pondéré par le signal pour les valeurs positives du signal, ce qui nous donnera le temps correspondant sensiblement au maximum du pic. On aura donc:

$$t_{pic} = \frac{\sum_{i=-25 \rightarrow +25} E_i t_i}{\sum_{i=-25 \rightarrow +25} E_i} \Big|_{E_i \geq E_{min}}$$

Cette méthode sera juste uniquement si un seul pic apparaît pendant la période étudiée. Cela sera le cas la plupart du temps, la probabilité qu'il y ait deux dépôts d'énergie à quelques μs d'intervalle dans la même grande tour étant négligeable. Une autre raison d'utiliser cette méthode est que, pour des raisons de compacité des données, seules les valeurs des signaux des grandes tours autour du pic nominal (14 ± 4 BC) sont accessibles directement. Les autres valeurs ne sont accessibles que par le biais des estimateurs

$\sum_{i=-25 \rightarrow +9} E_i t_i$, $\sum_{i=+19 \rightarrow +25} E_i t_i$ et $\sum_{i=-25 \rightarrow +9} E_i$, $\sum_{i=+19 \rightarrow +25} E_i$, calculés en ligne par des processeurs DSP, en n'utilisant qu'un BC sur deux, afin de réduire la quantité de données issues des calorimètres. On déduit directement l'instant t_{emp} de dépôt de l'empilement par rapport à l'événement physique par $t_{emp} = t_{pic} - 14$, 14 étant la position nominale du pic pour l'événement physique.

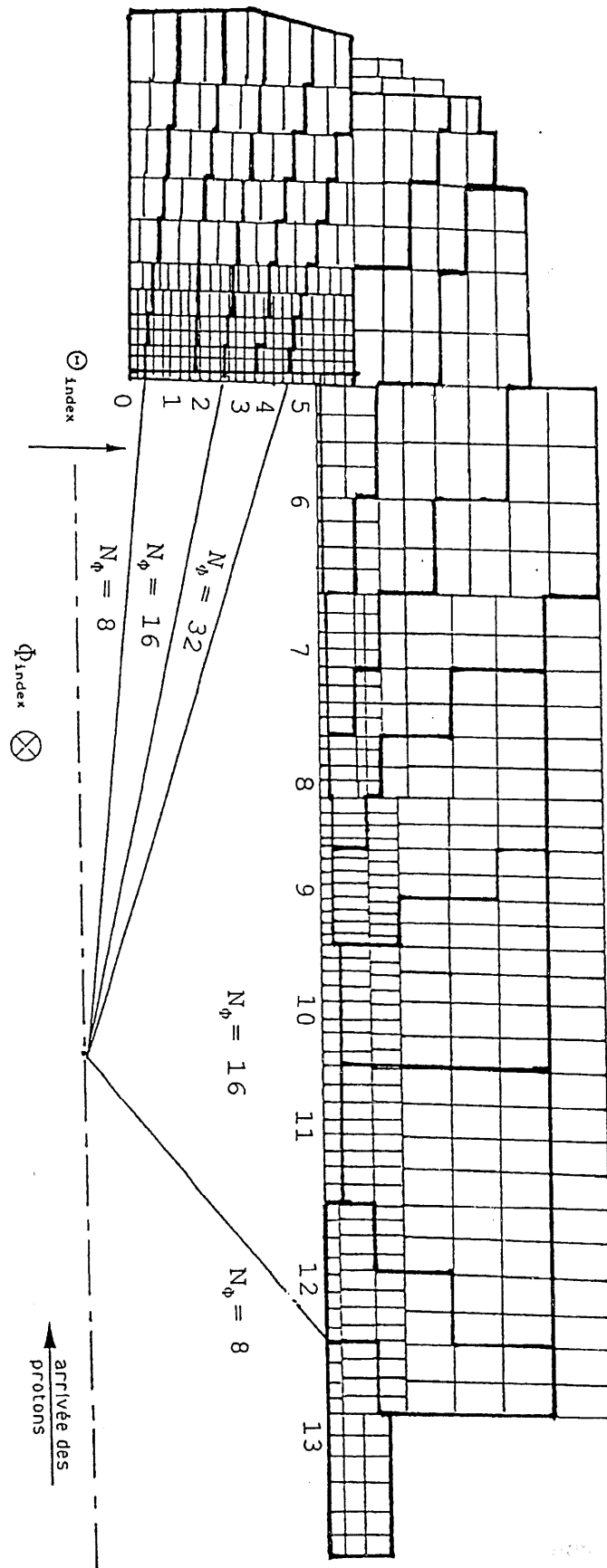


Figure IV.14: Plan des grandes tours

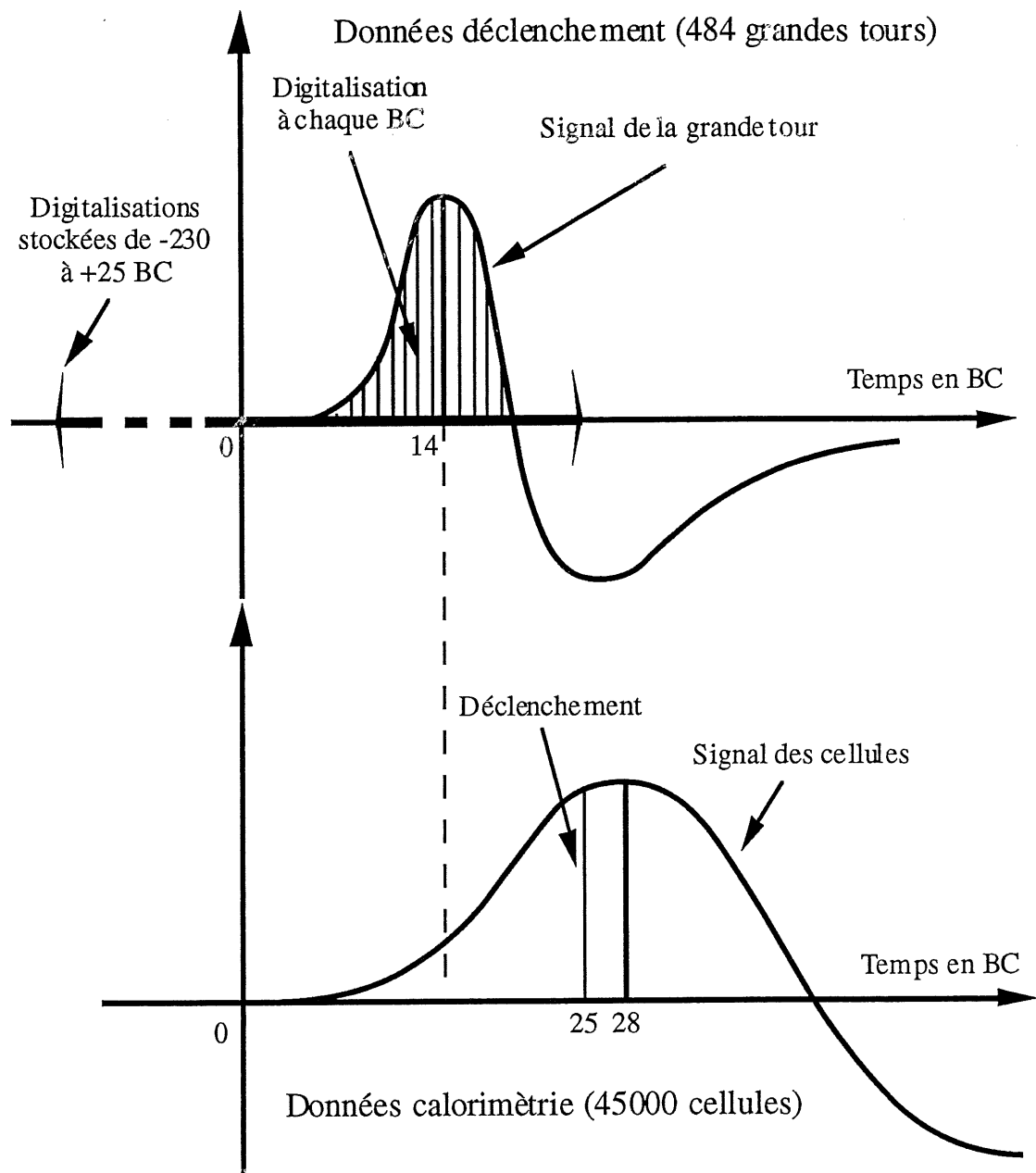


Figure IV.15: Les données du calorimètre à argon liquide [1]

Nous allons tout d'abord appliquer cette méthode à des événements physiques (voir la deuxième partie pour la sélection de ces événements), afin de vérifier la bonne linéarité de la réponse des grandes tours, et afin d'estimer sa résolution temporelle. La figure IV.16 montre la corrélation entre l'énergie mesurée par les grandes tours et celle calculée en sommant le signal des cellules constituant cette grande tour. Il y a une bonne corrélation entre les deux énergies avec un bruit de l'ordre de 1 GeV. La figure IV.17 montre l'estimateur t_{emp} en fonction de l'énergie des grandes tours calculée par les cellules; la précision en temps est meilleure que le BC pour une énergie déposée supérieure à 3 GeV, mais elle décroît à plus basse énergie à cause du bruit électronique.

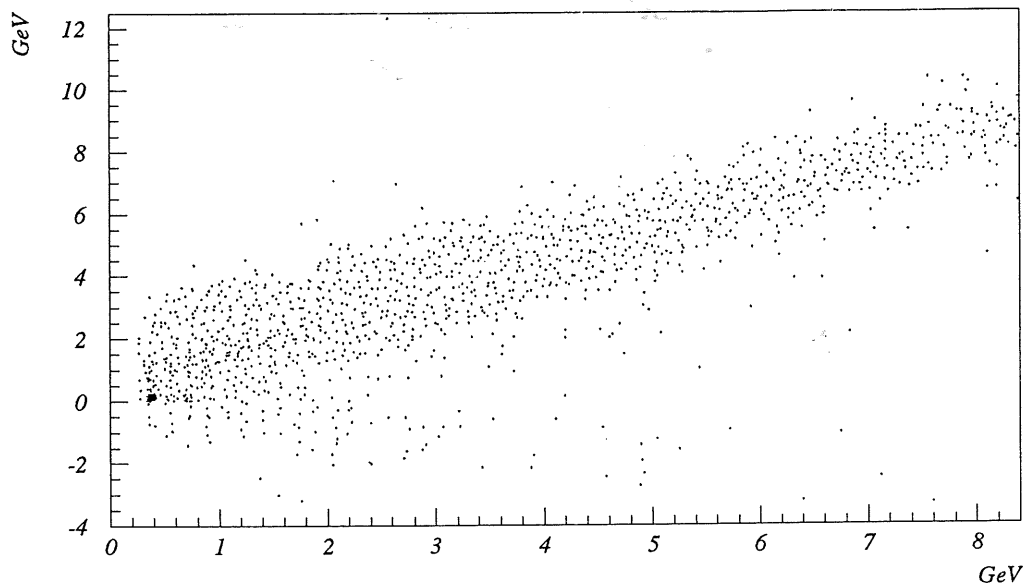


Figure IV.16: Énergie donnée par la GT en fonction de l'énergie des cellules, événements physiques

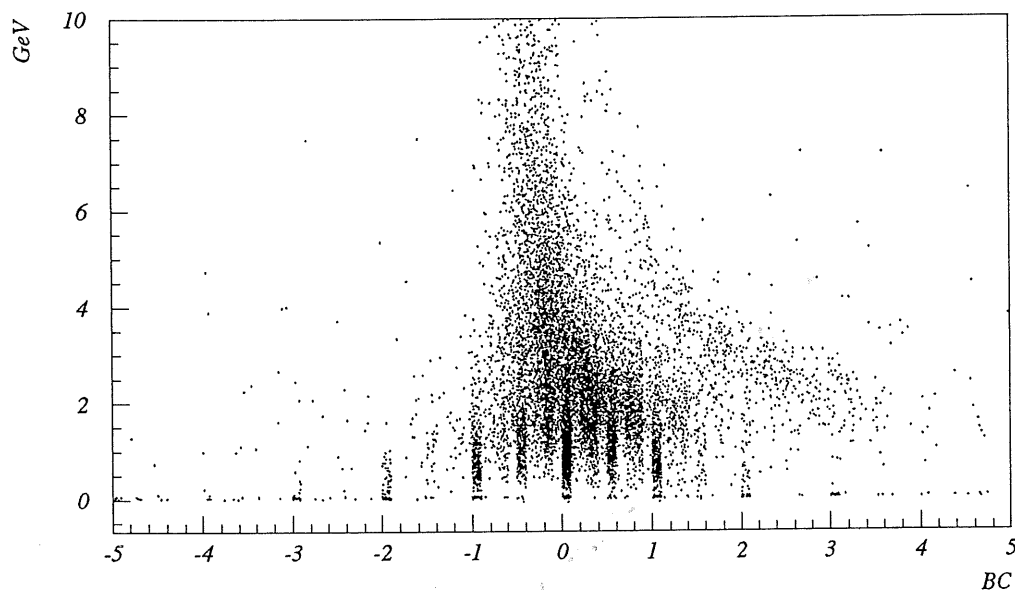


Figure IV.17: Énergie des cellules des GT en fonction de t_{temp} événements physiques

Nous pouvons maintenant étudier le comportement de l'estimateur t_{temp} sur notre lot d'événements aléatoires de l'année 93, ceci afin de vérifier sa sensibilité vis-à-vis du signal d'empilement. La figure IV.18 montre la somme de l'énergie des cellules formant une grande tour donnée en fonction du t_{temp} de cette grande tour. On retrouve ici sensiblement

la forme miroir du signal issu des cellules du calorimètre. Les signaux deviennent négatifs lorsque l'empilement s'est produit à plus de 13 BC avant l'événement physique, ce qui correspond au temps de décroissance de la fonction de mise en forme après son maximum. Ceci montre que t_{emp} donne une bonne estimation du temps de dépôt des empilements.

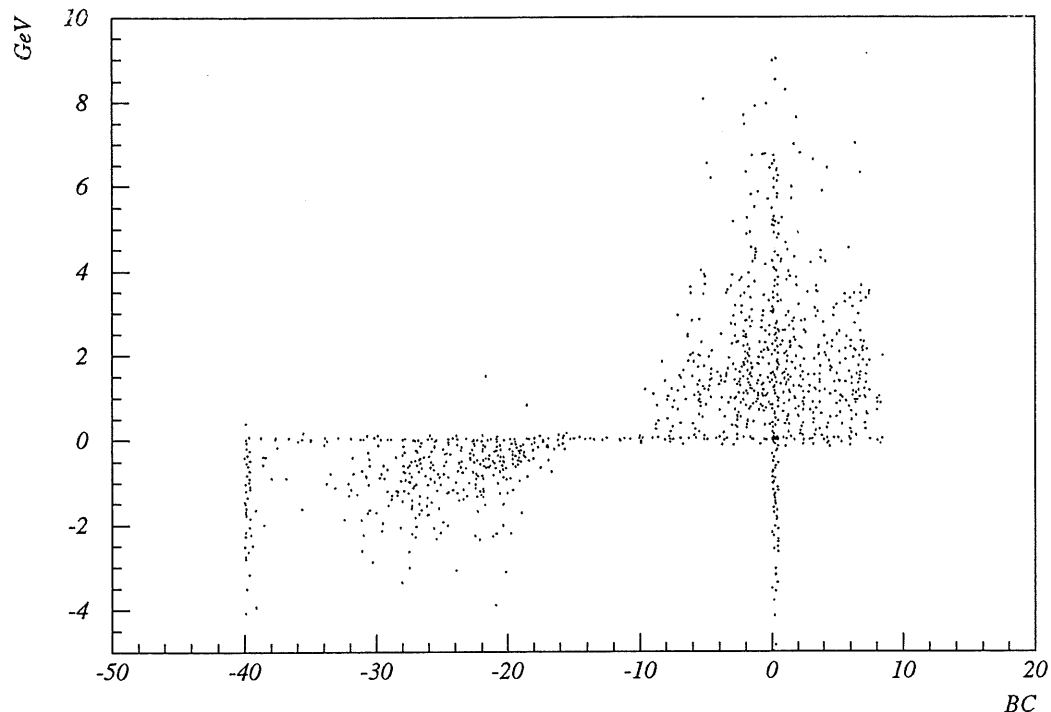


Figure IV.18: Énergie des cellules des GT en fonction de t_{emp} , données 93

Nous avons donc étudié une méthode qui permet de détecter des dépôts d'énergie n'arrivant pas au moment de l'événement physique, signant par là du bruit de fond d'empilement dans l'événement. Cette méthode est efficace pour des dépôts d'énergie relativement importants, ou pour un décalage en temps entre l'empilement et l'événement physique supérieur à deux ou trois BC. L'effet d'empilement étant négligeable en 93 pour l'analyse des fonctions de structure, nous n'avons cependant pas jugé utile de développer cette méthode plus avant. Cette optimisation a été poursuivie en 1994 [32], et a été appliquée à la réjection du bruit de fond dû aux rayons cosmiques et au halo de muons produit par le faisceau de proton, dans les événements à grande impulsion transverse, comme par exemple les diffusions inélastiques par courants chargés.

IV.3.b. - Autres méthodes

Nous allons ici passer en revue d'autres méthodes envisageables pour détecter l'empilement, qui permettront éventuellement de compléter la méthode précédente pour la détection d'empilements quasi en temps, c'est-à-dire à ± 1 BC. Ces méthodes sont fondées

sur le même principe que la méthode précédente, qui est d'avoir une information en temps suffisamment précise pour séparer les signaux correspondants à deux BC voisins dans les régions du détecteur proche de celle où la mesure sera perturbée par l'empilement. Nous avons vu que les endroits où la perturbation due à l'empilement est la plus importante sont les parties des calorimètres proches du faisceau. La première solution est donc d'utiliser des signaux précis en temps provenant des calorimètres eux-mêmes; c'est ce qu'on a fait précédemment. Nous allons aussi voir une autre méthode utilisant ce principe. Une autre solution est d'utiliser les informations temporelles de sous-détecteurs proches des parties sensibles à l'empilement; nous allons en voir deux exemples possibles.

Un des constituants du système de déclenchement du calorimètre arrière (BEMC) est un dispositif de recherche de paquet d'énergie pouvant signaler la présence d'un électron, appelé BSET (BEMC Single Electron Trigger) [33]. Ce dispositif applique des seuils sur les cellules du calorimètre, et indique celles qui dépassent l'un de ces seuils (il y a en fait deux seuils, l'un à environ 1 GeV, l'autre vers 4 GeV). Lorsqu'un événement est déclenché, l'historique de cette information est gardé sur 5 BC. Cet historique permet alors de voir si le signal délivré par une cellule est en temps ou non, la précision du dispositif étant de l'ordre du BC.

Une autre méthode envisageable pour détecter l'empilement à l'avant est d'utiliser les informations données par les chambres à fil avant. En effet, celles-ci, étant utilisées par le système de déclenchement, ont une bonne précision en temps. On a accès à l'histoire des impacts sur un période de 10 BC. En détectant la présence d'impacts non en temps avec l'événement physique, on peut signaler la présence d'empilement. Cette signature peut être affinée en tentant de lier géométriquement ces impacts avec des dépôts d'énergie dans le calorimètre.

Une autre méthode envisageable utilise les chambres à dérive avant. La précision en temps de ces chambres n'est pas suffisamment bonne pour nous permettre une détection directe de l'empilement, telle qu'elle est faite ci-dessus. Par contre, une trace provenant d'une particule chargée hors-temps sera beaucoup plus mal reconstruite qu'une trace en temps: Pendant ce laps de temps, la trace de la particule hors-temps va être décalée par la dérive et peut alors se retrouver en dehors des limites de la chambre; de plus, les liens entre les traces des différentes chambres à dérive concernant la même particule ne pourront alors plus être fait lors de la reconstruction. On peut donc utiliser le temps d'arrivée de chacune des traces, qui sont calculés par des algorithmes d'ajustement de morceaux de traces. Il est aussi envisageable de détecter l'empilement en utilisant une méthode fondée sur le nombre de traces qui ne sont pas reconstruites, par exemple en regardant le pourcentage d'impacts ne faisant pas partie d'une trace.

IV.4. - Conclusion

Nous avons donc étudié ici un bruit de fond particulier, l'empilement, qui est lié au taux important de croisements de faisceaux. Ce bruit de fond, négligeable jusqu'à maintenant, va devenir plus important dans l'avenir lorsque les conditions nominales de prise de données seront atteintes. Son importance pourra être déterminante pour certaines analyses faisant intervenir des critères topologiques, telles que par exemple l'étude des événements à grand intervalle de rapidité [34]. C'est pourquoi des études supplémentaires

sur les différentes méthodes de recherche d'empilement sont à faire. Plus généralement, cet effet, qui apparaissait peu dans les expériences antérieures, va intervenir de plus en plus dans les futures expériences sur collisionneur et en particulier au LHC.

Deuxième partie:

La mesure de F2 en pratique et ses applications



V. - La structure du proton

Dans le chapitre I, nous avons introduit les notions de base communes à la plupart des domaines physiques de HERA, et nous avons passé en revue ces différents domaines. Après avoir défini les fonctions de structures, nous allons ici présenter les principaux points de la physique des collisions profondément inélastiques, tels que le modèle des partons et l'équation d'Altarelli-Parisi, en insistant un peu plus particulièrement sur le domaine à petit x et petit Q^2 .

L'étude et la mesure des fonctions de structure du proton s'effectue sur l'ensemble du plan x - Q^2 . Cette mesure permet d'accéder aux densités de partons en fonction de x et Q^2 . Les mesures antérieures ont montré que ces densités s'accroissaient lorsque x tendait vers 0, cet accroissement est cependant limité par la nécessité de ne pas violer l'unitarité, c'est-à-dire que la section efficace totale ne doit pas dépasser la surface du proton.

V.1. - Le modèle des partons

V.1.a. - Les fonctions de structures

Nous allons montrer brièvement ici comment interviennent les fonctions de structure dans les collisions inélastiques électron-proton (une description plus complète peut être trouvée dans [35]). Le processus de départ est montré dans le graphe I.1 du chapitre I et nous allons exprimer sa section efficace en fonction des paramètres de l'interaction. Le carré de l'élément de matrice peut s'écrire en fonction des tenseurs leptonique $L_{\mu\nu}$ et hadroniques $W^{\mu\nu}$, en négligeant l'influence des interactions faibles:

$$\overline{|\mathbf{m}|^2} = \frac{e^4}{Q^4} 4\pi M L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

$$L_{\mu\nu} = 2(k_\mu k'_\nu + k'_\nu k_\mu - k' \cdot k g_{\mu\nu})$$

$$W^{\mu\nu} \text{ peut s'écrire, avec } q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0:$$

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu \right)$$

On définit alors deux fonctions de structure F_1 et F_2 , qui servent alors à exprimer la section efficace:

$$F_1 = MW_1 \quad F_2 = \frac{p \cdot q}{M} W_2$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} (y^2 xF_1 + (1-y)F_2)$$

$$\text{avec } y = \frac{2p \cdot q}{s} = \frac{Q^2}{xs}$$

On définit aussi une fonction de structure longitudinale à partir de F_1 et F_2 , avec la relation $F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)$. Enfin, on exprime le paramètre R par $R = F_L / (2xF_1)$, ce qui permet de donner la section efficace différentielle directement en fonction de F_2 :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(\left(1 + (1-y)^2\right) - \frac{Ry^2}{1+R} \right) F_2(x, Q^2)$$

Si on prend en compte les interactions faibles, une troisième fonction de structure intervient du fait de la violation de la parité.

V.1.b. - Principe du modèle des partons

Dans le graphe I.1, nous avons montré le schéma typique d'une diffusion électron-proton via un photon virtuel. Ce qui se passait au niveau du vertex proton- γ^* et la nature de l'état X n'était alors pas précisé, et le tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$ était écrit dans la forme la plus générale possible. Les premières expériences de collisions électron-proton à un Q^2 supérieur à $0,5 \text{ GeV}^2$ ont permis d'observer des diffusions inélastiques, ce qui était le signe d'une sous-structure du proton (figure V.1 [36]). À la fin des années 60, des expériences de diffusion, en particulier sur l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC), ont observé que certaines diffusions de l'électron atteignaient des angles importants, ce qui était l'indication d'une sous-structure du proton formée d'objets de taille très inférieure à celle du proton, les partons (Cette découverte était l'analogue pour les nucléons de l'expérience de Rutherford pour les atomes). Ces expériences ont ensuite montré [37] que les fonctions de structure ne dépendaient pas de Q^2 , observation qui avait déjà été prédite [38]. Cette caractéristique a été appelée "invariance d'échelle".

L'interprétation de cette invariance d'échelle a été donnée par R. Feynman [39], qui considérait le proton comme un ensemble de partons ponctuels, la section efficace de diffusion inélastique électron-proton n'étant plus alors que la somme incohérente des sections efficaces de diffusion élastique de l'électron (via le photon virtuel) sur chacun des partons. Ce modèle est appelé le "modèle des partons" (QPM). Ceux-ci ont alors été identifiés aux quarks, proposés indépendamment pour expliquer les résultats des expériences de spectroscopie de hadrons [ref ?]. Un point important de ce modèle est que les partons étaient considérés comme libres à l'intérieur du proton, les interactions entre ces différents partons n'étaient alors pas pris en compte lors de l'interaction de diffusion. De plus, cette liberté se renforçait lors que Q^2 augmentait. Ceci a été appelé la "liberté asymptotique". Ceci était contraire au sens commun et aux théories qui étaient connues à l'époque, telles que par exemple l'électrodynamique quantique (QED). D'une manière générale, celles-ci considéraient que plus des particules étaient proches, plus l'interaction entre elles était importante. En 1972, une nouvelle théorie est apparue, la Chromodynamique quantique (QCD). Cette théorie non-Abélienne, c'est-à-dire dont les opérateurs ne commutent pas, vérifiait cette propriété de liberté asymptotique. Le couplage effectif donné par QCD décroissait comme $1/\ln(Q^2)$, et tendait vers 0 lorsque Q^2 tendait vers l'infini. Le modèle des partons a été alors reconnu comme une approximation au premier ordre du développement perturbatif de QCD.

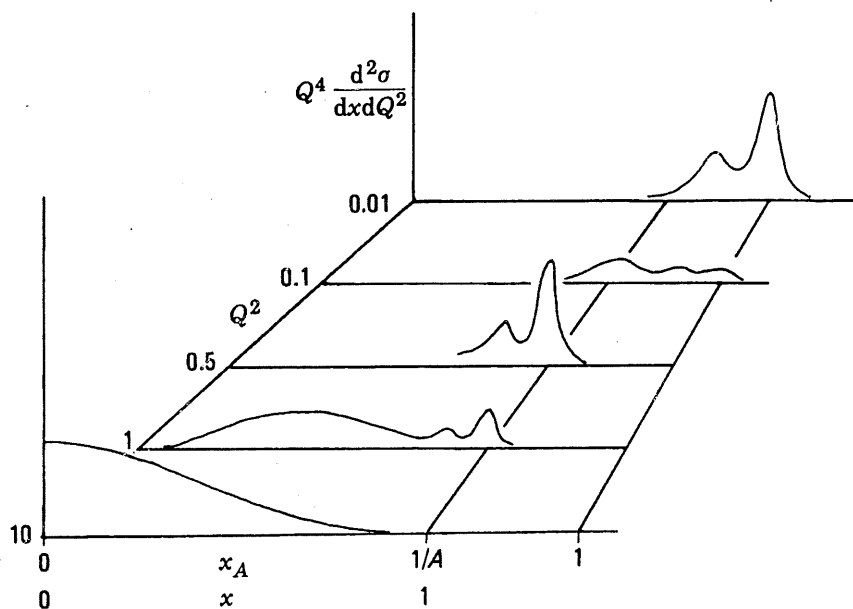


Figure V.1: Section efficace de la diffusion en fonction de Q^2 pour de diffusions électron-noyaux ($x=1$ correspond à une diffusion élastique sur le noyau, $x=1/A$ à une diffusion élastique sur un nucléon)

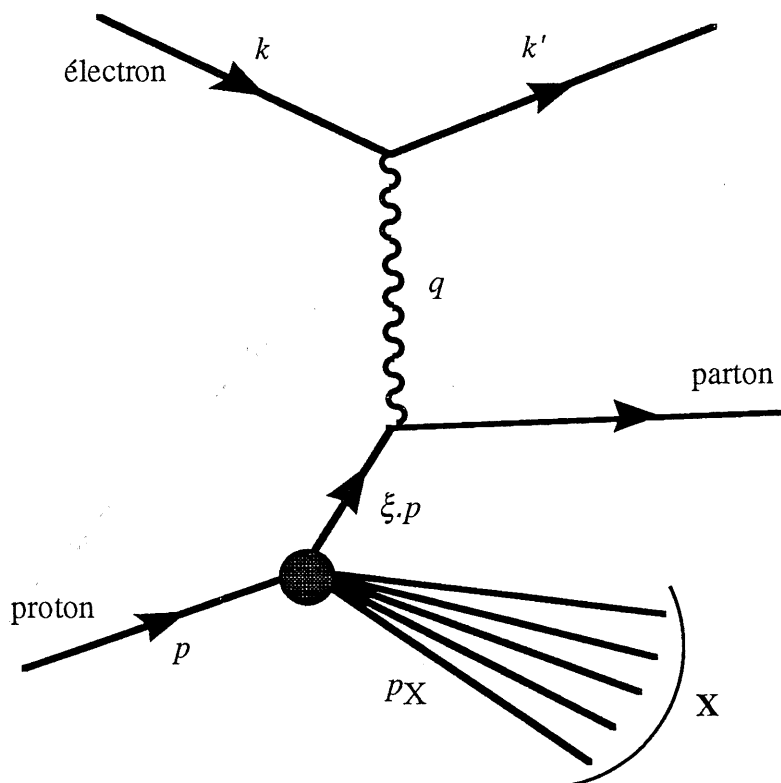


Figure V.2: Diffusion électron-proton dans le modèle des partons

Le graphe V.2 montre une diffusion électron-proton dans le cadre du modèle des partons. Un des partons, porteur d'une impulsion $\xi \cdot p$ (p est l'impulsion du proton), et le photon virtuel diffusent élastiquement. La section efficace du processus total peut alors

s'écrire en fonction de la section efficace élastique électron-parton σ_{eq} :

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} = \sum_{partons} \int_0^1 d\xi f_q(\xi) \frac{d^2 \hat{\sigma}_{eq}}{dx dQ^2}$$

La fonction $f_q(\xi)$ est la probabilité de trouver un parton (un quark) dans le proton avec une fraction ξ de son impulsion. L'expression de la section efficace dépend du spin du parton qui interagit. Dans le cas d'un parton de spin 1/2, on a:

$$\frac{d^2 \hat{\sigma}_{eq}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} (1 + (1-y)^2) \delta(x - \xi)$$

On remarque que, en négligeant la masse des quarks, c'est-à-dire en se plaçant à $Q^2 \gg m_q^2$, les variables ξ et x sont égales; la variable x est donc bien la fraction de l'impulsion du proton emportée par le parton. La section efficace totale s'exprime alors ainsi:

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \sum_{partons} \int_0^1 d\xi f_q(\xi) e_q^2 \frac{x}{2} (1 + (1-y)^2) \delta(x - \xi)$$

que l'on compare à:

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \frac{1}{2} \left((1 + (1-y)^2) - \frac{Ry^2}{1+R} \right) F_2(x, Q^2)$$

On a donc finalement la relation:

$$F_2 = 2xF_1 = \sum_{partons} \int_0^1 d\xi f_q(\xi) x e_q^2 \delta(x - \xi) = \sum_{partons} e_q^2 x f_q(x)$$

L'invariance d'échelle découle du fait que l'expression de F_2 ne dépend pas de Q^2 . La relation de Callan et Gross [40], $F_2 = 2xF_1$, est liée à la supposition que tous les partons interagissant avec le photon virtuel ont un spin 1/2. Dans le cas où leur spin est nul, F_1 est nul.

Les partons s'identifient naturellement aux quarks, avec une charge électrique de +2/3 pour les quarks up (u), charm (c) et top (t), et une charge de -1/3 pour les quarks down (d), strange (s) et bottom (b). Le proton est constitué de trois quarks dits "de valence", c'est-à-dire existant d'une manière "permanente" dans le nucléon, ces quarks étant deux u et un d. Le proton est aussi composé de la "mer", c'est-à-dire des paires de quarks-antiquarks qui apparaissent et disparaissent en permanence. À cela, il faut enfin ajouter éventuellement des partons de charge électrique nulle qui n'interagissent pas directement avec le photon (ils seront plus tard assimilés aux gluons). On peut exprimer alors la somme des partons pour le proton en différenciant les contributions de chaque quark:

$$F_2 = \sum_{partons} e_q^2 x f_q(x) = x \left(\left(\frac{2}{3} \right)^2 (u(x) + \bar{u} + c + \bar{c}) + \left(\frac{1}{3} \right)^2 (d + \bar{d} + s + \bar{s}) \right)$$

Les contributions des quarks et des antiquarks de la mer sont identiques, on a donc pour le proton, avec u_V et d_V la distribution des quarks de valence:

$$u = u_v + \bar{u}, \quad d = d_v + \bar{d}, \quad s = \bar{s}, \quad c = \bar{c}$$

$$F_2 = x \left(\frac{5}{18} (u + \bar{u} + d + \bar{d} + 2s + 2c) + \frac{3}{18} (u + \bar{u} - d - \bar{d} + 2s + 2c) \right)$$

Cette relation est bien entendue différente dans le cas du neutron ou dans les cas de diffusion sur des noyaux, ainsi que lorsque la particule sonde est un neutrino.

V.1.c. - L'équation d'Altarelli-Parisi

L'apparition de la ChromoDynamique Quantique (QCD) au début des années 70 a donné un outil pour décrire le comportement des partons à l'intérieur du proton. Dans le domaine des diffusions profondément inélastique, elle a donnée une description plus complète que celle faite par le modèle des partons "naïf". En particulier, un certain nombre de caractéristiques de cette description, telles que la violation de l'invariance d'échelle, ont été observé expérimentalement.

Cette théorie fait intervenir une force, la force forte, qui découle de la conservation de la symétrie locale de couleur $SU_c(3)$. Il existe huit particules bosoniques intermédiaires de cette force, qui sont appelés les gluons. Ceux-ci se couplent aux quarks, avec une constante de couplage g , mais ils ne se couplent pas aux leptons. À la grande différence du photon de l'électrodynamique quantique, ces gluons se couplent aussi entre eux, à trois avec une constante de couplage g , et à quatre avec une constante g^2 . La conséquence de ces deux dernières interactions est que, après resommation d'une série infinie de ces graphes dans la description perturbative de QCD, la constante de couplage effective α_s , décroît lorsque l'échelle de masse grandit, et diverge lorsque cette échelle tend vers 0. Plus précisément, α_s est proportionnel à $1/\ln(Q^2)$. Ceci est à l'origine de la liberté asymptotique. Le confinement des quarks à l'intérieur des hadrons est probablement lui aussi lié à ce comportement mais l'approximation perturbative n'est plus applicable dans ce cas-là.

La perturbation la plus évidente provoquée par QCD au modèle des partons va venir des diagrammes de Feynman montré sur la figure V.3, où un gluon est rayonné par le quark incident ou diffusé. On peut alors calculer la section efficace totale en sommant ces deux diagrammes en amplitude (l'état final est le même) et en sommant en quadrature le résultat avec le processus classique du modèle des partons (ici, l'état final est différent). On obtient alors:

$$\frac{F_2}{x} = |q + \gamma \rightarrow q|^2 + |(q + \gamma \rightarrow g + q) + (q + \gamma \rightarrow q + g)|^2$$

$$= \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) \left(\delta \left(1 - \frac{x}{\xi} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \right)$$

La valeur μ est introduite comme une coupure infrarouge pour éviter la divergence lorsque Q^2 tend vers 0. La fonction $P_{qq}(z)$ est appelée "fonction de splitting", elle représente la probabilité qu'un quark émette un gluon et qu'il voit son impulsion réduite d'un facteur z . Elle s'exprime ainsi:

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

La divergence de cette fonction à $z=1$ va être supprimée par la suite.

Il est possible alors de réexprimer la densité de quark q (pour chaque type de quark) en fonction de la densité du modèle des partons:

$$q(x, Q^2) = q_0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q_0(\xi) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right)$$

et on a: $\frac{F_2}{x} = \sum_q e_q^2 q(x, Q^2)$

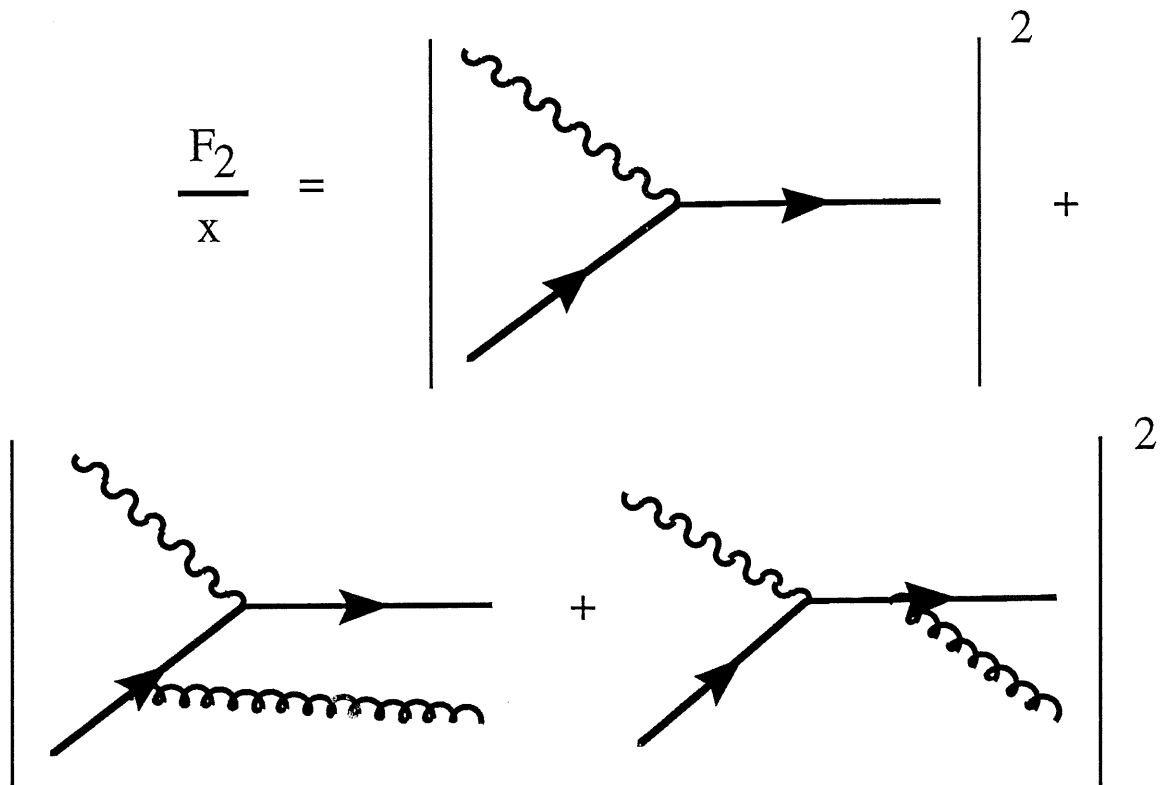


Figure V.3: Rayonnement de gluon lors de l'interaction quark- γ^*

La fonction de structure F_2 dépend alors de Q^2 . Cette dépendance peut s'interpréter intuitivement de cette façon: Plus Q^2 augmente, plus le nombre de partons que l'on pourra résoudre sera important. La fraction d'impulsion de ceux-ci est alors plus faible, le surplus étant emporté par le ou les gluons rayonnés. Il y aura donc un déficit de quarks à grande fraction d'impulsion (à grand x) et un surplus à petit x par rapport à des mesures à plus petit Q^2 .

L'expression de $q(x, Q^2)$ donnée précédemment est le début d'un développement de q en α_s , la suite de la série pouvant être donnée en faisant intervenir un nombre croissant de rayonnements de gluons. Le diagramme de Feynman correspondant forme une structure en forme d'échelle, où chaque rayonnement de gluon donne un barreau. Une approximation est faite ici en séparant le terme facteur de α_s (provenant du gluon) en une partie qui ne

dépend que de x et une partie qui ne dépend que de Q^2 , et en ne gardant pour cette partie que le terme dominant (en $\ln(Q^2)$). Cette approximation est appelée l'approximation des logarithmes dominants. Une difficulté intervient alors en remarquant que les termes en puissance de $\alpha_s \ln(Q^2)$ ne dépend pas de Q^2 au premier ordre, α_s évoluant à cet ordre en $1/\ln(Q^2/\Lambda^2)$. Ceci signifie que tous les cas, où le nombre de gluons rayonnés est quelconque, doivent être pris en compte. Chaque rayonnement ajouté apporte à la densité de quarks un terme du même type que celui apporté par le premier gluon au diagramme à l'ordre 0, en faisant intervenir la fonction de densité de l'ordre précédent. On peut justifier par un changement de jauge, avec les approximations déjà faites, l'hypothèse que les gluons peuvent s'ordonner suivant leur impulsion transverse, ce qui permet de considérer ces diagrammes successivement et de multiplier les probabilités de chacun. Il est alors possible d'écrire simplement la somme qui est faite de tous ces diagrammes, en ne gardant que les termes dominants en $(\alpha_s \ln(Q^2))^n$ lorsque Q^2 tend vers l'infini. En dérivant l'expression obtenue par rapport à $\ln(Q^2)$, on obtient:

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right)$$

Cette équation est une équation d'évolution d'Altarelli-Parisi.

Jusqu'à maintenant, nous n'avons pas tenu compte de la production de paires quark-antiquarks à partir de gluons (figure V.4). La contribution à F_2 de ces processus s'écrit ainsi:

$$\begin{aligned} \left. \frac{F_2}{x} \right|_{\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}} &= \left| (\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}) + (\gamma^* g \rightarrow \bar{q}q) \right|^2 \\ &= \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} g(\xi) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \\ \text{avec } P_{qg}(z) &= \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2) \end{aligned}$$

La fonction de splitting P_{qg} représente la probabilité qu'un gluon se dissocie en paire quark-antiquark, le quark interagissant avec le photon ayant une fraction z du moment initial du gluon. La fonction $g(x)$ est la fonction de densité des gluons.

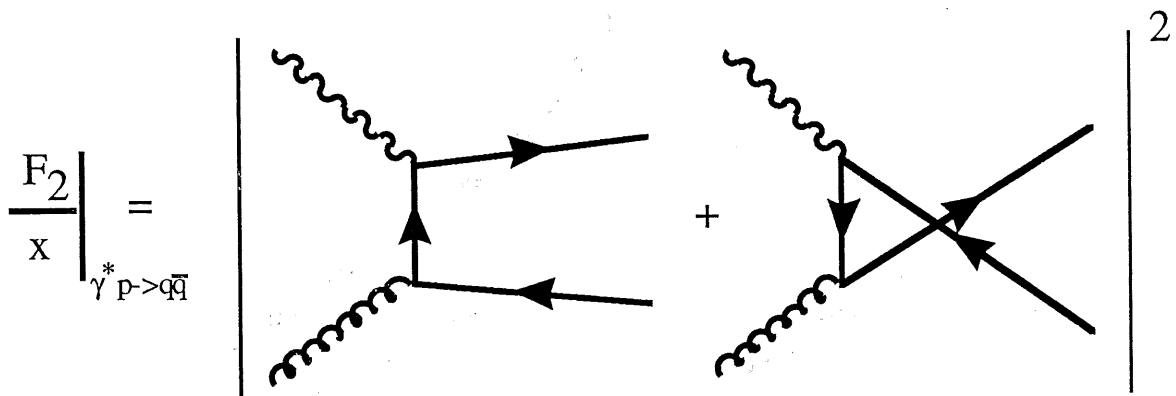


Figure V.4: Interaction profondément inélastique par fusion photon-gluon

L'équation d'évolution de la fonction de densité de chaque quark (ou antiquark) i peut alors s'exprimer ainsi:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left(q_i(\xi, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) + g(\xi, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right)$$

La fonction de densité de gluons évolue elle aussi sous l'influence des densités de quarks et de gluons, par l'intermédiaire des processus montrés dans la figure V.5. L'équation d'évolution de g est alors exprimée ainsi:

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left(\sum_i q_i(\xi, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{\xi} \right) + g(\xi, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right)$$

$$\text{avec } P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+(1-z)^2}{z}$$

$$\text{et } P_{gg}(z) = 6 \left(\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right)$$

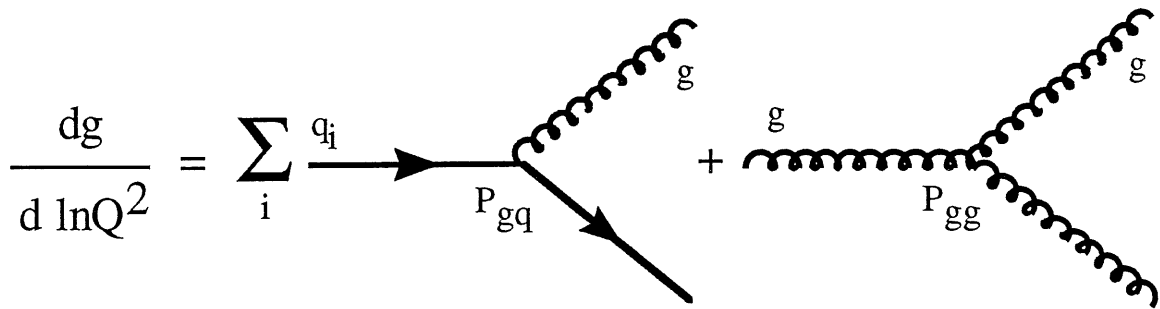


Figure V.5: Diagrammes de production de gluons

Ces deux équations d'évolution sont les équations d'Altarelli-Parisi. Elles ne donnent que l'évolution des densités de quarks et de gluons, les conditions initiales doivent être fixées par des données expérimentales. Une fois que les densités de quarks sont connues, on peut remonter à F_2 par la relation suivante:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i e_{q_i}^2 x q_i(x, Q^2)$$

Nous avons vu que certaines fonctions de splitting divergeaient lorsque z tendaient vers 1, c'est-à-dire, dans le cas où le quark rayonne un gluon, lorsque l'impulsion du gluon tend vers 0. Il est nécessaire dans ce cas de faire intervenir des diagrammes, qui ont été négligés jusqu'à maintenant, où une boucle par un gluon virtuel intervient (figure V.6). La contribution de ces diagrammes doit être ajoutée en amplitude au diagramme standard du modèle des partons; des interférences interviennent donc entre le diagramme du parton et les diagrammes en boucle de gluons. À ce moment, pour $z=1$, les divergences provenant d'une part de ces interférences et d'autre part des fonctions de splitting se compensent.

Il est possible de monter l'origine de ceci d'une manière simple en considérant la densité de probabilité $D_{qq}(z, Q^2)$ de trouver un quark possédant une fraction z de l'impulsion du quark parent au premier ordre en α_s :

$$D_{qq}(z, Q^2) = \delta(1-z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \ln \frac{Q^2}{\mu^2}$$

$$\text{et on a: } q(x, Q^2) + \Delta q(x, Q^2) = \int_0^1 d\xi \int_0^1 dz q(\xi, Q^2) D_{qq}(z, Q^2) \delta(x - z\xi)$$

L'intégrale de cette densité D_{qq} sur tout le domaine en z doit être de 1, donc, d'après la relation précédente, l'intégrale de $P_{qq}(z)$ sur z de 0 à 1 doit être nulle. L'addition des diagrammes en boucle de gluons régularise donc la singularité de P_{qq} . La fonction de splitting peut alors s'exprimer ainsi:

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

$$\text{avec } \int_0^1 \frac{f(z)}{(1-z)_+} dz = \int_0^1 \frac{f(z) - f(1)}{1-z} dz$$

$$\text{et } (1-z)_+ = 1-z \text{ pour } z < 1$$

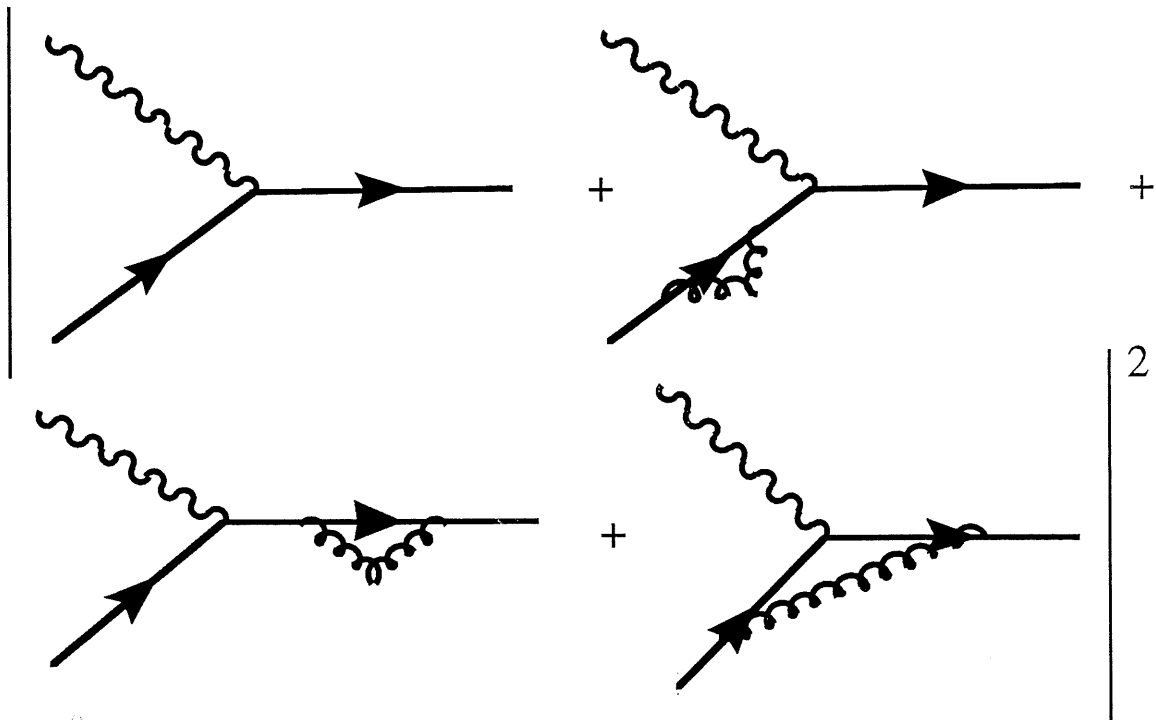


Figure V.6: Diagrammes contenant une boucle par un gluon virtuel

V.1.d. - Au delà de l'approximation des logarithmes dominants

L'approximation ne permet pas d'avoir accès à l'échelle de la théorie. En effet, une modification du facteur Λ_{QCD} dans un rapport κ donne une modification de α_s que d'ordre α_s^2 . Il en est de même pour les termes $\ln(Q^2)$. Pour pouvoir tester la théorie, il est donc nécessaire d'aller à l'ordre suivant en α_s , c'est-à-dire de prendre en compte les termes en $\alpha_s^n \ln^{n-1}(Q^2)$. On se limite en général à cet ordre sans aller plus loin.

Les expressions des équations d'évolution d'Altarelli-Parisi se transforment de la façon suivante:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_q e_q^2 q(x, Q^2) + \Delta F_2$$

$$\frac{df_a(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left(P^{(1)}\left(\frac{x}{\xi}\right) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P^{(2)}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right)_a^b f_b(\xi, Q^2)$$

Une modification intervient donc à la fois dans l'expression de F_2 en fonction des densités de partons et dans les équations d'évolution de ces partons, avec une contribution à l'ordre suivant $P_{ij}^{(2)}$ pour les fonctions de "splitting". Ces corrections peuvent être appliquées de plusieurs façons, qui dépendent du schéma de renormalisation utilisé [41].

Un de ces schémas, appelé "DIS" [42], est conçu de tel sorte que la définition de F_2 en fonction des densités de quarks soit identique à celle des logarithmes dominants, ΔF_2 étant alors nul. La relations entre les densités de quarks du modèle des partons et renormalisées s'écrit alors:

$$q_i(x, Q^2) = q(x) + \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left(\left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + \alpha_s f_{q,2}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right) q(\xi) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right) P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) + \alpha_s f_{g,2}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right) g(\xi) \right)$$

Les fonctions $f_{q,2}$ et $f_{g,2}$ ne dépendent pas de Q^2 . La fonction de structure F_1 n'est plus exactement égale à $F_2/2x$, mais un terme correctif en α_s intervient:

$$2F_1(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 q(x, Q^2) + \alpha_s \Delta f_1 + O(\alpha_s^2)$$

$$\text{avec } \Delta f_1 = \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left(\sum_i \left(f_{q,1}\left(\frac{x}{\xi}\right) - f_{q,2}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right) q_i(x, Q^2) + \left(\sum_i e_q^2 \right) \left(f_{g,1}\left(\frac{x}{\xi}\right) - f_{g,2}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right) g(x, Q^2) \right)$$

On définit alors la fonction de structure longitudinale (qui était nulle jusqu'à présent) par $F_L = F_2 - 2xF_1$. F_L est alors d'ordre α_s et s'exprime ainsi:

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left(\frac{8}{3} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left(\frac{x}{\xi}\right)^2 \sum e_q^2 \xi q(\xi, Q^2) + 4 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left(\frac{x}{\xi}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) (\sum e_q^2) \xi g(\xi, Q^2) \right)$$

D'autres schémas de renormalisation peuvent être utilisés, en particulier le modèle $\overline{\text{MS}}$ [43], appelé aussi modèle universel. Les équations d'évolution des densités de partons sont alors différentes, ainsi que l'expression des fonctions de structure en fonction de ces densités. Cependant, le résultat pour les fonctions de structure est identique dans les deux

cas, les valeurs de quantités physiques ne devant pas dépendre du choix du schéma. L'expression de F_L donnée ci-dessus est en revanche identique dans les deux cas.

V.2. - Les phénomènes à bas x

Les équations de Altarelli-Paris donnent l'évolution des fonctions de structure en fonction de Q^2 , mais elles ne disent rien sur l'évolution en x . Des hypothèses doivent donc être faites sur la valeur des fonctions de structure à un Q^2 donné sur l'ensemble du domaine en x pour pouvoir faire des prédictions pour les autres Q^2 . Nous allons montrer ici comment on obtient une équation d'évolution suivant x pour les petits x .

V.2.a. - Évolution en fonction de x

À bas x , les fonctions de splitting $P(z)$ liées à la production de gluons divergent lorsque z tend vers 0, alors que les fonctions liées à la production de quarks restent finies. En prenant l'exemple de l'équation d'évolution de la distribution de gluons d'Altarelli-Parisi, on peut faire l'hypothèse que le terme correspondant à l'influence des quarks devient négligeable. Cette équation d'évolution peut alors s'écrire:

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left(g(\xi, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right)$$

avec $P_{gg}(z) \approx \frac{6}{z}$

En simplifiant cette équation et en dérivant par $\ln(1/x)$, il est possible de résoudre $g(x, Q^2)$, en laissant, pour simplifier, α_s constant:

$$xg(x, Q^2) \propto \exp \left(2 \sqrt{\frac{3\alpha_s}{\pi} \ln \frac{1}{x} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}} \right)$$

Il est visible ici que lorsque x tend vers 0, la distribution de gluon diverge.

Cet exemple montre bien que lorsque x tend vers 0, des termes en $\ln(1/x)$ deviennent prépondérants, et l'approximation des logarithmes de Q^2 dominants devient fautive. Une autre approximation, des $\ln(1/x)$ dominants, peut être faite. À partir de sommes infinies de diagrammes en échelle de gluons, ordonnés en x décroissants, Balitsky, Fadin, Kuraev et Lipatov [44] ont pu écrire une équation d'évolution en x pour la distribution de gluons:

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

$$\text{avec } f(x, k^2) = \left. \frac{d(xg(x, Q^2))}{d \ln Q^2} \right|_{Q^2=k^2}$$

$$\text{et } K(k^2, k'^2) = \frac{1}{k'^2 |k'^2 - k^2|} - \beta(k^2) \delta(k^2 - k'^2)$$

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

Une présentation plus complète de l'équation de BFKL peut être trouvée dans [45]. Certaines résolutions en ont été faite au moyen de certaines approximations [46], qui conduisent à des distributions de $xg(x, Q^2)$ en $x^{-\lambda}$, où λ vaut environ 0,5, et donc qui divergent à bas x .

V.2.b. - Saturation

La divergence de la distribution de gluons lors que x décroît doit être nécessairement limitée: à un moment, cette densité devient tellement forte, à l'intérieur de l'espace limité que représente le proton, que les gluons ne peuvent plus être considérés comme des partons libres (sinon, la section efficace totale peut dépasser la surface totale du proton). Il est donc nécessaire de prendre en compte à petit x les interactions de recombinaisons de gluons.

En prenant le point de vue du photon qui interagit avec le proton, on peut définir un paramètre W^* défini d'une manière intuitive comme étant le rapport de la surface occupée par les partons sur la surface totale du proton. Cette quantité doit rester inférieure à 1.

$$W^* = \frac{\sigma_{\gamma-p}}{\pi R_p^2} = \frac{\alpha^2 F(x, Q^2)}{\pi Q^2 R_p^2}$$

La fonction F donne le nombre de partons pouvant interagir avec le photon (nombre qui est lié à la densité de partons), R_p est le rayon du proton, et α^2/Q^2 est proportionnel à la surface effective transverse du parton, du point de vue du photon.

Il est aussi possible de se placer du point de vue du parton, c'est-à-dire principalement du point de vue des gluons. Le gluon va donc voir les autres partons avec une surface effective transverse de l'ordre de α_s/Q^2 , avec une densité (par unité de rapidité) de $xg(x, Q^2)$. Le paramètre W^* devient alors:

$$W^* \approx \frac{\alpha_s(Q^2) xg(x, Q^2)}{\pi R_p^2 Q^2}$$

Une étude a été menée par Gribov, Levin et Ryskin [47] pour déterminer les corrections à apporter aux équations d'évolution afin de prendre en compte cet effet. Ainsi, un terme a été ajouté à l'équation de BFKL, en sommant sur des diagrammes en échelles

multiples afin de tenir compte de la recombinaison des gluons. À l'ordre de α_s , l'équation de GLR a été obtenue:

$$\frac{\partial f(x, k_T^2)}{\partial \ln(1/x)} = \int dk_T'^2 K(k_T, k_T') f(x', k_T'^2) - \frac{81\alpha_s^2(k_T^2)}{16R^2 k_T^2} (xg(x, k_T^2))^2$$

Cette équation n'est valable que dans le domaine où W^* est inférieur ou de l'ordre de α_s . Lorsque W^* est plus grand que α_s , des effets qui n'ont pas été pris en compte ici deviennent importants. Si W^* continue à s'éloigner de cette limite, on entre alors dans une région où l'approximation perturbative de QCD n'est plus valable.

L'effet de saturation est fortement dépendant de la taille du proton. Nous avons supposé ici que les partons étaient répartis uniformément à l'intérieur du proton. Il est envisageable que cette densité ne soit pas uniforme, mais forme des grumeaux, des "hot-spots" ([48], [49]), où la saturation pourrait influencer à x moins petit.

La figure V.7 résume le comportement des partons à l'intérieur du proton suivant les différentes équations d'évolution que nous avons abordés jusqu'à maintenant, et la limite de validité due à la saturation.

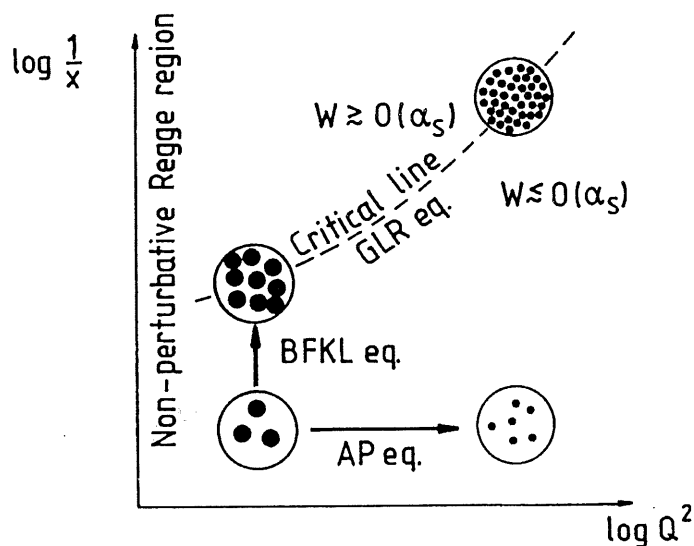


Figure V.7: Équations d'évolution dans le plan x - Q^2 , et limites de validité

V.2.c. - Transition interactions profondément inélastiques - photoproduction

Les équations d'évolution en Q^2 des processus de diffusions profondément inélastiques prédisent que la section efficace tend vers 0 lorsque Q^2 tend vers 0. Cette prédiction est en contradiction avec les mesures de section efficace totale de photoproduction, où un photon quasi réel (donc avec Q^2 presque nul) interagit avec le proton. Ceci s'explique par le fait qu'aucun processus d'interaction photon réel-proton de la photoproduction n'a été pris en compte lors de la détermination de ces équations d'évolution. Si ceci est valable pour des Q^2 relativement grand (de l'ordre ou supérieur à quelques GeV^2), cela ne l'est plus en dessous.

Plusieurs processus décrivent les interactions de photoproduction, c'est-à-dire les interactions entre un photon réel ou quasi réel et un proton. Ils se répartissent en deux types: le premier fait intervenir, par le modèle de la dominance de Méson Vecteur (VDM), une fluctuation du photon en méson vecteur ($\rho^0, \omega, \phi, \dots$) [50]. Seul ce méson vecteur interagit alors avec le proton soit par un processus diffractif par l'intermédiaire d'un poméron, soit par un processus non-diffractif, soit encore par interaction profondément inélastique entre un parton du proton et un parton du méson (figure V.8) [51].

Si le premier type de processus a pour principe de considérer le photon comme n'importe quel hadron, le deuxième type est spécifique au photon en faisant intervenir, lors de l'interaction photon-proton, le couplage direct entre les photons et les quarks [52]. La variable Q^2 étant quasiment nulle, l'échelle de l'interaction n'est plus donnée par cette variable, mais par l'impulsion transverse dans l'état final ("minijets"). On a donc deux types de diagrammes possibles (figure V.9), l'un faisant interagir le photon avec un quark, celui-ci rayonnant nécessairement un gluon dans l'état final avec une impulsion transverse importante, l'autre donnant une fusion photon-gluon. Ces contributions sont appelées les contributions du "photon direct". Une autre sorte de contribution est aussi à prendre en compte, qui fait intervenir une sous-structure hadronique au photon (figure V.10). Ces contributions sont appelées celles du "photon résolu". L'importance de ce deuxième type de processus est relativement faible par rapport aux processus de type VDM, mais elle augmente rapidement en fonction de l'énergie transverse totale de l'événement et ont ainsi déjà pu être observés à HERA [53].

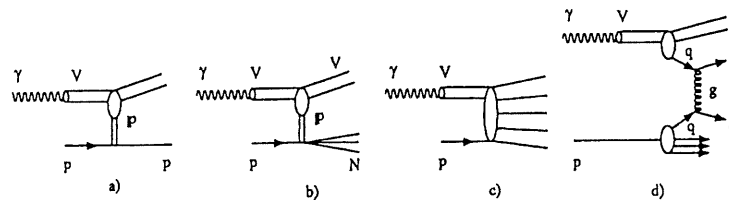


Figure V.8: Processus VMD de photoproduction: a) et b) échange diffractif de poméron entre le proton et le méson vecteur, c) processus non diffractif, d) diffusion profondément inélastique entre un parton du proton et un parton du méson

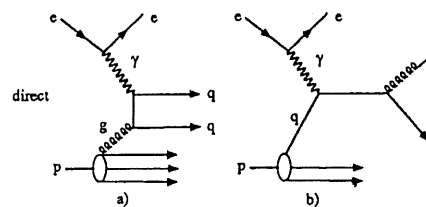


Figure V.9: Processus de photon direct: a) photon-gluon fusion, b) couplage photon-quark avec rayonnement de gluon

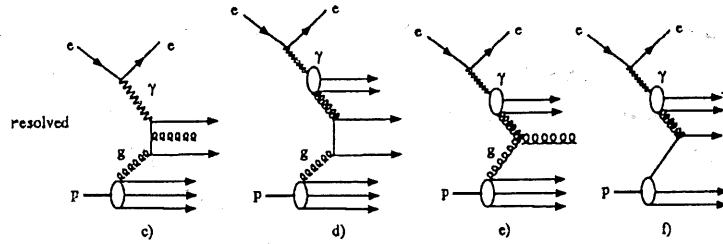


Figure V.10: Processus de photon résolu, intervention d'une sous-partie (parton) de la structure hadronique du photon

Les descriptions de la photoproduction et de la diffusion profondément inélastiques sont à première vue très différentes et incompatibles. Cependant ces deux types d'interaction peuvent être rapprochés en les considérant comme des diffusions photon (virtuel ou non) - proton. Le photon interagit avec le proton de deux manières différentes: soit directement, soit par l'intermédiaire d'un méson-vecteur. La description complète du photon fait intervenir ces deux aspects, en considérant qu'il est la superposition d'un état "photon pur" et d'un état "méson vecteur", le photon réel (et virtuel...) fluctuant entre ces deux états. On peut noter cependant que la distinction qui est faite entre ces deux états est relativement artificielle et constitue une simplification facilitant la compréhension de ces mécanismes, simplification nécessaire actuellement par manque d'un modèle théorique englobant ces deux aspects. En effet cette distinction n'a de sens que lorsque l'on considère en même temps l'interaction qui s'ensuit entre le photon (ou le méson vecteur) et le proton [54]. Dans ce cas, le couplage photon - paire quark antiquark, qui doit intervenir à un certain moment lors de la diffusion photon - proton, peut être soit inclus directement dans l'interaction avec le proton (cela a été par exemple le cas pour les modèles de la diffusion profondément inélastique vu jusqu'à maintenant), soit considéré à part, et c'est ce qui se passe dans les modèles VDM. Ces deux contributions n'ont donc bien qu'une seule et même source.

On a vu que chacun de ces deux états, photon pur et méson vecteur, a la possibilité d'interagir avec le proton. À grande énergie, lorsque la masse invariante croît, la section efficace issue de chacun de ces états évolue différemment. La section efficace des interactions photon pur - proton suit les équations d'évolutions données précédemment, en particulier l'équation de BFKL qui induit une divergence à petit x (c'est-à-dire à grand W). En revanche, la section efficace hadron - hadron (ici méson vecteur - proton) comporte une croissance beaucoup plus faible en fonction de W [55].

Il est donc nécessaire de déterminer l'importance que va prendre chacun de ces états dans le photon "composite". Ceci peut être fait en comparant le temps caractéristique de la fluctuation du photon en méson vecteur par rapport au temps caractéristique de l'interaction avec le proton. Le temps de la fluctuation doit être suffisamment grand par rapport au temps de l'interaction pour que le méson vecteur ait le temps d'interagir comme un hadron "réel". Dans le cas contraire, la fluctuation est indiscernable du photon pur. De par l'incertitude d'Heisenberg, ce temps est proportionnel à l'inverse de la différence entre l'énergie du photon et celle du méson vecteur, et donc proportionnel au rapport entre l'énergie incidente du photon (c'est-à-dire $\sqrt{k^2 - Q^2}$) et $Q^2 + m^2$, où m est la masse

invariante du méson vecteur.

$$\tau \approx \left| \frac{1}{v - E_n} \right| \approx \frac{2v}{Q^2 + m^2} \propto \frac{1}{x}$$

Aux énergies de HERA à Q^2 vers 50 GeV^2 et x vers $0,1$, ce temps de fluctuation sera de l'ordre de 1 fm^{-1} . À grand Q^2 , le temps de fluctuation sera très court et la seule contribution à la section efficace viendra donc du photon pur, tandis qu'à petit Q^2 la contribution du méson vecteur deviendra importante. L'énergie du photon augmente à petit x , le temps de fluctuation devient donc aussi important dans cette région cinématique. L'influence de l'état hadronique du photon va donc devenir important non seulement pour la photoproduction lorsque Q^2 est quasiment nul, mais aussi pour les diffusions profondément inélastiques, à un Q^2 relativement réduit et à petit x .

À petit x , le temps de fluctuation est proportionnel au rapport entre le carré de la masse invariante W^2 du système γ -p et Q^2 . Il est donc intéressant d'étudier l'évolution de la section efficace totale γ -p en fonction de W^2 à Q^2 constant et à grand W^2 et de voir si le comportement de cette section efficace varie suivant la valeur de Q^2 . La figure V.11 montre le résultat d'une étude menée précédemment [56] où les sections efficaces totales déterminées par BCDMS, EMC, NMC, ZEUS et H1 de la photoproduction et des diffusions profondément inélastiques ont été rassemblés en fonction de Q^2 et de W^2 . Les paramétrisations ALLM [57] ajustées aux données à petit W^2 ont été ajoutées. Elles prévoient une croissance plus forte dans la région des diffusions profondément inélastiques, là où le photon pur domine, que pour la photoproduction, où l'état hadronique domine. Il semble que, à grand W^2 et pour des Q^2 relativement faible (vers 10 GeV^2), l'hypothèse de dominance du photon pur ne décrive plus complètement les données, et qu'il faille tenir compte d'une possible influence de l'état hadronique du photon.

Certaines études sont en cours [58] comparent les processus de diffusions profondément inélastiques avec la photoproduction plus seulement au niveau de la section efficace totale (niveau "inclusif") mais aussi au niveau de l'état final hadronique ("exclusif").

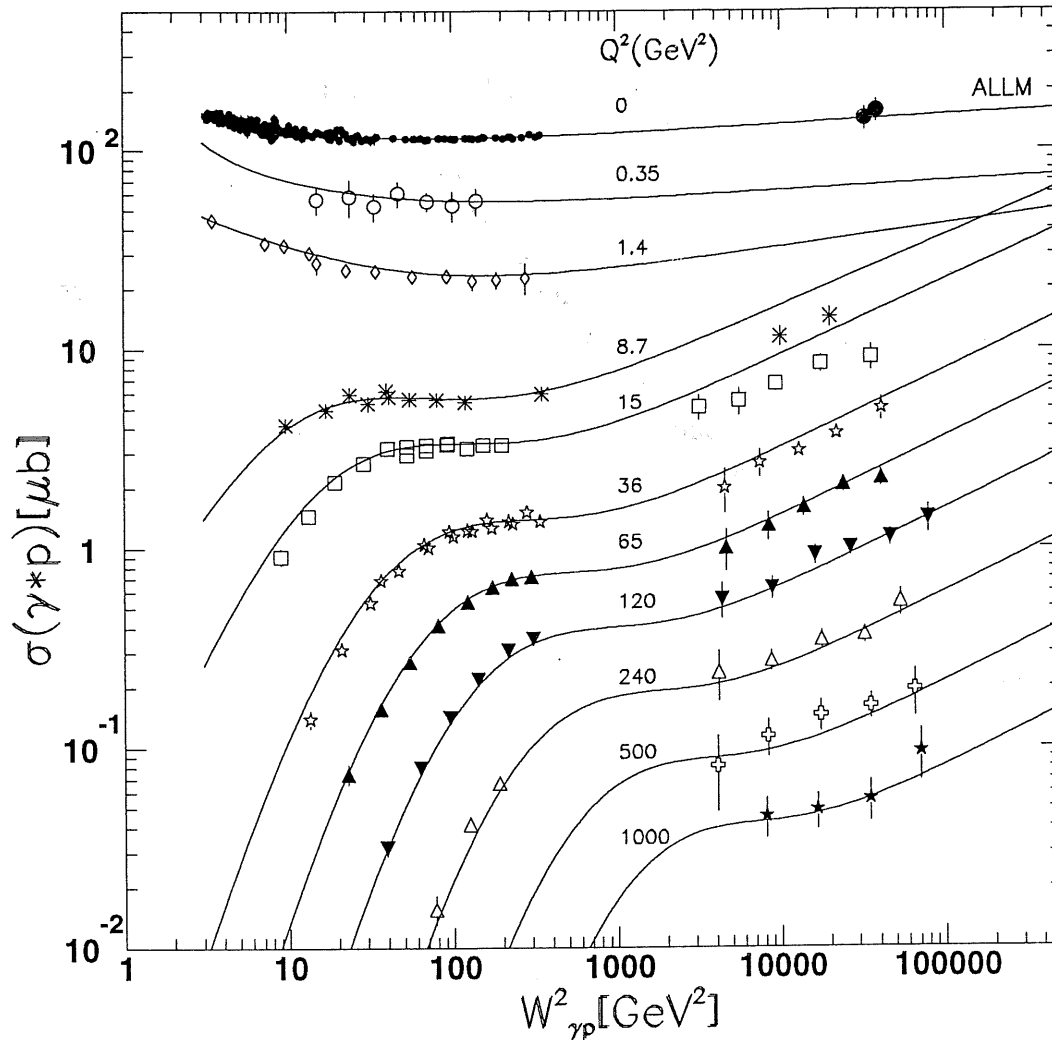


Figure V.11: Section efficace totale γ^*p en fonction de W^2 et de Q^2 pour les données de BCDMS, EMC, NMC, ZEUS et H1 (photoproduction uniquement) pour les diffusions profondément inélastiques et la photoproduction. Les paramétrisations ALLM ajustées sur les données à petit W^2 ont été rajoutées.

V.3. - Paramétrisations des fonctions de structures

V.3.a. - Principe des paramétrisations

Nous avons vu que les équations d'Altarelli-Parisi et de BFKL ne décrivent que l'évolution des fonctions de structure soit en fonction de Q^2 , soit en fonction de x . Il faut donc ajouter des conditions initiales pour pouvoir prédire les valeurs des fonctions de structure dans le domaine x - Q^2 .

Les paramétrisations qui existent actuellement sont fondées sur sensiblement le même

principe. Les auteurs qui produisent ces paramétrisations choisissent une équation d'évolution (celle d'Altarelli-Parisi en général), qu'ils prennent soit avec l'approximation des logarithmes dominants, soit à l'ordre suivant cette approximation par exemple lorsqu'ils veulent faire des prédictions à petit x . De plus, des termes du types de ceux donnés par GLR sont ajoutés si l'on veut tenir compte de la saturation.

Ils définissent ensuite une fonction de comportement pour la contribution de chaque composant du proton, chaque fonction comportant plusieurs paramètres laissés libres. Ces fonctions ne dépendent par exemple que de x si l'équation d'évolution choisie est celle d'Altarelli-Parisi. La définition de ces fonctions ne se fait pas en général au hasard mais utilise plusieurs comportements typiques des densités des partons déduits par exemple de l'équation d'évolution de BFKL.

Plusieurs relations de conservations doivent ensuite être vérifiées par ces fonctions. On va prendre en compte dans la suite partons suivants: quarks up (u), down (d), strange (s), charm (c), et les gluons (g). Les contributions u_v et d_v proviennent des quarks de valence. Les contributions des quarks et des antiquarks de la mer étant égales, on a les relations:

$$u = u_v + \bar{u}, \quad d = d_v + \bar{d}, \quad s = \bar{s}, \quad c = \bar{c}$$

La conservation de la saveur par l'interaction forte impose que les quarks de valence du proton soient présents:

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

Enfin, l'impulsion du proton doit être conservée:

$$\int_0^1 x(u_v + d_v + g + 2(\bar{u} + \bar{d} + s + c)) dx = 1$$

Ces densités sont ensuite déterminées sur un domaine x - Q^2 pour lequel il existe des données expérimentales. Plusieurs types de ces données sont combinées. Elles regroupent en général des données d'expériences de diffusions profondément inélastiques, qui jouent un rôle principal, mais aussi des données qui permettent de contraindre les densités de certains types de partons. Citons principalement les interactions "de Drell-Yann", qui sont les interactions $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les interactions $pn \rightarrow \mu^+\mu^-X$, et qui permettent de contraindre les distributions de quarks de la mer. Il y a aussi, dans les collisions proton-proton, les interactions $qg \rightarrow \gamma q$ qui donnent comme état final un photon et un état X. On peut aussi citer, dans les interactions profondément inélastiques, les interactions qui donnent un J/ψ dans l'état final par une réaction $\gamma^* g \rightarrow c\bar{c} \rightarrow J/\psi g$. Elles permettent de contraindre la densité de gluons.

V.3.b. - Les expériences antérieures et les différentes paramétrisations

Après avoir passé en revue les anciennes expériences de diffusions profondément inélastiques sur cibles fixes, nous allons ici aborder les principales paramétrisations récentes, et plus particulièrement celles qui nous sont utiles dans l'analyse.

i. - Les expériences antérieures

Depuis la fin des années 60 et l'expérience de R.E. Taylor, M.W. Kendall et J.J. Friedmann [59] au SLAC qui a découvert la sous-structure des nucléons, de nombreuses expériences sur cibles fixes ont eu lieu dans le passé [60]. Elles ont utilisé soit des cibles légères (hydrogène ou deutérium), soit des cibles lourdes (fer, carbone,...), les projectiles utilisés étant soit des muons, soit des neutrinos, et plus rarement des électrons (au SLAC principalement). Le tableau V.1 résume les expériences sur cibles fixes les plus récentes.

Faisceau	Cible	Expérience	Publication	
ν	CaCO ₃	CHARM	1984	[61]
ν	Fe	CDHS	1984	[62]
μ	Fe	EMC(NA2)	1986	[63]
μ	C	BCDMS	1987	[64]
ν	Fe	CDHSW	1989	[65]
ν	Fe	CCFR	1992	[66]
μ	H ₂ , D ₂	CHIO	1979	[67]
μ	H ₂ , D ₂	EMC(NA2-NA28)	1987-89	[68, 69]
μ	H ₂ , D ₂	BCDMS	1990	[70]
e	H ₂ , D ₂	SLAC	1990	[71]
μ	H ₂ , D ₂	NMC	1992	[72]

Tableau V.1: Expériences sur cibles fixes les plus récentes

ii. - Les paramétrisations de Kwiecinski, Martin, Roberts et Stirling

Les auteurs A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling, avec P.N. Harriman au début, puis ensuite avec J. Kwiecinski, ont produit plusieurs paramétrisations différentes, utilisant peu à peu les nouveaux résultats expérimentaux qui étaient publiés. D'une manière générale, les conditions initiales sont fixées à un Q^2 de 4 GeV², la contribution des quarks lourds est négligée, et les distributions de la mer doivent vérifier la symétrie SU₃(2).

Les premières paramétrisations, HMRS [73], supposaient que la distribution des gluons était plate à petit x. Elles étaient fondées sur les données des expériences de SLAC, de EMC et de BCDMS.

Les paramétrisations KMRSB0 et B- [74] ont été produites à partir des résultats de BCDMS, de SLAC et de CDHSW, en utilisant les données des expériences WA70 et E605 pour les processus de Drell-Yann et de photons directs. L'équation d'évolution utilisée est celle d'Altarelli-Parisi à l'ordre suivant celui des logarithmes dominants. Le paramètre Λ_{QCD} a été pris à 0,19 GeV. Les distributions de gluons ont été prises planes à petit x pour KMRSB0, et divergentes pour KMRSB-. Elles sont données par les relations suivantes à

un Q^2 de 4 GeV²:

$$KMRSB0: \quad xg(x, Q_0^2) = 2,87(1-x)^{5,1}$$

$$KMRSB-: \quad xg(x, Q_0^2) = 0,265x^{-1/2}(1+20x)(1-x)^{5,1}$$

Deux autres paramétrisations, KMRS(B-2) et KMRS(B-5), sont issues de celles-ci en introduisant en plus un terme de saturation, avec un paramètre R valant 2 GeV⁻¹ dans un cas et 5 GeV⁻¹ dans l'autre.

Martin, Roberts et Stirling ont ensuite produits deux nouvelles paramétrisations, MRSD0 et MRSD- [75], utilisant, en plus des données déjà citées, les résultats des expériences CCFR et NMC. Le paramètre Λ_{QCD} a été pris cette fois à 0,215 GeV. Les distributions de gluons retenues sont données par les relations:

$$MRSD0: \quad xg(x, Q_0^2) = 2,72(1-x)^{5,1}$$

$$MRSD-: \quad xg(x, Q_0^2) = 0,315x^{-1/2}(1+12x)(1-x)^{5,1}$$

Là encore, deux autres paramétrisations MRS(D-2) et (D-5) ont été produites.

Ces paramétrisations ont été par la suite améliorées en MRSD0' et MRSD-' [76] avec les nouvelles données de NMC et CCFR (L'expérience CDHSW n'a plus été utilisée), avec une valeur de Λ_{QCD} modifiée à 0,23 GeV. La distribution de gluon devient alors:

$$MRSD0': \quad xg(x, Q_0^2) = 2,78(1-x)^{5,3}$$

$$MRSD-': \quad xg(x, Q_0^2) = 0,338x^{-1/2}(1+10,6x)(1-x)^{5,3}$$

Une paramétrisation a été faite sur les premières données de HERA ([77] et [78]), dénommée MRSH [79], avec une divergence de la densité de gluons en $x^{-0,3}$ au lieu de $x^{-0,5}$ pour MRSD-'.

iii. - Les paramétrisations de Glück, Reya et Vogt

Les auteurs M. Glück, E. Reya et A. Vogt ont une approche assez différente. Ils supposent qu'à une certaine échelle d'énergie μ_{HO} (de l'ordre de quelques centaines de MeV), le proton n'est constitué que de quarks de valence et de n_g gluons "de valence". La distribution de gluons peut alors s'écrire [80]:

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

$$\text{Les règles de somme donnent: } \int_0^1 g(x, \mu^2) dx = \frac{n_g}{3} (2+1) = n_g$$

À l'origine, le paramètre n_g était fixé à 2, et il suffisait de déterminer un comportement de la densité de quarks de valence à un Q_0^2 fixé pour en déduire, avec les équations d'évolution (à l'ordre supérieur aux logarithmes dominants), les valeurs des

distributions des quarks et des gluons dans tout le domaine $x-Q^2$. Les hypothèses d'origine ont ensuite évolué, en rajoutant une contribution de la mer égale pour les quarks u et d à μ_{HO} [81]. Les distributions d'une part des quarks de valence et d'autre part des quarks de la mer et des gluons sont données respectivement par:

$$xv(x, Q^2) = Nx^a(1 + \sqrt{x} + Bx)(1-x)^D$$

$$xw(x, Q^2) = \left(x^a(A + Bx + Cx^2) \left(\ln \frac{1}{x} \right)^b + s^\alpha \exp \left(-E + \sqrt{E' s^\beta \ln \frac{1}{x}} \right) \right) (1-x)^D$$

Cette paramétrisation a été ajustée sur les données de BCDMS et l'accord est bon avec celles de NMC.

V.4. - La mesure de F_2

Nous allons voir ici la méthode générale appliquée à HERA pour mesurer la fonction de structure F_2 , et nous insisterons sur les points caractéristiques de notre analyse.

La luminosité actuelle accumulée à H1 ne permet pas encore d'étudier l'évolution des fonctions de structure à grand Q^2 avec beaucoup de précision. En revanche, le domaine à petit x est plus accessible. Lors de cette analyse, nous allons donc mesurer F_2 sur l'ensemble du domaine $x-Q^2$ accessible avec les données de 1993, mais en insistant plus particulièrement sur la région à petit x . Nous allons voir dans cette partie la méthode d'analyse des données de H1 qui permet de mesurer F_2 , en insistant plus particulièrement sur certains choix qui ont été fait dans la méthode d'analyse.

La mesure de la fonction de structure F_2 passe par la mesure de la section efficace différentielle en fonction de x et Q^2 . Cette section efficace va être déterminée par comptage des événements suivant leurs valeurs de x et Q^2 , puis division du nombre obtenu par la luminosité intégrée sur la période de prise de données. Un premier choix doit être fait ici quant à la méthode de détermination des variables cinématiques pour chaque événement; ceci va être discuter un peu plus loin. Des corrections sont ensuite apportées alors à la détermination de la section efficace pour prendre en compte le temps mort du système d'acquisition, les bruits de fond restants, les corrections radiatives, les efficacités des différentes sélections faites ainsi que l'acceptance du détecteur. La valeur de la section efficace permet alors de calculer F_2 par le biais d'hypothèses sur la valeur du paramètre R .

Le calcul de la section efficace différentielle ne pouvant se faire directement, il est fait en calculant la section efficace dans des petits sous-domaines du plan cinématique. Ceci nous donne alors la section efficace différentielle intégrée sur chacun de ces sous-domaines. Le choix de la géométrie de ces sous-domaines est assez délicat, ceci va être discuté plus loin.

Les effets à corriger sont de plusieurs types. Tout d'abord, les sélections sur le lot d'événements initial pour en rejeter le bruit de fond rejettent aussi un peu de vrais événements d'interaction profondément inélastique. Si ceci n'est pas pris en compte, la mesure de la section efficace qui sera faite sera sous-estimée. On calcule donc pour chacune des sélections le pourcentage d'événements DIS qui sont gardés, c'est ce qui est

appelé l'efficacité. On multiplie ensuite ces efficacités en supposant que les différentes sélections sont indépendantes les unes des autres, c'est à dire qu'elles ne rejettent pas les mêmes événements d'interaction profondément inélastique (DIS). Cette hypothèse de factorisation pourra dans certains cas ne pas être vérifiée. Le nombre d'événement dans chaque domaine est alors divisé par cette efficacité globale.

Malgré les sélections appliquées, il reste encore un certain nombre d'événements de bruit de fond dans le lot d'événements final. Il faut alors estimer ce nombre d'événements restants dans chaque domaine puis le soustraire.

Un détecteur parfait permettrait de calculer exactement les variables cinématiques de chaque événement. Ce n'est pas le cas et un certain décalage peut exister entre les variables telles qu'elles ont été calculées et la réalité. Ce décalage peut faire migrer un certain nombre d'événements d'un sous-domaine à un autre. Il est alors nécessaire de déterminer le pourcentage d'événements que chaque sous-domaine va perdre ou gagner, pourcentage appelé acceptance du détecteur. Ceci ne peut être fait que sur une simulation Monte-Carlo, où l'on compare le nombre d'événements présents dans chaque sous-domaine avec les valeurs réelles des variables cinématiques et avec les valeurs calculées après simulation. Le nombre d'événement est par la suite divisé par l'acceptance domaine par domaine.

Lors d'un certain nombre d'événements DIS, l'électron a radié un photon avant d'interagir, modifiant alors la cinématique de l'interaction. La plupart de ces événements sont rejetés par la sélection, cependant l'effet dû à ceux qui survivent doit être corrigé en utilisant la simulation Monte-Carlo.

Enfin, quelques corrections supplémentaires doivent être faites concernant plus particulièrement la mesure de la luminosité intégrée et le temps mort du système d'acquisition.

Un certain nombre de ces corrections utilisent une simulation Monte-Carlo du détecteur, que ce soit pour des événements DIS ou pour certains bruits de fond. Nous allons détailler un peu plus loin les simulations utilisées.

V.4.a. - La reconstruction des variables cinématiques

On a vu que chaque événement de diffusion profondément inélastique peut être décrit par trois variables cinématiques x , y et Q^2 (voir le chapitre I). Ces variables peuvent être mesurées à partir de chaque événement par plusieurs méthodes que nous allons étudier ici.

V.4.a.i. - Méthode de l'électron

La méthode de l'électron utilise les informations données par la mesure de l'électron diffusé, c'est-à-dire son énergie E_e et son angle de diffusion θ_e pour calculer x , y et Q^2 . Ces variables sont calculées ainsi:

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{2E_e^i} (1 - \cos \theta_e)$$

$$Q_e^2 = 2E_e^i E_e (1 + \cos \theta_e)$$

$$x_e = \frac{E_e^i}{E_p^i} \frac{E_e (1 + \cos \theta_e)}{2E_e^i - E_e (1 - \cos \theta_e)}$$

où E_e^i est l'énergie de l'électron initial et E_p^i celle du proton initial. Les courbes isoénergie et isoangle dans le plan $x-Q^2$ présentées sur la figure V.12 montrent que Q^2 est quasiment proportionnel à θ_e pour y éloigné de 1. À grand y , les courbes iso θ et isoénergie sont très rapprochées, la mesure de Q^2 sera donc peu sensible aux imprécisions des mesures de l'angle et de l'énergie de l'électron. En revanche, la mesure de x sera fortement entachée d'erreur pour les petits y , du fait de sa grande sensibilité à la mesure de l'énergie de l'électron, et à petit x , les particules hadroniques étant diffusées principalement à l'arrière et étant alors mal mesurées par le BEMC. La mesure des variables cinématiques par l'électron est donc intéressante pour y relativement proche de 1, en particulier pour la mesure de Q^2 . Elle est de plus indépendante de la reconstruction des hadrons. Par contre, elle n'est peu précise à petit y (inférieur à 0,1).

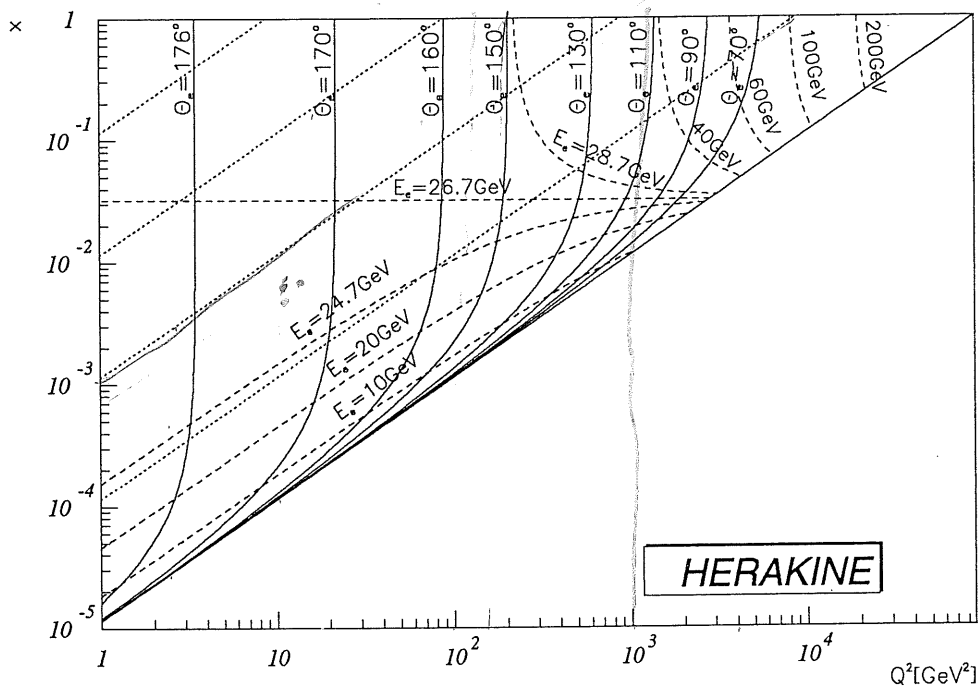


Figure V.12: Isoénergie et iso θ de l'électron dans le plan $x-Q^2$

V.4.a.ii. - Méthodes hadroniques et mixtes

En dehors de la méthode de l'électron, un certain nombre de méthodes existent qui utilisent la mesure des particules hadroniques, ou qui mélangent des informations venant de la mesure de l'électron et de celle des hadrons.

La méthode de Jacquet-Blondel utilise les signaux créés par les hadrons provenant de l'interaction pour calculer les variables cinématiques. Elles sont calculées ainsi:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{zi})}{2E_e^i}$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y_{JB}}$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s \cdot y_{JB}}$$

où l'on somme sur l'ensemble des signaux du détecteur excepté le signal de l'électron diffusé (p est l'impulsion des particules émises). Plusieurs méthodes sont envisageables pour effectuer en pratique ce calcul, suivant que l'on prend en compte uniquement les données des calorimètres ou que l'on considère aussi le système de chambres à traces, suivant aussi que l'on utilise les amas reconstruits ou directement les cellules des calorimètres. Des études antérieures [82] ont montré que la méthode la plus précise était de n'utiliser que les cellules du calorimètre pour la partie avant ($\theta < 20^\circ$), pour la partie centrale (entre 20 et 155°) d'utiliser l'impulsion donnée par les traces et de prendre uniquement en compte les cellules du calorimètre qui ne sont pas dans le prolongement d'une trace, et enfin pour la partie arrière d'utiliser les cellules du BEMC. Dans ce dernier cas, une pondération d'un facteur égal à 1,6 environ est appliquée pour les particules autres que l'électron, le BEMC n'étant pas un calorimètre hadronique.

Cette mesure n'est valable que si l'ensemble des particules sont détectées. La perte des particules partant dans le tube à vide à l'avant n'apporte qu'une faible erreur sur les valeurs de $E-P_z$, mais peut contribuer de manière plus importante sur P_T . Des études précédentes ([83], [84]) ont montré que les erreurs systématiques de cette méthode était trop importantes en dehors de la zone $0,01 \leq x \leq 0,5$, $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$ et $y \geq 0,03$; ceci étant dû aux erreurs de mesure des angles et des énergies. À noter que cette méthode est la seule possible dans le cas des interactions de courant chargé, dans lesquelles on ne peut pas détecter le neutrino diffusé.

Les méthodes précédentes peuvent être combinées de différentes manières afin d'obtenir une information valable sur la plus grande partie possible du plan $x-Q^2$. Une première idée est d'utiliser la mesure des angles de l'électron et du parton diffusé. Cette méthode est appelée méthode de l'angle double. Ce dernier angle γ n'est pas obtenu par un algorithme de recherche de traces mais il est calculé en inversant les formules de Jacquet-Blondel:

$$\cos \gamma = \frac{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) - 4(E_e^i)^2 y_{JB}^2}{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) + 4(E_e^i)^2 y_{JB}^2}$$

$$\approx \frac{\sum p_z}{\sum E} = \frac{\sum E_i \cos \gamma_i}{\sum E_i}$$

Les variables cinématiques sont alors données par:

$$y_{AD} = \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)}$$

$$Q_{AD}^2 = 4(E_e^i)^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)}$$

$$x_{AD} = \frac{E_e^i}{E_p^i} \frac{\sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)}$$

Cette méthode a pour principal intérêt d'être indépendante de la calibration absolue des calorimètres. La figure V.13 montre les lignes d'isoangle dans le plan x - Q^2 . La mesure de Q^2 par cette méthode est assez précise excepté à grand y et à petit Q^2 . La mesure de x pose problème pour x inférieur à 10^{-2} .

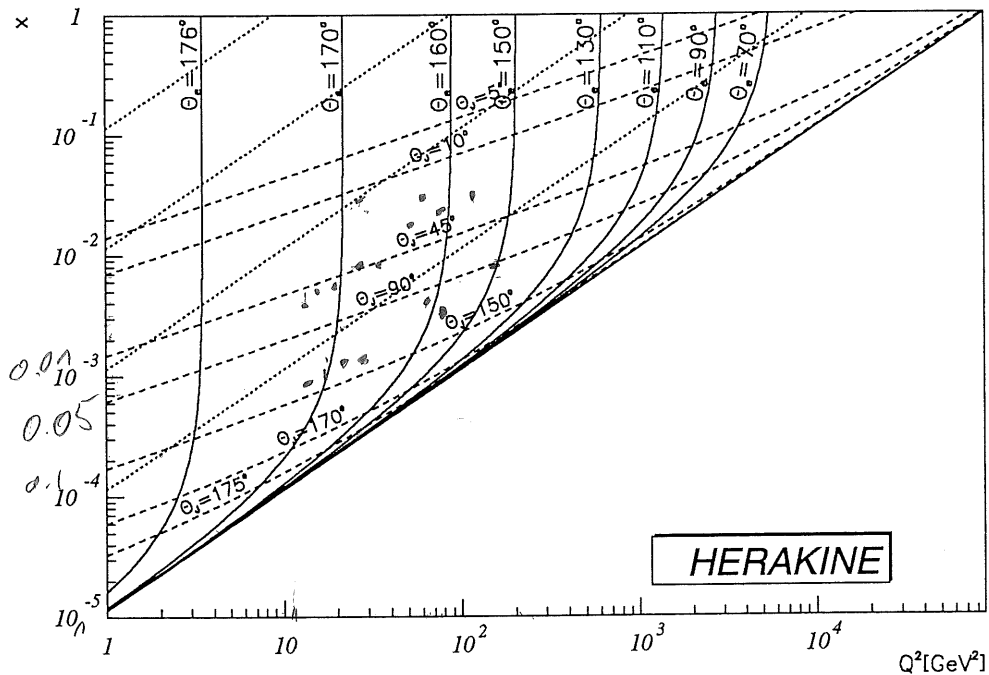


Figure V.13: Isoangles pour l'électron et le parton diffusés, dans le plan x - Q^2

Une dernière méthode est la méthode Σ [85], qui est issue de la méthode Jacquet-Blondel mais qui est beaucoup moins sensible aux effets dus à la radiation de photon par l'électron dans l'état initial. Le y est calculé par le même principe que dans la méthode Jacquet-Blondel, sauf que le dénominateur tient compte d'une possible radiation par l'électron de photon non-détecté en prenant le E - P_z total réel de l'événement. Q^2 utilise l'impulsion transverse de l'électron à la place de celle calculée par les hadrons. On a alors:

$$y_{\Sigma} = \frac{\sum_{hadrons} (E - p_z)}{\sum_{hadrons} (E - p_z) + E_e (1 - \cos \theta_e)}$$

$$Q_{\Sigma}^2 = \frac{E_e^2 \sin^2 \theta_e}{1 - y_{\Sigma}}$$

$$x_{\Sigma} = \frac{Q_{\Sigma}^2}{4 E_e^i E_p^i y_{\Sigma}} = \frac{E_e^2 \sin^2 \theta_e}{4 E_e^i E_p^i y_{\Sigma} (1 - y_{\Sigma})}$$

Cette méthode est d'une manière générale assez performante sur l'ensemble du plan x - Q^2 , la résolution en Q^2 devenant cependant un peu moins bonne à grand y pour les petits x . Son principal intérêt est d'être la méthode la moins sensible aux radiations de photons à l'état initial, et de couvrir tout l'espace cinématique.

Pour cette analyse, la méthode choisie a été la méthode de l'électron en raison de sa bonne résolution à grand y , les autres méthodes étant plus imprécises dans la région à petit x .

V.4.b. - Le pavage du plan cinématique

Le plan cinématique x - Q^2 est divisé en sous-domaines contigus, à l'intérieur desquels on peut mesurer la section efficace intégrée. Il est alors aisé de remonter à la valeur de la section efficace différentielle au centre de ce sous-domaine. Ceux-ci doivent être choisis relativement petits et nombreux pour avoir une bonne résolution dans le plan cinématique mais le nombre d'événements contenus dans chacun doit être suffisant pour éviter d'être dominé par les erreurs statistiques, ce nombre doit être de quelques centaines. Pour des raisons de commodités, ces domaines sont choisis contigus et délimités par des variables simples. Une partie de l'analyse sur les données 92 avait été faite sur des domaines délimités par l'angle et l'énergie de l'électron diffusé; cependant cette année nous avons choisi de les délimiter en x et Q^2 , afin de simplifier les comparaisons avec les autres expériences. Une exception est cependant faite pour la zone $Q^2 < 7,5 \text{ GeV}^2$ où ils sont séparés en y et Q^2 , afin de s'adapter à la répartition particulière des événements dans cette zone, répartition due aux coupures en énergie et en θ de l'électron qui sont appliquées.

Les limites ont été réparties régulièrement en $\log x$ et $\log Q^2$. Les limites et les valeurs centrales des domaines sont montrées dans le tableau V.2.

Pour Q^2 inférieur à $7,5 \text{ GeV}^2$, le pavage en y - Q^2 est fait de manière continue par rapport au pavage précédent sauf à $y=0,7$. Les limites de ces domaines sont inscrites dans le tableau V.3.

La figure V.14 montre la répartition des événements après sélection (voir chapitre VI) dans le plan cinématique.

Limites en x	x moyens	Limites en Q ²	Q ² moyens
4,64.10 ⁻⁵ - 6,81.10 ⁻⁵	5,6.10 ⁻⁵	3,162 - 4,8	3,5
6,81.10 ⁻⁵ - 10 ⁻⁴	8,2.10 ⁻⁵	4,8 - 5,623	5
10 ⁻⁴ - 1,48.10 ⁻⁴	1,22.10 ⁻⁴	5,623 - 7,5	6,5
1,48.10 ⁻⁴ - 2,15.10 ⁻⁴	1,8.10 ⁻⁴	7,5 - 10	8,5
2,15.10 ⁻⁴ - 3,16.10 ⁻⁴	2,6.10 ⁻⁴	10 - 13,34	12
3,16.10 ⁻⁴ - 4,64.10 ⁻⁴	3,8.10 ⁻⁴	13,34 - 17,78	15
4,64.10 ⁻⁴ - 6,81.10 ⁻⁴	5,6.10 ⁻⁴	17,78 - 23,71	20
6,81.10 ⁻⁴ - 10 ⁻³	8,2.10 ⁻⁴	23,71 - 31,62	25
10 ⁻³ - 1,78.10 ⁻³	1,3.10 ⁻³	31,62 - 42,17	35
1,78.10 ⁻³ - 3,16.10 ⁻³	2,4.10 ⁻³	42,17 - 56,23	50
3,16.10 ⁻³ - 5,62.10 ⁻³	4,2.10 ⁻³	56,23 - 75	65
5,62.10 ⁻³ - 10 ⁻²	7,5.10 ⁻³	75 - 100	80
10 ⁻² - 1,78.10 ⁻²	1,3.10 ⁻²	100 - 133,4	120
1,78.10 ⁻² - 3,16.10 ⁻²	2,4.10 ⁻²	133,4 - 266,1	200
3,16.10 ⁻² - 5,62.10 ⁻²	4,2.10 ⁻²	266,1 - 530,9	400
5,62.10 ⁻² - 0,1	7,5.10 ⁻²	530,9 - 1059	800
0,1 - 0,178	1,3.10 ⁻¹	1059 - 2013	1600
0,178 - 1	0,5	2013 - 3826	3200

Tableau V.2: Tableau du pavage du plan cinématique

Limites en y	y moyen
$8,56.10^{-5}$ - $4,81.10^{-4}$	$3,8.10^{-4}$
$4,81.10^{-4}$ - $8,56.10^{-4}$	$6,5.10^{-4}$
$8,56.10^{-4}$ - $1,52.10^{-3}$	$1,2.10^{-3}$
$1,52.10^{-3}$ - $2,71.10^{-3}$	$2,1.10^{-3}$
$2,71.10^{-3}$ - $4,81.10^{-3}$	$3,8.10^{-3}$
$4,81.10^{-3}$ - $8,56.10^{-3}$	$6,5.10^{-3}$
$8,56.10^{-3}$ - $1,52.10^{-2}$	$1,2.10^{-2}$
$1,52.10^{-2}$ - $2,71.10^{-2}$	$2,1.10^{-2}$
$2,71.10^{-2}$ - $4,81.10^{-2}$	$3,8.10^{-2}$
$4,81.10^{-2}$ - $8,56.10^{-2}$	$6,5.10^{-2}$
$8,56.10^{-2}$ - 0,126	0,1
0,126 - 0,184	0,15
0,184 - 2,71	0,23
0,271 - 0,398	0,33
0,398 - 0,578	0,47
0,578 - 0,7	0,65
0,7 - 0,856	0,78
0,856 - 1	0,92

Tableau V.3: Tableau du pavage en dessous de $Q^2=7,5 \text{ GeV}^2$

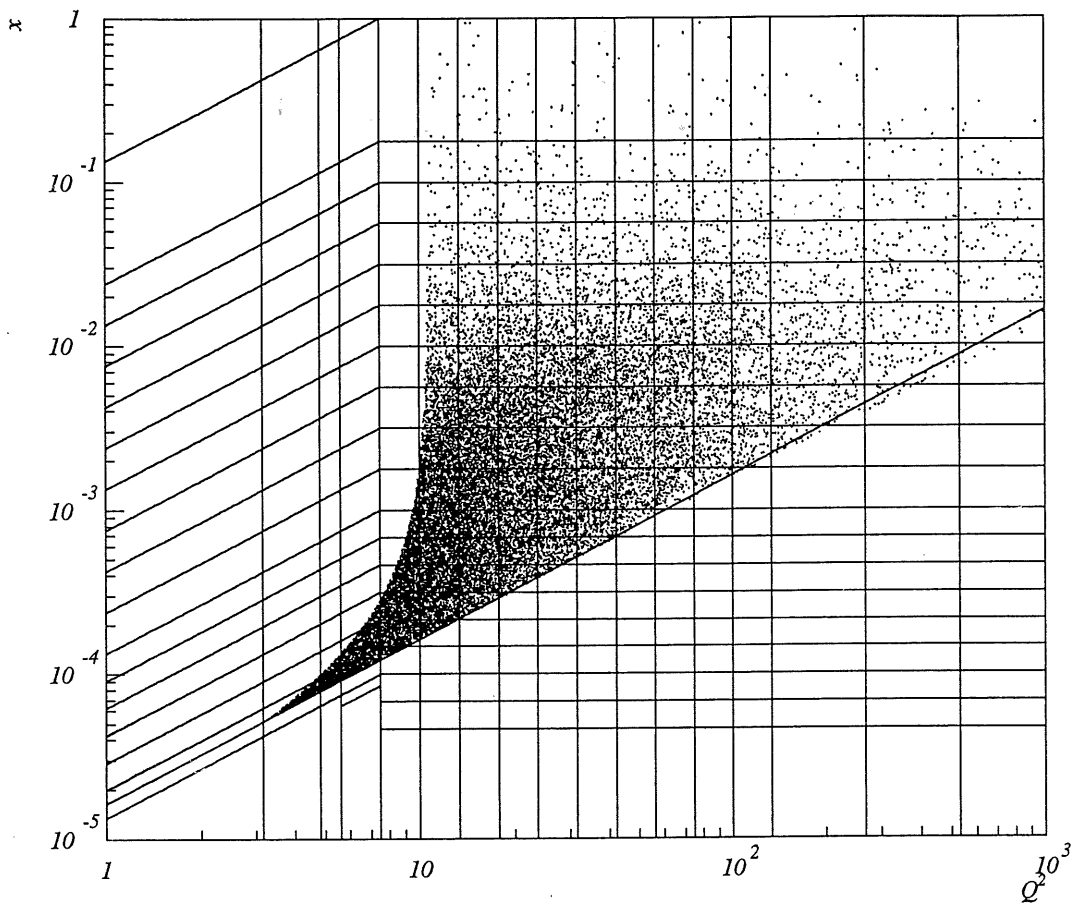


Figure V.14: Répartition des sous-domaines dans le plan $x-Q^2$

V.4.c. - Les Monte-Carlo utilisés

Différentes simulations Monte-Carlo sont utilisées dans différentes étapes de cette analyse. Ces simulations sont de deux types: la simulation d'événements d'interaction profondément inélastique et la simulation de bruit de fond.

La simulation DIS a été faite à partir du générateur DJANGO [86] version 2.1, avec HERACLES 4.2 [87], ARIADNE 4.0 [88] et JETSET 7.3 [89]. On s'est limité à des événements courant neutre ayant un Q^2 supérieur à 5 GeV^2 et un angle de diffusion de l'électron inférieur à 174° . Les événements à $Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$ ont été pesés pour limiter la statistique. La paramétrisation de fonctions de structures utilisée est MRSH qui tient en compte les résultats de la campagne de prise de données de HERA de 1992. Environ 140 000 événements ont été simulés en deux tâches successives et sont équivalents à 250 000 événements non pesés. Cette simulation a principalement été utilisée dans la détermination d'effets systématiques, en particulier le calcul des acceptances et de certaines efficacités. Elle a aussi servi pour les calibrations, ainsi que pour déterminer dans certain cas le bruit de fond restant. Elle est aussi utilisée pour déterminer la valeur de la section efficace différentielle au centre de chaque sous-domaine à partir de la valeur intégrée. Un autre Monte-Carlo DJANGO a été simulé pour certaines études, en utilisant cette fois-ci la paramétrisation MRSD'. Les limites de génération sont les mêmes que pour le Monte-Carlo MRSH, et environ 125 000 événements ont été simulés.

Le bruit de fond de photoproduction pose un certain nombre de problèmes pour la mesure de F_2 dans la région à petit x . Il peut être rejeté en partie grâce à certains critères de sélection qui seront étudiés dans le chapitre VI. Cependant, malgré ces coupures, il en reste un taux non négligeable, principalement dans cette région à petit x . Il est donc nécessaire de pouvoir estimer ce taux restant. Une simulation du bruit de fond de photoproduction a donc été faite pour estimer le taux de ce bruit restant après sélection, en association avec la simulation DIS. Pour éviter de simuler des événements qui seront rejetés par la suite par les sélections, une méthode de simulation appelée "turbo" [90] a été appliquée. Elle consiste à présimuler pour chaque événement les particules qui sont projetées vers l'arrière et voir si le signal produit est caractéristique d'un pseudo-électron (c'est-à-dire un dépôt d'énergie supérieur à 6 GeV et un impact BPC à moins de 17 cm); Dans ce cas, l'événement est simulé complètement. Les générateurs PYTHIA et RAYVDM ont été utilisés, au total $2,76 \cdot 10^6$ événements ont été générés et 10800 ont été simulés complètement. La limite en Q^2 a été $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ pour RAYVDM et $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ pour PYTHIA.

V.5. - Conclusion

Ce chapitre nous a donc permis de décrire quels étaient les principaux enjeux de la mesure des fonctions de structure du proton, en particulier dans la région à petit x . Un certain nombre de phénomènes sont attendus dans cette région, et plusieurs théories sont en concurrence pour prédire le comportement de F_2 à cet endroit. Certaines caractéristiques de la méthode d'analyse des données ont été choisies pour s'adapter à ce but.

VI. - Sélections et correction des bruits de fond

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents critères de sélection appliqués aux événements reconstruits qui permettent de sélectionner la plupart des événements d'interaction profondément inélastique. Ces sélections ne permettant cependant pas de supprimer l'ensemble des événements de bruit de fond en particulier à petit x , nous estimerons aussi combien il reste d'événements indésirables.

VI.1. - Sélections de l'acquisition des données

La quantité de données enregistrées étant trop importante pour être facilement gérable, plusieurs présélections sont appliquées pour restreindre le lot d'événements de départ (voir le chapitre III). Ces présélections doivent être conçues pour ne pas rejeter d'événements DIS, afin de ne pas introduire d'erreur dans la mesure de la section efficace. Nous allons voir ici les sélections appliquées dans les différentes étapes de la chaîne d'analyse.

La première sélection sur les événements est effectuée par le système d'acquisition par le biais des subtriggers (voir chapitre II). Afin de définir les conditions de déclenchement intéressantes, nous allons rappeler les caractéristiques d'un événement DIS.

La caractéristique principale d'un événement DIS est la présence d'un électron diffusé dans le calorimètre à argon liquide ou dans le BEMC. Dans le cas du BEMC, le subtrigger BCL2 est spécialement conçu pour ceci. Il provient du système de déclenchement du BEMC qui détecte l'amas d'énergie dû à l'électron [91]. Le subtrigger BCL2 se déclenche si l'énergie de l'amas est supérieur à environ 6 GeV, et si le signal détecté dans le système de temps de vol (TOF) est compatible avec une particule venant de la zone d'interaction. Le veto du TOF permet de rejeter la majorité des événements de bruit de fond provenant d'interactions proton-gaz et proton-tube à vide à l'arrière du BEMC. Pour le calorimètre à argon liquide, les subtriggers importants pour notre analyse sont LAr_electron_1 et 2, qui détectent l'électron diffusé dans les tours de déclenchement quand son énergie dépasse un seuil [92].

Un certain nombre d'autres subtriggers sont activés par un événement DIS, par exemple celui concernant la détection de vertex dans la région du point d'interaction théorique ou celui se déclenchant en cas de présence d'énergie hadronique dans le calorimètre à argon liquide, mais ils ne sont pas directement utilisés dans notre analyse.

VI.2. - Classification des événements

VI.2.a. - Classes utilisées dans les DST

On a vu que lors de la reconstruction (lors de la création des POT), les événements étaient classés suivant leurs caractéristiques physiques. Pour appartenir à une classe donnée, l'événement doit vérifier un certain nombre de critères. Ceux-ci sont plus nombreux et plus exigeants au moment du passage au niveau "DST". Nous allons voir ici

quelles sont les classes qui intéressent la mesure de F_2 et comment elles sont définies au niveau de la reconstruction et au niveau DST.

Trois classes sont dédiées aux événements DIS, deux qui concernent le domaine à petit Q^2 (c'est-à-dire $\theta > 155^\circ$, l'électron est détecté dans le BEMC) [93] et une pour le domaine à grand Q^2 ($\theta < 155^\circ$, l'électron est dans l'argon liquide) [94]. Le domaine à petit Q^2 est classé de deux manières différentes afin de reproduire les différences de comportement des événements DIS entre ceux à petit y et ceux à grand y , et d'avoir une certaine redondance.

La classe qui est plus particulièrement destinée aux événements à grand y (la classe 10) s'applique à des événements comportant un amas d'énergie dans le BEMC qui peut être de relativement faible énergie, et la présence d'un vertex reconstruit. Plus précisément, les critères appliqués à chaque événement au niveau POT sont:

- Il existe un amas d'énergie dans le BEMC tel que $E_{\text{amas}} \geq 4 \text{ GeV}$
- Il existe un vertex reconstruit.

Au niveau DST, un critère supplémentaire est exigé:

- La coupure TOF doit être satisfaite.

La coupure TOF utilise le signal du système TOF de mesure de temps de vie (voir le chapitre II), et elle se définit ainsi: Ou il n'y a pas de signal dans le TOF, ou il y a au moins dans l'une des cellules un signal ToF_IA (fenêtre en temps de l'interaction) et il n'y a pas plus de deux cellules comportant un signal ToF_BG (bruit de fond).

La seconde classe (la classe 11) s'applique à des événements à petit y , c'est-à-dire qu'ils auront une énergie proche de celle de l'électron incident et dont la gerbe hadronique pourra être fortement inclinée à l'avant. Les critères de sélection appliqués à chaque événement au niveau POT seront:

- Il existe un amas dans le BEMC tel que $E_{\text{amas}} \geq 6 \text{ GeV}$
- Le centre de gravité de cet amas se situe en dehors du carré centré sur le faisceau et de 13 cm de côté sur le plan x-y.
- La coupure TOF est satisfaite.
- L'amas doit vérifier l'une ou l'autre des conditions suivantes:
 - La distance (EBPC) sur le plan x-y entre le centre de gravité de la gerbe de l'électron et l'impact BPC le plus proche est inférieur à 10 cm.
 - Le rayon moyen (ECRA) de l'amas est inférieur à 8 cm.
- Un événement ne vérifiant pas ces conditions pourra cependant être de classe 11 s'il comporte un amas d'énergie supérieure à 4 GeV dans la région de transition entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide. L'énergie de cet amas est calculée en prenant en compte les cellules du BEMC se situant à plus de 56 cm du faisceau et celles de la partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide proche du BEMC (BBE et CB1 avec $z \leq -140 \text{ cm}$). Les cellules prises en compte doivent être à moins de 20 cm d'un amas initial

reconstruit dans l'argon liquide ou le BEMC, amas qui est alors à l'origine de l'amas global.

Au niveau DST, les conditions sont les mêmes à l'exception de l'énergie de l'amas de l'électron qui doit être supérieure à 8 GeV, sauf dans la région de transition entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide où le seuil en énergie reste inchangé.

La classe des événements à grand Q^2 (classe 9) est conçue pour chercher des événements avec un amas d'énergie électromagnétique dans le calorimètre à argon liquide, avec une impulsion transverse totale manquante relativement faible. Elle est définie ainsi au niveau POT:

- Il existe un amas d'énergie avec une fraction électromagnétique (rapport entre l'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre et l'énergie totale) supérieure à 0,5 si le centre de l'amas est à une distance supérieure à 5° d'une crevasse en ϕ , et d'énergie transverse supérieure à 8 GeV si $10^\circ < \theta_{\text{amas}} < 45^\circ$, supérieure à 5 GeV si $45^\circ < \theta_{\text{amas}} < 160^\circ$.
- L'événement doit comporter une bonne trace reconstruite. Celle-ci se définit par une impulsion supérieure à 0,2 GeV/c, un nombre d'impacts supérieur à 10, le point où la trace s'approche le plus du faisceau doit être à moins de 2 cm de celui-ci. Le premier impact de la trace doit être à moins de 30 cm du faisceau.
- L'impulsion transverse manquante totale doit être inférieure à 40 GeV.

Au niveau DST, deux conditions supplémentaires sont ajoutées:

- L'événement est rejeté s'il existe une trace dans le Tail Catcher avec au moins 3 impacts derrière l'amas candidat électron, car ceci indique que l'amas a été produit par une gerbe hadronique.
- L'événement est rejeté si un algorithme spécifique détecte des traces identiques de part et d'autre du faisceau, ce qui signerait le passage d'un muon cosmique.

L'ensemble de ces classes sont conçues pour se recouvrir, afin d'éviter de perdre des événements dans certains domaines. L'existence de deux classes différentes à petit Q^2 permet d'appliquer des sélections un peu plus sévères tout en conservant la possibilité d'estimer les efficacités de ces sélections à partir des DST ainsi produites en utilisant l'autre classe.

VI.2.b. - Création des miniDST

Afin d'avoir un lot d'événement assez petit pour être analysé facilement, une miniDST est créée à partir de ces classes. Les sélections effectuées sont issues de celles faites au niveau DST, et elles sont séparées en trois lots.

Les sélections sont appliquées pour les événements à petit Q^2 :

- Il existe un amas dans le BEMC tel que $E_{\text{amas}} \geq 7$ GeV
- Le centre de gravité de l'amas se situe en dehors du carré centré sur

le faisceau et de côté 13 cm sur le plan x-y.

- Il existe un vertex reconstruit.
- La distance entre le centre de gravité de l'amas et l'impact BPC le plus proche, rapportée au plan avant du BEMC, doit être inférieure à 5 cm.
- L'événement doit passer la coupure TOF (voir plus haut)

La zone intermédiaire entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide (BEMC-BBE-CB1) est conservée en appliquant spécifiquement les coupures suivantes:

- Il existe un amas dans cette zone tel que $E_{\text{amas}} \geq 6 \text{ GeV}$
- Il existe un vertex reconstruit.
- L'événement doit passer la coupure TOF.

Les événements de classe 9, c'est-à-dire les événements à grand Q^2 , sont sélectionnés par les critères suivant:

- Il existe un amas dans la partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide tel que $E_{\text{amas}} \geq 8 \text{ GeV}$, $\theta_{\text{amas}} > 60^\circ$ (statistiquement il n'y a pas d'électron en dessous de 60°), l'amas doit se trouver dans la partie centrale du calorimètre.
- Il existe un vertex reconstruit à moins de 40 cm en z du point d'interaction théorique.
- $E-P_z > 25 \text{ GeV}$
- L'impulsion transverse manquante de l'événement doit être inférieure à 15 GeV.

Nous avons donc vu ici les différentes sélections initiales qui sont appliquées aux événements afin de réduire le lot sur lequel se fait l'analyse finale. Notons que les coupures appliquées sont toutes moins strictes que les sélections finales que l'on va aborder maintenant. La plupart sont assez lâches pour ne supprimer aucun événement DIS vrai, certaines sélections nécessitent cependant de repasser aux DST pour calculer leur efficacité. Les nombres d'événements obtenus dans les différentes étapes sont donnés dans le tableau VI.1.

	Nombre d'événements
L3	100 millions
L4	30 millions
Reconstruction	9 millions
DST 9,10,11	500 000
miniDST	85 000
sélection finale	25 000

Tableau VI.1. Tableau des nombres d'événements dans les différentes étapes

VI.3. - Sélection finale des événements

Nous allons étudier les différentes sélections qui sont appliquées sur les événements des miniDST. Le lot d'événement obtenu est identique à celui que l'on obtiendrait en appliquant ces sélections directement aux DST, du fait qu'elles contiennent celles conduisant à la création des miniDST. Nous ne considérerons donc pas l'étape miniDST dans l'analyse.

Le but de cette analyse est de mesurer F_2 à partir de l'électron reconstruit sur la plus grande partie possible du plan $x-Q^2$. Cependant, la configuration du détecteur nous oblige à restreindre cet espace dans des limites raisonnables.

Les principales limitations se situent à petit Q^2 et petit x , lorsque l'électron est faiblement diffusé et que son énergie devient faible. Dans cette région, le détecteur ne va pas pouvoir nous permettre d'aller à des énergies trop faibles et à des θ trop grands (rappelons que $\theta=180^\circ$ dans la direction du faisceau d'électrons). En effet, lorsque l'énergie devient faible, il devient de plus en plus difficile de reconnaître un vrai électron d'un signal induit par un processus parasite dit de bruit de fond. L'identification de l'électron devient alors problématique. Nous nous restreignons donc à des candidats électron dont l'amas a une énergie supérieure à 8 GeV.

Le détecteur ne nous permet pas de détecter convenablement des électrons faiblement diffusés. De plus, les modules du BEMC de forme triangulaires, situés près du faisceau sont d'utilisation délicate du fait d'une calibration mal déterminée. Nous nous limitons donc à des candidats électron dont l'angle θ est inférieur à 173° .

VI.4. - Identification de l'électron

Un problème crucial de l'analyse finale concerne l'identification de l'électron. L'événement sera conservé si l'amas d'énergie du candidat électron vérifie un certain nombre de critères, ceci afin d'éviter de prendre pour un électron un amas d'énergie provoqué par une ou plusieurs particules de l'état final hadronique. L'amas pris comme candidat électron est d'abord recherché dans le calorimètre à argon liquide, où l'amas le plus énergétique passant la sélection EAH4 (voir plus loin) est retenu. Si aucun amas ne convient, le candidat est alors recherché dans le BEMC où l'amas le plus énergétique est retenu.

Ces critères vont être différents selon que le candidat électron se trouve dans le BEMC ou dans le calorimètre à argon liquide. Ils sont fondés sur des estimateurs caractérisant l'amas, suivant lesquels nous pourrions distinguer les électrons des gerbes hadroniques.

VI.4.a. - Identification de l'électron dans le BEMC

Pour le BEMC, deux critères sont utilisés concernant la forme de la gerbe et la réponse de la chambre BPC devant le calorimètre.

- Le premier critère est fondé sur la mesure de l'estimateur ECRA qui est calculé, à partir des cellules de l'amas considéré, par la formule:

$$ECRA = \frac{\sum_{cellules} E_i \sqrt{(x_i - x_{amas})^2 + (y_i - y_{amas})^2}}{\sum_{cellules} E_i}$$

Cet estimateur mesure la taille transversale de la gerbe, qui est plus petite pour un électron que pour un jet hadronique. Une coupure sur cet estimateur permet donc de séparer les deux types de particules.

- Le second critère utilise les informations données par la BPC, en mesurant la distance entre le centre de la gerbe et l'impact BPC le plus proche, rapporté sur le plan x-y de la BPC. Un électron produira un ou plusieurs impacts à proximité de ce centre alors qu'un photon provenant d'un événement de photoproduction n'en produira pas la plupart du temps; une gerbe hadronique pourra produire des impacts BPC qui ne seront pas nécessairement proches du centre de gravité de l'amas. De plus, la mesure de l'endroit exact de l'impact de l'électron pourra être faite avec plus de précision en utilisant l'impact de la BPC.

La figure VI.1 montre la distribution de ECRA sur l'échantillon final en enlevant la coupure sur cet estimateur. La simulation (histogramme) est normalisée de manière absolue aux données (points, les barres représentent les erreurs statistiques), c'est-à-dire qu'elle est multipliée par un facteur qui est le rapport entre la luminosité intégrée réelle de la prise de données et la luminosité intégrée engendrée par le Monte-Carlo. Ces deux distributions montrent que la simulation sous-estime d'une manière systématique ECRA d'environ 5 mm, lorsque l'amas est peu étalé. Cette erreur disparaît pour des ECRA plus grand. Pour $ECRA > 5$ cm un désaccord réapparaît, du fait de la contribution des événements de photoproduction (voir la fin du chapitre). Un bon critère de réjection du bruit de fond est donc de ne garder que les événements dont ECRA est inférieur à 4 cm. La queue de la distribution de ECRA dans les valeurs négatives est due au bruit électronique des cellules entourant la cellule principale (celle ayant reçu le plus d'énergie), ce bruit pouvant donner des énergies négatives.

La distribution de EBPC, en appliquant toutes les sélections sauf celle-ci, est montrée sur la figure VI.2. EBPC nul signifie qu'il n'y a pas d'impact BPC dans un rayon de 10 cm autour de l'amas d'énergie. Là encore, un décalage systématique de 2 mm apparaît entre les données et la simulation. Le bruit de fond est perceptible dès $EBPC = 2$ cm, mais pour éviter une inefficacité trop importante, la sélection retenue est d'exiger que EBPC soit inférieur à 4 cm.

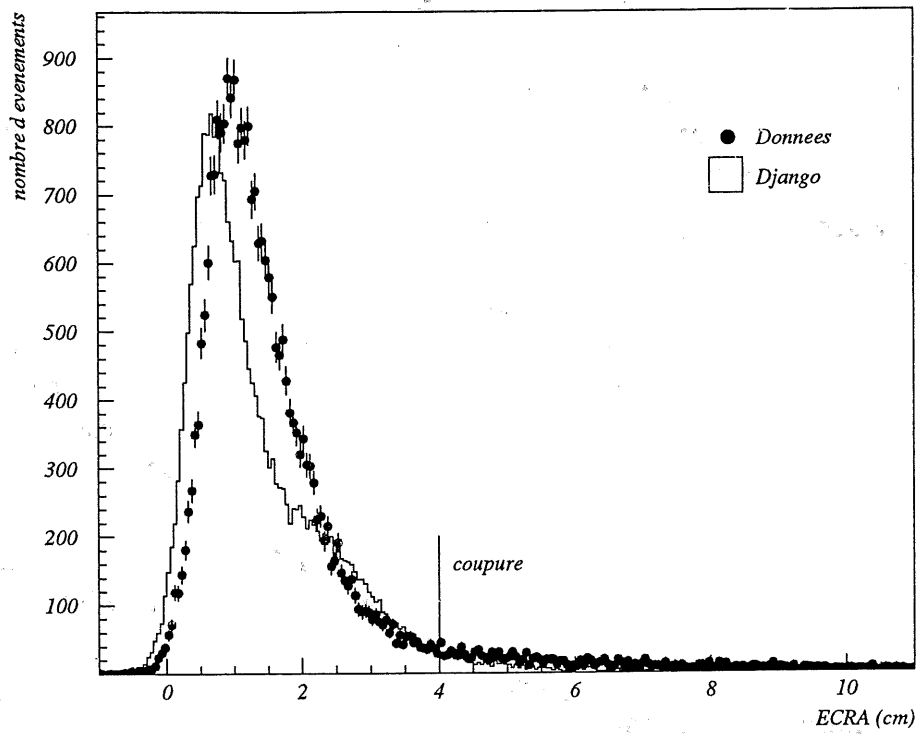


Figure VI.1: Distribution de ECRA après sélection

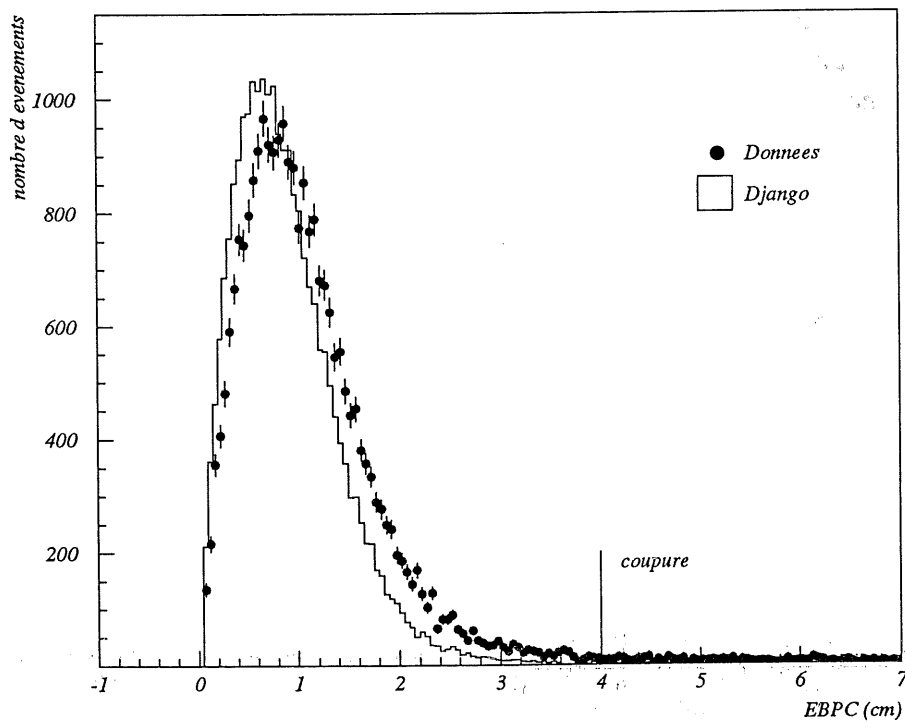


Figure VI.2: Distribution de EBPC pour les données et la simulation DIS

Il reste maintenant à estimer les efficacités de ces deux critères de sélection. Il est possible de procéder à cette estimation en créant un sous-lot d'événements DIS purs en renforçant un critère de sélection indépendant du critère à étudier. Par exemple pour ECRA, on peut exiger que l'estimateur $E-P_z$ de l'événement (voir plus loin) soit supérieur à 40 GeV. La figure VI.3 montre en fonction de l'énergie le rapport entre les nombres d'événements après et avant la sélection. À petite énergie, on observe une décroissance relativement importante de l'efficacité, bien supérieure à celle observée sur le Monte-Carlo. Nous verrons que ceci provient en fait d'une contamination du lot par des événements de photoproduction restants.

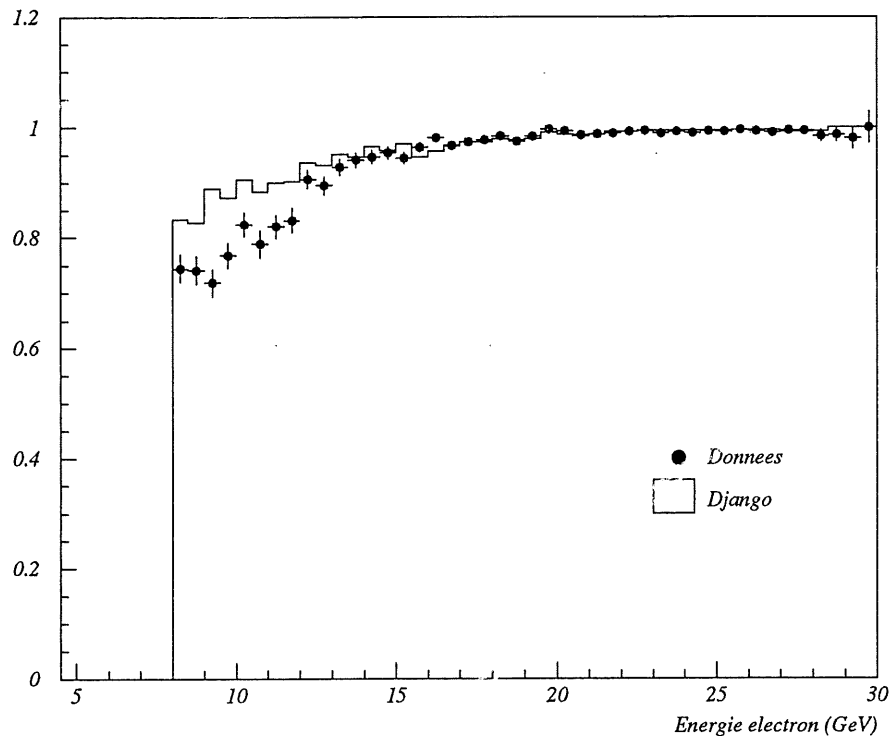


Figure VI.3: Pourcentage des événements passant la sélection ECRA

Pour éviter ceci, on utilise les événements où le détecteur de photon (le Photon Tagger, voir chapitre II) a détecté un photon émis par l'électron à l'état initial. Ce sont des événements DIS avec une énergie assez faible et qui ne sont pas contaminés par de la photoproduction. Ils sont par contre contaminés par des événements d'empilement entre un événement DIS non radiatif et un événement de Bethe-Heitler dans le système de luminosité. On supprime ces événements en demandant que l'énergie dans l'Electron Tagger soit inférieure à 2 GeV, et que la valeur de $E-P_z$ dans le détecteur, non compris le système de luminosité, soit inférieure à 40 GeV. Seuls passent cette coupure les événements ayant perdu de l'énergie par la radiation du photon. La figure VI.4 montre le rapport entre les nombres d'événements avant et après sélection. Il y a un bon accord entre les données et le Monte-Carlo.

Un autre problème provient d'une erreur d'identification qui peut apparaître lorsqu'il y a deux bons candidats électron dans un événement. On peut estimer l'efficacité réelle de la sélection en utilisant la simulation Monte-Carlo, en rejetant les événements où l'électron reconstruit n'est pas le bon. La figure VI.5 montre l'efficacité de ECRA en fonction de l'énergie pour ces événements ($E-P_z < 40$ GeV). Une fonction a été ajustée sur ces points, courbe de la forme: $\text{efficacité} = P1 + P2/(E+P3) + E \cdot P4$, où E est l'énergie de l'électron et P1 à P4 les paramètres de la fonction. Notons que les événements radiatifs sont en général à petit y, ils ne sont alors pas affectés par ce phénomène, les particules hadroniques produites étant dirigées vers l'avant.

Il est possible de s'assurer de la bonne description du processus d'identification de l'électron en examinant le spectre en énergie du deuxième candidat électron, s'il existe, pour les données et la simulation. La figure VI.6 montre ce spectre pour des énergies du premier candidat électron comprises entre 8 et 12 GeV, indiquant un bon accord entre les données et le Monte-Carlo. Certains seconds candidats électron ont une énergie supérieure aux premiers lorsque ceux-ci ont leurs amas dans le calorimètre à argon liquide. Dans ce cas, le choix du candidat à retenir fait intervenir également la valeur de l'estimateur EAH4 (voir le sous-chapitre iii).

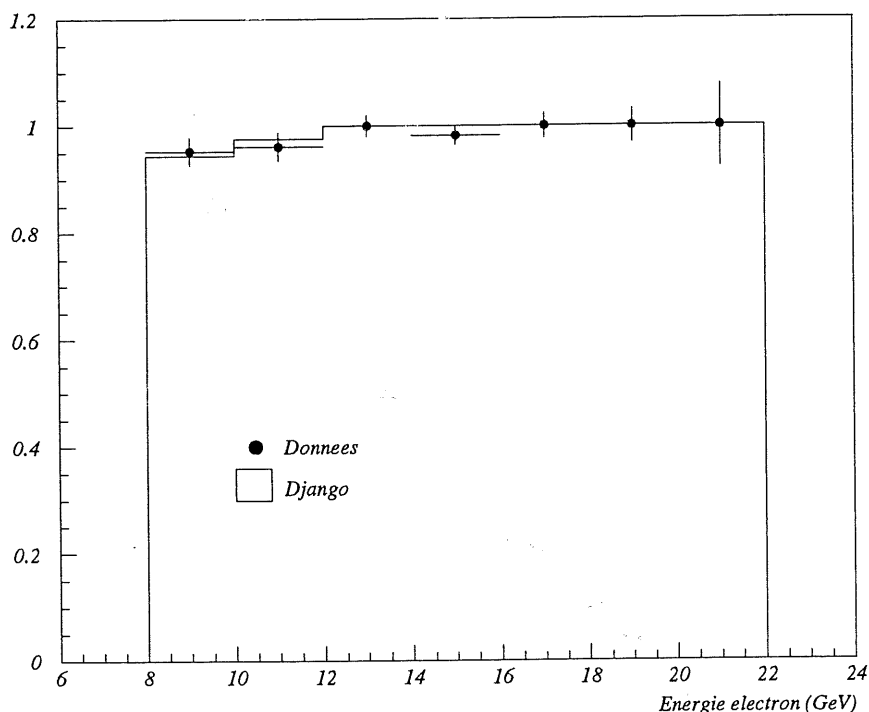


Figure VI.4: Pourcentage d'événements radiatifs passant la sélection ECRA

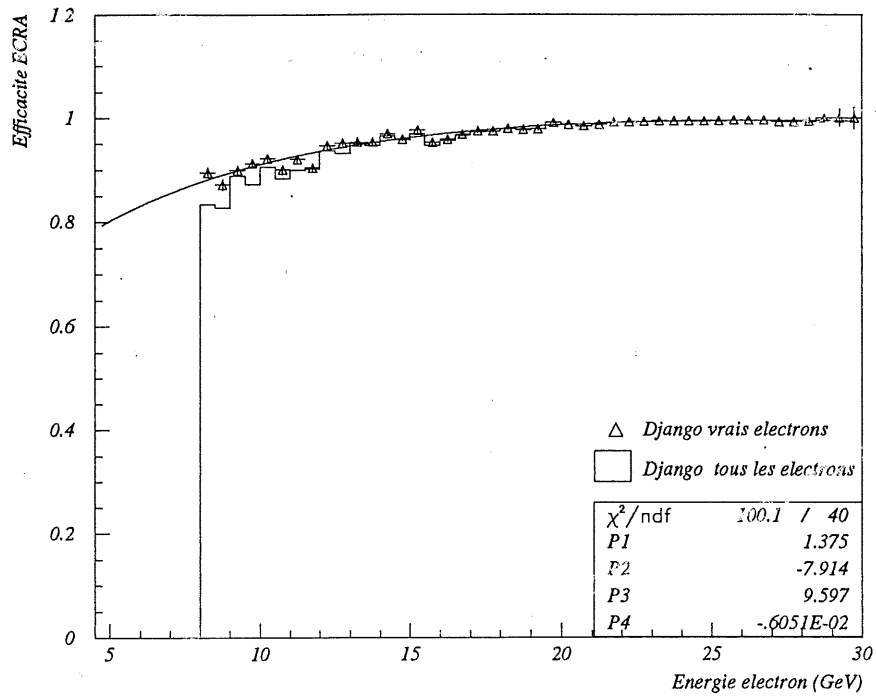


Figure VI.5: Pourcentage de vrais électrons (triangles) passant la sélection ECRA (simulation), comparé à la même courbe pour tous les électrons (histogramme)

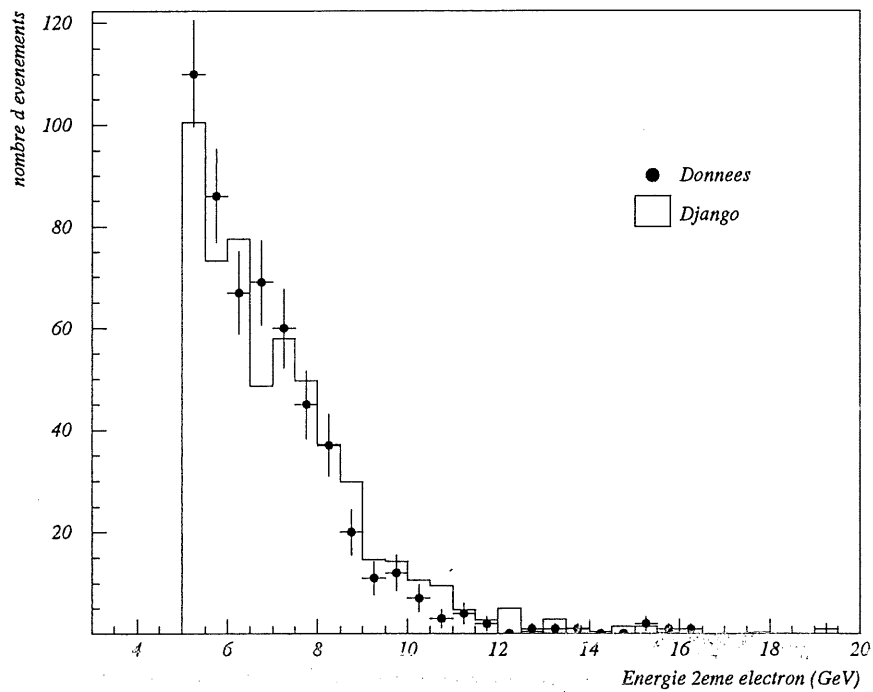


Figure VI.6: Spectre en énergie du second candidat électron, lorsque l'énergie du 1^{er} candidat est comprise entre 8 et 12 GeV

La figure VI.7 compare la distribution de l'efficacité de ECRA du vrai électron (avec $E-P_z$ supérieur à 40 GeV) en fonction de l'énergie entre le cas où tous les événements sont pris en considération (triangles) et le cas où seuls les candidats électrons ayant un θ inférieur à 170° (disques). Elle montre que cette efficacité ne dépend pas de la zone en θ considérée dans le BEMC.

La détermination de l'efficacité du critère EBPC peut être fait de la même manière. La figure VI.8 montre le rapport entre le nombre d'événements passant la sélection et le nombre d'événements total. A grande énergie, ce rapport est plus grand pour le Monte-Carlo que pour les données, signe d'une description relativement médiocre de la BPC par la simulation. En revanche, la décroissance de ce rapport à basse énergie visible dans les données n'apparaît pas dans la simulation, et elle pourrait s'expliquer par la contamination du lot d'événements par la photoproduction.

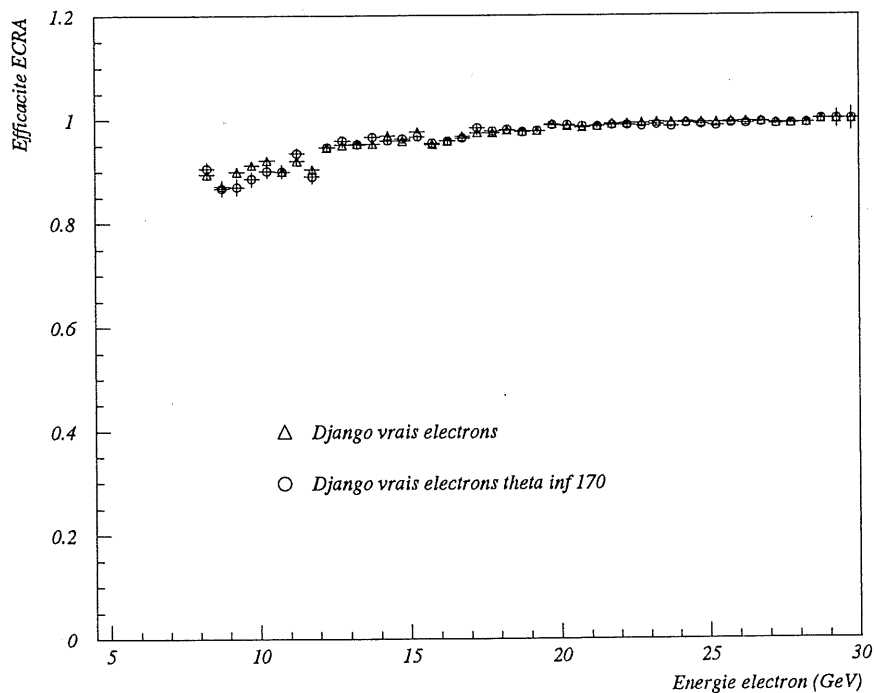


Figure VI.7: Efficacité du vrai électron pour tout θ (triangles) et pour $\theta < 170^\circ$ (disques)

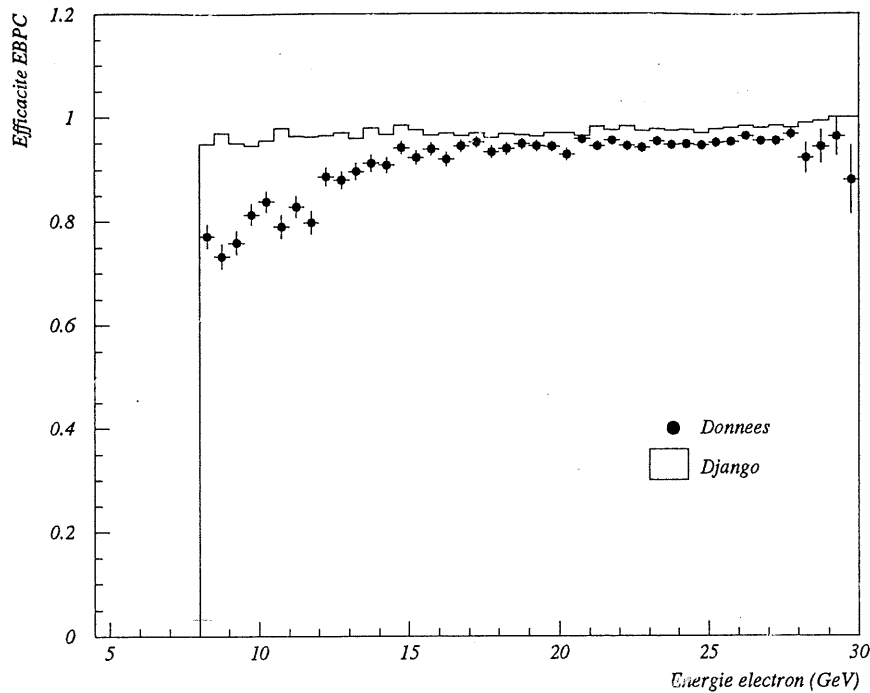


Figure VI.8: Rapport entre le nombre d'événements sélectionnés par EBPC et le nombre total en fonction de E_e , pour les données (points) et la simulation (histogramme)

La méthode utilisant les événements radiatifs peut être appliquée à l'estimateur EBPC. La figure VI.9 montre le rapport entre les événements avant et après la sélection sur cet estimateur, pour les données et le Monte-Carlo. La faible statistique ne nous permet pas de donner avec précision l'efficacité de cette sélection. Cependant il apparaît bien que l'efficacité ne dépend pas de l'énergie. Ce fait permet de prendre comme efficacité réelle l'efficacité calculée par le Monte-Carlo multipliée par le rapport données/simulation fourni par cette méthode, la moyenne pour les données étant de 94% ($\chi^2=4$) et pour la simulation de 98% ($\chi^2=10,7$).

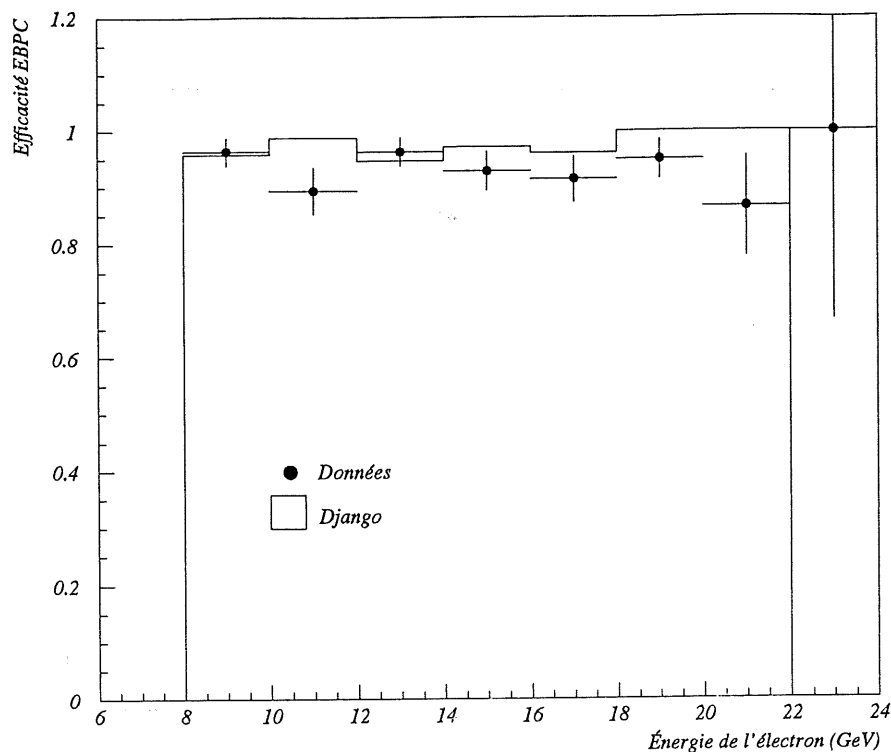


Figure VI.9: Pourcentage d'événements radiatifs passant la sélection EBPC

VI.4.b. - Cas de la zone entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide

La zone intermédiaire entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide pose un certain nombre de problèmes du fait de l'espace mort entre les deux sous-détecteurs. La figure VI.10 montre la répartition des centres de gravité des amas en fonction du rayon et de leur coordonnée en z . La partie verticale à $z = -160$ cm est due aux amas du BEMC, la partie horizontale aux amas de l'argon liquide. La partie oblique est due aux amas qui sont partagés entre les deux calorimètres. Cette partie pose beaucoup de problèmes vis-à-vis de la mesure de l'énergie. La figure VI.11 montre la différence relative entre l'énergie de l'électron telle qu'elle a été générée et celle reconstruite dans la simulation Monte-Carlo pour les événements ayant un θ compris entre 150° et 155° (blanc) et pour les mêmes événements en enlevant ceux situés dans cette partie oblique (hachuré). Cette erreur de mesure de l'énergie étant difficile à corriger après coup, nous avons préféré supprimer les événements présents dans cette zone, en prenant en compte cette suppression dans le calcul des acceptances. Nous avons donc supprimé les événements dont l'amas de l'électron se situait à une distance de l'axe du faisceau comprise entre 70 et 105 cm, ou à plus de 195 cm en z du point d'interaction théorique.

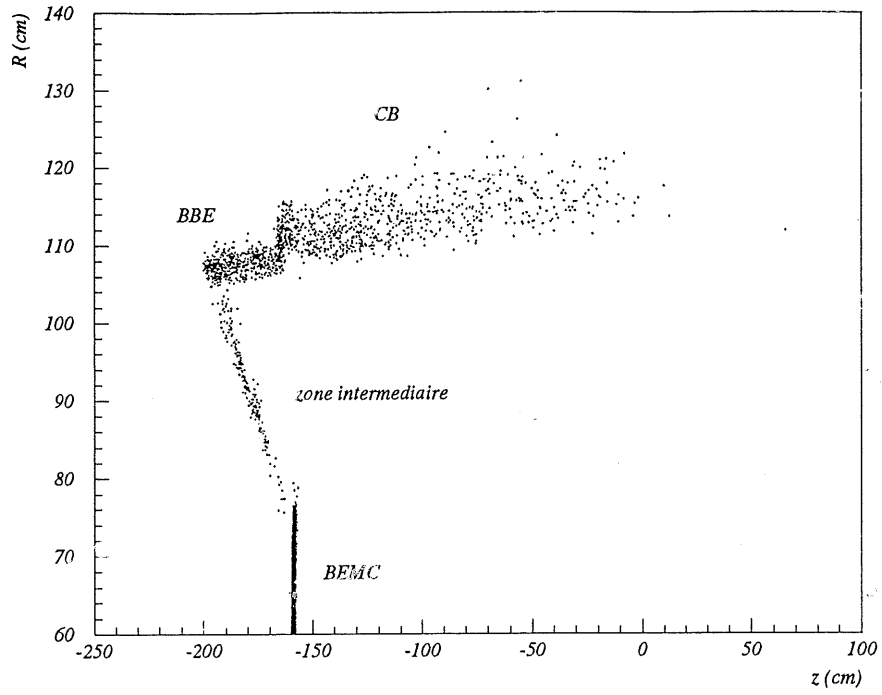


Figure VI.10: Répartition des centres de gravité des amas suivant la distance à la ligne de faisceau (ordonnée) et la coordonnée z (abscisse)

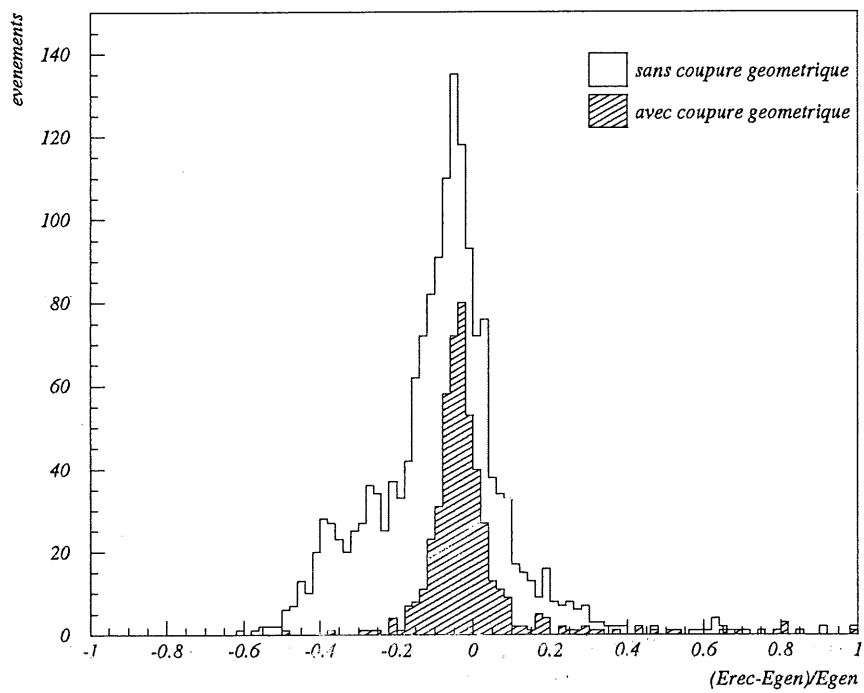


Figure VI.11: $(E_{rec} - E_{gen}) / E_{rec}$ pour tous les événements avec $150^\circ < \theta < 155^\circ$ (blanc) et pour ces événements avec la coupure géométrique (hachuré)

VI.4.c. - Identification dans l'argon liquide

Lorsque le candidat électron se situe dans l'argon liquide, nous utiliserons un estimateur caractérisant la compacité de la gerbe défini ainsi:

$$EAH4 = \frac{\sum_{4\text{cellules}} E_i}{E_{\text{électromagnétique}}}$$

La somme au numérateur est faite sur les quatre cellules électromagnétiques du calorimètre les plus énergétiques proches de la cellule la plus énergétique de l'amas, et elle est divisée par la somme de l'énergie de la partie électromagnétique de la gerbe. Plus la gerbe sera compacte, plus cette valeur sera proche de 1. Il permet de différencier les amas provenant d'un électron, dont la gerbe sera faiblement étendue, d'une gerbe hadronique qui sera plus étalée, donc constituée de plus de cellules.

La figure VI.12 montre la distribution de EAH4 pour les données et la simulation Monte-Carlo. L'accord est relativement bon pour EAH4 proche de un, bien que la simulation soit légèrement plus optimiste, mais se dégrade pour les valeurs plus petites, à cause du bruit de fond de photoproduction.

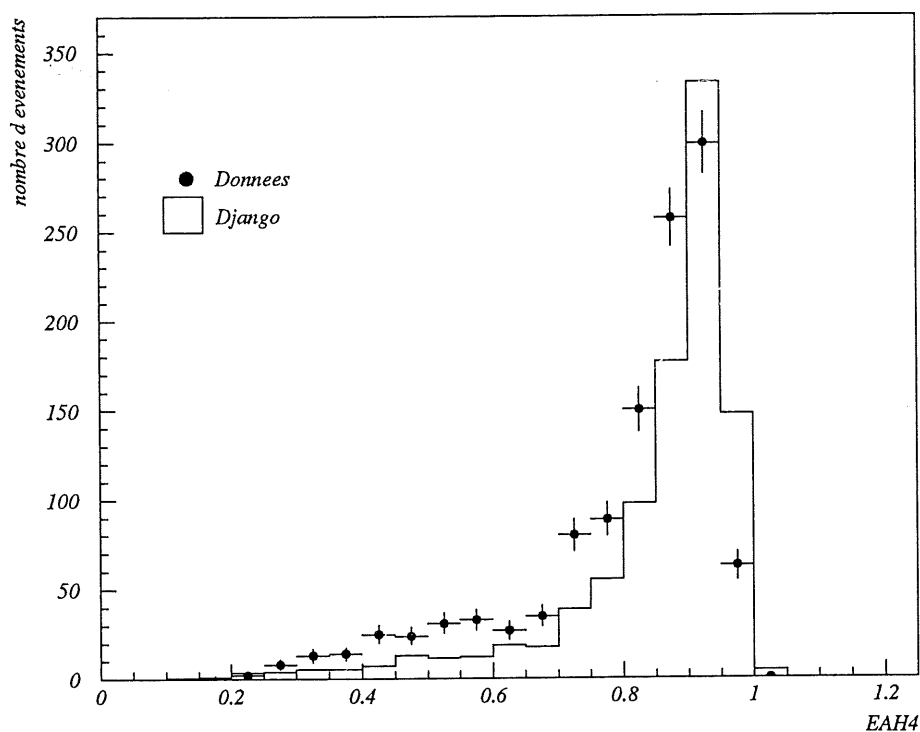


Figure VI.12: Distribution de EAH4 pour les données et la simulation.

La distribution n'est cependant pas uniforme suivant l'endroit considéré dans le calorimètre du fait des différentes crevasses réparties à l'intérieur ce détecteur. La crevasse la plus dangereuse se révèle être celle perpendiculaire à l'axe z située entre les roues BBE et CB1, ceci étant dû à la faible épaisseur de la roue BBE. La figure VI.13 montre la valeur moyenne de EAH4 en fonction de la coordonnée z de l'amas candidat électron pour la

simulation, la barre d'erreur figurant l'écart standard de la distribution pour chaque tranche en z . Le creux à -150 cm est dû à cette crevasse BBE-CB1, les autres crevasses ne sont pas visibles.

Le critère de sélection sur EAH4 va donc en fait dépendre de la position en z où se trouve l'amas d'énergie de l'électron, ceci afin de prendre en compte cette crevasse en z . Dans la région comprise entre -145 et -160 cm, EAH4 doit être supérieur à $0,4$; à l'avant de cette région, il doit être supérieur à $0,65$ et à l'arrière de cette région il doit être supérieur à $0,6$.

La figure VI.14 montre le pourcentage d'événements qui passent la sélection sur EAH4 pour les données et la simulation Monte-Carlo. L'accord entre les deux distributions est bon à partir de 18 GeV, nous allons donc utiliser les valeurs des efficacités données par la simulation.

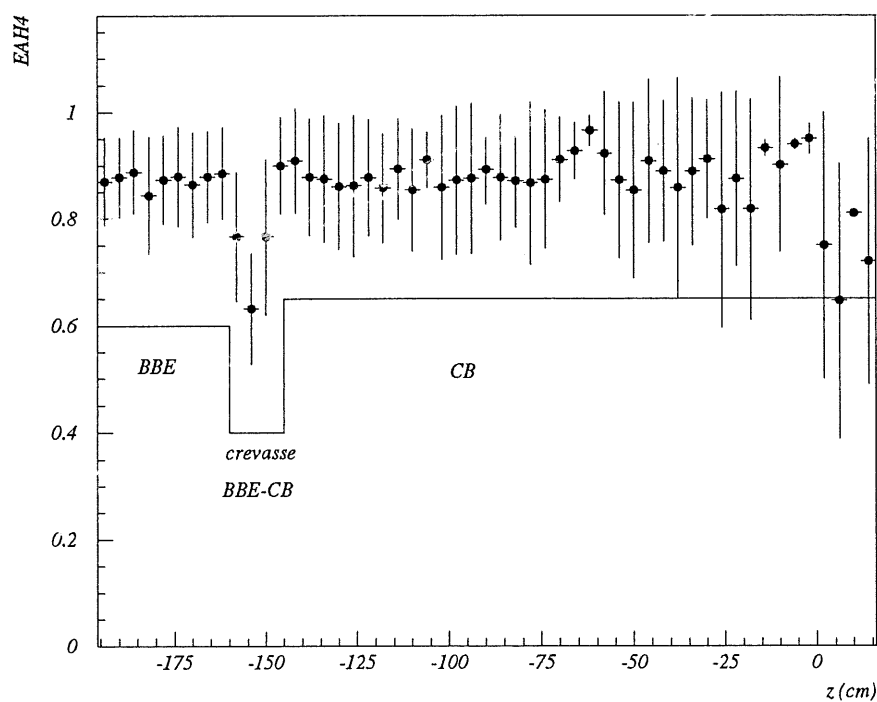


Figure VI.13: Valeurs moyennes de EAH4 en fonction de z , la barre d'erreur représentant l'écart standard

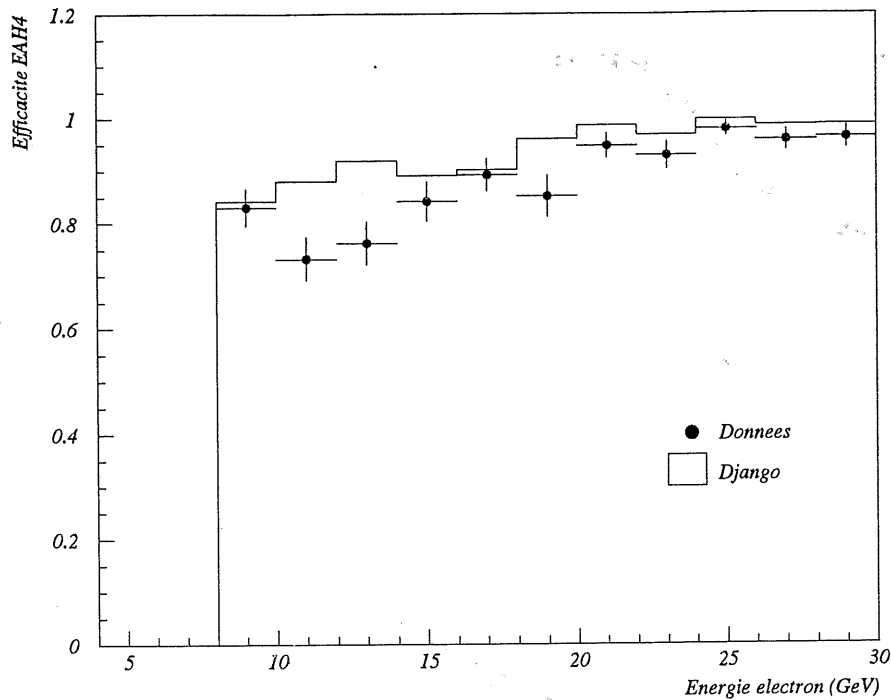


Figure VI.14: Pourcentage des événements qui passent la coupure EAH4 données (points noirs) et simulation (histogramme) en fonction de l'énergie

VI.5. - Sélections sur la cinématique générale de l'événement

Nous allons ici décrire les critères de sélections définis sur des caractéristiques cinématiques globales de l'événement.

Le premier critère utilise une valeur que l'on a déjà rencontrée auparavant, il s'agit du $E - P_z$ de l'événement. Il se définit précisément ainsi:

$$E - P_z = \sum_{\text{particules}} (E_i - P_{zi})$$

où E est l'énergie de chaque particule et P_z son impulsion longitudinale. Il est calculé en prenant en compte l'ensemble des particules détectées dans tout le détecteur sauf dans le système de luminosité. Cette valeur est une quantité cinématique qui est conservée lors de l'interaction, c'est-à-dire que dans le cas idéal elle doit être égale à sa valeur initiale qui est de deux fois l'énergie initiale de l'électron. La difficulté de mesurer l'énergie des particules dans les calorimètres, en particulier les particules hadroniques à l'arrière, va conduire à une imprécision dans la mesure de cette variable. Des précisions sur la mesure de cet estimateur, faite à partir de l'impulsion des traces et de l'énergie déposée dans les cellules calorimétriques sont données dans le chapitre V.

La figure VI.15 montre la distribution de $E - P_z$ pour les événements après toutes les sélections sauf celle sur $E - P_z$. Elle montre un bon accord entre les données et la simulation à l'exception d'un léger décalage entre les deux distributions. Par contre, l'accord devient

moins bon à petit $E-P_z$ où les événements de bruit de fond de photoproduction interviennent. La figure VI.16 montre la distribution de $E-P_z$ pour la sous-partie du plan cinématique $x-Q^2$ telle que $x_{\text{moyen}}=4.10^{-4}$ et $Q^2_{\text{moyen}}= 12 \text{ GeV}^2$. Elle montre que le bon accord entre les données et la simulation se vérifie à petit x et petit Q^2 .

La sélection retenue est d'exiger que la variable $E-P_z$ de l'événement soit comprise entre 30 et 75 GeV, les événements en dessous de 30 GeV étant pour la plupart soit des événements ayant rayonné un photon avant d'interagir avec le proton, soit des événements de photoproduction, et les événements au-dessus de 75 GeV étant du bruit de fond non physique.

La figure VI.17 montre le pourcentage d'événements gardés par cette sélection en fonction de l'énergie de l'électron. Ce critère ne rejette pas d'événements d'énergie supérieure à 15 GeV, en revanche son efficacité diminue à petite énergie, du fait de la contribution des événements radiatifs. La différence entre les données et la simulation est due aux événements de photoproduction.

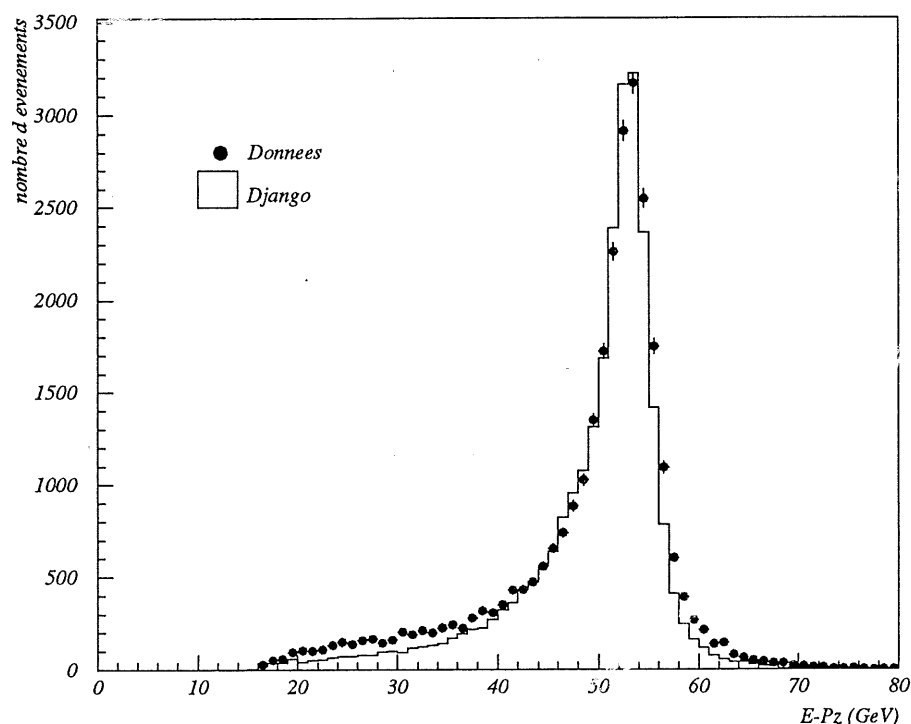


Figure VI.15: Distribution de $E-P_z$ pour les données et la simulation

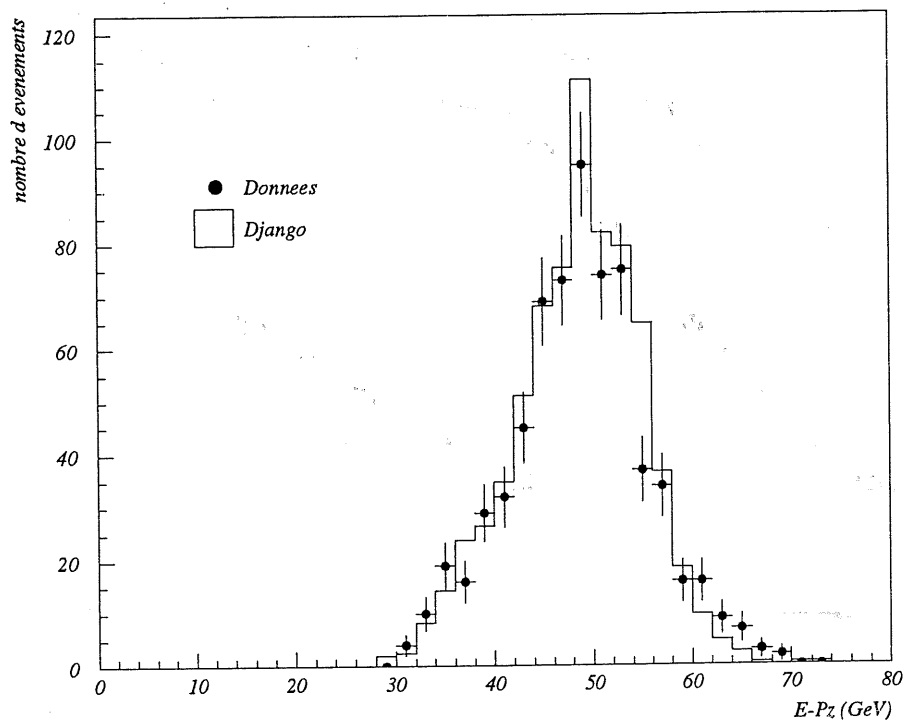


Figure VI.16: Distribution de $E-P_z$ pour la sous-partie du plan $x-Q^2 (4.10^{-4}, 12 \text{ GeV}^2)$

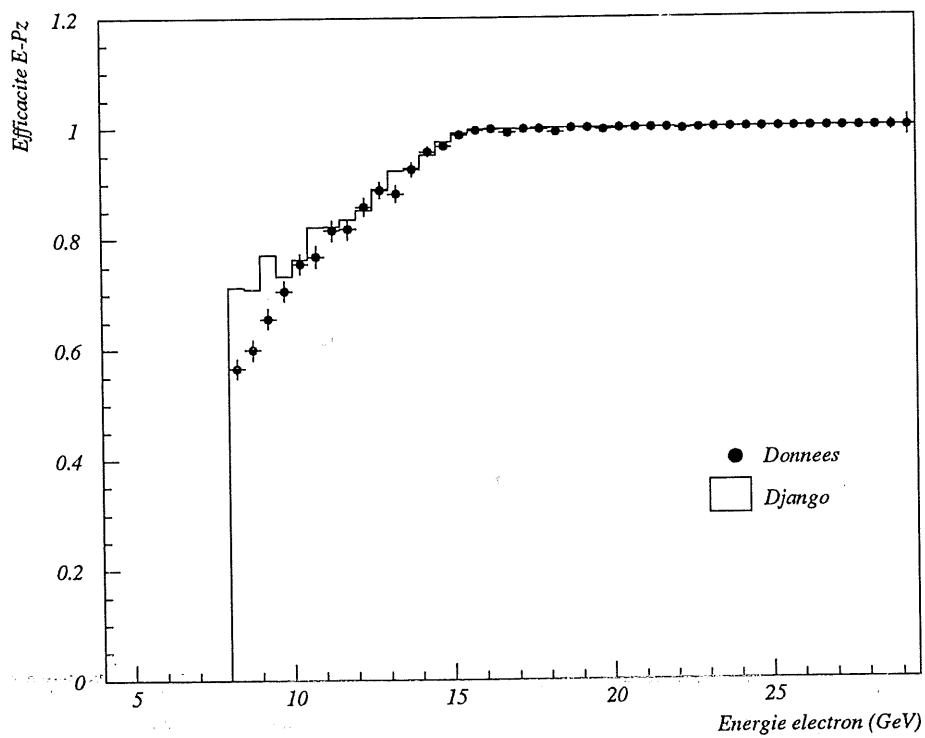


Figure VI.17: Pourcentage des événements passant la sélection sur $E-P_z$

La même distribution en utilisant la simulation Monte-Carlo et en ne prenant en compte que les événements non radiatifs donne le pourcentage donné sur la figure VI.18.

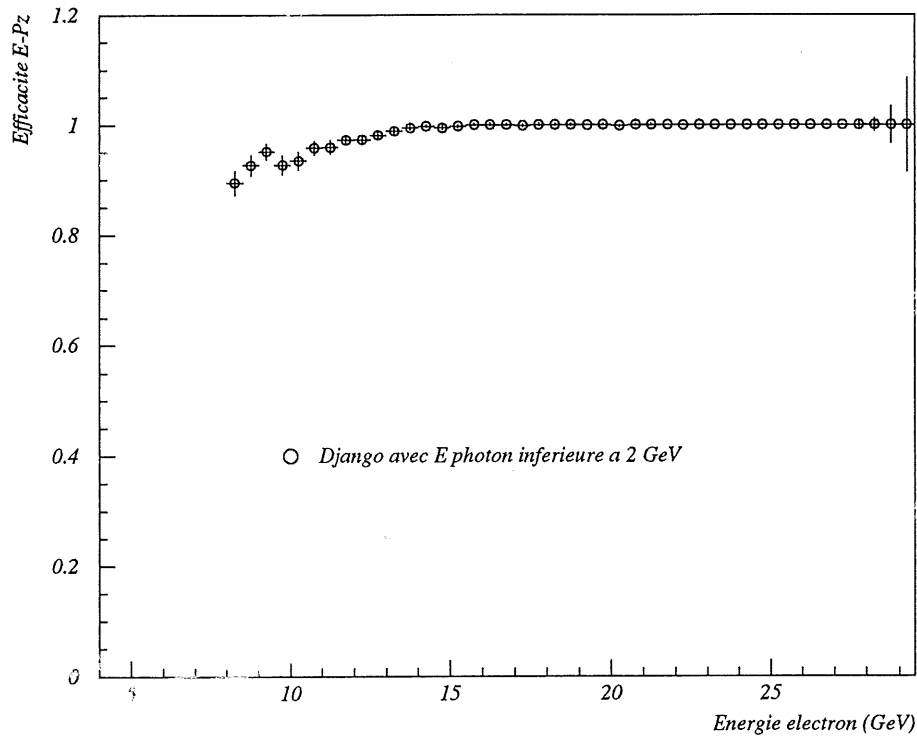


Figure VI.18: Pourcentage d'événements Monte-Carlo non radiatifs conservés par la sélection $E-P_z$

Une autre valeur cinématique est utilisée dans notre sélection. Il s'agit de l'impulsion transverse manquante. Avant l'interaction, l'impulsion transverse totale est nulle, et elle est conservée lors de l'interaction. On doit donc retrouver une impulsion transverse nulle après celle-ci, avec une erreur provoquée par les erreurs de mesure et par les pertes dues aux particules dirigées vers l'avant qui ne sont pas détectées. Les événements comportant une impulsion transverse manquante importante sont ou des bruits de fond non physiques, ou des interactions produisant des neutrinos, des interactions profondément inélastique par courant chargé principalement.

La figure VI.19 montre le spectre de l'impulsion transverse manquante pour les données et la simulation Monte-Carlo. L'accord entre ces deux distributions est bon à petite impulsion manquante et se dégrade un peu à impulsion croissante. La sélection retenue est de rejeter les événements dont l'impulsion transverse manquante est supérieure à 15 GeV.

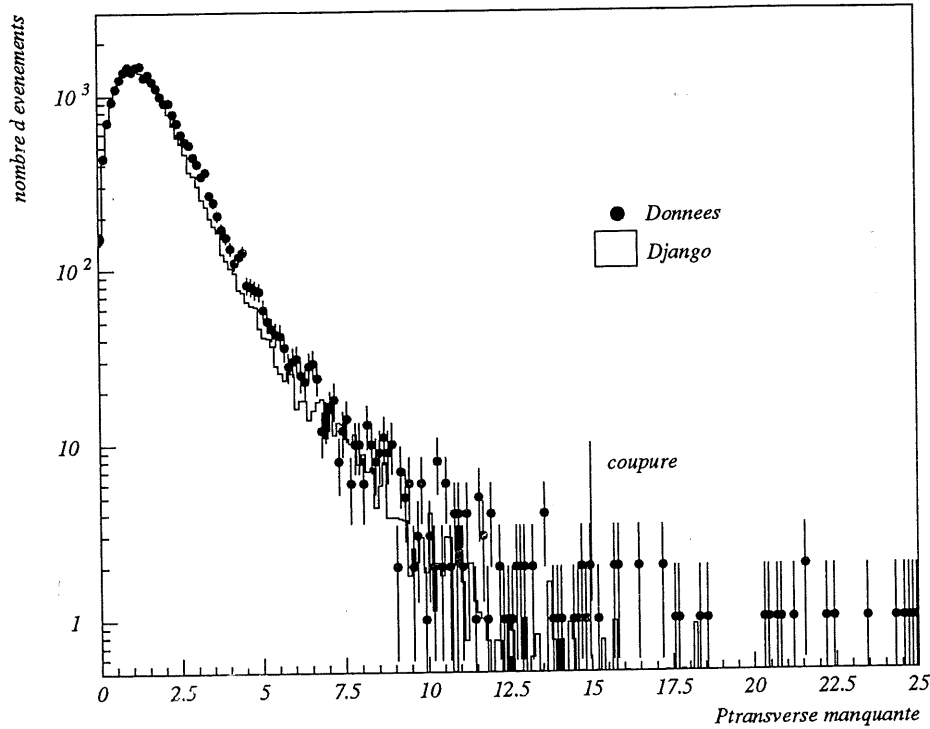


Figure VI.19: Distribution de l'impulsion transverse manquante

Le nombre d'événements rejetés par cette sélection est assez faible, l'efficacité est très proche de 100%.

VI.6. - Réjection du bruit de fond non physique

VI.6.a. - Nature

Un certain nombre de critères de sélection sont spécialement conçus pour rejeter le bruit de fond non physique, c'est-à-dire principalement les interactions proton-gaz et proton-tube à vide [95], ainsi que les rayons cosmiques et les halos de muons générés par le faisceau de protons.

Les interactions proton-gaz et tube à vide peuvent en effet provoquer un signal qui ressemble à celui d'un électron diffusé. Si l'interaction intervient à l'arrière du BEMC, des jets vont atteindre celui-ci et provoquer un amas d'énergie ressemblant à celui d'un électron. Du fait de la faible épaisseur de ce calorimètre, ce dépôt d'énergie pourra intervenir du côté avant du calorimètre, de la même façon que celui déposé par un électron venant de l'avant.

Si ces interactions proton-gaz sont surtout gênantes à petit Q^2 (électron dans le BEMC), à grand Q^2 d'autres bruits de fond non physiques interviennent. Il s'agit principalement des rayons cosmiques et du halo de muons. Les rayons cosmiques sont des muons qui traversent le détecteur. Ils peuvent être confondus avec des événements physiques si le muon passe à proximité du point d'interaction théorique. Le halo de muons

est produit par des interactions proton-gaz par le faisceau de protons, à relativement grande distance du point d'interaction. Ces muons peuvent provoquer des dépôts d'énergie dans le calorimètre, perturbant la mesure hadronique et pouvant aussi parfois simuler un électron.

VI.6.b. - Sélections appliquées

Plusieurs critères de sélection sont appliqués pour supprimer ces événements. Le premier critère est d'exiger la présence d'un vertex reconstruit à moins de 30 cm du point d'interaction théorique. En effet, dans le cas d'un événement proton-gaz ou tube à vide, la gerbe hadronique ayant simulé l'électron donne aussi des particules passant dans le système de chambres à traces. Les traces laissées par ces particules proviennent d'une région située vers le BEMC ou juste derrière lui. On supprime donc ces événements en demandant que le vertex reconstruit ne provienne pas de cette région, et soit situé en fait à moins de 30 cm du point d'interaction théorique. Le désavantage de ce critère de sélection est qu'une proportion assez grande des événements DIS à petit y , où la gerbe hadronique est dirigée vers l'avant et l'électron vers l'arrière, seront rejetés à cause de l'absence de vertex reconstruit. Le point d'interaction moyen n'est pas exactement à $z=0$, mais légèrement décalé d'environ -5 cm du fait des conditions de faisceau.

La figure VI.20 montre, pour tous les événements disposant d'un vertex reconstruit, la distribution de la coordonnée z de ce vertex. La normalisation du Monte-Carlo est ici relative. Si l'accord entre données et simulation est bon dans la région proche du point d'interaction théorique, mis à part un léger décalage supplémentaire pour les données, une différence apparaît quand on s'éloigne de cette région. Pour z négatif, cette différence est due à la contribution du bruit de fond non physique aux données. Pour z positif, cette différence provient d'interactions DIS entre le paquet de protons et un paquet d'électrons "satellite". Ce paquet satellite est un artefact de l'anneau accélérateur de protons de HERA, produit par les cavités accélératrices. Il précède le paquet principal de protons avec une avance d'environ 4 ns, si bien que l'interaction avec le paquet d'électrons a lieu 65 cm à l'avant du point d'interaction nominal.

Une étude [96] a été menée pour estimer l'efficacité de la sélection par le vertex, en utilisant les chambres CIP pour reconstruire un vertex dans les événements qui n'en avaient pas. À grand y , l'efficacité est supérieure à 90%, mais elle tombe ensuite, à très petit y , vers des valeurs autour de 50%. Nous nous limitons cependant dans notre analyse à y supérieur à 0,05. Nous ne serons donc pas gênés par une inefficacité trop importante de ce critère.

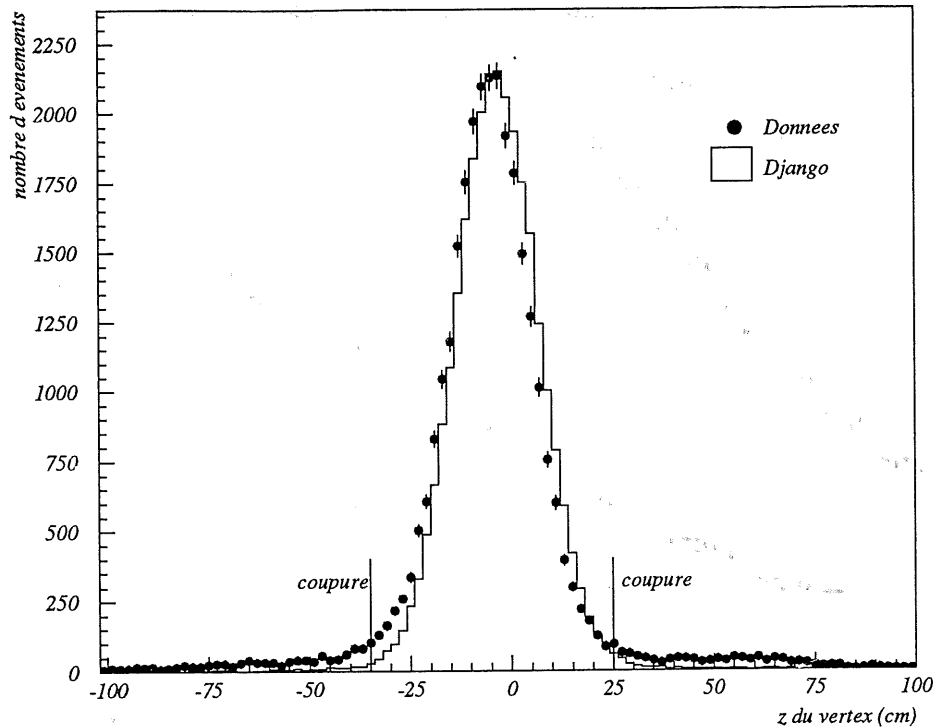


Figure VI.20: Distribution de la coordonnée z du vertex

Un autre critère de sélection complète la sélection sur le vertex, en utilisant les traces “longues” du système de chambre à trace, longue signifiant que ces traces doivent être constituées de plus de 10 impacts (12 s’il n’y en a qu’une seule dans l’événement). La coordonnée en z du passage au plus près du faisceau de chacune de ces traces est mesurée, puis on calcule la moyenne de ces coordonnées. Si l’événement comporte plus de deux traces, la trace qui donne le z le plus négatif (c’est-à-dire la trace pointant le plus vers l’arrière) n’est pas prise en compte. Un estimateur nommé VZOR [97] est calculé en faisant la différence entre la moyenne des z calculée ici et la coordonnée z du vertex reconstruit.

La figure VI.21 montre le spectre de v_{zero} pour les données et la simulation, en appliquant la sélection sur le vertex. La partie négative, non décrite par le Monte-Carlo, est due à la contribution des interactions proton-gaz et tube à vide vers l’arrière du détecteur. Pour supprimer ces événements, on exige que VZOR soit supérieur à -50 cm.

Un dernier critère pour rejeter les événements de bruit de fond non physique est d’utiliser le système de mesure de temps de vol TOF, par la méthode utilisée pour la classification des événements dans la reconstruction (voir le début du chapitre). L’efficacité de cette coupure est proche de 100% [98].

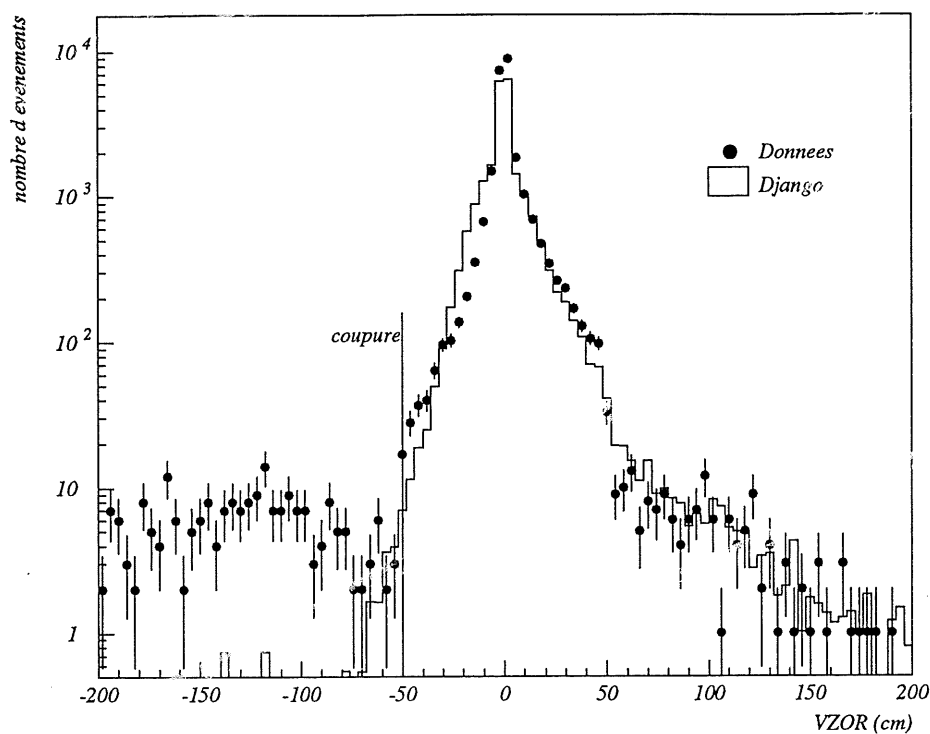


Figure VI.21: Spectre de VZOR pour les données et la simulation après sélection sur le vertex

VI.6.c. - Estimation du bruit résiduel

Après ces sélections, il reste un certain nombre d'événements de bruits de fond non physiques dans notre lot. On peut estimer ce nombre en utilisant les événements pilotes, c'est-à-dire les événements où seul un des deux paquets de particules initiaux est rempli (voir chapitre II). Ces événements pilotes sont tous des bruits de fond non physique, aucune interaction électron-proton n'ayant eu lieu. Le nombre de ces événements qui passent nos sélections est donc proportionnel au nombre d'événements de bruit de fond qui restent dans notre lot, avec un coefficient de proportionnalité égal au rapport entre le nombre de paquets collisionnant et le nombre de paquets pilotes. On prend aussi en compte les événements restants qui ont eu lieu lorsque les deux paquets étaient vides, pour corriger des autres bruits de fond non-physiques. La figure VI.22 montre le nombre d'événements qui sont à retrancher pour chaque sous-partie du plan $x-Q^2$.

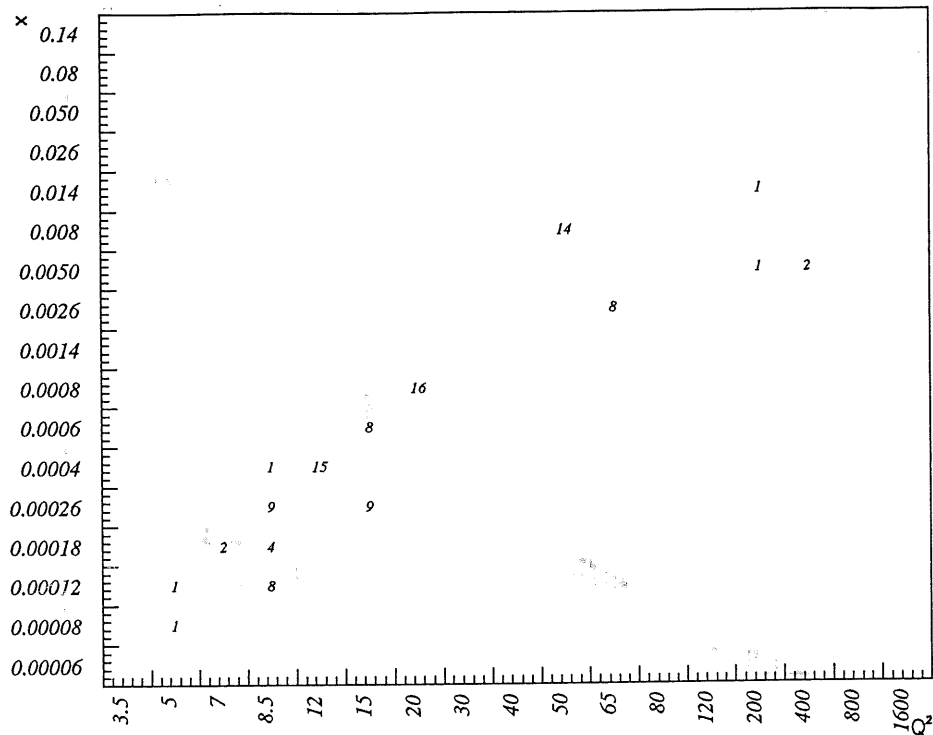


Figure VI.22: Nombre d'événements à soustraire pour le bruit de fond non physique

VI.7. - Sélection des périodes de prises de données

La prise des données ne s'effectue pas d'une seule traite mais est divisée en périodes ("runs"). Pendant chacune de ces périodes, d'une durée de quelques heures au maximum, les conditions de prise de données restaient à peu près stables. Par contre d'une période à une autre, certaines conditions ont pu changer. Notre but ici a été de sélectionner les périodes suivant leurs conditions [99], en essayant de conserver le maximum de ces périodes pour bénéficier d'une luminosité intégrée suffisamment grande.

La première étape est de rejeter les périodes où certains sous-détecteurs cruciaux pour l'analyse n'étaient pas activés, en particulier le BEMC, la BPC et les CJC. Certaines sous-parties avaient des problèmes techniques, comme par exemple la bobine supraconductrice qui n'a pas fonctionné du 28 août au 18 septembre. À la fin de la campagne 93, des prises de données ont eu lieu avec un point d'interaction théorique déplacé vers l'avant en vue d'études physiques particulières [100], cette période n'a pas été prise en compte dans notre analyse. Les périodes où le faisceau était instable, comme pendant l'injection des particules ou pendant l'évacuation finale de ces particules, ont été rejetées.

Après cette sélection initiale des périodes de prises de données, la sélection des événements décrite dans ce chapitre a été appliquée, et le nombre d'événements par unité de luminosité intégrée (nb^{-1}) pour chacune de ces périodes a été calculée. La moyenne de ces nombres pour toutes les périodes a ensuite été faite par une méthode itérative, celle-ci visant à ne pas prendre en compte dans cette moyenne les valeurs extrêmes [9]. La figure

VI.23 montre la valeur du nombre d'événements par nb^{-1} pour l'ensemble des périodes. Les périodes entourées correspondent à un nombre d'événements non-cohérent, distant de plus de quatre écarts standards de la moyenne; ces périodes ont donc été rejetées.

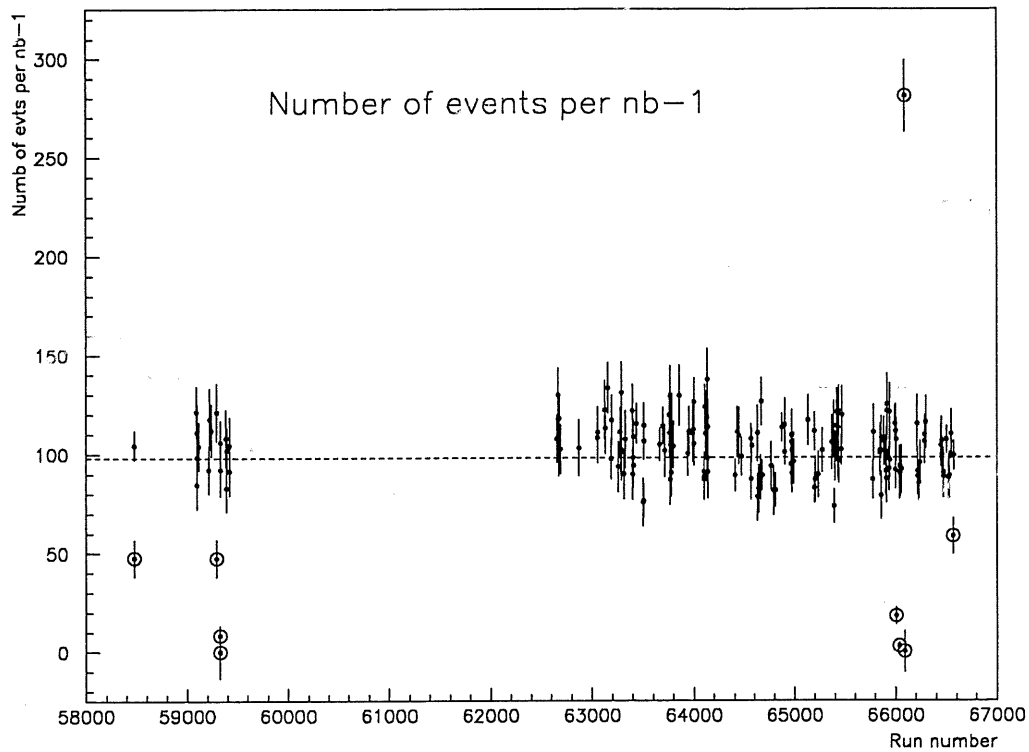


Figure VI.23: Nombre d'événements par nb^{-1} en fonction du numéro de période

La luminosité intégrée totale observée par H1 en 1993 était de $568,4 \text{ nb}^{-1}$. La sélection des périodes comportant des problèmes techniques a conduit à ne garder que $280,6 \text{ nb}^{-1}$. La sélection sur le nombre d'événements par nb^{-1} conduit finalement à une luminosité utilisable pour notre analyse de $271,3 \text{ nb}^{-1}$.

VI.8. - Correction de la photoproduction

VI.8.a. - Nature et impact de ce bruit pour la mesure de F2

Les réactions de photoproduction ont été brièvement décrites au chapitre I. Nous allons voir ici quelles sont les perturbations que ce processus apporte pour la mesure des fonctions de structures.

Ce processus est gênant lorsque des particules issues de l'interaction sont projetées vers l'arrière et simulent le signal d'un électron. Le plus souvent, l'amas d'énergie correspondant sera de faible énergie et à θ assez grand, il va donc simuler des électrons à grand y et à petit x .

Plusieurs critères de sélection passés en revue auparavant rejettent la plus grande partie de ces événements. La plupart des gerbes produites par ces événements ont une

faible énergie, et ils ne sont pas intégrés dans notre lot de départ qui demande une énergie pour le candidat électron supérieure à 8 GeV. L'exigence d'un impact BPC à moins de 5 cm va rejeter les photons de haute énergie simulant un électron dans le BEMC. L'estimateur ECRA va rejeter la plupart des gerbes hadroniques détectées dans le BEMC, celles-ci étant plus larges que celles provoquées par des électrons. Enfin, la mesure de $E-P_z$ fait apparaître la perte d'impulsion longitudinale due à l'électron, celui-ci n'étant en général pas détecté à cause de son faible angle de diffusion. La sélection sur ce critère permet donc de rejeter les événements où l'électron diffusé emporte une énergie relativement grande.

VI.8.b. - Estimation du bruit résiduel

Malgré l'ensemble de cette sélection, notre lot d'événements final reste contaminé par des événements de photoproduction. Un problème important est que ces événements se regroupent dans certaines régions du plan $x-Q^2$, et ils peuvent représenter une proportion relativement importante des événements présents dans certaines sous-parties de ce plan, en particulier à basse énergie. Notre but ici est d'estimer le nombre d'événements de photoproduction qui restent dans chacune de ces sous-parties afin de les soustraire ensuite lors du calcul final de la section efficace différentielle.

Dans ce but, nous allons faire intervenir, en plus du Monte-Carlo Django utilisé jusqu'à maintenant, la simulation de ce bruit de fond de photoproduction décrite dans le chapitre VI. La figure VI.24 montre le spectre de l'énergie de l'électron pour les données et les simulations DIS et photoproduction. À basse énergie, la photoproduction peut représenter plus de 30% des événements, en revanche au-dessus de 15 GeV ce bruit de fond devient négligeable. La figure VI.25 représentant le spectre de $E-P_z$ permet aussi de vérifier que la photoproduction se concentre bien à bas $E-P_z$.

Pour faire ressortir plus clairement la contribution de la photoproduction, on se limite ici à des électrons d'énergie comprise entre 8 et 12 GeV. Le spectre de $E-P_z$ (figure VI.26) est bien reproduit par les données avec une légère sous-estimation vers 25 GeV, qui s'explique par du bruit de fond non physique restant (les carrés noirs représentent le bruit de fond proton-gaz directement obtenu par les événements pilotes). La distribution de ECRA donnée dans la figure VI.27 montre un accord relativement bon entre données et Monte-Carlo et indique le rôle assez important de la sélection sur ECRA dans la réjection de la photoproduction, celle-ci rejetant plus de la moitié de ces événements restant après les autres sélections.

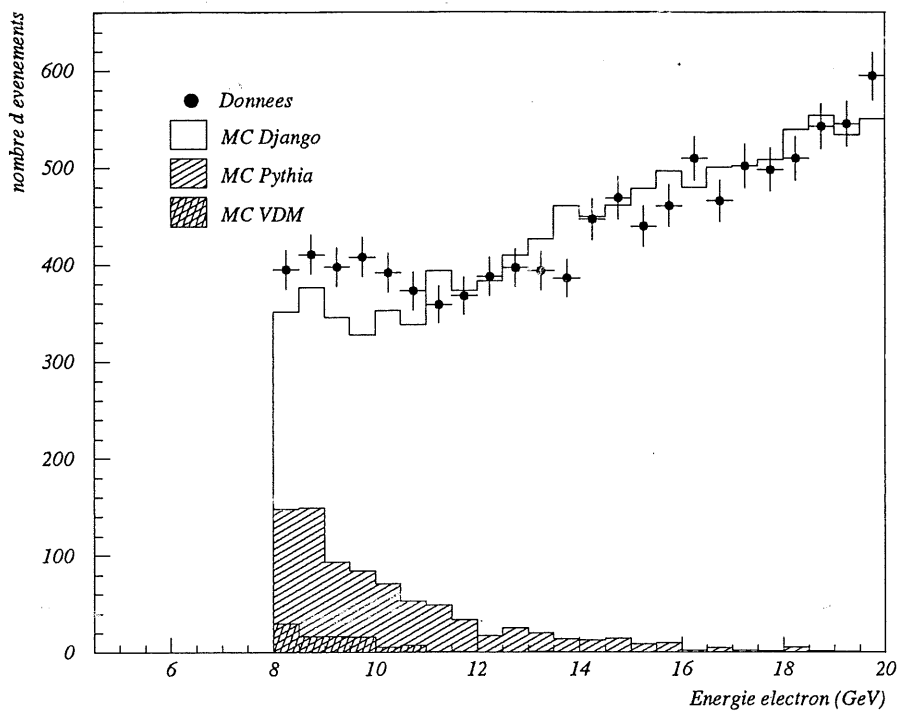


Figure VI.24: Spectre en énergie du candidat électron pour les données et les simulations DIS et photoproduction

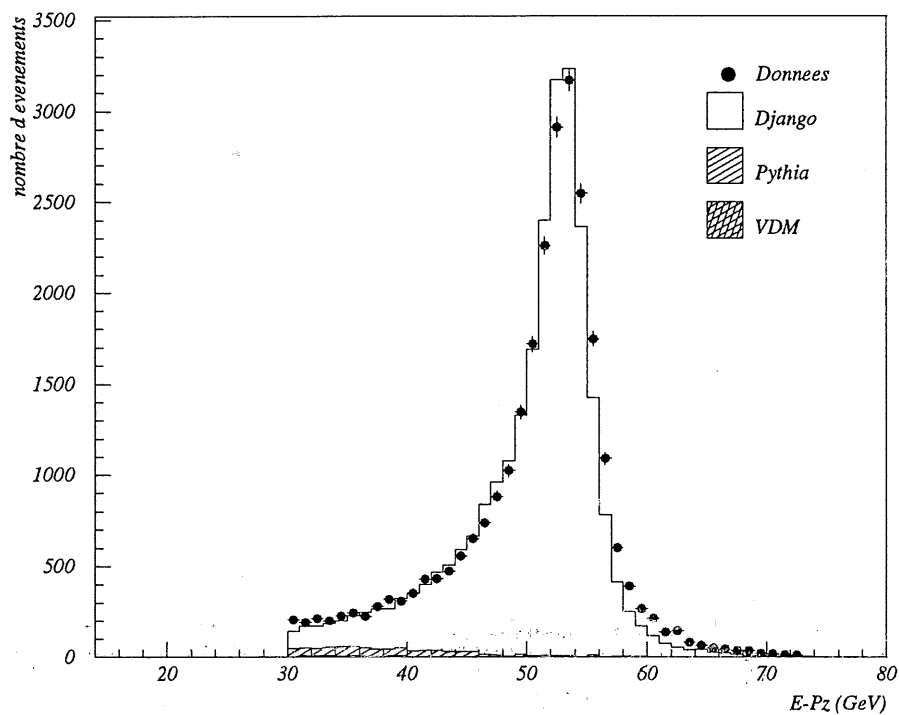


Figure VI.25: Spectre de $E-P_z$ pour les données et simulations DIS et photoproduction

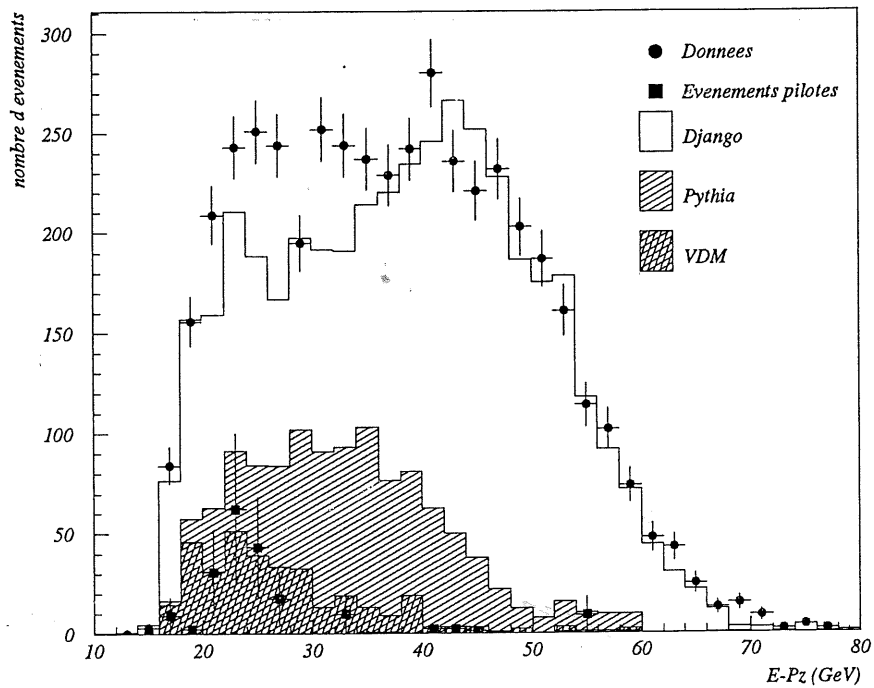


Figure VI.26: Distribution de $E-P_z$ pour les événements dont le candidat électron a une énergie entre 8 et 12 GeV

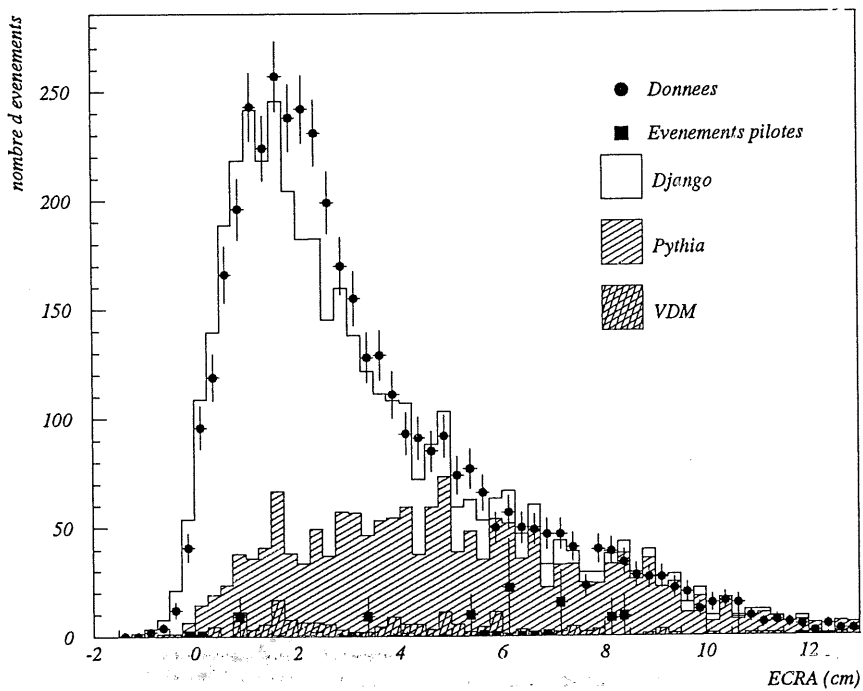


Figure VI.27: Distribution de l'estimateur ECRA pour les candidats électrons compris entre 8 et 12 GeV

Ces distributions montrent donc la cohérence de la description des données par la simulation Monte-Carlo après notre sélection des événements profondément inélastiques. Il est possible de tester directement la simulation de photoproduction en utilisant les événements "taggés", c'est-à-dire ceux qui ont reçu plus de 8 GeV dans l'Electron Tagger (voir chapitre II). L'électron issu de l'interaction de photoproduction étant faiblement dévié, sa trajectoire continue dans le tube à vide et peut rencontrer l'Electron Tagger 30 m plus loin. Ceci arrive une fois sur dix environ.

Ces événements ne sont malheureusement pas les seuls présentant de l'énergie dans l'Electron Tagger (voir chapitre II) que l'on observe lors de notre analyse: Fréquemment, un vrai événement DIS, sélectionné par nos critères, intervient en même temps qu'un événement Bethe-Heitler de luminosité (voir chapitre II). Cet événement aura donc naturellement toutes les caractéristiques d'une interaction profondément inélastique, mais il sera taggé. Il nous faut donc ne pas considérer ce type d'événements taggés.

On sélectionne donc ici les événements taggés avec une énergie dans l'Electron Tagger supérieure à 8 GeV, en demandant les sélections de notre analyse sauf celle sur $E-P_z$ pour avoir plus de statistique de photoproduction. Les événements d'empilement entre un processus de Bethe-Heitler et une interaction profondément inélastique peuvent être rejetés, d'une part en vérifiant que le Photon Detector a reçu moins de 2 GeV d'énergie, le cas contraire signant un événement de luminosité, et d'autre part en demandant que $E-P_z$ soit inférieur à 40 GeV.

La distribution de l'énergie dans le Tagger peut alors être faite, elle est présentée dans la figure VI.28. Là encore, l'accord entre données et Monte-Carlo est acceptable, malgré un léger décalage dans la mesure de l'énergie. La distribution de l'énergie du candidat électron dans le BEMC (figure VI.29) est elle-aussi bien décrite. Le spectre de $E-P_z$ (figure VI.30) présente un léger décalage entre les données et le Monte-Carlo, mais le nombre d'événements sous la coupure ($E-P_z < 30$ GeV) est bien reproduit par la simulation.

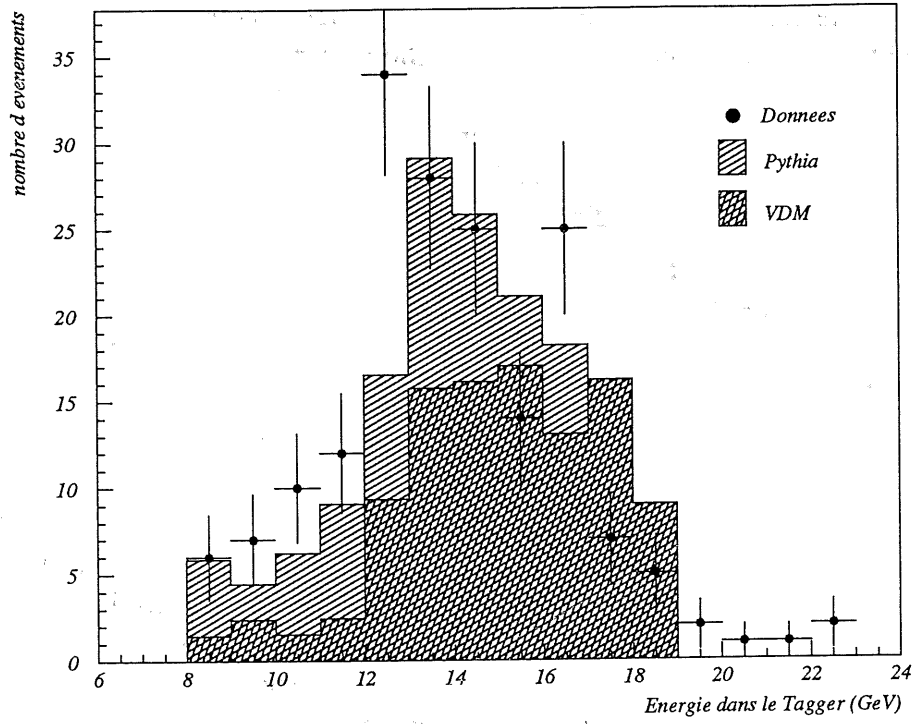


Figure VI.28: Distribution de l'énergie de l'électron dans le Tagger

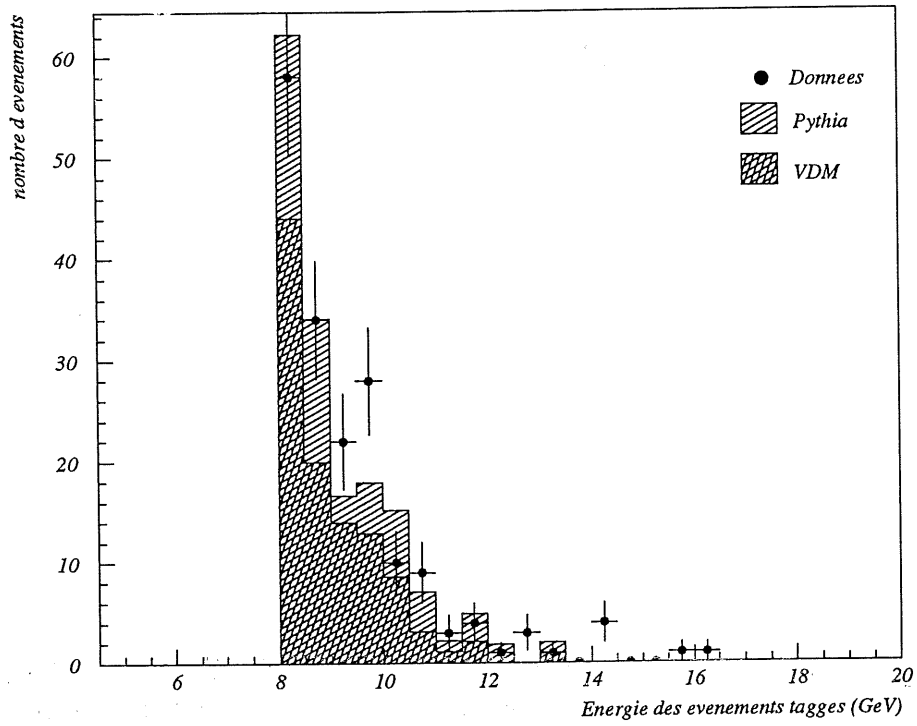


Figure VI.29: Énergie du candidat électron pour les événements "taggés"

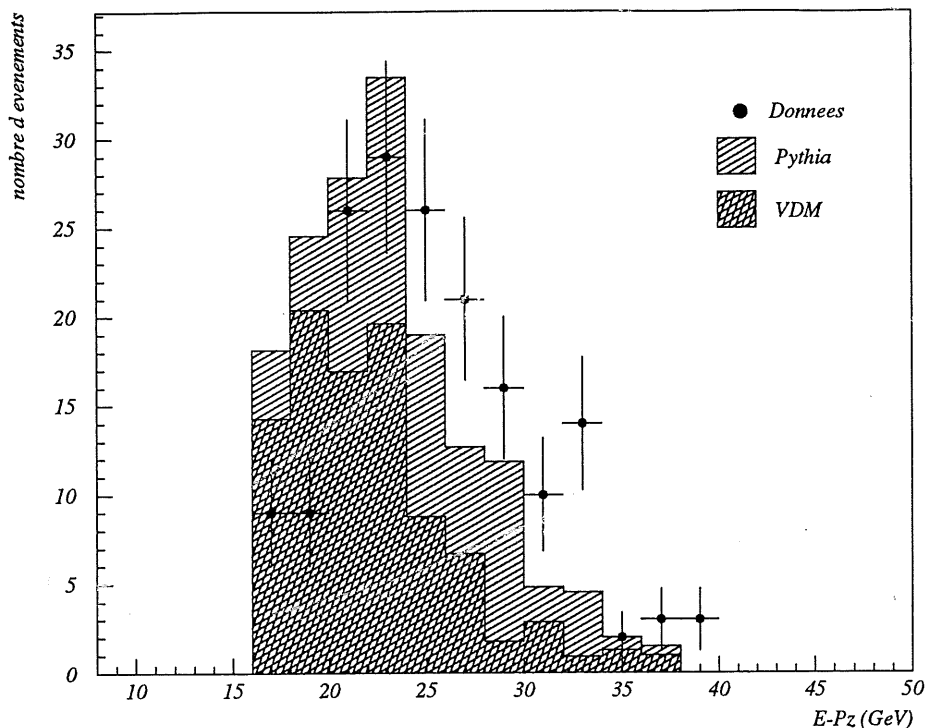


Figure VI.30: Distribution de $E-P_z$ pour les événements "taggés"

L'ensemble de ces distributions montrent donc que la description des données par les simulations Monte-Carlo des interactions profondément inélastiques et de la photoproduction est cohérente. Il est donc possible à partir de ces simulations de soustraire la contribution de la photoproduction dans les données.

La figure VI.31 montre donc le nombre d'événements de photoproduction donné par le Monte-Carlo par sous-parties du plan $x-Q^2$. Ces nombres vont donc être soustraits des nombres d'événements par sous-domaine lors du calcul final.

L'utilisation de ces Monte-Carlo "Turbo" n'est pas possible à grand Q^2 , du fait même de leur mode de production. Pour estimer la contamination de notre lot dans le domaine à grand Q^2 , nous avons utilisé le Monte-Carlo Pythia provenant du groupe "photoproduction" de H1 (voir chapitre VI). Ce Monte-Carlo étant constitué de trois contributions distinctes (photon direct, photon direct charmé, photon résolu), la luminosité intégrée de chacune de ces trois contributions a été prise en compte pour effectuer la normalisation absolue des différentes distributions. Les distributions de l'énergie de l'électron et de $E-P_z$ sont montrées dans les figures VI.33 et VI.34. Celles-ci montrent la contamination du lot par le processus de photoproduction à basse énergie et bas $E-P_z$. L'accord données-simulation est bon, compte tenu de la faible statistique.

Le nombre d'événements de photoproduction restants après sélection peut donc être estimé en utilisant les valeurs données à petit Q^2 par les Monte-Carlo "Turbo", et à grand Q^2 le Monte-Carlo Pythia du groupe de photoproduction de H1. Ce nombre d'événements à soustraire est donné dans la figure VI.32.

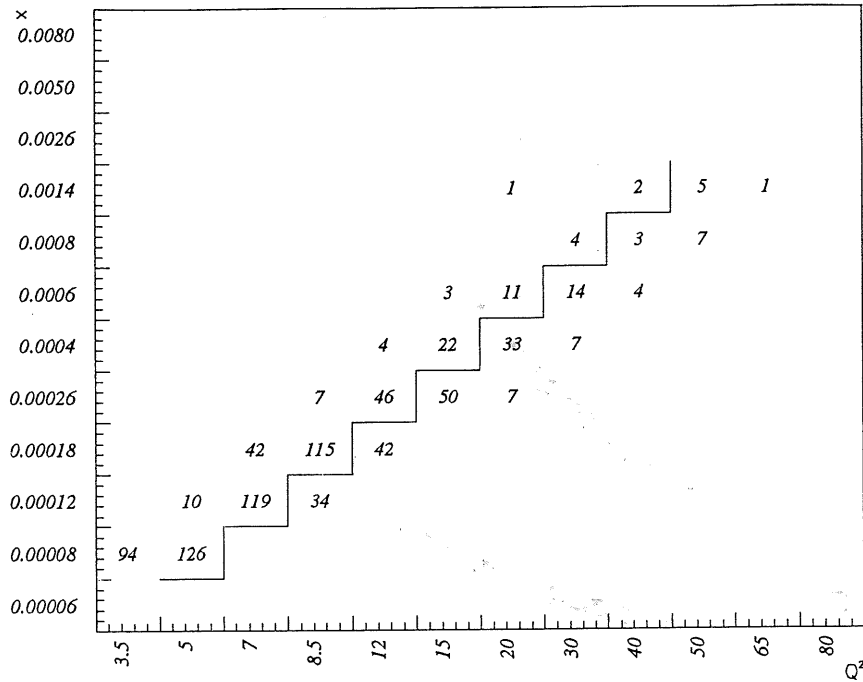


Figure VI.31: Nombre d'événements de photoproduction restants après sélection dans les sous-domaines à petit Q^2 . La ligne brisée indique la limite des sous-domaines utilisés dans l'analyse

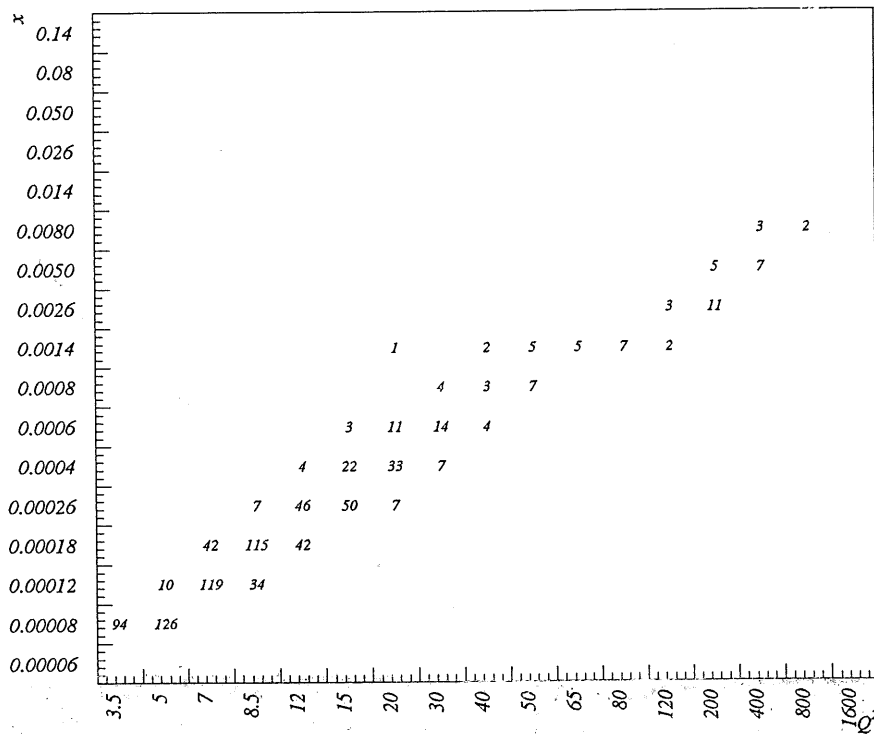


Figure VI.32: Nombre d'événements de photoproduction restants, y compris à grand Q^2 , après sélection

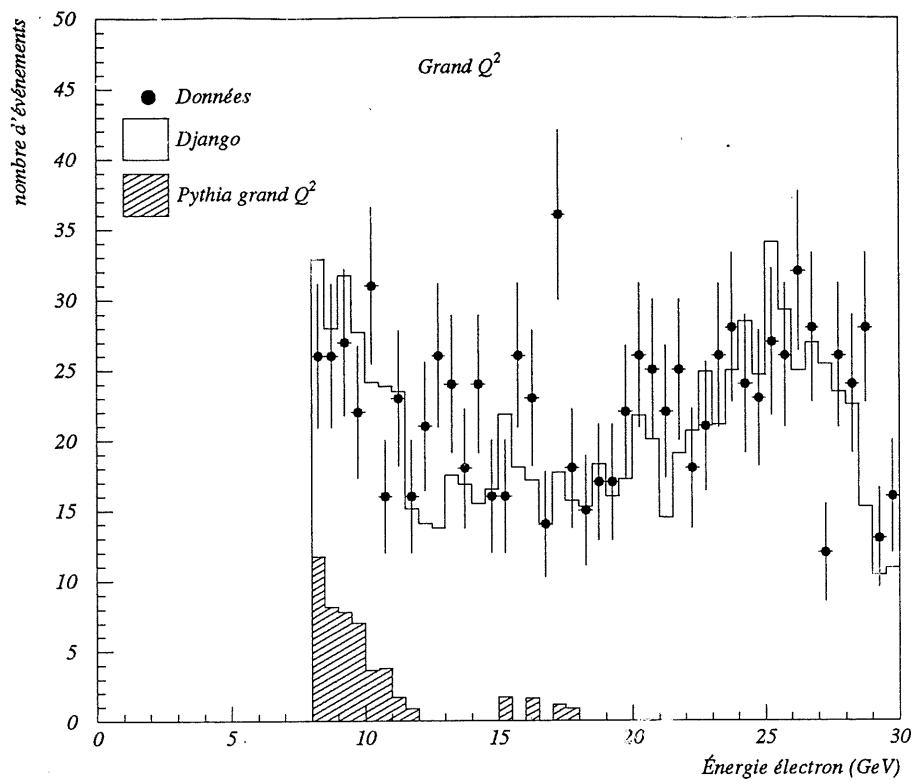


Figure VI.33: Énergie du candidat électron dans les événements à grand Q^2 (supérieur à 100 GeV^2), pour les données et le Monte-Carlo Pythia

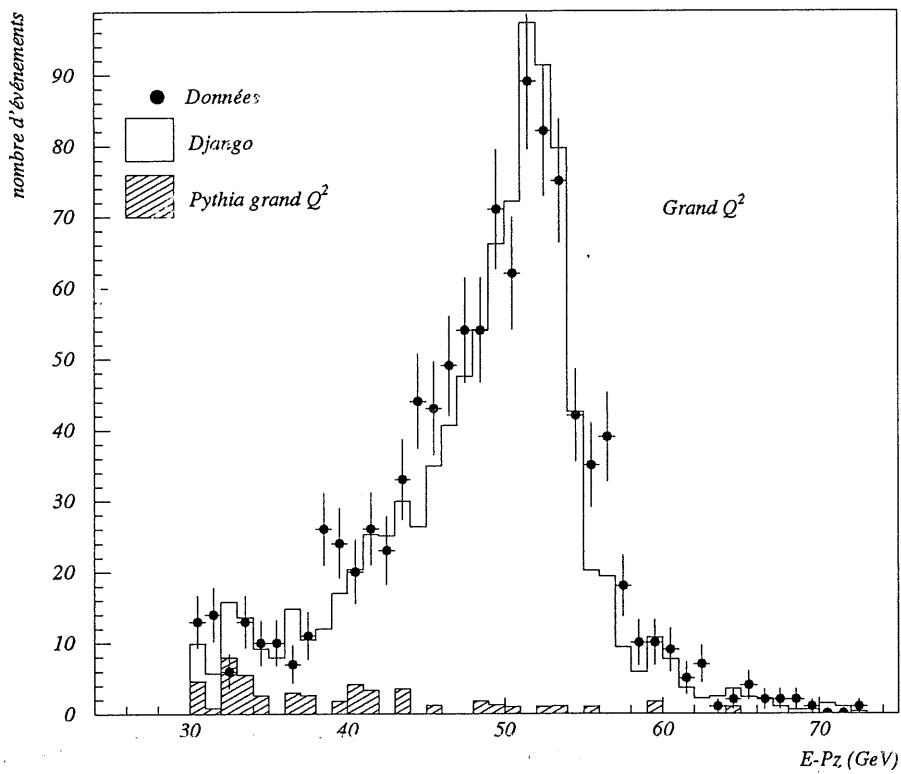


Figure VI.34: Distribution de $E-P_z$ dans les événements à grand Q^2 (supérieur à 100 GeV^2), pour les données et le Monte-Carlo Pythia

Ce chapitre a donc décrit l'ensemble des sélections appliquées aux données de départ afin d'en extraire un lot d'événements d'interactions profondément inélastiques assez pur. Les efficacités de ces sélections ont été déterminées, ainsi que le nombre d'événements restants dans ce lot. Nous allons donc pouvoir déterminer à partir de ce lot la section efficace différentielle du processus profondément inélastique. Pour ceci, il nous reste cependant à déterminer les erreurs systématiques de la mesure de l'énergie de l'électron.



VII. - Calibrations et distributions cinématiques

Nous allons dans ce chapitre utiliser le lot final d'événements sélectionnés pour vérifier qu'un certain nombre de valeurs cinématiques sont bien mesurées. Nous nous intéressons plus particulièrement à la mesure de l'énergie, c'est-à-dire à la calibration des calorimètres, ainsi qu'à la reconstruction des variables cinématiques utilisées dans notre analyse.

VII.1. - Méthodes de calibration

Il existe plusieurs méthodes qui permettent de calibrer un calorimètre en énergie à partir des données, c'est-à-dire d'estimer le décalage moyen entre l'énergie de l'électron diffusé mesurée dans un calorimètre et l'énergie qu'il avait réellement.

Lors de la reconstruction, les signaux délivrés par les calorimètres ont été convertis en énergie grâce à des facteurs de conversions déterminés par des tests en faisceau faits au CERN entre 1989 et 1992 [101]. Des facteurs de pondération dépendant de chaque cellule ont été déterminés pour le BEMC, à partir d'une étude sur le pic cinématique, et appliqués sur les valeurs des énergies mesurées, afin de compenser les différences de réponses entre ces cellules. Cependant, ces corrections ne sont pas suffisantes, et des études ont été menées pour améliorer la calibration des calorimètres. En particulier, une étude [102] a montré que la réponse du BEMC a varié au cours de la campagne de prise de données. Trois périodes temporelles ont été déterminées, le facteur global de pondération à appliquer étant respectivement de $98,8\% \pm 0,1$, $99,1\% \pm 0,1$ et de $99,9\% \pm 0,1$. Cette étude a également estimé avec une plus grande précision les corrections à apporter à l'énergie mesurée de l'amas, lorsque celui-ci se trouve à proximité d'une crevasse séparant les cellules. C'est donc à partir des données corrigées d'après ces études que nous allons travailler.

VII.1.a. - Méthode de l'angle double

La méthode de l'angle double utilise la mesure des angles polaires du parton et de l'électron diffusés pour déterminer l'énergie attendue de l'électron. En effet, y_e s'exprime ainsi en fonction de l'énergie de l'électron incident (E_e^i) et diffusé (E_e) et l'angle polaire (θ_e) de ce dernier (voir chapitre V):

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{2E_e^i} (1 - \cos \theta_e)$$

Il est donc possible d'en déduire, à partir de l'angle θ_e de l'électron et de y , l'énergie que doit avoir l'électron. En utilisant y déterminé par la méthode de l'angle double, cette détermination ne sera pas sensible à une mauvaise calibration absolue des calorimètres. En revanche, une mauvaise intercalibration entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide peut être dangereuse pour la détermination de y_{AD} dont le calcul est fondé sur des rapports d'énergies hadroniques. Il est possible d'éviter ceci en s'assurant que la mesure hadronique

ne se fait que sur le calorimètre à argon liquide, c'est-à-dire en n'utilisant que les événements à petit y . On a donc sélectionné les événements où y_{AD} est inférieur à 0,1, en mesurant la différence entre l'énergie estimée de l'électron par cette méthode et celle mesurée, suivant la relation:

$$E_e^{AD} - E_e = 2E_e^i \frac{1 - y_{AD}}{1 - \cos \theta_e} - E_e$$

La figure VII.1 montre la distribution de cette valeur pour les données et le Monte-Carlo Django, l'électron étant dans le BEMC. La queue de distribution dans la partie positive est due aux événements radiatifs, la méthode de l'angle double donnant la vraie valeur de y , c'est-à-dire au vertex hadronique, à la différence de la mesure par l'électron. Pour éviter d'être perturbée par cette queue, les points de la distribution pris en compte pour ajuster une courbe de forme gaussienne seront pris avec $E_{eAD} - E_e < 2 \text{ GeV}$. Le maximum de la distribution se situe pour les données à $-0,058 \pm 0,011$ ($\sigma = 0,976$) et pour le Monte-Carlo à $-0,051 \pm 0,005$ ($\sigma = 0,917$).

La calibration absolue du calorimètre arrière est donc bonne à 0,21% près autour de 27 GeV, cependant il est possible qu'elle varie suivant l'endroit considéré dans le BEMC. En particulier elle peut dépendre de θ , ce qui serait gênant pour cette analyse. Cette méthode a donc été appliquée pour trois zones en θ du BEMC, qui sont $173^\circ > \theta > 171^\circ$, $171^\circ > \theta > 169^\circ$ et $169^\circ > \theta > 151^\circ$, les résultats étant produits sur les figures respectivement VII.2, VII.3 et VII.4. Le tableau VII.1 résume les valeurs des maximums des distributions trouvées pour ces trois zones, ainsi que l'erreur relative dans les données pour un électron de 26,7 GeV.

zone en θ	Maximum pour les données (GeV)	$\sigma_{\text{données}}$ (GeV)	Maximum pour le Monte-Carlo (GeV)	$\sigma_{\text{Monte-Carlo}}$ (GeV)	Erreur absolue	Erreur relative entre les données et le MC
151°-173°	-0,058±0,011	0,976	-0,051±0,005	0,916	-0,21%±0,04	-0,026%±0,045
151°-169°	-0,115±0,020	0,975	-0,111±0,008	0,876	-0,43%±0,07	-0,015%±0,08
169°-171°	-0,011±0,022	0,913	-0,019±0,010	0,883	-0,041%±0,08	0,03%±0,09
171°-173°	0,011±0,017	0,994	-0,022±0,008	0,959	0,041%±0,06	0,124%±0,07

Tableau VII.1: Maximum des distributions de $E_{eAD} - E_e$ pour les trois zones en θ

D'une région à l'autre, la valeur de l'erreur oscille donc entre -0,43% et 0,04%. On peut également remarquer que la distribution en énergie a une largeur légèrement plus grande pour les données que pour la simulation Monte-Carlo, d'environ 10%.

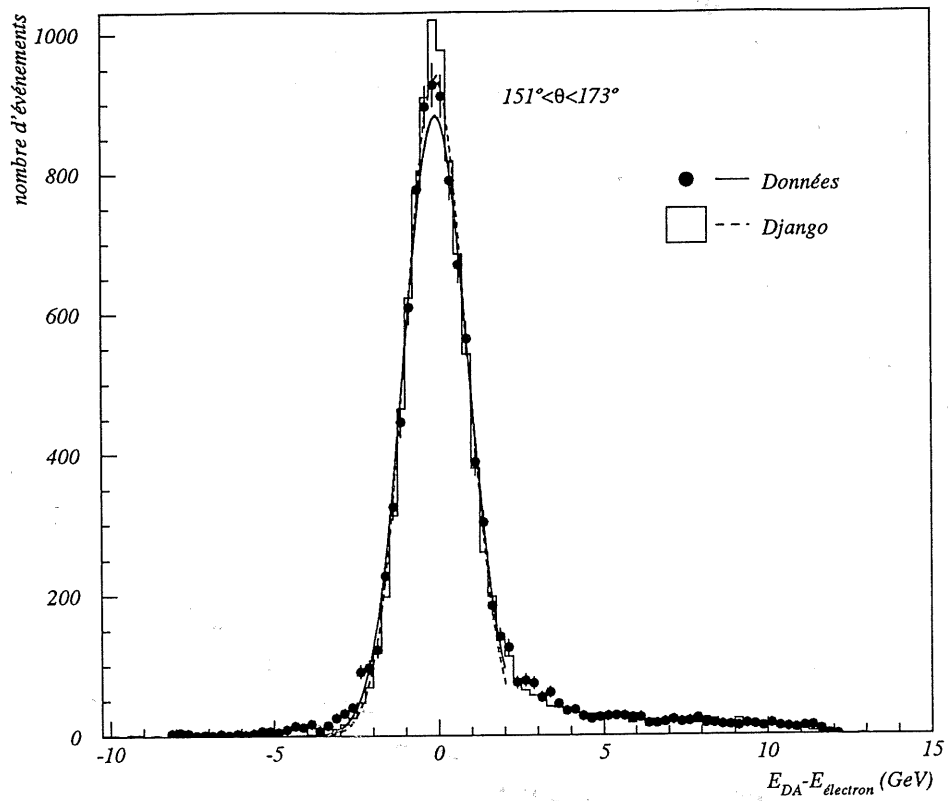


Figure VII.1: Spectre de $E_{eAD}-E_e$ pour γ_{AD} inf\u00e9rieur \u00e0 0,1, les valeurs des ajustements sont indiqu\u00e9es dans le texte

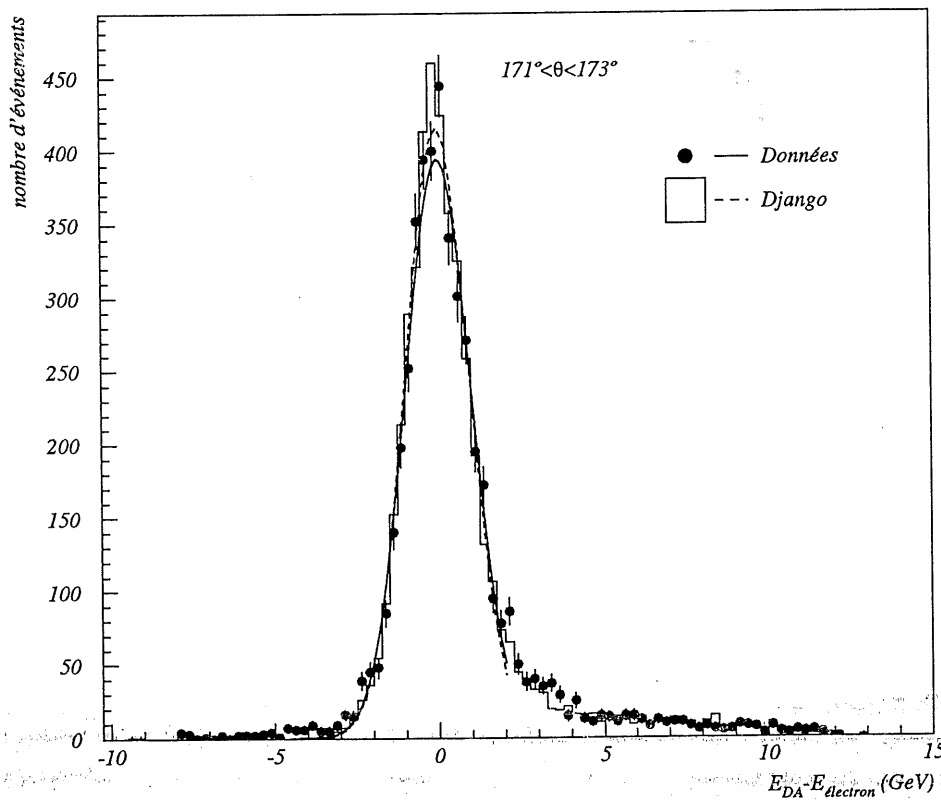


Figure VII.2: Spectre de $E_{eAD}-E_e$ pour les \u00e9v\u00e9nements ayant θ_e compris entre 171° et 173°

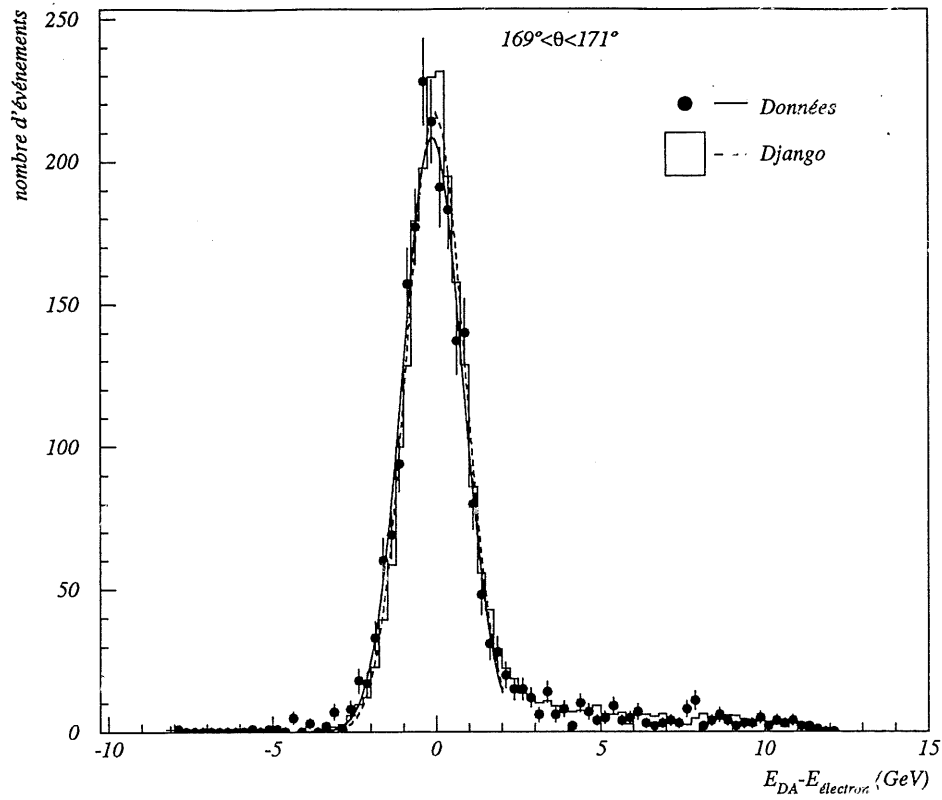


Figure VII.3: Spectre de $E_{eAD}-E_e$ pour les événements ayant θ_e compris entre 169° et 171°

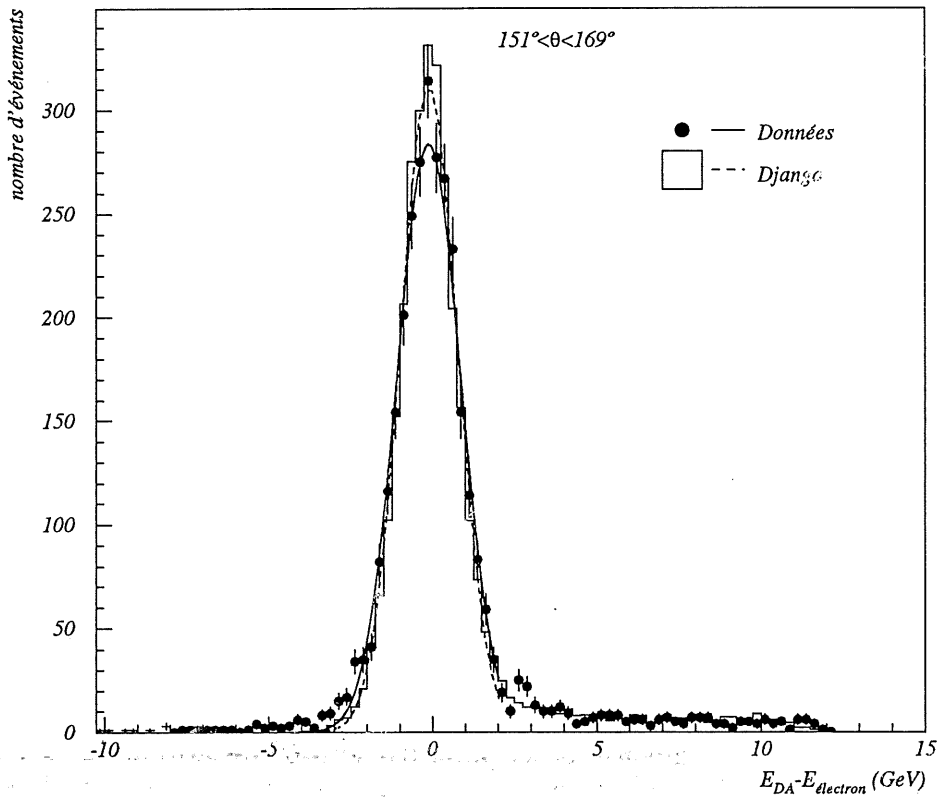


Figure VII.4: Spectre de $E_{eAD}-E_e$ pour les événements ayant θ_e compris entre 151° et 169°

VII.1.b. - Méthode par le pic cinématique monochromatique

L'inconvénient de la méthode précédente est qu'elle fait intervenir une mesure de l'angle hadronique qui peut être dans certains cas entachée d'erreur. Une autre méthode possible est d'utiliser le pic cinématique à petit y (voir chapitre I) pour calibrer les calorimètres. En effet, l'énergie de l'électron diffusé est alors très proche de l'énergie initiale de celui-ci, et l'erreur sur la calibration pourra alors être estimée en comparant l'énergie donnée par les calorimètres par rapport à l'énergie initiale. Pour avoir une largeur très faible de l'énergie de l'électron diffusé, nous ne prendrons en compte que les événements ayant leur valeur de y_{Σ} inférieure à 0,01. La figure VII.5 montre le spectre de l'énergie de l'électron diffusé telle qu'elle a été générée par le générateur DJANGO pour ces événements. Le maximum se situe à $26,67 \pm 0,004$ GeV, avec un écart standard de 0,177. Cet écart étant très faible par rapport à ceux rencontrés pour les énergies mesurées par les calorimètres, l'énergie réelle de l'électron sera considérée comme égale à 26,67 GeV. Cependant cette énergie augmente légèrement lorsque θ diminue, pour la zone 151° - 169° la valeur moyenne de l'énergie générée est $26,96 \pm 0,007$ GeV.

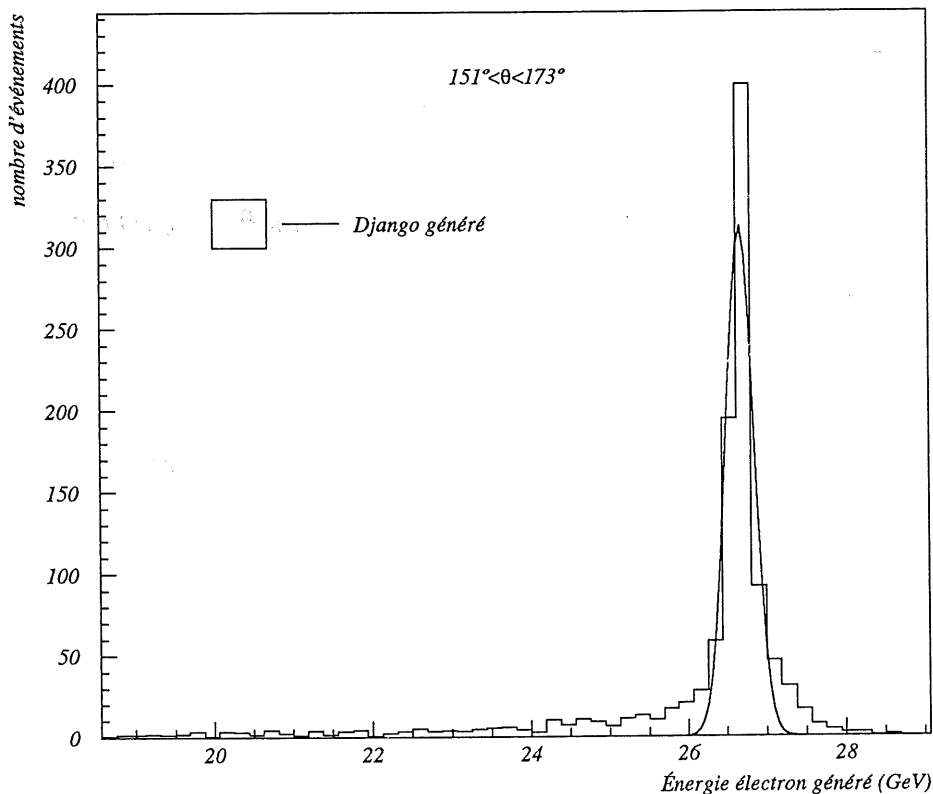


Figure VII.5: Énergie de l'électron engendré par DJANGO, lorsque $y_{\Sigma} < 0,01$

La figure VII.6 montre la distribution de l'énergie reconstruite de l'électron lorsque celui-ci se trouve dans le BEMC pour les données et le Monte-Carlo. La normalisation utilisée de la simulation par rapport aux données est absolue, le désaccord entre les deux distributions est dû à la mauvaise description par le Monte-Carlo de la sélection sur le vertex à petit y . Le maximum se situe pour les données à $26,80 \pm 0,034$ GeV ($\sigma=0,829$) et pour la simulation à $26,83 \pm 0,012$ GeV ($\sigma=0,76$), soit une erreur relative de -0,11% pour un électron de 26,67 GeV.

Là encore, il est possible de séparer le BEMC en trois zones en θ , pour vérifier la bonne stabilité de cette calibration. Les figures VII.7, VII.8 et VII.9 montrent la distribution de l'énergie pour chacune des trois zones en θ 171° - 173° , 169° - 171° et 151° - 169° , les résultats sont résumés dans le tableau VII.2.

zone en θ	Maximum pour les données (GeV)	$\sigma_{\text{données}}$ (GeV)	Maximum pour le Monte-Carlo (GeV)	$\sigma_{\text{Monte-Carlo}}$ (GeV)	Erreur absolue	Erreur relative
151° - 173°	$26,80 \pm 0,034$	0,829	$26,83 \pm 0,012$	0,76	$0,49\% \pm 0,13$	$-0,11\% \pm 0,13$
151° - 169°	$27,02 \pm 0,058$	0,784	$27,03 \pm 0,022$	0,752	$0,22\% \pm 0,21$	$-0,03\% \pm 0,23$
169° - 171°	$26,74 \pm 0,089$	0,764	$26,69 \pm 0,025$	0,673	$0,26\% \pm 0,33$	$0,19\% \pm 0,35$
171° - 173°	$26,67 \pm 0,051$	0,819	$26,76 \pm 0,017$	0,745	$0\% \pm 0,19\%$	$-0,34\% \pm 0,20$

Tableau VII.2: Maximum des distributions de E_{epic} pour les trois zones en θ

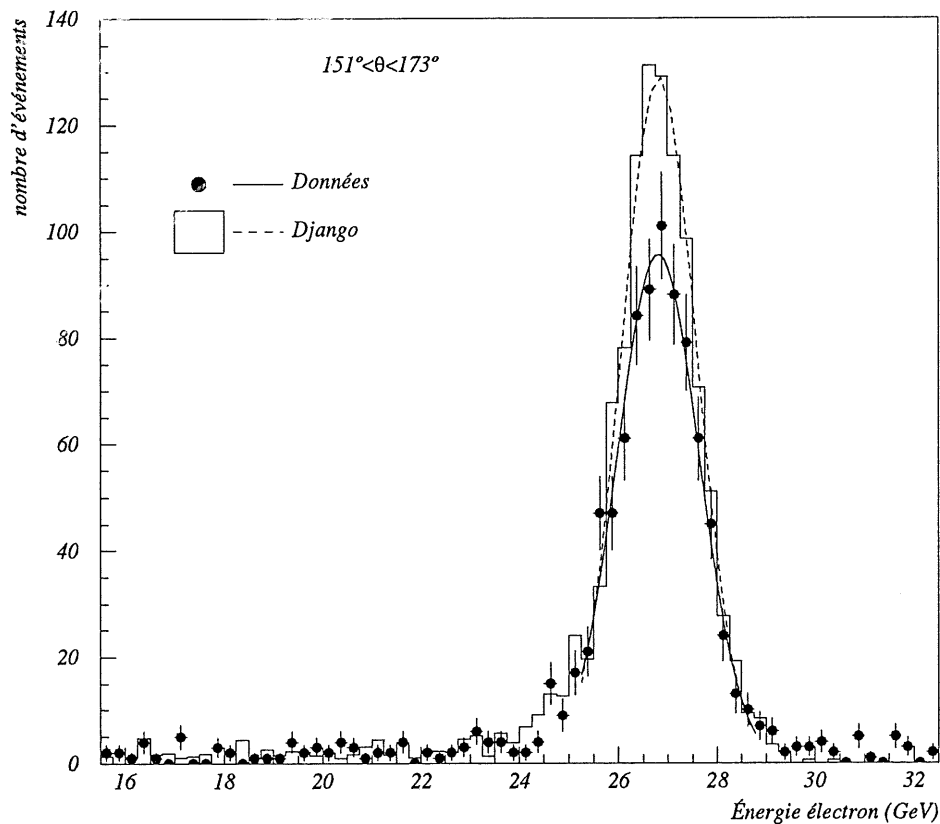


Figure VII.6: Spectre de E_{epic} pour les événements ayant θ_e compris entre 151° et 173°

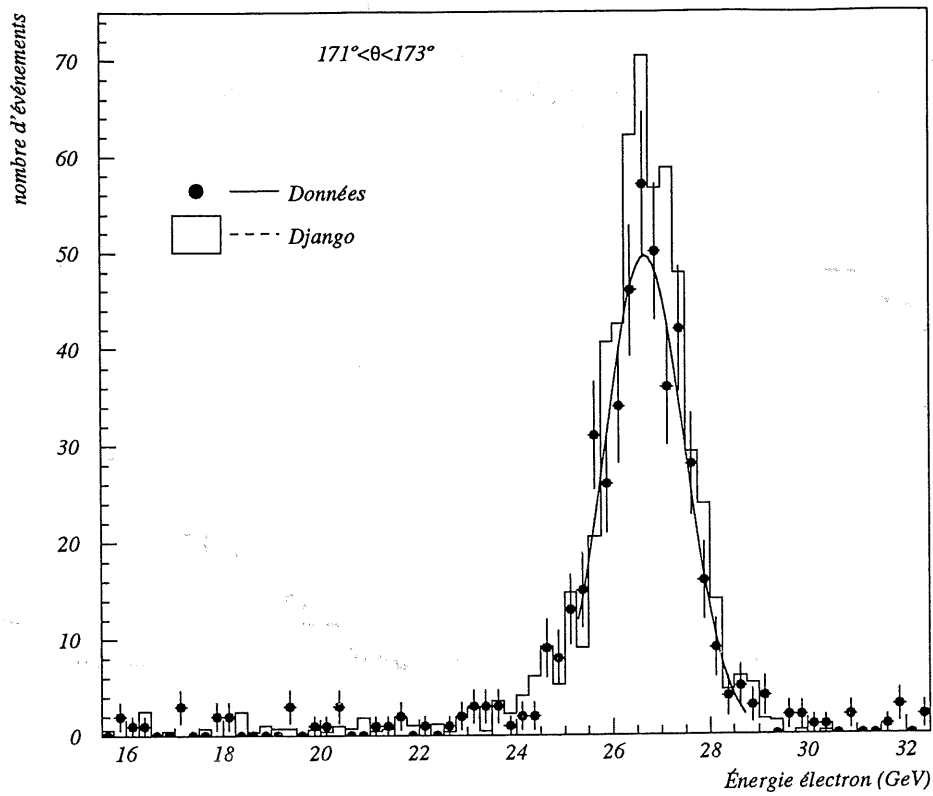


Figure VII.7: Spectre de E_{epic} pour les événements ayant θ_e compris entre 171° et 173°

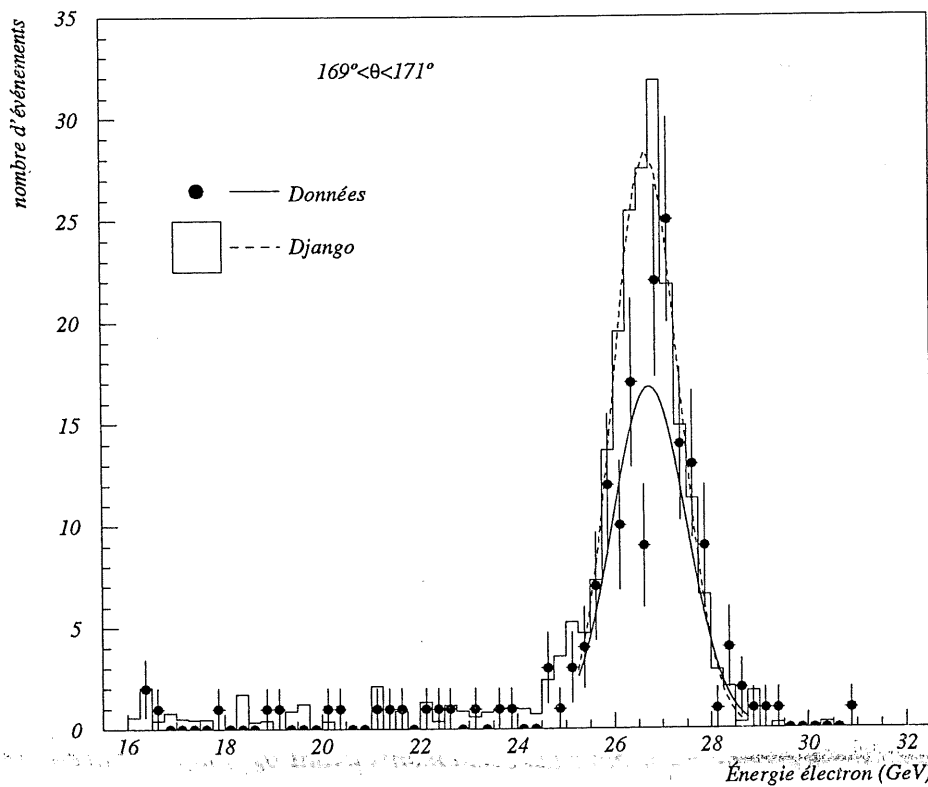


Figure VII.8: Spectre de E_{epic} pour les événements ayant θ_e compris entre 169° et 171°

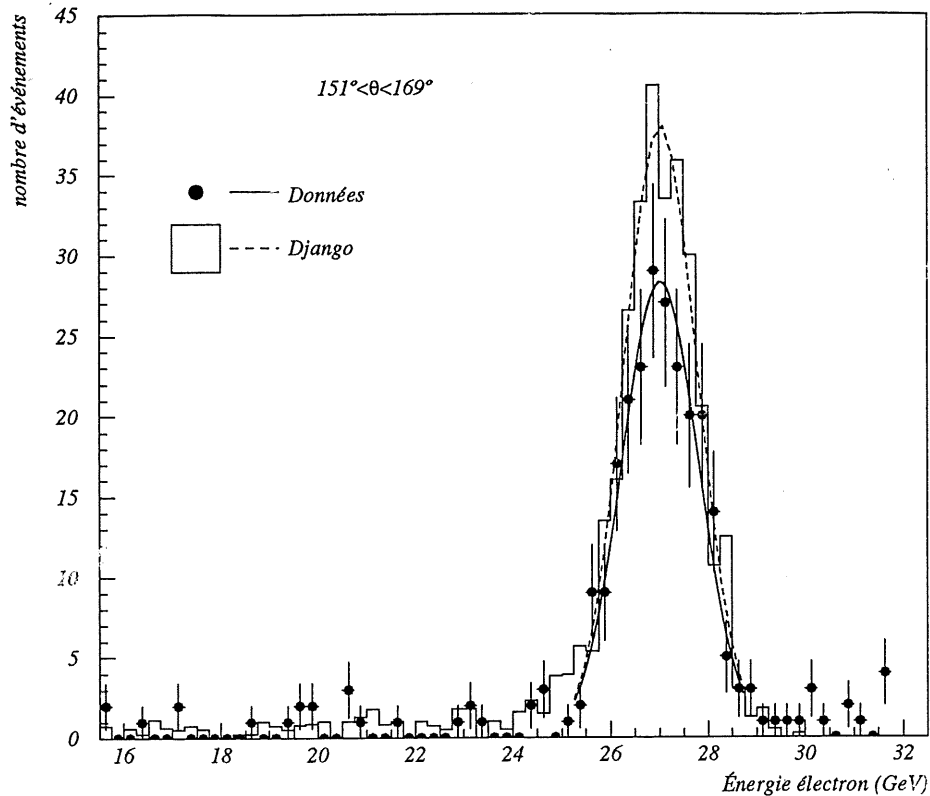


Figure VII.9: Spectre de E_{epic} pour les événements ayant θ_e compris entre 151° et 169°

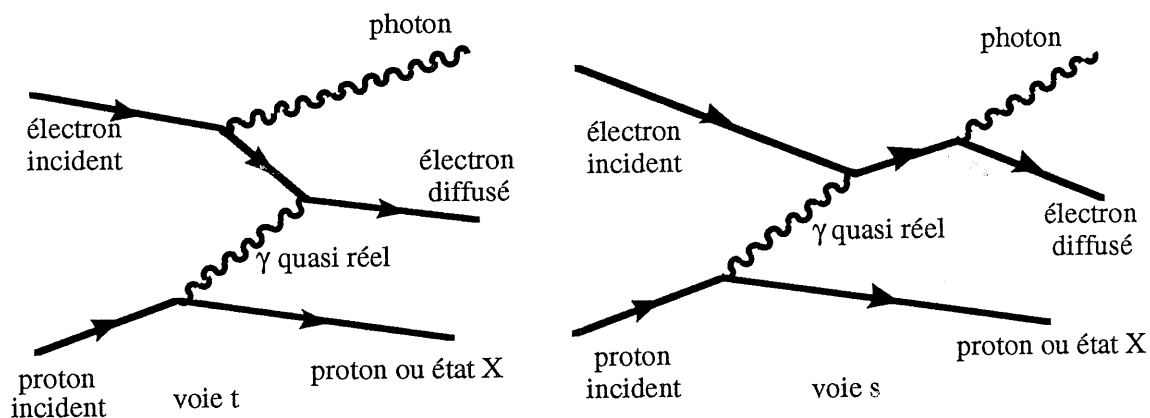
VII.1.c. - Calibration par les événements Compton

Jusqu'à maintenant, les événements considérés pour vérifier la calibration du BEMC étaient à petit y , c'est-à-dire avec une énergie de l'électron au dessus de 20 GeV. Il est possible de vérifier la calibration en dessous de cette valeur en utilisant les événements Compton, c'est-à-dire des événements où le proton incident a rayonné un photon quasi réel qui a interagit avec l'électron incident (graphe VII.10). Ces événements sont signés par la présence de deux amas d'énergie à l'arrière (dans le BEMC) correspondant au photon et à l'électron diffusés. Cette signature est suffisamment particulière pour permettre d'avoir un lot pur non-contaminé par du bruit de fond. Une étude exhaustive [103] a été menée sur ces événements, incluant une calibration du BEMC à ces énergies. Cette calibration a été prise en compte dans la chaîne d'analyse, cependant il est intéressant de vérifier notre mesure sur ces événements.

Un lot de 110 événements Compton a été utilisé, en demandant que les deux particules (électron et γ) soient d'énergie supérieure à 8 GeV, se situent dans le BEMC, que leur angle θ soit inférieur à 173° , et que la différence entre les deux angles ϕ soit comprise entre 165° et 195° (coplanarité des deux particules). Pour ne garder que les événements élastiques, la contribution à l'estimateur $E-P_z$ des particules hadroniques dans l'argon liquide (donc sans prendre en compte le photon et l'électron) a été limitée à 0,4 GeV. La contribution à $E-P_z$ des particules hadroniques dans le BEMC, mesurée en soustrayant de $E-P_z$ total la part de $E-P_z$ due à l'électron et au photon, est relativement faible mais comporte une queue négative due au bruit électronique. Pour éviter les perturbations liées à cette queue, importantes à faible énergie, la valeur de $E-P_z$ total a été recalculée en ne

prenant pas en compte la contribution hadronique lorsque celle-ci était négative.

La figure VII.11 montre la distribution de $E-P_z$ total recalculé pour ces événements avant et après l'application des pondérations finales et des corrections de crevasses sur l'énergie des deux particules. La valeur de $E-P_z$ est directement proportionnelle aux énergies électromagnétiques mesurées dans le BEMC, la contribution des particules hadroniques étant très faible. La valeur moyenne de cette distribution avant correction est de $51,69 \pm 0,48$ GeV, pour une valeur attendue de 53,4 GeV, ce qui fait une erreur de -3,2%. Après l'application des corrections finales, la valeur moyenne est de $52,67 \pm 0,67$ GeV, soit une erreur de $1,36\% \pm 1,25\%$.



Graphie VII.10: Événements compton

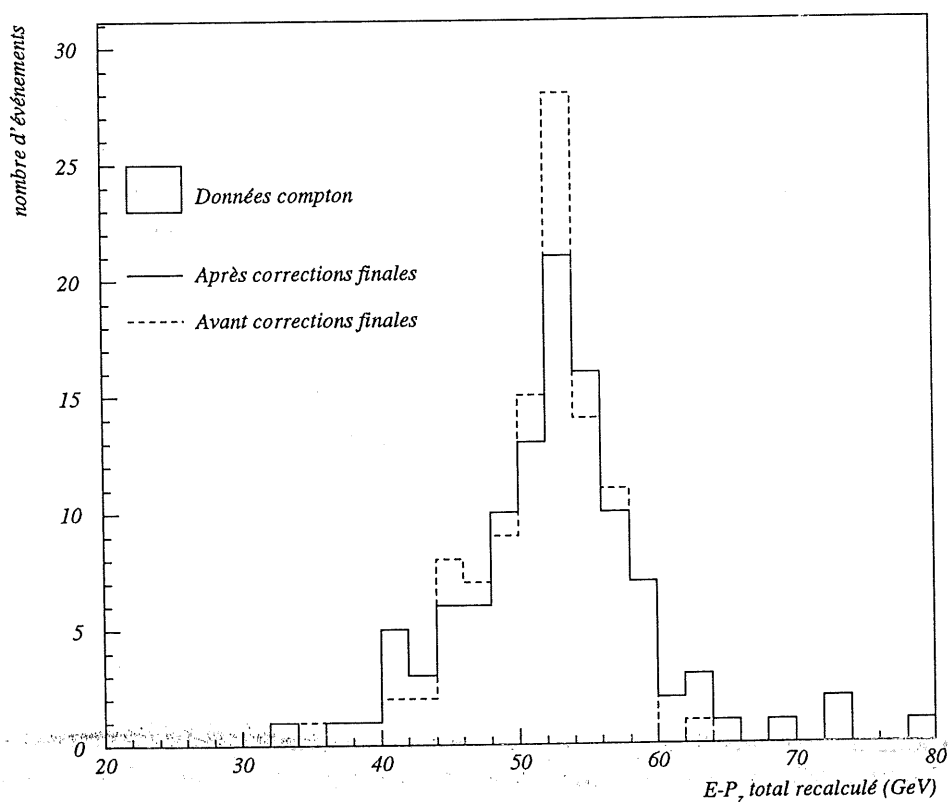


Figure VII.11: Distribution de $E-P_z$ avant et après les corrections finales.

VII.1.d. - Résumé sur la calibration

Le tableau VII.3 résume les erreurs relatives trouvées aux différents angle et pour les différentes méthodes.

zone en θ	Méthode	Erreur systématique
151°-173°	Angle double	0,25%
151°-173°	Pic cinématique	0,24%
151°-173°	Compton	1,36%±1,25
151°-169°	Angle double	0,5%
151°-169°	Pic cinématique	0,26%
169°-171°	Angle double	0,12%
169°-171°	Pic cinématique	0,54%
171°-173°	Angle double	0,19%
171°-173°	Pic cinématique	0,54%
Résultat à haute énergie		0,54%
Résultat pour une énergie de l'ordre de 13 GeV		1,36%

Tableau VII.3: Maximum des distributions de E_{epic} pour les trois zones en θ

VII.2. - Les distributions de diverses variables cinématiques

Nous allons ici comparer la reconstruction des différentes variables utilisées dans cette analyse par rapport au Monte-Carlo d'interactions profondément inélastiques DJANGO.

La figure VII.12 montre la distribution de l'énergie de l'électron en comparant entre les données et les Monte-Carlo, avec la normalisation absolue. La simulation décrit relativement bien les données, à l'exception de la zone à petit y (E_e proche de l'énergie initiale) où la sélection par le vertex est mal simulée. La figure VII.13 montre la même distribution pour les événements à grand Q^2 (l'électron est en dehors du BEMC). Les figures VII.14 et VII.15 montrent la distribution en θ_e pour les données et le Monte-Carlo respectivement sur l'ensemble du domaine $x-Q^2$ et à grand Q^2 . Elles montrent un assez bon accord entre les données et la simulation.

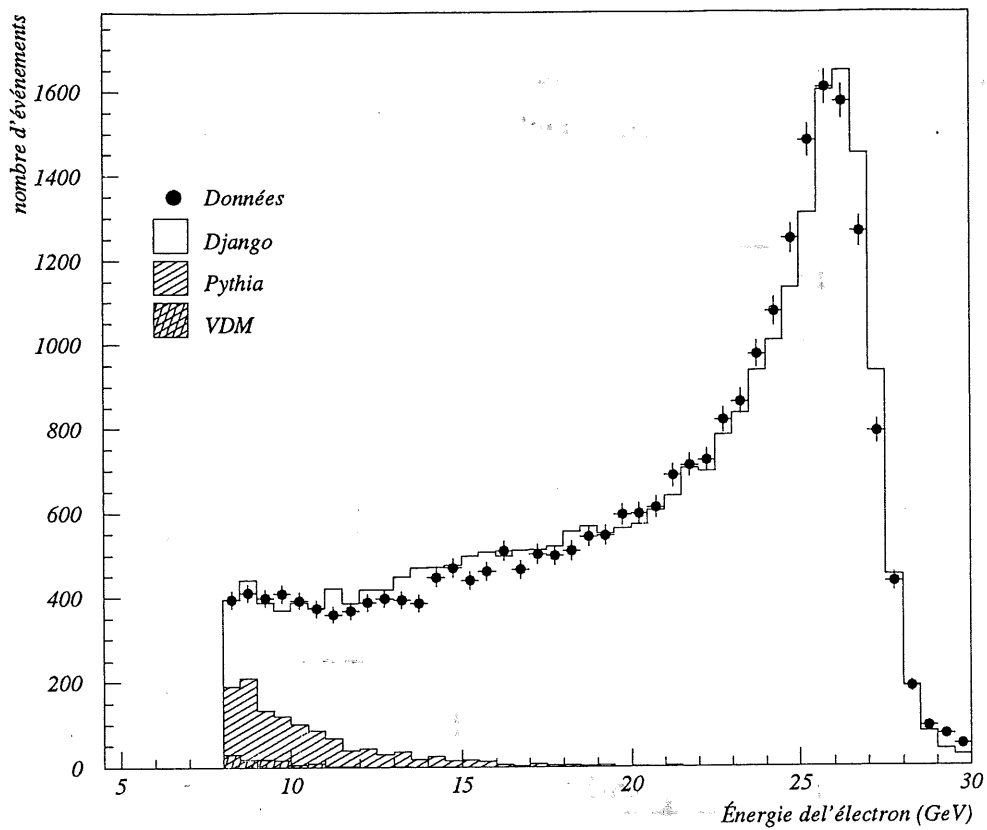


Figure VII.12: Distribution de l'énergie de l'électron pour les données et les Monte-Carlo

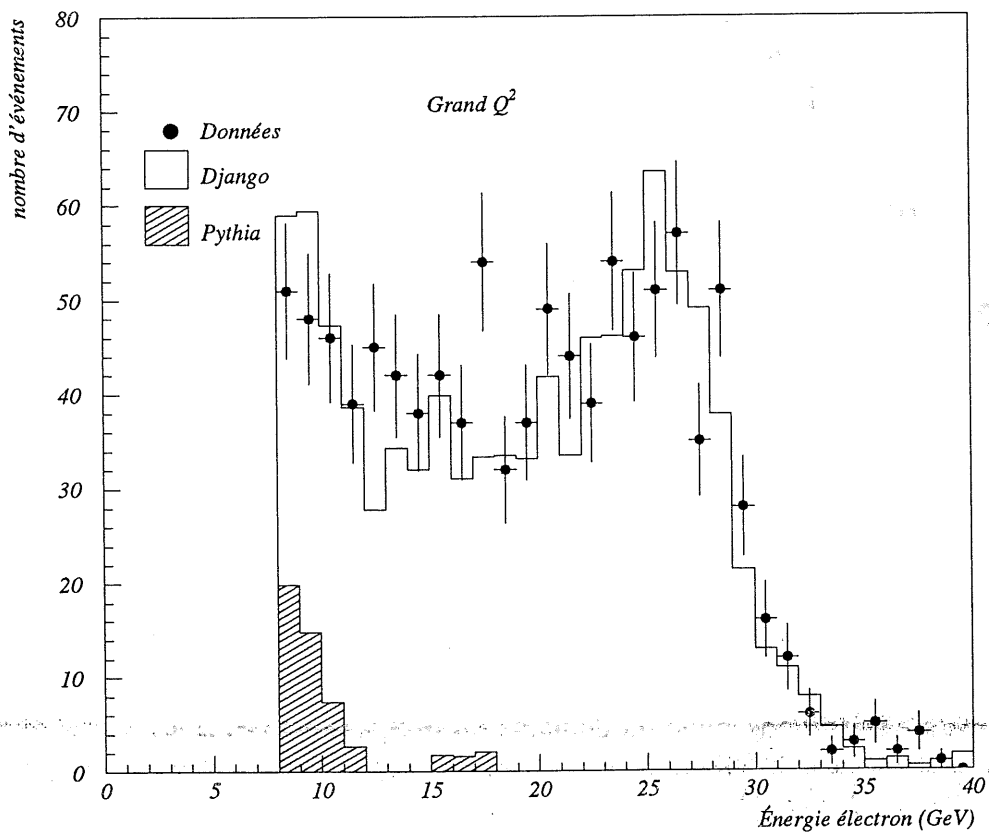


Figure VII.13: Distribution de l'énergie de l'électron à grand Q^2 ($\theta_e < 151^\circ$)

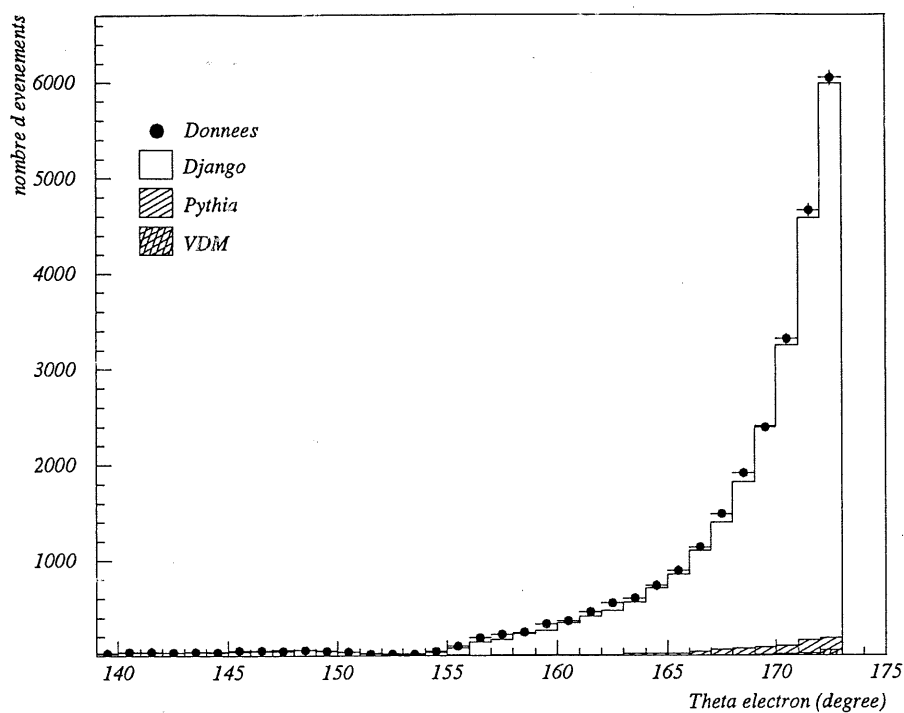


Figure VII.14: Distribution de l'angle θ de l'électron diffusé pour les données et les Monte-Carlo

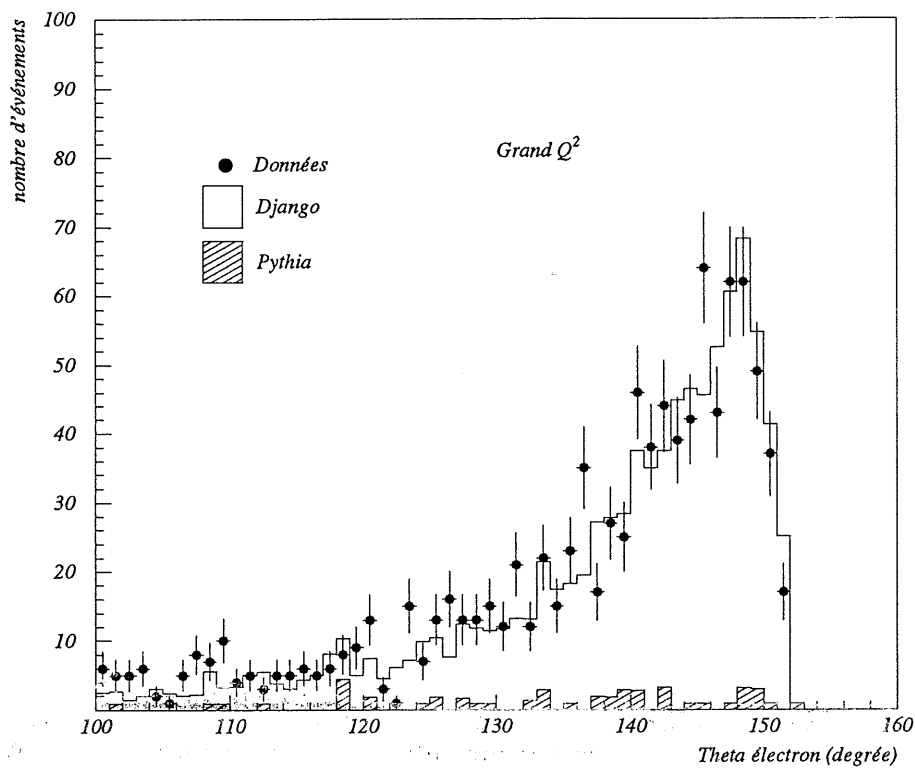


Figure VII.15: Distribution de l'angle θ de l'électron diffusé pour les données et les simulations Monte-Carlo à grand Q^2

Les quatre figures suivantes montrent la distribution des deux variables cinématiques x et Q^2 calculées à partir de l'électron pour tout le domaine cinématique puis en se limitant aux événements à grand Q^2 . La distribution de x_e (figure VII.16) est bien décrite pour les grands x jusqu'à $x=5 \cdot 10^{-3}$; en dessous de cette valeur, des divergences apparaissent dues à la mauvaise connaissance des fonctions de structures et au fait que le Monte-Carlo Django est limité à 5 GeV^2 en Q^2 . La même distribution pour les événements à grand Q^2 est montrée sur la figure VII.17, avec un bon accord données-simulation sauf aux petits x . La figure VII.18 montre la distribution de Q_e^2 qui est assez bien décrite dans tout le domaine sauf en dessous de 5 GeV^2 , le Monte-Carlo Django étant limité à cette valeur, la figure VII.19 montrant la même distribution à grand Q^2 , c'est-à-dire pour les événements ayant leur électron dans l'argon liquide.

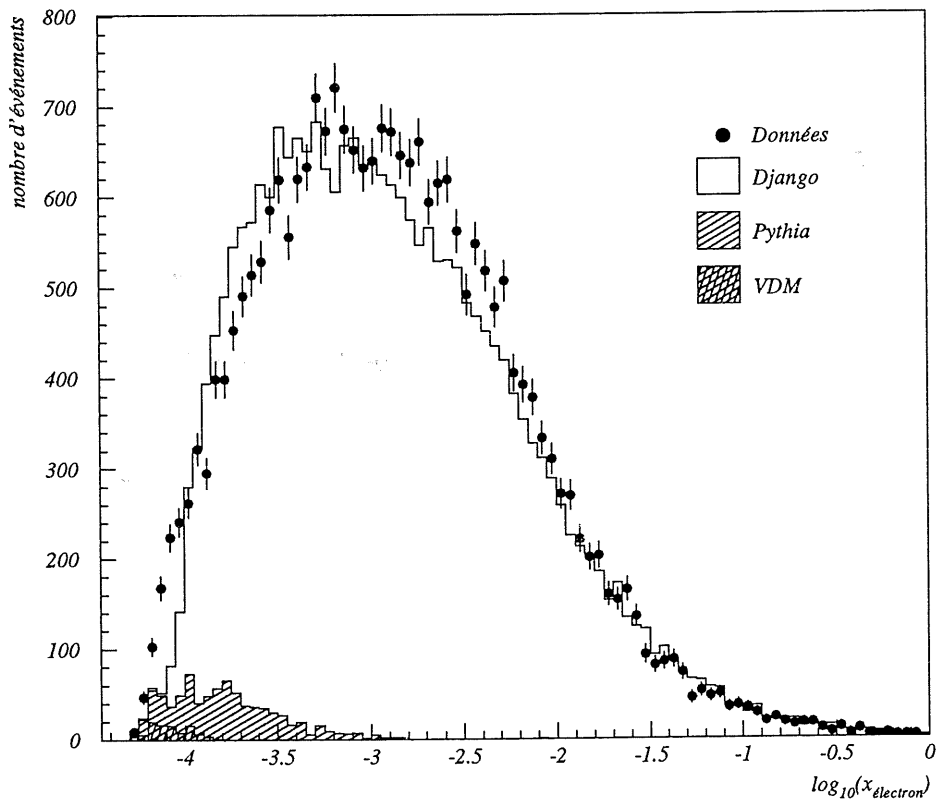


Figure VII.16: Distribution de x_e pour les données et les simulations

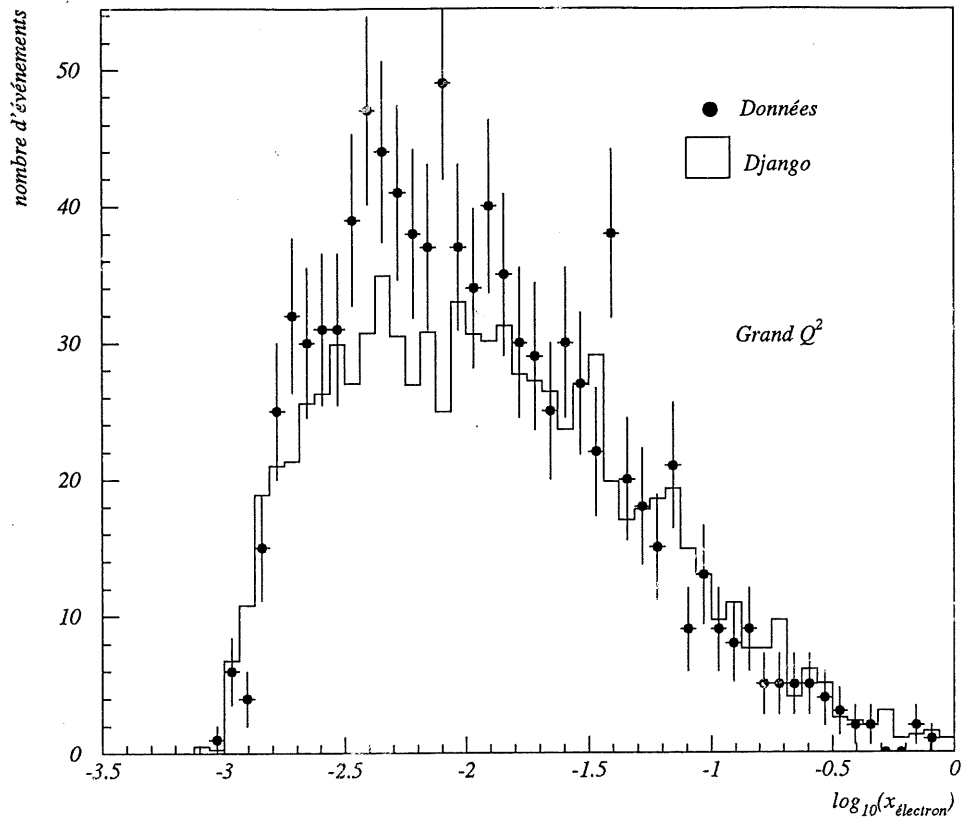


Figure VII.17: Distribution de x_e à grand Q^2

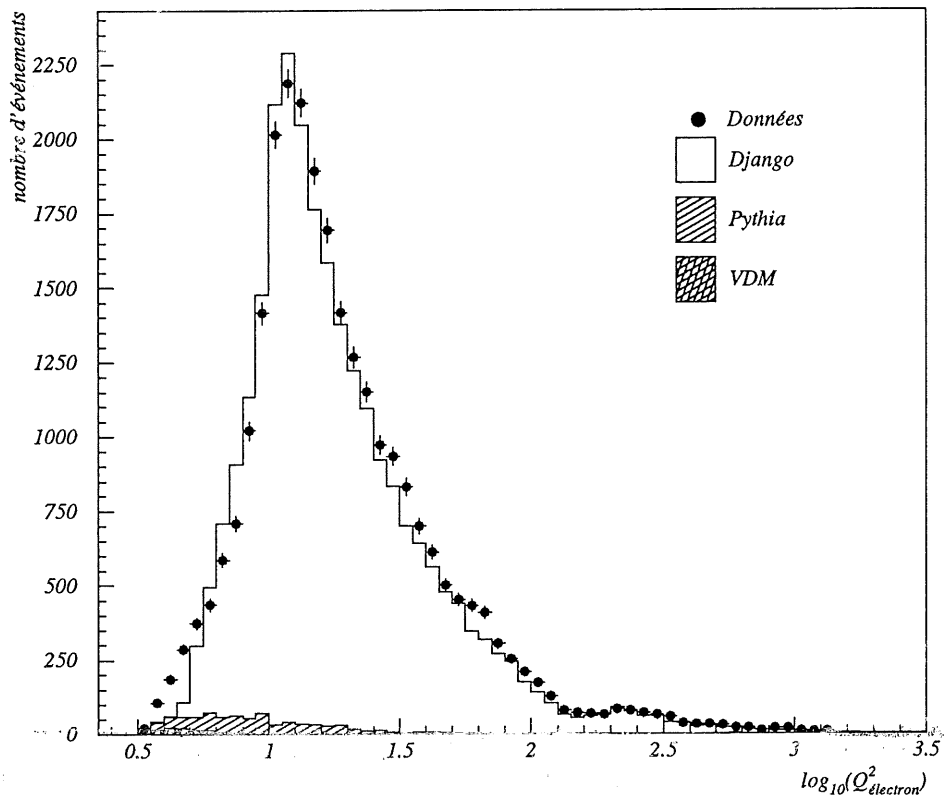


Figure VII.18: Distribution de Q_e^2 pour les données et les simulations

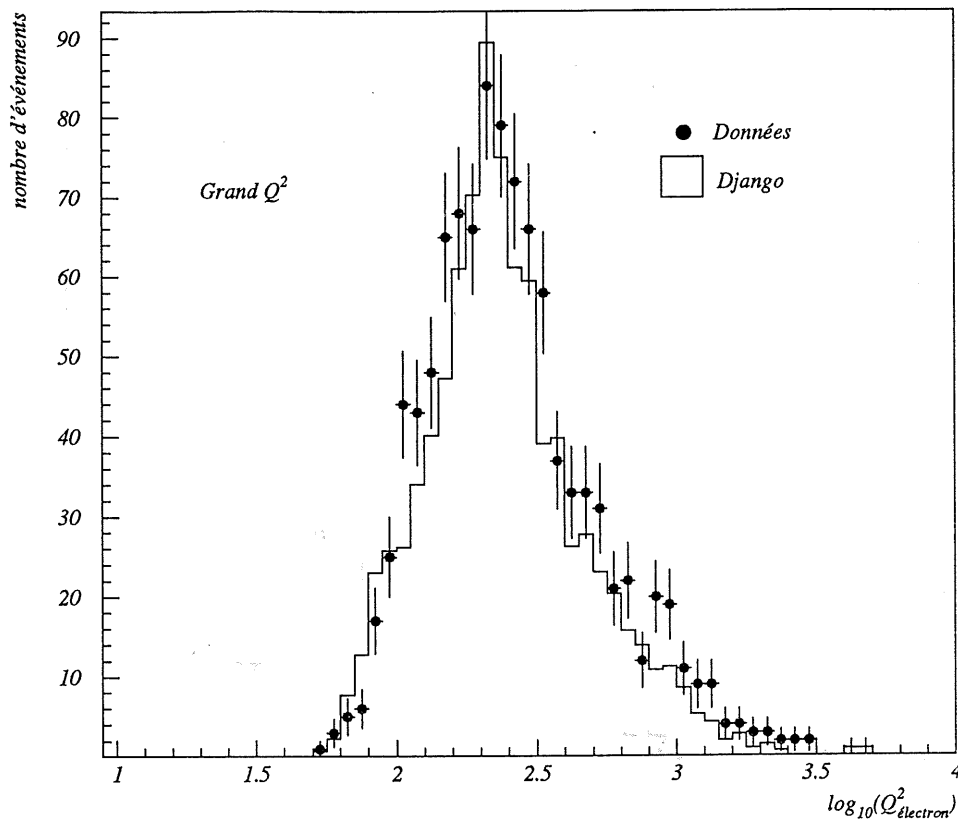


Figure VII.19: Distribution de Q_e^2 à grand Q^2

Ce chapitre a montré que la calibration de la mesure de l'énergie de l'électron était bien contrôlée, avec une erreur systématique de l'ordre de 1%. Les distributions des différentes variables cinématiques liées à l'électron est relativement bien décrite par les simulations Monte-Carlo.



VIII. - Mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton

Nous allons dans ce chapitre procéder au calcul final de la fonction de structure F_2 à partir des études menées précédemment et en faisant intervenir un certains nombres de facteurs correctifs. Le rôle de ces facteurs est d'une part de corriger les perturbations apportées par la nécessité d'utiliser un pavage du plan $x-Q^2$, d'autre part de corriger les effets expérimentaux, en particulier la résolution du détecteur, et les effets physiques tels que l'influence du rayonnement de photons par l'électron. La fonction de structure F_2 est alors donnée sur l'ensemble du domaine $x-Q^2$ accessible.

Dans notre analyse, $F_2(x, Q^2)$ est directement déduit de la mesure de la section efficace différentielle en x et Q^2 . Nous avons vu dans le chapitre V que cette section efficace dépendait des deux fonctions de structures F_1 et F_2 , qui sont reliées entre elles par le paramètre $R = F_2/2xF_1 - 1$. Cette première fonction de structure n'a pas encore été mesurée à HERA, du fait de la faible statistique accumulée jusque en 93 et de la nécessité de faire varier l'énergie initiale dans le centre de masse pour accomplir cette mesure. F_2 peut s'exprimer en fonction de la section efficace différentielle et de R par la relation suivante:

$$F_2(x, Q^2) = \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \times \frac{xQ^4}{2\pi\alpha^2} \times \frac{1}{2 - 2y + \frac{y^2}{1+R}}$$

où $\alpha = e^2/4\pi$ est la constante de structure fine. Le paramètre R n'étant pas encore mesuré à HERA, il est déterminé à partir de la paramétrisation MRSH (voir chapitre V), cette paramétrisation étant celle qui se rapproche le plus a priori de nos données, étant fondée sur les résultats des données de 1992. La mesure de F_2 dépend cependant relativement peu de celui-ci, qui ne dépasse pas, sur l'ensemble du plan $x-Q^2$ accessible à HERA, la valeur de 0,26.

La mesure de F_2 revient donc à déterminer la section efficace différentielle sur chacun des sous-domaines du plan $x-Q^2$ (voir chapitre V). La section efficace différentielle intégrée sur un sous-domaine est déterminée à partir du nombre d'événements que l'on y observe et de la luminosité intégrée accumulée. Cependant un certain nombre de facteurs correctifs interviennent. La relation suivante donne la méthode utilisée pour calculer la section efficace intégrée sur un sous-domaine:

$$\int_{\text{sous-domaine}} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} dx dQ^2 = \frac{N - N_{\gamma p} - N_{\text{non-ep}}}{L} \times \frac{1}{\prod_{\text{sélections}} \epsilon_i} \times \frac{1}{A_{cc}} \times C_{rad}$$

avec N le nombre d'événements dans le sous-domaine, $N_{\gamma p}$ le nombre estimé d'événements de photoproduction restant, $N_{\text{non-ep}}$ le nombre d'événements de bruit de fond restant, L la luminosité intégrée, ϵ_i les efficacités des sélections, A_{cc} les acceptances et C_{rad} le facteur de correction dû aux phénomènes radiatifs. La signification et la détermination de l'ensemble de ces valeurs vont être décrites par la suite. L'utilisation de cette formule nécessite l'hypothèse que les différents facteurs correctifs sont indépendants

entre eux, c'est-à-dire que la correction qu'ils amènent n'ait pas déjà été appliquée, d'une manière cachée, par un autre facteur. Ceci concerne en particulier les acceptances, les corrections radiatives et les efficacités. De plus, les efficacités elles-mêmes doivent être indépendantes les unes des autres. Nous verrons par la suite que ceci n'est pas complètement vérifié, ce qui nécessitera quelques adaptations dans la détermination de ces facteurs.

À partir de la section efficace intégrée dans le sous-domaine, on choisit un point proche du centre de celui-ci afin d'y calculer la section efficace à ce point. Elle est déterminée grâce à la relation suivante:

$$\frac{d^2\sigma(x_0, Q_0^2)}{dx dQ^2} = \frac{C_D}{S_D} \times \int_D \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} dx dQ^2$$

où S_D est la surface du sous-domaine et C_D le facteur de correction de centre de sous-domaine.

Nous allons décrire maintenant comment sont calculés ces différents facteurs.

VIII.1. - Détermination du nombre d'événements

Après avoir appliqué l'ensemble des critères de sélections décrits dans le chapitre VI, on compte le nombre d'événements restants dans chacun des sous-domaines, en utilisant la méthode de reconstruction des variables cinématiques par l'électron. La figure VIII.1 donne ces nombres. L'erreur statistique sur ces nombres est prise égale à la racine carré du nombre dans chaque sous-domaine. Les sous-domaines où le nombre d'événements est inférieur à 5 ne sont pas retenus.

Le lot d'événements après sélection est encore contaminé par du bruit de fond non-physique et par de la photoproduction, dont la contribution a été estimée dans le chapitre VI. Le nombre d'événement dans chaque sous-domaine doit donc être diminué des nombres d'événements de bruit de fond estimés. Le pourcentage d'événements restant est montré dans la figure VIII.2.

La contribution au bruit de fond non-physique est déterminé à partir des événements pilotes et des événements où les deux paquets d'électrons et de protons sont vides. L'erreur sur ce bruit de fond est estimé en sommant en quadrature les erreurs de chacune de ces contributions. Celles-ci sont prises égales à la racine carré du nombre avant normalisation au nombre total de paquets collisionnants, cette normalisation étant appliquée ensuite à l'erreur elle-même. L'erreur sur la contribution de la photoproduction est de la même façon calculée en sommant en quadrature l'erreur donnée par chacun des Monte-Carlo utilisés. Celle-ci est égale à la racine carré du nombre d'événements avant normalisation à la luminosité des données.

L'erreur totale est calculée finalement en sommant en quadrature les erreurs sur les nombres d'événements finals, sur la contribution du bruit de fond non-physique et sur la contribution à la photoproduction.

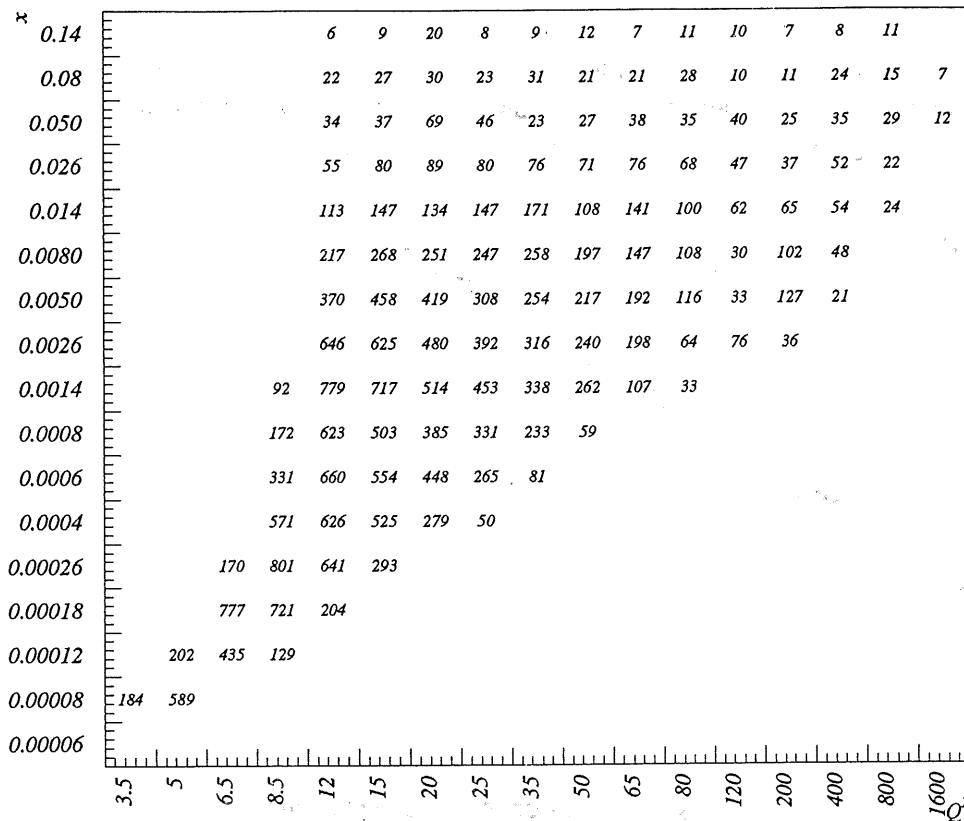


Figure VIII.1: Nombre d'événements du lot final avant soustraction du bruit de fond

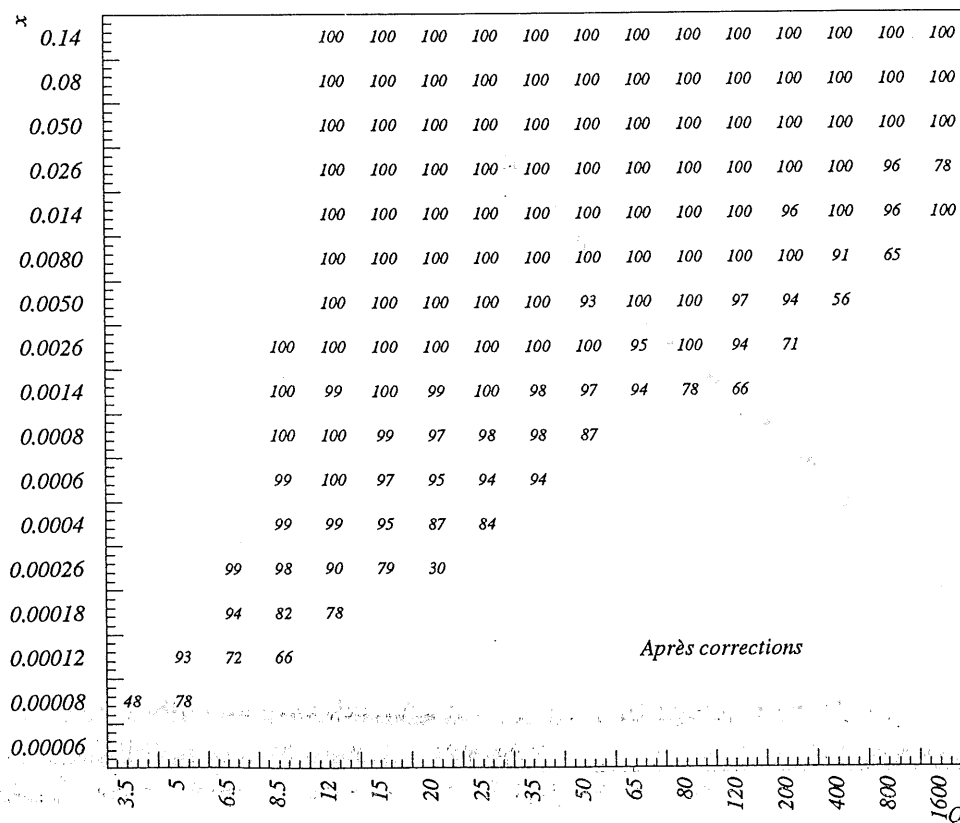


Figure VIII.2: Pourcentage restant d'événements après soustraction du bruit de fond

VIII.2. - Corrections des pertes d'événements

On a vu dans le chapitre VI que les critères de sélections qui sont appliqués aux événements font perdre un certain nombre de bons événements. Nous allons donc ici repasser en revue ces différents critères afin de déterminer pour chacun le facteur correctif ϵ_i , l'efficacité, à appliquer dans le calcul de la section efficace. Cette efficacité est en fait égale au rapport entre le nombre de bons événements restant après sélection et le nombre total de bons événements. Toutes ces efficacités sont ensuite introduit dans le calcul final en en faisant le produit. Ce mode de calcul présuppose que tous ces critères sont indépendants, c'est-à-dire qu'ils ne rejettent pas les mêmes bons événements. Dans le cas contraire, le rejet d'un bon événement serait corrigé deux fois, ce qui aurait pour conséquence une surestimation du nombre réel de bons événements.

Avant d'aborder la détermination des efficacités de nos critères de sélection, il convient de prendre en compte le premier facteur de perte d'événements dans la chaîne d'analyse, c'est-à-dire le système de déclenchement. Le calcul de l'efficacité de déclenchement demande de prendre en compte tous les subtriggers ayant déclenché l'acquisition des événements. Pour simplifier ceci, nous avons exigé que chaque événement ait été déclenché par un subtrigger "principal". Les subtriggers principaux retenus sont BCL2 pour le BEMC, et les subtriggers EL1 et EL2 pour le calorimètre à argon liquide. La zone intermédiaire entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide ne nécessite pas de traitement spécial, les événements situés dans cette zone étant rejetés (voir chapitre VI).

La détermination de l'efficacité de déclenchement revient donc à mesurer celle du subtrigger BCL2 à petit Q^2 , et celle de EL1 et EL2 à grand Q^2 . Une étude indépendante [104] a été menée pour déterminer l'efficacité de BCL2. Celle-ci dépend principalement de l'énergie de l'électron, étant égale à 100% au dessus de 10 GeV, et supérieure à 80% à 8 GeV. Cependant une variation de l'efficacité en fonction de θ apparaît pour les θ au-dessus de 171° , ceci à cause des cellules en triangle du BEMC qui sont proches du tube à vide et qui ne sont pas incluses dans le système de déclenchement. Elle reste cependant suffisamment grande pour pouvoir faire la mesure jusqu'à 5 GeV^2 . Une autre étude [105] s'est intéressé aux subtriggers EL1 et EL2 du calorimètre à argon liquide, et la mesure qui a été faite de leur efficacité a trouvé une valeur proche de 100%.

L'efficacité de déclenchement à petit Q^2 , c'est-à-dire à proximité du bord inférieur du BEMC, a été vérifiée indépendamment, en utilisant des événements qui avaient été déclenchés par un subtrigger indépendant. Le subtrigger utilisé (LZVTX_SIG1) est fourni par le sous-système des chambres à traces, et il est déclenché lorsque celles-ci détectent la présence de traces dirigées vers la zone d'interaction théorique. L'efficacité de ce déclenchement à petit x et petit Q^2 est de l'ordre de 60%. En ne retenant que les événements qui ont été déclenchés entre autres par ce subtrigger, on peut accéder à l'efficacité de BCL2 en mesurant le nombre de ces événements qui comportent ce subtrigger. Le résultat est donné sur la figure VIII.3, et l'on voit qu'elle reste à des niveaux acceptables même à petit Q^2 .

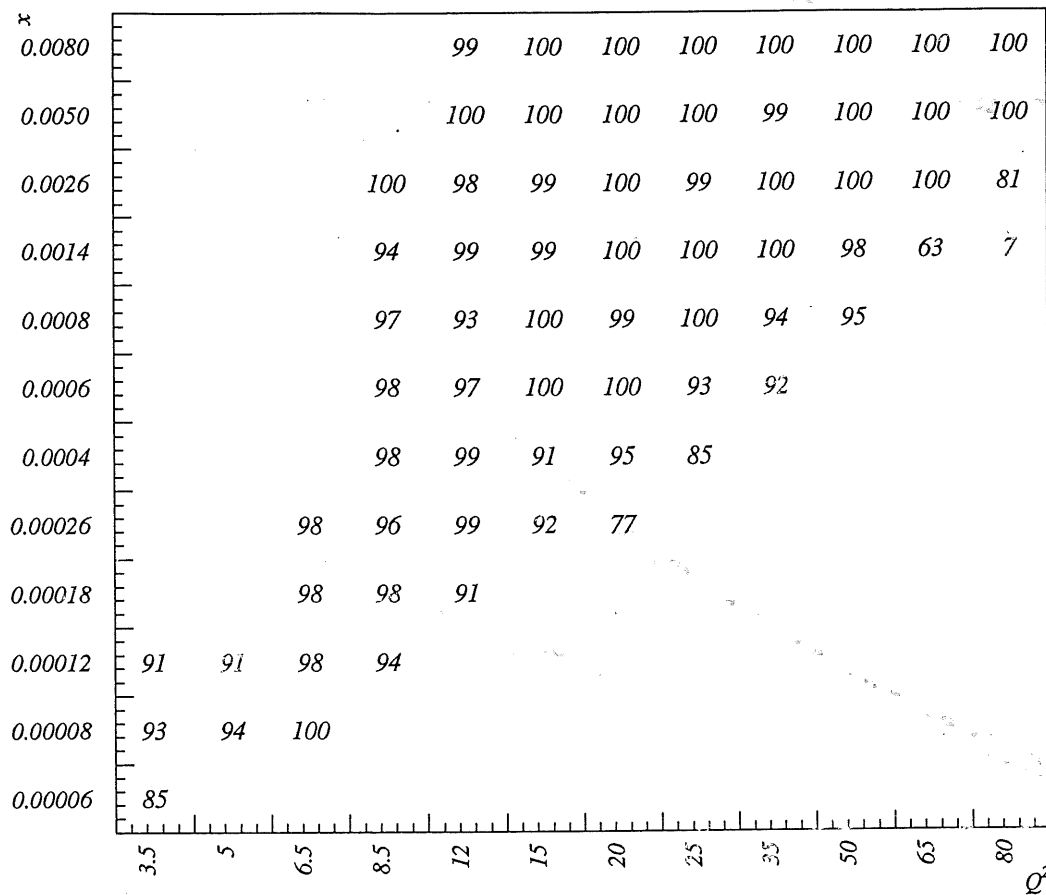


Figure VIII.3: Efficacité du subtrigger BCL2 du système de déclenchement à petit Q^2 , estimé avec les événements déclenchés par LZVTX_SIG1

Nous avons vu que la sélection sur l'estimateur ECRA donnait une efficacité identique pour les données et le Monte-Carlo à grande énergie (figure VI.3), cet accord étant perdu à faible énergie à cause de la contamination de notre lot d'événements par de la photoproduction. L'utilisation d'événements radiatifs a permis de s'assurer que cet accord était effectivement conservé à faible énergie pour des bons événements de diffusion profondément inélastique (figure VI.4). Il est donc légitime d'utiliser l'information donnée par le Monte-Carlo pour déterminer l'efficacité de ce critère. De plus, celle-ci ne dépend pas de l'angle θ tant que l'électron est observé dans le BEMC. Nous pouvons donc déterminer cette efficacité uniquement en fonction de l'énergie.

Une dernière ambiguïté subsiste concernant la proportion de mauvaise identification de l'électron. Nous avons déterminé (figure VI.5) une efficacité de la sélection sur ECRA en ne retenant que les événements où le candidat électron retenu était effectivement bien le bon. Si cette efficacité est utilisée, la correction correspondant à cette mauvaise identification ne sera pas prise en compte ici; elle devra être prise en compte à un autre endroit. Cette correction va en fait être prise en compte dans l'efficacité du critère sur EBPC.

L'efficacité utilisée pour le critère de sélection sur ECRA est donc l'ajustement réalisé

sur la simulation Monte-Carlo dans la figure VI.5, en se limitant au domaine cinématique où l'électron se trouve dans le BEMC.

Nous avons vu que l'efficacité du critère EBPC ne dépendait quasiment pas de l'énergie, la décroissance observée à faible énergie (sur la figure VI.8) étant due à la contamination par la photoproduction. En revanche, l'accord données-Monte-Carlo n'étant pas bon même à grande énergie, il n'est pas possible de calculer l'efficacité directement à partir de la simulation. Il est par contre envisageable d'ajuster une fonction sur l'efficacité donnée par la simulation et de normaliser celle-ci sur l'efficacité à grande énergie des données, en considérant que les variations de l'efficacité en fonction de l'énergie sont les mêmes pour le Monte-Carlo et pour les données.

Une droite a donc été ajustée pour le Monte-Carlo à partir de la courbe montrée sur la figure VI.6. Le résultat est une droite d'équation $\epsilon_{EBPC} = 0,954 + 9,7 \cdot 10^{-4} \cdot E_e$. Un facteur multiplicatif appliqué à cette droite a été ajusté sur les données avec une énergie de l'électron supérieure à 13 GeV. Le facteur trouvé est de $0,971 \pm 1,6 \cdot 10^{-3}$. La figure VIII.4 montre les deux distributions et les ajustements. Dans la figure VIII.5, ce facteur a été appliqué à la distribution de la simulation, et l'accord données-Monte-Carlo est cette fois-ci bon à grande énergie. Ce facteur est donc appliqué sur la zone de couverture angulaire de la BPC.

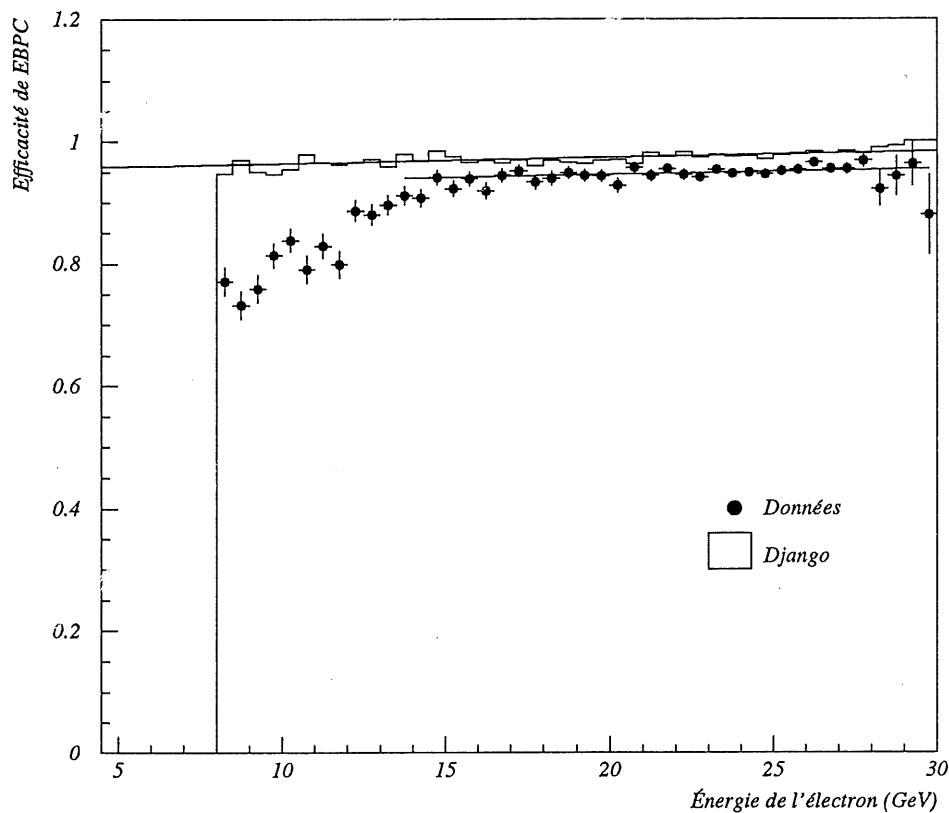


Figure VIII.4: Efficacité de EBPC pour les données et le Monte-Carlo

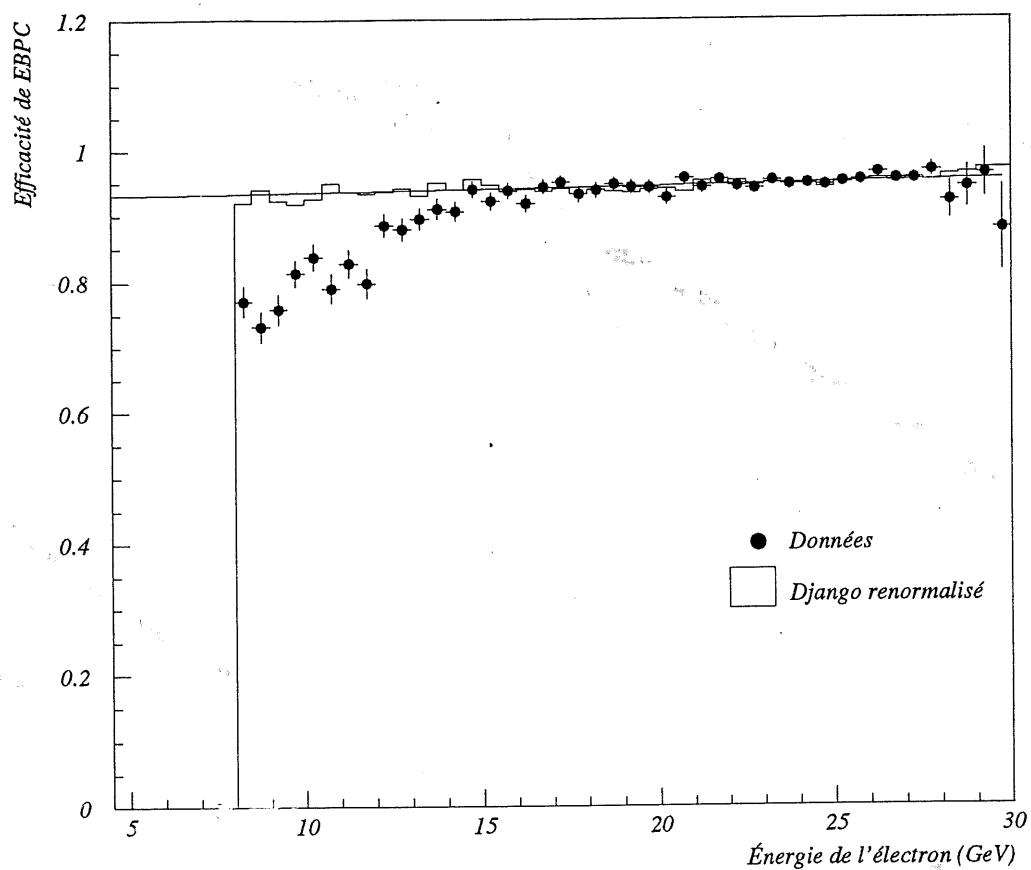


Figure VIII.5: Efficacité de EBPC, la distribution pour la simulation a été renormalisé aux données

L'efficacité de la sélection sur EAH4 peut être déterminée de la même manière. Une fonction de la forme: $\text{efficacité} = P1 + P2/(E_e + P3) + E * P4$ est ajustée sur l'efficacité donnée par le Monte-Carlo (figure VIII.6). Cet ajustement est alors renormalisé aux données par un facteur multiplicatif d'une valeur de $0,954 \pm 8.10^{-3}$. Dans la figure VIII.7, le Monte-Carlo a été réajusté aux données. Cette efficacité est donc appliquée pour les événements où l'électron se trouve dans l'argon liquide.

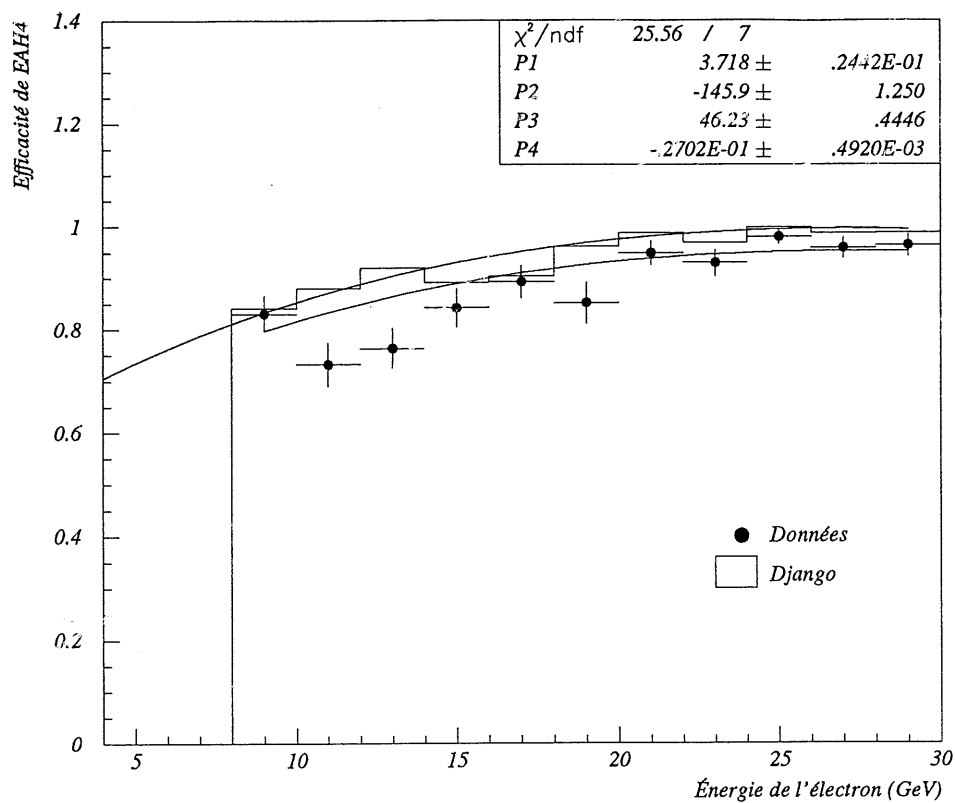


Figure VIII.6: Efficacité de EAH4 pour les données et le Monte-Carlo

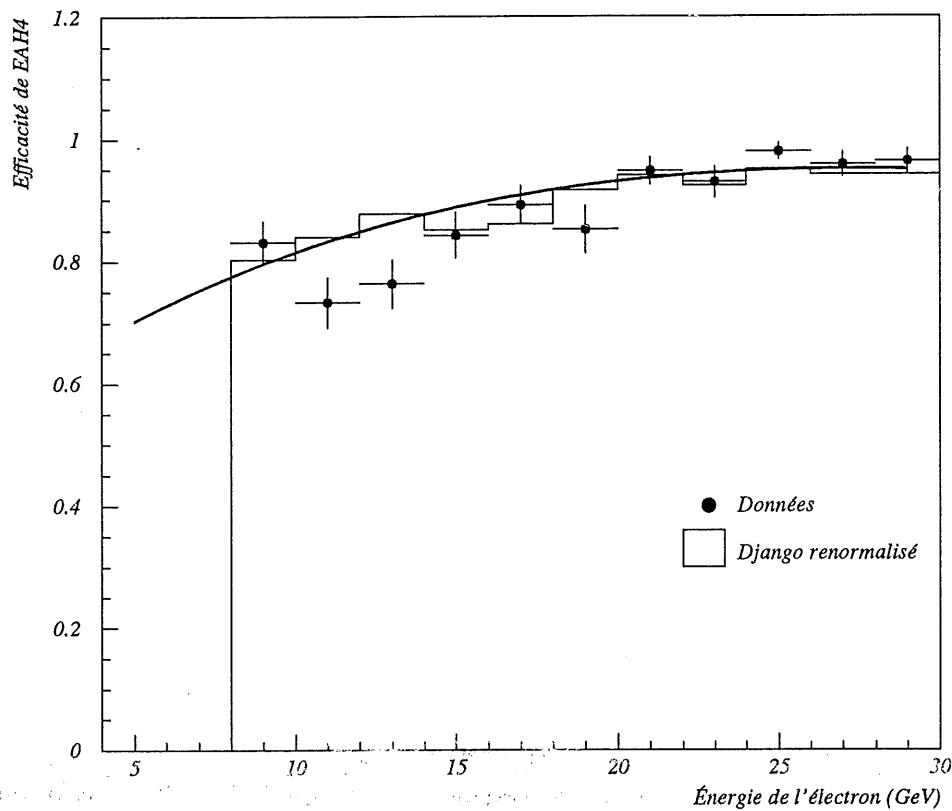


Figure VIII.7: Efficacité de EAH4, la distribution pour la simulation a été renormalisé aux données

La sélection sur E-P_z pose un problème un peu plus complexe. En effet, une partie des événements qu'elle rejette sont des vrais événements d'interaction profondément inélastique dans lesquels l'électron a rayonné un photon dans l'état initial. L'énergie perdue par ce photon fait diminuer la valeur de cet estimateur en dessous de la limite, et l'événement est rejeté. L'efficacité de cet estimateur est donc intimement liée à la correction nécessaire pour compenser les événements radiatifs. Ces deux corrections n'étant alors pas factorisables, la détermination l'efficacité de E-P_z est donc incluse dans celle des corrections radiatives.

La détermination de l'efficacité de la sélection sur le vertex (y compris sur sa position et sur l'estimateur VZOR) se révèle elle-aussi problématique. Il se pose en effet un problème de factorisation non pas avec un autre critère de sélection, mais avec la détermination de l'acceptance qui va être abordée dans le sous-chapitre suivant. Nous reviendrons donc sur la détermination de cette efficacité lors de l'étude des acceptances.

Nous avons donc passé en revue la plupart des sélections qui sont appliquées aux événements, et nous avons déterminé l'efficacité de chacune d'elles. Seule la sélection sur l'impulsion transverse n'a pas été abordée, son efficacité étant très proche de 100%.

VIII.3. - Acceptances

VIII.3.a. - Principe de calcul

La mesure de la section efficace différentielle suppose que la reconstruction des variables cinématiques x et Q^2 pour chaque événement soit parfaite. Ce n'est évidemment pas le cas et un facteur correctif pour chaque sous-domaine doit être calculé afin de prendre en compte le fait qu'une partie des événements dont les variables cinématiques appartiennent à un sous-domaine sont reconstruits dans un autre sous-domaine, du fait des erreurs de mesure de l'énergie et de l'angle θ de l'électron dans le cas de notre analyse. Ce facteur correctif est appelé "acceptance" et il est calculé ainsi:

$$A_{cc} = \frac{N_{rec}}{N_{gen}}$$

$$\Delta A_{cc} = A_{cc} \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{gen}}{N_{gen}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{rec}}{N_{rec}}\right)^2} = A_{cc} \sqrt{\frac{1}{N_{gen}} + \frac{1}{N_{rec}}}$$

où N_{gen} est le nombre d'événements dont les vraies variables cinématiques appartiennent à un sous domaine donné, et N_{rec} est le nombre d'événements dont les variables cinématiques sont reconstruites dans ce sous-domaine, quel que soit leur sous-domaine d'origine.

Une autre valeur est calculée parallèlement, bien qu'elle n'intervienne pas dans le calcul final de F_2 . Il s'agit de la pureté. Son principe de calcul est identique à celui de l'acceptance, mais n'intervient au numérateur que le nombre d'événements qui sont restés dans leur propre sous-domaine, c'est-à-dire les événements tels que les variables

cinématiques générées et reconstruites soient dans le même sous-domaine:

$$P_{ur} = \frac{N_{res}}{N_{gen}}$$

$$\Delta P_{ur} = P_{ur} \sqrt{\frac{1}{N_{gen}} + \frac{1}{N_{res}}}$$

où N_{res} est le nombre d'événements restants dans le sous-domaine. L'intérêt de la pureté est qu'elle permet de vérifier que la mesure de la section efficace que l'on effectue dans un sous-domaine est bien fondée sur un taux suffisamment important d'événements provenant réellement de ce sous-domaine. En pratique, nous ne retiendrons que les sous-domaines dont la pureté est supérieure à 40%.

Le calcul de l'erreur statistique sur l'acceptance donné ci-dessus est approché. Il doit normalement prendre en compte l'origine réelle des événements qui sont comptés dans les nombres d'événements reconstruits. Une formule plus réaliste pour le calcul de l'erreur sur l'acceptance est donnée ci-après. Cependant, étant donnée la faible statistique qui intervient actuellement, la différence entre les deux résultats est négligeable par rapport aux erreurs totales.

$$\Delta A_{cc} = \sqrt{\frac{P_{ur}(1-P_{ur})}{N_{gen}-1} + \left(\frac{N_{rec}-N_{res}}{N_{gen}}\right)^2 \left(\frac{1}{N_{gen}} + \frac{1}{N_{rec}-N_{res}}\right)}$$

Une ambiguïté subsiste vis-à-vis de la définition des sous-domaines lorsque ceux-ci sont amputés d'une partie de leurs événements par les critères de sélection "géométriques", c'est-à-dire ceux sur l'énergie de l'électron et sur l'angle θ . La question peut se poser de savoir s'il faut prendre en compte ces sélections dans le calcul des acceptances. Nous avons décidé dans notre analyse de considérer que ces sous-domaines étaient inclus géométriquement dans le domaine défini par les sélections en E_e et θ_e . Il n'est cependant pas possible de procéder de même vis-à-vis du troisième critère de sélection géométrique, qui est le critère rejetant les événements dont l'électron est situé dans la zone intermédiaire entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide (voir chapitre VI). En effet, ce critère ne peut pas se définir simplement en fonction de x et Q^2 , ni en fonction de E et θ , il n'est donc pas possible de modifier simplement la géométrie des sous-domaines affectés par ce critère. Nous avons donc décidé de corriger ses effets directement dans le calcul des acceptances. N_{gen} est donc déterminé en appliquant l'ensemble des critères de sélection définis dans le chapitre VI sauf celui concernant la zone intermédiaire, tandis que N_{rec} est calculé avec toutes les sélections appliquées, y compris celle sur cette zone. Ce calcul ne peut bien évidemment pas être fait à partir des données, il est fait à partir de la simulation Monte-Carlo DJANGO MRSH.

Les erreurs sur cette mesure proviennent de deux sources: d'une part des erreurs statistiques provenant du nombre d'événements fini du Monte-Carlo, et d'autre part de la méconnaissance des fonctions de structures. Cette deuxième erreur est estimée en recalculant les acceptances à partir d'un Monte-Carlo DJANGO utilisant la paramétrisation MRSD', et en faisant la différence entre ce résultat et le résultat obtenu avec DJANGO MRSH. Ces deux erreurs sont sommées quadratiquement.

VIII.3.c. - Calcul et discussion

Les acceptances sont calculées à partir du Monte-Carlo DJANGO avec la paramétrisation MRSB, en utilisant les relations données dans le paragraphe a). Elles sont calculées en appliquant l'ensemble des critères de sélections au numérateur et au dénominateur, à l'exception du critère géométrique sur la région de transition BEMC-calorimètre à argon liquide qui n'est pas appliqué au dénominateur. Cependant, nous avons fait allusion dans la sous-partie précédente à un problème de factorisation entre la sélection sur le vertex et les acceptances. Ceci peut être mis en évidence simplement. D'une part, les acceptances sont calculées suivant la méthode décrite précédemment, puis multipliées à l'efficacité de la sélection sur le vertex (c'est-à-dire sur son existence, sur sa position, et sur l'estimateur VZOR) calculée avec le Monte-Carlo. D'autre part, elles sont calculées en n'appliquant pas la sélection sur le vertex au dénominateur, c'est-à-dire pour la détermination du nombre d'événements générés dans le sous-domaine. Le rapport de ces deux nombres est ensuite fait, il est montré sur la figure VIII.8 pour chaque sous-domaine. Si l'efficacité sur le vertex était factorisable avec les acceptances, ce nombre vaudrait uniformément 1. Or, s'il est effectivement proche de 1 à grand y , on remarque que à petit y il devient successivement plus petit puis plus grand.

Ceci peut s'interpréter par la mauvaise mesure des variables cinématiques à petit y . Si on considère un sous-domaine à très petit y , les événements qui sont générés dans ce sous-domaine sont pour la plupart rejetés par la sélection sur le vertex (l'état final hadronique est fortement orienté vers l'avant pour ces événements). Le rapport des acceptances avec et sans cette sélection est donc fortement supérieure à 1, le nombre d'événements reconstruits dans ce sous-domaine étant égal dans les deux cas. En tenant compte de l'efficacité, ce rapport devrait normalement revenir à la valeur 1. Cependant, l'incertitude sur la mesure des variables cinématiques reconstruite fait en sorte qu'un certain nombre d'événements sont reconstruits dans ce sous-domaine, et qu'ils ne sont pas rejetés par la sélection sur le vertex. En conséquence, l'efficacité calculée de cette sélection, qui est déterminée en fonction des variables cinématiques reconstruites, est beaucoup plus grande qu'elle ne l'est réellement dans ce sous-domaine. Elle ne compense donc pas totalement le rapport des acceptances, et le rapport total est supérieur à 1.

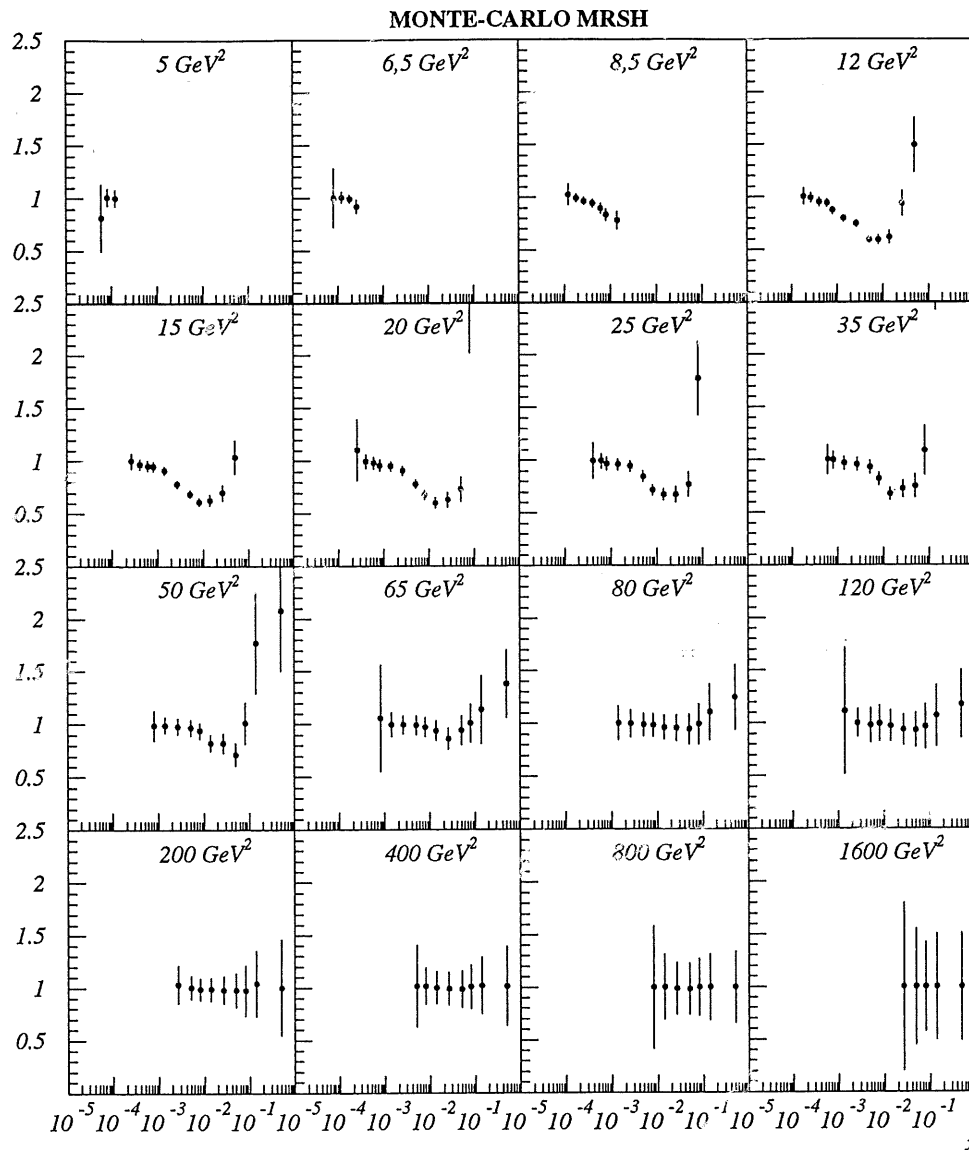


Figure VIII.8: Rapport entre l'acceptance normale multipliée par l'efficacité de la sélection du vertex et l'acceptance calculée sans la sélection sur le vertex. Le rapport doit être égal à 1 si l'hypothèse de factorisation de l'efficacité de vertex est vérifiée.

La situation inverse pour les y "intermédiaires" (vers $x=10^{-2}$) s'explique de la même façon. Les événements situés dans cette région au niveau généré ne sont pas rejetés par la sélection sur le vertex (Elle est liée à l'état final hadronique principalement, donc à la vraie valeur des variables cinématiques). Le rapport des acceptances est donc proche de 1. En revanche, l'efficacité calculée du vertex est faible bien que l'efficacité réelle soit proche de 100%. En effet, un certain nombre d'événements situés à très petit y au niveau généré sont reconstruits dans cette région, par mauvaise mesure des variables cinématiques (la méthode de l'électron est déficiente à petit y) et aussi à cause des événements faiblement radiatifs. Ces événements étant rejetés par la sélection sur le vertex, l'efficacité mesurée est donc plus faible qu'elle n'est en réalité. Le rapport total est alors plus petit que 1.

L'efficacité de la sélection sur le vertex et les acceptances ne sont donc pas factorisables pour la méthode de l'électron à cause du décalage qui apparaît à petit y entre

les variables cinématiques générées et celles reconstruites. Les valeurs des acceptances utilisées dans cette analyse sont donc celles calculées en n'appliquant pas la sélection sur le vertex au dénominateur. En anticipant sur le reste du chapitre, on peut vérifier ce choix en procédant à la mesure de F_2 à partir du Monte-Carlo MRSH. Pour éviter des problèmes de cohérence, les sélection sur ECRA, EBPC et EAH4 ne sont pas appliquées et aucune efficacité n'est prise en compte. La figure VIII.9 montre ce calcul, et elle démontre, par un bon accord entre F_2 mesuré et la valeur théorique donnée par la paramétrisation, que la méthode de mesure de F_2 décrite jusqu'à présent est cohérente. À titre de vérification, la même chose a été faite en utilisant une autre simulation Monte-Carlo Django MRSD-', avec les mêmes valeurs pour les acceptances, c'est-à-dire celles calculées à partir de MRSH. Le résultat est donné dans la figure VIII.10, il montre là aussi la bonne cohérence de la méthode. La figure VIII.11 montre les valeurs des acceptances finales.

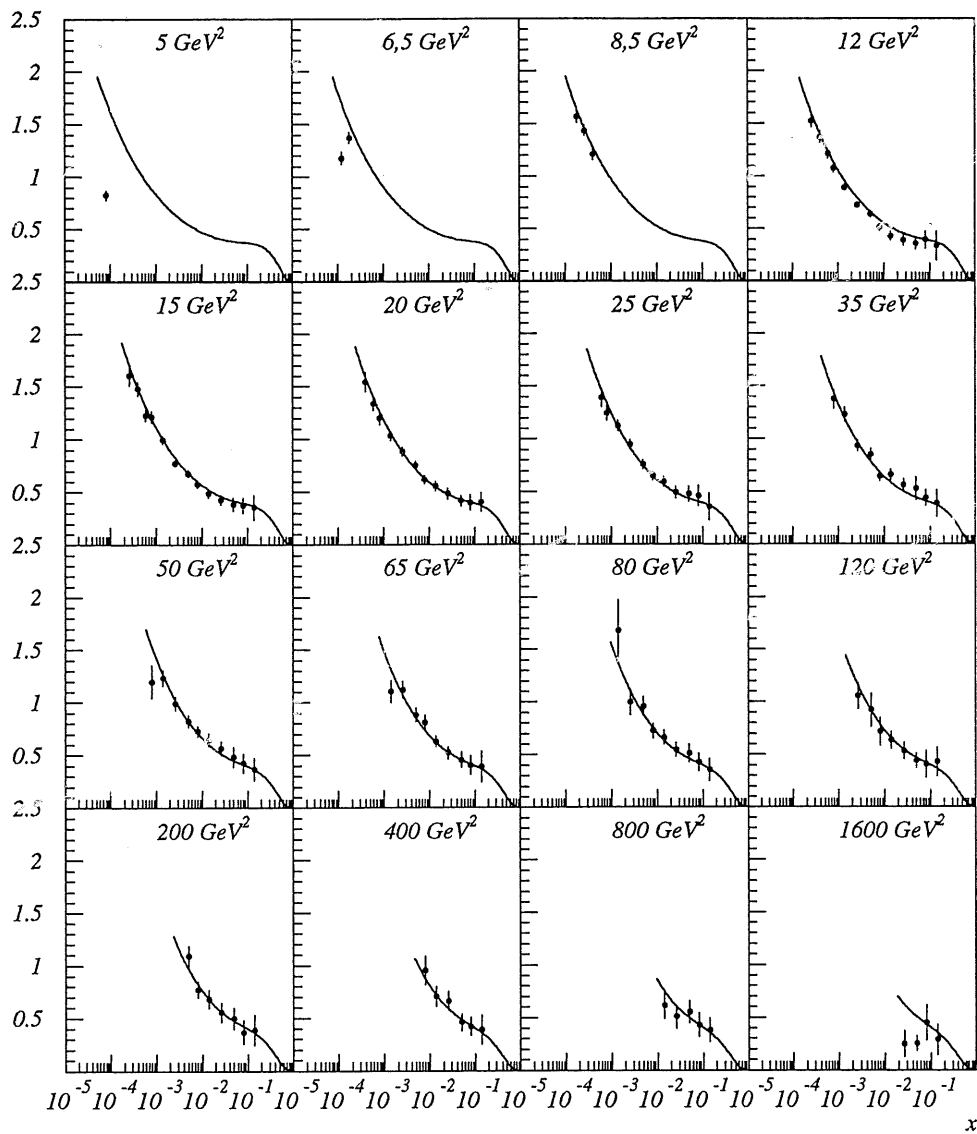


Figure VIII.9: Valeurs de F_2 calculées à partir du Monte-Carlo Django MRSH, utilisant l'acceptance déterminée sans la sélection sur le vertex. Les sélections sur ECRA, EBPC et EAH4 ne sont pas appliquées.

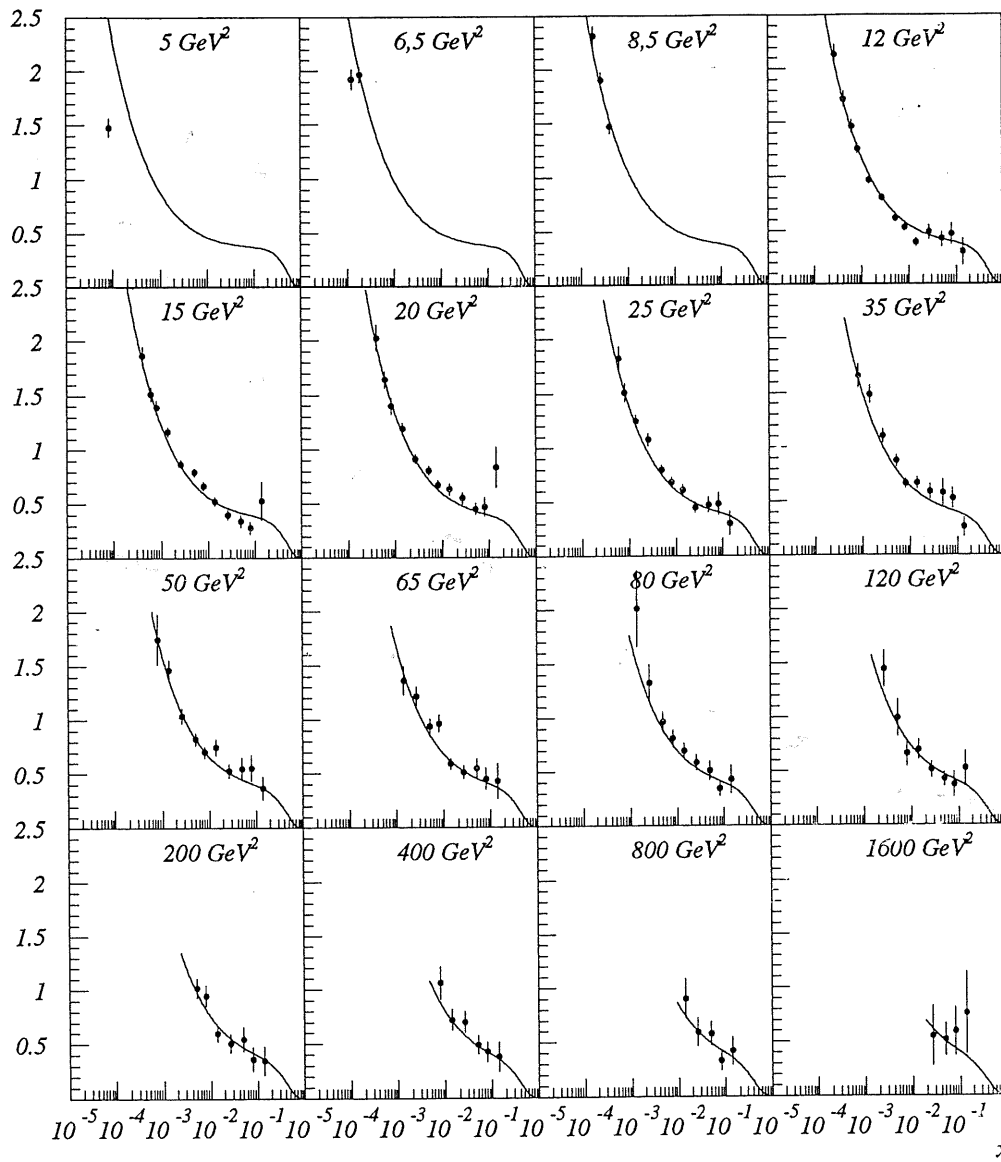


Figure VIII.10: Valeur de F_2 calculée à partir du Monte-Carlo MRSD-' sans les sélections sur ECRA, EBPC et EAH4, en utilisant la même acceptence

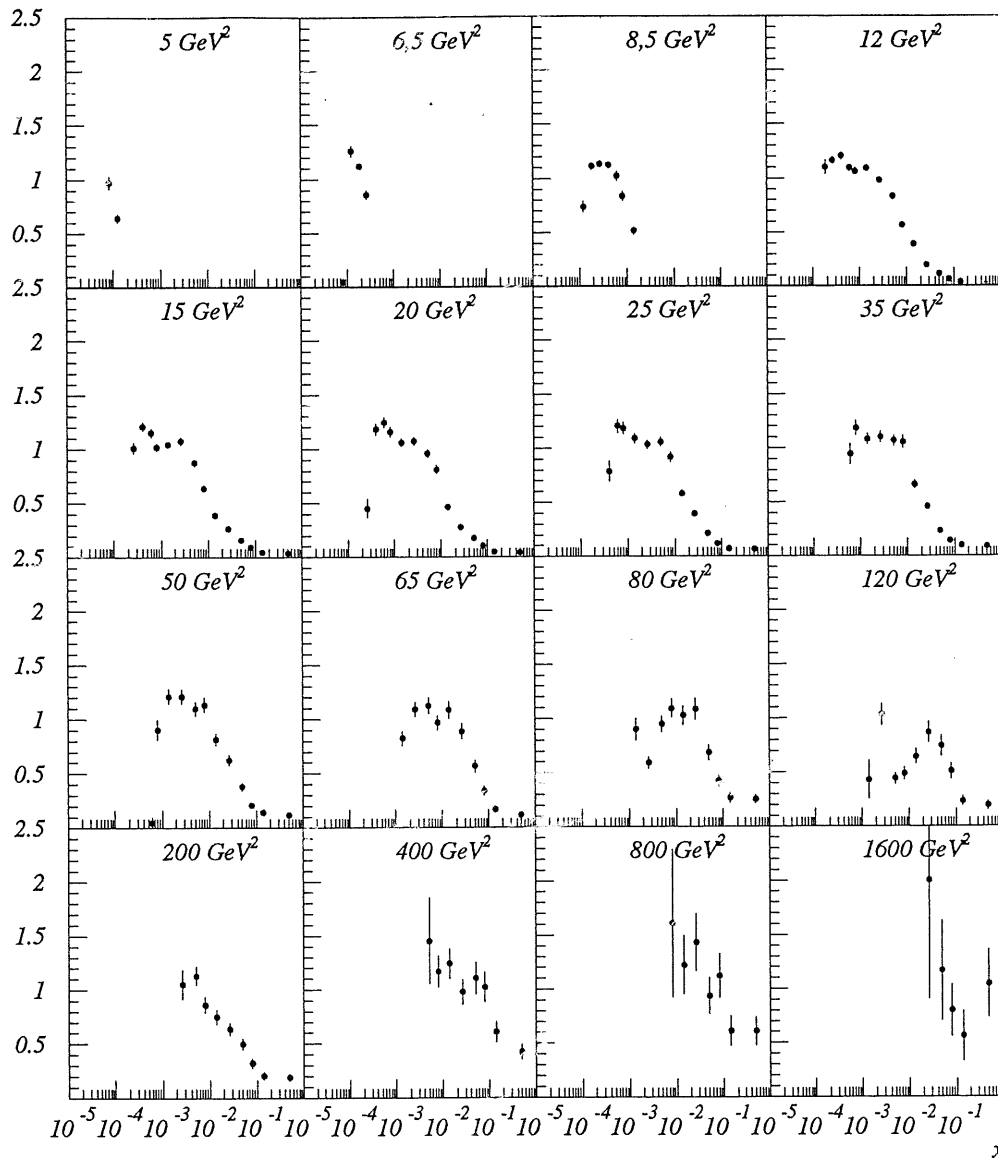


Figure VIII.11: Acceptances en fonction de x et Q^2 , les barres d'erreurs représentent les erreurs statistiques

L'efficacité de la sélection sur le vertex, telle qu'elle a été intégrée dans l'acceptance, est cependant conditionnée à la bonne description des données par la simulation vis-à-vis de cette sélection. Il convient donc de vérifier l'accord données-Monte-Carlo de cette efficacité. La figure VIII.12 montre le rapport entre celle déterminée par les données et celle par la simulation (Pour diminuer l'influence du bruit de fond non-physique dans le lot sans sélection sur le vertex, la sélection sur ECRA et EBPC a été renforcée et une suppression du bruit de fond restant a été effectuée en utilisant les événements pilotes). Ce rapport est proche de 1 à grand y pour les Q^2 jusqu'à 65 GeV^2 . À plus petit y , ce rapport est un peu plus grand, ce qui peut s'expliquer par le fait que plus de traces sont reconstruites dans les données que dans la simulation, ce qui augmente la probabilité de reconstruire un vertex. Pour les Q^2 supérieurs à 80 GeV^2 , le rapport fluctue beaucoup. L'efficacité donnée par le Monte-Carlo reste proche de 100%, les fluctuations proviennent

des données. Ceci peut s'expliquer par du bruit de fond restant dans le lot d'événements sans sélection sur le vertex et qui, du fait de la faible statistique à grand Q^2 , influe fortement sur la détermination de l'efficacité.

Afin de prendre en compte la différence entre données et Monte-Carlo, ce rapport est inclus avec les autres efficacités dans le calcul global, en se limitant aux sous-domaines jusqu'à Q^2 égal à 65 GeV^2 . Au-dessus de cette limite, aucune correction n'a été faite pour l'efficacité de la sélection sur le vertex.

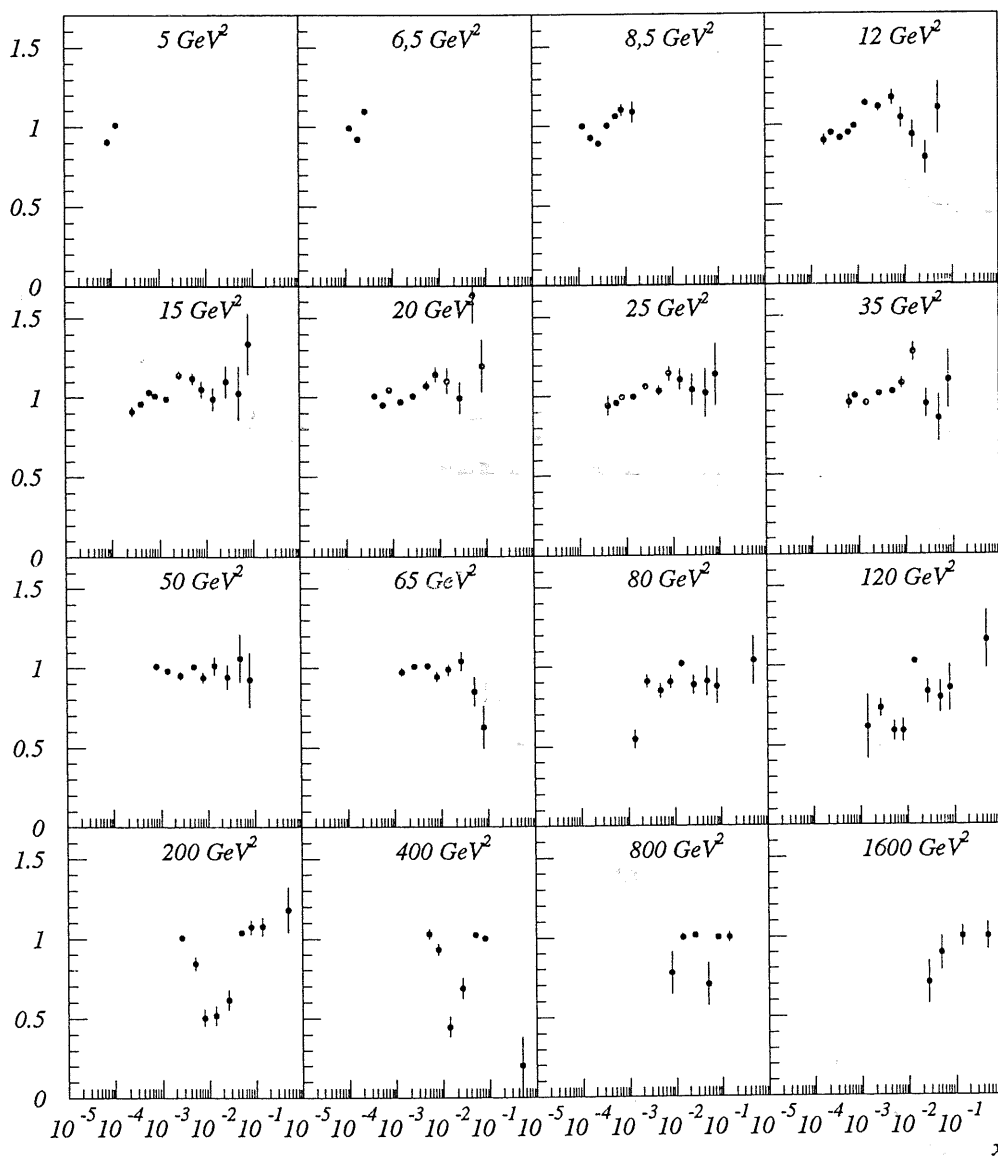


Figure VIII.12: Rapport de l'efficacité du vertex entre les données et la simulation

VIII.4. - Corrections radiatives

VIII.4.a. - Nature et effet sur F2

La mesure des variables cinématiques d'un événement par la méthode de l'électron suppose que l'énergie initiale de l'électron est parfaitement connue, et l'énergie finale bien mesurée. Cette mesure peut alors être faussée si l'électron a rayonné un photon réel avant ou après l'interaction. Le cas où le photon a été rayonné après (rayonnement à l'état final) pose relativement peu de problèmes: Dans la plupart des cas, le photon est émis colinéairement à l'électron et les deux amas d'énergie sont confondus. En revanche, le cas où le photon a été rayonné avant l'interaction est beaucoup plus problématique. Le photon poursuit son trajet dans le tube à vide et n'est pas détecté, sauf dans un cas sur dix environ où il est observé dans le Photon Detector. Le calcul des variables cinématiques par la méthode de l'électron est alors faux, l'énergie initiale réelle de l'électron étant alors de celle utilisée dans le calcul. Notre sélection sur E-P_z rejette les événements radiatifs où le photon a une énergie assez importante (environ plus de 12 GeV), mais les événements avec un photon de plus faible énergie restent dans notre lot.

Ce phénomène va surtout avoir de l'importance à grand y pour la méthode par l'électron. En effet, après avoir rayonné un photon, l'électron incident a une énergie plus faible, donc l'électron diffusé aura une énergie plus faible pour un y donné. Le calcul de y par l'électron étant en $1 - E_e(1 - \cos(\theta))/2E_e^i$, une énergie de l'électron diffusé plus faible (pour une énergie incidente nominale) va donner une valeur de y plus proche de 1. Ce sont donc les sous-domaines à grand y qui vont donc être le plus perturbés, à cause des événements radiatifs du pic cinématique (à grande statistique) qui vont y être reconstruits.

VIII.4.b. - Correction par Monte-Carlo

Un facteur de correction doit donc être déterminé, afin d'obtenir une valeur de la section efficace vraie (section efficace dite "Born"), sans l'influence de la radiation. Une étude détaillée sur la détermination de ce facteur peut être trouvée dans [106] et [107]. Il est en fait calculé grâce à la relation suivante:

$$C_{rad} = \frac{\int_{\text{sous-domaine}} d^2 \sigma_{Born}}{\int_{\text{sous-domaine}} d^2 \sigma_{Born+rad}}$$

Le numérateur est calculé à partir du Monte-Carlo DJANGO en supprimant les phénomènes de rayonnement de photons par l'électron, alors que le dénominateur est calculé avec le Monte-Carlo DJANGO classique. Les valeurs de C_{rad}, dont le calcul est détaillé dans l'étude citée, sont montrées sur la figure VIII.13. Celle-ci montre que le facteur est inférieur à 1 à grand y (pour les petits x et les grands Q²) afin de compenser le surplus dû aux événements radiatifs. Ces corrections restent cependant inférieures à 20 % pour la quasi totalité des points.

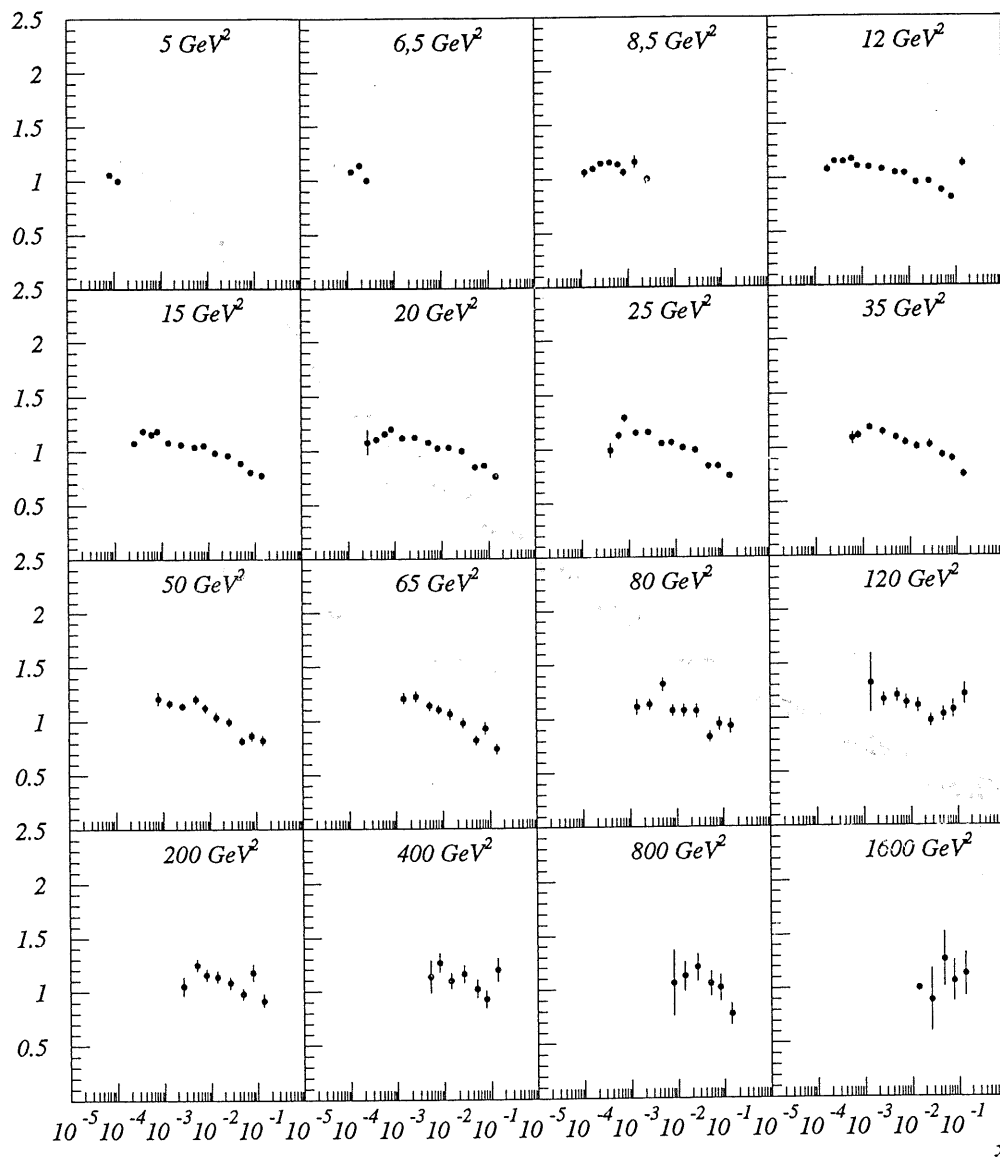


Figure VIII.13: Facteur de correction C_{rad} de la radiation

VIII.5. - Corrections dues au pavage

VIII.5.a. - Corrections de centre de sous-domaine

On a vu au début de chapitre que la section efficace différentielle en un point donné d'un sous-domaine se calculait à partir de la section efficace intégrée sur l'ensemble de ce sous-domaine, divisée par sa surface et multiplié par un facteur correctif. La signification de ce facteur est que le point où l'on cherche à mesurer la section efficace différentielle, qui est un point sensiblement au centre du sous-domaine, ne se trouve pas au centre de gravité pondéré par la section efficace de ce sous-domaine (point qui reste inconnu de nous). Ce facteur de correction est en fait le rapport entre la section efficace au point voulu

et la section efficace au centre de gravité. Il est calculé grâce à la relation suivante:

$$C_D = \frac{\frac{d^2\sigma(x_0, Q_0^2)}{dx dQ^2}}{\int_D \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} dx dQ^2} \times S_D$$

L'intégrale est calculée numériquement [108] à partir de la section efficace donnée par la paramétrisation MRSH sur 10 000 itérations dans le sous-domaine, les sélections cinématiques en énergie et θ de l'électron étant appliquées. La valeur moyenne de ces mesures est alors prise et multipliée par la surface du sous-domaine (voir le paragraphe suivant pour son calcul). La section efficace au point voulu (x_0, Q_0) est alors calculée par la paramétrisation, ce qui permet d'obtenir le facteur correctif. L'erreur sur ce facteur est obtenu en comparant sa mesure à celles faites à partir des paramétrisations MRSD-' et MRSDO'. La valeur absolue de la différence entre les facteurs donnés par l'une de ces paramétrisations et MRSH est calculée, et le maximum de ces deux valeurs est pris comme erreur.

VIII.5.b. - Surface des cellules

Le calcul des surfaces des sous-domaines ne peut pas non plus se faire analytiquement, du fait de la présence des critères de sélections géométriques E et θ . Il s'effectue en fait de la même manière que pour le facteur de correction, en testant 10 000 points pris au hasard et en calculant le rapport entre le nombre de points passant la sélection sur le nombre de points total. La surface du sous-domaine après sélection est alors égale au produit de la surface du sous-domaine hors sélection (qui peut être calculée analytiquement) et de ce rapport.

VIII.6. - Détermination finale de F₂

VIII.6.a. - Luminosité

La luminosité peut être mesurée par deux moyens différents dans H1. La première méthode utilise le système de mesure de luminosité composé du Photon Detector et de l'Electron Tagger (voir chapitre II). Il utilise les événements de Bethe-Heitler dont la section efficace est bien connue et relativement élevée. L'erreur statistique est donc négligeable pour cette mesure. En revanche, cette mesure est très sensible à la fois à la calibration en énergie des deux sous-détecteurs et à la variation d'acceptance de ceux-ci suivant la position des faisceaux de particules. L'autre méthode utilise les événements (voir chapitre VII) élastiques [109]. Comme l'électron et le photon sont tous deux observés dans le détecteur, l'erreur systématique due à la calibration du détecteur est plus petite. En revanche, l'erreur statistique est plus élevée.

La luminosité intégrée prise en compte dans notre analyse après notre sélection de périodes de prise de données est de 271.3 nb⁻¹, avec une erreur systématique de 4,5 %. L'erreur totale sur la mesure par la méthode des événements était de l'ordre de 9%, elle sera plus petite à l'avenir.

VIII.6.b. - Résolution du détecteur

Nous allons ici rappeler les différentes erreurs qui affectent cette mesure. Elles peuvent avoir plusieurs origines, soit statistiques soit systématiques. Les erreurs statistiques, qui sont reliées aux nombres d'événements dans chaque sous-domaine, sont déterminées suivant la loi de Poisson. Les erreurs systématiques ont diverses provenances, qui sont: l'erreur sur la détermination de la luminosité, l'erreur sur les efficacités de sélection, l'erreur sur l'acceptance, l'erreur sur les corrections radiatives, ainsi que l'erreur sur la détermination des corrections de centre de sous-domaine. À cela, il faut ajouter les erreurs qui découlent de la résolution en énergie et en angle du détecteur. Enfin, le passage à F_2 nécessite de prendre en compte l'erreur due à la mauvaise connaissance du paramètre R .

Les erreurs sur les différents facteurs qui ont été déterminés jusqu'à présent ont été calculées en parallèle. En revanche, la résolution du détecteur n'a pas encore été prise en compte. Nous avons estimé dans le chapitre VII l'erreur systématique faite sur la mesure en énergie. Une étude [110] a déterminé l'erreur sur la mesure de l'angle θ , donnant une résolution de $2,5 \pm 0,3$ mrad à l'arrière (dans la zone de couverture angulaire de la BPC), et une résolution de $5,8 \pm 0,3$ mrad dans le reste du détecteur. L'influence de l'erreur sur la mesure de l'énergie et de l'angle de l'électron est surtout sensible pour la détermination des acceptances. L'erreur totale sur l'acceptance est donc déterminée en faisant la somme géométrique de chacune de ces erreurs provenant de la résolution en énergie et en θ de l'électron, ainsi que de l'influence des fonctions de structures. L'erreur statistique est sommé en quadrature avec les autres erreurs.

Les erreurs sur l'acceptance provenant de la résolution en énergie sont déterminées en appliquant un décalage en énergie positif puis négatif, d'une valeur de $100 \pm 3\%$ dans le calorimètre à argon liquide et de $100 \pm 1,36\%$ pour le BEMC, et en recalculant les acceptances avec ce décalage. L'erreur est alors calculée en prenant la moitié de la différence entre les résultats trouvés pour ces deux décalages. La même chose est ensuite faite avec un décalage en θ de $\pm 2,5$ mrad pour le BEMC et de $\pm 5,8$ mrad pour le calorimètre à argon liquide.

L'erreur sur l'énergie (Tableau VIII.1) a une influence assez faible, étant donné que notre mesure est faite à y relativement grande, elle donne une erreur sensible uniquement pour les points qui ont leur y le plus faible. L'erreur sur l'angle joue un rôle plus particulièrement à petit Q^2 , où elle domine. En revanche, l'erreur sur la paramétrisation n'intervient que faiblement, et uniquement dans les régions à grand y et pour les grands Q^2 .

VIII.6.c. - Mesure de F_2

On utilise la relation indiquée en début de chapitre pour calculer la section efficace différentielle puis la fonction de structure F_2 . Le calcul de la section efficace est fait facilement étant donné que tous les éléments sont déjà calculés. L'erreur sur cette mesure est calculée en sommant en quadrature les erreurs relatives de chacun des facteurs multiplicatifs qui interviennent dans le calcul. Le calcul de F_2 demande la connaissance du paramètre R . Ce paramètre est calculé directement à partir de la paramétrisation MRSH pour chaque valeur de x et Q^2 au centre des sous-domaines. La figure VIII.14 montre les

valeurs de F_2 en fonction de x et de Q^2 .

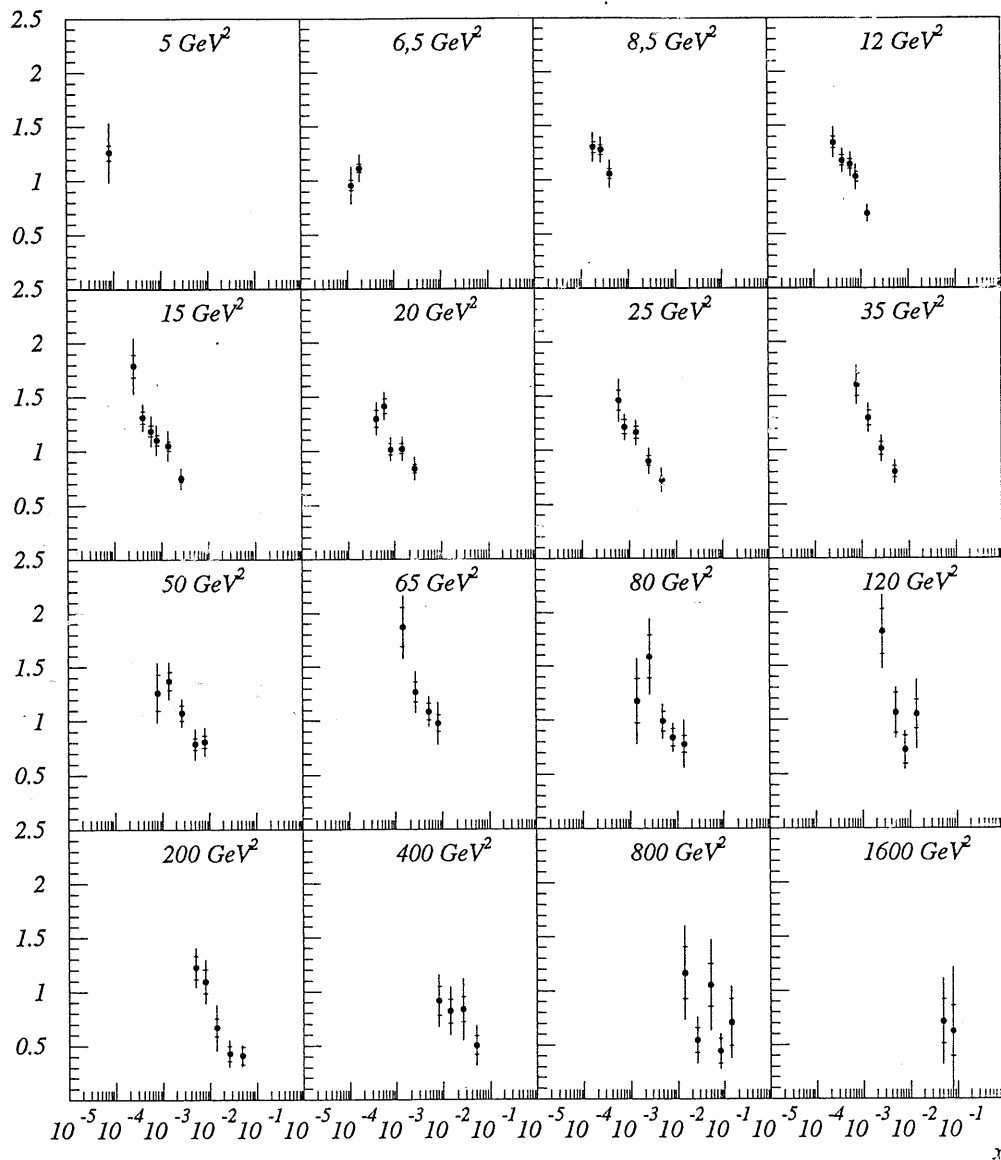


Figure VIII.14: Fonction de structure F_2 mesurée par la méthode de l'électron, les barres extérieures représentent l'ensemble des erreurs, les barres intérieures les erreurs statistiques

VIII.7. - Conclusion

Ce chapitre nous a donc permis de procéder au calcul final de la fonction de structure F_2 , en tenant compte de l'ensemble des effets qui pouvaient perturber cette mesure. Les erreurs données sur cette mesure tiennent compte de l'ensemble des incertitudes de l'analyse.

Q^2 (GeV ²)	x	y	F ₂	erreur stat.	erreur totale	erreur E _e	Erreur θ _e
6.5	0.000114	0.650	0.958	0.046	0.172	0.075	0.063
6.5	0.000158	0.470	1.116	0.040	0.120	0.057	0.050
8.5	0.000178	0.544	1.302	0.048	0.131	0.076	0.080
8.5	0.000261	0.372	1.280	0.045	0.113	0.069	0.074
8.5	0.000383	0.253	1.059	0.044	0.120	0.055	0.088
12.0	0.000261	0.526	1.345	0.053	0.135	0.075	0.081
12.0	0.000383	0.358	1.178	0.047	0.109	0.070	0.067
12.0	0.000562	0.244	1.143	0.045	0.109	0.060	0.089
12.0	0.000825	0.166	1.027	0.041	0.112	0.092	0.063
12.0	0.001334	0.103	0.690	0.025	0.079	0.057	0.054
15.0	0.000261	0.657	1.792	0.105	0.253	0.142	0.137
15.0	0.000383	0.447	1.315	0.057	0.122	0.074	0.095
15.0	0.000562	0.305	1.188	0.050	0.135	0.068	0.084
15.0	0.000825	0.208	1.105	0.049	0.135	0.100	0.076
15.0	0.001334	0.128	1.050	0.039	0.138	0.085	0.078
15.0	0.002372	0.072	0.746	0.030	0.095	0.083	0.046
20.0	0.000383	0.596	1.297	0.078	0.150	0.104	0.099
20.0	0.000562	0.406	1.414	0.067	0.127	0.088	0.094
20.0	0.000825	0.277	1.016	0.052	0.103	0.073	0.072
20.0	0.001334	0.171	1.020	0.045	0.106	0.079	0.074
20.0	0.002372	0.096	0.838	0.038	0.106	0.089	0.060
25.0	0.000562	0.508	1.463	0.090	0.189	0.116	0.121
25.0	0.000825	0.346	1.214	0.067	0.118	0.087	0.096
25.0	0.001334	0.214	1.167	0.055	0.112	0.083	0.084
25.0	0.002372	0.120	0.902	0.046	0.115	0.081	0.073
25.0	0.004214	0.068	0.724	0.041	0.110	0.098	0.054
35.0	0.000562	0.711	0.002	0.000	0.001	0.000	0.000
35.0	0.000825	0.484	1.606	0.105	0.178	0.137	0.146
35.0	0.001334	0.300	1.298	0.071	0.132	0.104	0.094
35.0	0.002372	0.169	1.014	0.057	0.118	0.103	0.077
35.0	0.004214	0.095	0.800	0.050	0.103	0.085	0.073
50.0	0.000825	0.692	1.265	0.165	0.274	0.209	0.211
50.0	0.001334	0.428	1.375	0.085	0.170	0.111	0.125
50.0	0.002372	0.241	1.077	0.070	0.131	0.093	0.094
50.0	0.004214	0.135	0.789	0.054	0.140	0.094	0.072
50.0	0.007497	0.076	0.811	0.058	0.130	0.119	0.076

65.0	0.001334	0.556	1.868	0.181	0.289	0.244	0.233
65.0	0.002372	0.313	1.269	0.090	0.186	0.128	0.124
65.0	0.004214	0.176	1.087	0.078	0.139	0.114	0.108
65.0	0.007497	0.099	0.979	0.081	0.194	0.116	0.107
80.0	0.001334	0.685	1.176	0.205	0.393	0.248	0.243
80.0	0.002372	0.385	1.590	0.199	0.347	0.244	0.247
80.0	0.004214	0.217	0.989	0.092	0.159	0.144	0.121
80.0	0.007497	0.122	0.839	0.081	0.130	0.111	0.107
80.0	0.013342	0.068	0.779	0.078	0.216	0.168	0.110
120.0	0.002372	0.578	1.820	0.209	0.336	0.289	0.274
120.0	0.004214	0.325	1.066	0.186	0.237	0.220	0.220
120.0	0.007497	0.183	0.723	0.132	0.174	0.159	0.163
120.0	0.013342	0.103	1.054	0.134	0.319	0.272	0.180
200.0	0.004214	0.542	1.226	0.109	0.174	0.144	0.146
200.0	0.007497	0.305	1.097	0.109	0.198	0.165	0.141
200.0	0.013342	0.171	0.670	0.083	0.213	0.128	0.101
200.0	0.023717	0.096	0.428	0.070	0.124	0.119	0.081
200.0	0.042142	0.054	0.409	0.082	0.098	0.093	0.093
400.0	0.007497	0.609	0.917	0.132	0.240	0.181	0.176
400.0	0.013342	0.342	0.820	0.112	0.218	0.155	0.143
400.0	0.023717	0.193	0.835	0.116	0.282	0.177	0.153
400.0	0.042142	0.108	0.501	0.085	0.184	0.151	0.110
800.0	0.013342	0.685	1.166	0.238	0.429	0.388	0.353
800.0	0.023717	0.385	0.544	0.116	0.212	0.160	0.154
800.0	0.042142	0.217	1.053	0.195	0.415	0.282	0.276
800.0	0.074967	0.122	0.442	0.114	0.158	0.144	0.140
800.0	0.133417	0.068	0.710	0.214	0.328	0.279	0.298
1600.0	0.042142	0.434	0.715	0.206	0.395	0.350	0.349
1600.0	0.074967	0.244	0.625	0.236	0.593	0.308	0.302

Tableau VIII.1: Valeurs de F_2 et erreurs statistiques, totales, et contribution aux erreurs systématiques de la résolution en énergie et en angle θ

IX. - Interprétation des résultats

Ce chapitre a pour but de comparer les résultats obtenus par cette analyse avec les résultats obtenus dans H1, et dans les expériences plus anciennes. Différentes paramétrisations décrites dans le chapitre V sont aussi comparées avec ce résultat. Un comportement phénoménologique est ensuite ajusté.

IX.1. - Comparaison avec les autres mesures

Plusieurs paramétrisations des fonctions de structure ont été présentées dans le chapitre V. La figure IX.1 montre la valeur de F_2 obtenue ici avec les quatre paramétrisations MRSH, MRSD-', MRSD0' et GRV. On peut remarquer que la paramétrisation MRSD0', qui suppose une distribution de gluons $xg(x)$ constante à petit x n'est pas en accord par les données. Les autres paramétrisations n'offrent pas suffisamment de différences pour que les données puissent faire un choix décisif. Cependant, à petit Q^2 , il semble que la paramétrisation MRSD-' passe par des valeurs trop grandes pour être en bon accord avec les données. D'une manière générale, la fonction de structure mesurée semble adopter à petit Q^2 des valeurs plus petites que celles données par ces trois paramétrisations, alors que l'accord est meilleur à plus grand Q^2 .

La figure IX.2 compare la fonction de structure mesurée ici avec la mesure faite par la collaboration H1 en 1994 [111]. Les données des collaborations NMC et BCDMS ont été ajoutées à grand x . La mesure H1 est une combinaison de deux mesures faites par deux méthodes différentes. La première a été faite en utilisant les mêmes critères de sélection que dans l'analyse qui a été présentée ici, mais en utilisant la méthode Σ pour reconstruire les variables cinématiques (voir chapitre V). Elle a donc pu mesurer F_2 à plus grand x , se rapprochant ainsi des mesures des expériences antérieures. L'autre mesure a utilisé la méthode de reconstruction des variables cinématiques par l'électron, mais en prenant des critères de sélection différents. En particulier, le domaine cinématique a été limité en demandant une énergie de l'électron supérieure à 10,6 GeV, et la sélection sur l'estimateur $E-P_z$ n'a pas été appliquée. Enfin, les mesures faites à petit Q^2 (en dessous de 8,5 GeV²) ont utilisé un lot d'événements plus réduit où le point d'interaction avait été déplacé de 80 cm vers l'avant du détecteur le long de l'axe du faisceau, permettant de mesurer des électrons à plus grand θ et donc à plus petit Q^2 [112, 113]. Ces différentes mesures sont cohérentes entre elles. Une étude complémentaire présentée dans la même référence a montré que la divergence de F_2 à petit x ne pouvait pas se justifier par les processus diffractifs, c'est-à-dire les processus où le photon interagit avec un objet non coloré émis par le proton. La courbe montrée sur cette figure est un ajustement phénoménologique réalisé sur les données de H1, de NMC et de BCDMS. Cet ajustement va être discuté dans le paragraphe suivant.

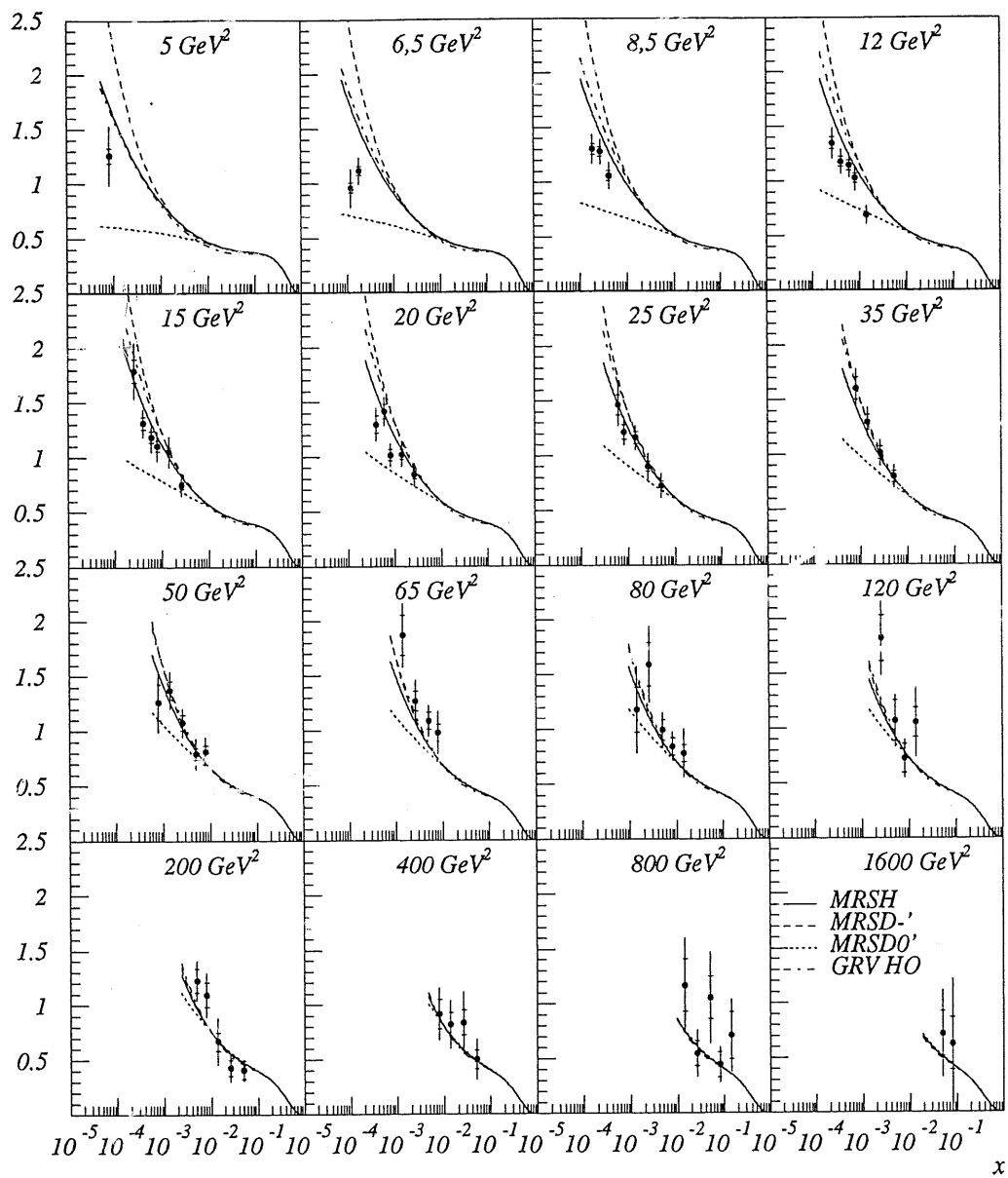


Figure IX.1: Comparaison de F_2 mesuré avec différentes paramétrisations

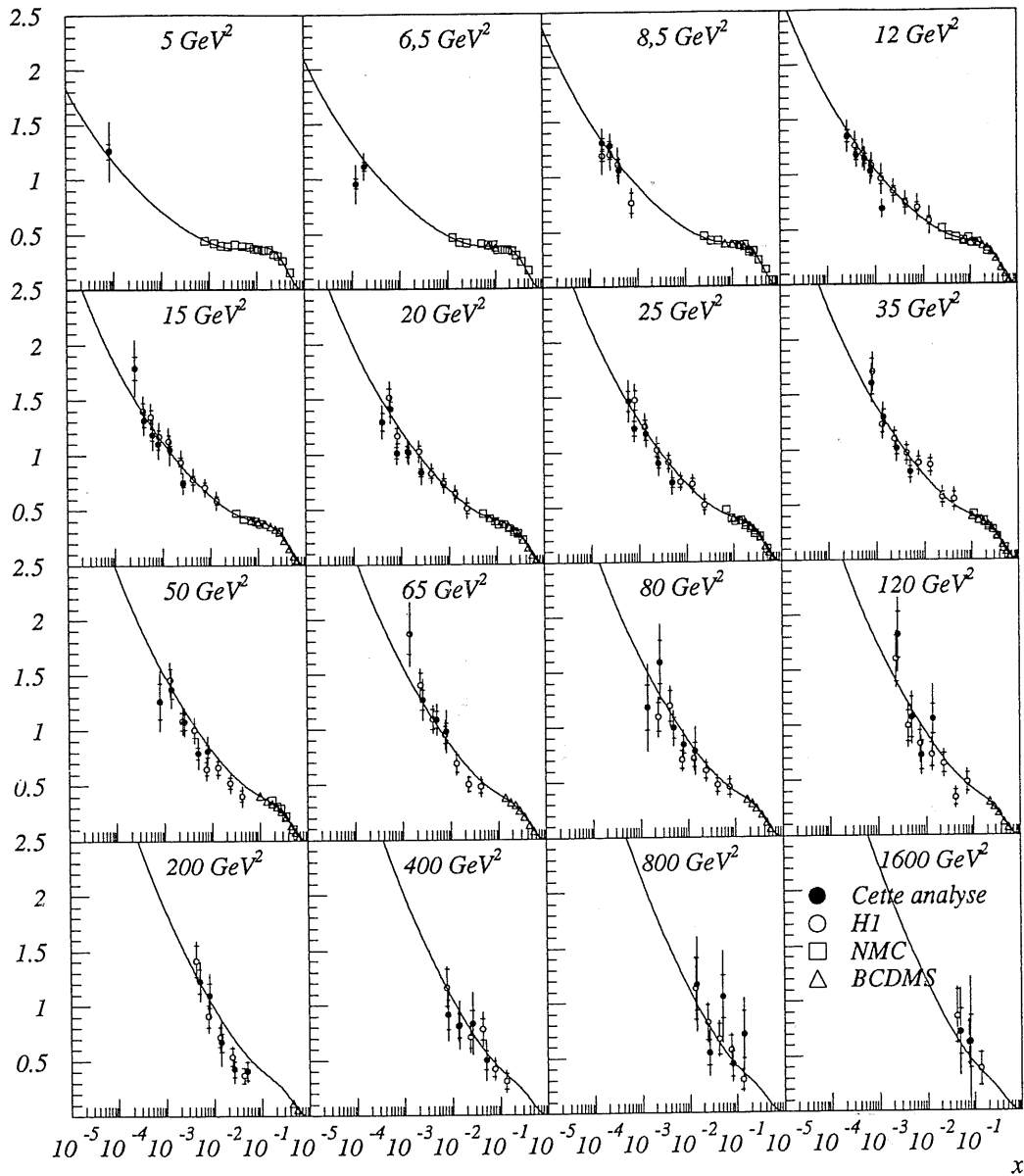


Figure IX.2: Comparaison de F_2 mesuré avec les résultats de H1, de NMC et de BCDMS, ainsi qu'avec l'ajustement phénoménologique sur les données de H1

La figure IX.3 montre les mêmes résultats non plus à Q^2 constant mais à x constant. Elle permet de mettre en évidence l'invariance d'échelle en Q^2 de la fonctions de structure pour les grands x , et sa violation pour les plus petits x . L'inversion de la pente de l'évolution de F_2 en fonction de Q^2 se produit vers $x=0,13$, région qui n'était pas accessible à HERA avec les données de 1993.

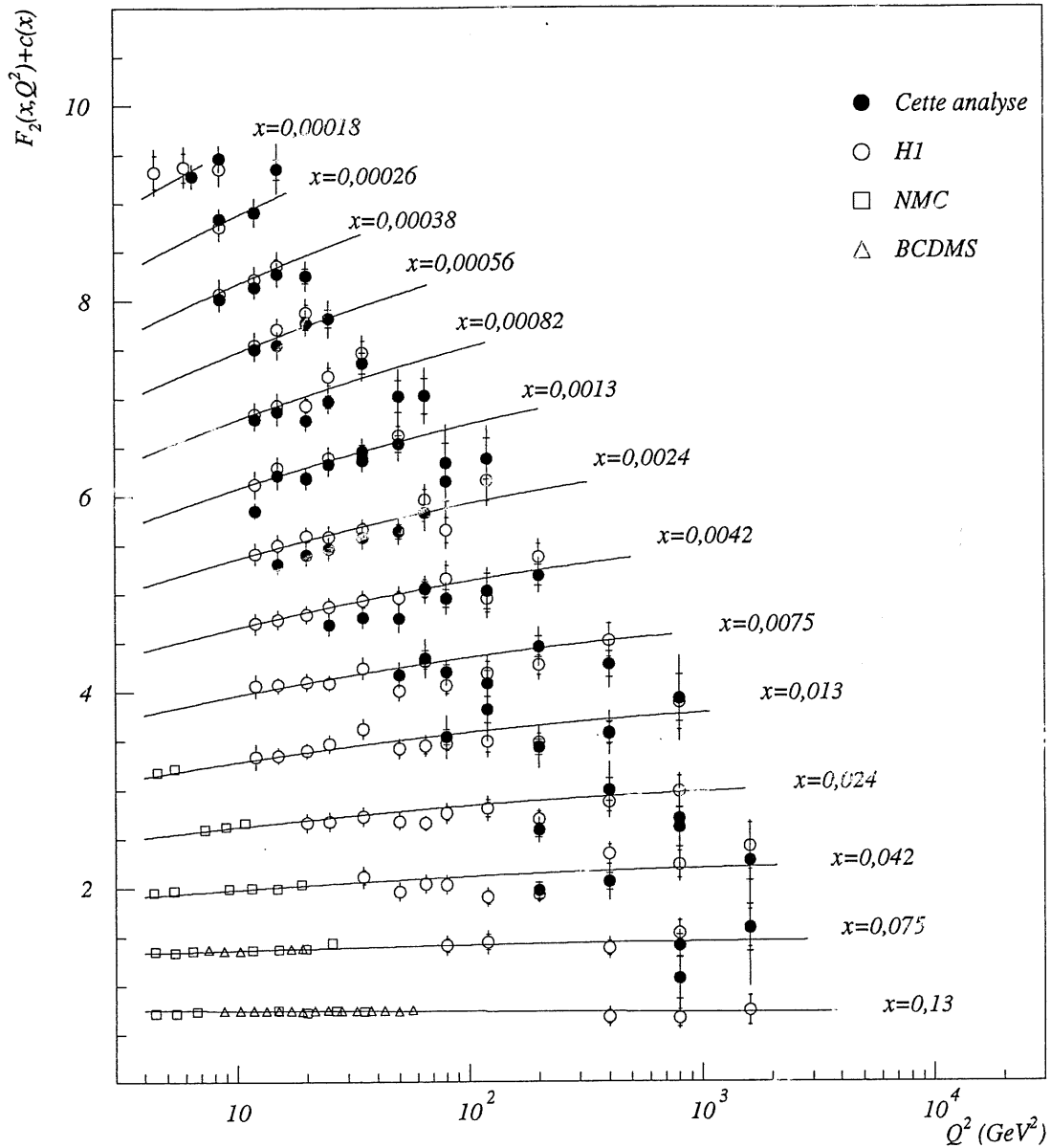


Figure IX.3: Comparaison de F_2 mesuré avec les résultats de H1, NMC et BCDMS à x constant, la fonction $c(x)$ permet de séparer les lignes à x constant. Cette fonction $c(x)$ est égale à $0,6*(i-0,4)$ où i est le numéro du sous-domaine en x , et $i=1$ pour $x=0,13$. L'ajustement fait par la collaboration H1 a été ajouté à ces résultats.

La figure IX.4 montre à petit Q^2 les valeurs de F_2 mesurées non plus en fonction de x mais en fonction de la masse invariante du système γ^*-p , qui, si l'on néglige la masse du proton, vaut $\sqrt{Q^2/x}$. Elle permet de voir que si pour les valeurs de W , inférieures à 130 GeV tous les points s'accroissent sur une même droite, au-dessus de cette valeur une inflexion se produit qui est d'autant plus forte que Q^2 est petit. La paramétrisation MRSH a été ajoutée sur ces points, et on peut voir qu'elle ne décrit pas cette inflexion. La figure

IX.5 montre les points à grand Q^2 , où l'on voit que à W constant la valeur de F_2 diminue lorsque Q^2 augmente, en accord avec la paramétrisation MRSH.

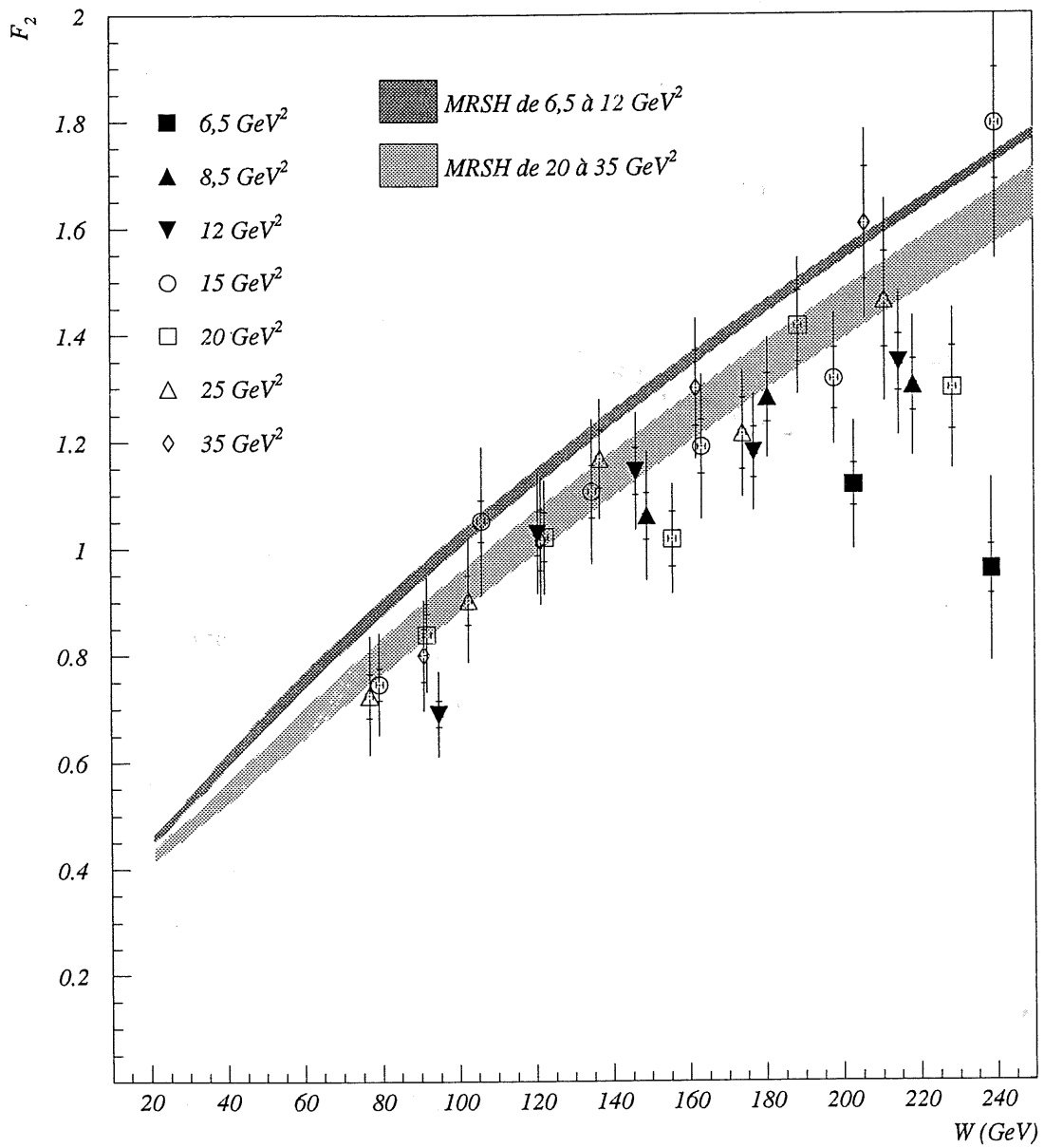


Figure IX.4: Valeurs mesurées de F_2 en fonction de W la masse invariante du système γ^*p à petit Q^2

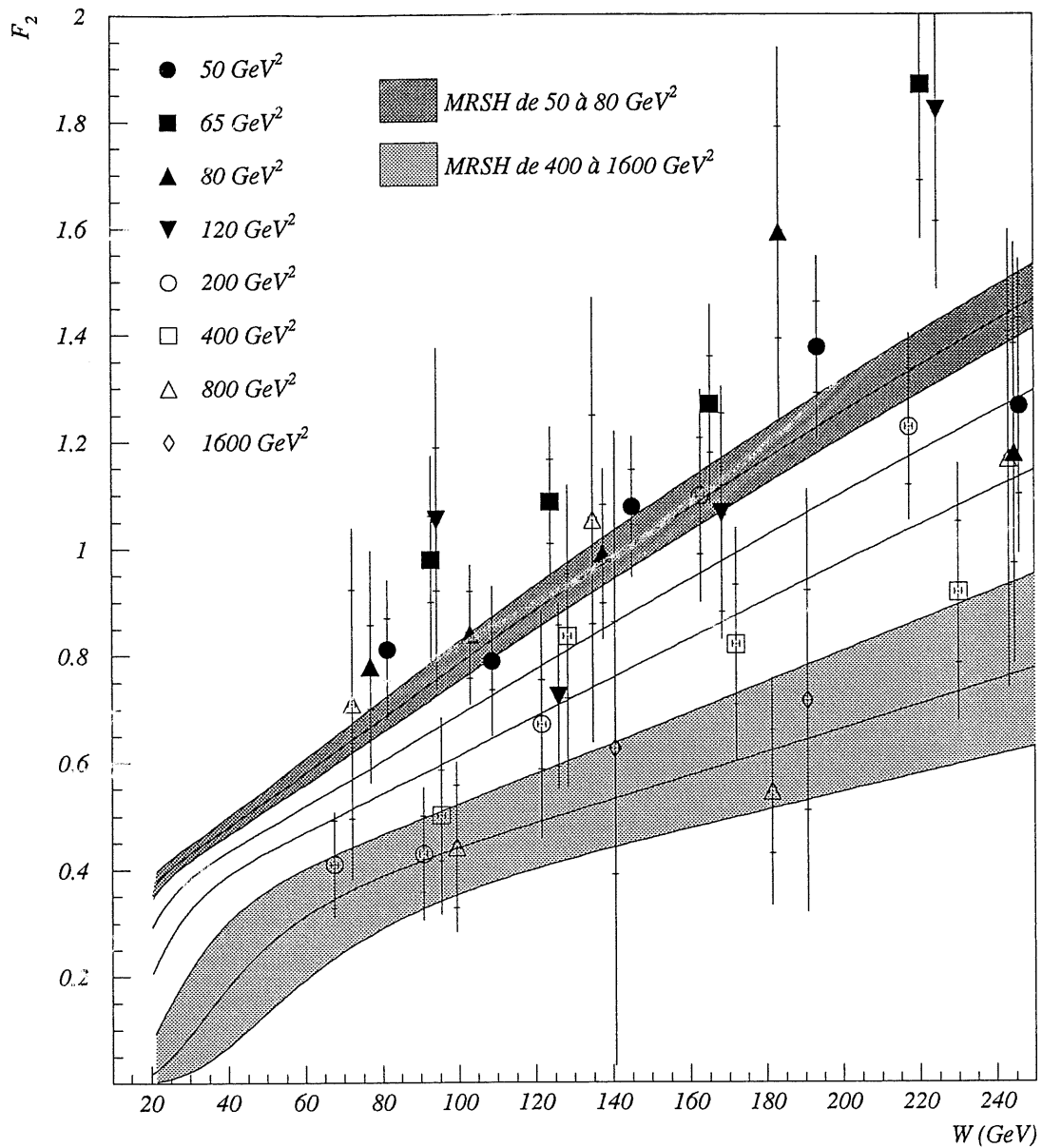


Figure IX.5: Valeurs mesurées de F_2 en fonction de W la masse invariante du système γ^*p à grand Q^2

La transition entre les régimes de la photoproduction et de la diffusion profondément inélastique peut être étudiée en observant le comportement de la section efficace $\gamma^{(*)}p$ en fonction de Q^2 et de W^2 . On a vu dans le chapitre V que suivant le point de vue adopté, photoproduction ou diffusion profondément inélastique, les prédictions à petit Q^2 et grand W^2 étaient contradictoires, et le domaine cinématique où s'opère cette transition n'est pas connu. La figure IX.6 montre, pour les résultats de cette analyse ainsi que pour ceux des expériences antérieures, la valeur de la $\sigma_{\text{total}}(\gamma p)$ en fonction de Q^2 et de W^2 . L'ajustement de la collaboration H1 a été ajouté ainsi que la paramétrisation MRSH. De plus, la paramétrisation ALLM [114] de la photoproduction a été ajoutée ainsi que la mesure de la section efficace totale γ réel - proton faite par H1 en 1993 [115].

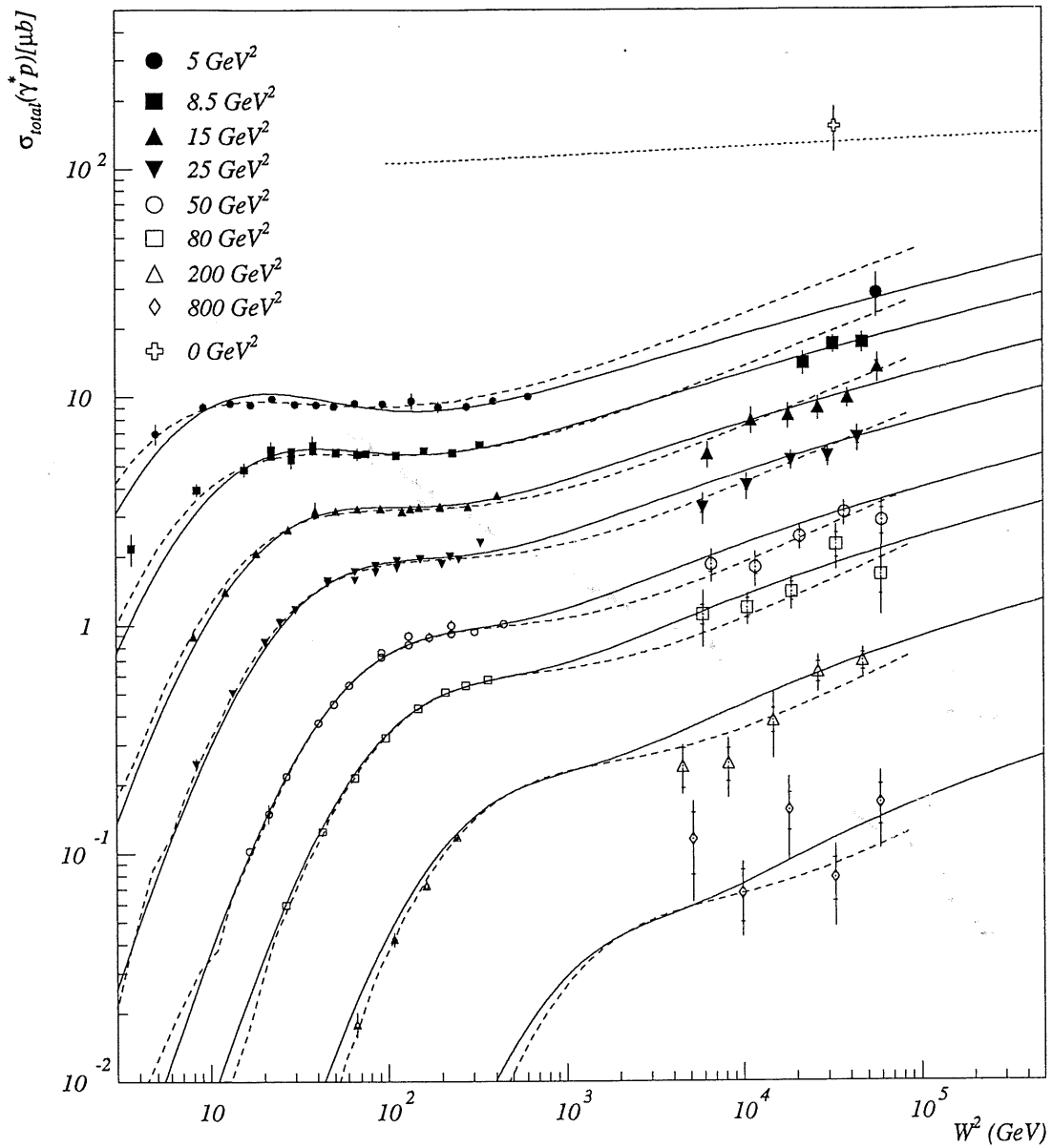


Figure IX.6: Section efficace totale γ^*p en fonction de W^2 et de Q^2 , pour les résultats de cette analyse, de NMC et de BCDMS. La mesure de la section efficace totale de photoproduction faite par H1 en 1993 a été rajoutée. Les lignes continues représentent l'ajustement sur les données de H1, les lignes tiretées la paramétrisation MRSH et la ligne pointillée l'asymptote de la paramétrisation ALLM à grand W de la section efficace totale γp .

On voit que les valeurs mesurées (ainsi que l'ajustement) sont plus petites que MRSH à petit Q^2 . Si le comportement de la section efficace totale en fonction de W^2 montre, à grand W^2 et grand Q^2 , une croissance assez importante, qui se devient un peu plus faible à plus petit Q^2 . Il semblerait donc que l'on approche ici de la région de transition entre un

comportement typique de diffusion profondément inélastique, avec une évolution de type BFKL où la densité de gluon croît en $x^{-1/2}$ (voir chapitre V), et un comportement typique de photoproduction, où la structure hadronique du photon commence à avoir un rôle, avec une évolution plus lente en fonction de W^2 . Cette région de transition reste cependant mal connue par manque de résultats expérimentaux à très petit Q^2 et à grand W^2 . Il sera possible d'atteindre en partie cette région à HERA en utilisant les données où le point d'interaction est décalé vers l'avant, et en particulier sur H1 grâce au nouveau calorimètre arrière.

IX.2. - Ajustement phénoménologique

La collaboration H1 a réalisé un ajustement sur ses résultats (voir le paragraphe précédent), en utilisant une fonction paramétrée de la forme:

$$F_2(x, Q^2) = (ax^b + cx^d(1 + e\sqrt{x}) \cdot (\ln Q^2 + f \ln^2 Q^2)) \cdot (1-x)^g$$

Cette forme permet de décrire plusieurs comportements: Le comportement général de F_2 en fonction de x à petit x a été pris de la forme $a \cdot x^b$, afin de décrire la divergence de la fonction de structure qui apparaît dans les données. La décroissance de F_2 à grand x est introduite par le terme en $(1-x)^g$, avec g proche de 3. Le fait que F_2 ne dépende quasiment pas de Q^2 à un x_0 donné est rendu par le terme en $(1 + e\sqrt{x})$, x_0 étant alors égal à $1/e^2$. La dépendance en Q^2 doit être linéaire en $\ln(Q^2)$, cependant un terme correctif $f \cdot \ln^2(Q^2)$ a été ajouté pour permettre une meilleure description sur l'ensemble du domaine en Q^2 .

Cette fonction a été ajustée à notre résultat, en prenant en compte les données de BCDMS et de NMC à grand x , données qui sont nécessaires pour contraindre l'ajustement dans ce domaine. La figure IX.7 montre le résultat de cet ajustement, en ajoutant en pointillé la fonction qui avait été ajustée sur les données publiées de H1. L'accord entre ces deux ajustements est très bon à moyen et grand x , en revanche à petit x un désaccord entre les deux courbes apparaît. Ceci peut facilement s'expliquer par l'imprécision de la mesure de F_2 , l'écart entre les deux courbes étant en permanence plus petit que l'erreur faite sur la mesure.

Les paramètres de l'ajustement sont donnés dans le tableau IX.1. On peut remarquer que ces valeurs restent assez proches de celles déterminées sur les résultats officiels de H1. Le premier terme ne joue aucun rôle à petit x , et ne constitue qu'un piédestal à grand x . Le désaccord à petit x entre les deux ajustements est surtout dû au paramètre d , c'est-à-dire le terme qui induit la divergence à petit x . Ce désaccord n'est pas compensé par le paramètre c plus grand en dessous de $x=10^{-3}$, et il augmente avec Q^2 , d'une part à cause du terme $\ln(Q^2)$ en facteur, et d'autre part à cause de la différence dans la valeur de f . En effet, le facteur $f \cdot \ln(Q^2)$ introduit une correction de 60% à 1600 GeV^2 par rapport au terme linéaire; cependant, pour des Q^2 jusqu'à 50 GeV^2 , son influence ne dépasse pas 30%. La valeur du paramètre e permet de situer l'inversion du sens d'évolution de F_2 en fonction de Q^2 vers $x_0=0,17$ au lieu de 0,12. Enfin, le terme g est assez proche de 3, qui est la valeur déterminée par les règles de somme des quarks.

Les valeurs trouvées pour cet ajustement sont donc bien en accord, à la fois avec celui réalisé sur les données de H1, et avec les contraintes théoriques.

Paramètres	a	b	c	d	e	f	g
Cette analyse	2,71	0,78	0,19	-0,15	-2,42	-0,08	3,49
H1	3,07	0,75	0,14	-0,19	-2,93	-0,05	3,65

Tableau IX.1: Valeurs des paramètres de l'ajustement phénoménologique

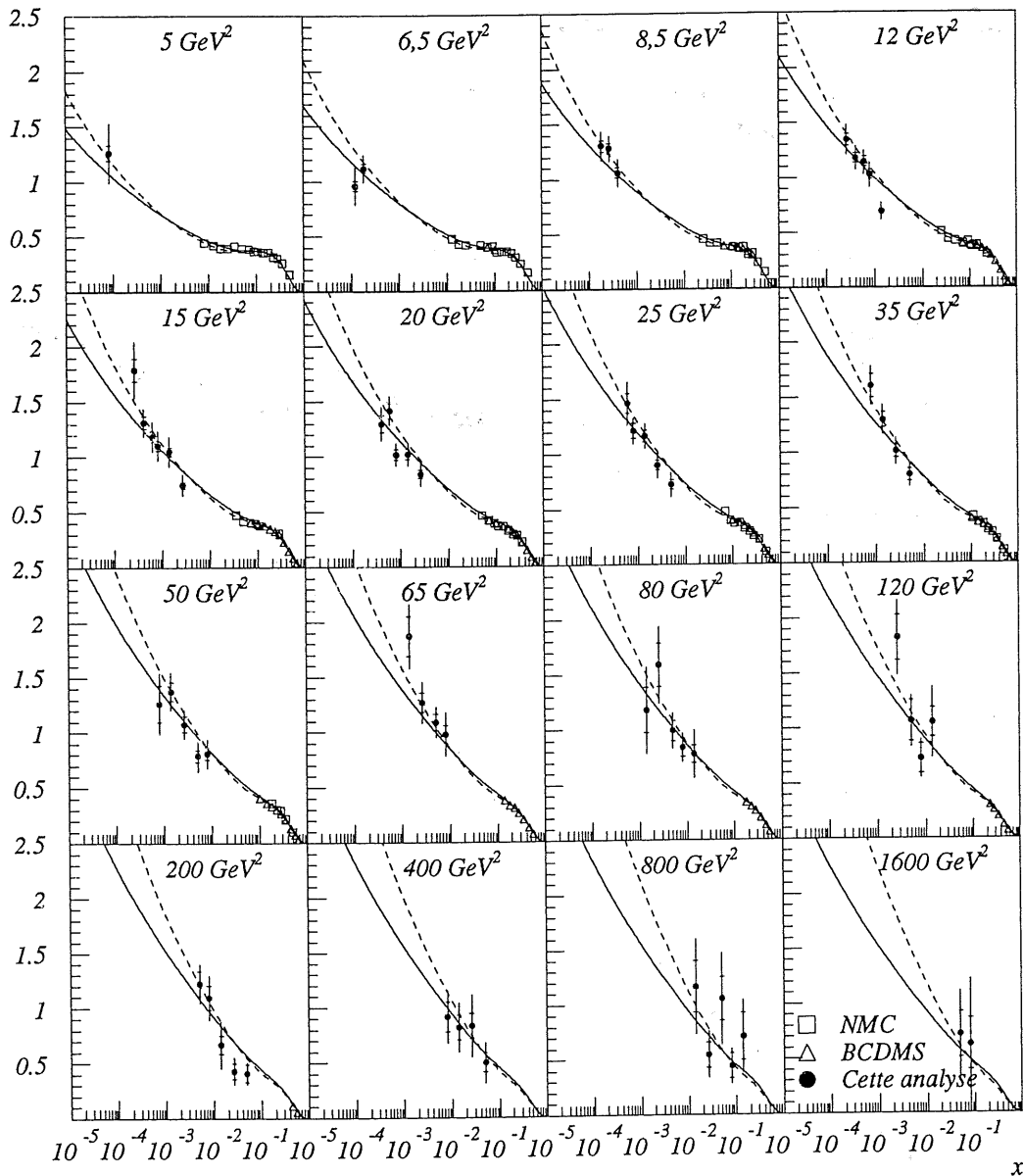


Figure IX.7: Ajustement phénoménologique sur les résultats de cette analyse (trait plein) et sur les résultats de H1 (pointillés), comparés avec les résultats de l'analyse, ceux de NMC et ceux de BCDMS

IX.3. - Conclusion

Les résultats de cette analyse, qui s'étend en Q^2 de 5 à 1600 GeV² sont donc bien en accord avec ceux obtenus par les autres analyses faites dans H1 et dans ZEUS, dans des intervalles de Q^2 plus limités, ainsi qu'avec ceux des expériences sur cibles fixes. La divergence de la fonction de structure F_2 à petit x , qui avait été mise en évidence avec les premières données de HERA de 1992, est donc bien confirmée. Cependant, l'évolution de F_2 en fonction de la masse invariante à Q^2 constant semble montrer une diminution de l'accroissement de la fonction de structure lorsque W augmente, diminution non décrite par les paramétrisations ajustées à l'aide, entre autres, des premiers résultats de HERA.

Des ajustements approchés ont été faits sur les résultats de cette analyse ainsi que sur les résultats publiés de H1. Leur différence est relativement faible, inférieure à la précision des mesures, et les paramètres donnés sont en accord avec les différents arguments théoriques. Il est remarquable qu'une paramétrisation phénoménologique relativement simple permette de décrire les données d'une manière suffisamment précise, pour la statistique accumulée jusqu'à présent, sur plusieurs ordres de grandeur tant en x qu'en Q^2 . Ceci laisse penser que la structure du proton est assez bien comprise, au moins pour des valeurs de x relativement grandes. Un ajustement rigoureux fondé sur les équations de la ChromoDynamique Quantique (Altarelli-Parisi et BFKL) a aussi été fait sur les données publiées de H1 [116], et la densité de gluon a été extraite.

Conclusion

Le collisionneur HERA nous permet maintenant d'accéder à un nouveau domaine cinématique, ouvrant la voie à des études approfondies de la ChromoDynamique Quantique. Le détecteur H1 est bien adapté pour mener à bien cet objectif, et les améliorations qui lui ont été apportées cette année, tel que le nouveau calorimètre arrière SPACAL, permettra d'élargir le domaine cinématique accessible et de mieux rejeter les différents bruits de fond. Les expériences auprès de HERA doivent faire face à plusieurs problèmes qui n'apparaissent pas, ou à un niveau beaucoup plus faible, dans les expériences antérieures. Ainsi, les processus d'analyse des données doivent gérer une masse importante d'informations, tant par le nombre d'événements enregistrés que par la taille de chacun de ces événements. Les moyens informatiques disponibles doivent donc être importants tant en capacité de stockage qu'en puissance de calcul; la façon dont ils sont organisés joue aussi un rôle non négligeable. Un autre problème qui n'a eu qu'une incidence assez faible jusqu'à maintenant est le bruit de fond d'empilement. S'il n'a pas dépassé un taux de 1,8% dans les données de 1994, son importance va s'accroître au fur et à mesure que la luminosité instantanée de l'accélérateur augmentera.

L'analyse qui a été menée sur les événements de diffusion profondément inélastique a permis de mesurer la fonction de structure F_2 sur l'ensemble du domaine $x-Q^2$ accessible avec la luminosité accumulée en 1993. Cette analyse était plus particulièrement orientée vers la mesure de F_2 à grand y . La méthode de mesure des variables cinématiques par l'électron a donc été choisie, étant la plus précise dans ce domaine, et un pavage spécifique du plan cinématique $x-Q^2$ a été adopté dans la région à très petit x pour s'adapter à la répartition particulière des événements dans cette région. Les sélections appliquées sont relativement sévères, avec une efficacité de l'ordre de 85-90%, pour rejeter la grande majorité du bruit de fond, et le bruit restant a été estimé et corrigé. Enfin, la résolution du détecteur a été contrôlée en se servant en partie des données directement utilisées pour l'analyse.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec les autres mesures faites sur les données de H1 en utilisant d'autres méthodes d'analyse. Ils confirment bien les résultats obtenus avec les données de 1992, avec une forte augmentation de la densité de gluons à bas x . Cependant, les résultats semblent montrer à petit Q^2 une diminution de la croissance de F_2 lorsque W la masse invariante du système γ^*p augmente, diminution qui n'est pas décrite par la paramétrisation MRSH, elle-même déterminée avec les résultats de 1992. L'origine de cet effet n'est pas encore bien défini, et il est bien trop tôt pour pouvoir attribuer cette diminution à un premier effet de la saturation. Nous pouvons cependant remarquer qu'à l'approche du régime de photoproduction, la fonction de structure F_2 , qui est proportionnel à la section efficace totale $\sigma(\gamma^*p)$ [117], doit tendre vers un régime de croissance faible, comparable à celui de la section efficace totale de la photoproduction. Enfin, un ajustement phénoménologique a été réalisé sur ces résultats, qui permet de décrire les données sur

quatre ordres de grandeurs tant en x qu'en Q^2 .

Les prochains résultats de H1 permettront sans doute de lever ces ambiguïtés grâce à la meilleure précision qui sera obtenue. En effet, l'accroissement de la luminosité accumulée va permettre de réduire les erreurs statistiques qui sont encore importantes, en particulier à grand Q^2 . La plupart des erreurs systématiques pourront elles-aussi être réduites, l'augmentation de la luminosité disponible rendant possibles certaines études particulières sur ces erreurs. Cette augmentation de la luminosité permet aussi d'acquérir des données particulières. Ainsi, une partie des événements enregistrés en 1994 possède un point d'interaction nominal décalé vers l'avant, ce qui permet de mesurer F_2 à plus petit x . Enfin, la mise en place du nouveau calorimètre arrière utilisant la technique SPACAL à fibres scintillantes, calorimètre qui est en cours d'installation, va permettre de descendre à plus bas x grâce à une meilleure couverture angulaire, et un rejet beaucoup plus facile du bruit de fond non physique et du bruit de fond de photoproduction.

Résumé

Ce mémoire présente le travail de thèse effectué dans l'expérience H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA. Ce travail a pour but de mesurer la fonction de structure du proton F_2 sur la plus grande partie du plan cinématique x - Q^2 accessible avec la luminosité accumulée pendant l'année 1993, où Q^2 est le carré de l'impulsion transférée lors de l'interaction et x la fraction de l'impulsion du proton que transporte le sous-constituant qui interagit avec le photon lors de la diffusion profondément inélastique. Ce document est divisé en deux grandes parties, l'une abordant un certain nombre de thèmes liés au fonctionnement général de l'expérience, et l'autre décrivant l'analyse menant à la mesure de F_2 .

Après avoir donné un condensé des différents thèmes physiques étudiés à HERA, la première partie présente une description du détecteur H1. Prenant cette expérience comme exemple, une discussion sur l'organisation des moyens informatiques nécessaires à l'analyse des données est ensuite proposée. Enfin, une étude sur le bruit de fond d'empilement est présentée, abordant son influence dans les données ainsi qu'une méthode pour le rejeter. La deuxième partie donne d'abord une présentation de la physique des fonctions de structure et des méthodes générales pour les mesurer. Les différentes sélections nécessaires pour rejeter les bruits de fond sont ensuite abordées, puis la résolution du détecteur est étudiée. La mesure de la fonction de structure F_2 est alors détaillée. Cette mesure confirme l'augmentation de la fonction de structure à petit x qui avait été observée pour la première fois sur les données prises à HERA en 1992, avec une bien meilleure précision. L'étude de F_2 en fonction de W , la masse invariante du système photon virtuel-proton, semble montrer cependant une diminution de sa croissance à petit x et petit Q^2 lorsque W augmente. La mesure de F_2 à grand moment de transfert (jusqu'à des Q^2 de l'ordre de 2000 GeV^2), quoique n'étant pas encore très précise avec la luminosité accumulée en 1993, est compatible avec les prédictions de la chromodynamique quantique (QCD).

Abstract

The work presented in this thesis has been done in the H1 experiment at the HERA electron-proton collider. Its goal was to measure the proton structure function F_2 in the full kinematical x - Q^2 plane which could be reached with the 93 luminosity, where Q^2 is the squared momentum transfer and x the momentum fraction of the proton carried by the parton. This document is divided in two parts, the first one describing a set of subjects linked to the general work of this experiment, and the second describing the analysis made for the F_2 measurement.

In the first part, a brief overview of the different physics subjects which are studied at HERA is given before the H1 detector being described. A discussion on the organisation of the computer facilities is shown afterward, with the example of H1. Then, a study of the pile-up background and a method to reject it is presented. The second part of this document presents the structure functions theories and the method used to measure them. The selections used to reject the background are shown, and the resolution of the detector is studied. After this, the measurement of the structure function F_2 is described. This measurement confirm with a better precision the rise of the structure function at low x , which has been observed for the first time with the 1992 HERA data. However, when the F_2 behaviour is studied as a function of W , the invariant mass of the photon-proton system, one could see that the rise of F_2 with W is smaller at low Q^2 . The values of the measured F_2 at high Q^2 are compatible with the predictions of the Quantum Chromodynamics, though this measurement is not very accurate with the 1993 luminosity.

Bibliographie

- [1] M. Riordan, *The hunting of the quark: a true story of modern physics*, Simon & Schuster 1987
- [2] R. Hofstadter, *Nuclear and Nucleon structure*, Benjamin, New York 1963
- [3] G. Wolf, *HERA Physics*, DESY preprint 94-022
- [4] H1 Collaboration, *The H1 Detector at HERA*, DESY preprint 93-103
- [5] H1 Collaboration, *Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector*, PRC 93/02
- [6] W. Flauger, *Liquid argon Calorimetry at the H1 experiment*, NIM A289 (1990) 446-448
- [7] The H1 Calorimeter Group, *The H1 liquid argon calorimeter system*, NIM A336 (1993) 460-498
- [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 91
- [9] The H1 Calorimeter Group, *Results from pion calibration runs for the H1 liquid Argon calorimeter and comparisons with simulations*, DESY preprint 93-047
- [10] W. Hildesheim et al., *The PLUG Calorimeter User Guide*, note H1 08/94-372
- [11] J. Tutas, *The limited streamer tube system of H1*, note H1 10/92-246 et proceedings of Int. Conf. on High Energy Physics, Dallas, TX, 6-12 août 1992
- [12] H1 Muon Group, *The Tail Catcher Test Stack at CERN in 1992*, note H1 01/93-261
- [13] G. Kantel et al., *Backward Proportionnal Chambers*, note H1 11/88-98
- [14] BEMC Group, *The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter*, note H1 08/92-233
- [15] V.F. Andreev et al., *The Status of Lumi system*, note H1 01/90-142
- [16] E. Elsen, *The H1 Trigger and Data Acquisition System*, note H1 01/93-262
- [17] J. Fent et al., *A Level 2 Calorimeter Trigger Using Neural Networks*, note H1 04/91-172
- [18] J.C. Bizot et al., *Proposal for a topological level 2 trigger*, note H1 06/91-181
- [19] M. Turiot et C. Vallée, *Implementation of the L3 trigger in H1*, note H1 09/94-382

- [20] Division CN du CERN, HBOOK Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup Y250
- [21] Division CN du CERN, PAW The Complete Reference, CERN Program Library Long Writeup Q121
- [22] V. Blobel, LOOK - a system for data analysis, Documentation interne de H1
- [23] M. Kuhlen, The Fast H1 Detector Monte Carlo, note H1 10/92-254
- [24] M. Ernst et al., H1 user's guide for DICE, note H1 01/93-263
- [25] W. Wojcik, CCIN2P3 site report, HEPiX Europe Meeting à Saclay, 24-26 Octobre 1994
- [26] The ATM Forum, <http://www.atmforum.com>
- [27] J.P. Baud et al., Overview of the CORE Computing Services, CORE Computing Services, CERN
- [28] Frédéric Descamps et Claude Vallée, Data acquisition for the H1 calorimeters, note H1 10/92-256 et Proceedings of 3rd Intl. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Corpus Christi, TX, 29 septembre - 2 octobre 1992
- [29] Nicolas Huot, Estimation et réjection de l'empilement pour la mesure des fonctions de structure par les calorimètres de H1, thèse de doctorat, Université de Paris 7 (1992)
- [30] D.P. Johnson, Beam-gas background at HERA, note H1 07/87-65
- [31] E. Barrelet et al., A proposal for the H1 calorimeter DAQ system, note H1 12/87-78
- [32] A. Pieuchot et al., Pile-up energy detection using the liquid argon big tower timing information, note H1 01/95-423
- [33] J. Bán et al., The BEMC Single Electron Trigger (BSET), note H1 07/92-235
- [34] H1 Collaboration, Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA, Nuclear Physics B429(1994) 477-502
- [35] F. Halzen et A.D. Martin, Quarks & Leptons: An introductory course in Modern Particle Physics, J. Wiley & Sons (1984)
- [36] R.G. Roberts, The Structure of the Proton, Cambridge Monographs on Mathematical Physics, Cambridge University Press
- [37] E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969)
- [38] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969)
- [39] R. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969)
- [40] C.G. Callan et D.G. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156
- [41] H. Abramowicz et al., Some Topics in ep Scattering at HERA: Parton Distributions in the Nucleon, DESY 90-019
- [42] W.K. Tung, Nucl. Phys. B315 (1989) 378

- [43] W. Furmanski et R. Petronzio, Z. Phys. C11 (1982) 293
- [44] L.N. Lipatov, dans Perturbative QCD, A.H. Müller, World Scientific, Singapour 1989, p. 411
- [45] A.D. Martin, Structure Functions and Small x Physics, Physics at HERA, Proceedings of XXI International Meeting on Fundamental Physics, Madrid 1993, World Scientific
- [46] J. Kwiecinski et al., RAL-90-053
- [47] L.V. Gribov, E.M. Levin et M.G. Ryskin, Phys. Rep. 100 (1983) 1
- [48] A. Müller, Parton Distributions at very small-x values, Nucl. Phys B (Proc. Suppl.) 18C (1990) 125
- [49] E. Laenen et E. Levin, A Note on "Hot-Spot" hunting in Deep-Inelastic Scattering, Conference de Durham 93, FERMILAB-Conf-93/117-T
- [50] M. Fontannaz, The Photon Structure Function at HERA, Physics at HERA, Proceedings of XXI International Meeting on Fundamental Physics, Madrid 1993, World Scientific
- [51] G. Wolf, HERA Physics, DESY 94-022
- [52] G.A. Schuler, Theoretical aspects of low- Q^2 physics at HERA, Proceedings of the HERA Workshop (1991) 461
- [53] H1 Collaboration, Hard scattering in γp interactions, Phys. Lett. B297 (1992) 205
- [54] T.H. Bauer et al., The hadronic properties of the proton in high-energy interactions, Reviews of Modern Physics 50 (1978) n°2 251
- [55] A. Donnachie et P.V. Landshoff, Total cross sections, Phys. Lett. B296 (1992) 227
- [56] A. Levy, The energy behaviour of real and virtual photon-proton cross sections, preprint HEP-PH-9501346 et DESY 95-003
- [57] H. Abramowicz et al., Phys. Lett. B269 (1991) 465
- [58] A. Rostovtsev, communication à la collaboration H1
- [59] R.E. Taylor, H.W. Kendall et J.J. Friedmann, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 573, 597 et 615
- [60] M. Virchaux, Nucleon Structure Function, DAPNIA/SPP 92-30, Workshop "QCD - 20 years later", Aachen, 9 au 13 juin 1992
- [61] CHARM, F. Bergsma et al., Phys. Lett. B123 (1983) 269 et B141 (1984) 129
- [62] CDHS, H.Abramowicz et al., Z. Phys. C17 (1983) 283
- [63] EMC-NA2, J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B272 (1986) 158
- [64] BCDMS, A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B195 (1987) 91
- [65] CDHSW, P. Berge et al., Z. Phys. C49 (1991) 187

- [66] CCFR, S.R. Mishra et al., NEVIS-1465, SLAC Summer institute on Particle Physics, Stanford, 5 au 16 août 1991
- [67] CHIO, B.A. Gordon et al., Phys. Rev. D20 (1979) 2645
- [68] EMC-NA2, J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B293 (1987) 740
- [69] EMC-NA28, M. Arneodo et al., Nucl. Phys. B333 (1990) 1
- [70] BCDMS, A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B237 (1990) 592
- [71] L.W. Whitlow et al., Phys. Lett. B282 (1992) 475
- [72] NMC, P. Arnaudruz et al., Phys. Lett. B295 (1992) 159
- [73] P.N. Harriman et al., Phys. Rev. D42 (1990) 798
- [74] J. Kwiecinski et al., RAL-90-053
- [75] A.D. Martin et al., RAL-92-021
- [76] A.D. Martin et al., Phys. Lett. B306 (1993) 145 et erratum 309 (1993) 492
- [77] H1, I. Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 515
- [78] ZEUS, M. Derrick et al., Phys. Lett. B316 (1993) 412
- [79] A.D. Martin, Proc. Workshop on Quantum Field Theoretical Aspects of High Energies Physics, Kyffhäuser, Germany, B. Geyer et E.M. Ilgenfritz, Leipzig (1993)
- [80] M. Glück et al., Radiatively generated Parton Distributions for High-Energy collisions, Z. Phys. C48 (1990) 471
- [81] M. Glück et al., Parton distributions for High-Energy Collisions, Z. Phys. C53 (1992) 127
- [82] U. Bassler, Premières mesures sur l'état final hadronique de la diffusion profondément inélastique à HERA, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI 93
- [83] J. Feltesse, Proceedings of the HERA Workshop 1987
- [84] S. Bentvelsen et al., Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, 29-30 Octobre 1991, Volume 1 23-41
- [85] U. Bassler et G. Bernardi, On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: The Σ Method, DESY preprint DESY 94-231
- [86] G.A. Schuler et H. Spiesberger, DJANGO: The interface for the event generators HERACLES and LEPTO, Proceedings of th Workshop Physics at HERA, Hamburg 1991, 1419
- [87] A. Kwiatkowski et al., HERACLES: An Event Generator for e-p Interactions at HERA Energies including Radiative Processes, HERA Workshop 1991 1294, DESY-90-041
- [88] L. Loennblad, ARIADNE Version 4: A program for simulation of QCD

cascades implementing the Color Dipole Model, DESY-92-046

- [89] T. Sjostrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and Manual, CERN-TH-6488
- [90] F. Charles et al., Photoproduction as background in Deep Inelastic Scattering at low x , note H1 09/94-380
- [91] J. Ban et al., The BEMC Single Electron Trigger, note H1 07/92-235
- [92] B. Andrieu et al., The H1 Liquid Argon Calorimeter System, NIM A336 (1993) 460-498
- [93] F. Charles et al., Deep Inelastic Scattering low and medium Q^2 events selection for 1993 data, note H1 05/94-357
- [94] F. Sefkow, H1TRIG H1 Trigger Information, information interne de H1
- [95] D.P. Johnson, Beam-gas background at HERA, note H1 07/87-65
- [96] A. Panitch, Vertex reconstruction and BPC efficiency determinations for the 1993 structure function analysis, note H1 08/94-373
- [97] P. Marage et al., F_2 measurement at x -values around 10^{-4} , using the satellite bunch, note H1 07/94-369
- [98] J. Heatherington et al., Studies of ToF efficiency during Autumn 1992 run, note H1 07/93-306
- [99] Groupe BOPS, Run selection for H1 1993 F_2 analysis, note H1 à paraître
- [100] G. Raedel et al., $F_2(x, Q^2)$ at low x_{Bj} , low Q^2 from vertex-shifted data, note H1 06/94-363
- [101] The H1 Calorimeter Group, Results from pion calibration runs for the H1 liquid Argon Calorimeter and comparisons with simulations, DESY preprint 93-047
- [102] S. Reinshagen, Messung der Proton Strukturfunktion F_2 bei kleinen Werten von Q^2 und Bjorken x am H1 Experiment, Thèse de Doctorat, Université de Hambourg, à paraître
- [103] S. Kermiche, Étude du QED Compton à HERA: Luminosité et calibration du détecteur H1, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud 94
- [104] T. Kurca, The H1 Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events at low Q^2 , Thèse de Doctorat, Universität Hamburg 93
- [105] C. Leverenz, Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen im H1-Experiment bei HERA, Thèse de Doctorat, Universität Hamburg 95
- [106] A. Akhundov et U. Obrock, Treatment of the Radiative Corrections for the '92 $F_2(x, Q^2)$, note H1 12/93-335
- [107] U. Obrock, Experimentelle Untersuchungen der Strahlungskorrekturen in der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA-Energien, Thèse de

Doctorat, Universität Dortmund 94

- [108] J.F. Laporte, EPOKEPIK version 1.00/00: a package to compute Parton Distribution Functions, Structure Functions and DIS Cross-sections at HERA, note H1 03/93-280
- [109] S. Kermiche, Étude du QED Compton à HERA: Luminosité et calibration du détecteur H1, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud 94
- [110] K. Müller, Measurement of the proton structure function F_2 at low Bjorken x at the H1 Experiment, Thèse de Doctorat, Physik-Institut der Universität Zürich 94
- [111] Collaboration H1, A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$, soumis à Nucl. Phys. B et DESY 95-006
- [112] G. Rädcl et al., $F_2(x, Q^2)$ at low x_{Bj} , low Q^2 from vertex-shifted data, note H1 06/94-363
- [113] P. Marage et al., F_2 measurement at x -values around 10^{-4} , using the satellite bunch, note H1 07/94-369
- [114] H. Abramowicz et al., Phys. Lett. B269 (1991) 465
- [115] H1 Collaboration, Total photoproduction cross section measurement at HERA Energies, Phys. Lett. B299 (1993) 374
- [116] H1 Collaboration, The Gluon Density of the Proton at Low x from a QCD Analysis of F_2 , à soumettre à Phys. Lett. B
- [117] F. Halzen et A.D. Martin, Quarks & Leptons: An introductory course in Modern Particle Physics, J. Wiley & Sons (1984), p. 184

Table des matières

Table des matières	1
Introduction.....	3
Première partie:	
Thèmes communs aux analyses de HERA	5
I. - La physique à HERA	7
I.1. - Historique, HERA et les autres expériences de diffusion passées et présentes.....	7
I.2. - Les principes de base des expériences de diffusion.....	8
I.3. - Les grands domaines de physique (du petit x au grand Q2).....	10
I.4. - Les topologies associées aux événements	11
I.5. - Conclusion.....	13
II. - L'Instrument.....	15
II.1. - Le collisionneur HERA	15
II.2. - Généralités sur le détecteur H1	16
II.3. - Les parties centrale et avant.....	19
II.3.a - Les chambres centrales	19
II.3.b - Les chambres avant.....	20
II.3.c - Le calorimètre à argon liquide	20
II.3.d - Le Plug	23
II.3.e - Le Tail catcher.....	23
II.3.f - Les chambres à muon et le spectromètre avant.....	23
II.4. - La partie arrière	24
II.4.a - La BPC	24
II.4.b - Le BEMC.....	24
II.4.c - Le TOF	25
II.5. - Systèmes annexes.....	25
II.5.a - Système de luminosité.....	25
II.5.b - Le système de veto.....	26

II.6. - Déclenchement et acquisition	26
II.6.a - Systèmes de déclenchement, les différents niveaux.....	27
II.6.a.i - <i>Le premier niveau</i>	27
II.6.a.ii - <i>Les niveaux intermédiaires (2 et 3)</i>	28
II.6.b - Acquisition et filtrage des données.....	29
II.7. - Conclusion	30
III. - Les moyens de l'analyse	31
III.1. - Problématique de l'analyse	31
III.1.a. - L'analyse des données	31
III.1.b. - Les simulations Monte-Carlo	34
III.2. - Les différentes organisations possibles des moyens informatiques	35
III.2.a. - Organisation autour d'un serveur central.....	36
III.2.b. - Organisation par la distribution des tâches à plusieurs machines.....	38
III.2.c. - Un modèle mixte.....	39
III.3. - La répartition géographique des moyens informatiques	40
III.3.a. - Moyens délocalisés contre moyens centraux.....	40
III.3.b. - Le problème de l'accès aux données	40
III.4. - Conclusion	41
IV. - Exemple d'un bruit de fond lié à la machine: l'Empilement.....	43
IV.1. - Nature du bruit de fond d'empilement	43
IV.1.a. - Principe général	43
IV.1.b. - Les calorimètres	44
IV.1.c. - Topologie de l'empilement.....	46
IV.2. - Estimation de l'importance de l'empilement dans les données	46
IV.2.a. - Principe de la mesure.....	46
IV.2.b. - Les conditions de faisceau.....	46
IV.2.c. - Les résultats	48
IV.2.d. - Comparaison avec les simulations	53
IV.2.e. - Impact sur la physique.....	54

IV.3. - Méthodes de détection.....	55
IV.3.a. - Mesure par les grandes tours	55
IV.3.b. - Autres méthodes	60
IV.4. - Conclusion.....	61
Deuxième partie:	
La mesure de F2 en pratique et ses applications.....	63
V. - La structure du proton.....	65
V.1. - Le modèle des partons.....	65
V.1.a. - Les fonctions de structures.....	65
V.1.b. - Principe du modèle des partons	66
V.1.c. - L'équation d'Altarelli-Parisi.....	69
V.1.d. - Au delà de l'approximation des logarithmes dominants.....	73
V.2. - Les phénomènes à bas x	75
V.2.a. - Évolution en fonction de x.....	75
V.2.b. - Saturation.....	76
V.2.c. - Transition interactions profondément inélastiques - photoproduction	77
V.3. - Paramétrisations des fonctions de structures.....	81
V.3.a. - Principe des paramétrisations	81
V.3.b. - Les expériences antérieures et les différentes paramétrisations.....	82
<i>i. - Les expériences antérieures.....</i>	<i>83</i>
<i>ii. - Les paramétrisations de Kwiecinski, Martin, Roberts et Stirling.....</i>	<i>83</i>
<i>iii. - Les paramétrisations de Glück, Reya et Vogt... 84</i>	<i>84</i>
V.4. - La mesure de F2.....	85
V.4.a. - La reconstruction des variables cinématiques.....	86
V.4.a.i. - Méthode de l'électron.....	86
V.4.a.ii. - Méthodes hadroniques et mixtes	87
V.4.b. - Le pavage du plan cinématique	90
V.4.c. - Les Monte-Carlo utilisés.....	93
V.5. - Conclusion	94
VI. - Sélections et correction des bruits de fond	95
VI.1. - Sélections de l'acquisition des données	95

VI.2. - Classification des événements	95
VI.2.a. - Classes utilisées dans les DST.....	95
VI.2.b. - Création des miniDST.....	97
VI.3. - Sélection finale des événements.....	99
VI.4. - Identification de l'électron	99
VI.4.a. - Identification de l'électron dans le BEMC.....	99
VI.4.b. - Cas de la zone entre le BEMC et le calorimètre à argon liquide.....	107
VI.4.c. - Identification dans l'argon liquide.....	109
VI.5. - Sélections sur la cinématique générale de l'événement	111
VI.6. - Réjection du bruit de fond non physique.....	115
VI.6.a. - Nature	115
VI.6.b. - Sélections appliquées	116
VI.6.c. - Estimation du bruit résiduel.....	118
VI.7. - Sélection des périodes de prises de données.....	119
VI.8. - Correction de la photoproduction	120
VI.8.a. - Nature et impact de ce bruit pour la mesure de F2.....	120
VI.8.b. - Estimation du bruit résiduel	121
VII. - Calibrations et distributions cinématiques	131
VII.1. - Méthodes de calibration.....	131
VII.1.a. - Méthode de l'angle double.....	131
VII.1.b. - Méthode par le pic cinématique monochromatique.....	135
VII.1.c. - Calibration par les événements Compton.....	138
VII.1.d. - Résumé sur la calibration.....	140
VII.2. - Les distributions de diverses variables cinématiques..	140
VIII. - Mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton.....	147
VIII.1. - Détermination du nombre d'événements.....	148
VIII.2. - Corrections des pertes d'événements	150
VIII.3. - Acceptances.....	155
VIII.3.a. - Principe de calcul.....	155
VIII.3.c. - Calcul et discussion.....	157
VIII.4. - Corrections radiatives.....	164
VIII.4.a. - Nature et effet sur F_2	164

VIII.4.b. - Correction par Monte-Carlo	164
VIII.5. - Corrections dues au pavage	165
VIII.5.a. - Corrections de centre de sous-domaine	165
VIII.5.b. - Surface des cellules.....	166
VIII.6. - Détermination finale de F2.....	166
VIII.6.a. - Luminosité	166
VIII.6.b. - Résolution du détecteur	167
VIII.6.c. - Mesure de F2.....	167
VIII.7. - Conclusion.....	168
IX. - Interprétation des résultats.....	171
IX.1. - Comparaison avec les autres mesures	171
IX.2. - Ajustement phénoménologique.....	178
IX.3. - Conclusion.....	180
Conclusion.....	181
Résumé	183
Abstract	184
Bibliographie	185

Résumé

Ce mémoire présente le travail de thèse effectué dans l'expérience H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA. Ce travail a pour but de mesurer la fonction de structure du proton F_2 sur la plus grande partie du plan cinématique x - Q^2 accessible avec la luminosité accumulée pendant l'année 1993, où Q^2 est le carré de l'impulsion transférée lors de l'interaction et x la fraction de l'impulsion du proton que transporte le sous-constituant qui interagit avec le photon lors de la diffusion profondément inélastique. Ce document est divisé en deux grandes parties, l'une abordant un certain nombre de thèmes liés au fonctionnement général de l'expérience, et l'autre décrivant l'analyse menant à la mesure de F_2 .

Après avoir donné un condensé des différents thèmes physiques étudiés à HERA, la première partie présente une description du détecteur H1. Prenant cette expérience comme exemple, une discussion sur l'organisation des moyens informatiques nécessaires à l'analyse des données est ensuite proposée. Enfin, une étude sur le bruit de fond d'empilement est présentée, abordant son influence dans les données ainsi qu'une méthode pour le rejeter. La deuxième partie donne d'abord une présentation de la physique des fonctions de structure et des méthodes générales pour les mesurer. Les différentes sélections nécessaires pour rejeter les bruits de fond sont ensuite abordées, puis la résolution du détecteur est étudiée. La mesure de la fonction de structure F_2 est alors détaillée. Cette mesure confirme l'augmentation de la fonction de structure à petit x qui avait été observée pour la première fois sur les données prises à HERA en 1992, avec une bien meilleure précision. L'étude de F_2 en fonction de W , la masse invariante du système photon virtuel-proton, semble montrer cependant une diminution de sa croissance à petit x et petit Q^2 lorsque W augmente. La mesure de F_2 à grand moment de transfert (jusqu'à des Q^2 de l'ordre de 2000 GeV²), quoique n'étant pas encore très précise avec la luminosité accumulée en 1993, est compatible avec les prédictions de la chromodynamique quantique