

UNIVERSITÉ DE PARIS VI

THÈSE

présentée par

François CHARLES

pour obtenir

le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

PREMIÈRE MESURE DE LA FONCTION DE STRUCTURE F_2 DU
PROTON DANS L'EXPÉRIENCE H1 SUR LE COLLISIONNEUR
HERA

soutenue le 26 mai 1993

devant le jury composé de :

MM. E. BARRELET
J. FELTESSE
B. GROSSETÊTE
W. KRASNY
J. KWIECINSKI
H.K NGUYEN
J.P REPELLIN

UNIVERSITÉ DE PARIS VI

THÈSE

présentée par

François CHARLES

pour obtenir

le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

PREMIÈRE MESURE DE LA FONCTION DE STRUCTURE F_2 DU
PROTON DANS L'EXPÉRIENCE H1 SUR LE COLLISIONNEUR
HERA

soutenue le 26 mai 1993

devant le jury composé de :

MM. E. BARRELET
J. FELTESSE
B. GROSSETÊTE
W. KRASNY
J. KWIECINSKI
H.K NGUYEN
J.P REPELLIN

INTRODUCTION

La physique décrite dans cette thèse est celle de la structure du proton. Dès lors que le modèle des quarks, constituants du proton s'est imposé à l'aube des années 70, la physique des particules s'est attachée à étudier cette structure. Malheureusement ou heureusement on ne retrouve pas dans le proton une structure de même nature que celle de l'atome qui fut mise en évidence par Rutherford. Ici plus question de considérer le proton comme constitué de 3 quarks simples, la nature de l'interaction de couleur entoure ces quarks d'une multitude de quarks, antiquarks et gluons. Plus encore il s'avéra impossible d'observer ces quarks à l'état libre. On dut donc se résoudre à tester ce modèle de manière indirecte.

Aujourd'hui, alors que le modèle des quarks est couramment admis, de nombreuses incertitudes persistent néanmoins quant au comportement des constituants du proton lorsqu'on descend à une échelle plus petite. L'accélérateur HERA, (microscope géant) en nous permettant de gagner plusieurs ordres de grandeur vers l'infiniment petit, nous fournit l'occasion de tester des nouveaux états de la matière. Dans cette thèse nous étudierons la fonction de structure du proton jusqu'à $x=10^{-4}$. Nous en déduirons des résultats quant au comportement de la densité de gluon à bas x , et à l'observabilité du phénomène de saturation.

Nous commencerons par rappeler la physique des collisions profondément inélastiques et la description du proton dans le modèle des quarks. Nous évoquerons également les mesures des expériences précédentes et les modèles extrapolant ces résultats dans le domaine des petits x . Dans le chapitre II nous préciserons les caractéristiques de l'appareillage expérimental en insistant sur la partie liée à la mesure de l'électron diffusé. Le chapitre III

exposera l'ensemble de la chaîne de sélection des événements profondément inélastiques.

Une fois les événements sélectionnés on décrira une méthode originale de mesure de la section efficace différentielle adaptée aux conditions expérimentales. L'évaluation des efficacités de sélection et des erreurs systématiques expérimentales qui constituent l'une des principales difficultés de cette étude sera discutée dans le chapitre V. Enfin les résultats : la mesure de la section efficace différentielle, de la fonction de structure F_2 et les implications sur la structure du proton seront données dans le chapitre VI.

CHAPITRE I

PHYSIQUE PROFONDEMENT INELASTIQUE A HERA

I.1. Introduction

Dans ce chapitre concernant la physique à HERA j'exposerai la théorie des collisions profondément inélastiques tout en précisant les diverses prédictions théoriques dans le nouveau domaine cinématique permis à HERA. J'évoquerai également les corrections radiatives à la diffusion profondément inélastique dont l'importance apparaît cruciale pour notre expérience. Ensuite je parlerai du processus physique contaminant pour l'analyse des collisions profondément inélastiques : la photoproduction. Enfin de manière plus pratique je décrirai les diverses méthodes de reconstruction des quantités cinématiques.

I.2. Interaction inélastique lepton-nucléon

Dans cette partie nous commencerons par préciser les quantités cinématiques nécessaires pour définir les événements profondément inélastiques. On rappellera ensuite les étapes qui ont conduit à la description actuelle de ces interactions. Descendant vers l'infiniment petit nous commencerons par évoquer le modèle où le proton est ponctuel, puis on envisagera l'existence d'une structure composite du proton exprimée sous la forme de fonctions de structure. Enfin on décrira cette structure à l'aide du modèle des quarks .

I.2.1. Définition des variables cinématiques

On peut décrire l'interaction lepton-nucléon de manière générale par le schéma suivant:

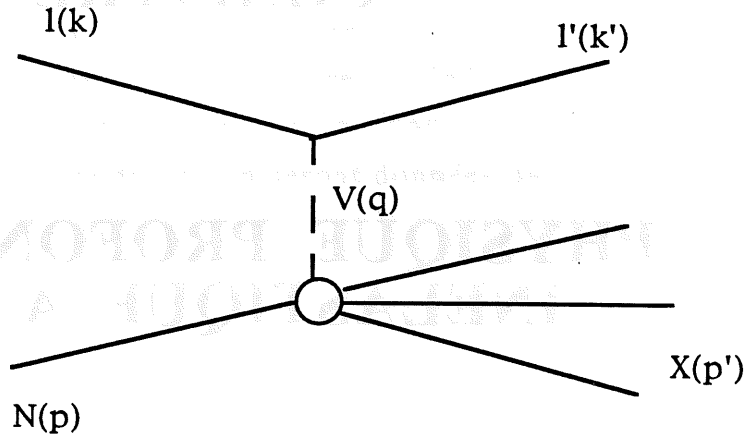


figure I.1 diffusion profondément inélastique lepton nucléon

où k, k' désignent les quadrivecteurs du lepton incident l , diffusé l' et p, p' désignent les quadrivecteurs du nucléon incident N , de l'état final X

V est un vecteur d'interaction qui peut être neutre Z^0, γ ou chargé W^\pm

On définit les quantités invariantes de Lorentz suivantes pour décrire ce phénomène

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = -(p - p')^2 \quad (\text{I.1})$$

où Q^2 est le carré de la masse virtuelle du boson échangé.

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \quad (\text{I.2})$$

où y est la fraction d'énergie échangée entre lepton diffusé et lepton incident dans le référentiel où le proton est au repos.

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (\text{I.3})$$

Dans l'approximation où la masse des quarks est nulle x est la fraction d'impulsion du proton portée par le quark incident.

C'est une collision inélastique à deux corps, il y a donc deux degrés de liberté et il existe une relation entre ces trois variables (on néglige la masse du proton et celle de l'électron) :

$$Q^2 = sxy \quad (\text{I.4})$$

On peut aussi définir deux autres variables utiles pour l'étude des processus d'hadronisation (phénomène de production des hadrons à partir des quarks lors de l'interaction).

$$\begin{aligned} W^2 &= (p+q)^2 \\ \nu &= \frac{p \cdot q}{m_N} \end{aligned} \quad (\text{I.5})$$

où W est la masse invariante du système hadronique et ν l'énergie transférée par le boson virtuel.

L'ensemble des quantités précédentes sont invariantes de Lorentz. Elles peuvent être déterminées à partir de la mesure de l'angle et de l'énergie du lepton diffusé. On note pour HERA où le lepton incident est un électron :

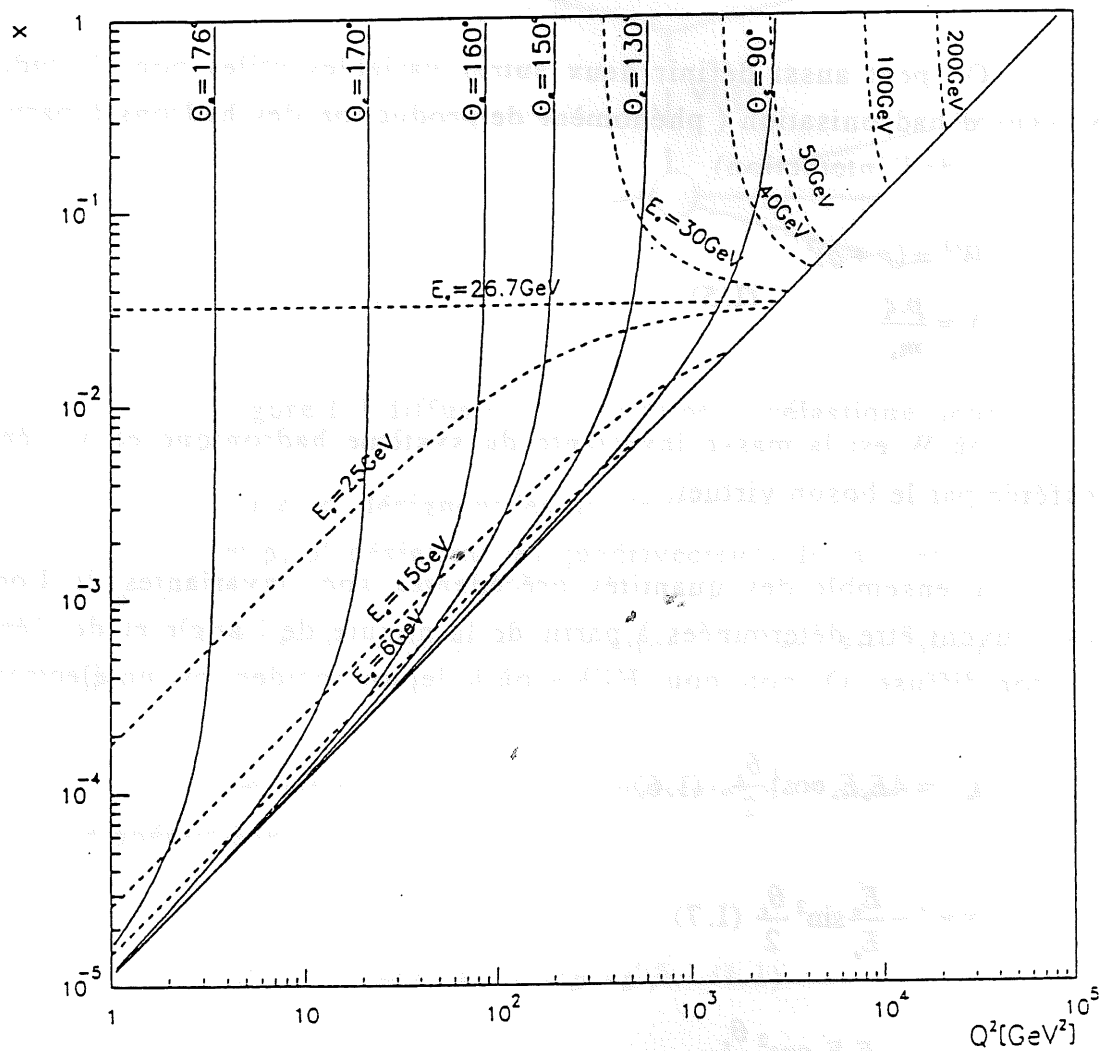
$$Q^2 = 4E_e E_e' \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (\text{I.6})$$

$$y = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (\text{I.7})$$

$$x = \frac{E_e E_e' \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p \left[E_e - E_e' \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right]} \quad (\text{I.8})$$

On a représenté sur la figure I.2 le domaine cinématique (x, Q^2) ainsi que les lignes d'isoangle et d'isoénergie de l'électron. Le domaine nouveau exploré à HERA descend jusqu'à des valeurs de x proches de 10^{-5} . Si l'on admet pour l'instant que la section efficace décroît en $1/Q^4$ et qu'elle varie peu sur un large domaine en x on constate que les lignes d'isoénergie sont très

figure I.2 domaine cinématique à HERA , courbes isoangle et isoénergie de l'électron diffusé



éloignées les unes des autres autour de l'énergie de faisceau 26.7 GeV. Cette surface importante se traduit par l'existence d'un pic d'énergie dit pic cinématique dont on verra par la suite l'utilité pour la calibration.

I.2.2. Section efficace élastique électron-proton

Avec l'avènement de l'électrodynamique quantique les collisions entre électron et proton peuvent être facilement modélisées en considérant le proton comme ponctuel. Dans ce cadre, la diffusion d'un électron sur un proton ponctuel est un processus simple. On peut en effet calculer le graphe de Feynman suivant (figure I.3):

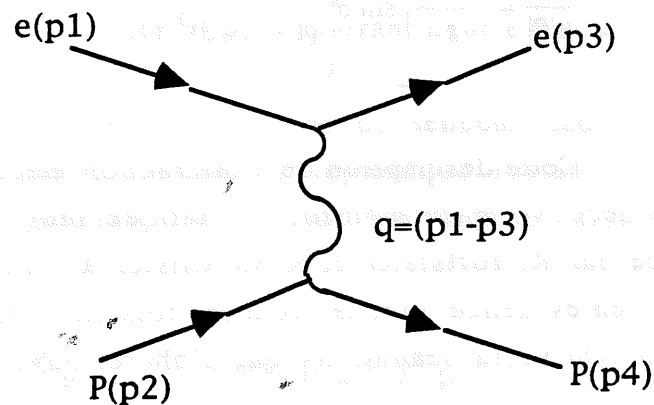


figure I.3 collision élastique électron-proton

On obtient :

$$j^\nu = \bar{u}(p_3)\gamma^\nu u(p_1) \quad (\text{I.9}) \quad \text{qui est le courant leptonique}$$

$$j_\mu = \bar{u}(p_4)\gamma_\mu u(p_2) \quad (\text{I.10}) \quad \text{qui est le courant hadronique}$$

et pour l'amplitude :

$$|M_{Fi}|^2 = e^2 j^\nu \left(\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 + i\epsilon} \right) j_\mu \quad (\text{I.11})$$

Ce qui donne pour la section efficace différentielle:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{lab}) = \frac{|M_{Fi}|^2 p_3}{64\pi^2 m_2 p_1 [E_1 + m_2 - (p_1 \cdot E_3 / p_3) \cos\theta]} \quad (\text{I.12})$$

dans la limite relativiste on a :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 s}{2t^2} [1 + (1-y)^2]$$

$$\frac{d\sigma(cms)}{d|\cos\theta|} = \frac{4\pi\alpha^2}{s(1-\cos\theta)^2} \left[1 + \left(\frac{\cos\theta}{2} \right)^2 \right] \quad (I.13)$$

On note que la section efficace décroît en $1/s$ et ne dépend pas de l'angle azimutal.

$$\frac{d\sigma}{|d\theta|} = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \left[\sin\theta \left(\frac{1 - \cos^2\theta}{(1 - \cos\theta)^2} \right) \right]$$

Cette description de l'interaction électron-proton déjà mise en défaut par la découverte du moment magnétique anormal du proton fut définitivement écartée par R. Hofstadter et R. McAllister à l'aide d'électrons de 200 MeV qui mirent en évidence pour la première fois en 1955 l'existence d'une structure du proton. On verra néanmoins que l'on retrouvera la forme de ce calcul par la suite.

I.2.3. Collision inélastique

La modélisation du proton sous la forme de fonctions de structure permet de décrire les collisions inélastiques. On va maintenant considérer le cas plus général d'une interaction électron-proton avec un état final non contraint. On peut voir sur la figure I.4 le cas d'une interaction $ep \rightarrow eX$ où X est un état hadronique final. On considérera par la suite uniquement les interactions dites courants neutres, c'est à dire où le boson échangé est neutre : Z^0, γ . Les événements dits courants chargés où le boson échangé est un W^\pm ont une section efficace inférieure de plusieurs ordres de grandeur aux interactions courants neutres.

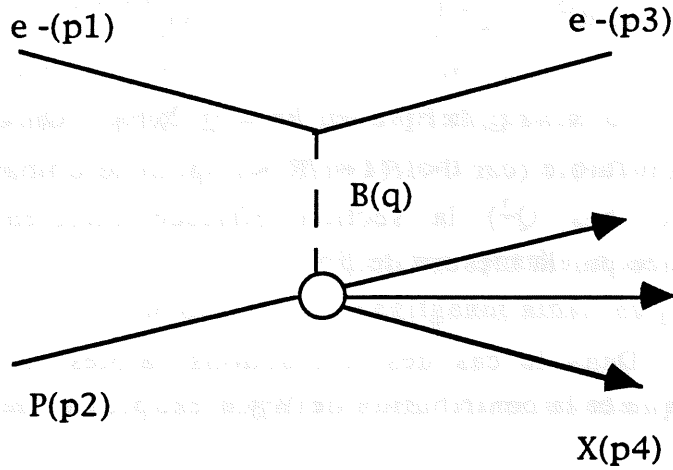


figure I.4 diffusion inélastique courant neutre électron-proton

On ne peut plus conserver la forme du tenseur hadronique utilisé dans le paragraphe précédent. Le tenseur leptonique restant invariant, on choisit la forme la plus générale du tenseur hadronique. Celle-ci a cinq contributions [1] :

$$\begin{aligned}
 W^{\mu\nu} = & -g^{\mu\nu}W_1 + \frac{p_2^\mu p_2^\nu}{m_p^2}W_2 - i\frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}p_{2\alpha}q_\beta}{2m_p^2}W_3 + \frac{q^\mu q^\nu}{m_p^2}W_4 \\
 & + \frac{(p_2^\mu q^\nu + p_2^\nu q^\mu)}{2m_p^2}W_5
 \end{aligned} \quad (I.14)$$

Dans le cas électromagnétique, le troisième terme étant antisymétrique, il a une contribution nulle à la section efficace puisqu'il est combiné avec le tenseur leptonique, qui lui est symétrique. En outre on a par conservation du courant : $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$

Ainsi on peut réduire à 2 le nombre des contributions indépendantes W_1 et W_2 . On définit les fonctions de structure F_1 et F_2 proportionnelles à W_1 et W_2 telles que:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)] \quad (I.15)$$

on peut exprimer (I.15) sous la forme

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[1 + (1-y)^2 - \frac{y^2}{(1+1/R)} \right] F_2(x, Q^2) \quad (\text{I.16})$$

où $R = F_L/2xF_1$ avec $F_L = F_2 - 2xF_1$. On constate que la contribution de R étant faible (car $0 < 1/(1+1/R) < 1$) pour le domaine cinématique des bas y (grand x , bas Q^2) la section efficace différentielle sera essentiellement déterminée par la mesure de F_2 .

Dans le cas des interactions faibles le tenseur leptonique est non symétrique et la contribution de W_3 n'est plus nulle, on a ainsi:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) + \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right] \quad (\text{I.17})$$

I.2.3.1 Modèle des partons

Les fonctions de structure décrivent les interactions inélastiques sans préciser la structure du proton. Le modèle des partons qui décrit le proton comme constitué de particules de spin 1/2 (celles-ci sont nommées quarks et possèdent une charge fractionnaire du proton) permet de faire le pas suivant et d'envisager des interactions entre un lepton et non plus un proton mais un parton au sein du proton.

Ce modèle des partons, dit naïf, permet de retrouver les calculs simples des collisions e^-p élastiques, puisque l'on a :

$$e^-q \rightarrow e^-q$$

Ainsi les collisions e^-p sont les sommes des collisions e^-q sur les différents types de quarks. Dans ce modèle le tenseur hadronique se réduit à une seule contribution indépendante, car il est la somme de processus élastiques. Ainsi $W^{\mu\nu}$ est proportionnel à F_2 et on a pour la section efficace :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \sum_f \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [1 + (1-y)^2] e_f^2 (xq_f(x) + x\bar{q}_f(x)) \quad (\text{I.18})$$

$$\text{et ainsi } F_2(x) = \sum_f e_f^2 (xq_f(x) + x\bar{q}_f(x)) \quad \text{et } R=0 \quad (\text{I.19})$$

Les problèmes de ce modèle sont :

- L'invariance d'échelle ,c'est-à-dire le fait que les fonctions de structure ne dépendent pas de Q^2 ,est violée dans la réalité .
- Ce modèle ne décrit pas les interactions entre partons et n'explique pas le confinement
- De plus il ne fait intervenir que les quarks dont la somme des impulsions est inférieure à celle du proton, négligeant ainsi les gluons.

I.2.3.2 Approximation des logarithmes dominants et équations d'Altarelli-Parisi

Pour tenir compte de ces problèmes nous allons maintenant considérer les processus incluant les gluons et permettant de décrire la violation d'échelle (figure I.5):

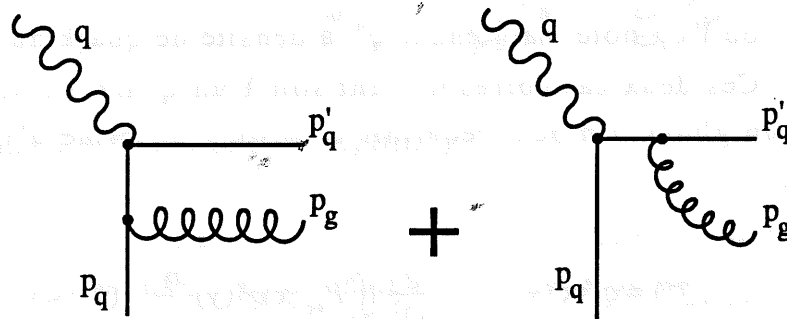


figure I.5 diagrammes $\gamma q \rightarrow gq$

Ces corrections décrivent la possibilité pour un quark de rayonner un gluon. La section efficace $\gamma q \rightarrow gq$ est calculable dans le cadre de la chromodynamique quantique et on a :

$$\hat{\sigma} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \hat{\sigma}_0 P_{qq}(z) \ln(Q^2 / Q_0^2) \quad \text{avec} \quad \hat{\sigma}_0 = 4\pi\alpha_e^2 / \hat{s} \quad (\text{I.20})$$

où Q_0 est une coupure infrarouge et

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right) \quad (\text{I.21})$$

est appelé fonction de "splitting" avec $z = \frac{x}{y}$

On a la section efficace suivante pour le proton

$$\sigma(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) \hat{\sigma}\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) \quad (\text{I.22})$$

ce qui donne :

$$\sigma(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \ln(Q^2 / Q_0^2) \hat{\sigma}_0 \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \quad (\text{I.23})$$

En fait il faut ajouter la contribution correspondant au quark nu. On a donc ainsi deux contributions à la section efficace :

$$q^0(x) \quad \text{et} \quad \frac{\alpha_s}{2\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \int_x^1 P_{qq}(x) q^0(y) \frac{dy}{y}$$

où l'on note maintenant q^0 la densité de quark nu.

Ces deux cas correspondent soit à un quark nu soit à un quark ayant rayonné un gluon. On peut redéfinir cela sous la forme d'une nouvelle densité de quark.

$$q(x, Q^2) = q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \int_x^1 P_{qq}(x) q^0(y) \frac{dy}{y} \quad (\text{I.24})$$

en dérivant par rapport à $\ln Q^2$:

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 P_{qq}(x) q^0(y) \frac{dy}{y} \quad (\text{I.25})$$

L'équation ne tient pas compte malheureusement des ordres supérieurs, un quark pouvant avoir rayonné deux gluons, etc. Ces ordres ne peuvent en effet être négligés car ils interviennent sous la forme $(\alpha_s(Q^2) \ln(Q^2))^n$:

$$\text{or } \alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\left(11 - \frac{2n_f}{3}\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (\text{I.26}) \quad \text{au premier ordre}$$

On a ainsi $\alpha_s(Q^2)\ln(Q^2)$ qui est de l'ordre de l'unité. Nous allons donc devoir ,pour être cohérent ,tenir compte des multiples diagrammes en échelle. Du fait d'émissions multiples ,il apparaît des termes d'interférence rendant le calcul complexe. On peut montrer que ces diagrammes sont réductibles via un changement de jauge et dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants en des diagrammes fortement ordonnés en k_T^2 où k_T est l'impulsion transversale du parton émis. On peut ainsi considérer les différents éléments de l'échelle comme des événements successifs et séparés et multiplier les probabilités de chacun. Ces éléments sont décrits sur la figure I.6 :

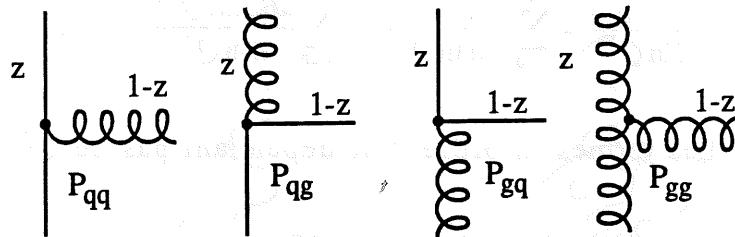


figure I.6 Fonctions de "splitting"

Revenons maintenant à l'équation (I.26). Si on considère le cas où le quark a non pas rayonné un gluon mais deux gluons on aura :

$$\frac{dq'(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 P_{qq}(x) q(y) \frac{dy}{y} \quad (I.27)$$

qui est l'équation reliant la densité de quark q après l'émission d'un gluon à celle après l'émission de deux gluons q' . Cette relation est récurrente et on obtient, si on passe à un ordre N :

$$\frac{dA_N(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \int_x^1 \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_1\left(\frac{x}{y}\right) A_{N-1}(x, Q^2) \frac{dy}{y} \quad (I.28)$$

où A_N est la contribution d'une échelle à N barreaux. Il faut noter ici que P_1 correspond au premier processus élémentaire lors de l'interaction avec la particule testant le proton.

Pour obtenir toutes les contributions dans le cas d'un quark : il faut envisager les cas où $P_1=P_{qq}$ ou bien $P_1=P_{qg}$ (cas où le quark est émis par un gluon). On doit en outre sommer à tous les ordres ce qui donne :

$$q(x, Q^2) = \sum_{N=0}^{\infty} A_N(x, Q^2) + \sum_{N=0}^{\infty} B_N(x, Q^2) \quad (I.29)$$

où $A(N)$ correspond au barreau finissant par P_{qq}
et $B(N)$ correspond au barreau finissant par P_{qg}

cela donne en dérivant par $\ln Q^2$:

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{dA_N(x, Q^2)}{d \ln Q^2} + \sum_{N=0}^{\infty} \frac{dB_N(x, Q^2)}{d \ln Q^2} \quad (I.30)$$

Les termes d'ordre 0 ne dépendant pas de Q^2 on a :

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[\int_x^1 P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \sum_{N=1}^{\infty} A_{N-1}(y, Q^2) \frac{dy}{y} + \int_x^1 P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \sum_{N=1}^{\infty} B_{N-1}(y, Q^2) \frac{dy}{y} \right] \quad (I.31)$$

or

$$\sum_{N=1}^{\infty} A_{N-1}(x, Q^2) = q(x, Q^2) \quad (I.32)$$

$$\sum_{N=1}^{\infty} B_{N-1}(x, Q^2) = g(x, Q^2)$$

ainsi

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[\int_x^1 P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q(y, Q^2) \frac{dy}{y} + \int_x^1 P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \frac{dy}{y} \right] \quad (I.33)$$

On obtient ainsi une des équations d'Altarelli-Parisi [2]. Par une procédure similaire on obtient pour la distribution de gluons :

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[\int_x^1 P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \frac{dy}{y} + \int_x^1 P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) \sum_f [q_f(y, Q^2) + \bar{q}_f(y, Q^2)] \frac{dy}{y} \right] \quad (I.34)$$

Ces équations qui résultent de l'approximation des logarithmes dominants ne sont valides que dans un domaine où $Q^2/\Lambda^2 \gg 1$ où Λ est un paramètre d'échelle de la chromodynamique quantique non contraint par la théorie. D'autre part ce sont des équations d'évolution, on a donc besoin de données expérimentales pour fixer les conditions initiales.

Ces équations traduisent le fait que le test du proton effectué par le photon virtuel aboutit à des résultats différents suivant la valeur de Q^2 (voir figure I.7). Lorsque Q^2 est faible le proton est vu comme ponctuel, la structure en quarks de valence apparaît en augmentant Q^2 , et enfin pour de grands Q^2 on observe la mer de partons.

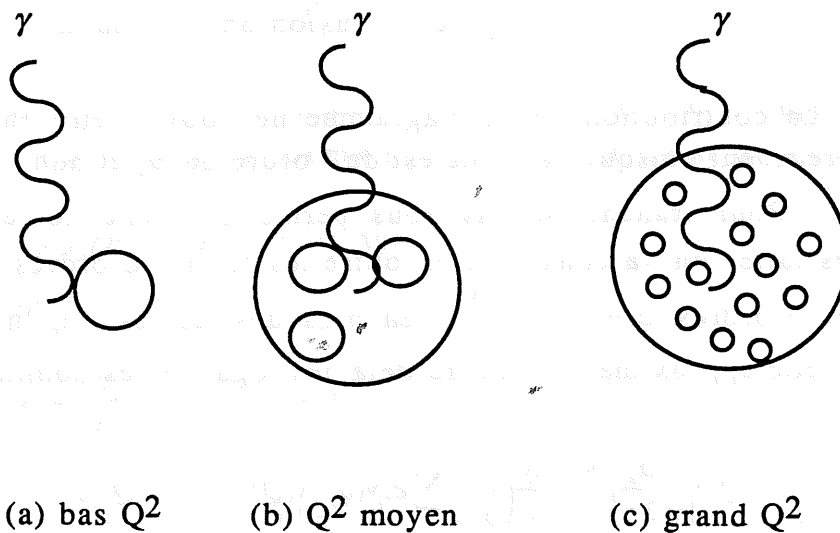


figure I.7 Violation d'échelle

Dans ce modèle on a de manière similaire au modèle des partons naïfs:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f e_q^2 (xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)) \text{ et } R=0 \quad (\text{I. 35})$$

I. 2. 3. 3 Approximation suivant les logarithmes dominant

L'approximation des logarithmes dominants présente plusieurs faiblesses. Comme on l'a vu précédemment, dans ce modèle F_L est nulle. Lorsque l'on calcule les diagrammes comme par exemple celui correspondant à la fusion photon gluon (figure I.8) dans le cas où on n'ordonne plus les deux derniers barreaux on obtient une contribution en α_s .

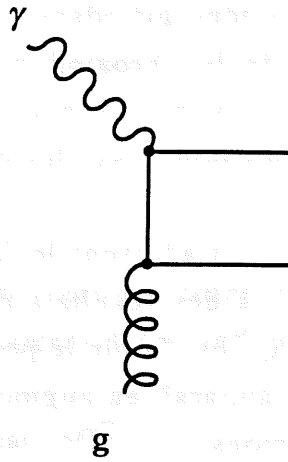


figure I.8 fusion photon gluon

La contribution de ce diagramme ne pouvait être envisagée dans le modèle précédent puisque ce terme est de l'ordre de α_s et non pas de l'ordre de $\alpha_s \ln Q^2$. Pour franchir le pas nous permettant donc de tenir compte des remarques faites on va conserver en outre les termes d'ordres α_s seul et ainsi les termes d'ordres $\alpha_s^{n-1} \ln Q^2$ en plus des termes $(\alpha_s \ln Q^2)^n$. Dans le cadre de cette approximation dite au-delà des logarithmes dominants on a :

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[\frac{8}{3} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y} \right)^2 \sum_f e_f^2 y (q_f(y, Q^2) + \bar{q}_f(y, Q^2)) \right. \\ \left. + 4 \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y} \right)^2 \left(1 - \frac{x}{y} \right) \left(\sum_f e_f^2 \right) y g(y, Q^2) \right] \quad (I.36)$$

On note que F_L sera faible dans le secteur des grand x , car dans ce cas le domaine d'intégration sera réduit. D'autre part on constate qu'à bas x F_L sera dominé par la densité de gluon mais aussi par la mer.

I.2.3.4. Approximation des logarithmes $1/x$ dominants

L'approximation des logarithmes Q^2 dominants est pertinente pour décrire l'évolution en Q^2 des densités de partons et des fonctions de structure, mais ne l'est pas pour décrire l'évolution en x . Ce modèle ne tient pas compte des termes en $\ln 1/x$ dominants dans la limite où x tend vers 0.

L'évolution dans le domaine des petits x des fonctions de structure n'est d'autre part pour l'instant pas contrainte par l'expérience (en dessous de $x=10^{-2}$).

Pour résoudre ce problème Balitsky, Fadin, Kuraev et Lipatov ont envisagé de ne garder que les termes en $1/x$ dominants et obtenu l'équation suivante.

$$f(x, k^2) = f^0(x, k^2) + \int dk'^2 K(k, k') \int_x^1 \frac{dx'}{x'} f(x', k'^2) \quad (\text{I. 38})$$

$$\text{où } f(x, k^2) = \left. \frac{\partial [xg(x, Q^2)]}{\partial \ln Q^2} \right|_{Q^2=k^2}$$

et K est appelé le noyau, c est une fonction de l'impulsion.

Cette équation a comme solution dans la limite où x tend vers 0

$$xg(x, Q^2) = h(Q^2)x^{-\lambda} \quad (\text{I. 39})$$

avec

$$\lambda = \frac{3\alpha_s}{\pi} 4 \ln 2 \quad \lambda \cong 0.5$$

Le résultat essentiel de l'équation de BFKL est d'entraîner un comportement divergent du gluon en $x^{-0.5}$ et donc de F_2 à bas x . Les équations de BFKL somment les diagrammes en échelle sur tout l'espace des phases et non la partie très ordonnée qui est la conséquence de l'approximation des logarithmes Q^2 dominants. Cette équation doit ainsi exclure la partie non-perturbative en imposant une coupure $k^2_T > k^2_0$, ce qui apparaissait directement dans l'approximation des logarithmes dominants. L'introduction de ce paramètre de coupure est une source de fluctuation importante.

Cette description du comportement à bas x des fonctions de structure n'est pas la seule et l'on doit aussi noter l'existence d'un modèle développé par A. Donnachie et P. V. Landshoff [3] prédisant au contraire une distribution plate de la densité de gluon à bas x (en $x^{-0.08}$).

I.2.4. Domaine des bas x

I.2.4.1 - Approche phénoménologique

Dans la limite où x tend vers 0 le proton est dominé par la mer et plus particulièrement par les gluons. Comme on a pu le voir dans la résolution de l'équation de Lipatov la densité de gluon tend vers l'infini quand x tend vers 0. Cette singularité pose un problème lorsque l'on veut respecter les quantités macroscopiques comme la surface du proton en tant que section efficace maximale.

Pour comprendre cela, on considère le paramètre suivant [4]:

$$W = \frac{n_g \hat{\sigma}}{\pi R^2} \quad \text{où } n_g \text{ est le nombre de gluons par unité de rapidité, } \hat{\sigma} \text{ la}$$

section efficace gluon-gluon et πR^2 la surface du proton. Pour ne pas violer l'unitarité du proton ce paramètre doit rester inférieur à 1.

$$\text{Or } \hat{\sigma} \propto \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \text{ et } n_g \propto xg(x, Q^2)$$

$$\text{Ce qui donne } W \propto \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi R^2 Q^2} xg(x, Q^2) \quad (\text{I.40})$$

On constate qu'à bas x l'unitarité sera violée car la densité de gluon tendant vers l'infini la section efficace devient supérieure à la surface du proton.

I.2.4.2 - Saturation forte, faible et recombinaison

Un des moyens envisagé par L.V Gribov et al. pour éviter cette croissance infinie est de tenir compte des effets de saturation de la densité de gluons sous la forme de diagrammes de recombinaison où par exemple deux gluons s'annihilent en un seul gluon (figure I.9).

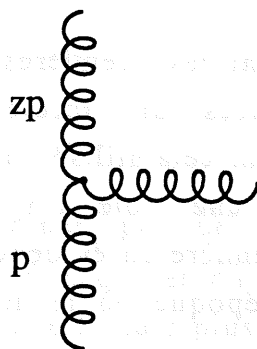


figure I.9

On obtient les équations suivantes en introduisant les effets de saturation :

- approximation des logarithmes Q^2 dominants

$$\frac{\partial^2 [xg(x, Q^2)]}{\partial \ln(1/x) \partial \ln(Q^2 / \Lambda^2)} = \frac{3\alpha_s(Q^2)}{\pi} xg(x, Q^2) \left[1 - \frac{27\pi\alpha_s(Q^2)}{16R^2 Q^2} xg(x, Q^2) \right] \quad (\text{I. 41})$$

- approximation des logarithmes $1/x$ dominants

$$x \frac{\partial f(x, k^2)}{\partial x} = \int dk'^2 K(k, k') f(x, k'^2) - \frac{81\alpha_s(k^2)}{16R^2 k^2} [xg(x, k^2)]^2 \quad (\text{I. 42})$$

On note l'existence d'un terme proportionnel à la densité de gluons au carré qui s'oppose à la croissance infinie de la densité de gluons quand x tend vers 0. Ce terme de correction n'est valide que lorsque le rapport du terme quadratique sur le terme principal est inférieur à α_s , du fait que l'on ne tient pas compte des corrections de saturation d'ordre supérieur dans ces équations. On peut d'autre part envisager le cas où les effets de saturation seraient visibles au niveau des quarks de valence (ceci correspond au fait que le paramètre R n'est pas contraint). Dans ce cas la saturation serait plus importante puisque R serait plus faible (taille d'un quark de valence) et les effets pourraient être observés pour des valeurs de x plus grandes.

I.2.5. Résultats obtenus par les expériences sur cibles fixes

I.2.5.1 Introduction

Historiquement les premières collisions inélastiques de lepton sur cible fixe ont été réalisées sur l'accélérateur linéaire de STANFORD à la fin des années 60. On a pour cela utilisé un faisceau d'électrons (pouvant atteindre 20 GeV) projetés sur une cible d'hydrogène ou bien de deutérium. Cette expérience a mis la première en évidence l'existence d'une sous-structure des nucléons, ceci à une époque où le modèle des quarks tentait de faire son chemin.

Dans un deuxième temps on a mis en évidence la violation de l'invariance d'échelle (les fonctions de structure dépendent de Q^2).

De nombreuses expériences sur cibles fixes ont ensuite apportées des données sur les fonctions de structure des nucléons. Ces expériences se divisent en deux classes principales, elles-mêmes se divisant en deux sous-classes internes.

- les expériences sur cible légère :

Hydrogène, deutérium

- les expériences sur cible lourde :

Fer, carbone

Ces sous-classes sont liées au type de faisceau utilisé :

soit lepton chargé e^- , μ^-

soit lepton neutre : ν

Sur la table I.1 nous pouvons voir les plus importantes de ces expériences :

Expérience	Faisceau	Cible	Commentaire
CDHSW	neutrino	Fe	
CCFR	neutrino	Fe	
BCDMS	muon	(C, H ² , D ²)	$Q^2 < 260 \text{ GeV}^2$
EMC	muon	H ₂ , D ₂	
NMC	muon	H ₂ , D ₂	$x > 8 \cdot 10^{-3}$

SLAC	électron	H ₂ , D ₂	0.5 < Q ² < 20 GeV ²
------	----------	---------------------------------	--

table I. 1

La mesure de F_2 donnée par ces différentes expériences est dépendante à la fois du type de faisceau et du type de cible. Pour pouvoir comparer ces mesures on va devoir effectuer plusieurs corrections.

I.2.5.2 Corrections des mesures

La première correction que nous allons décrire est liée à la différence entre un faisceau neutre et un faisceau chargé. On a dans le cas d'un faisceau de neutrino dans le modèle des partons naïf .

$$F_2^{vN}(x) = \sum_f x(q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \quad (I.43)$$

et pour un faisceau de leptons chargés

$$F_2^{l^+N}(x) = \sum_f e_f^2 x(q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \quad (I.44)$$

Dans le cas d'une cible isoscalaire (autant de protons que de neutrons) l'équation devient

$$F_2^{l^+I}(x) = \frac{5}{18} x \left[u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s} + c + \bar{c} - \frac{3}{5}(s + \bar{s} - c - \bar{c}) \right]$$

$$\text{ce qui donne : } F_2^{l^+I}(x) = \frac{5}{18} x \left[\sum_f (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) - \frac{6}{5}(s - c) \right] \quad (I.45)$$

On a donc

$$\frac{F_2^{l^+I}(x)}{F_2^{vI}(x)} = \frac{5}{18} x \left[1 - \frac{6}{5} \frac{(s - c)}{\sum_f (q_f(x) + \bar{q}_f(x))} \right] \quad (I.46)$$

Cette correction dite de charge est représentée sur la figure I.10 [5]. On constate qu'elle est constante pour $x > 0.2$, ne devenant divergente que dans

les bas x où la différence entre la mer de quark s et c n'est plus 0 (dûe à leur masse respective). Ceci nous permet donc de comparer les résultats obtenus pour F_2 par les expériences de muon et celles de neutrino.

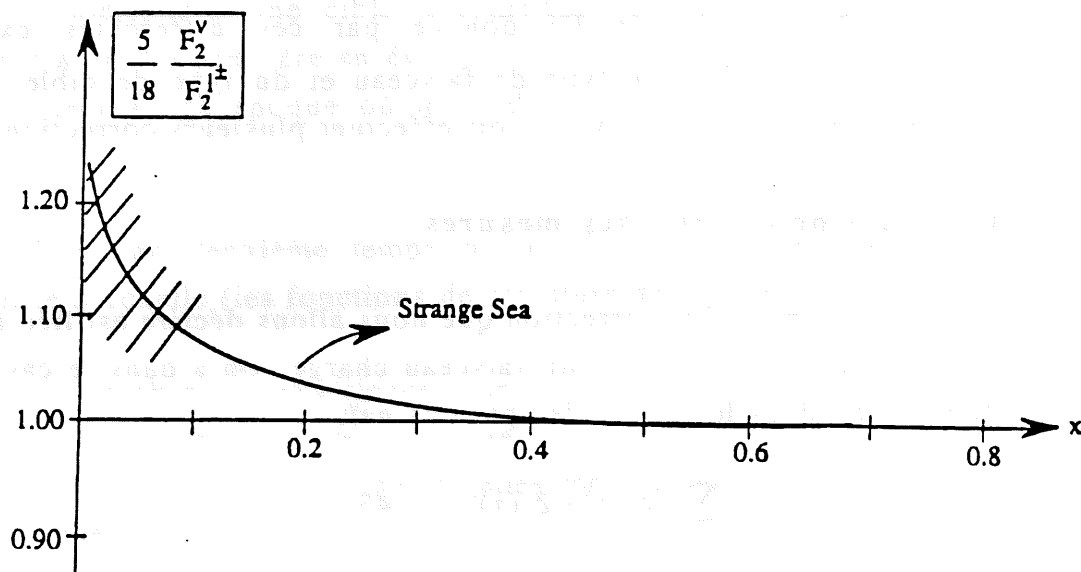


figure I.10 correction de charge

Dans le cas d'une cible lourde on observe des effets liés au noyau qui rendent nos mesures différentes par rapport aux mesures effectuées sur hydrogène ou deutérium. Le rapport F_2^{Fe}/F_2^D a été mesuré par plusieurs expériences en accord raisonnable et peut être observé sur la figure I.11. On n'a pas d'autre part noté de variation en Q^2 de ce rapport. Cet effet est probablement dû à l'énergie de liaison des nucléons.

En plus de ces corrections qui permettent de comparer les différentes expériences, l'extraction de F_2 nécessite deux corrections majeures:

- les corrections radiatives
- évaluation de R

Les corrections radiatives sont relativement bien maîtrisées dans les domaines cinématiques abordés par les expériences sur cible fixe. On verra par la suite que cela est différent à HERA.

R peut être déterminé par un ajustement sur les mesures aboutissant à une paramétrisation. Il faut préciser que dans ce cas les mesures de R sont

figure I.11 effet nucléaire dans la mesure de F_2

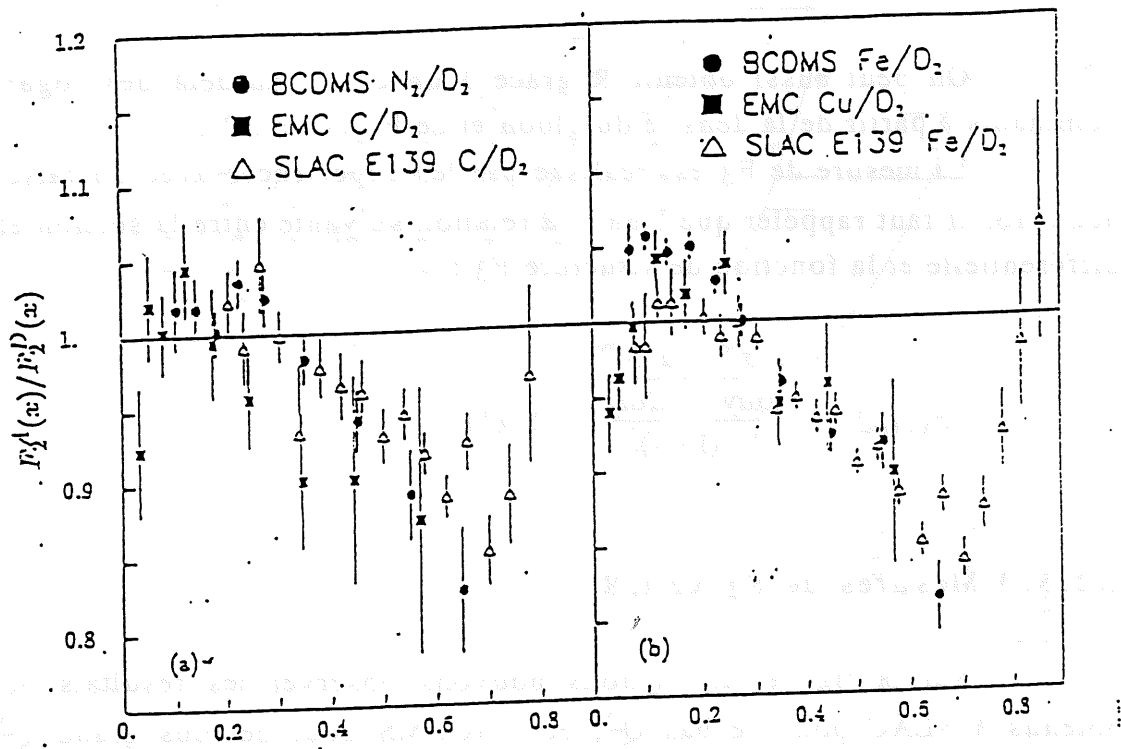
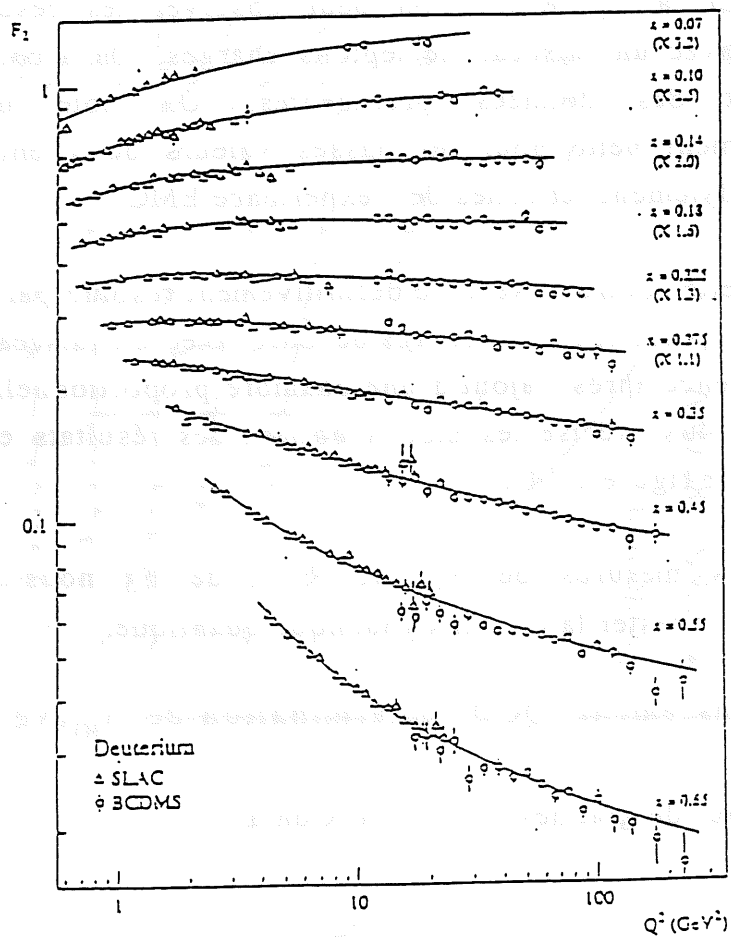


figure I.12 mesure de F_2 sur une cible de deutérium à SLAC et BCDMS



réalisées en mesurant la section efficace différentielle pour deux valeurs différentes de s (donc deux valeurs d'énergie de faisceau différentes), pour les mêmes valeurs de x , Q^2 .

On peut aussi obtenir R grâce à un calcul au-delà des logarithmes dominants à partir de la densité du gluon et de F_2 (voir I.2).

La mesure de F_3 est réalisée par les expériences avec un faisceau de neutrino. Il faut rappeler que l'on a la relation suivante entre la section efficace différentielle et la fonction de structure F_3 :

$$xF_3(x, Q^2) \equiv \frac{\frac{d^2\sigma^{vN}}{dx dy} - \frac{d^2\sigma^{\bar{v}N}}{dx dy}}{1 - (1-y)^2} \quad (\text{I.47})$$

I.2.5.3 Mesures de F_2 , xF_3 , R

Sur la figure (I.12) nous pouvons observer les résultats pour F_2 obtenus à SLAC pour de bas Q^2 , et à BCDMS pour de plus grand Q^2 . Ces résultats sont en bon accord avec un ajustement QCD des données.

Sur la figure I.13 on peut observer les résultats de EMC une expérience avec un faisceau de leptons chargés. On a conservé sur la figure l'ajustement des données précédentes. On note une incompatibilité particulièrement nette pour les basses valeurs de x entre les données de BCDMS (ajustement) et celles de l'expérience EMC.

Cette controverse a été définitivement résolue par NMC, qui est une expérience reprenant l'appareillage de EMC avec un faisceau plus énergétique. Cette expérience après l'ajout d'une chambre proportionnelle pour reconstruire de manière plus précise les muons obtient des résultats en bon accord avec BCDMS (voir figure I.14).

Les mesures de F_2 , de R et de F_3 nous permettent ensuite d'envisager de tester la chromodynamique quantique.

I.2.5.4 Ajustement QCD, détermination de $\Lambda_{\overline{MS}}$, xg

Pour de grandes valeurs de x on a

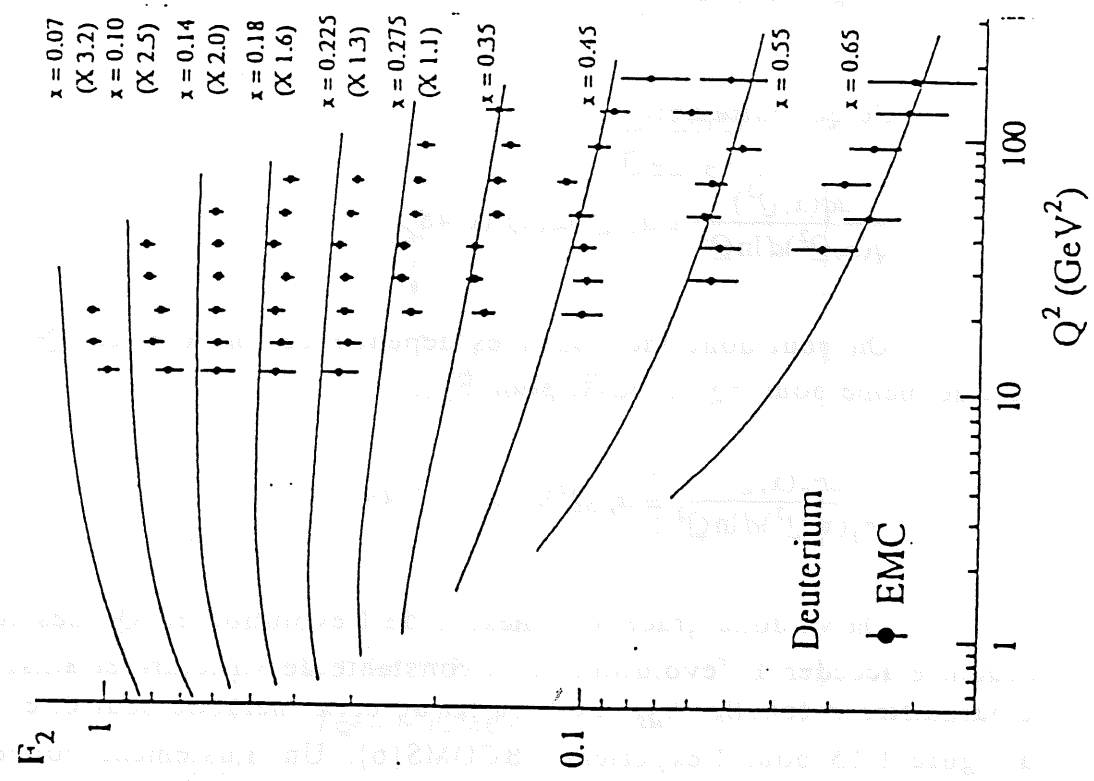


figure I.13 mesure de F_2 sur une cible de deutérium par EMC comparé avec un ajustement des données de SLAC et BCDMS

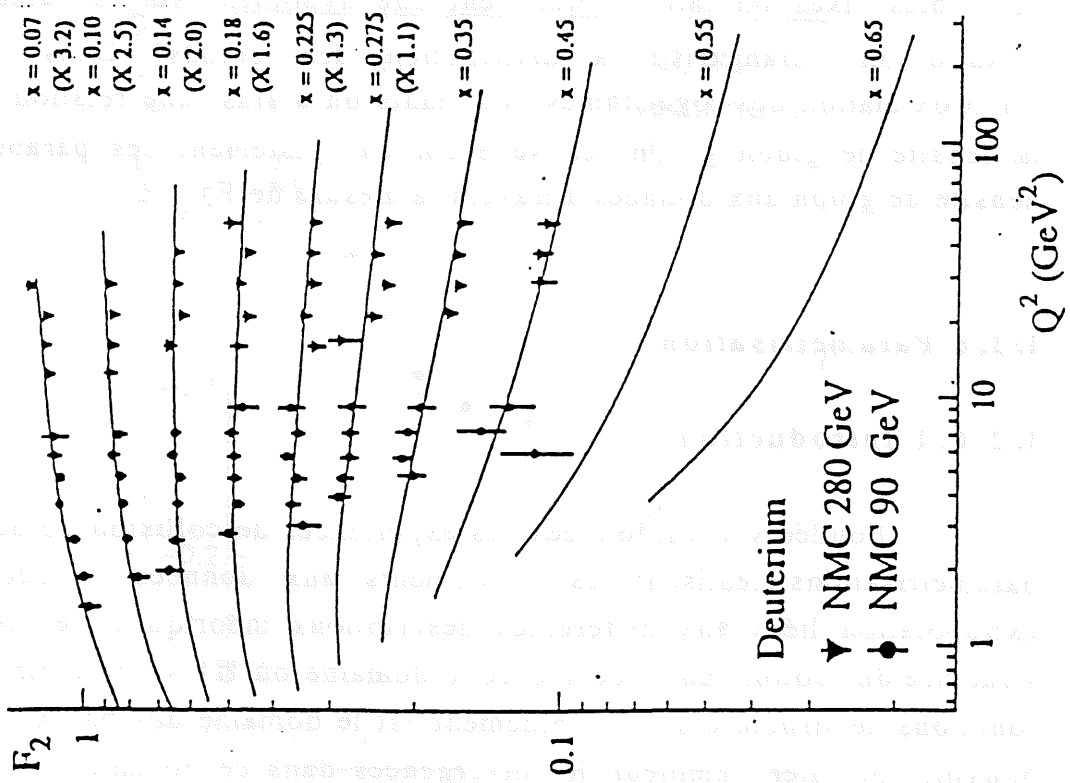


figure I.14 mesure de F_2 sur une cible de deutérium par NMC comparé avec un ajustement des données de SLAC et BCDMS

$$\int_x^1 P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y, Q^2) \frac{dy}{y} \equiv q(x)$$

Ce qui entraîne:

$$\frac{dq(x, Q^2)}{q(x, Q^2) d \ln Q^2} \equiv \alpha_s(Q^2) L(x) \quad (\text{I.48})$$

On peut donc factoriser les dépendances en x et en Q^2 . Finalement on a de même pour F_2 (et aussi pour F_3):

$$\frac{dF_2(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2) d \ln Q^2} \equiv \alpha_s(Q^2) L(x) \quad (\text{I.49})$$

On va donc grâce à la mesure de l'évolution en Q^2 des fonctions de structure accéder à l'évolution de la constante de structure et ainsi déterminer le paramètre d'échelle $\Lambda_{\overline{MS}}$. Le résultat de cette méthode peut être observé sur la figure I.15 pour l'expérience BCDMS[6]. Un ajustement donne $\Lambda_{\overline{MS}} = 230$ MeV.

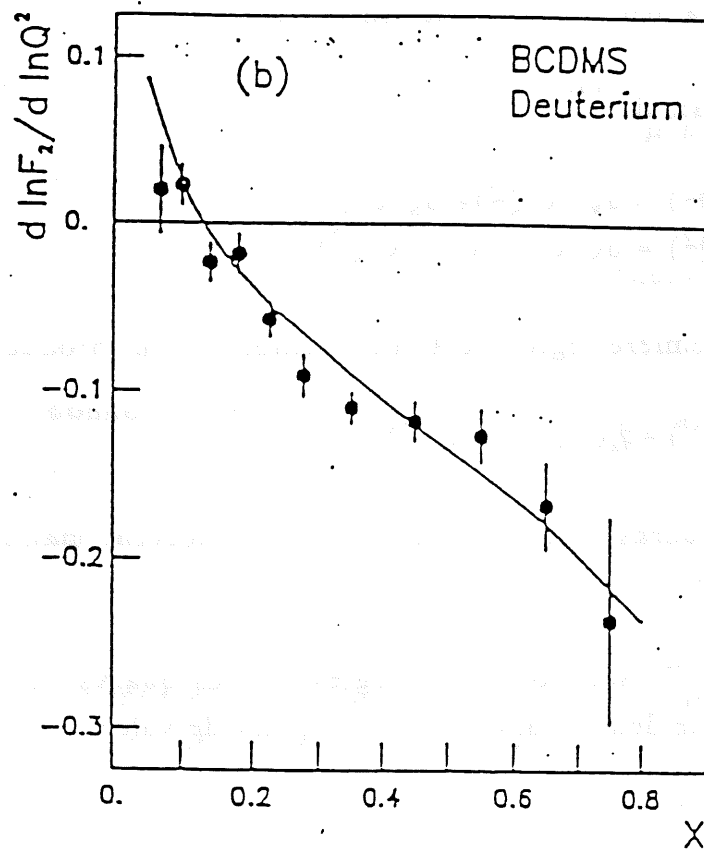
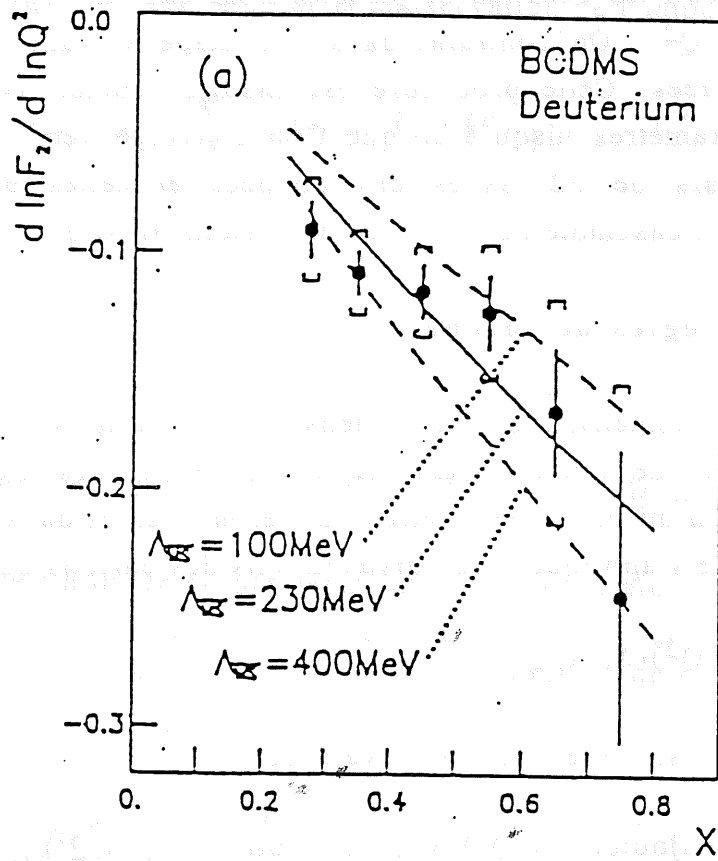
Pour obtenir une mesure de la densité de gluon dans les expériences sur cibles fixes on fait généralement une hypothèse sur la valeur de $\Lambda_{\overline{MS}}$. Ensuite on paramétrise la distribution des gluons. Dans le cas de l'approximation des logarithmes dominants on a ainsi une relation entre F_2 et la densité de gluon g . On réalise enfin un ajustement des paramètres de la densité de gluon aux données à travers la mesure de F_2 .

I.2.6 Paramétrisation

I.2.6.1 Introduction

Fondée sur les données des expériences de collision de nucléons, les paramétrisations réalisent les ajustements aux données et décrivent, par extrapolation liées aux différentes descriptions théoriques, les fonctions de structure du proton. En l'occurrence le domaine où H1 va pouvoir mesurer les fonctions de structure assez rapidement est le domaine des bas x . Nous allons pouvoir constater l'ampleur des divergences dans ce domaine liée au manque de contraintes théoriques.

figure I.15 détermination du paramètre libre de QCD par BCDMS



La méthode suivie consiste à paramétriser les distributions de gluons et de quarks pour un Q^2 fixé, et ensuite à utiliser les équations d'Altarelli-Parisi pour obtenir les densités de partons ainsi que les fonctions de structure en fonction de Q^2 . On contraint dans une étape suivante les paramètres à l'aide des données. Cette procédure est ensuite répétée avec les nouvelles valeurs des paramètres jusqu'à ce que l'on converge vers un écart minimum entre les valeurs de F_2 issues des données et celles paramétrisées. On détermine ainsi l'ensemble des densités de partons ainsi que Λ .

I.2.6.2. Les règles de somme

Les paramétrisations des densités de partons utilisent plusieurs règles communes de somme. Cela permet de contraindre les distributions de partons et de minimiser les paramètres qui seront ajustés dans les données. Ces règles de somme s'appliquent aux distributions des partons qui sont :

$$u_V(x, Q^2), d_V(x, Q^2)$$

où V désigne les quarks de valence.

Il faut ajouter $g(x, Q^2)$ pour les gluons et $\bar{q}_s(x, Q^2), q_s(x, Q^2)$ pour toutes les saveurs de la mer ($s = sea$, mer en anglais).

On a ainsi :

$$\begin{aligned} u(x, Q^2) &= u_V(x, Q^2) + u_S(x, Q^2) \\ d(x, Q^2) &= d_V(x, Q^2) + d_S(x, Q^2) \end{aligned}$$

La première règle liée à la définition de leur production :

$$\bar{q}_s(x, Q^2) = q_s(x, Q^2) \quad (I.50)$$

Les quarks et antiquarks de la mer doivent maintenir la charge du proton inchangé.

A cela il faut ajouter les règles sur les quarks de valence, un proton étant constitué de deux quarks u et d'un quark de valence d :

$$\int_0^1 dx u_V(x, Q^2) = 2 \text{ et } \int_0^1 dx d_V(x, Q^2) = 1$$

Il faut en outre ajouter la conservation de l'impulsion du proton :

$$\int_0^1 x dx \left[g(x, Q^2) + \sum_f (q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)) \right] = 1 \quad (\text{I.51})$$

I.2.6.3 description

Les données utilisées pour les paramétrisations sont de plusieurs types :

- Expériences sur cibles fixes (faisceau d'électron, muon, neutrino)

, pour nombre de paramétrisations, la contrainte sur la distribution de gluon par ce type d'expérience étant faible (une grande variation peut être compensée par une petite variation de la distribution de quark, ou bien de $\Lambda_{\overline{MS}}$

), on choisit d'utiliser aussi :

- Les productions de photon direct dans les expériences $pp \rightarrow \gamma x$ via le processus $gq \rightarrow \gamma q$

Il faut en outre ajouter que certaines paramétrisations utilisent aussi:

- des données liées au processus $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ observé dans les expériences de collisions de proton sur nucléon

- Et enfin par des données de photon-gluon fusion :

$$\gamma g \rightarrow J/\psi g$$

Nous donnerons dans la suite des exemples choisis parmi les paramétrisations plus récentes.

I.2.6.3.1 M. T

J.G. Morfin et W. Tung [7] se sont fondés sur les expériences de diffusion profondément inélastique de muons (SLAC, BCDMS, EMC) ainsi que celles de neutrino, et enfin sur celles de production de Drell-Yan. Nous parlerons ici uniquement des paramétrisations basées sur BCDMS.

Aux règles de somme déjà évoquées il faut ajouter celles liées à une symétrie SU_f(3)

$$x_u = x_d = x_s$$

Les paramétrisations des densités de partons sont de la forme :

$$f(x, Q^2) = e^{c_0} x^{c_1} (1-x)^{c_2} \ln^{c_3}(1+1/x)$$

Cette forme est liée au comportement asymptotique des paramétrisations (xf tend vers 0 lorsque x tend vers 1 et aussi lorsque x tend vers 0 pour les quarks de valence) et à l'existence naturelle de logarithmes en théorie des champs perturbative.

Les auteurs donnent deux paramétrisations : MTB1, MTB2 calculées à l'ordre suivant les logarithmes dominants (voir figure I.16), la première correspondant à une paramétrisation de gluon plate à $Q^2=4\text{GeV}^2$, la seconde, à une distribution de gluon divergente à bas x .

I.2.6.3.2 KMRS

Les auteurs J. Kwiecinski, A.D. Martin, W.J. Stirling et R.G. Roberts [8] ont utilisé les données de diffusion profondément inélastique de muon BCDMS ainsi que celles de neutrinos. En outre ils ont tenu compte aussi des données de production de dimuons et de photon direct. La mer vérifie, contrairement à la paramétrisation MT la symétrie SU(2) à l'échelle de $Q_0^2=4\text{GeV}^2$, c'est à dire:

$$x_u = x_d$$

On a en outre imposé à cette échelle :

$$x_s=0, x_b=0$$

$$x_t=0, x_e=0$$

La distribution de gluon a été paramétrisée sous la forme de :

$$xg(x, Q^2) = A_g(1+B_g x)(1-x)^{C_g} \quad (\text{I.52})$$

ce qui correspond à une distribution de gluons non divergente (dite plate) dans la limite des bas x :

$$xg(x, Q^2) \rightarrow A_g \text{ pour } x \text{ tendant vers } 0$$

Cette paramétrisation est notée KMRSB0. Les auteurs, pour tenir compte de la description du comportement à bas x donnée par les équations BFKL, qui seules décrivent de manière pertinente l'évolution en x , ont ajouté un facteur $x^{-1/2}$. Ce facteur donne une distribution de gluon divergent dans la limite x tendant vers 0. On peut observer les résultats sur la figure I.16.

I.2.6.3.3 MRSD

Après les mesures de NMC [9] (voir figure I.17), dans un domaine de x encore vierge, qui mirent en défaut l'ensemble des paramétrisations existantes, les auteurs de KMRS ont mis à jour leur ajustement sur les données et en utilisant la même méthode que pour KMRS ont obtenu deux paramétrisations : MRSD0 et MRSD- (ajout d'un facteur $x^{-1/2}$).

En outre les auteurs proposent une méthode nouvelle [10] pour mieux décrire les évolutions des fonctions de structure dans le domaine des bas x , consistant à utiliser parallèlement les équations de GLAP (pertinentes pour décrire l'évolution Q^2) et les équations de BFKL (pertinentes pour décrire l'évolution en x). La procédure est similaire aux méthodes utilisées dans les descriptions précédentes pour le domaine où x est inférieur à 10^{-2} : on paramétrise les densités de partons pour une valeur de Q^2 fixée et on utilise ensuite les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi pour obtenir l'évolution en Q^2 . Pour décrire le domaine des petits x (inférieur à 10^{-2}) les auteurs ont une approche ensuite différente .

A partir de $x=10^{-2}$ on utilise BFKL avec comme condition initiale le domaine jusqu'à $x=10^{-2}$ déterminé précédemment, ce qui est plus correct que d'imposer un comportement du type Lipatov dans les conditions initiales. L'ajustement à $x=10^{-2}$ (par définition des conditions initiales) nous assure la continuité mais pas forcément la continuité de la dérivée. A ce propos les auteurs précisent que le domaine $10-20\text{GeV}^2$ est celui où ce type d'équation assure la meilleure continuité au niveau de la dérivée. Ils ont en outre résolu les équations de Lipatov dans les bas x en incluant un terme de saturation

figure I.16 description de F_2 à bas x par différentes paramétrisations

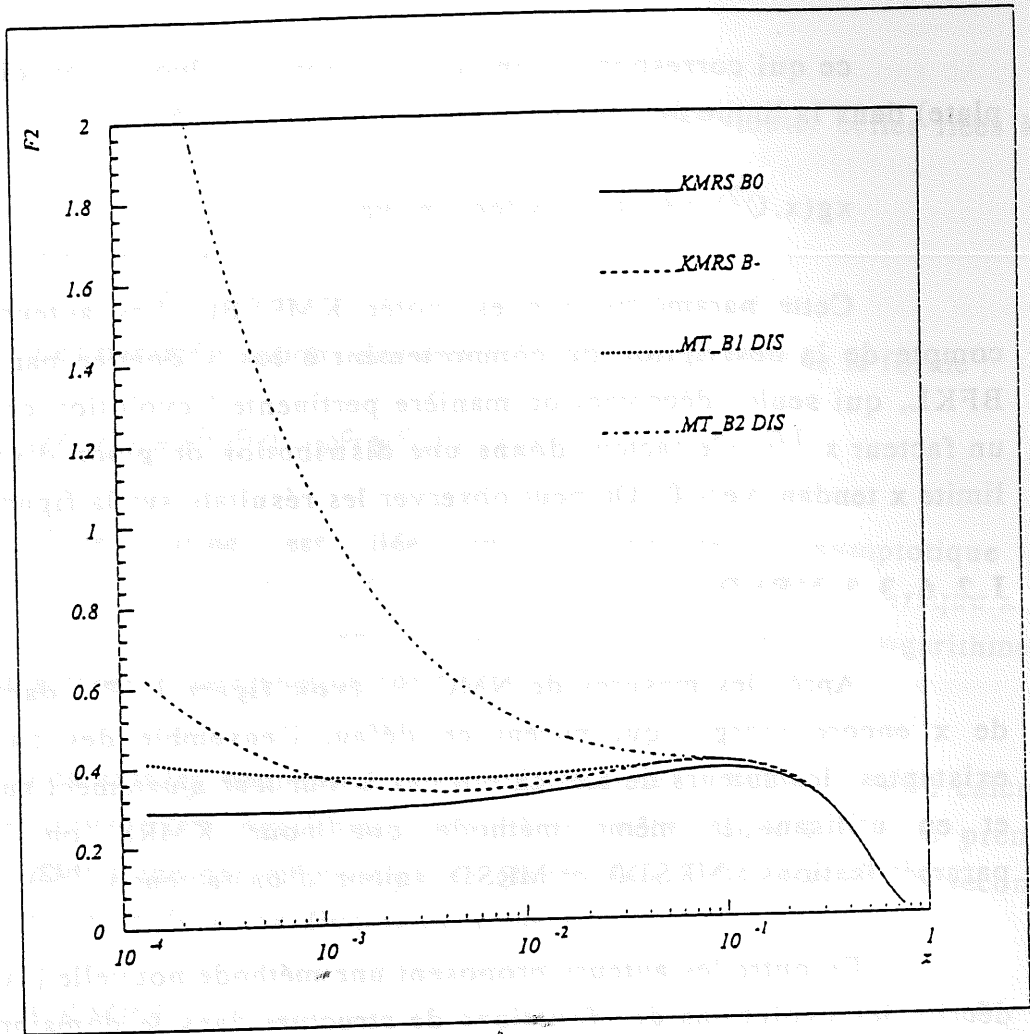
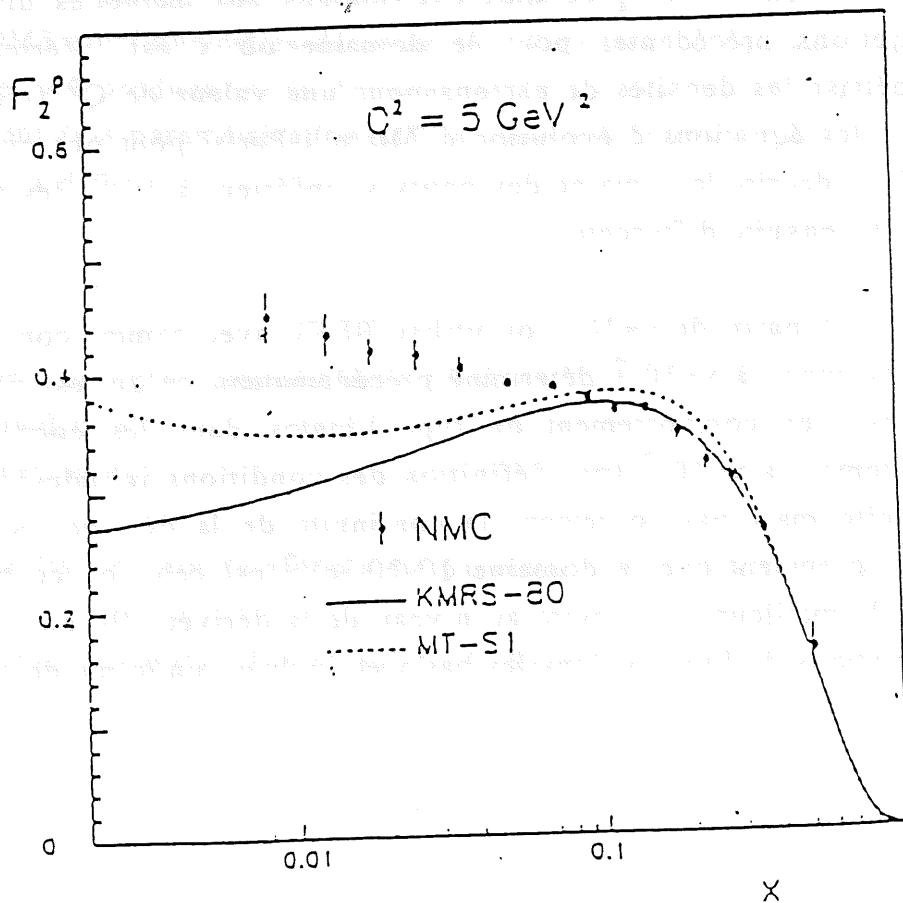


figure I.17 résultats récents de l'expérience NMC



(équation de GLR) correspondant soit à une saturation forte ($R=2\text{GeV}^{-1}$) ou faible ($R=5\text{GeV}^{-1}$).

Les résultats sont donnés (voir figure I.18) pour deux valeurs de la coupure de l'impulsion transversale du gluon émis, courbes en trait continu, les courbes en tiret correspondant à une saturation forte ou faible. On voit clairement que les effets de saturation seront difficilement observables à HERA.

I.3. Corrections radiatives électromagnétiques

Les corrections radiatives vont jouer un rôle très important à HERA tant par la nécessité de les contrôler pour pouvoir réaliser des mesures dans le domaine cinématique de HERA que par les possibilités de physique qu'elles offrent.

I.3.1. Description des différents types de corrections

On considère généralement trois types de correction au processus de diffusion profondément inélastique au premier ordre [11].

- Une correction à la ligne de l'électron :

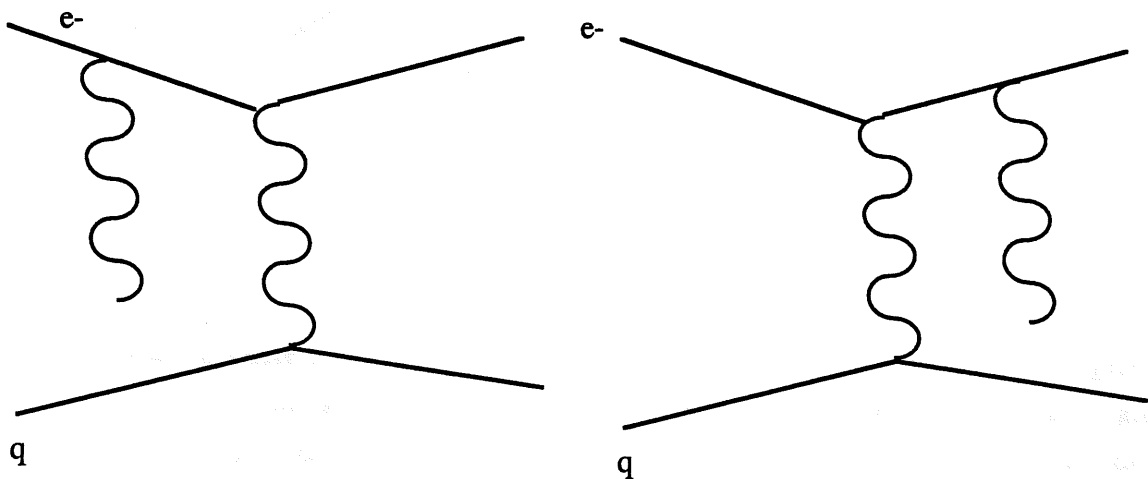
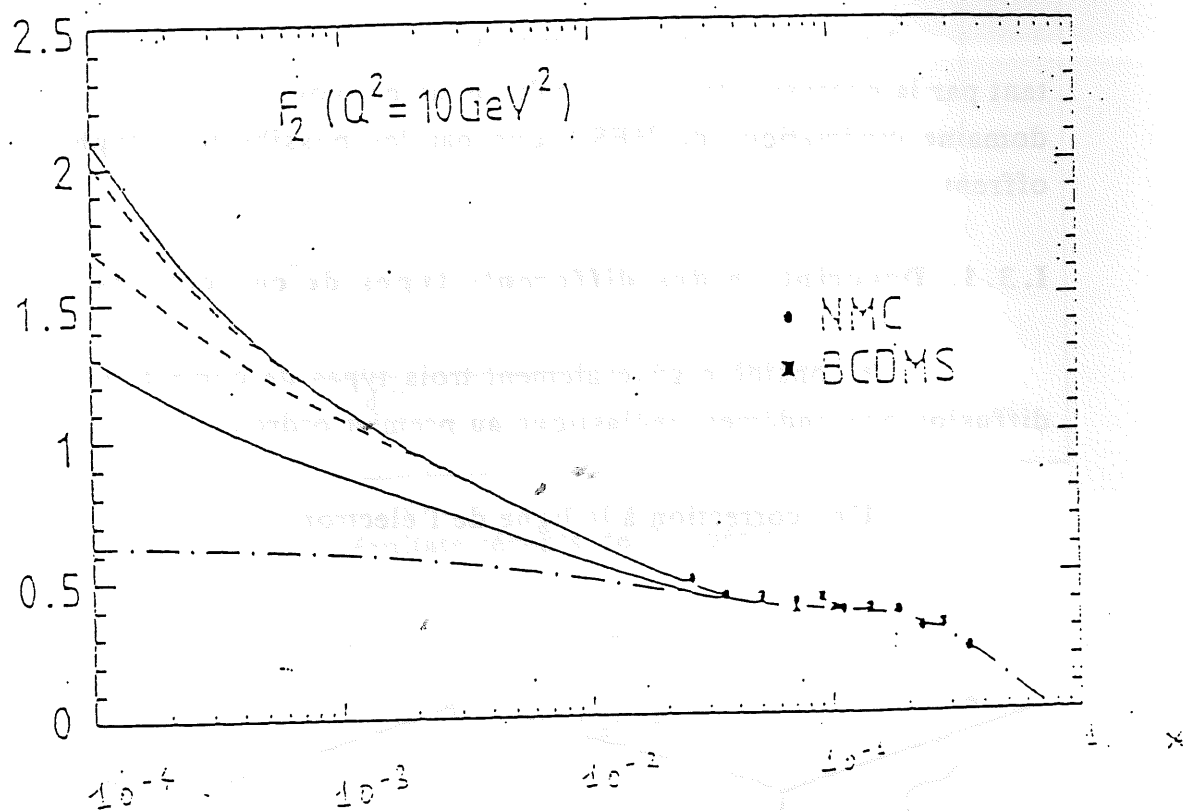


figure I.19

figure I.18 Description de F_2 à bas x à l'aide des équations de BFKL



- Une correction à la ligne du quark

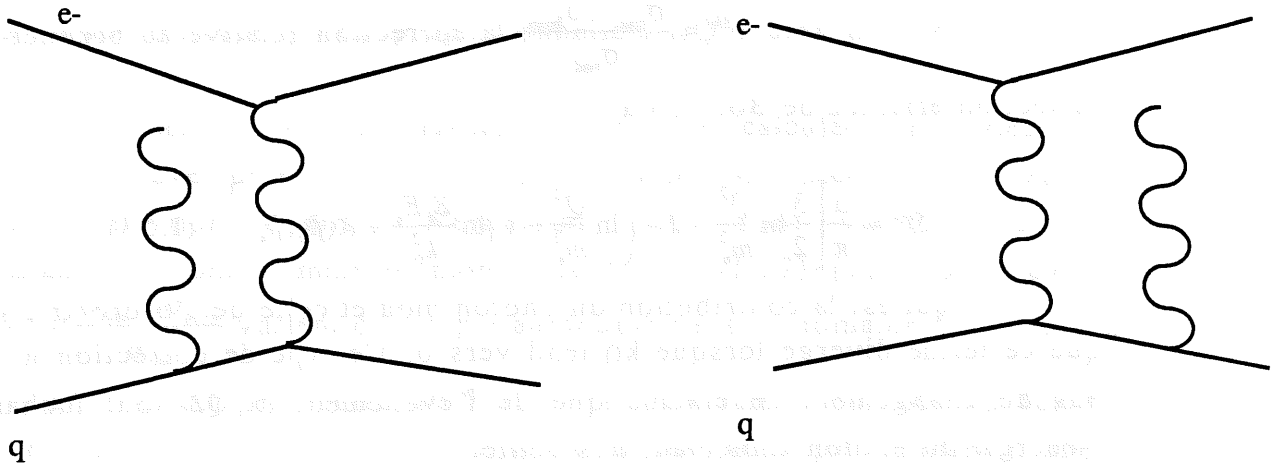


figure I.20

et enfin les interférences :

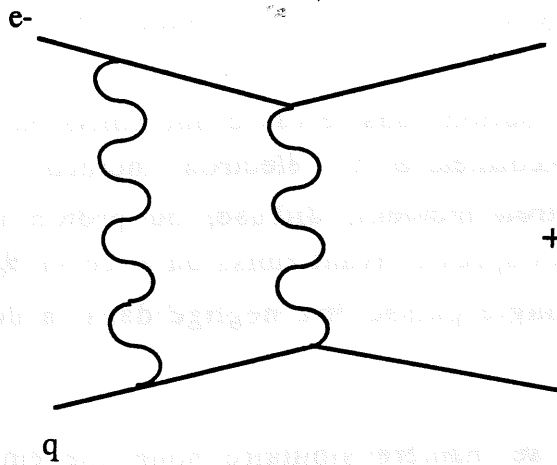


figure I.21

Par la suite nous nous limiterons aux seules corrections à la ligne de l'électron qui peuvent atteindre 20% à 150% de la section efficace totale, alors que les autres types de correction restent inférieures à 5%. Dans le cas de la correction sur l'électron on distingue deux contributions :

- La première appelée photon mou telle que $E_\gamma < k_0$ où k_0 est une coupure pour traiter les divergences infrarouges.

- La deuxième appelée photon dur telle que $E_\gamma > k_0$.

Si l'on note $\delta^{(1)} = \frac{\sigma_{rad} - \sigma_{born}}{\sigma_{rad}}$ la correction relative au premier ordre à

la section efficace de Born on a :

$$\delta_i^{(1)} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{3}{2} \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 2 - \left(\ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \right) \ln \frac{E_e E_e'}{k_0^2} + R(\vec{p}_e, \vec{p}_e') \right] \quad (I.53)$$

qui est la contribution du photon mou et celle de l'ordre α . On note que ce terme diverge lorsque k_0 tend vers 0. Ce type de correction n'entraîne pas de changement de cinématique de l'événement (x, Q^2 sont inchangés), l'énergie du photon émis étant très petite.

Les corrections où le photon est dit dur se séparent en deux contributions:

$$\delta_{ii}^{(1)} \sigma_{Born}(\vec{p}_e, \vec{p}_e', \vec{P}) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{\beta_{min}}^{\beta_{max}} d\beta \left[\frac{1+\beta^2}{1-\beta} \ln \frac{\theta_0^2 E^2}{m_e^2} - 2 \frac{\beta}{1-\beta} \right] \times \sigma_{Born}(\beta \vec{p}_e, \vec{p}_e', \vec{P}) \quad (I.54)$$

qui est la contribution dans le cas d'une émission dans l'état initial, où le photon dur est colinéaire à l'électron incident. $\vec{p}_e, \vec{p}_e', \vec{P}$ sont les quadrivecteurs de l'électron incident, diffusé, du proton incident, β est le rapport des quadrivecteurs après et avant émission et enfin θ_0 est l'angle limite du photon telle que cet angle puisse être négligé dans la détermination de la cinématique.

Et enfin on a de manière similaire pour une émission dans l'état final:

$$\delta_{iii}^{(1)} \sigma_{Born}(\vec{p}_e, \vec{p}_e', \vec{P}) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{\tilde{\beta}_{min}}^{\tilde{\beta}_{max}} d\tilde{\beta} \left[\frac{1+\tilde{\beta}^2}{1-\tilde{\beta}} \ln \frac{\theta_0'^2 E^2}{m_e^2} - 2 \frac{\tilde{\beta}}{1-\tilde{\beta}} \right] \times \sigma_{Born}(\vec{p}_e, \vec{p}_e' / \tilde{\beta}, \vec{P}) \quad (I.55)$$

La somme de ces contributions fait disparaître la divergence vue auparavant (lorsque k_0 tend vers 0) dans $\delta_i^{(1)}$, celle-ci s'annule avec le terme provenant de la limite β_{max} (limite minimale sur l'énergie du photon émis) dans $\delta_{ii}^{(1)}$ et $\delta_{iii}^{(1)}$.

Ces corrections radiatives initiales changent la valeur de Q^2 qui est liée à l'énergie de l'électron au vertex : $Q^2_{rad} < Q^2_{born}$. Elles vont ainsi modifier la section efficace qui est proportionnelle à $1/Q^4$.

Les corrections radiatives ont été calculées par deux groupes différents avec un écart de moins de 1% ,elles sont bien déterminées pour une paramétrisation donnée. Néanmoins elles sont variables suivant les paramétrisations comme le montre la figure (I.22) [12]. Les valeurs pour $\delta^{(1)} = \frac{\sigma_{rad} - \sigma_{born}}{\sigma_{rad}}$ varient du simple au double dans ce domaine de bas x crucial à HERA (x compris entre 10^{-4} et 10^{-3}). La raison est liée au fait que les événements de corrections radiatives dans les bas x proviennent d'une région cinématique qui n'a pas été mesurée par l'expérience, ce qui entraîne une simple incertitude de normalisation.

I.3.2. Détermination de la section efficace de Born

Pour déterminer la section efficace de Born à partir de la section efficace radiative, on considère trois méthodes :

- Une première méthode fondée sur le calcul théorique qui contient évidemment l'incertitude liée aux paramétrisations évoquées plus haut.

- deux techniques utilisant les données :

- L'utilisation des événements ayant un signal dans le détecteur de photon (voir chapitre II) doit permettre en tenant compte de l'acceptance de ce détecteur (faibles angles) de déterminer par extrapolation la valeur des corrections radiatives de l'état initial.

- Enfin il est possible d'identifier les événements radiatifs en utilisant la mesure hadronique des quantités cinématiques (voir I.5) par comparaison avec la mesure liée à l'électron.

Ces méthodes sont toutes les trois nécessaires car elles sont complémentaires. La première méthode liée au calcul théorique garde l'incertitude liée à la paramétrisation choisie, la méthode du détecteur de

photon nécessite une statistique importante pour être utilisable et un bon contrôle du bruit de fond de bremsstrahlung, elle donne par contre de manière expérimentale la bonne normalisation des corrections radiatives. Enfin la méthode liée à la différence entre hadrons et électron nous permet d'identifier, sans être lié à l'acceptance du détecteur de photon, l'ensemble des événements radiatifs, mais en dépendant de la précision de mesure des hadrons.

Nous verrons au chapitre 5 la méthode utilisée pour cette analyse.

I.3.3. Mesure de FL à l'aide des corrections radiatives

Les corrections radiatives qui constituent un problème pour mesurer F_2 à bas x peuvent nous permettre de mesurer FL et donc R. Ceci se conçoit très simplement si l'on note le fait que dans le cas d'une émission dans l'état initial, l'électron au vertex électron-photon n'a plus la même énergie, on a donc une interaction avec une énergie dans le centre de masse plus faible.

Ainsi on peut obtenir (voir I.2.1.) une mesure de R, ceci nécessitant évidemment que l'on mesure la queue radiative.

I.4. Photoproduction

La photoproduction est le terme utilisé pour englober les processus d'interaction photon proton. Nous allons décrire l'ensemble des constituants de ce processus en insistant sur la partie inélastique qui constituera le bruit de fond physique au processus de diffusion profondément inélastique.

I.4.1. Modèle basé sur Regge

Dans la limite où Q^2 tend vers 0, les processus physiques intervenant lors de l'interaction électron-proton ne peuvent plus être considérés comme perturbatifs. Dans ce domaine non perturbatif : le photon interagissant avec le proton est quasi-réel. La section efficace totale peut être décrite à l'aide de deux "quasi-particules" : le reggeon et le pomeron. Dans ce modèle dû à Abramowicz, Levin Levy et Maor basé sur Regge [13] on a :

$$\sigma_T(\gamma p) = \sigma_p^0 s^{\alpha_r - 1} + \sigma_R^0 s^{\alpha_R - 1} \quad \text{pour } Q^2 \rightarrow 0 \quad (\text{I.56})$$

figure I.22 Correction radiative relative pour différentes paramétrisations

$$\delta_{RC} = \frac{\sigma_{RC} - \sigma_{Born}}{\sigma_{Born}}$$

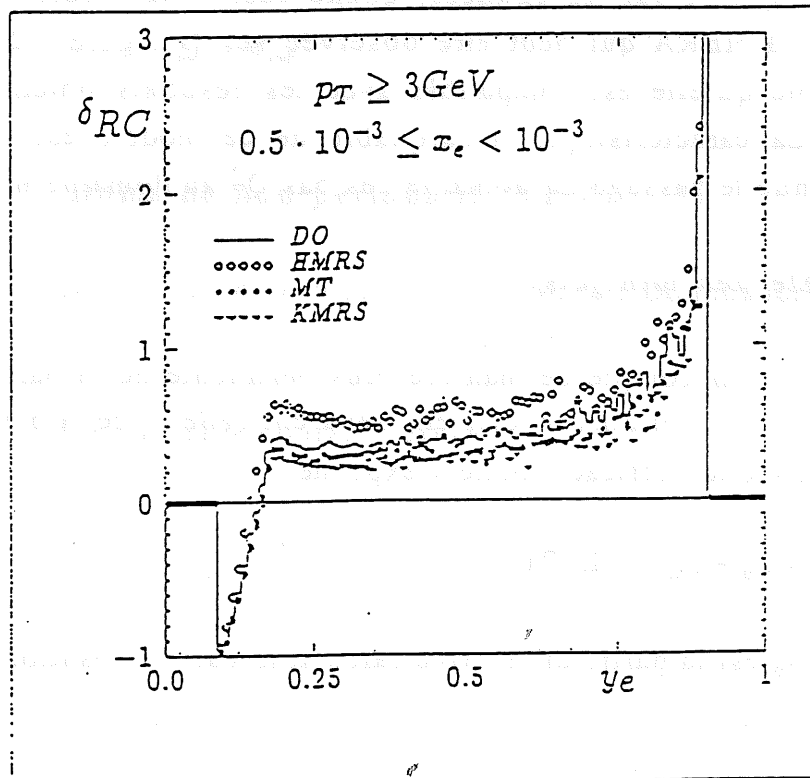
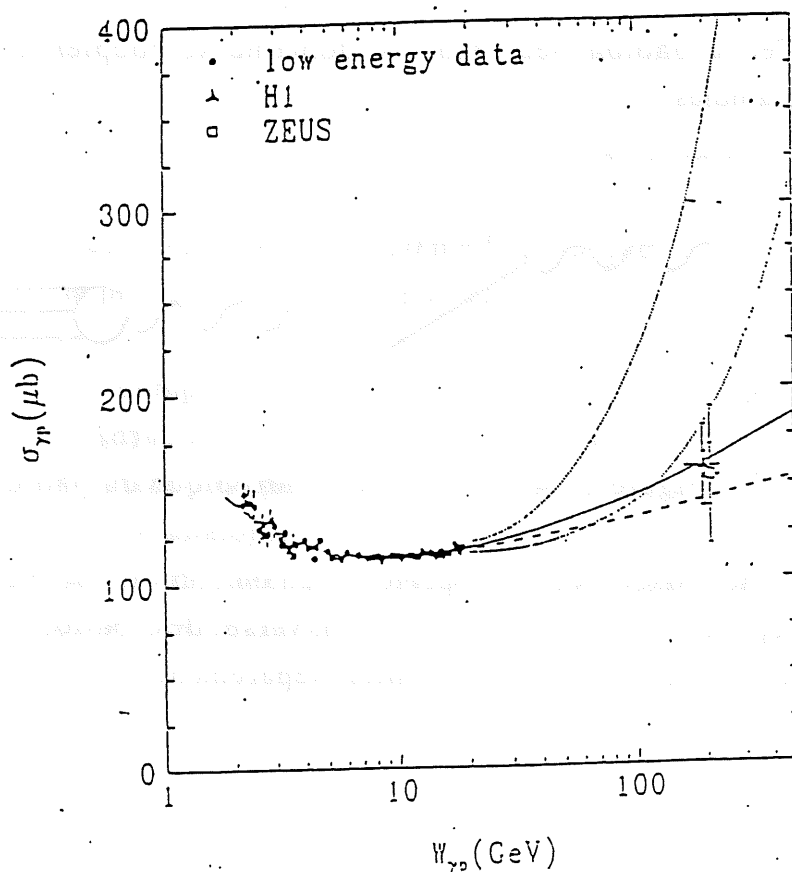


figure I.23 Section efficace totale γp mesurée à HERA



où s est l'énergie du centre de masse. Cette description basée sur le pomeron (contribution liée à la mer) et le reggeon (contribution liée aux quarks de valence) et ajustée sur les données, donne aussi une prédiction de section efficace totale à HERA qui peut être observée sur la figure I.23 (courbe en tiret). On note qu'elle est compatible avec les résultats obtenus par H1 et ZEUS [14]. La caractéristique remarquable de ce modèle est de décrire de manière continue le passage du domaine des bas Q^2 au domaine inélastique.

I.4.2. Modèle des minijets

Pour tenir compte de manière plus pertinente de la partie inélastique des interactions γp , certains théoriciens séparent celle-ci de la partie élastique. Dans ce cas la section efficace totale s'exprime:

$$\sigma_{tot} = \sigma_D + \sigma_{ND} \quad (I.57)$$

où σ_D est la partie diffractive calculable par l'utilisation du théorème optique.

σ_D contient les termes élastiques ($\gamma p \rightarrow \gamma p$), simple diffractif ($\gamma p \rightarrow \rho^0 M_X$ et $\gamma p \rightarrow M_X p$) et enfin double diffractif ($\gamma p \rightarrow M_X^1 M_X^2$), la partie élastique représente moins de 10% de la section efficace diffractive. Enfin la partie non diffractive correspond à la partie inélastique du processus. Ce domaine peut être décrit par le comportement du photon quasi-réel.

En effet le photon peut dans ce domaine se coupler à des hadrons suivant les diagrammes :

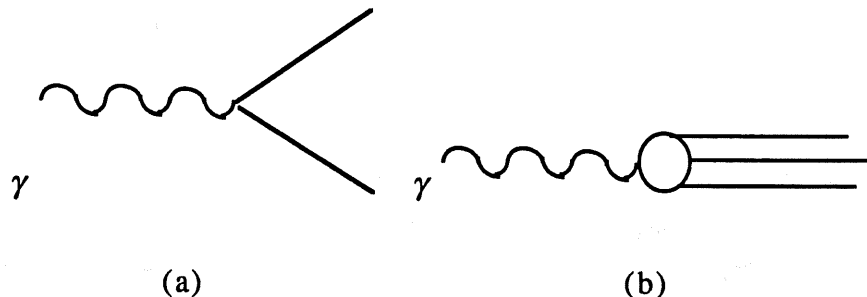


figure I.24 Contribution hadronique du photon

Pour modéliser ce comportement on distingue 2 types de contributions dépendant de l'impulsion transverse des partons couplant au photon. Cette distinction permet de traiter séparément le secteur perturbatif

(grande impulsion transverse) du secteur non perturbatif (faible impulsion transverse). On a ainsi:

$$\sigma_{ND} = \sigma_{inél}^{pert} + \sigma_{inél}^{nonpert}$$

I.4.2.1. Domaine non perturbatif (VDM)

Dans le modèle VDM (Vector Meson Dominance) le photon couple à un meson vecteur (état lié, voir diagramme I.24 (b)).

On a ainsi le courant suivant

$$J_{\mu} = \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} \frac{m_V^2}{2\gamma_V} V_{\mu} \quad (\text{I.58}) \quad \text{où l'on somme sur l'ensemble des mésons}$$

vecteurs.

Le rapport du couplage étant donné par la charge effective du contenu en quarks des différents mésons vecteurs ($\omega:1;\phi:2;\rho^0:9$).

I.4.2.2. Domaine perturbatif

Dans le cas où l'impulsion transverse du quark produit par le photon est suffisamment importante on entre dans le domaine perturbatif qui comprend deux types de contribution :

- soit direct

le photon couple à une paire quark antiquark

- soit résolu en un système hadronique

le photon couple à un état hadronique non lié

Ce comportement du photon peut être modélisé sous la forme de fonction de structure. On définit dans ce cas des densités de partons et on utilise des équations proches de celles d'Altarelli-Parisi pour prédire leur évolution. Cette analogie avec le proton est limitée car dans le cas du photon ces équations contiennent un terme nonhomogène lié à la production d'une paire de quark, antiquark.

D'autre part le photon étant virtuel, ce sont des densités de partons virtuels. On peut observer sur la figure I.23 les prédictions pour la section efficace totale à HERA pour la paramétrisation Drees et Grassie (courbes en pointillés) avec deux coupures différentes sur l'impulsion transverse du parton. Seul le cas où la coupure sur l'impulsion est grande reste compatible avec les données.

I.4.3. Contamination au processus profondément inélastique

La partie inélastique de la photoproduction évoquée plus haut est une source importante de bruit de fond lorsqu'on étudie le processus profondément inélastique. En effet si dans le cas de la photoproduction les électrons sont très peu déviés et donc ne sont pas détectés par H1 il peut y avoir production de hadrons dans la direction de l'électron, qui comme nous le verrons par la suite peuvent simuler un électron.

Cette situation ne se produit que pour une infime fraction des événements mais la section efficace de photoproduction étant environ mille fois plus importante que celle de diffusion profondément inélastique la contamination dominera le signal pour les bas x . Dans cette contamination la partie inélastique de la photoproduction est dominante puisque la partie élastique ne produit pas de particules avec une impulsion transverse suffisante pour être détectées.

I.5. Mesures des quantités cinématiques à H1

La mesure des quantités cinématiques à H1 joue un rôle très important pour les mesures de section efficace différentielle. Nous verrons que de nombreuses méthodes existent pour les déterminer. Ceci est dû au fait que le nombre de quantités nécessaires à la caractérisation d'un événement est inférieur au nombre de quantités mesurables par des procédures expérimentales différentes. Nous avons en effet la possibilité d'effectuer les mesures à partir de l'électron diffusé ainsi qu'à partir des hadrons.

I.5.1. Mesure à partir de l'électron diffusé

Pour l'électron on a les valeurs suivantes des quantités cinématiques invariantes de LORENTZ :

$$Q^2 = 4E_e E_e' \cos^2 \frac{\theta_e}{2}$$

$$y = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}$$

$$x = \frac{E_e E_e' \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p \left[E_e - E_e' \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right]}$$

On en déduit les erreurs relatives suivantes :

$$\frac{dQ^2}{Q^2} \Big|_{\theta_e = \text{cste}} = \frac{dE_e'}{E_e'} \quad \frac{dQ^2}{Q^2} \Big|_{E_e' = \text{cste}} = \tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right) d\theta_e \quad (\text{I.59})$$

$$\frac{dx}{x} \Big|_{\theta_e = \text{cste}} = \frac{1}{y} \frac{dE_e'}{E_e'} \quad \frac{dx}{x} \Big|_{E_e' = \text{cste}} = \tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \left[x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right] d\theta_e \quad (\text{I.60})$$

La mesure de Q^2 à partir de l'électron est très bonne car :

$$\frac{dE_e'}{E_e'} \cong \frac{13\%}{\sqrt{E_e'}}$$

ce qui donne pour une énergie de l'électron supérieure à 7 GeV :

$$\frac{dQ^2}{Q^2} \Big|_{\theta_e = \text{cste}} < 5\%$$

La dépendance en angle de la mesure de Q^2 est assez faible. De plus les erreurs sur l'angle est expérimentalement assez faible, inférieure à 5 mrad. La mesure de x par contre n'est pas très bonne dans le domaine des grands x et des bas Q^2 (bas y), ceci étant dû au facteur $\frac{1}{y}$ pour l'incertitude liée à la résolution en énergie.

I.5.2. Mesure à l'aide des hadrons

$$y_h = \sum_h \frac{(E_h - P_{z_h})}{2E_e} \quad (I.61)$$

$$Q^2 = \frac{\left(\sum_h P_{t_h}\right)^2}{1 - y_h}$$

Ces équations de Jacquet-Blondel nous permettent de mesurer ainsi les quantités cinématiques en utilisant l'ensemble des particules provenant de la cassure du proton. Les incertitudes sur y et Q^2 vont dépendre de plusieurs facteurs :

- La perte des particules vers l'avant dans le tube à vide.
- Les résolutions en énergie et en angles sur les hadrons.

I.5.3 Méthodes combinées

I.5.3.1. Méthode mixte

Cette méthode utilise la quantité bien mesurée par les électrons : Q^2 et celle la mieux mesurée par les hadrons : y . On obtient ainsi une mesure meilleure dans le domaine des bas y , par contre la mesure hadronique est biaisée dans le domaine des grands y du fait de la mauvaise mesure de l'énergie des particules émises dans la direction de l'électron.

I.5.3.2. Double angle

Parmi les méthodes utilisant les quantités électroniques et hadroniques, le choix est fait ici au niveau des quantités directement obtenues au niveau expérimental, c'est à dire angle et énergie des particules. On opte pour l'angle de l'électron et celui des hadrons.

Pour l'angle de l'électron on attend une mesure assez précise grâce à la chambre arrière. Nous verrons au chapitre 5 que la situation expérimentale n'est pour l'instant pas aussi favorable. A partir de cette quantité assez bien mesurée, cette méthode utilise pour la partie hadronique la mesure de l'angle

du jet courant. La détermination de ce dernier est obtenue à l'aide de la formule de Jacquet-Blondel.

$$\tan\left(\frac{\theta_h}{2}\right) = \frac{\sum_h (E_h - P_{z_h})}{\sqrt{\left(\sum_h P_{t_h}\right)^2}} \quad (\text{I. 61})$$

On obtient ensuite les quantités de Bjorken :

$$y = \frac{\tan\left(\frac{\theta_h}{2}\right)}{\tan\left(\frac{\theta_h}{2}\right) + \tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right)} \quad (\text{I. 62})$$

$$Q^2 = \frac{4E_e^2 y^2}{\tan^2\left(\frac{\theta_h}{2}\right)(1-y)} \quad (\text{I. 63})$$

I. 5. 3. 3. Ajustement

Cette méthode développée par Chaves et al [15] se fonde sur le fait que le nombre de quantités mesurables est de 4, alors que le nombre de quantités nécessaires pour définir un événement profondément inélastique est de 2. Sur cette constatation on peut donc penser que les méthodes utilisant soit l'électron soit les hadrons ou bien combinant une quantité issue de chaque, n'exploite pas totalement les informations du détecteur. Un ajustement de ces quatre variables devrait permettre par contre de bénéficier de la précision de la mesure des hadrons ou des électrons dans les zones où ceux-ci sont les plus pertinentes.

Evidemment le traitement des événements radiatifs doit être particulier. Les auteurs déterminent l'énergie de l'électron à partir des hadrons et calculent la différence avec la mesure de l'électron :

$$E_\gamma = E_h - E_e'$$

Dans le cas où cette énergie est inférieure à 0 ou bien si elle est inférieure à 2% de l'énergie mesurée de l'électron, l'ajustement est réalisé

normalement. Dans le cas contraire, uniquement la partie hadronique est utilisée.

A partir des quatre mesures fournies par l'électron et les hadrons :

$$\begin{aligned}
 E_e' - p_{z_e}' &= 2(1-y)E_e \\
 p_{z_h}' &= 2\sqrt{xy(1-y)E_e E_p} \\
 E_e' - p_{z_h}' &= 2yE_e \\
 p_{z_e}' &= 2\sqrt{xy(1-y)E_e E_p}
 \end{aligned} \tag{I.64}$$

La quatrième équation de I.64 correspond à la quantité la moins bien mesurée (du fait des hadrons dans le tube à vide) et en fait on ne se sert que des trois premières pour optimiser l'ajustement.

I.5.3.4. Conclusion

En résumé, on peut dire que la méthode liée à l'électron est assez performante dans l'ensemble, qu'elle est la meilleure pour les bas x bas Q^2 , essentielle pour le début des prises de données à HERA. Dans le futur les mesures combinées avec les hadrons, une fois maîtrisée les contraintes de mesure des hadrons particulièrement à l'arrière, devraient s'imposer dans le domaine des x intermédiaires.

Références

- [1] P. Renton, "Electroweak Interactions", Cambridge University Press (1990)
- [2] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl.Phys. B126 p 298 (1977)
- [3] A. Donnachie et P.V Landshoff "Elastic scattering and diffraction dissociation", Nucl.Phys. B244 p 322 (1984)
- [4] L.V.Gribov et al., "semihard process in QCD", Phys. Rep 100 p1 (1983)
- [5] M. Virchaux, "Nucleon Structure Functions", DAPNIA/SPP 92-30
- [6] BCDMS Collaboration, "a high statistics measurement of the deuteron structure functions $F_2(x, Q^2)$ and R from deep inelastic muon scattering at high Q^2 ", Phys. Lett. B 237 p 592

- [7] J.G Morfin et W.K Tung, "Parton distributions from a global QCD analysis of deep inelastic and lepton pair production", Z phys. C-Particles and Fields 52, 13-29 (1991)
- [8] J. Kwiecinski, A.D Martin et P.J Sutton, "QCD predictions for the behavior of gluon distribution at small x", Phys.rev.D 44, 2640-52 (1991)
- [9] NMC Collaboration, "Proton and Deuteron F₂ structure functions in deep inelastic muon scattering", CERN-PPE/92-124
- [10] A.J Askew, J.Kwiecinski, A.D Martin et P.J Sutton, "QCD predictions for deep inelastic structure functions at HERA", Durham DTP/92/78 (1992)
- [11] G. Kramer et H. Spiesberger, "Radiatives Corrections to ep Scattering A Survey", Proceeding of the HERA Workshop (1991)
- [12] M.W Krasny, "Experimental control of radiative corrections at HERA", Proceeding of the HERA Workshop (1991)
- [13] Aharon Levy, "Photoproduction at HERA", Desy Academic Training Program
- [14] H1 Collaboration, "Total photoproduction cross section measurement at HERA energies", Phys. Lett. B 299 (1993)
- [15] H Chaves et al, "Kinematic fitting of neutral current events", Proceeding of the HERA Workshop (1991)

CHAPITRE II

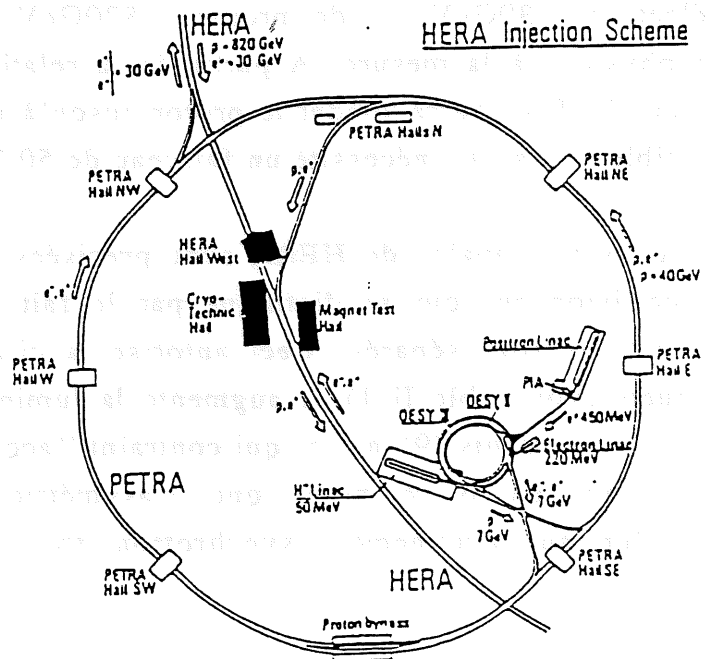
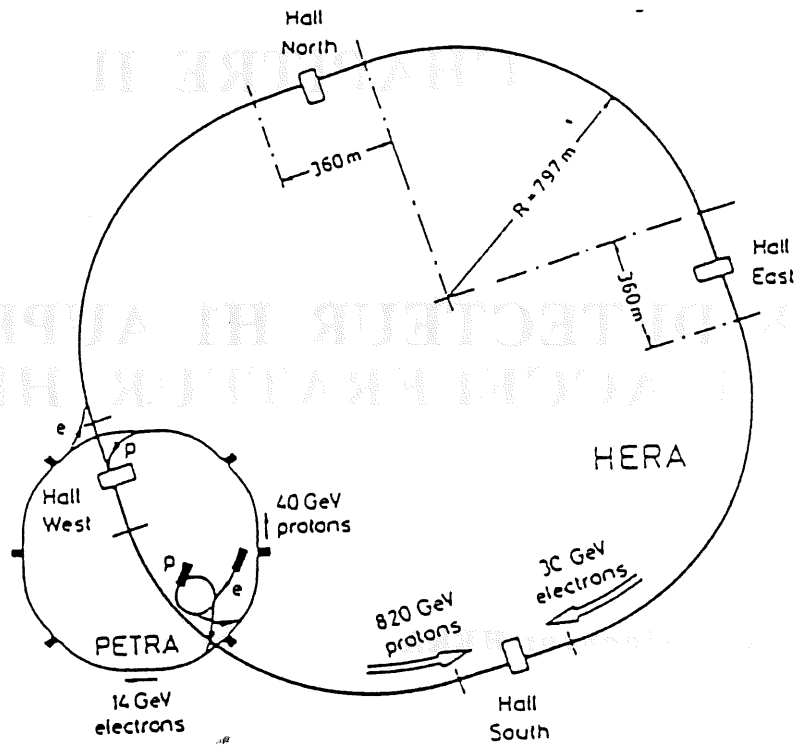
LE DETECTEUR H1 AUPRES DE L'ACCELERATEUR HERA

II.1. Le collisionneur HERA

Dans la lignée des premières expériences de diffusion profondément inélastique électron-proton sur cible fixe à SLAC à la fin des années 60, le collisionneur HERA (figure II.1) en réalisant les premières collisions entre faisceaux d'électrons (30GeV) et de protons (820GeV) ouvre un nouveau domaine de la physique à la mesure. A partir de la relation d'Heisenberg on peut constater que HERA pourra sonder le proton jusqu'à des distances de 10^{-18}m ce qui en cible fixe aurait nécessité un faisceau de 50 TeV.

Les caractéristiques principales de HERA sont précisées sur la table (II.1). HERA est un collisionneur qui se distingue par le fait que les anneaux de protons et d'électrons sont séparés. Ceci autorise la circulation d'un grand nombre de paquets (voir table II.1) et augmente la luminosité mais réduit le temps entre deux croisements (96 ns) ce qui contraint l'acquisition des données (voir II.6). Il faut en outre noter que l'asymétrie des énergies est essentiellement due au rayonnement synchrotron très important pour les électrons.

figure II.1 HERA et le système d'injection



Circonférence	6336 m
Energie des électrons	30 GeV
Longueur nominale des paquets d'électrons	2.5 cm
Energie des protons	820 GeV
Longueur nominale des paquets de protons	44 cm
Nombre de paquets maximal	210
Luminosité maximale	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

table II.1

Deux détecteurs ,Zeus et H1, (figure II.2) ont été construits et installés sur les zones sud et nord parmi les 4 sites d'interaction. Le détecteur H1 fait l'objet de la description qui suit :

II.2. Le détecteur H1 : description générale

II.2.1. Objectifs et contraintes

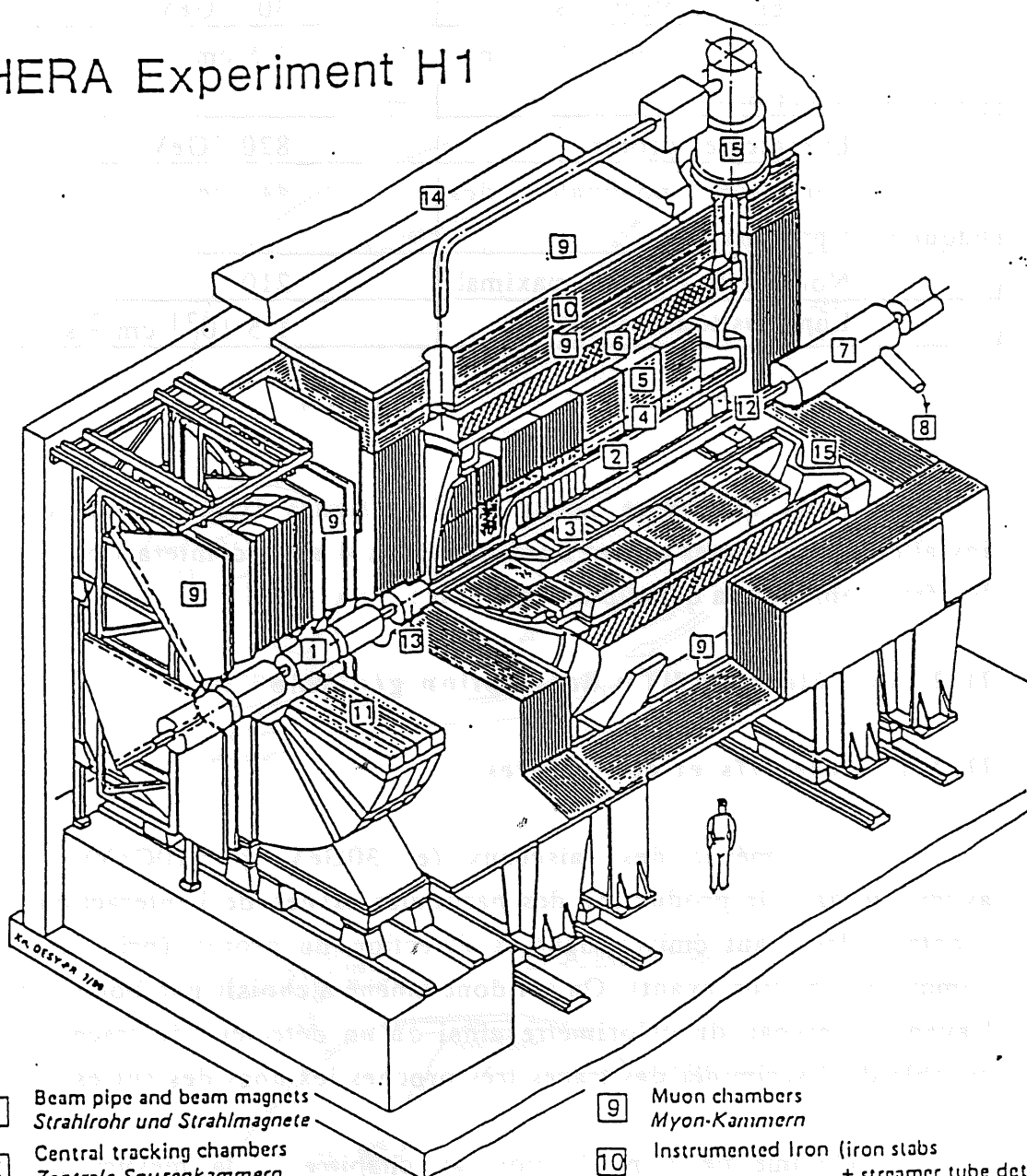
L'asymétrie des faisceaux (e^- 30GeV, p 820GeV) entraîne une asymétrie dans la production des particules issues de l'interaction, la plupart d'entre elles étant émises dans la direction du proton (pris par convention comme la direction avant). On est donc amené à choisir une bonne herméticité à l'avant au niveau du calorimètre ainsi qu'un détecteur de traces vers l'avant capable de discriminer des traces très proches les unes des autres.

Comme on a pu le voir au chapitre I, la mesure des quantités cinématiques est très importante à HERA, il faut pour cela avoir une bonne résolution électromagnétique pour la mesure de l'électron, ainsi qu'une granularité longitudinale assez fine pour la rejection électron/pion.

Du côté des hadrons, la granularité doit être assez fine pour permettre la séparation des jets à l'avant (étude des saveurs lourdes par exemple). Il faut aussi tenir compte de la cinématique de l'électron diffusé vers l'avant : son énergie peut être de plusieurs centaines de GeV, la partie électromagnétique

figure II.2 le détecteur H1

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|--|----|--|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> | 10 | Instrumented Iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streameröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> | 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | | |

Perspective view of the H1 detector

doit y être plus importante. Une description du détecteur H1 peut être trouvée dans [1], [2] .

II.2.2. Calorimètres

Le choix de la collaboration H1 s'est porté sur un calorimètre (figure II.2) à Argon liquide . Ce choix a été motivé par l'excellente stabilité temporelle ainsi que l'homogénéité des mesures que permet ce type de calorimètre. On peut en outre avoir une granularité fine tant transversale que longitudinale, excellente pour les mesures de flot hadronique. Ce calorimètre qui constitue l'ossature du détecteur est complété à l'avant par un calorimètre bouchon (PLUG) et à l'arrière par un calorimètre électromagnétique (BEMC).

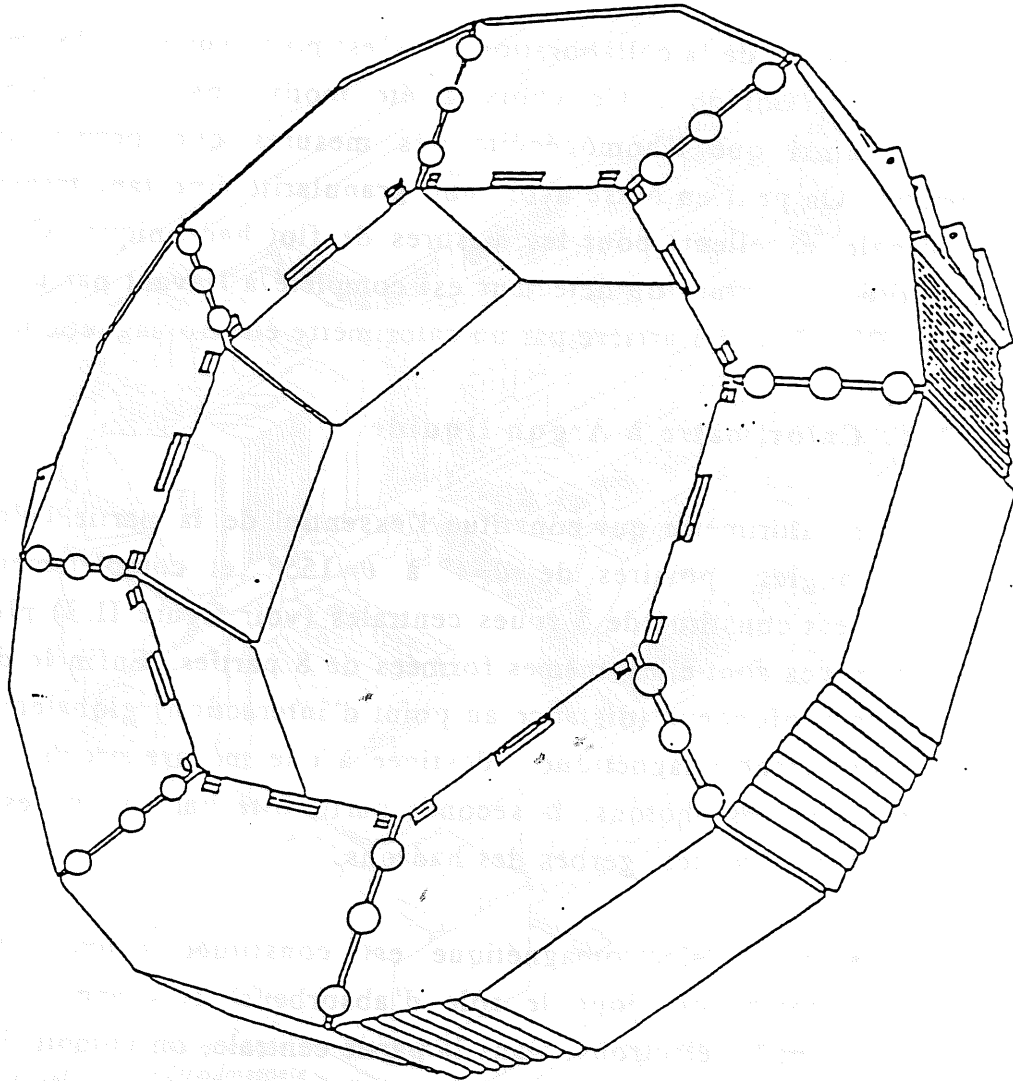
II.2.2.1. Calorimètre à Argon liquide

Ce calorimètre qui constitue l'essentiel de la partie calorimétrique, couvre les angles polaires de $\theta=4^\circ$ à $\theta=155^\circ$, et complètement en angle azimutal. Il est constitué de 5 roues centrales (voir figure II.3) plus une zone avant. Les roues sont elles-mêmes formées de 8 parties. Enfin le détecteur est segmenté en profondeur (distance au point d'interaction) globalement en deux parties, l'une électromagnétique, destinée à une mesure précise de l'énergie des électrons et des photons, la seconde partie dite hadronique est destinée à contenir et à mesurer les gerbes des hadrons.

La partie électromagnétique est constituée d'une alternance de plaques de plomb (qui joue le rôle d'absorbeur) et d'argon liquide dans laquelle dérivent les électrons. Dans la partie centrale, on compte 3 couches de plaque (de taille $3,6,11 X_0$, où X_0 désigne la longueur de radiation du matériau) alors que dans la partie avant pour mesurer des électrons de plus de 200 GeV on a ajouté une couche ($3,6,11,15 X_0$). Pour la partie hadronique, on a 4 couches au centre soit 5 longueurs d'interaction λ et à l'avant 5 couches (9λ). Des simulations ont montré que l'on pouvait espérer avec cette segmentation un facteur de rejection électron/pion de l'ordre de 10^4 .

Enfin les plaques sont segmentées en largeur en cellules qui ont vers l'extrême avant ($0^\circ < \theta < 20^\circ$) 3cm de large, 4 cm à l'avant ($20^\circ < \theta < 80^\circ$) et 8 cm au centre ($\theta > 80^\circ$), un flux de particules très important vers l'avant rendant nécessaire une granularité plus fine.

figure II.3 une roue centrale du calorimètre



Ce détecteur fournit une bonne résolution électromagnétique $\cong 12\%/\sqrt{E}$, la résolution hadronique étant après correction $\cong 50\%/\sqrt{E}$, d'après les mesures effectuées lors de tests sur faisceau au CERN.

II.2.2.2. Calorimètre avant (PLUG)

En plus du calorimètre à Argon Liquide dont la couverture angulaire est limitée à 4° (vers l'avant), on a ajouté un calorimètre bouchon (figure II.4) pour assurer une meilleure couverture vers l'avant ($0,7^\circ < \theta < 3,3^\circ$). Ceci est indispensable si l'on veut obtenir une bonne mesure de l'impulsion transverse totale pour un événement. En effet les particules émises très en avant (liées au jet spectateur) sont généralement très énergétiques, leur contribution à l'impulsion transverse est non négligeable. Si maintenant on étudie quelle sera l'erreur sur cette mesure, on a :

$$dpt = \sin \theta_h dp + p \cos \theta_h d\theta_h = \sin \theta_h dE + E \cos \theta_h d\theta_h$$

θ_h étant très petit on a :

$$\sin \theta_h = \theta_h \quad \cos \theta_h = 1$$

ce qui implique $dpt = \theta_h dE + E d\theta_h$

On constate que l'erreur principale vient de l'erreur sur la mesure de l'angle. On a donc choisi une faible résolution en énergie ($\cong 100\%/\sqrt{E}$) mais avec une granularité (84 cellules) telle que la résolution angulaire soit inférieure à 4 mrad. En outre ce détecteur doit être très résistant aux radiations du fait de sa position proche du tube à vide.

II.2.3. Détecteurs de traces

L'ensemble de détection des traces est composé de deux parties majeures : l'une dite centrale s'étendant sur plus d'un mètre de chaque côté du point d'interaction, de rayon 1 m, l'autre dite avant s'étendant à peu près de $z=+1\text{m}$ à $z=+2.5\text{m}$ (voir figure II.5).

II.2.3.1. Détecteur central

figure II.4 calorimètre avant (PLUG)

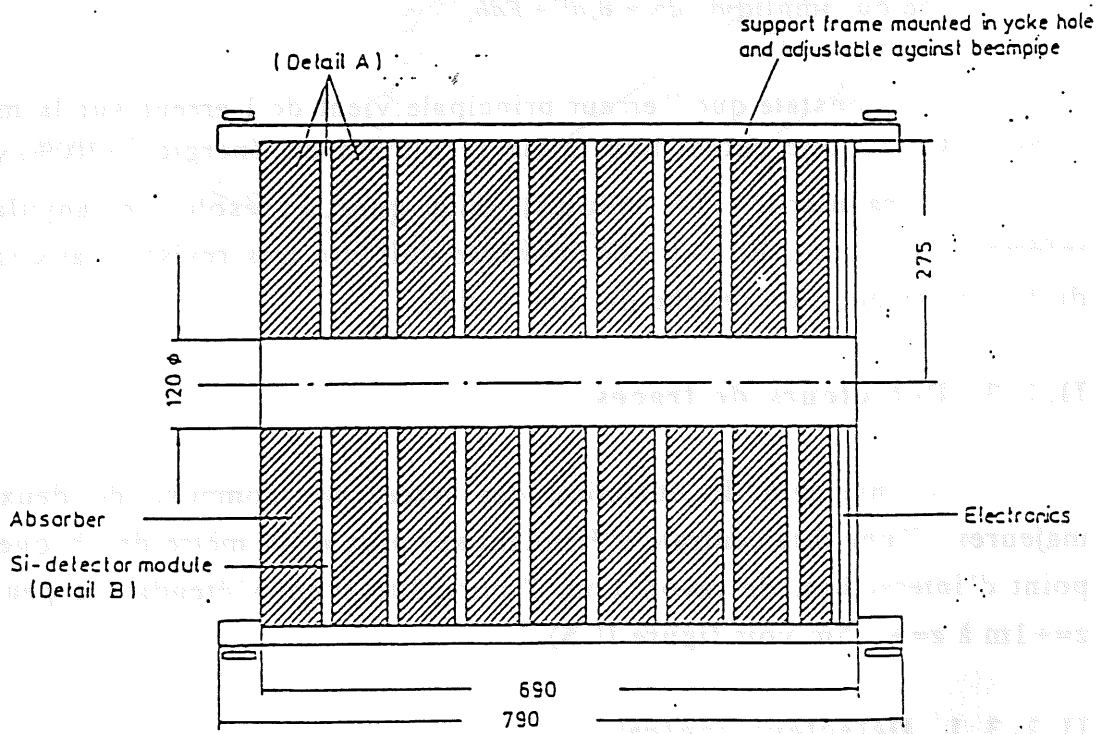
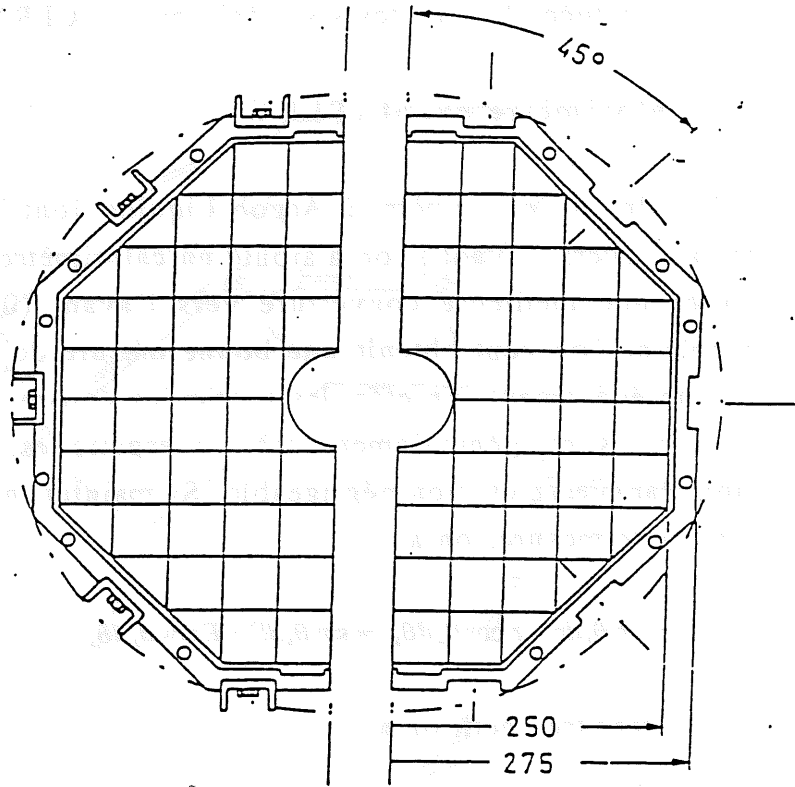
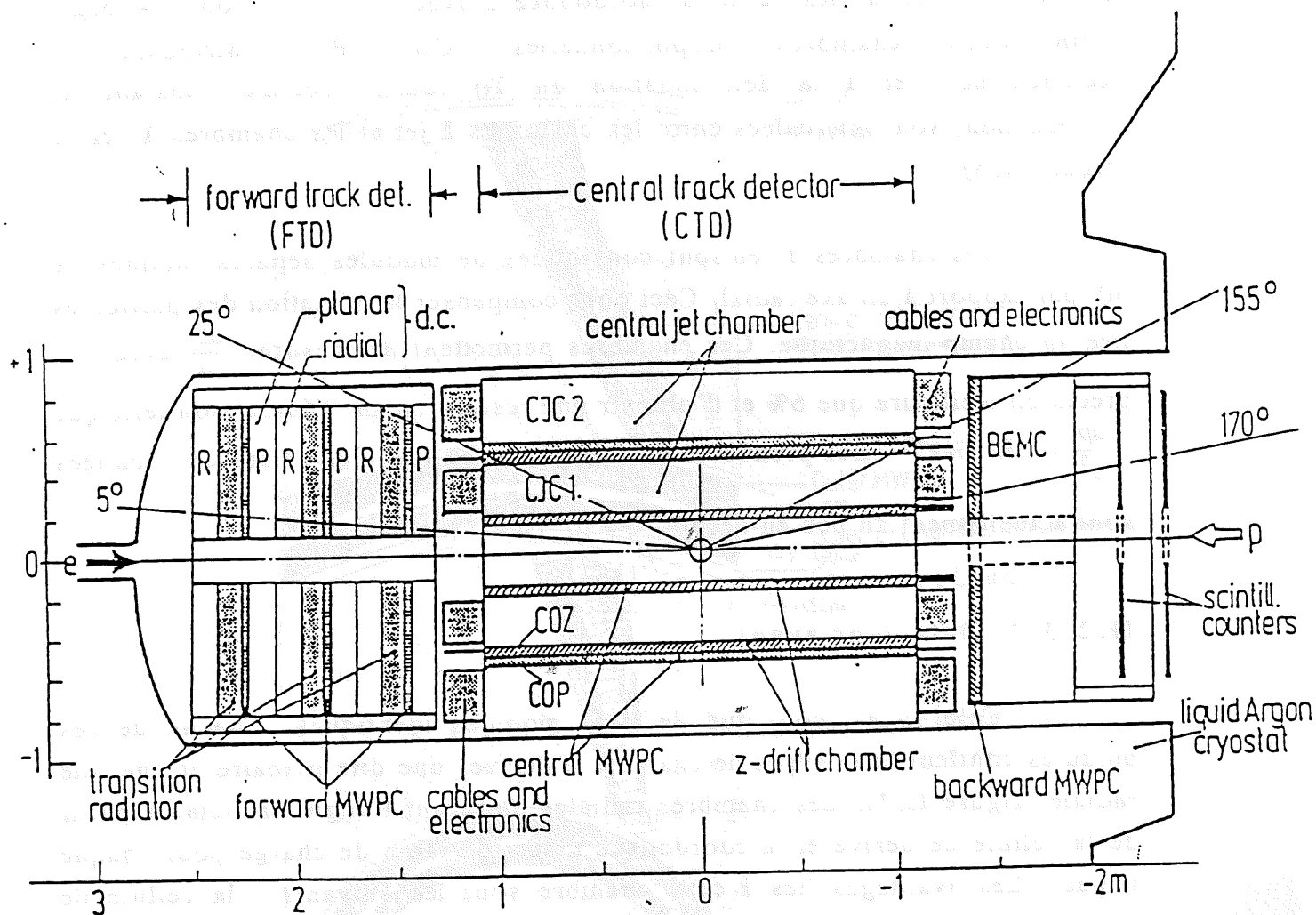


figure II.5 coupe longitudinale du détecteur de traces



Essentiellement constitué de deux chambres à jet cylindriques mesurant avec une précision de l'ordre de $150\mu\text{m}$ les coordonnées (x,y) des traces, ce détecteur possède en outre deux chambres à dérive interne (CIZ, COZ) pour la mesure de la coordonnée z avec une résolution $\sigma = 350\mu\text{m}$. Enfin deux chambres proportionnelles (CIP, COP) contribuant au déclenchement et à la détermination du T_0 (défini comme l'instant de l'interaction) sont intercalées entre les chambres à jet et les chambres à dérive (figure II.6).

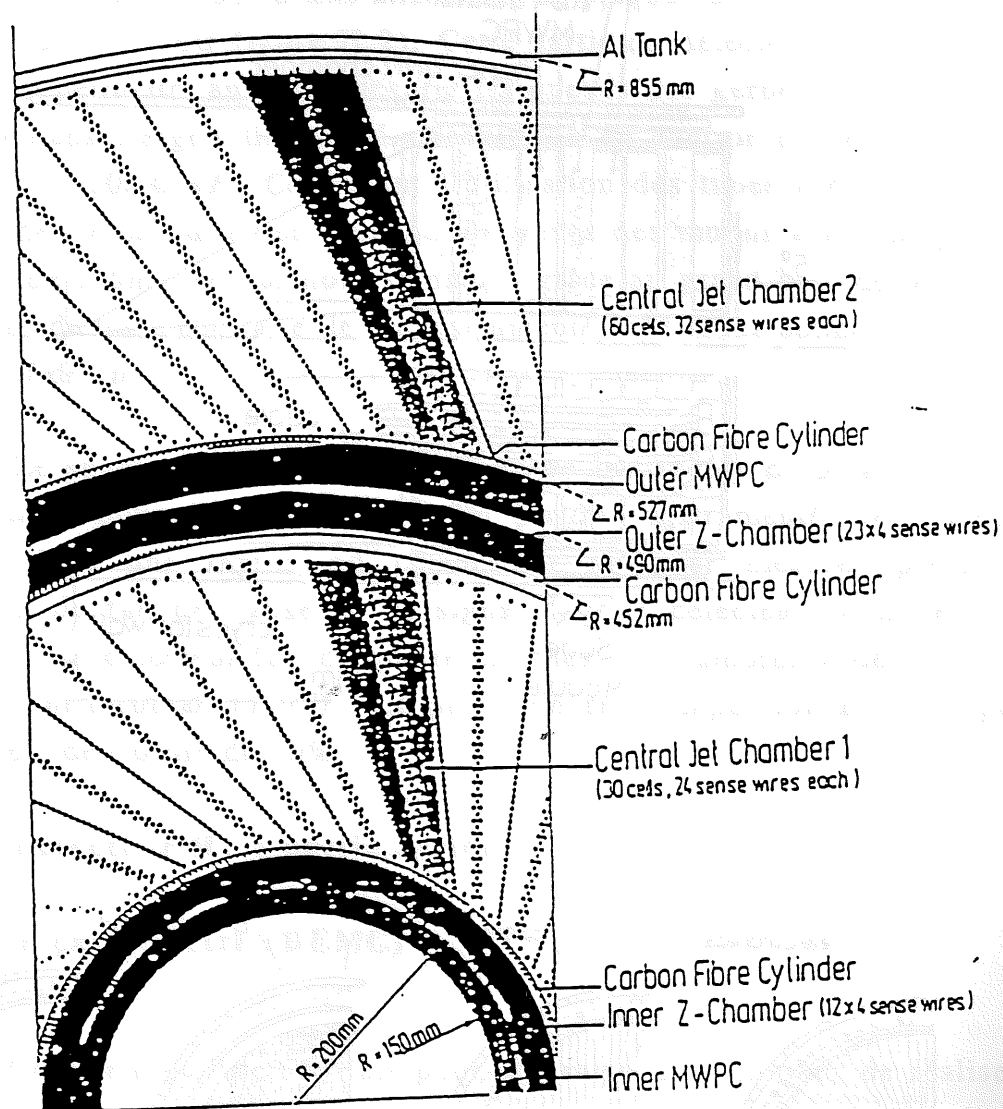
Les chambres à jet sont constituées de modules séparés inclinés de 30° par rapport à un axe radial. Ceci pour compenser la déviation des particules liée au champ magnétique. Ces chambres permettent de mesurer $\frac{dE}{dx}$ avec une précision meilleure que 6% et d'obtenir une résolution sur l'impulsion telle que : $\frac{dp}{p^2} = 3.10^{-3} \text{GeV}^{-1}$. Les premières valeurs obtenues lors des prises de données sont actuellement un peu en deçà : $\frac{dp}{p^2} = 10^{-2} \text{GeV}^{-1}$ [3].

II.2.3.2. Détecteur avant

Celui-ci est constitué de trois modules identiques. Chacun de ces modules contient deux types de chambre à dérive, une dite planaire et une dite radiale (figure II.7). Les chambres radiales mesurent l'angle azimutal à partir de la cellule de dérive et la coordonnée r par division de charge pour chaque impact. Les avantages liés à cette chambre sont les suivants : la cellule de dérive est petite là où le bruit de fond est important, la mesure de l'angle azimutal et de l'impulsion sont bonnes. Par contre la mesure de l'angle polaire est beaucoup moins précise.

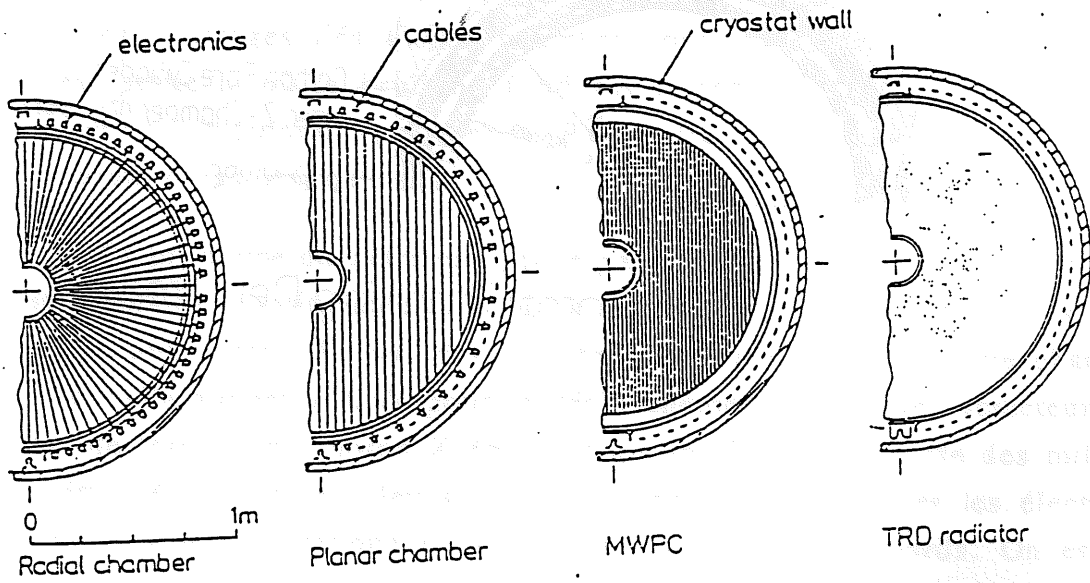
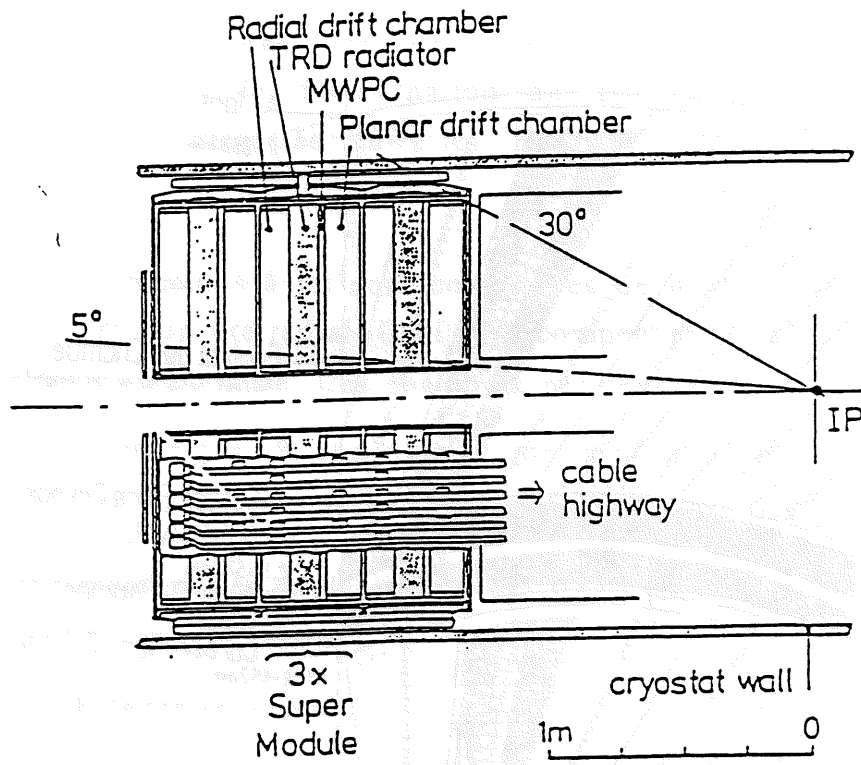
Ce problème doit être compensé par le deuxième type de chambre, la chambre planaire constituée de trois plans de cellules inclinées de 60° les unes par rapport aux autres. En sus des chambres à dérive on a placé une chambre proportionnelle qui est utilisée pour le déclenchement. Enfin des détecteurs de radiation de transition (photon X émis lorsqu'un électron traverse des milieux de permittivité différente), devraient nous permettre d'identifier les électrons provenant des désintégrations semi-leptoniques des quarks lourds. On espère obtenir une résolution sur l'impulsion du même ordre que pour la partie centrale soit $\frac{dp}{p^2} = 3.10^{-3} \text{GeV}^{-1}$.

figure II.6 coupe transversale du détecteur central de traces



H1 Central Tracking Detectors

figure II.7 détecteur de traces avant



II.2.4. Fer instrumenté et spectromètre à muon

A l'extérieur du calorimètre, le détecteur H1 est complété par une structure en fer constituée d'une alternance de plaques de 9,5cm d'épaisseur et de tubes à dérive (voir figure II.2). Cette partie du détecteur assure le retour de champ et permettra aussi de mesurer les queues des gerbes hadroniques non contenues dans l'argon liquide. La résolution en énergie de ce détecteur est assez faible : $100\%/\sqrt{E}$. Cependant l'utilisation des tubes à dérive devraient permettre de reconstruire des éléments de traces des muons avec une précision de l'ordre de 1.5mm ce qui nous donnera, grâce au grand bras de levier entre le détecteur de trace central et le fer instrumenté, une assez bonne précision sur l'impulsion des muons.

Le spectromètre à muons qui couvre les angles de 3° à 17° joue un rôle similaire pour les muons à celui du fer instrumenté, le complétant utilement dans une région où ce dernier ne peut mesurer précisément l'impulsion du fait de l'absence de signal dans le détecteur de traces. On a donc choisi un détecteur fait de quatre couches de chambres à dérive entouré par un aimant toroïdal (1.5T). La précision sur l'impulsion mesurée par ce détecteur est de l'ordre de 30%.

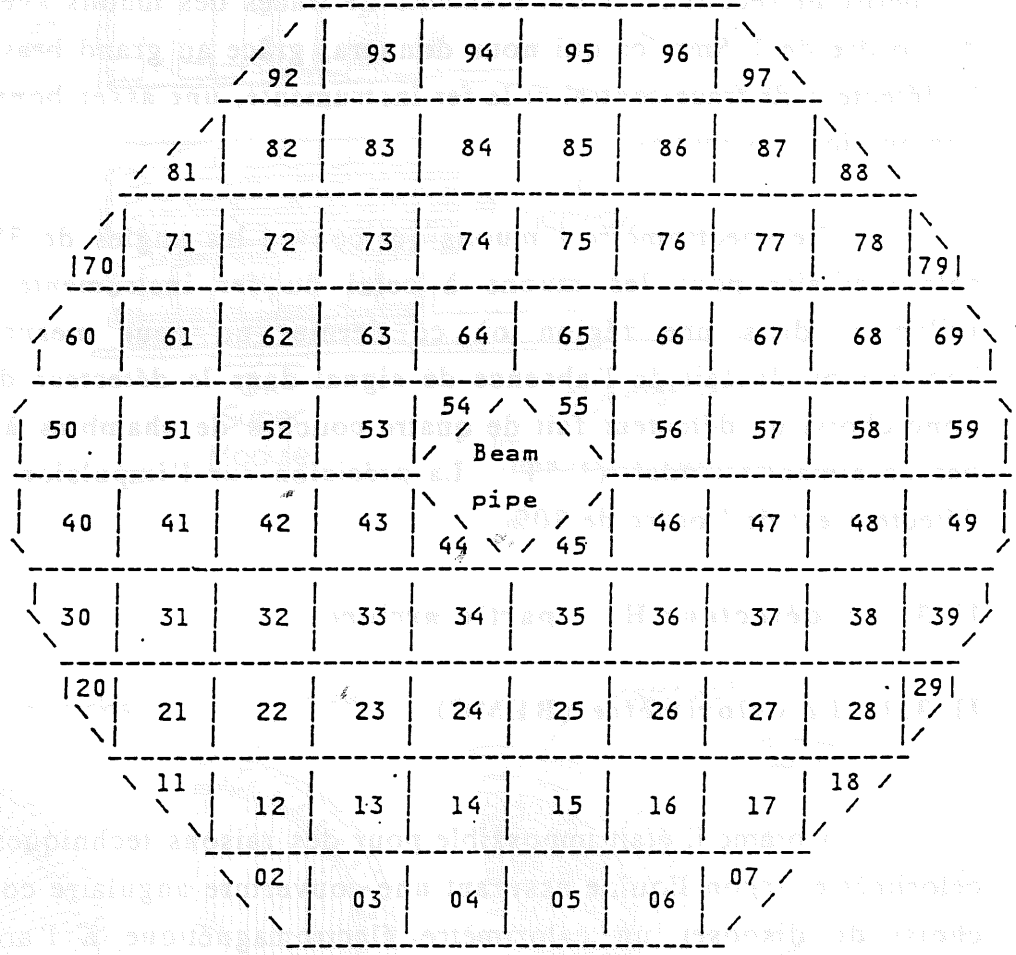
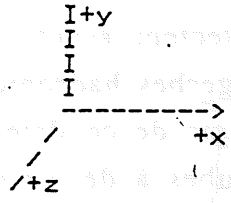
II.3. Le détecteur H1 : partie arrière

II.3.1. Le calorimètre (BEMC)

Comme il était impossible pour des raisons techniques de réaliser un calorimètre Argon liquide assurant une couverture angulaire complète, il a été choisi de disposer un calorimètre électromagnétique à l'arrière, la tâche principale de ce détecteur étant de mesurer l'électron diffusé. Ce détecteur couvre les angles θ de 151.4° à 176.5° [4].

Il est constitué de 88 cellules, alternance de plaques de plomb et de scintillateurs sur $22.5 X_0$ soit 1λ (figure II.8). La lumière émise par les scintillateurs, (le plomb jouant le rôle d'absorbeur), est captée par des guides de lumière, qui modifient sa fréquence et enfin elle est transmise à une photodiode. De manière plus détaillée, comme on peut le voir sur la figure II.9 représentant une cellule, la lecture sur toute la longueur est assurée par quatre

figure II.8 face avant du calorimètre arrière



guides de lumière, alors que deux autres guides de lumière plus courts ne lisent que la partie arrière soit $6.8 X_0$.

La calibration réalisée lors des tests au CERN [5], à partir d'électrons de 5 GeV au centre des cellules et sur une ligne verticale a déterminé les facteurs à appliquer aux charges collectées à partir des photodiodes, correspondant à chacun des quatre guides de lumière, pour obtenir l'énergie déposée dans une cellule. Dans le cas de la partie arrière, la calibration a été effectuée à l'aide de muons de 120 GeV. Ce qui pour la mesure de l'énergie donne un rapport entre la partie arrière et la totalité égale au rapport des longueurs de radiation soit : 0.3 (en fait mesuré : 0.6).

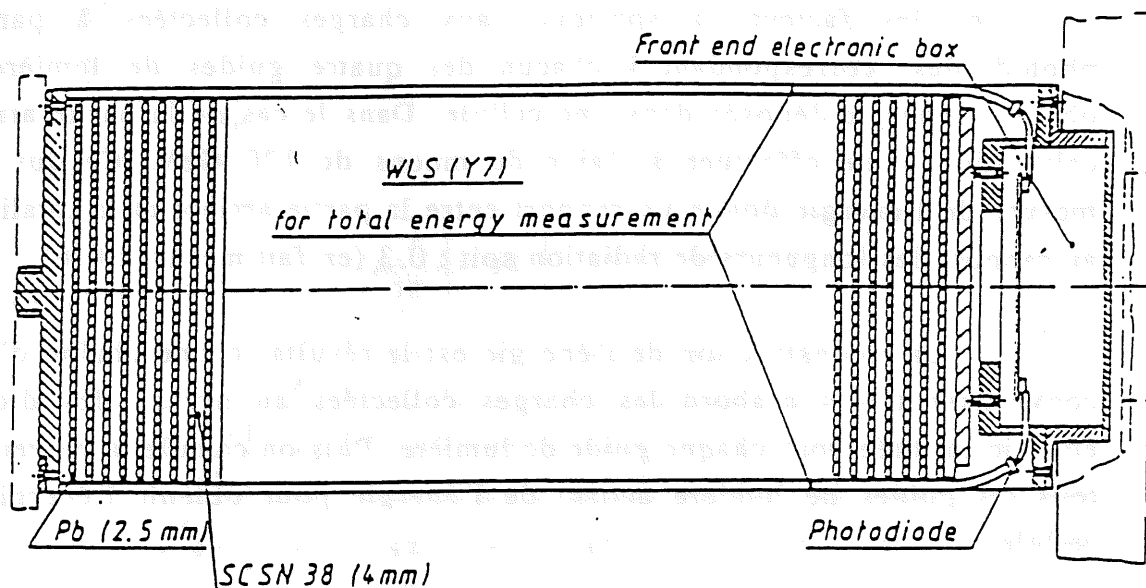
La reconstruction de l'énergie est le résultat d'une chaîne d'analyse convertissant tout d'abord les charges collectées au niveau des diodes en énergie calibrée pour chaque guide de lumière. Puis on calcule la moyenne (sur tous les guides de lumière actifs) de l'énergie pour obtenir l'énergie de la cellule.

L'étape suivante consiste à déterminer l'amas de la gerbe, c'est-à-dire un ensemble de cellules dont l'énergie aurait été produite par une particule incidente. Dans notre cas le problème se réduit à deux dimensions et consiste donc à trouver un ensemble de cellules contiguës. L'algorithme utilisé pour la reconstruction procède d'abord à la recherche des cellules chaudes, c'est-à-dire dont l'énergie est au-dessus d'un certain seuil et tel que les cellules touchant un de ses côtés aient une énergie plus faible (maximum local).

Ensuite on ajoute à cette cellule chaude les 8 cellules autour, un amas a donc généralement 9 cellules. Dans le cas où 2 cellules chaudes sont contiguës en diagonale, on forme un seul amas si la majorité de l'énergie se trouve dans le carré 2×2 incluant ces deux cellules. Enfin dans le cas où deux amas ont des cellules communes, on les répartit en 3 amas, le troisième amas étant formé des cellules communes.

Si la mesure de l'énergie des électrons est homogène pour une particule entrant dans la partie centrale d'une cellule (12 par 12 cm), celle-ci décroît lorsque le point d'entrée de l'électron dans le calorimètre arrière est proche des matériaux morts intercellules. Cette perte par rapport au centre peut atteindre 11% dans le cas d'un électron entrant à une distance de 0.5 cm du coin d'une cellule. Il devrait être possible de corriger cette mesure à partir de

figure II.9 vue longitudinale d'une cellule du calorimètre arrière



la connaissance précise fournie par la chambre proportionnelle arrière du point d'entrée de l'électron dans le calorimètre arrière.

La résolution en énergie pour le calorimètre arrière peut s'écrire:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{c_0}{E}\right)^2 + \left(\frac{c_1}{\sqrt{E}}\right)^2}$$

où c_0 est le terme correspondant au bruit et c_1 le terme d'échantillonnage. Les tests sur faisceau au CERN et à DESY ont établi $c_1 = 10.5\%(\text{GeV})^{0.5}$ et $c_0 = 80-150$ MeV par cellule et 400 MeV pour un amas de 9 cellules. Ceci entraîne une résolution $\frac{\sigma}{E} \cong 3\%$ pour un électron de 30 GeV. La valeur obtenue pour les premières prises de données est précisée au chapitre V.

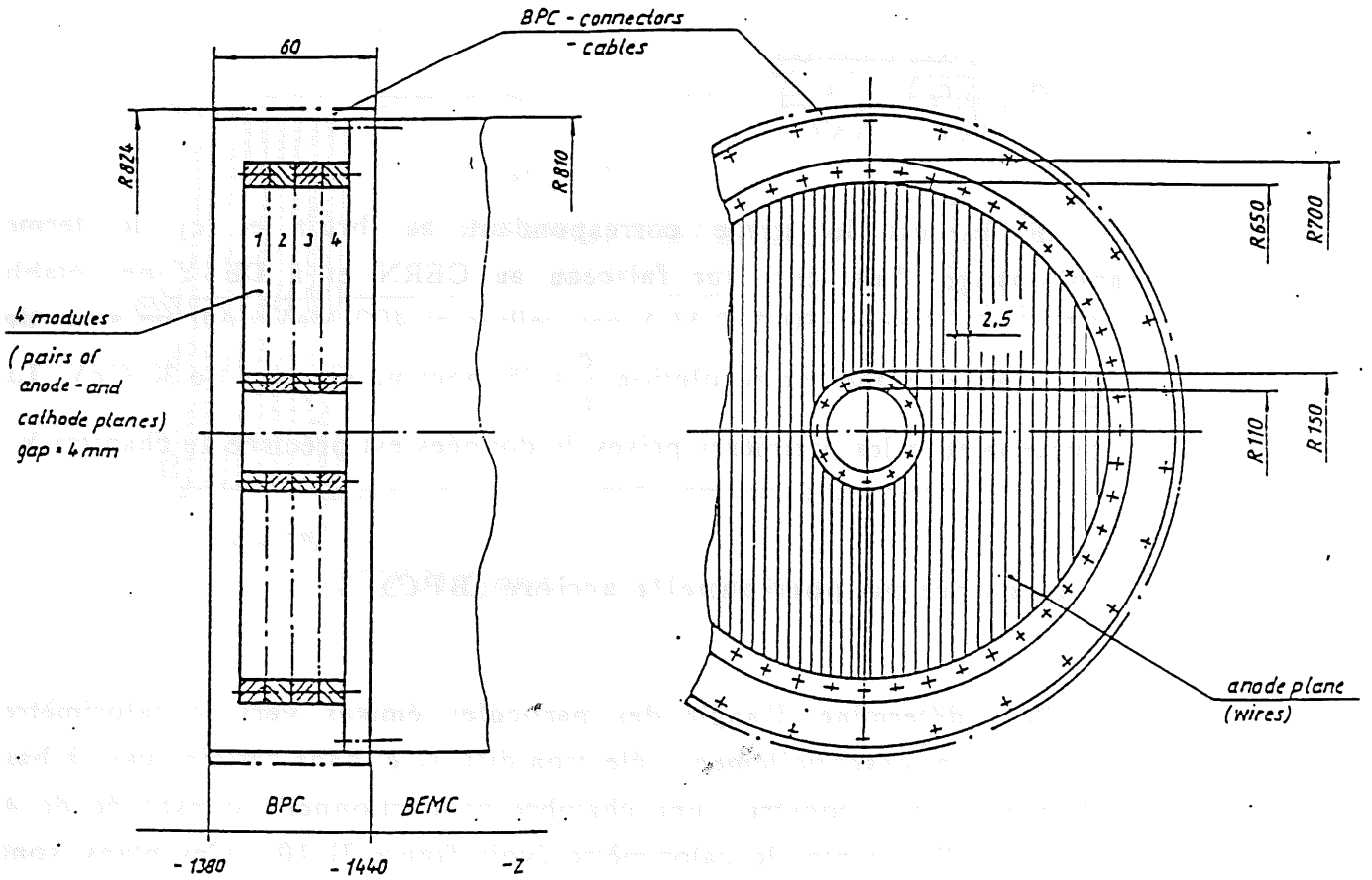
II.3.2. Chambre proportionnelle arrière (BPC)

Pour déterminer l'angle des particules émises vers le calorimètre arrière c'est-à-dire essentiellement l'électron diffusé et dans certains cas (à bas x) des hadrons, on a construit une chambre proportionnelle constituée de 4 plans de fils collés contre le calorimètre (voir figure II.10). Ces plans sont inclinés de 45° les uns par rapport aux autres et on compte 312 fils par plan espacés de 2,5mm, les plans étant en outre espacés de 8mm entre eux [6].

L'algorithme de reconstruction des impacts détermine l'intersection de deux fils touchés sur deux plans perpendiculaires [7]. On obtient ainsi deux croix (grâce à deux groupes de deux plans perpendiculaires). Si la distance entre ces deux intersections est inférieure à 5mm on crée un impact. Cet algorithme est réalisé sur l'ensemble de la chambre et étendu au cas où des bandes de fils contiguës sont touchées. Dans ces cas on considère les rectangles résultant de l'intersection de deux bandes de fils.

Dans le cas où 4 fils sont touchés on obtient la résolution optimale inférieure à 2mm. Malheureusement l'importance des matériaux morts devant la chambre arrière entraîne des débuts de gerbes et on se trouve avec des bandes de fils touchées. Dans les cas extrêmes la résolution peut atteindre 1cm.

figure II.10 chambre proportionnelle arrière



II.3.3. Détecteur de temps de vol (TOF)

Destiné à éliminer le bruit de fond provenant essentiellement des interactions du faisceau de proton avec son environnement (collimateur, gaz résiduel, tube à vide) ce détecteur est constitué de deux plans de scintillateurs situé derrière le calorimètre arrière par rapport au point d'interaction voir figure II.11). A peu près de la même taille que le calorimètre arrière ces deux plans sont segmentés en 16 ou bien 8 cellules de scintillateur , on note que le plan 1 est tel que chacune des cellules recouvre quatre cellules du calorimètre arrière. Ces cellules de scintillateurs sont lues par des photomultiplicateurs pouvant fonctionner en champ magnétique avec un gain suffisant. Les plans de scintillateur sont protégés des électrons et photons de très basse énergie par des plaques de plomb (1.1X0) et d'acier (0.6X0).

Pour discriminer le type d'événement enregistré ce détecteur mesure les temps d'arrivée des diverses particules le traversant. On s'attend à ce qu'une grande partie du bruit de fond ait pour origine l'interaction du faisceau de proton et d'un collimateur situé à $z=-3.1\text{m}$ par rapport au point d'interaction. La différence de temps au niveau des plans de scintillateurs attendue entre une interaction se produisant à $z=0$ et une à $z=-3.1\text{m}$ est de l'ordre de 13 ns.

Le détecteur de temps de vol fournit trois types de signaux [8]. Le plus important est le signal transmis au système de déclenchement central indiquant si le signal est en temps (fenêtre de temps correspondant à l'interaction) ou bien, en avance (fenêtre du bruit de fond) sous la forme de deux bits. Ce signal est le résultat d'une coïncidence entre les signaux fournis par les deux plans de scintillateurs.

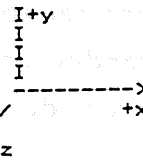
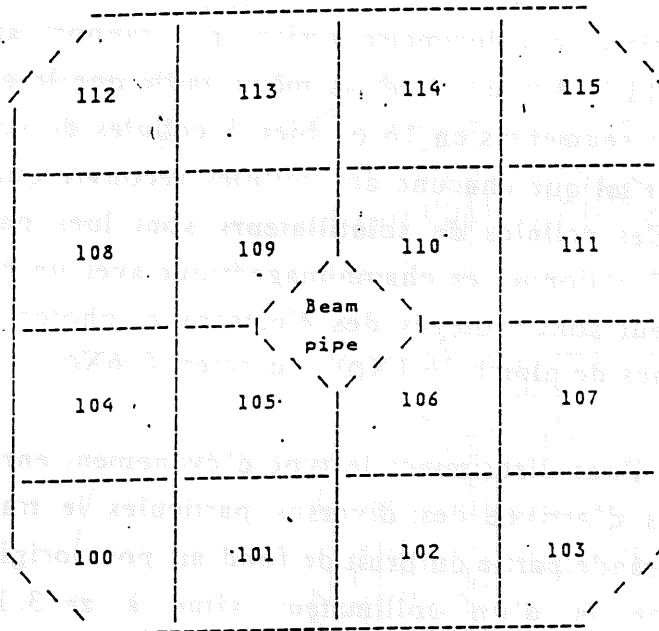
Un signal plus détaillé peut être fourni pour chacun des carrés de scintillateur séparément. Ce signal est donné sous la forme de trois bits :

- le premier bit est à 1 si le signal se trouve dans la fenêtre de temps de 96 ns correspondant à l'intervalle de temps entre deux croisements.

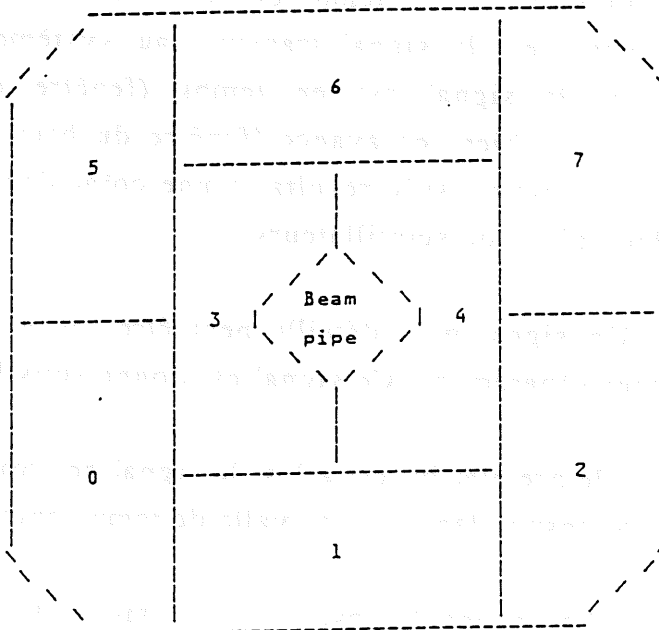
- Le second bit est à 1 si le signal survient durant la période qui correspond à la fenêtre de bruit de fond.

figure II.11 détecteur de temps de vol

Wall 1 (closer to BEMC):



Wall 0 (away from BEMC):



Enfin le troisième bit est à 1 si le signal intervient durant la période correspondant à la fenêtre interaction. Par exemple un signal (voir figure) 101 correspond à une interaction survenant durant le bon temps de croisement.

Enfin le troisième type d'information fourni par les plans de scintillateur est celui du temps de passage de la particule traversant les deux plans. Ce signal résulte de la coïncidence entre les deux plans de scintillateur, qui déclenche une pente (voir figure II.12). Cette pente va nous permettre d'obtenir un temps précis à la nanoseconde alors que nous utilisons des TDC de fréquence 100 Megahertz. Pour ce faire la pente est fractionnée en trois parties dont les mesures sont enregistrées (Q_1, Q_2, Q_3).

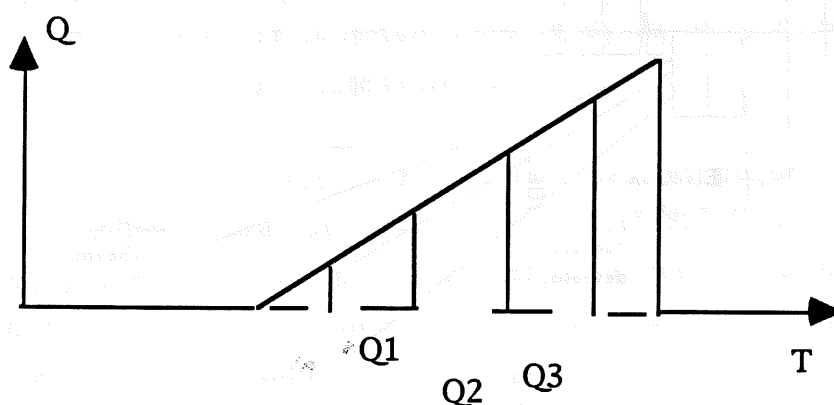


figure II.12 Pente de déclenchement du détecteur de temps de vol

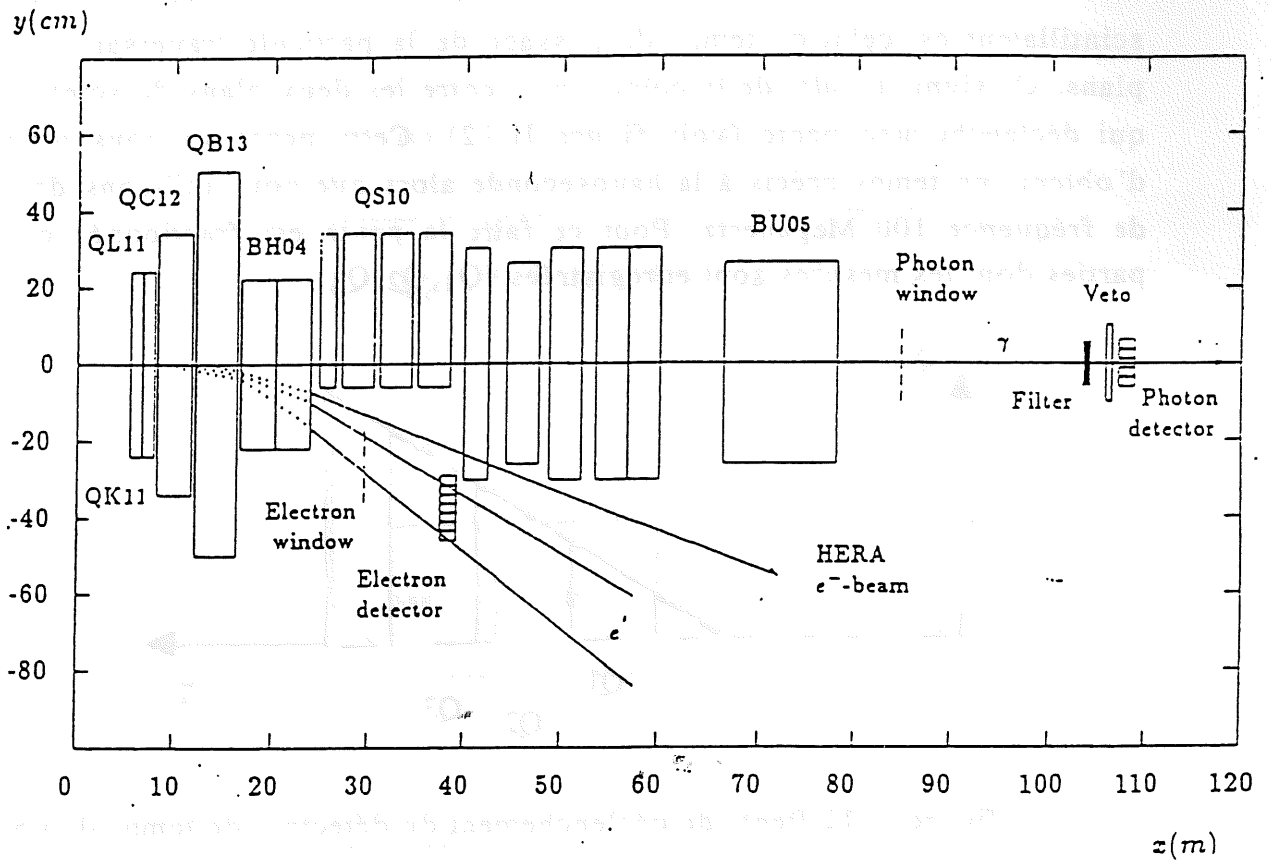
Cette information est ensuite utilisée lors de la reconstruction pour reconstruire la droite et obtenir à la nanoseconde près le temps de déclenchement, soit le temps de passage de la particule.

II.4. Système de luminosité

A HERA on a choisi d'utiliser le processus de "bremsstrahlung" $e p \rightarrow e p \gamma$ dont la section efficace est très bien connue pour mesurer la luminosité. Pour cela, on utilise deux détecteurs, l'un pour identifier l'électron, l'autre pour identifier le photon issu de cette réaction.

On va donc utiliser la coïncidence de ces deux particules pour mesurer la luminosité. Les deux détecteurs utilisés sont des calorimètres à cristaux (KRS 15) voir la figure II.13. Leurs caractéristiques sont données sur la table II.1:

figure II.13 système de luminosité



	Détecteur à électron	Détecteur à photon
Dimension	20X20X200(mm)	22X22X200(mm)
Position	-34m	-102m
Résolution $\frac{\sigma}{E}$	$3 + \frac{7}{\sqrt{E}} \%$	$3 + \frac{7}{\sqrt{E}} \%$

Table II.2

La mesure de la luminosité, c'est-à-dire du rayonnement bremsstrahlung d'électrons sur des protons souffre du bruit de fond lié à un autre type de bremsstrahlung, sur le gaz résiduel dans le tube à vide ($eA \rightarrow eA \gamma$). Ce bruit de fond est soustrait à l'aide de la mesure de ce processus réalisée à l'aide des paquets pilotes électrons.

En effet ces derniers ne rencontrant pas les paquets de protons ne génèrent que le bremsstrahlung sur le gaz résiduel. Il faut noter que la fréquence du processus utilisé pour mesurer la luminosité est de 50 à 100 Hz. L'erreur dominante pour la mesure est donc d'ordre systématique (lié essentiellement à la détermination de l'angle des faisceaux). L'erreur sur la luminosité a été évaluée à 7 % pour les prises de données de l'automne 1992.

II.5 Déclenchement et acquisition des données

Avec une fréquence de 10 MHz de croisement de faisceau, HERA franchit un pas considérable quant au temps de décision pour un événement préfigurant, les contraintes du LHC et du SSC. Dans ce domaine les résultats d'HERA devraient décider de la faisabilité de l'entreprise.

La chaîne de déclenchement est constituée de 5 niveaux nommés L1 à L5. Le niveau 1 est décrit succinctement par la suite. Les niveaux 2 et 3 n'ont pas encore été implémentés dans H1, ils seront cruciaux lorsque la luminosité aura atteint sa valeur nominale. Enfin les niveaux 4 et 5 sont décrits dans le chapitre III.

Le déclenchement dans le détecteur H1 repose pour l'essentiel sur la mesure d'énergie dans les calorimètres et sur la détermination d'un vertex par les chambres proportionnelles. Dans le cas par exemple de l'Argon liquide le signal transmis est celui de l'énergie d'une tour (ensemble de cellules) où

l'énergie est directement proportionnelle à la charge collectée. Ce premier signal fournit les éléments de déclenchement qui vont être combinés de manière à fournir une condition de déclenchement (par exemple l'énergie totale dans l'Argon liquide au dessus d'un certain seuil qui est la somme des énergies des tours).

Ces signaux pour chacun des sous-détecteurs sont ensuite transmis à la logique centrale. Celui-ci va appliquer à certaines conditions de déclenchement un facteur de réduction (nécessaire pour éviter un taux de déclenchement trop important) et enfin si l'une des conditions de déclenchement est remplie l'événement sera accepté.

II.6. Reconstruction des événements

Il existe un module par sous-détecteur (par exemple chambre à jet). Ces modules sont ensuite combinés pour produire vertex ou bien amas de cellules. Certains modules ont en outre un caractère interactif, c'est-à-dire que la reconstruction dans un sous-détecteur peut être influencée par les résultats de la reconstruction d'un autre sous-détecteur.

II.6.1. Reconstruction des traces

Nous allons pour commencer décrire schématiquement la partie des détecteurs de traces. La reconstruction est formée de 3 niveaux [9].

- niveau 1 :

- détecteur avant

- Chambres planaires et radiales qui donnent :
traces, vertex avant, t_0 : instant de l'interaction

- TRD détecteur du rayonnement de transition

- détecteur central

- Chambres à jet :donnent segments de traces

- Chambres à jet /CIZ, BPC

- Fer instrumenté : segment de trace

- Spectromètre à muon : segment de trace

- niveau 2 :

- traces résultant de la combinaison de détecteur avant et central

- niveau 3 :

- Traces du niveau 2 contraint par les éléments de trace du fer instrumenté et du spectromètre à muon.

- Ajustement des traces sur un vertex.

II.7.2 Reconstruction des amas d'énergie

Pour la chaîne calorimétrique nous décrirons essentiellement la partie liée à l'argon liquide, tout en utilisant les autres calorimètres pour les derniers modules d'association des calorimètres [10].

Le premier module de cette chaîne permet de passer de la charge collectée à l'énergie par cellule pour une échelle électromagnétique idéale. Ce module corrige ensuite la valeur d'énergie par cellule à l'aide d'une suppression topologique du bruit (création d'un amas de manière rapide) qui situe une cellule dans son environnement (plus complet qu'une simple coupure à n sigma). On applique en outre des corrections liées aux canaux morts et à la pureté de l'Argon.

A partir de ces cellules le second module crée des amas de cellules, l'objectif étant d'associer l'ensemble des cellules résultant de la gerbe d'une particule dans la matière. Le processus est d'abord réalisé en deux dimensions, transversales à la direction au point d'interaction puis on associe les divers sous-amas dans la dimension longitudinale.

Ces amas sont ensuite corrigés de l'influence des matériaux morts devant le calorimètre et entre les cellules. Ensuite on pondère les amas hadroniques du facteur électron pion lié à la réponse différente pour ces deux types de particules.

Enfin la dernière étape consiste à réaliser l'association des amas entre différents calorimètres (avant excepté) et à corriger de l'influence des matériaux morts entre les différents sous détecteurs.

Les modules sur les traces et sur le calorimètre ayant agit on réalise une association entre les deux en recherchant les traces pouvant être liées à un amas dans un calorimètre. Ce module réalise l'extrapolation des traces aux surfaces des calorimètres puis ouvre un cône suivant une ligne droite tangente à l'hélice d'extrapolation et associe l'ensemble des amas ayant leur centre de gravité à l'intérieur du cône. Il fournit ensuite pour ces associations les degrés de liberté géométriques et énergétiques (énergie de l'amas, impulsion de la trace).

Références

- [1] H1 Collaboration, "Technical proposal for the H1 detector", (1986)
- [2] H1 Collaboration, "Technical Progress Report 1987-90"
- [3] G.Cozzika, "The H1 Detector", Int. Report 252 (1992)
- [4] BEMC Group, "The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC)", Int. Report 233 (1992)
- [5] BEMC Group, "Calibration and Reconstruction of the BEMC", Int. Report 234 (1992)
- [6] V.Blobel et al., "Central tracker software documentation", H1 software note 30 (1993)
- [7] Conversation privée T.Naumann
- [8] Conversation privée G.Thompson
- [9] G. Bernardi, "Tracking Reconstruction Banks, Modules and Reprocessing", H1 software note 34(1993)
- [10] G. Bernardi et al., "Calorimeter Reconstruction Banks, Modules and Reprocessing", H1 software note 14(1992)

CHAPITRE III

REDUCTION ET SELECTION DES DONNEES

III.1. Introduction

La difficulté majeure dans l'expérience H1 réside dans l'extraction des données dominées par un bruit de fond de 4 à 5 ordres de grandeur plus important et ceci alors que la durée entre deux croisements de faisceaux est de 96 ns. Cela conduit à mettre en place une chaîne de traitement des données très efficace. Dans le chapitre II nous avons décrit la partie d'acquisition des données, nous nous concentrerons ici sur les sélections hors ligne.

La plupart des événements déclenchant sont dus au bruit de fond provenant de l'environnement des faisceaux (collisions faisceau-gaz, faisceau-tube à vide). Ces événements qui doivent normalement être supprimés par le détecteur de temps de vol, lors de l'acquisition subsistent néanmoins pour les raisons suivantes.

- La première vient du fait que la couverture du détecteur de temps de vol est limitée vers les grands angles (dans ce cas une particule peut ne traverser qu'un seul des deux plans et donc ne pas provoquer un veto de la part de ce détecteur).

- La deuxième est que dans le cas des interactions des électrons soit avec le gaz résiduel soit avec le tube à vide, le détecteur de temps de vol ne

peut discriminer puisque le signal est dans la même fenêtre de temps que celui des interactions entre électrons et protons.

Avant de décrire la chaîne de sélection des événements rendue nécessaire par les limites de l'acquisition nous rappellerons la situation lors des prises de données.

III.2. Conditions des prises de données

Le détecteur H1 a enregistré ses premières données au cours du mois de juin 1992. La luminosité pour ces prises de données (juin et juillet) a été de $1,5\text{nb}^{-1}$ dont $0,9\text{nb}^{-1}$ pour lesquelles tous les sous-détecteurs fonctionnaient. Ceci nous a permis de détecter environ 200 événements profondément inélastiques.

Après l'interruption du mois d'août une nouvelle série de prises de données a eu lieu. Entre temps la luminosité a pu être améliorée d'un facteur 10, en gardant le même nombre de paquets soit 10 (un facteur 20 en dessous de la valeur nominale) mais en augmentant la valeur des courants et la focalisation des paquets. En outre tous les sous-détecteurs étaient en marche dans 95% des périodes de prise de données.

L'état actuel des performances de HERA est résumé sur la table III.1.

PERFORMANCES DE HERA

	Valeurs actuelles	Valeurs nominales	Commentaires
Energie des électrons	26.7 GeV	30 GeV	sécurité des cavités radiofréquences
Energie des protons	820 GeV	820 GeV	
e courant/ paquet	$\langle \rangle = 280 \mu\text{A}$	$300 \mu\text{A}$	
p courant/ paquet	$\langle \rangle = 200 \mu\text{A}$	$800 \mu\text{A}$	instabilité dans la préinjection
électron : Intensité maximale	3mA	60mA	problème résolu depuis le 24/11/92

nombre de paquets	10	210	160 paquets réalisés dans l'anneau de proton
Luminosité maximale	$3 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	

table III.1.

III.3. Présélection et classification des événements

La fréquence d'acquisition lors des prises de données fut d'environ 5Hz. Les événements acceptés subissent alors une première sélection avant la reconstruction. Cette sélection consiste essentiellement à réévaluer les conditions de déclenchement pour une partie spécifique du détecteur. C'est le cas par exemple du déclenchement z-vertex qui représente le facteur essentiel de déclenchement. Dans ce cas l'utilisation des chambres à jet au lieu des chambres proportionnelles (plus rapide pour le déclenchement mais moins précise) permet d'éliminer les interactions bruit de fond qui ont lieu en amont du détecteur.

Ce niveau dit L4 rejette deux tiers des événements déclenchant. On conserve alors dans le cas des prises de données du mois de septembre et octobre environ 3 à 4 millions d'événements.

A partir des données en ligne passant le niveau L4 on procède ensuite à la reconstruction ainsi qu'à la classification des événements. La classification correspond à la séparation des événements de physique différente. Le résultat appelé POT : Production Output Tape (enregistrement de production de sortie) réduit très faiblement le volume de données par rapport au données en ligne (entre 10 et 20%). L'étape suivante consiste à éliminer les événements moniteurs (événements pour les études de déclenchement), à durcir les critères de sélection des classes définies lors des POT et enfin à réduire par un facteur donné les classes pour lesquelles les sections efficaces sont très importantes (par exemple les événements à faible impulsion transverse). Le résultat est appelé DST : Data Summary Tape. Le facteur de réduction lors du passage des POT aux DST est de l'ordre de 10.

Parmi ces classes, 2 contiennent les événements auxquels nous allons nous intéresser, c'est-à-dire les événements courant neutre. La classe 10 des événements profondément inélastiques pour des études du flot hadronique et la classe 11 qui contient les événements courant neutre à bas Q^2 seront les seules utilisées pour les sélections ultérieures. A partir de ces sélections communes à tous les domaines de physique étudiés à HERA on va définir une sélection spécifique aux événements courant neutre à faible impulsion échangée ($Q^2 < 100$).

III.4. Sélection des événements profondément inélastiques

La sélection des événements repose sur l'utilisation de critères liés à l'énergie du candidat électron, à sa position géométrique, à l'existence d'un impact dans la chambre arrière, à l'existence d'un vertex, à la qualité du signal du détecteur de traces, au détecteur de temps de vol, à la topologie de l'événement, et enfin à l'identification de l'électron. Les sept premiers critères ont pour objectif majeur de rejeter le bruit de fond lié à l'environnement des faisceaux, alors que les deux derniers sont destinés à la suppression de la photoproduction. Ces critères seront détaillés par la suite.

III.4.1. Énergie

Cette analyse repose principalement sur l'utilisation de l'électron à l'arrière du détecteur H1. Le premier critère de sélection est donc de demander s'il existe un amas d'énergie dans le calorimètre arrière (voir chapitre II) d'au moins 6 GeV (cette valeur correspond à une limite en dessous de laquelle, il y a pour l'instant peu d'espoir de pouvoir obtenir un échantillon pur d'événements (voir figure III.1 pour le bruit de fond lié à l'accélérateur et le paragraphe V.3 pour la photoproduction). L'électron sera identifié à l'amas le plus énergétique ce qui, même dans le cas des événements à bas x pour lequel un hadron peut-être émis vers l'arrière est encore justifié comme le montre la figure III.2. Entre 6 et 10 GeV, l'erreur d'identification reste inférieure à 3 %.

D'autre part la séparation entre l'électron et le hadron émis vers l'arrière est suffisamment importante pour que la mesure de l'énergie ne soit pas biaisée par une contamination hadronique (voir figure III.3). Les problèmes de calibration et de regroupement de cellules que posent les modules triangulaires

figure III.1 dépôt d'énergie dans le calorimètre arrière pour les événements reconstruits

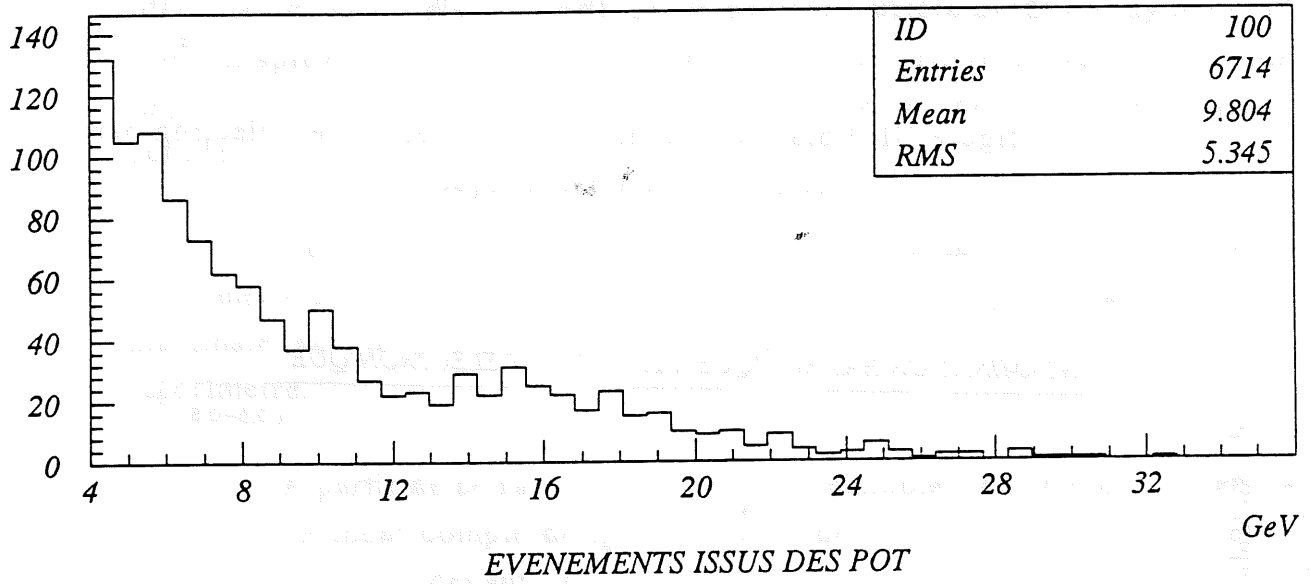


figure III.2 probabilité que la particule la plus énergétique à l'arrière soit l'électron diffusé

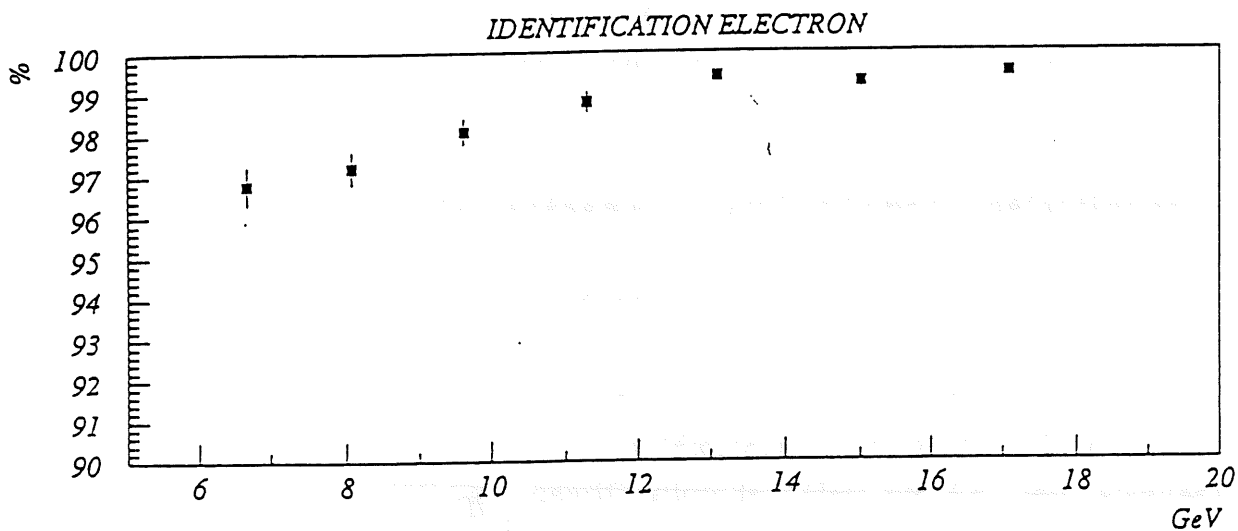
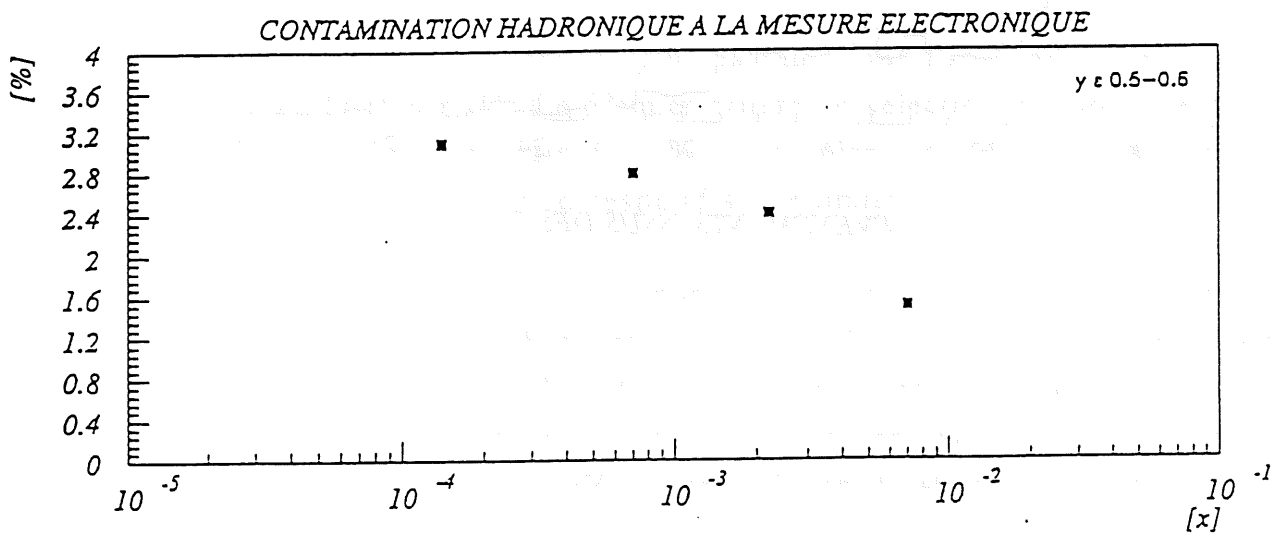


figure III.3 biais sur la mesure de l'énergie de l'électron par contamination hadronique



du calorimètre (proches du tube à vide) nous amènent dans un premier temps à ne pas les utiliser dans la sélection.

III.4.2. Impact dans la chambre arrière

La chambre arrière permet d'obtenir une précision de l'ordre de quelques milliradians (voir II.3.3) quant à la détermination de l'angle de l'électron alors que celle fournie par le centre de gravité de l'amas du calorimètre reste de l'ordre du centimètre. Il a donc été demandé un impact dans la chambre arrière pour sélectionner les événements profondément inélastiques. Ce critère est aussi un critère de rejection des photons provenant de π_0 , qui ne donnent généralement pas d'impact dans la chambre arrière.

De manière évidente cet impact doit correspondre à l'amas de cellules identifiés comme l'électron diffusé, la chambre arrière ayant un rayon de 60 cm (voir chapitre I). Pour cela nous définissons le critère suivant: au moins un impact dans un rayon de 15 cm autour du centre de gravité de l'amas de cellules.

Cette distance de 15 cm s'explique par la taille des cellules dans le calorimètre arrière (15,9cm) une incertitude de 15 cm représentant l'incertitude maximale sur la précision du centre de gravité à l'aide des cellules du calorimètre.

A partir de ce rayon de 15 cm deux méthodes ont été envisagées. Ces méthodes tiennent compte de la multiplicité des impacts (liée à l'existence de matériaux morts devant la chambre dont nous verrons par la suite l'importance).

La première méthode consiste à choisir l'impact le plus proche du centre de gravité. Dans la deuxième méthode on opte plutôt pour une moyenne des coordonnées des impacts dans un rayon de 15 cm. Dans l'une et l'autre des méthodes on s'affranchit des risques de contamination d'impact par un hadron à l'arrière car la distance entre le hadron et l'électron à l'arrière est généralement supérieure à 20 cm. Ces deux méthodes sont très similaires car la moitié des événements n'ayant qu'un seul impact ils ont donc le même angle. On note sur la figure III.4 une différence moyenne de 8 mrad pour le reste des événements. Nous avons opté pour la moyenne des coordonnées plus

susceptible de mesurer l'angle dans le cas d'un début de gerbe avant la chambre arrière . Nous avons en outre fixé à 5 mrad l'erreur systématique pour tenir compte de l'incertitude mentionnée précédemment.

III.4.3 Vertex central

La sélection des électrons est comme nous l'avons vu sur la figure III.1 insuffisante lorsque l'on ne demande qu'un amas d'énergie à l'arrière. Le détecteur de traces (voir II.2) peut être utilisé pour purifier notre sélection. La demande d'un vertex central pour un événement a une double utilité : à la fois éliminer une grande partie du bruit de fond mais aussi préciser l'angle de l'électron diffusé.

La réduction du bruit de fond est donné par les événements des paquets pilotes (ces paquets, un d'électron et un de protons ne rencontrent pas de paquets et interagissent uniquement avec le gaz résiduel et le tube à vide) qui par définition sont du bruit de fond . Le facteur de diminution du bruit de fond est dans ce cas de 1 à 6. On peut constater sur la figure III.5 représentant la distribution de la coordonnée z du vertex des événements des paquets pilotes que les événements de bruit de fond restant ont une distribution plate . Il faut noter ici que le vertex central ne tient pas complètement compte du détecteur de traces avant et l'on peut aussi obtenir un vertex grâce à ce détecteur appelé vertex avant.

III.4.4. Qualité du système de détection de traces

Pour améliorer la sélection précédente, et sur la base de plusieurs observations d'événements, on a tenté de quantifier la qualité du détecteur de traces. L'observation d'événements du halo, c'est-à-dire d'événements liés au paquet d'électrons et pouvant être éloignés du centre du tube de plusieurs dizaines de cm nous ont conduits à refuser les événements pour lesquels on observe un grand nombre d'impacts dans la chambre à fil avec peu de traces reconstruites .

Dans le cas où il existe un vertex central on s'intéresse à la fraction du nombre d'impacts dans les chambres à jet utilisé dans les traces

figure III.4 différence angulaire entre deux approches pour l'impact
de la chambre arrière

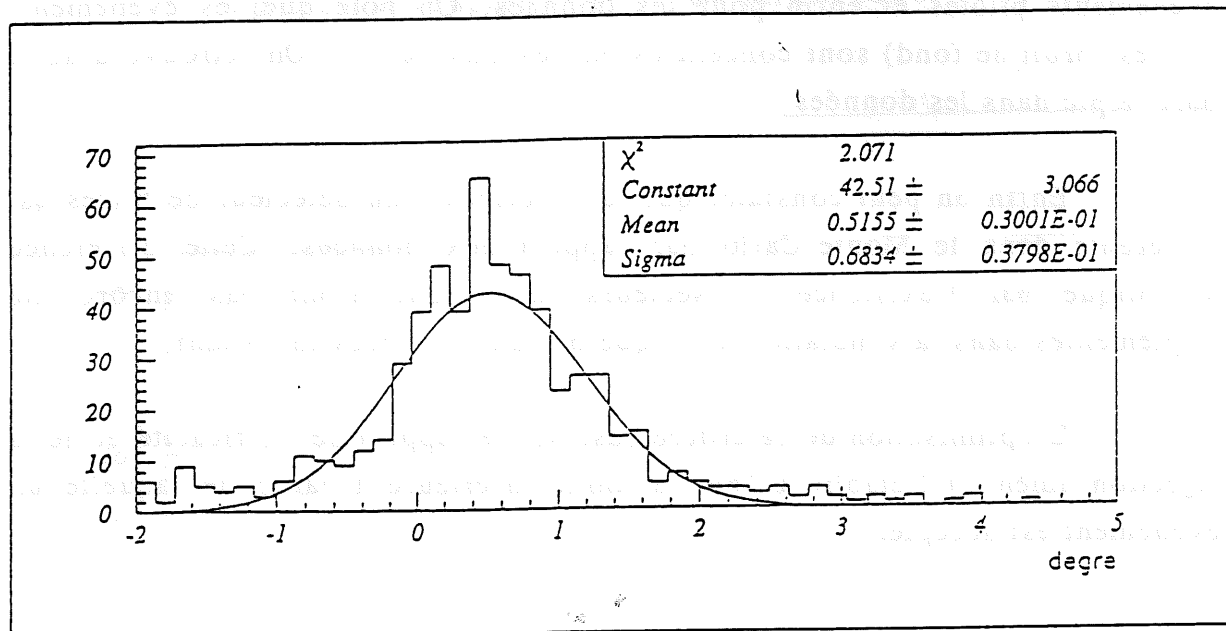
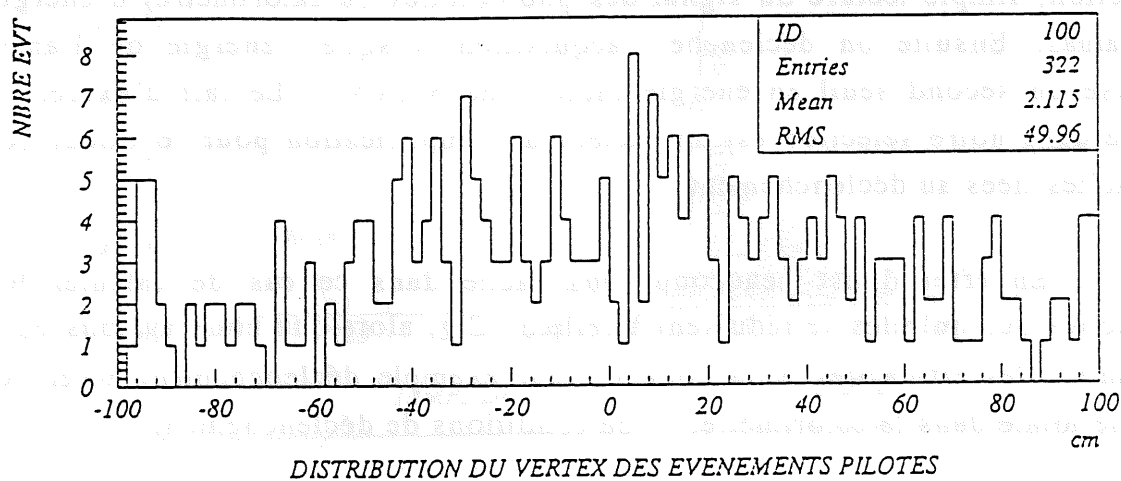


figure III.5 distribution de la position du vertex des événements
pilotes



reconstruites. L'idée est ici de choisir comme estimateur un rapport pour rester indépendant du nombre de traces reconstruites, ce qui évite de biaiser notre sélection dans le cas des événements à grand x pour lesquels on observe en moyenne beaucoup moins traces. La figure III.6 représente la distribution de la fraction du nombre d'impact dans les chambres à jet utilisé dans les traces reconstruites pour une simulation Monte-Carlo, pour les événements pilotes et enfin pour les données. On note que les événements pilotes (bruit de fond) sont concentrés en dessous de 0.1. On retrouve d'autre part ce pic dans les données.

Enfin on peut constater que la description du détecteur de traces est différente dans le Monte-Carlo par rapport aux données. Cette différence s'explique par l'existence de secteurs morts qui n'ont pas encore été implémentés dans la simulation ainsi que par un bruit plus important.

L'optimisation de ce critère basé sur le rapport de l'efficacité et de la rejection amène à l'établir à 16% la limite inférieure à partir de laquelle un événement est accepté.

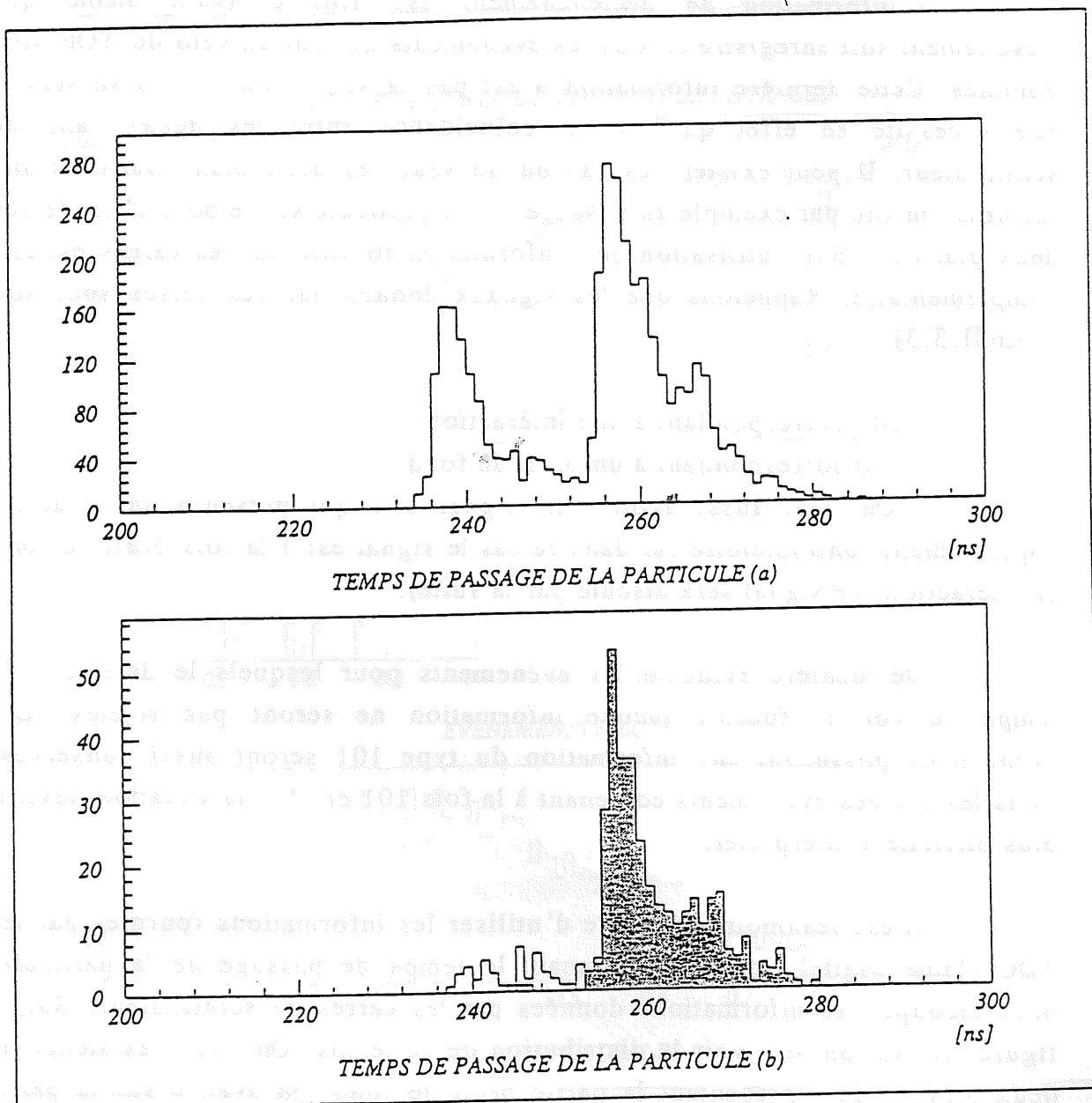
III.4.5 Critère de déclenchement Cl_2

Cl_2 est défini comme l'un des critères de déclenchement du calorimètre arrière (niveau L1). Un premier seuil en énergie fixe l'énergie minimale dans une cellule pour que l'on déclenche le calcul rapide (aucune correction, simple lecture du signal des photodiodes du calorimètre) d'énergie de l'amas. Ensuite on déclenche l'acquisition lorsque l'énergie de l'amas dépasse un second seuil en énergie (autour de 6 GeV). Le fait d'exiger ce critère dans notre sélection est un facteur de simplification pour le calcul des efficacités liées au déclenchement.

En effet il est beaucoup plus facile dans ce cas de calculer les efficacités puisqu'elles se réduisent à celle de Cl_2 , alors que nous aurions eu à déterminer les efficacités d'un cocktail (par exemple déclenchement z-vertex, énergie totale dans le calorimètre...) de conditions de déclenchement.

III.4.6. Système du temps de vol (TOF)

figure III.7 temps de passage des particules dans le détecteur de temps de vol, (a) événements reconstruits, (b) ayant un vertex, et en grisé passant la coupure de sélection sur les carrés de scintillateur



La description du TOF (Time Of Flight) peut être trouvée au chapitre II. Ce détecteur fournit trois sources d'informations différentes. La première correspond au signal de déclenchement qui peut être soit bruit de fond soit interaction. La deuxième est celle fournie par les carrés de scintillateur sur trois bits . Enfin la troisième source d'information est le temps de passage d'une particule dans le détecteur du temps de vol avec une précision de la nanoseconde.

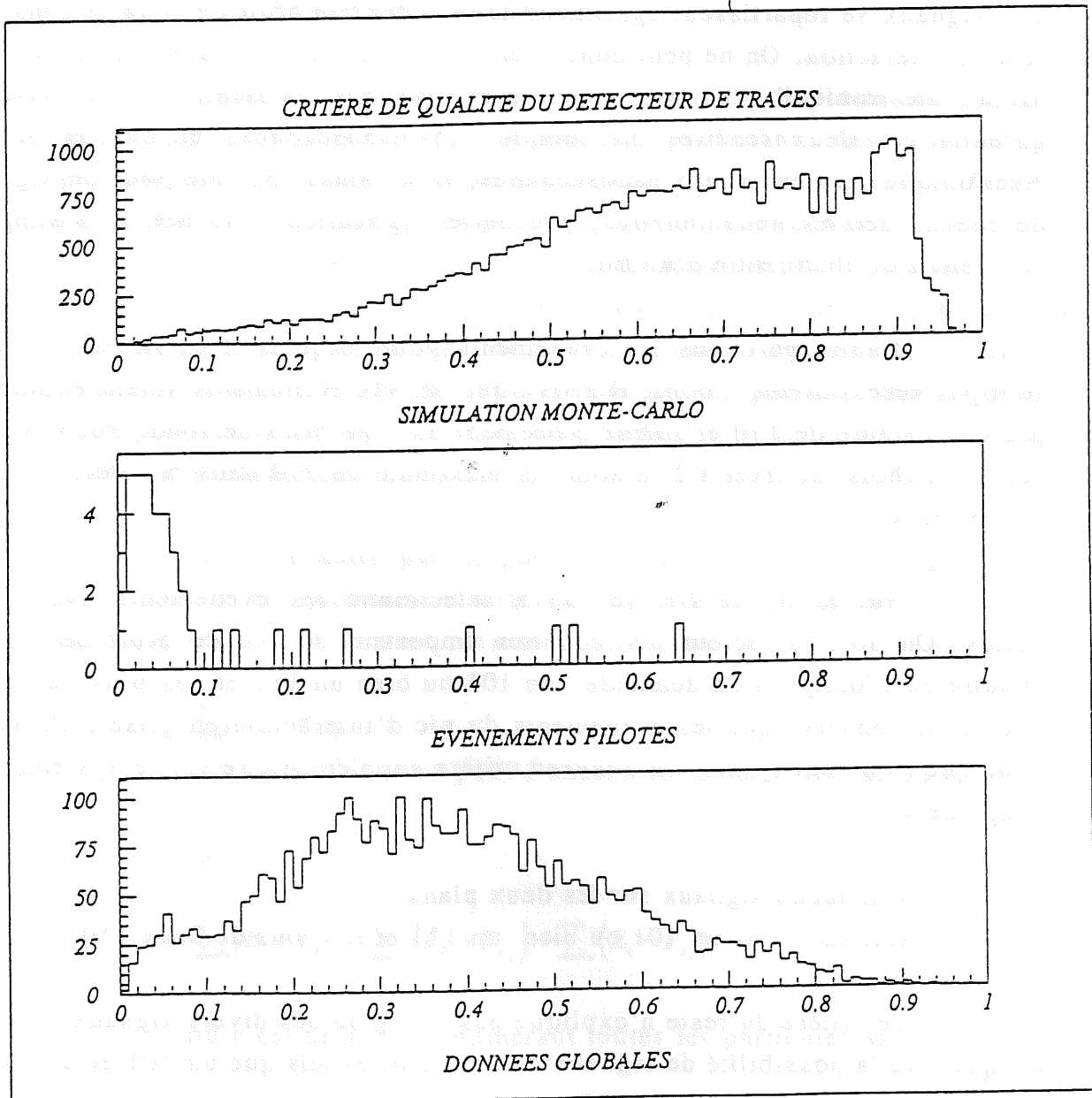
L'information de déclenchement est utilisée avant même que l'événement soit enregistré et tous les événements qui ont un véto du TOF sont éliminés. Cette dernière information n'est pas la seule dont on va se servir, elle nécessite en effet qu'il y ait coïncidence entre les deux plans de scintillateur. Il peut exister des cas où un seul des deux plans transmet une information (dû par exemple au passage d'une particule sur le bord d'un de ces deux plans). Ainsi l'utilisation de l'information fournie par les carrés est-elle complémentaire. Rappelons que les signaux donnés par ces carrés sont soit (voir II.3.3) :

- 101 correspondant à une interaction
- 110 correspondant à un bruit de fond
- On peut aussi avoir un signal 111 qui présente un caractère apparemment contradictoire car dans ce cas le signal est à la fois bruit de fond et interaction (ce signal sera discuté par la suite).

De manière évidente les événements pour lesquels le détecteur de temps de vol ne fournit aucune information ne seront pas rejetés. Les événements possédant une information du type 101 seront aussi conservés. Dans les cas des événements contenant à la fois 101 et 110, la situation devient plus difficile à interpréter.

Il est néanmoins possible d'utiliser les informations fournies par les TDC (Time Digital Converter, donnant le temps de passage de la particule) pour recouper les informations données par les carrés de scintillateur. Sur la figure III.7(a) on peut voir la distribution de ce temps. On note l'existence de deux pics : l'un représentant la partie bruit de fond (en avance sur la partie interaction car elle est liée principalement à l'interaction proton-gaz, proton-tube à vide en amont du détecteur), l'autre représentant la partie des interactions électron-proton.

figure III.6 fraction du nombre d'impact reconstruit utilisé dans les traces



Le pic du bruit de fond est évidemment réduit au niveau du système de déclenchement et il ne reste ici que les événements de contrôle du système de déclenchement, ce qui explique les tailles comparables des pics. La distance entre les deux pics correspond à 19 nanosecondes, ce qui est la durée moyenne entre les deux types de signaux compte tenu de la géométrie du détecteur.

Nous allons maintenant considérer le cas des signaux du type 111 en observant la distribution en temps des événements possédant ce type de signal. Ces signaux se répartissent également dans la fenêtre bruit de fond et dans la fenêtre interaction. On ne peut donc tirer de conclusion sur ces événements. Au niveau électronique plusieurs types d'explications existent, il faut savoir qu'entre ces deux fenêtres on compte 1,5 nanosecondes et que la porte électronique dure environ 5 nanosecondes, il est ainsi possible pour un signal de chevaucher les deux fenêtres, une autre explication est liée à la simple possibilité de fluctuation d'un bit.

D'autre part tous les événements pour lesquels il existe un 101 ne sont pas nécessairement bons, il arrive que de tels événements soient entourés par une dizaine de 110 et soient clairement du type bruit de fond. Pour éviter cela on a choisi de fixer à 2 le nombre maximum de 110 dans la sélection des événements.

Sur la figure III.7(b) on a sélectionné les événements ayant un vertex. On note le facteur de réduction important du pic de bruit de fond. D'autre part lorsque l'on demande : un 101 ou bien un 111 et pas plus de deux 110 on ne conserve que les événements du pic d'interaction(en grisé). On voit donc que l'on peut ajouter un nouveau critère supplémentaire sur le système de temps de vol :

soit aucun signaux sur les deux plans

soit au moins un 101 ou bien un 111 et pas plus de deux 110.

Ce critère du reste n'explique pas l'origine des divers signaux . Pour comprendre la possibilité de signaux contradictoires tels que un 101 et un 110, il faut envisager la possibilité de coïncidence, par exemple le cas où le détecteur aura déclenché sur un événement d'interaction et le détecteur de temps de vol aura auparavant vu le passage d'une particule en avance . Pour réduire la possibilité que le signal calorimétrique (notre candidat électron) soit

d'origine bruit de fond, il faut exiger la correspondance entre ce signal et le signal positif du système de temps de vol (101 ou 111).

Ceci peut être réalisé en vérifiant le signal du carré de scintillateur correspondant au centre de gravité de l'amas de cellule. Chaque carré de scintillateur correspondant à quatre cellules calorimétriques, l'algorithme est aisé à mettre en place.

III.4.7. Topologie des événements

Après avoir éliminé le bruit de fond lié à l'accélérateur, nous allons maintenant supprimer les événements provenant des interactions de photoproduction (voir II.4). Ces événements sont tels que $Q^2 \ll 1 \text{ GeV}^2$ ce qui entraîne que l'électron est très peu diffusé et donc n'est pas vu par le détecteur principal (il peut être dans certain cas identifié dans les détecteurs de luminosité). Une fraction de ces événements donne lieu à une émission de hadrons vers l'arrière, pouvant simuler un électron diffusé dans le calorimètre. Si cette fraction est faible, elle est compensée par une section efficace de photoproduction environ 3 ordres de grandeur plus importante que celle de la diffusion profondément inélastique.

Il est d'autre part important de noter que la topologie de ce type d'événements est notablement différente de celle des événements profondément inélastiques. Si l'on mesure par exemple la quantité :

$$\sum_i (E_i - P_{zi})$$

(où i est un indice pour l'ensemble de particules après la collision)

On a :

$$\sum_i (E_i - P_{zi}) = \sum_h (E_h - P_{zh}) + \sum_e (E_e - P_{ze})$$

où h est un indice énumérant toutes les particules sauf l'électron.

Notons que dans le cas de la photoproduction l'électron ne sera pas mesuré par notre détecteur (il peut être dans certains cas détecté par le système de luminosité et nous reviendrons sur ce cas). Ainsi la différence entre les

deux mesures : celle pour un événement profondément inélastique et celle pour un événement de photoproduction sera :

$$E'_e - P'_{z_e} \cong 2E'_e$$

Car dans le cas d'une émission à bas angle

$$P'_{z_e} \cong E'_e$$

Ceci se voit de manière très nette sur la figure III.8 où est représentée la quantité $\Sigma(E-P_z)$. La séparation entre la photoproduction et les événements DIS n'est pas totale et ceci pour trois raisons: en premier lieu l'électron émis dans le cas de la photoproduction peut avoir une énergie très faible ensuite dans le cas des événements DIS la mesure de $\Sigma(E-P_z)$ n'est pas parfaite particulièrement à bas x où les hadrons sont émis à l'arrière où ils sont mesurés par le fer instrumenté (voir chapitre II) dont la résolution est faible enfin dans le cas des événements radiatifs on ne mesure pas le photon initial.

III.4.8. Estimateur de reconnaissance d'électron

La rejection du bruit de fond en utilisant uniquement une quantité globale de l'événement comme $\Sigma(E-P_z)$ s'est révélée utile mais pas totalement satisfaisante comme l'a montré la figure III.8 . Nous allons ajouter à cette sélection la capacité d'identification des électrons que nous fournit le détecteur arrière. Pour cela rappelons brièvement le fait que l'on peut modéliser le dépôt d'énergie des électrons de manière logarithmique. Si $D(x)$ est la fraction de perte d'énergie pour un parcours d'un électron sur une distance x , on a:

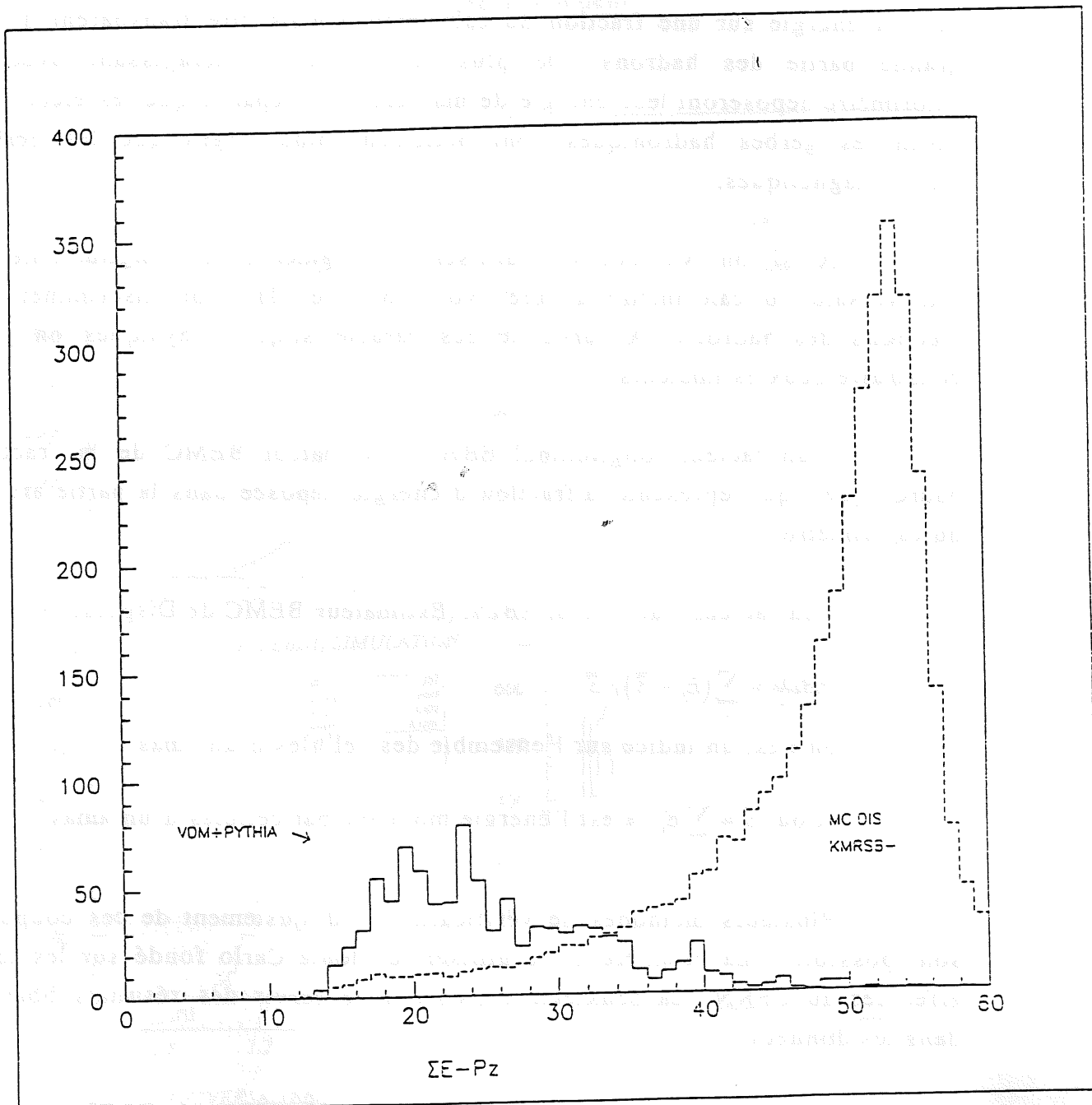
$$D(x) = 1 - Ae^{-x} \text{ où } A \text{ est une constante}$$

On appelle longueur de radiation (notée X_0) la distance après laquelle un électron a déposé une fraction $1 - e^{-1}$ de son énergie. Dans le cas des hadrons les interactions sont modélisées sous une forme différente : on considère que la probabilité qu'un hadron n'ait pas interagi après avoir traversé une distance x est :

$$P(x) = Be^{-x} \text{ où } B \text{ est une constante}$$

On appelle longueur d'interaction (notée λ) la distance après laquelle la probabilité qu'un hadron n'ait pas interagi est : $1/e$. Une fois qu'un hadron a interagi avec la matière il dépose son énergie pratiquement immédiatement

figure III.8 distribution de la quantité $\Sigma(E-P_z)$ pour une simulation d'événements de photoproduction (Pythia) et de diffusion profondément inélastique (Django)



mais peut émettre un hadron énergétique, dans ce cas la situation est la même qu'au départ.

Les longueurs de radiation et d'interaction dépendent du type de matière traversée. Le calorimètre arrière représente moins d'une longueur d'interaction alors qu'on compte plus de 20 longueurs de radiation. Ce calorimètre devrait donc arrêter tous les électrons (ceux-ci déposant l'essentiel de leur énergie sur une fraction du calorimètre) mais être transparent à une grande partie des hadrons. De plus les hadrons interagissant avec le calorimètre déposeront leur énergie de manière plus répartie que les électrons. Enfin les gerbes hadroniques sont nettement plus larges que les gerbes électromagnétiques.

Ainsi on va pouvoir utiliser la segmentation longitudinale et transversale du calorimètre arrière (voir chapitre II) pour discriminer les électrons des hadrons. A partir de ces caractéristiques physiques on peut construire deux estimateurs :

- un facteur longitudinal EBHF (Estimateur BEMC de la fraction hadronique), qui représente la fraction d'énergie déposée dans la partie arrière du calorimètre.

- un facteur transversal EBDI. (Estimateur BEMC de Dispersion):

$$EBDI = \sum_i (E_i - \bar{E}) / \bar{E}$$

où i est un indice sur l'ensemble des cellules d'un amas

et où $\bar{E} = \sum_i E_i / n$ est l'énergie moyenne par cellules d'un amas

Plusieurs méthodes de vérification et d'ajustement de ces coupures sont possibles. La première est d'utiliser le Monte-Carlo fondé sur les tests effectués au CERN. La deuxième consiste à se servir des résultats obtenus dans les données.

La figure III.9 montre la distribution de EBHF et de EBDI pour une simulation Monte-Carlo d'événements profondément inélastiques et pour les données après l'ensemble des sélections définies précédemment. A partir de

figure III.9 estimateurs longitudinal (EBHF) et transversal (EBDI) dans le cas d'une simulation Monte-Carlo de diffusion profondément inélastique et dans le cas des données après les sélections définit précédemment

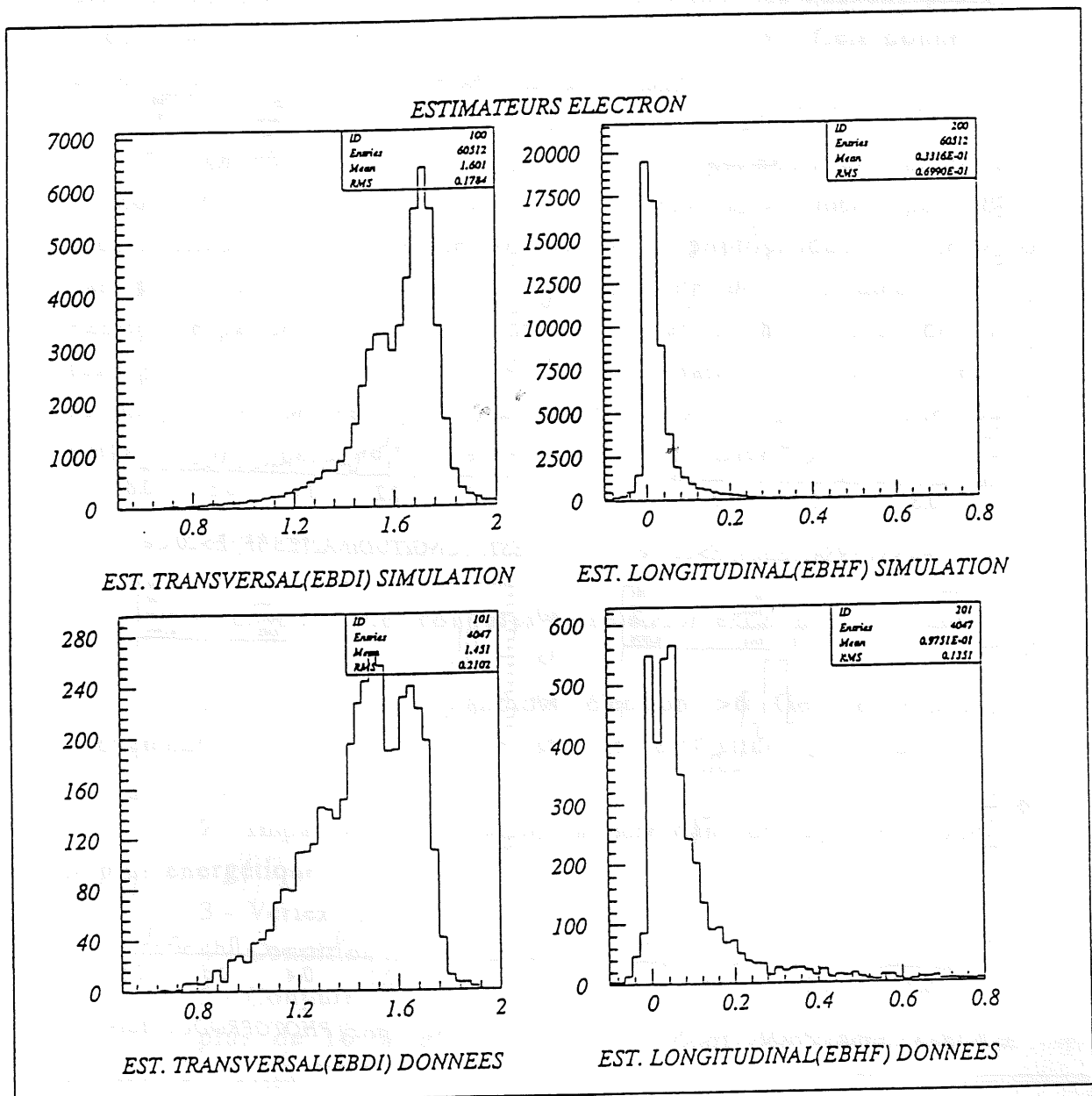
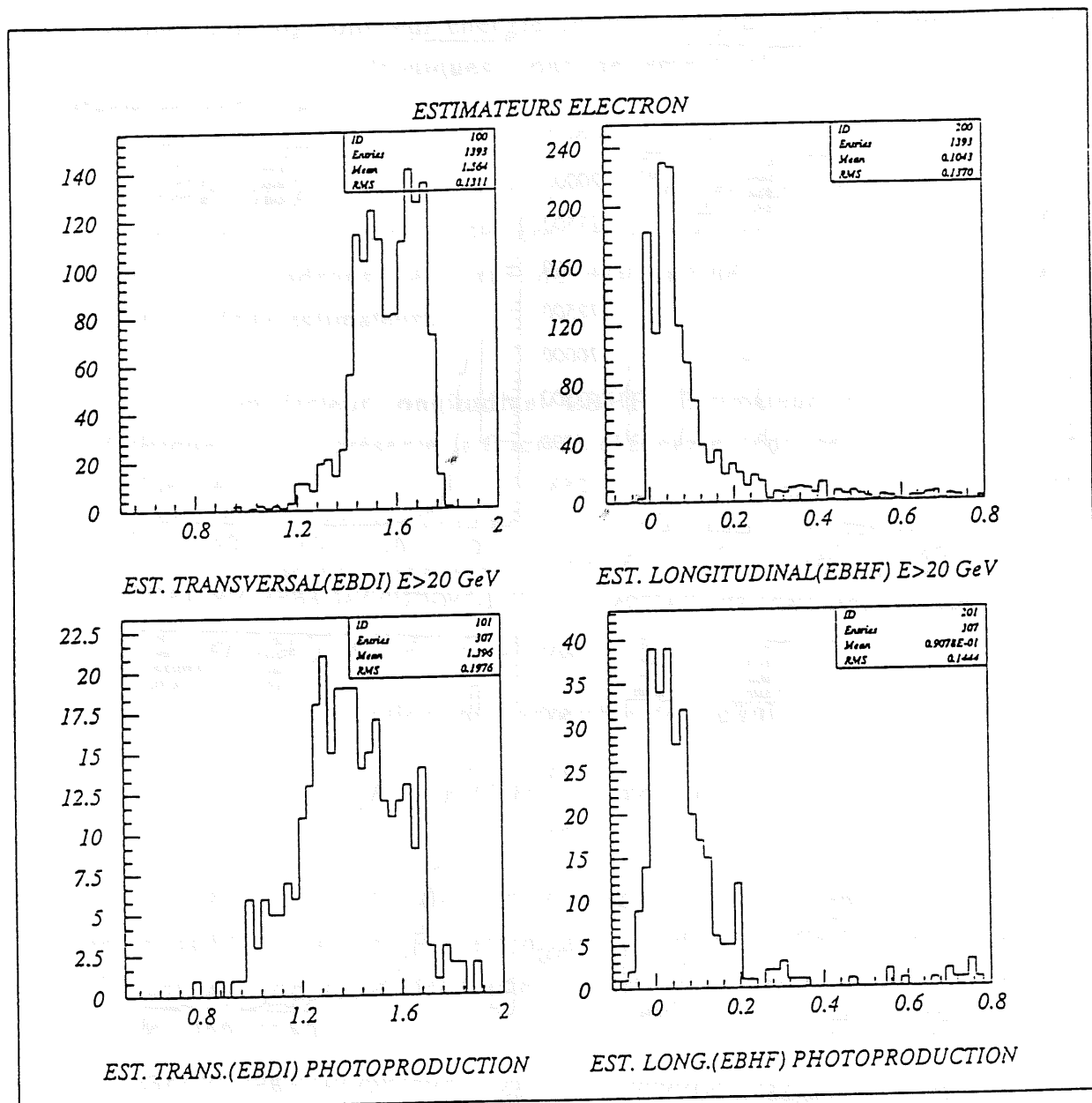


figure III.10 estimateurs longitudinal (EBHF) et transversal (EBDI) dans le cas des événements ayant déposé plus de 20 GeV dans le calorimètre arrière et dans le cas d'événements identifiés comme photoproduction dans les données



ces deux spectres on note déjà une différence qui peut être expliquée par la persistance d'événements de photoproduction dans notre sélection.

Pour ajuster nos coupures sans dépendre de la simulation qui ne doit rester qu'indicative, on utilise pour obtenir un échantillon d'événements de photoproduction les événements ayant un signal dans le détecteur à électron du système de luminosité et pour obtenir un échantillon d'événements profondément inélastiques sans contamination, c'est-à-dire d'électrons de diffusion, on peut utiliser les coupures définies précédemment pour limiter le bruit de fond lié à l'accélérateur et pour éliminer les hadrons provenant de la photoproduction se placer à haute énergie ($E > 20 \text{ GeV}$). Cela donne les résultats observables sur la figure III.10.

On constate que si l'estimateur EBDI est décrit de manière proche par le Monte-Carlo (voir figure III.9), il n'en est pas de même pour EBHF. De plus si EBDI semble efficace pour rejeter la photoproduction, ce n'est pas le cas pour EBHF. La mauvaise précision de cet estimateur est en partie explicable par le fait que la lecture de la fraction hadronique de l'énergie est faite par 2 guides de lumière dont la calibration (voir II.3.1) est beaucoup moins précise. De ces figures nous porterons notre choix sur une coupure pour EBDI à 1,38 et nous ne nous servirons pas de EBHF.

En résumé :

L'ensemble des coupures de sélection est donc le suivant :

1 - Énergie du candidat électron $> 6 \text{ GeV}$ et éliminations des événements dont le centre de gravité est situé dans un des modules triangulaires

2 - Impact dans la chambre arrière dans un rayon de 15cm de l'amas le plus énergétique

3 - Vertex central tel que $|z| < 50 \text{ cm}$

4 - Condition de déclenchement Cl_2

5 - Coupure sur le détecteur de traces :

plus de 16 % d'impact utilisés dans les traces reconstruites et ajustées au vertex

6 - Pas de signal de bruit de fond au niveau du détecteur de temps de vol derrière le centre de gravité de l'amas le plus énergétique du calorimètre arrière

$$7 - \sum_i (E_i - P_{zi}) > 30 \text{ GeV}$$

où i est indice pour tous les amas de cellules des calorimètres

8- Identification de l'électron à l'aide d'un estimateur de gerbe :

$$\text{EBDI} > 1.38$$

Références

- [1] J.Feltesse, "New Physics Result from H1", Présentation au CERN le 1.12.92

CHAPITRE IV

METHODE POUR UNE MESURE DE LA SECTION EFFICACE DOUBLEMENT DIFFERENTIELLE

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre nous décrivons une méthode de mesure de section efficace différentielle liée à l'utilisation des quantités cinématiques proches du détecteur de l'électron diffusé.

La mesure de la section efficace différentielle nous permet d'accéder comme nous l'avons vu au chapitre I aux fonctions de structure du proton F_2 , F_L à partir de la mesure de $\frac{d^2\sigma}{dx dy}$ ou bien $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$ puisque pour le domaine de Q^2 envisagé la fonction de structure F_3 reste très faible. De manière expérimentale cela peut s'exprimer comme la détermination des quantités cinématiques (x, y, Q^2) de chaque événement pour une mesure intégrée de la section efficace sur un domaine (x, Q^2) ou (x, y) , une maille. Dans ce cas on a :

$$\int_{\Delta} \left(\frac{d^2\sigma}{dx dy} \right) dx dy = \frac{N_{OBS}}{L}$$

où N_{OBS} est le nombre d'événements observés tels que x et y appartiennent au domaine Δ et L la luminosité.

En fait, de manière expérimentale il faut déterminer deux quantités supplémentaires : l'efficacité de sélection ε (liée aux différents critères) et l'acceptance A liée à la géométrie et aux résolutions en énergie et en angles :

ainsi :

$$\int_{\Delta} \left(\frac{d^2\sigma}{dx dy} \right) dx dy = \frac{1}{\varepsilon} \times \frac{1}{A} \times \frac{N_{OBS}}{L}$$

De cette mesure intégrée on déduit la valeur de la section efficace différentielle en un point donné (qu'on choisit comme le centre de la maille) en utilisant les prédictions théoriques des diverses paramétrisations, ce qui reste raisonnable comme nous le verrons ensuite. Nous avons donc :

$$\frac{d^2\sigma(x_c, y_c)}{dx dy} = \frac{N_{OBS}}{L} \times \frac{1}{\varepsilon} \times \frac{1}{A} \times \frac{1}{dS} \times \frac{1}{BC}$$

où dS est la taille de la maille Δ ; (x_c, y_c) les coordonnées du centre de la maille.

$$\text{et } BC = \frac{\int_{\Delta} \left[\frac{d^2\sigma(x, y)}{dx dy} \right] dx dy}{\int_{\Delta} dx dy} \frac{d^2\sigma(x_c, y_c)}{dx dy}$$

est défini comme la correction à appliquer

pour passer de la valeur moyenne de la section efficace à la valeur au centre de la maille. Ce facteur est obtenu à partir d'une paramétrisation

Enfin la dernière correction à appliquer est celle des corrections radiatives qui nous permet d'accéder à la section efficace de Born. On a ainsi la formule finale suivante

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \left(\frac{N_{OBS}}{L} \times \frac{1}{\varepsilon} \times \frac{1}{A} \times \frac{1}{dS} \times \frac{1}{BC} \right) - BR$$

où BR désigne la queue radiative, différence entre la section efficace radiative et la section efficace de Born.

A partir de cette formule de base on peut maintenant détailler les différents éléments.

IV.2 - Choix des quantités mesurées de l'événement

Pour pouvoir comparer les sections efficaces différentielles d'une expérience à une autre il est nécessaire d'obtenir celle-ci en fonction des quantités invariantes de Lorentz. Il est néanmoins possible d'utiliser des quantités intermédiaires différentes.

Lorsque l'on compare les choix de maillage (x, Q^2) ou (y, Q^2) dans le plan cinématique (voir figure IV.1 et IV.2) on s'aperçoit que l'on va être amené du fait de l'acceptance géométrique du détecteur (coupure en angle de l'électron) à mesurer seulement une partie des mailles les plus extrêmes (petit x) et ainsi à devoir faire des extrapolations importantes et introduire de grandes incertitudes.

Ceci exprime le fait que x, y, Q^2 ne sont pas des quantités adaptées au détecteur. Si maintenant nous choisissons un maillage lié à l'angle de l'électron nous allons pouvoir minimiser les corrections d'acceptance. Quant à la deuxième quantité elle doit tenir compte de la résolution en énergie liée à la mesure expérimentale de l'électron. Cette résolution en énergie s'écrivant de manière classique en première approximation

$$\frac{\sigma}{E} \equiv \frac{K}{\sqrt{E}}$$

, il est judicieux pour pouvoir stabiliser les effets de la résolution d'une maille à une autre de choisir la racine de l'énergie comme deuxième quantité à la place de l'énergie. Ainsi on a une incertitude constante :

$$d(\sqrt{E}) = \frac{1}{2\sqrt{E}} dE = \frac{E}{2\sqrt{E}} \times \frac{\sigma}{E} = K/2 = \text{constante}$$

IV.3 - Choix de la taille des mailles

figure IV.1 maillage (x, Q²)

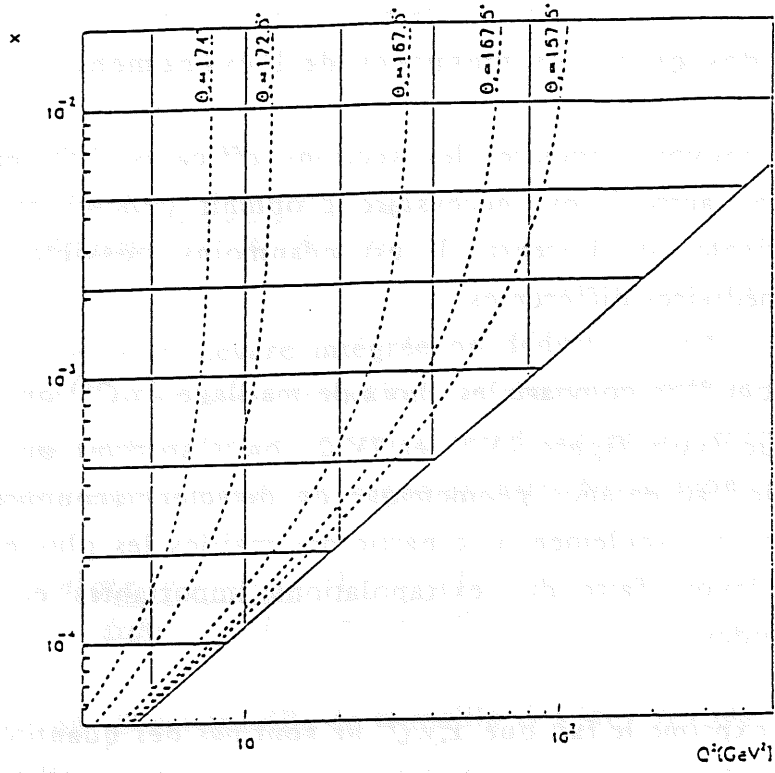
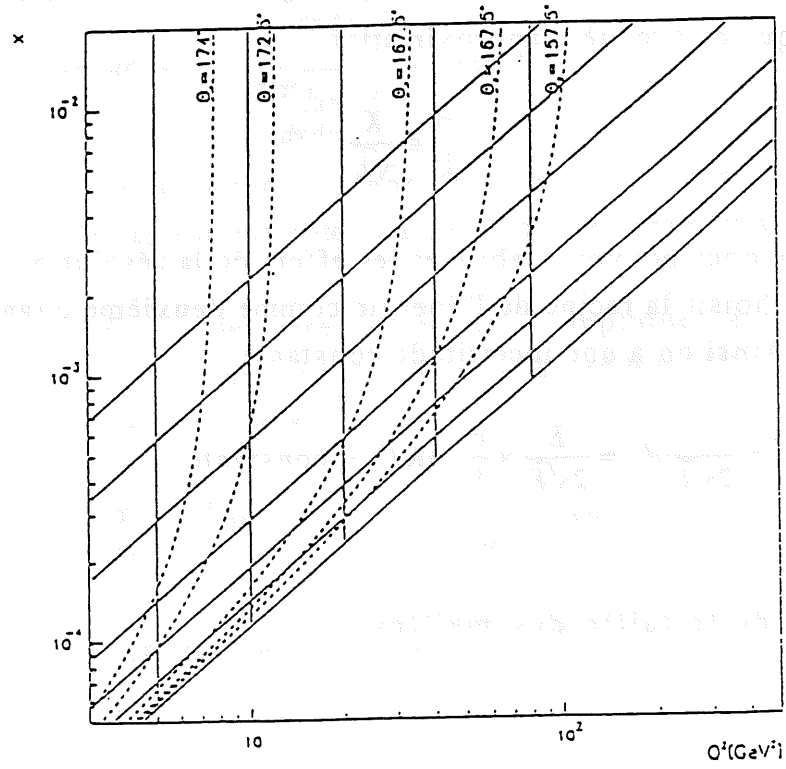


figure IV.2 maillage (y, Q²)



Une fois définies les quantités mesurées, angle et énergie de l'électron, il s'agit maintenant de préciser les tailles des mailles. Trois considérations doivent nous guider :

- la première est celle de la statistique, cette erreur devant rester plus faible que l'erreur systématique, l'ordre de grandeur du nombre d'événements attendu, indépendamment des paramétrisations, est de quelques milliers.

- La deuxième considération est liée à la résolution expérimentale en énergie et en angle de notre détecteur. Plus le maillage sera fin plus on sera sensible (du fait de la migration des événements) à la résolution angulaire et à la résolution en énergie.

- Enfin des considérations théoriques sont à prendre en compte. La mesure des fonctions de structure pour les grandes valeurs de x a déjà été réalisée et il n'est donc pas indispensable de mesurer plusieurs points dans ce domaine, un seul pour normaliser peut s'avérer suffisant. Quant au domaine des bas x , il est ici intéressant de minimiser la taille de la maille du fait de l'incertitude de la correction du centre.

A partir de ces réflexions on a opté pour le maillage suivant, dix mailles en :

$$u = \frac{40}{\sqrt{26.7}} \sqrt{E} = 7.741 \sqrt{E}$$

de $u=21$ à $u=41$ ce qui correspond à $7.4 < E_e < 28.1$. On a ainsi : $\Delta u = 2$ ce qui est équivalent à 3 sigmas ($\sigma = 13.5\% \sqrt{E}$) En angle, la première limite est celle du bord inférieur du calorimètre arrière soit 175° - 176° , en fait comme on a pu le voir la région des triangles est pour l'instant inutilisable, et la limite réelle est à 173° - 174° .

A la lumière de la figure IV.3 représentant la distribution angulaire des événements, on voit que malgré une décroissance en $\frac{1}{Q^4}$ de la section efficace, l'acceptance géométrique du détecteur entraîne un maximum de cette distribution autour de 172.5° . Le gain en terme de nombre d'événements en acceptant jusqu'à 174° reste faible.

De plus comme on peut le voir sur la figure IV.4 pour laquelle on a sélectionné les événements de plus de 20 GeV (on s'affranchit ainsi du bruit de fond de photoproduction qui est concentré à basse énergie) et tel que $EBHF > 0.4$ (fraction hadronique), la distribution n'est plus piquée à 172.5° mais se concentre essentiellement pour des angles plus faibles que 172.5° . L'interprétation de ces événements correspond à un électron entrant non par la face avant du calorimètre arrière mais latéralement par l'intérieur. Celui-ci dépose une grande partie de son énergie à l'arrière du calorimètre et sa gerbe n'est pas contenue.

On évite donc de sélectionner des événements d'énergie mal mesurée et du bruit de fond concentré dans les bas angles (voir chapitre V) en coupant à 172.5° . Pour les angles inférieurs à 157.5° , on atteint la limite de la chambre arrière, ensuite débute le calorimètre à Argon liquide pour lequel les études d'erreur systématiques sont différentes et la statistique faible (autour de cent événements). Ces raisons nous amène à nous concentrer sur une zone où les conditions du détecteur varient peu. Enfin quant à la taille : elle est prise égale à 5° : $167.5 < \theta < 172.5$ (voir chapitre V). Ainsi on choisit la segmentation angulaire suivante :

$$\theta_1 : 172.5 - 167.5 \quad \theta_2 : 167.5 - 162.5 \quad \theta_3 : 167.5 - 157.5$$

Pour ce choix de maille on obtient le nombre d'événements suivant avec la sélection développée précédemment:

	$157.5 < \theta_e < 162.5$	$162.5 < \theta_e < 167.5$	$167.5 < \theta_e < 172.5$
$7.4 < E < 8.8$	6 ± 2.45	15 ± 3.87	47 ± 6.86
$8.8 < E < 10.43$	4 ± 2.0	14 ± 3.74	45 ± 6.71
$10.43 < E < 12.16$	10 ± 3.16	20 ± 4.47	46 ± 6.78
$12.16 < E < 14.03$	9 ± 3.0	14 ± 3.74	62 ± 7.87
$14.03 < E < 16.04$	8 ± 2.83	36 ± 6.0	62 ± 7.87
$16.04 < E < 18.7$	9 ± 3.0	23 ± 4.80	75 ± 8.66
$18.7 < E < 20.44$	9 ± 3.0	23 ± 4.80	77 ± 8.77
$20.44 < E < 22.85$	14 ± 3.74	32 ± 5.66	128 ± 11.31
$22.85 < E < 25.38$	23 ± 4.80	56 ± 7.48	213 ± 14.59
$25.38 < E < 28.05$	17 ± 4.12	46 ± 6.78	157 ± 12.53

table IV.1

figure IV.3 angle de l'électron diffusé dans le cas d'une simulation Monte-Carlo

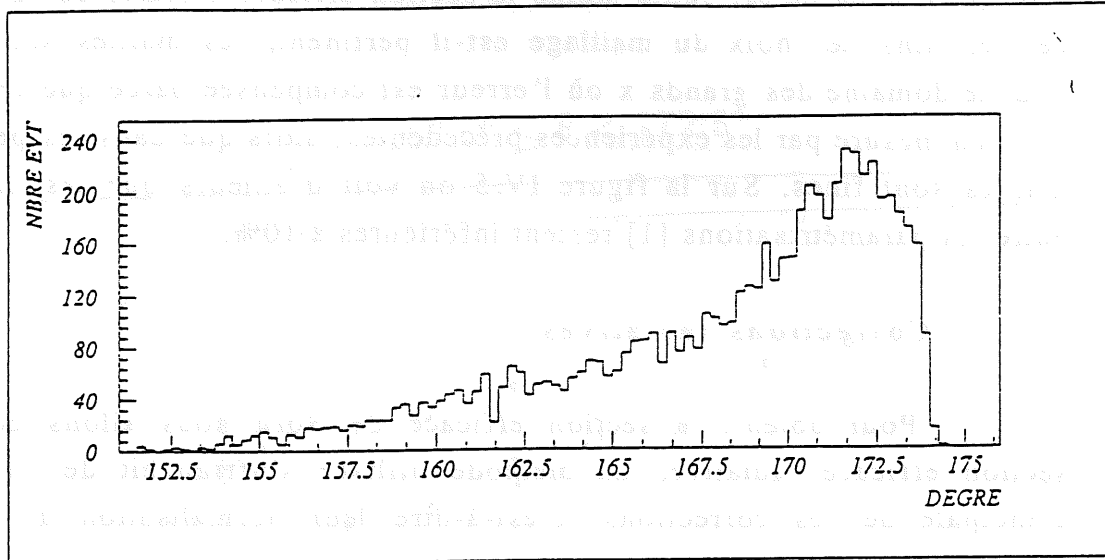
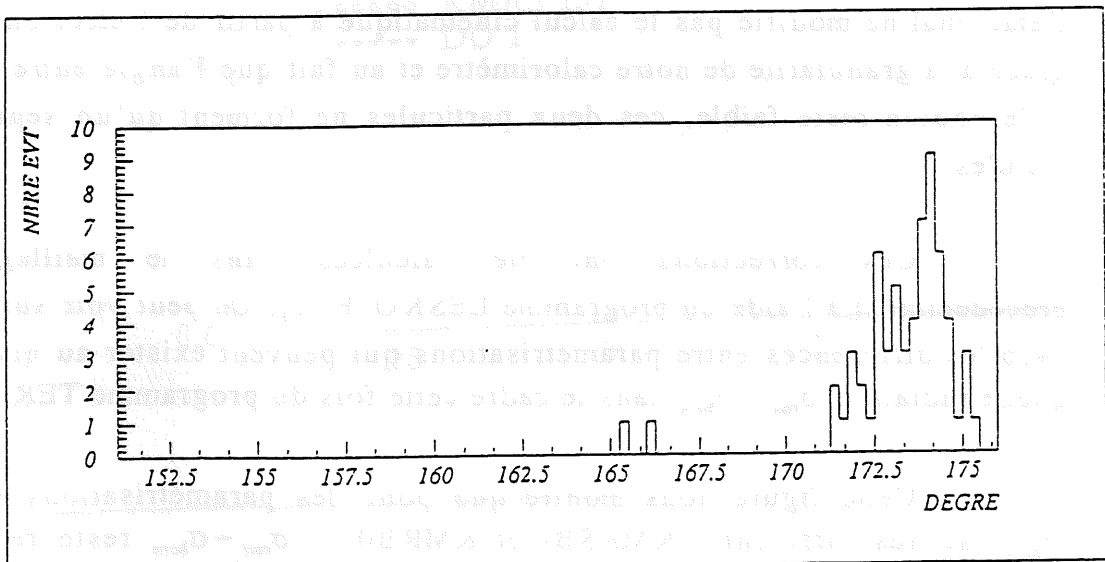


figure IV.4 distribution angulaire pour des événements ayant déposé plus de 20 GeV à l'arrière et tel que $EBHF > 0.4$



IV.4 - Correction du centre de maille

Cette correction est dépendante du type de paramétrisation utilisé. Elle est d'autant plus faible qu'elle est réalisée sur une maille plus fine. En effet plus la maille est petite moins la section efficace s'écarte de sa valeur au centre. Ainsi le choix du maillage est-il pertinent, les mailles sont grandes pour le domaine des grands x où l'erreur est compensée parce que ce domaine est bien mesuré par les expériences précédentes, alors que dans les petits x les mailles sont fines. Sur la figure IV.5 on voit d'ailleurs que les différences entre les paramétrisations [1] restent inférieures à 10%.

IV.5 - Corrections radiatives

Pour obtenir la section efficace de Born nous allons corriger la section efficace radiative. La méthode utilisée s'affranchit de l'incertitude principale de ces corrections, c'est-à-dire leur normalisation à la section efficace (voir chapitre I).

Ces corrections sont de deux types différents : radiation dans l'état final ou initial qui ne sont pas traitées de la même manière. La correction dans l'état final ne modifie pas le calcul cinématique à partir de l'électron. En effet grâce à la granularité de notre calorimètre et au fait que l'angle entre l'électron et le photon reste faible, ces deux particules ne forment qu'un seul amas de cellules.

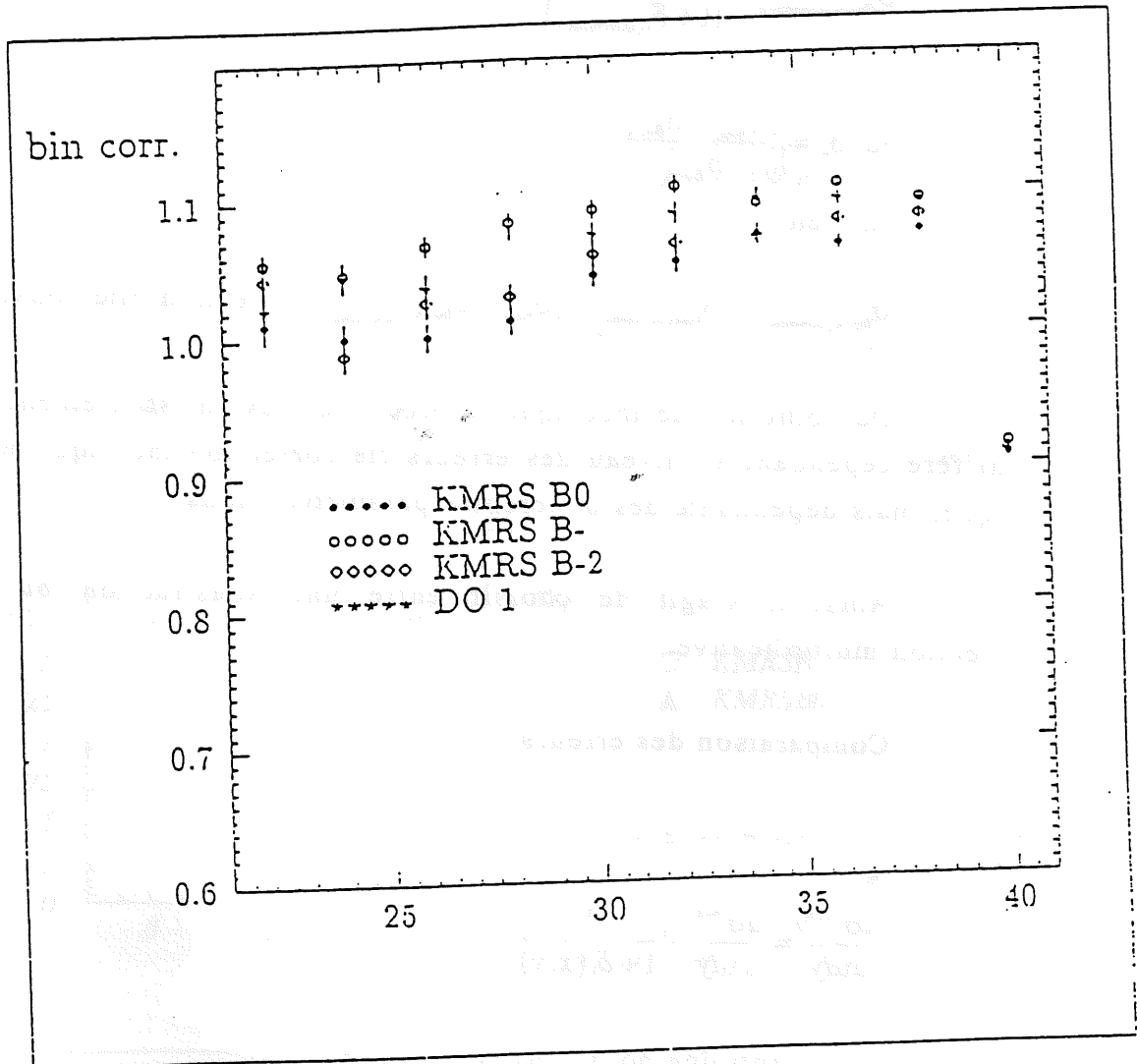
Ces corrections ont été calculées dans le maillage défini précédemment à l'aide du programme LESKO_F [2]. On peut voir sur la figure IV.6 les différences entre paramétrisations qui peuvent exister au niveau de la queue radiative $\sigma_{rad} - \sigma_{born}$ dans le cadre cette fois du programme TERAD [3].

Cette figure nous montre que pour des paramétrisations telles que σ_{born} est très différent (KMRB- et KMRB0) , $\sigma_{rad} - \sigma_{born}$ reste relativement proche. Il existe plusieurs méthodes pour contrôler les corrections radiatives :

La première consiste à en faire une évaluation à partir des données. Dans ce cas on peut utiliser le détecteur à photon (voir chapitre II). L'inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite une statistique élevée qui

figure IV.5 correction de centre de maille pour le quadrillage en énergie et angle de l'électron diffusé

$$167.5^\circ \leq \theta < 172.5^\circ$$



n'est pas encore à notre disposition pour avoir des résultats précis (on compte après les premières prises de données une centaine d'événements ayant un photon détecté dans les événements profondément inélastiques).

Les deux méthodes suivantes sont basées sur le calcul théorique mais diffèrent quand au choix de la méthode pour passer de σ_{rad} à σ_{born} .

En effet, il est soit possible de corriger :

$$\sigma_{Born(données)} = \frac{\sigma_{rad(données)}}{(1 + \delta_r(\text{théorique}))} \quad \text{correction dite multiplicative}$$

$$\text{où } \delta_r = \left(\frac{\sigma_{rad} - \sigma_{Born}}{\sigma_{Born}} \right)$$

ou bien

$$\sigma_{born(données)} = \sigma_{rad(données)} - (\sigma_{rad} - \sigma_{born})_{\text{théorique}} \quad \text{correction dite soustractive}$$

Du point de vue théorique le processus revient strictement au même. Il diffère cependant au niveau des erreurs (la correction théorique n'étant pas unique, mais dépendante des différentes paramétrisations).

Ainsi il s'agit de choisir entre une soustraction ou bien une correction multiplicative.

Comparaison des erreurs :

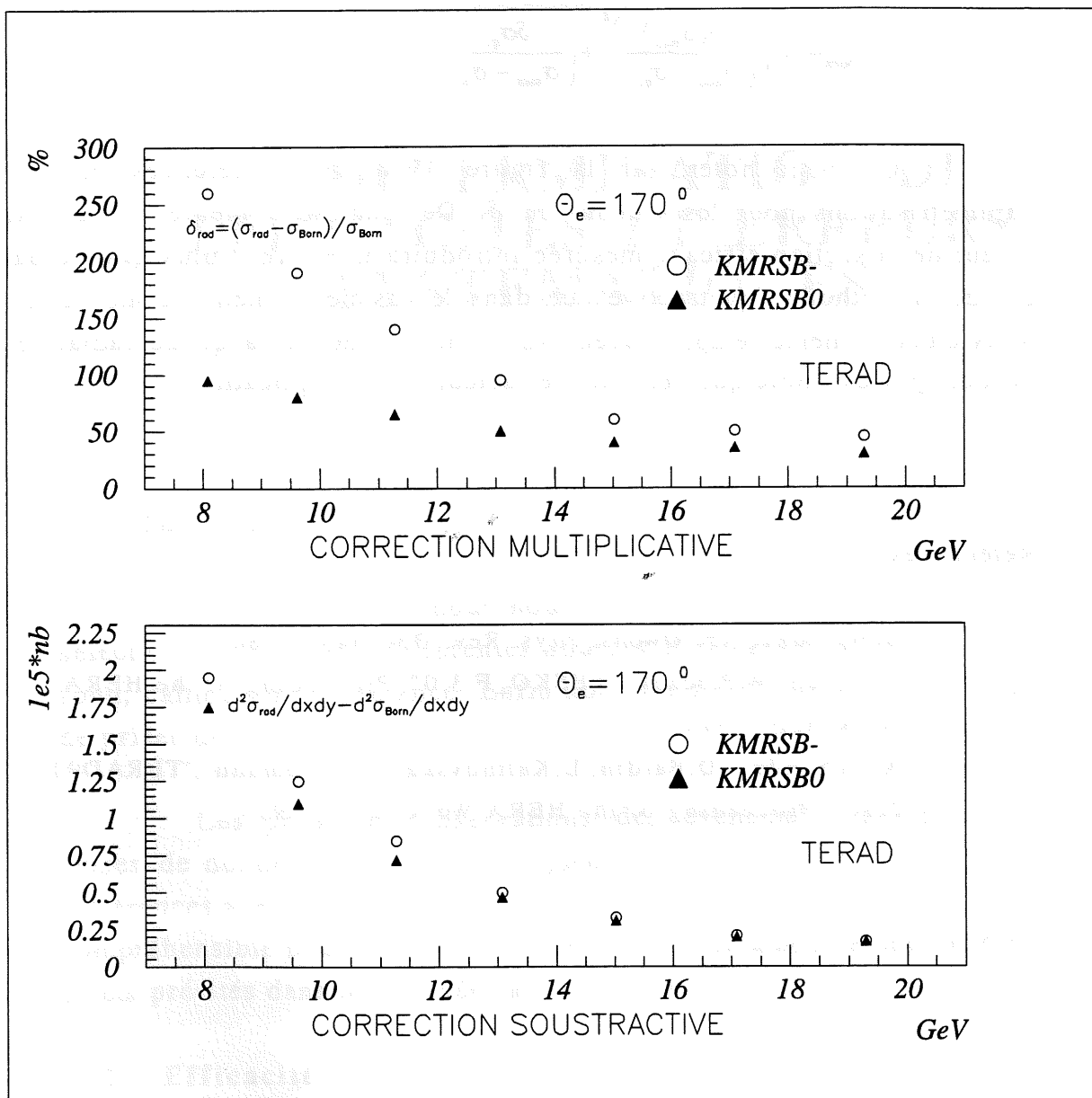
- méthode usuelle

$$\frac{d\sigma^{born}}{dxdy} = \frac{d\sigma^{mes}}{dxdy} \times \frac{1}{1 + \delta_r(x,y)}$$

ce qui entraîne pour l'erreur relative :

$$\frac{\delta(\sigma^{born})}{\sigma^{born}} = \sqrt{\left(\frac{\delta\left(\frac{1}{1 + \delta_r}\right)}{\frac{1}{1 + \delta_r}} \right)^2 + \left(\frac{\delta(\sigma^{mes})}{\sigma^{mes}} \right)^2}$$

figure IV.6 corrections radiatives ,méthode soustractive ou méthode multiplicative



- méthode soustractive

$$\frac{d\sigma^{born}}{dxdy} = \frac{d\sigma^{mes}}{dxdy} - \frac{d\sigma^{rad}}{dxdy}$$

ce qui donne :

$$\frac{\delta(\sigma^{born})}{\sigma^{born}} = \sqrt{\left(\frac{\delta(\sigma_{mes})}{\sigma_{mes} - \sigma_{q,r}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\sigma_{q,r}}{\sigma_{mes} - \sigma_{q,r}}\right)^2}$$

On peut noter sur la figure IV.6 les différences entre deux paramétrisations pour les valeurs de δ . De manière évidente l'erreur sur la valeur de la section efficace mesurée introduira une erreur plus grande dans le cas de la méthode soustractive que dans le cas de la méthode multiplicative. Mais dans le même temps l'erreur sur l'incertitude de la queue radiative sera beaucoup plus faible que celle sur le facteur δ_T multiplicatif.

Références

- [1] D.W. Duke, J.F. Owens, Phys. Rev. D30 p49 (1984)
- [2] S.Jadach, W.Placzek, "LESKO_F 3.0", Proceeding of the HERA Workshop (1991)
- [3] A.Akhundov, D.Bardin, L.Kalinovskaya, T.Riemann, "TERAD91 2.10", Proceeding of the HERA Workshop (1991)

CHAPITRE V

DETERMINATION DES EFFICACITES ET ERREURS SYSTEMATIQUES

V.1. Introduction

Dans ce chapitre nous nous consacrerons à l'étude des efficacités de sélection ainsi qu'aux différentes sources d'erreurs systématiques : bruit de fond, calibration, acceptance. Enfin nous vérifierons la stabilité des conditions de prises de données.

Les premières observations des événements enregistrés lors des prises de données des mois de septembre et octobre ont montré de notables différences avec les descriptions Monte-Carlo. Cette situation qui est tout à fait compréhensible pour un début d'expérience nous amène à choisir d'étudier les effets précités dans les données aussi souvent que possible.

V.2 - Efficacité

L'efficacité des coupures de sélection, c'est-à-dire la fraction d'événements profondément inélastiques passant l'ensemble des coupures, sera déterminée par la suite en utilisant l'hypothèse de factorisation : l'efficacité totale est le produit des efficacités de chaque critère. Dans le cas des critères interdépendants on déterminera les efficacités conditionnées: cela consiste à

ordonner les critères et à calculer l'efficacité d'un critère C_n sur un lot d'événements où l'on a demandé les critères C_1 à C_{n-1} . Il faut en outre préciser que l'on a séparé les coupures géométriques (angle et modules triangulaires) et en énergie qui seront incluses dans l'acceptance.

V.2 .1 - Efficacité de la chambre arrière

Pour déterminer l'efficacité de la chambre arrière, nous essayerons de mesurer celle-ci en nous intéressant non pas seulement à l'efficacité de la chambre en elle-même c'est-à-dire au passage d'une particule, mais en tenant compte des matériaux morts devant la chambre.

En effet l'observation graphique des événements profondément inélastiques dans les données a montré que le nombre d'impacts par événement était bien plus important que dans le Monte-Carlo, les matériaux morts ayant été sous-estimés. Il est donc crucial de tenir compte de ce facteur lorsqu'on tente de déterminer l'efficacité de la chambre arrière. Le principe de base de la méthode pour mesurer cette efficacité est de sélectionner les événements par des critères indépendants de la demande d'un impact de la chambre arrière dans un rayon de 15cm.

A partir des DST (voir chapitre III) on sélectionne la classe des événements profondément inélastiques qui par définition contient les événements ayant un signal calorimétrique de plus de 4 GeV passant la coupure sur le TOF et enfin une coupure sur le détecteur de traces : au moins une bonne trace soit dans le système avant soit dans le système central. Une fois cet échantillon de base choisi, on ajoute comme critère de sélection $E_{\text{électron}} > 20$ GeV ce qui nous permet de nous affranchir du bruit de fond lié à la photoproduction.

On demande en outre un vertex, la coupure sur le détecteur de traces et au moins deux bonnes traces et enfin une correspondance géométrique TOF-BEMC. Bien entendu si l'efficacité de la chambre arrière est indépendante du détecteur de traces central et du système de temps de vol, elle peut dépendre de l'énergie de l'électron.

Nous allons donc avoir une mesure de l'efficacité à haute énergie ($E > 20$ GeV). L'inefficacité à haute énergie s'obtient en divisant le nombre d'événements n'ayant pas d'impact par le total. Ce qui s'exprime en terme

d'efficacité : $90 \pm 2\%$. On peut voir sur la figure V.1 la distribution de la distance du point d'impact au centre de gravité. Nous utilisons ensuite le Monte-Carlo pour étudier la dépendance en énergie de l'efficacité de la chambre arrière. Ainsi avec la même sélection on obtient pour le Monte-Carlo les résultats suivants :

$7.4 < E < 20.44$	$\epsilon = 96.0 \pm 0.4\%$
$20.44 < E < 28.05$	$\epsilon = 98.3 \pm 0.6\%$

Ceci nous donne une variation relativement faible et nous choisirons de garder une efficacité constante en fonction de l'énergie et d'inclure les 2% de variation du Monte-Carlo dans les erreurs pour les basses énergies.

On obtient le résultat suivant:

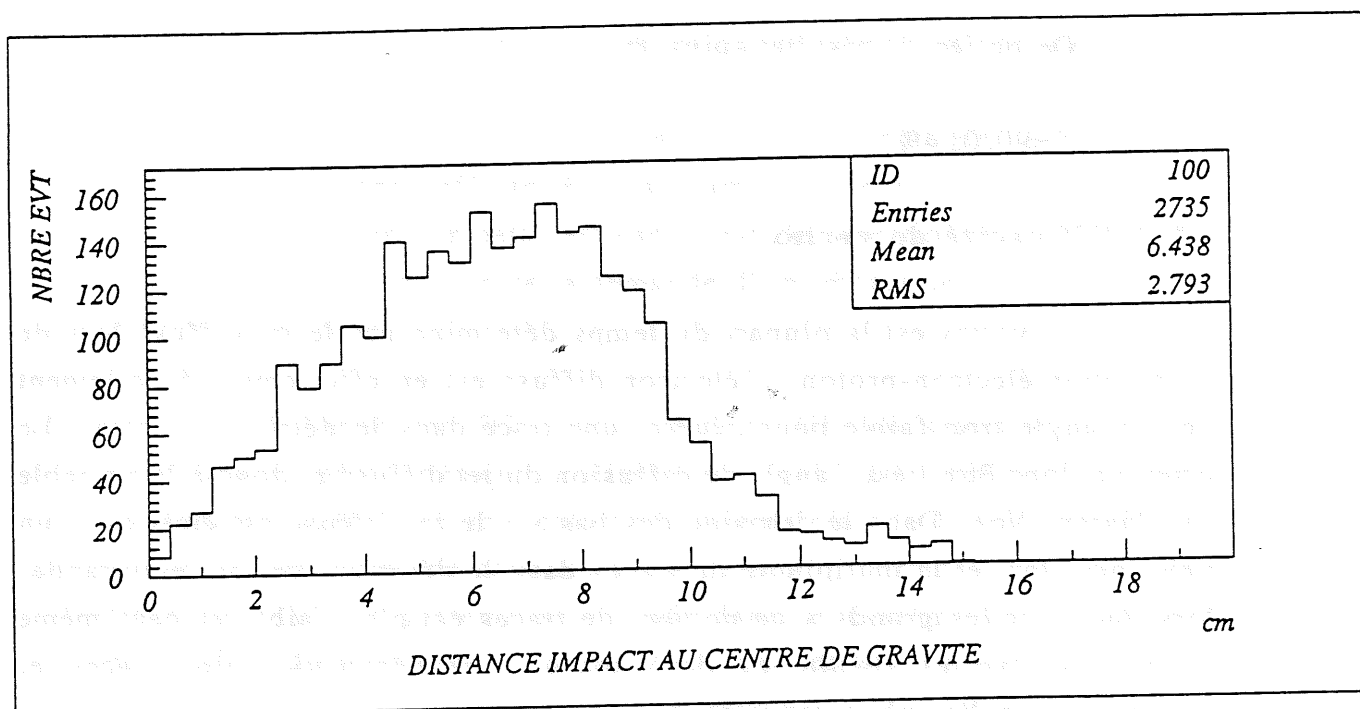
$$\epsilon = 90.0 \pm 4\%$$

V.2.2 Efficacité de vertex

Le vertex est la plupart du temps déterminé par le jet diffusé lors de l'interaction électron-proton. L'électron diffusé est en effet émis généralement avec un angle trop faible pour générer une trace dans le détecteur central. Le vertex va donc être lié à l'angle de diffusion du jet diffusé et donc à la variable x de l'interaction. Dans le domaine des bas x , le jet diffusé est émis avec un angle important et la multiplicité de traces dans le détecteur central est grande, alors que pour les grands x ce nombre de traces est plus faible et peut même être nul. Le vertex résulte de deux étapes : reconstruction des traces et ajustement de celles-ci sur un vertex.

Une seule trace étant nécessaire pour créer un vertex on devrait toujours avoir un vertex dans le cas des événements à bas x du fait du grand nombre de traces. En fait cette efficacité déterminée dans le cadre de notre maillage doit être modifiée à cause des corrections radiatives. En effet une partie des électrons de basse énergie de notre sélection correspond à de grandes valeurs de x (du fait d'une émission dans l'état initial) et peuvent ne pas avoir de vertex. Les résultats de simulation incluant les corrections radiatives donnent une efficacité d'environ 90 % pour des énergies des électrons comprises entre 7.4 et 20.4 GeV.

figure V.1 distance du barycentre des impacts (moyenne dans un rayon de 15 cm au centre de gravité) au barycentre de gravité



La détermination pratique de l'efficacité se heurte à la difficulté d'obtenir un ensemble pur d'événements profondément inélastiques sans appliquer de critères sur le signal du détecteur de traces. Pour résoudre ce problème on sélectionne les événements de hautes énergies ($E > 20 \text{ GeV}$), où il est plus aisé d'avoir un échantillon d'électron pur. On demande en outre un impact dans la chambre arrière, l'association du TOF et du BEMC et enfin $E_{BDI} > 1.5$. L'efficacité dans le domaine de basse énergie a été estimée à partir d'identification de l'électron diffusé, d'observation, et enfin de simulation Monte-Carlo. Les résultats sont précisés sur la table V.1. Les erreurs ont été fixées pour tenir compte de différentes méthodes.

	$157.5 < \theta_e < 162.5$	$162.5 < \theta_e < 167.5$	$167.5 < \theta_e < 172.5$
$7.4 < E < 8.8$	$93.0 \pm 4\%$	$93.0 \pm 4\%$	$85.0 \pm 5\%$
$8.8 < E < 10.43$	$93.0 \pm 4\%$	$93.0 \pm 4\%$	$85.0 \pm 5\%$
$10.43 < E < 12.16$	$93.0 \pm 4\%$	$93.0 \pm 4\%$	$85.0 \pm 5\%$
$12.16 < E < 14.03$	$93.0 \pm 4\%$	$93.0 \pm 4\%$	$85.0 \pm 5\%$
$14.03 < E < 16.04$	$93.0 \pm 4\%$	$93.0 \pm 4\%$	$85.0 \pm 5\%$
$16.04 < E < 18.7$	$93.0 \pm 4\%$	$93.0 \pm 4\%$	$85.0 \pm 5\%$
$18.7 < E < 20.44$	$93.0 \pm 4\%$	$93.0 \pm 4\%$	$85.0 \pm 5\%$
$20.44 < E < 22.85$	$86.5 \pm 6\%$	$86.5 \pm 6\%$	$83.3 \pm 6\%$
$22.85 < E < 25.38$	$82.8 \pm 6\%$	$82.8 \pm 6\%$	$79.1 \pm 6\%$
$25.38 < E < 28.05$	$63.4 \pm 6\%$	$63.4 \pm 6\%$	$38.1 \pm 6\%$

table V.1

V.2.3 - Efficacité du critère de qualité du signal du détecteur de traces.

Pour déterminer l'efficacité des critères de qualité du détecteur de traces nous allons utiliser la même procédure que celle développée pour la chambre arrière. Nous demanderons les critères suivants :

- condition de déclenchement Cl_2
- un impact dans la chambre arrière
- association TOF - BEMC
- un vertex

En outre pour obtenir un échantillon sans bruit de fond on demande :

- $20.4 < E < 28.1$ au moins deux bonnes traces
- $7.4 < E < 20.4$ au moins trois bonnes traces

Une bonne trace est définie par les critères suivants :

$$DCA < 2\text{cm}$$

(DCA = Distance of Closest Approach : correspond à la distance d'approche à l'axe d'interaction)

Nombre d'impacts > 16 (nombre d'impacts constituant la trace)

$R_{\text{départ}} < 30\text{cm}$ (rayon de départ de la trace)

$$|Z_{DCA}| < 50\text{cm}$$

La méthode coupant sur les traces n'est malheureusement pas complètement indépendante du critère étudié (qualité du détecteur de traces), mais elle teste un critère basé sur un rapport, elle n'est donc pas directement affectée comme le serait un critère basé sur le nombre total d'impacts dans les traces ajustées au vertex. Les résultats sont donnés dans la table V.2 .

	$157.5 < \theta_e < 172.5$
$7.4 < E < 25.85$	$91.0 \pm 3\%$
$25.85 < E < 28.05$	$86.0 \pm 2\%$

table V.2

V.2.4 - Efficacité de déclenchement C12

L'efficacité de déclenchement est assez particulière à calculer. Effectivement dans notre sélection la demande de EBDI n'est pas indépendante du critère C12.

On a l'efficacité suivante sans EBDI :

	$157.5 < \theta_e < 172.5$
$7.4 < E < 8.8$	81.0%
$8.8 < E < 10.43$	90.0%
$10.43 < E < 12.16$	95.0%
$12.16 < E < 14.03$	100.0%
$14.03 < E < 28.05$	100.0%

table V.3

Dans le cas où l'on demande le critère EBDI l'efficacité est de 100%. Ceci s'explique par le fait que l'estimateur EBDI correspond à l'étalement de la gerbe. En demandant $EBDI > 1.38$, on sélectionne les événements dont l'énergie est concentrée principalement dans une seule cellule, Cl_2 étant lié au niveau d'énergie dans une cellule du calorimètre arrière, les efficacités sont beaucoup plus hautes pour les événements passant le critère de d'identification de l'électron.

V.2.5 - Efficacité du détecteur de temps de vol

Pour déterminer cette efficacité, nous avons utilisé tout d'abord le chiffre donné par les experts de ce détecteur, pour ce qui est du Veto du TOF (déclenchement). L'efficacité a été évaluée égale à 98% (TOF - L1). D'autre part on a estimé après des observations d'événements que le deuxième critère décrit dans le chapitre sélection (un 101 ou 111...) avait une efficacité de coupure sur les données de 98% .

Enfin l'association entre le système de temps de vol et le calorimètre dont l'efficacité a été déterminée en imposant les critères 1 à 6 plus au moins trois bonnes traces dans la région de basse énergie $7.4 < E < 20.4$ et au moins deux bonnes traces dans la région de haute énergie donne des résultats proches de 99%. Le résultat total : TOF-L1 ,critère 101,... et association est 95 % .

V.2.6 - Efficacité du critère $\sum(E-Pz)$

On peut exprimer $\sum(E-Pz)$ à l'aide des variables cinématiques de l'événement :

$$\begin{aligned}\sum_i(E_i - P_{zi}) &= 2E_e (y_h - y_e + 1) \\ &= 2E_e(y_h - y_e) + 2E_e\end{aligned}$$

où $E_e = 26.7$ GeV est l'énergie du faisceau, $y_h(y_e)$ est la mesure par les hadrons (respectivement par l'électron) de y .

Ainsi cette quantité doit être égale $2 \times 26.7 = 53.4$ GeV comme on a pu le voir lors de la sélection. Dans la formule précédente on note la dépendance de $\sum(E - P_z)$ à la mesure par l'électron et par les hadrons (Jacquet-Blondel) de y . La mesure de y_e est relativement bonne pour les grands y et dans les domaines de bas y , y_e intervient faiblement dans la formule. Ainsi toute l'incertitude va provenir de la mesure de y_h et ceci dans le domaine des grands y (bas x). De plus dans le cas des événements radiatifs où un photon de haute énergie est émis dans l'état initial, on aura :

$$(\sum_i(E_i - P_{zi}))_{\text{mesuré}} = (\sum_i(E_i - P_{zi})')_{\text{total}} - (E_\gamma - P_{z\gamma})$$

où le photon émis est non détecté car à trop bas angle

On va ainsi supprimer ces événements par la coupure $\sum(E - P_z)$.

Ces effets vont être étudiés à l'aide d'un Monte-Carlo où les corrections radiatives ont été introduites [1]. Nous allons donc pouvoir mettre dans l'efficacité déterminée l'effet sur les événements profondément inélastiques non radiatifs et radiatifs de la coupure $\sum(E - P_z)$.

De manière classique l'efficacité a été déterminée en calculant dans chaque maille, le nombre d'événements reconstruits passant toutes les coupures jusqu'à $\sum(E - P_z)$ inclus (sans coupure sur la reconnaissance de l'électron) divisé par le nombre d'événements reconstruits passant toutes les coupures sauf $\sum(E - P_z)$ et $EBDI > 1.38$. Les résultats peuvent être observés sur la table V.4.

	$157.5 < \theta_e < 162.5$	$162.5 < \theta_e < 167.5$	$167.5 < \theta_e < 172.5$
$7.4 < E < 8.8$	$75.0 \pm 6\%$	$72.0 \pm 4\%$	$74.0 \pm 4\%$
$8.8 < E < 10.43$	$78.0 \pm 5\%$	$81.0 \pm 4\%$	$79.0 \pm 4\%$
$10.43 < E < 12.16$	$87.0 \pm 5\%$	$87.2 \pm 3\%$	$91.0 \pm 3\%$

12.16<E<14.03	96.2±4%	90.1±3%	93.0±3%
14.03<E<16.04	98.3±2%	97.5±2%	99.0±2%
16.04<E<18.7	100.0±0%	100.0±0%	100.0±0%
18.7<E<20.44	100.0±0%	100.0±0%	100.0±0%
20.44<E<22.85	100.0±0%	100.0±0%	100.0±0%
22.85<E<25.38	100.0±0%	100.0±0%	100.0±0%
25.38<E<28.05	100.0±0%	100.0±0%	100.0±0%

table V.4

On note que l'efficacité vaut 100% à partir d'une énergie de 14 GeV ($\sum(E-P_z) > (E_e - P_{ze}) \sim 28$ GeV) et qu'elle ne descend pas plus bas que 74% dans notre première maille en énergie (7.4<E<8.8).

V.2.7 - Efficacité de reconnaissance de l'électron

La procédure suivie est strictement similaire à celle utilisée pour estimer l'efficacité de la chambre arrière. A l'aide des données à hautes énergies pour lesquels on peut obtenir la distribution de EBDI dans un échantillon sans contamination de photoproduction, ce qui donne l'efficacité suivante : 94.8±0.9%. Maintenant on obtient les mêmes distributions dans le cas du Monte-Carlo pour les hautes et basses énergies aboutissant aux efficacités respectives : 98.3±0.14% et 92.7±1.1%. A partir de ce facteur de décroissance donné par le Monte-Carlo nous pouvons appliquer une extrapolation linéaire aboutissant au résultat suivant :

	157.5< θ_e <162.5	162.5< θ_e <167.5	167.5< θ_e <172.5
7.4<E<8.8	86.0±6%	86.0±6%	86.0±6%
8.8<E<10.43	87.10±6%	87.1±6%	87.1±6%
10.43<E<12.16	88.2±6%	88.2±6%	88.2±6%
12.16<E<14.03	89.3±6%	89.3±6%	89.3±6%
14.03<E<16.04	90.4±6%	90.4±6%	90.4±6%
16.04<E<18.7	91.5±6%	91.5±6%	91.5±6%
18.7<E<20.44	92.6±6%	92.6±6%	92.6±6%
20.44<E<22.85	93.7±1%	93.7±1%	93.7±1%
22.85<E<25.38	94.8±1%	94.8±1%	94.8±1%

25.38<E<28.05	95.9±1%	95.9±1%	95.9±1%
---------------	---------	---------	---------

table V.5

L'incertitude étant de 1% dans le pic (tel que mesuré) et à basse énergie on a ajouté la correction d'extrapolation (5%) ± 6%.

V.2.8 Efficacité globale

En utilisant la méthode de factorisation des efficacités on obtient l'efficacité totale suivante où l'erreur est la somme en quadrature des erreurs des différentes efficacités:

	157.5< θ_e <162.5	162.5< θ_e <167.5	167.5< θ_e <172.5
7.4<E<8.8	46.7±10.7%	44.8±10.1%	41.7±10.1%
8.8<E<10.43	47.6±10.1%	51.0±10.1%	45.5±10.1%
10.43<E<12.16	53.7±10.1%	54.9±9.8%	53.1±9.8%
12.16<E<14.03	59.3±9.7%	57.9±9.8%	54.9±9.2%
14.03<E<16.04	60.8±9.1%	62.7±9.5%	59.2±8.4%
16.04<E<18.7	62.3±8.2%	64.4±8.7%	60.2±7.7%
18.7<E<20.44	64.8±7.7%	64.8±8.2%	61.2±7.7%
20.44<E<22.85	60.6±8.4%	60.6±8.4%	60.3±8.1%
22.85<E<25.38	58.6±8.1%	58.6±8.1%	57.9±7.7%
25.38<E<28.05	43.4±8.1%	43.3±8.1%	26.9±7.7%

table V.6

On note que les valeurs d'efficacités sont généralement supérieures à 50 % (sauf pour les hautes énergies du fait de l'efficacité de vertex, et dans la dernière maille) y compris dans la zone des bas x qui nous intéresse particulièrement. Les erreurs sont dominées par l'incertitude liée au vertex.

V.3 - Estimation du bruit de fond résiduel

Nous allons dans cette partie nous intéresser à la pureté de l'échantillon d'événements sélectionnés. Les différents bruits de fond seront contrôlés par identification d'une fraction des événements de bruit de fond.

V.3.1 - Bruit de fond lié à l'accélérateur

V.3.1.1 - Aspects généraux

Pour l'étude de la contamination du bruit de fond lié à la machine HERA on utilise les événements des paquets pilotes. Les paquets pilotes sont des paquets (un d'électrons, un de protons) ne rentrant pas en collision et tournant dans la machine en interagissant uniquement avec le gaz résiduel et le tube à vide.

Ces paquets vont nous permettre de donner une première estimation du bruit de fond lié aux conditions des prises de données. A partir de ces événements il faut pour obtenir une valeur du nombre d'événements de bruit de fond pris dans les données, renormaliser le courant des paquets pilotes à la somme des courants des paquets interagissant. Il faut en outre tenir compte de la variation respective de ces courants avec le temps.

En première approximation, le rapport du nombre de paquets interagissant à celui des paquets pilotes étant 9 : on obtient donc un facteur $R_e = R_p = 1/9$ représentant la fraction d'événements de bruit de fond identifié à l'aide des paquets pilotes. Un calcul plus précis[2] à l'aide des banques de luminosité moyenne (5 secondes) et des banques de charge des paquets donne :

DST :	$R_e = 1/9.2$
	$R_p = 1/10.0$
mini DST	$R_e = 1/10.3$
	$R_p = 1/10.7$

où les mini DST résultent d'une sélection poussée à partir des DST, dans lesquelles il subsiste environ 50 % de bruit de fond

V.3.1.2 - Événements pilotes dans les données

Dans les données pour les mini DST on a les résultats suivants :

SEPTEMBRE OCTOBRE_1 OCTOBRE_2

$\sigma = nb^{-1}$	$\sigma = 10.0nb^{-1}$	$\sigma = 10.7nb$
78 p - pilotes	16 p - pilotes	71 p- pilotes
6 e - pilotes	8 e - pilotes	20 e - pilotes

Ce qui donne , en terme de contamination totale :

proton - gaz	électron gaz :
$20.8\% \pm 1.9\% \pm 1.4\%$	$4.1\% \pm 0.7\% \pm 0.5\%$

Maintenant si l'on applique les coupures supplémentaires qui ont été définies dans la partie sélection ,la purification de notre échantillon est très grande. Sur la figure V.2(a) nous voyons le nombre d'événements pilotes passant les coupures sur l'impact de la chambre arrière, le vertex et hors des triangles. Ces coupures réduisent par un facteur 10 le nombre d'événements pilotes. On observe d'autre part que ces événements sont concentrés dans une zone d'énergie comprise entre 6 et 8 GeV. Avec les coupures du domaine cinématique que nous utilisons pour notre analyse : $\theta_e < 172.5^\circ$ et $E_e > 7.4$ GeV nous diviserions encore par 3 le nombre d'événements pilotes.

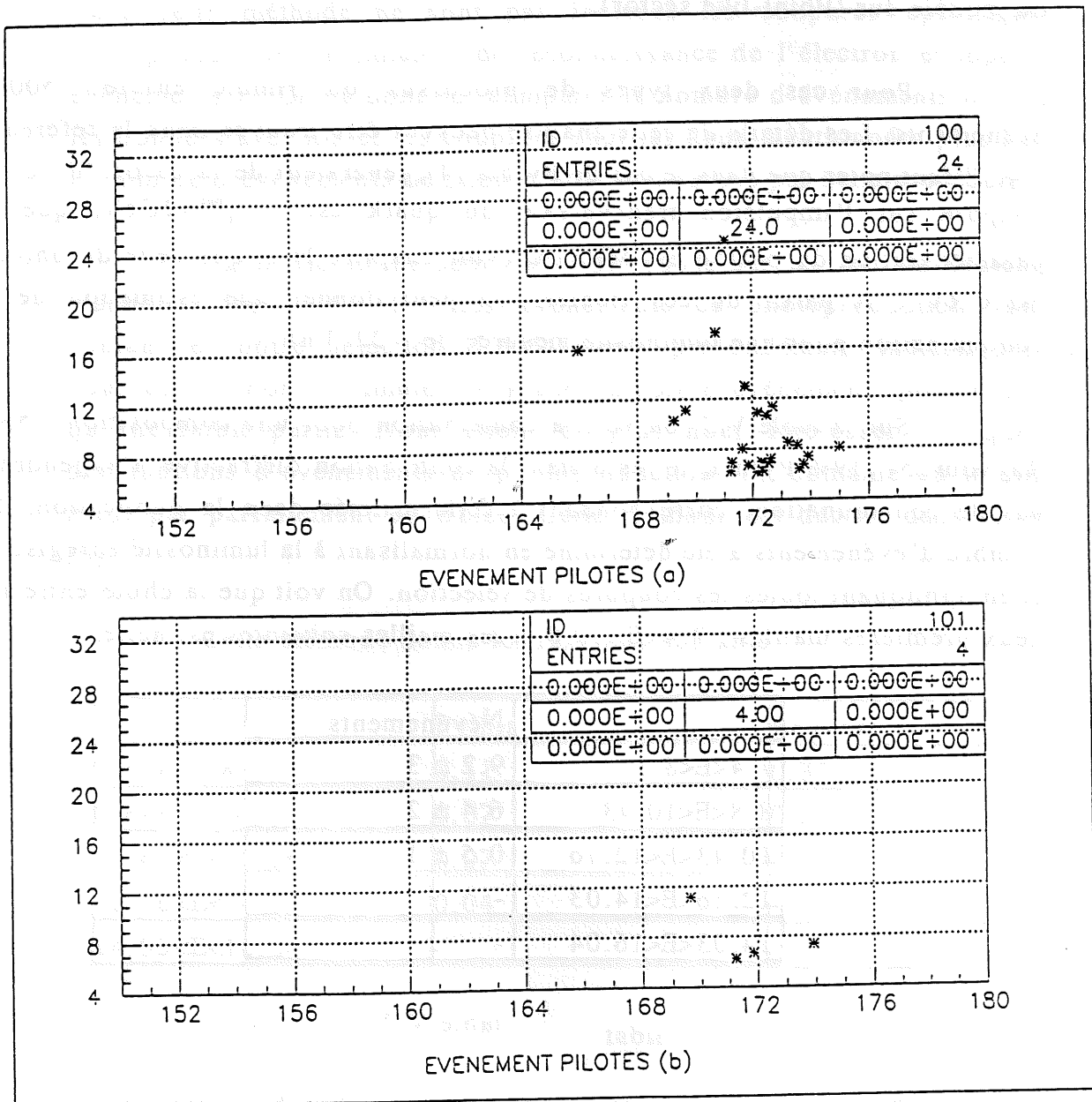
Sur la figure suivante V.2(b) nous voyons la réduction par la coupure sur le détecteur de traces (le facteur de réduction est de 1/6). On note qu'un seul de ces événements survit dans le domaine cinématique d'analyse, cet événement disparaît avec l'application des dernières coupures.

En conclusion, nous pouvons dire que si l'on se base sur les événements pilotes la contamination de notre échantillon est nulle ce qui nous donne moins de 3 événements avec 95% de degré de confiance et donc une contamination globale inférieure à 2 pour mille. De ce point de vue on peut dire que le bruit de fond est négligeable.

V.3.2. - Photoproduction

Pour déterminer l'effet de rejection des coupures appliquées pour notre sélection nous utiliserons plusieurs méthodes basées sur des études Monte-Carlo ainsi que les données. Il faut garder en mémoire que le détecteur arrière n'a pas été conçu en vue d'une élimination optimale de la photoproduction (voir II.3.1).

figure V.2 événements pilotes (bruit de fond) dans les données (a) après coupure sur le vertex, (b) après coupure sur le vertex et sur le critère de qualité du système de traces



V.3.2.1 - Simulation .

La photoproduction dont on rappelle que ce processus contamine la diffusion profondément inélastique dans ces queues de distribution peut donner des spectres très différents des dépôts d'énergie dans le calorimètre arrière suivant que l'on considère la contribution du modèle mou (VDM) ou bien celle du modèle dur (Point-like sector).

Pour ces deux types de processus on simule environ 50000 événements. Les détails de cette analyse peuvent être trouvés dans la référence [3]. Il faut noter que dans le cas de Pythia [4], générateur de la partie "dure" la coupure sur l'impulsion transversale du quark est : $p_{\perp}^{\min}=2\text{GeV}$, que la paramétrisation du proton est MRSDO (voir chapitre I) et que celle du photon est GRV . A partir de ces fichiers on peut donner une estimation de la contamination pour une luminosité mesurée de $\sim 22.3 \text{ nb}^{-1}$.

Sur la table V.7 on voit la contribution pour une composition : 55% Rayvdm [5] ,19% Pythia, le reste étant la contribution diffractive n'engendrant pas de contamination, correspondant à celle estimée dans la publication. Le nombre d'événements a été déterminé en normalisant à la luminosité enregistrée et en appliquant toutes les coupures de sélection. On voit que la chute entre les deux premières mailles : $7.4 < E < 10.3$ et les mailles suivantes est nette.

	Névénements
$7.4 < E < 8.8$	9.2 ± 3
$8.8 < E < 10.43$	6.4 ± 2
$10.43 < E < 12.16$	0.5 ± 1
$12.16 < E < 14.03$	-
$14.03 < E < 16.04$	-

table V.7

De cette étude on peut conclure que si les deux premières mailles sont encore contaminées de manière importante, la zone au dessus de 10 GeV, semble relativement sûre.

V.3.2.2 - Simulation et utilisation du détecteur à électron

Cette méthode se base sur l'étude de la fraction du nombre d'événements de photoproduction ayant un signal dans le détecteur à électron du système de luminosité. Pour cela on utilise des simulations Monte-Carlo du processus de photoproduction. A partir de cette fraction on pourra, à l'aide des événements qui dans les données ont un signal dans le détecteur à électron du système de luminosité, obtenir le nombre d'événements de photoproduction. Dans cette méthode ne sont pas incluses les coupures spécifiques à la photoproduction (estimateur de reconnaissance de l'électron et topologie des événements). On va donc ici comparer le nombre d'événements obtenus dans les données avec toutes les coupures sauf les deux mentionnées plus haut, avec le nombre d'événements de photoproduction estimé par cette procédure .

La difficulté de cette méthode repose sur le fait que seulement une fraction infime (10^{-2} - 10^{-3}) des événements de photoproduction vont venir contaminer notre sélection d'événements profondément inélastiques. Ainsi nous aurons donc à simuler un grand nombre d'événements pour n'en utiliser qu'une faible partie. Nous allons de plus nous intéresser aux queues des distributions d'événements de photoproduction, un domaine où la simulation n'est pas parfaitement contrôlée. Cette méthode est décrite dans la référence [6].

Cette méthode donne les résultats suivants :

	Pythia	Rayvdm
7.4<E<8.8	0.11	0.37
8.8<E<10.43	0.07	0.24
10.43<E<12.16	0.07	-
12.16<E<14.03	0.04	-
14.03<E<16.04	-	-

table V.8

On a représenté ici $\frac{N \text{ événement } \gamma p \text{ détecté}}{N \text{ événement } \gamma p}$

On constate que ce facteur est très différent pour Pythia (processus dur) et pour VDM (processus mou).

On peut ensuite appliquer ces facteurs aux données. Nous allons considérer le nombre d'événements de photoproduction restant après les coupures 1 à 7 (sans coupure sur la photoproduction). Il faut ici supposer que le rapport des efficacités :

$$\frac{\varepsilon(\gamma_{\text{détectés}})}{\varepsilon(\gamma)}$$

n'est pas trop différent dans les données et dans le Monte-Carlo. On obtient les résultats suivants pour Pythia, Rayvdm et une composition 55% Rayvdm, 19% Pythia résultant de la première mesure de section efficace totale γp à HERA qui sont à comparer avec la dernière colonne qui donne le nombre d'événements sélectionnés dans les données après les mêmes coupures :

	Pythia	Rayvdm	Composition	Nbre d'évts sélectionnés
7.4<E<8.8	345	103	122 ± 11	275 ± 16
8.8<E<10.43	186	54	65 ± 8	156 ± 12
10.43<E<12.16	57	-	11 ± 3	87 ± 9
12.16<E<14.03	-	-	-	-
14.03<E<16.04	-	-	-	-

table V.9

V.3.2.3. - Utilisation des données

L'étude des événements ayant un signal dans le détecteur à électron du système de luminosité à partir des données permet d'avoir un ordre de grandeur de la contamination résiduelle mais aussi de l'efficacité des coupures sur l'identification des électrons dans le calorimètre arrière. On impose la demande d'un dépôt d'énergie supérieur à 8 GeV dans ce détecteur pour considérer que l'événement puisse provenir du processus de photoproduction. Cette valeur est liée à la limite d'acceptance de ce détecteur.

Sur la figure V.3(a) on voit le nombre d'événement passant toutes les coupures exceptées les coupures pour la photoproduction $\Sigma(E-P_z)$ et EBDI, ayant un tel signal (donc sans rejection de la photoproduction). Le nombre

d'événements dans la maille en énergie : $7.4 < E < 8.8$ est de 57 et 19 dans $8.8 < E < 10.3$. Il ne reste au-dessus de 10 GeV qu'une vingtaine d'événements. L'application ultérieure des coupures sur $\Sigma(E-Pz)$ et sur EBDI réduisent à 22 événements cet échantillon (figure V.3(b)). Il faut noter plusieurs choses :

- La réduction n'a pas affecté la queue à haute énergie du spectre, celui-ci après cette coupure est plat.

- Parmi les quinze événements d'énergies $E > 10$ GeV 8 sont tels que EBEMC + Edétecteur à photon > 32 GeV ce qui n'est pas possible dans le cas d'un événement courant neutre, la somme ne devant pas être plus grande que 27 GeV. Enfin les 7 derniers événements sont distribués de manière uniforme en angle et en énergie (pas de concentration dans une maille)

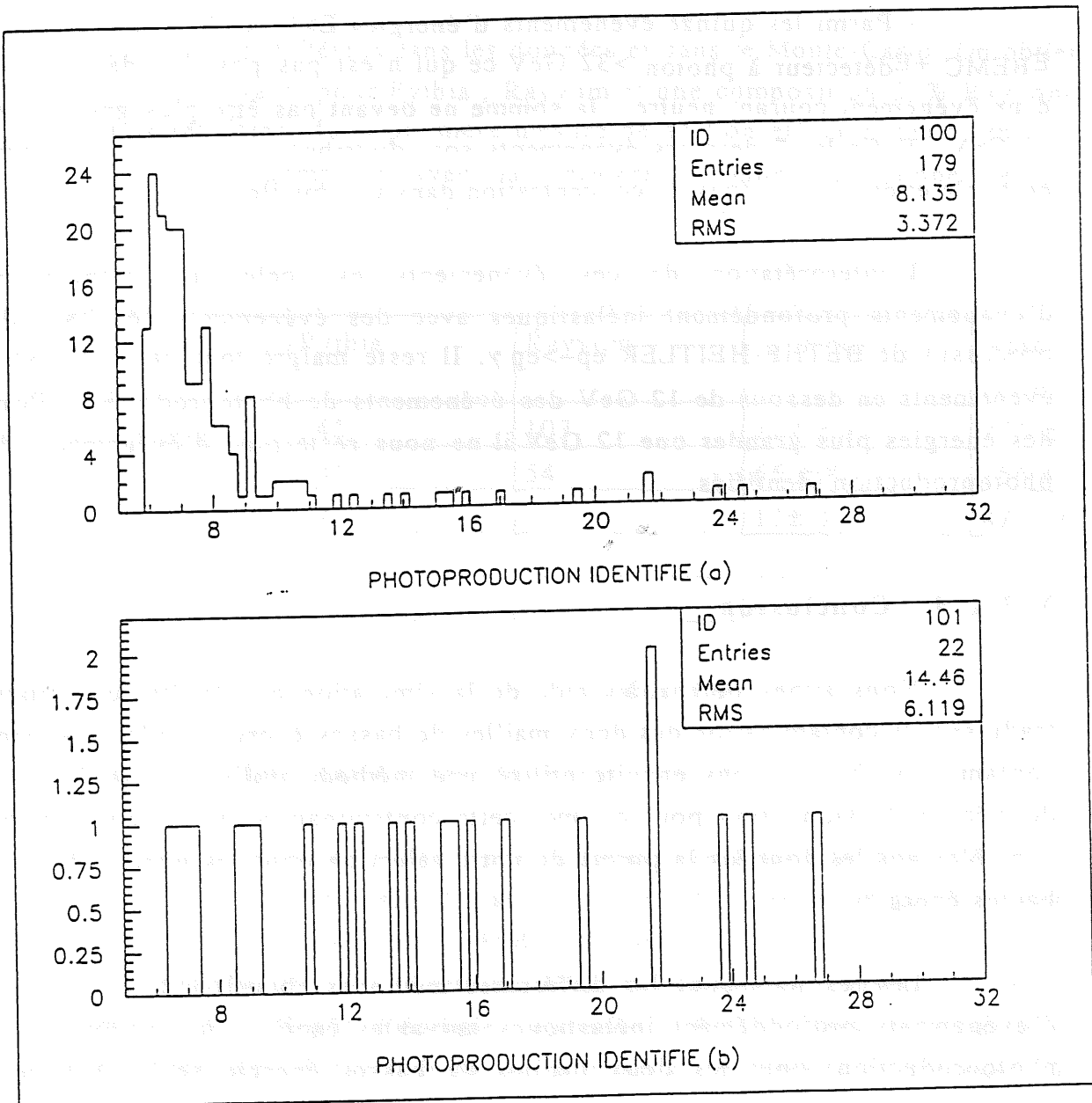
L'interprétation de ces événements est celui de coïncidence d'événements profondément inélastiques avec des événements résultant du processus de BETHE-HEITLER $ep \rightarrow ep \gamma$. Il reste malgré tout parmi les sept événements en dessous de 12 GeV des événements de photoproduction. Pour des énergies plus grandes que 12 GeV il ne nous reste plus d'événements de photoproduction identifiés.

V.3.2.4 . Conclusion

Nous avons obtenu à l'aide de la simulation un résultat quantitatif traduisant la contamination des deux mailles de basses énergie seules vraiment contaminées. Nous avons ensuite utilisé une méthode utilisant à la fois les données et la simulation pour estimer cette contamination. Enfin nous avons contrôlé dans les données la pureté de notre sélection pour les mailles de plus hautes énergies.

Les résultats pour les différentes méthodes aboutissent aux valeurs d'événements profondément inélastiques suivantes (après soustraction de la photoproduction) pour les deux mailles de basses énergie seules vraiment contaminées :

figure V.3 événements détecté dans le compteur de luminosité (photoproduction) ,(a) sans coupure sur la photoproduction, (b) après coupure sur la photoproduction



	7.4<E<8.8	8.8<E<10
méthode 1	40 ± 3	41 ± 2
méthode 2	97 ± 11	63 ± 8

table V.10 nombre d'événements profondément inélastiques après soustraction dans le cas de 2 méthodes différentes

Méthode 1 estimation de la contamination à l'aide d'une simulation normalisée à la luminosité

Méthode 2 estimation de la contamination à l'aide de la fraction d'événements de photoproduction identifiés (sans coupures sur la photoproduction)

Les résultats sont compatibles du fait de l'importance des erreurs sur la méthode 2.

V.4. Calibration de l'énergie et résolution du calorimètre arrière (BEMC)

Pour calibrer le calorimètre arrière, l'utilisation du pic cinématique présente plusieurs avantages [5]. Le pic cinématique joue en effet le rôle d'un faisceau monochromatique, avec en outre une statistique importante. La connaissance précise de l'énergie du faisceau permet du fait des contraintes cinématiques d'obtenir ainsi une valeur à la fois pour la résolution et pour la valeur nominale de l'énergie en sélectionnant les événements du pic. De manière évidente la sélection des événements des données ne doit pas être effectuée sur l'énergie mesurée par le calorimètre arrière sous peine de biaiser notre mesure. On utilise pour cela la méthode dite des doubles angles qui fait appel à la partie hadronique et à l'angle de l'électron pour obtenir les quantités cinématiques de l'événement.

Les quantités cinématiques sont telles dans ce cadre que :

$$\tan\left(\frac{\theta_h}{2}\right) = \frac{\sum_h (E_h - P_{z_h})}{\left(\sum_h P_{t_h}\right)^2}$$

On obtient ensuite la quantité de Bjorken :

$$y = \frac{\tan\left(\frac{\theta_h}{2}\right)}{\tan\left(\frac{\theta_h}{2}\right) + \tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}$$

Enfin l'énergie de l'électron à partir des angles hadronique et électronique (indépendamment de la mesure calorimétrique) :

$$E_e(\theta_e, \theta_h) = \frac{26.7 \times (1-y)}{\sin^2 \frac{\theta_e}{2}}$$

La sélection des événements se fera en demandant que $\theta_h < 60$ ce qui correspond à demander que les hadrons soient émis vers l'avant. Sur la figure V.4, on peut voir le résultat en haut où l'on a représenté l'énergie obtenue à partir des angles des hadrons et de l'électron. On note que l'on obtient un pic à l'énergie de faisceau 26.7 GeV. On sélectionne ensuite les événements ayant une énergie du pic :

$$26.2 \text{ GeV} < E(\theta_e, \theta_h) < 26.6 \text{ GeV}$$

et on observe le résultat pour l'énergie mesurée à l'aide du calorimètre arrière sur la figure V.4 en bas. Cette monochromatisation des événements ne souffre pas de la faible résolution sur les quantités cinématiques que procurent les méthodes faisant appel à la partie hadronique dans le domaine des petits y parce que l'on sélectionne un domaine important en y . Un ajustement donne les résultats suivants

$$E_{\text{moy}} = 25.7 \pm 0.01$$

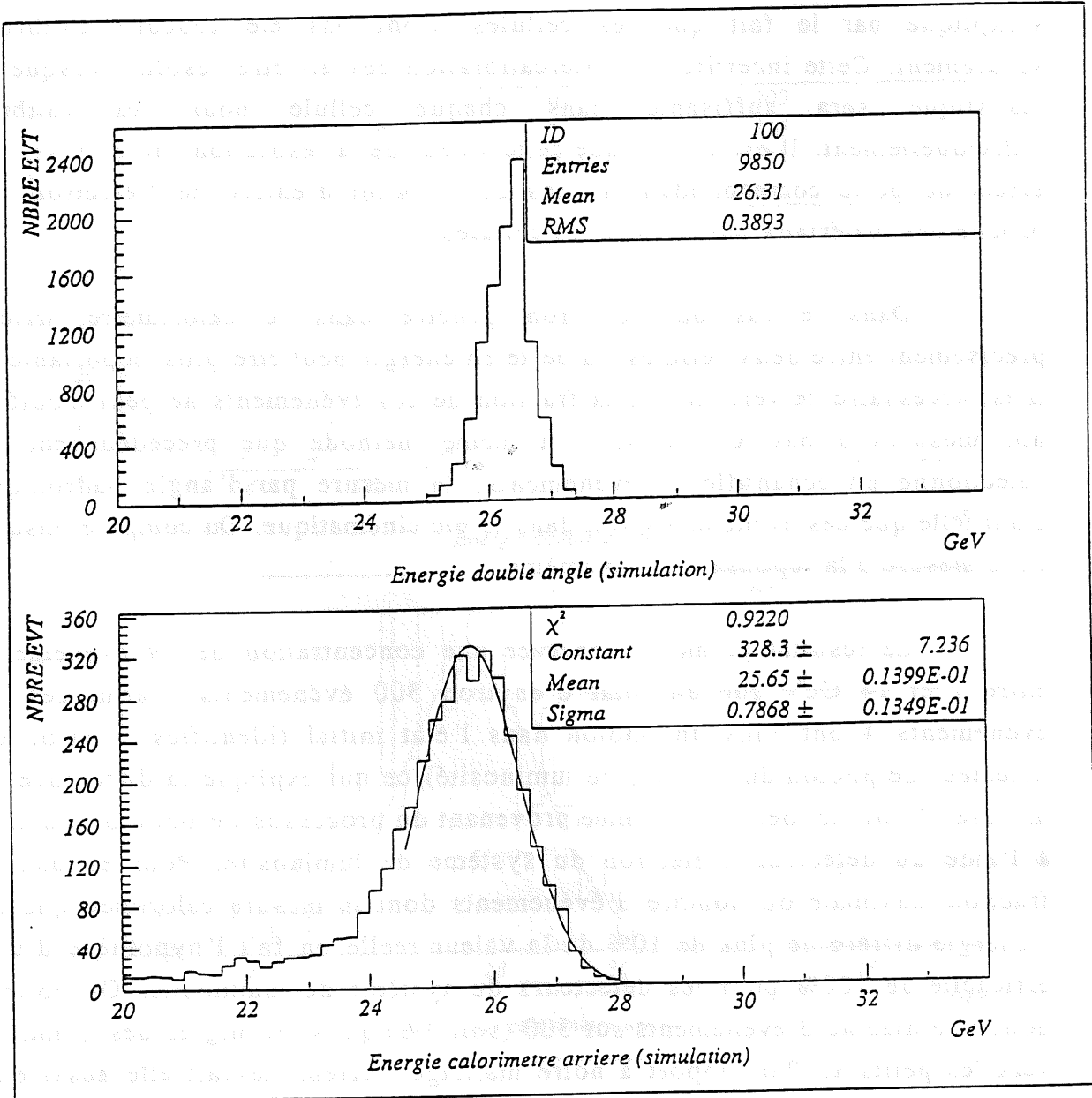
$$\sigma = 0.78 \pm 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ soit } \frac{\sigma}{E} \cong 3\%$$

Utilisant la même procédure pour les données (figure V.5) on obtient

$$E_{\text{moy}} = 27.6 \pm 0.15$$

$$\sigma = 1.15 \pm 1.8 \cdot 10^{-1} \text{ soit } \frac{\sigma}{E} \cong 4.2\%$$

figure V.4 énergie de l'électron déterminé par la méthode double angle après sélection du pic (figure du haut), énergie de l'électron déterminé par le calorimètre arrière à partir des événements du pic de la figure du haut (figure du bas)



Ceci nous amène à déduire une surcalibration des données de :

$$R = 1.07 \pm 0.01$$

On doit ensuite appliquer un facteur de correction lié aux matériaux morts. Ce facteur déterminé à l'aide de la simulation vaut : 1.027.

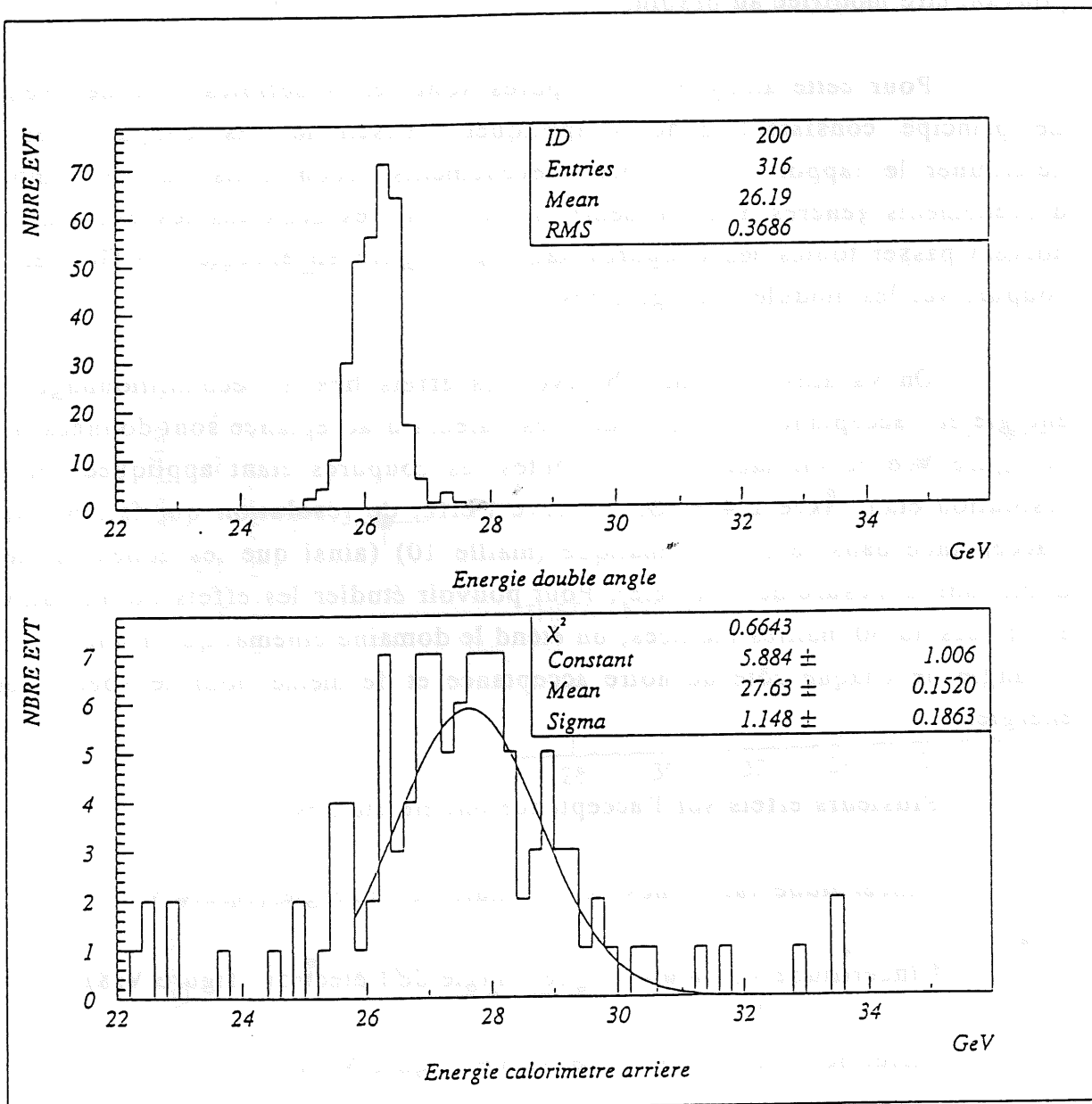
On constate d'autre part que $\sigma_{\text{données}} - \sigma_{\text{MC}} = 0.47$. Cet écart s'explique par le fait que les cellules n'ont pas été chacune calibrées séparément. Cette incertitude d'intercalibration devrait être résolue lorsque la statistique sera suffisante dans chaque cellule pour les calibrer individuellement. Il est à noter que cette valeur de la résolution inclut aussi les effets de perte correspondant au cas où le point d'entrée de l'électron est proche des matériaux morts entre les cellules.

Dans le cas où l'électron pénètre dans le calorimètre arrière précisément entre deux cellules, la perte en énergie peut être plus importante et il est nécessaire de vérifier que la fraction de ces événements ne peut modifier nos mesures à bas x . Utilisant la même méthode que précédemment on sélectionne un échantillon d'événements, la mesure par l'angle hadronique étant telle que ces événements soit dans le pic cinématique. On compare ensuite cette mesure à la réponse du calorimètre.

Le résultat permet d'observer une concentration de 19 événements entre 7 et 14 GeV sur un total d'environ 300 événements. Parmi ces 19 événements 4 ont émis un photon dans l'état initial (identifiés à partir du détecteur de photon du système de luminosité) ce qui explique la différence de mesure, 2 ont été identifiés comme provenant du processus de photoproduction à l'aide du détecteur à électron du système de luminosité. Pour estimer la fraction maximale du nombre d'événements dont la mesure calorimétrique de l'énergie diffère de plus de 10% de la valeur réelle on fait l'hypothèse d'une efficacité de 100% pour les détecteurs du système de luminosité. On obtient donc une dizaine d'événements sur 300 (soit 3%) qui vont migrer des grands x vers les petits x . Par rapport à notre maillage l'erreur devrait elle aussi être limitée à 3% par maille.

V.5. - Acceptance

figure V.5 Idem figure V.4 pour les données



Suivant l'objectif de mesurer la section efficace dans les variables de Bjorken x , y on utilise un maillage en énergie et en angle de l'électron plus proche de l'acceptance géométrique de notre détecteur. Nous nous attendons du fait de ce choix à obtenir une acceptance pas trop éloignée de 100%. Pour atteindre ce but nous nous baserons sur le Monte-Carlo, la description géométrique y étant pertinente, et celle de la résolution en énergie assez bonne pouvant être modifiée au besoin.

Pour cette analyse les coupures sont celles définies précédemment. Le principe consistant donc à appliquer l'ensemble des coupures et à déterminer le rapport du nombre d'événements reconstruits sur le nombre d'événements générés dans la même maille (dans les deux cas les événements doivent passer toutes les coupures sauf la coupure en énergie à 6 GeV et la coupure sur les modules triangulaires).

On va ainsi pouvoir observer les effets liés à l'échantillonnage en énergie et l'acceptance géométrique. Les valeurs d'acceptance sont données par la figure V.6 et sur la table V.13, toutes les coupures étant appliquées et la résolution étant fixée à 4%. On observe l'effet de résolution qui fait baisser l'acceptance dans le pic cinématique (maille 10) (ainsi que les zones mortes diminuant la mesure de l'énergie). Pour pouvoir étudier les effets de migration extérieurs au 30 mailles étudiées, on étend le domaine cinématique à une maille en angle de chaque côté de notre acceptance et de même pour le spectre en énergie.

Plusieurs effets sur l'acceptance ont été étudiés :

- Incertitude sur la mesure nominale de l'énergie (figure V.7)
- Incertitude sur la mesure de l'angle de l'électron (figure V.8)
- Effet de la résolution , 2% ou 6% (figure V.9)
- Utilisation de différentes paramétrisations (figure V.10)

L'effet de "smearing" de la mesure en énergie entraîne d'une part une baisse de l'acceptance dans la maille de plus haute énergie et d'un autre côté une remontée de l'acceptance dans la maille adjacente. Il est important de noter

figure V.6 valeurs d'acceptance données par une simulation Monte-Carlo

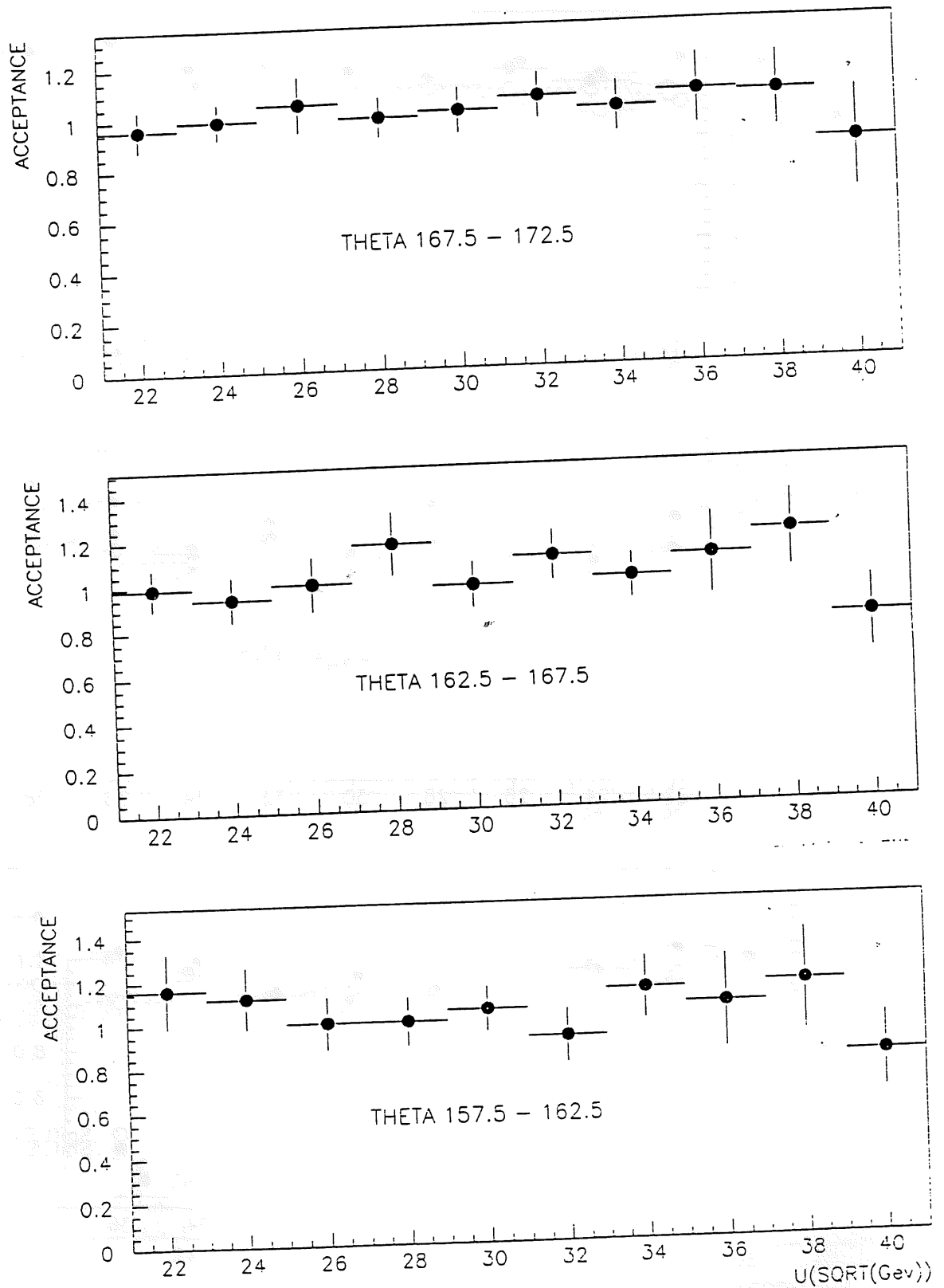


figure V.7 acceptance pour une erreur de 2% sur la mesure de l'énergie nominale

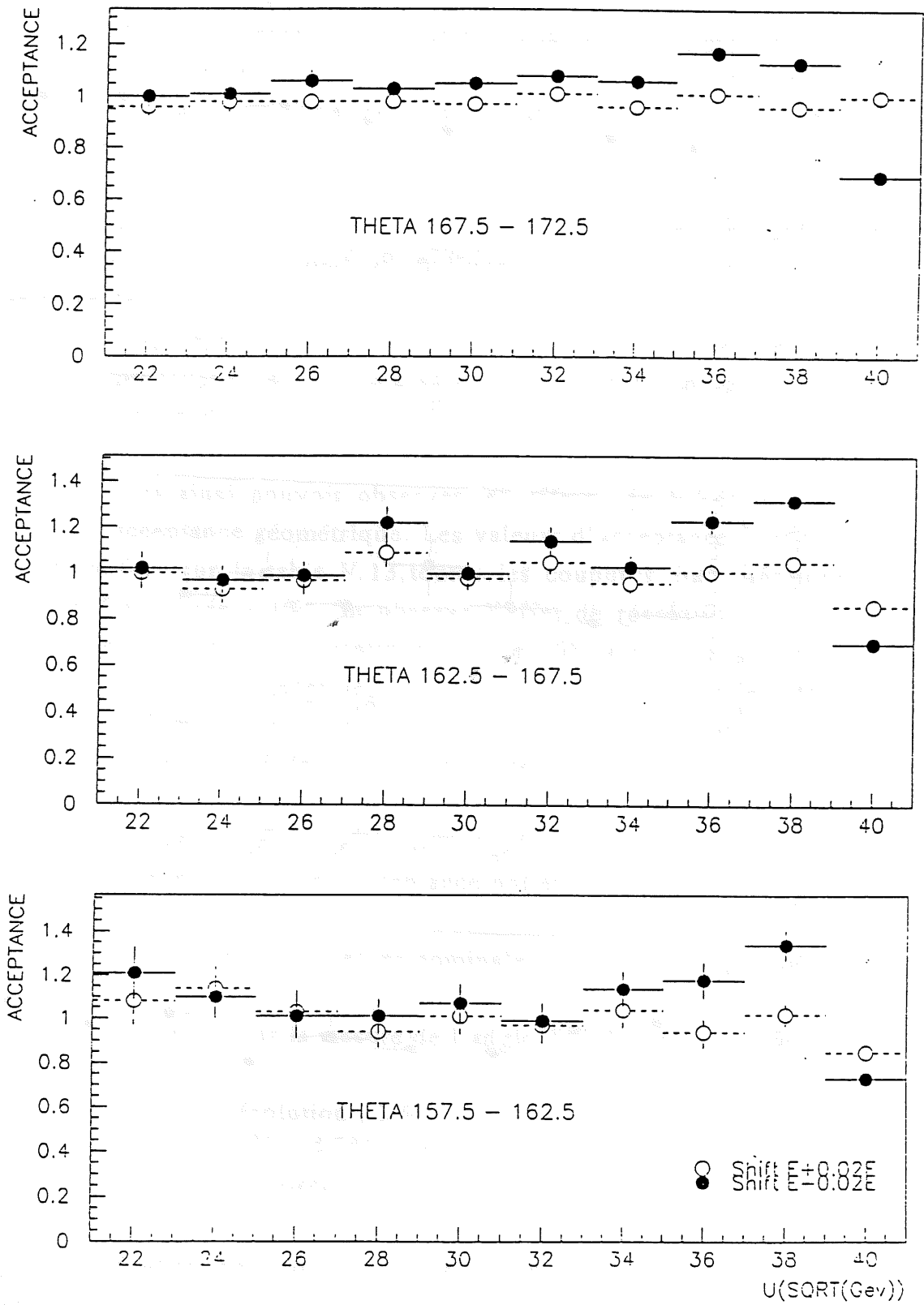


figure V.8 acceptance pour une erreur systématique de + 5 mrad

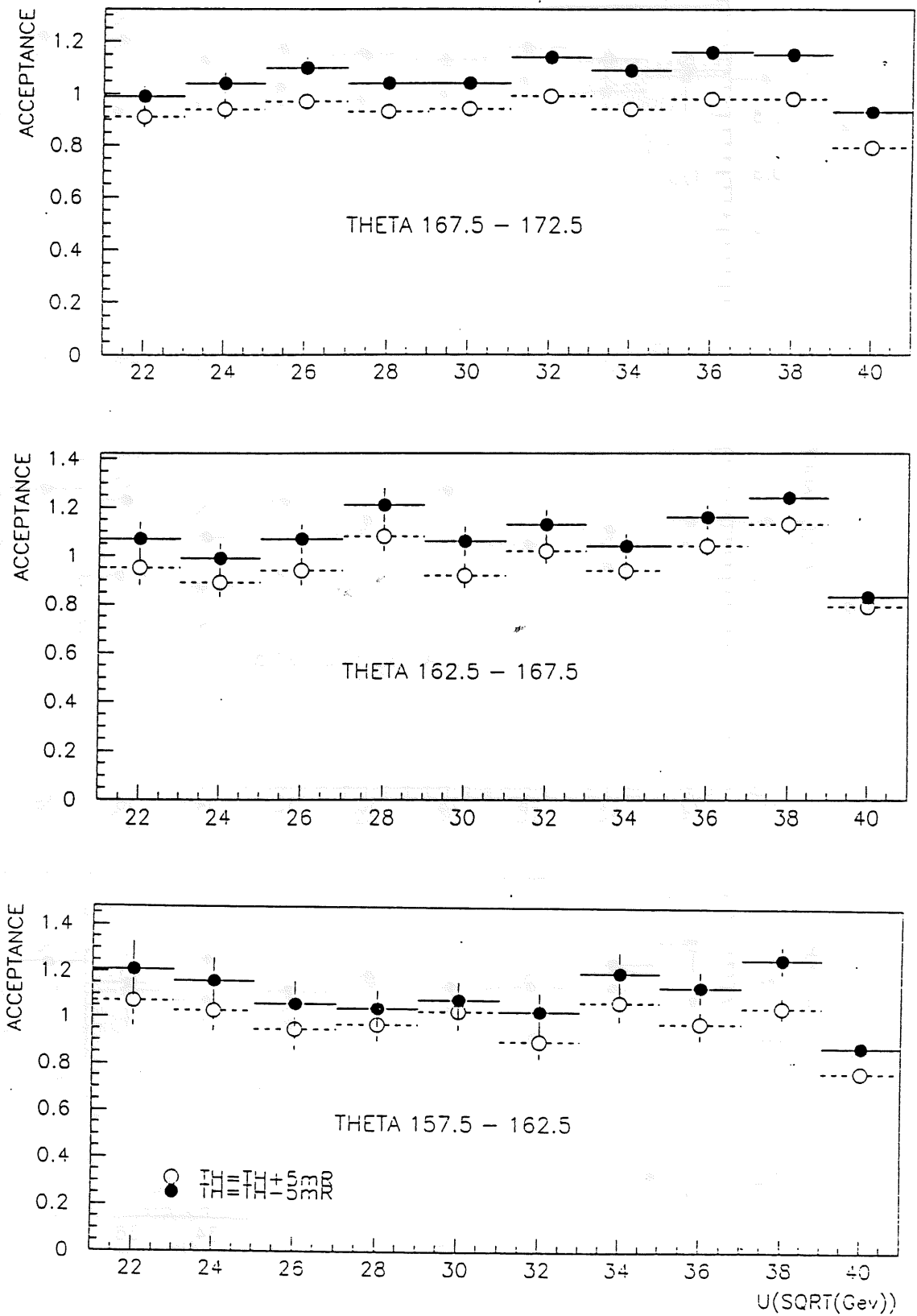


figure V.9 acceptance pour une résolution de 2 ou 6%

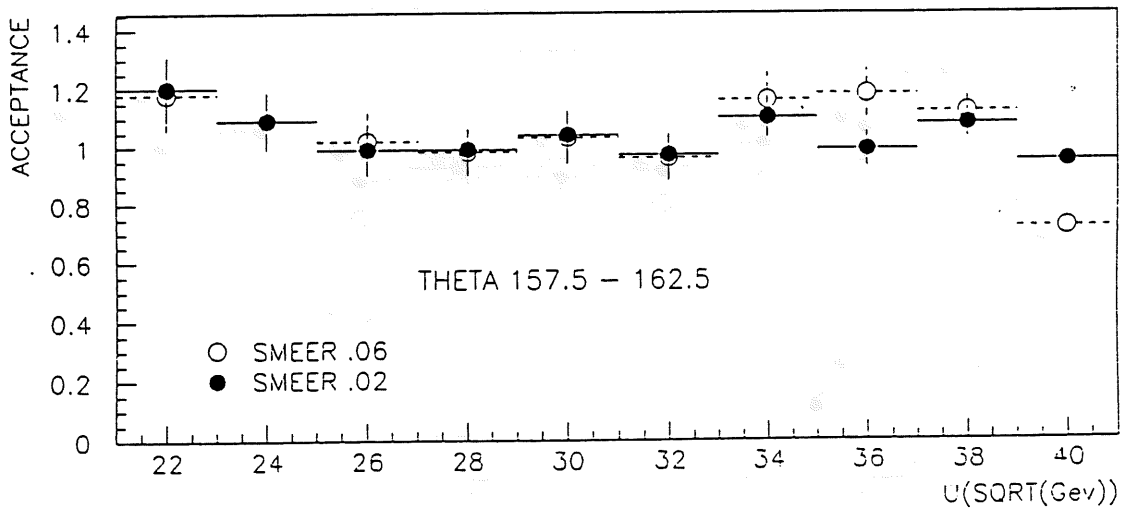
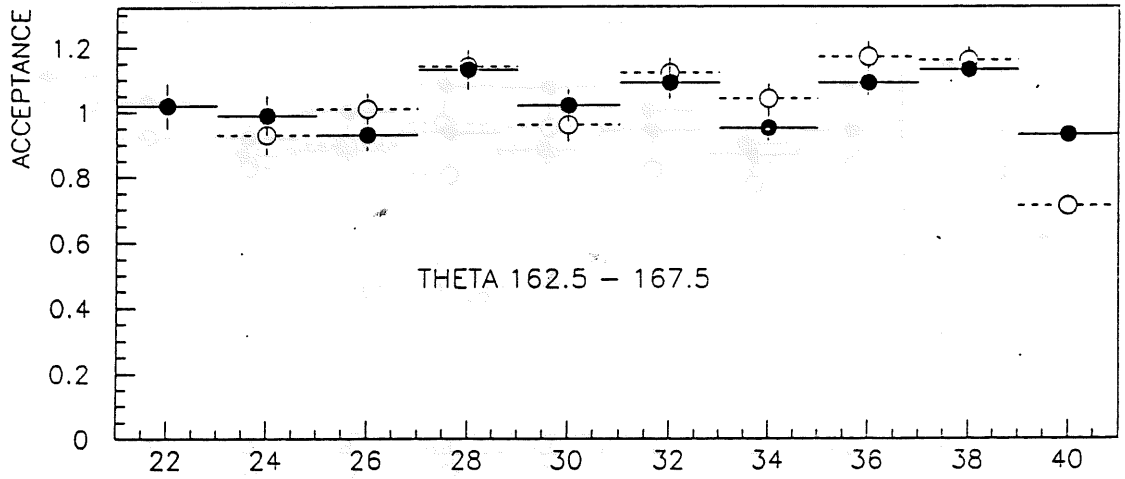
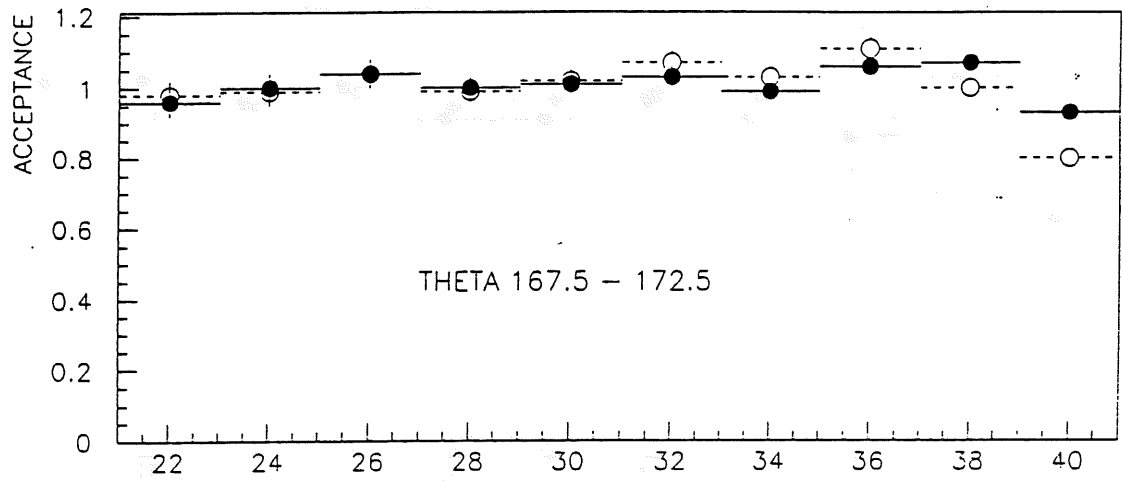
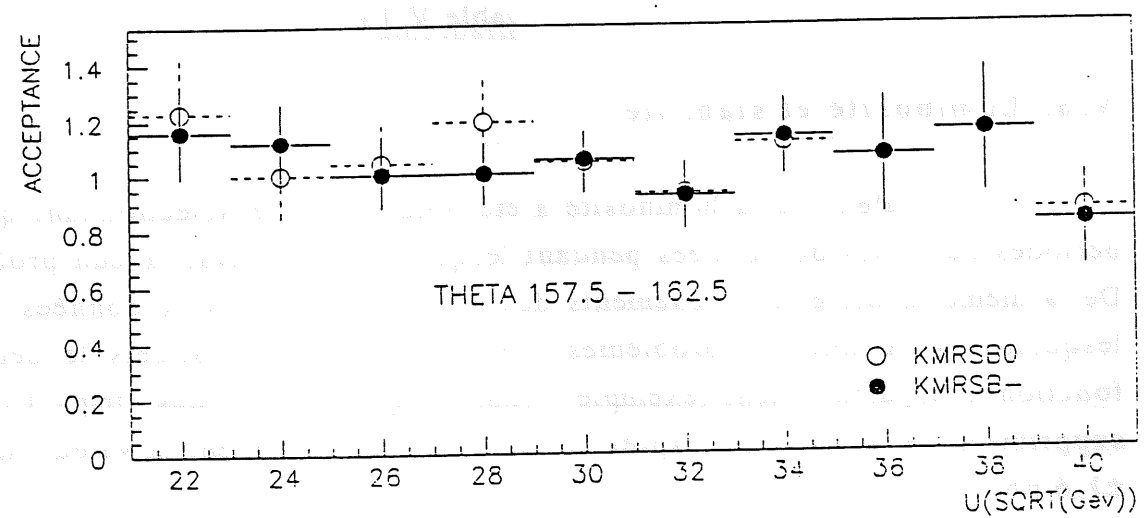
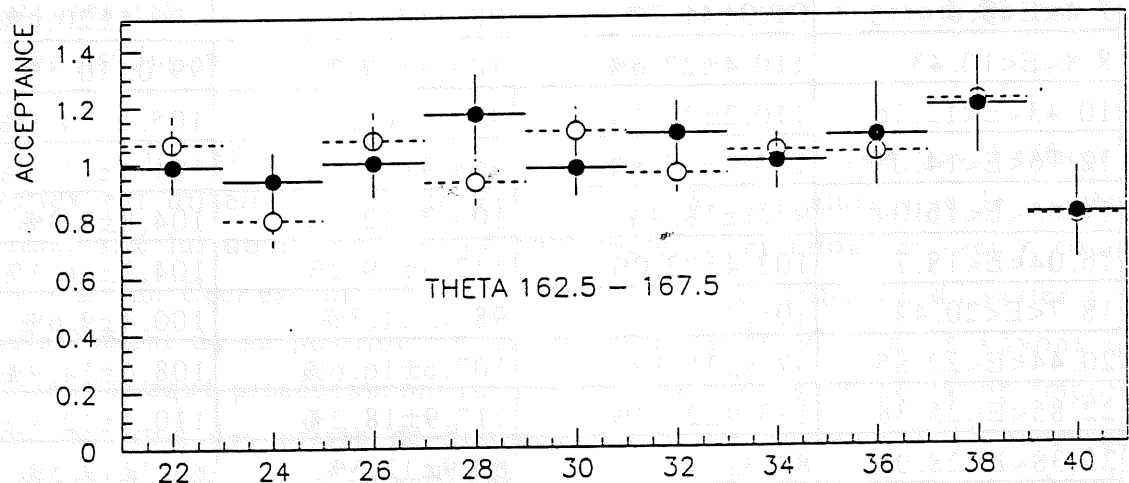
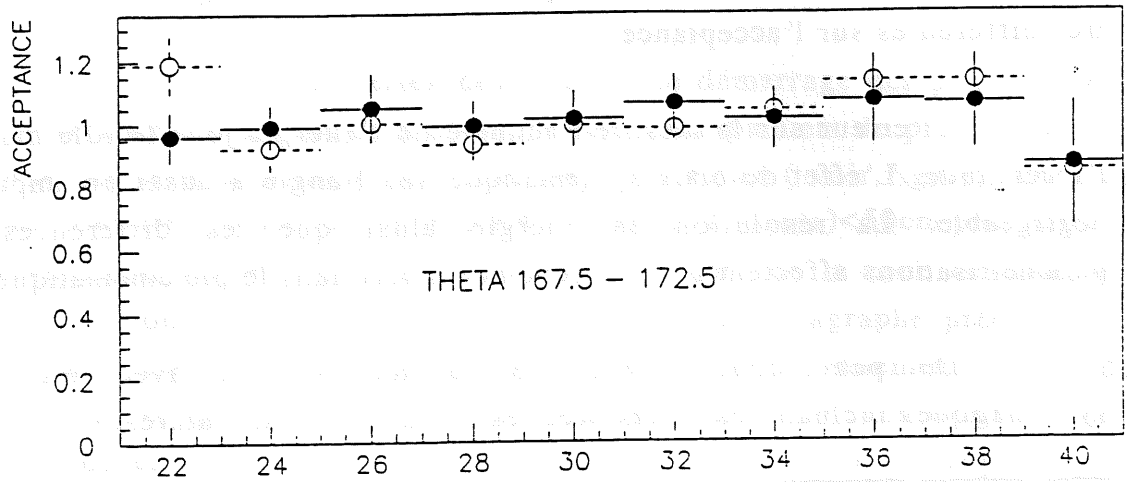


figure V.10 acceptance pour différentes paramétrisations



que les acceptances sont proches de 1 et que nous n'introduisons pas de facteur de correction important pouvant amener à de fortes incertitudes.

Ces effets ont comme on peut le voir sur les figures des influences très différentes sur l'acceptance :

- l'erreur sur la mesure nominale de l'énergie joue le rôle majeur de l'incertitude. L'effet de biais systématique sur l'angle a aussi un impact non négligeable. La résolution en énergie ainsi que les différences entre paramétrisations affectent peu l'acceptance à part dans le pic cinématique.

On peut donc donner le résultat suivant avec les erreurs systématiques incluant les effets précités, ajoutés en quadrature.

	$157.5 < \theta_c < 162.5$	$162.5 < \theta_c < 167.5$	$167.5 < \theta_c < 172.5$
$7.4 < E < 8.8$	$91.0 \pm 41.7\%$	$98.5 \pm 14.4\%$	$100.5 \pm 20.4\%$
$8.8 < E < 10.43$	$110.4 \pm 22.6\%$	$103.3 \pm 37.7\%$	$99.0 \pm 10.5\%$
$10.43 < E < 12.16$	$110.2 \pm 22.1\%$	$88.4 \pm 10.6\%$	$105.1 \pm 14.8\%$
$12.16 < E < 14.03$	$100.7 \pm 13.8\%$	$108.9 \pm 18.6\%$	$101.7 \pm 11.6\%$
$14.03 < E < 16.04$	$95.1 \pm 18.9\%$	$103.7 \pm 12.0\%$	$104.8 \pm 7.2\%$
$16.04 < E < 18.7$	$102.4 \pm 22.0\%$	$112.3 \pm 19.2\%$	$104.3 \pm 16.1\%$
$18.7 < E < 20.44$	$108.7 \pm 16.8\%$	$98.4 \pm 11.3\%$	$100.4 \pm 9.6\%$
$20.44 < E < 22.85$	$97.8 \pm 18.1\%$	$107.6 \pm 16.6\%$	$108.6 \pm 14.9\%$
$22.85 < E < 25.38$	$113.9 \pm 24.2\%$	$117.9 \pm 18.2\%$	$110.3 \pm 12.8\%$
$25.38 < E < 28.05$	$83.3 \pm 14.2\%$	$80.9 \pm 12.5\%$	$85.3 \pm 19.5\%$

table V.13

V.6. Luminosité et stabilité

La valeur de la luminosité a été obtenue en ne sélectionnant que les périodes de prises de données pendant lesquelles il n'y avait aucun problème. De la même manière les événements des périodes de prises de données durant lesquelles on a noté des problèmes : périodes pendant lesquels le détecteur fonctionne imparfaitement (exemple : chambres produisant des "trips") ont été supprimées de la sélection. Après cette procédure on obtient la valeur de $22.5 \pm 1.6 \text{ nb}^{-1}$.

Cette procédure nécessaire pour le nettoyage des données doit aussi amener à contrôler l'évolution dans le temps des données prises. Ceci est particulièrement important dans le cas des chambres à traces plus sensibles que les calorimètres.

Alors que le vertex devait avant le démarrage des prises de données s'inscrire dans la zone de $\pm 25\text{cm}$, la taille des paquets de proton s'est révélée telle que cette distribution est beaucoup plus étalée (voir figure). On a imposé une coupure sur la coordonnées z du vertex : $(z_{\text{vertex}}) < 50\text{cm}$ pour éliminer les événements de bruit de fond plus important hors de la zone centrale, et pour pouvoir contrôler les valeurs d'acceptance (voir paragraphe précédent). Cette coupure introduite ,on doit déterminer la perte d'événements profondément inélastiques qu'elle entraîne. Pour cela on sélectionne sans exiger ce critère , et en durcissant les autres critères. Sur la figure V.11 nous voyons que cette coupure introduit une correction évaluée à $90\% \pm 2\%$ compatible avec les mesures effectuées dans d'autres analyses (analyses à grand Q2 (89.6%) et photoproduction(91.3%)).

Il reste malgré tout une incertitude liée au fait que l'efficacité de vertex est différente à l'extérieure de ces 50 cm alors que le système de luminosité lui donne une valeur pour toutes interactions $ep \rightarrow ep \gamma$ comprises entre $\pm 3\text{m}$. Ceci est important dans le cas où la distribution du vertex s'écarte notablement de sa position centrale. Sur la figure V.12 nous voyons que le facteur évoqué précédemment reste autour de 90% sans déviation importante, tout au long des prises de données. La figure suivante V.13 représente le nombre d'événements sélectionnés par nanobarn pour les trois périodes de prises de données. Les fluctuations restent compatibles (10%) avec une incertitude de 7% sur la luminosité

figure V.11 distribution de la coordonnée z du vertex pour les données

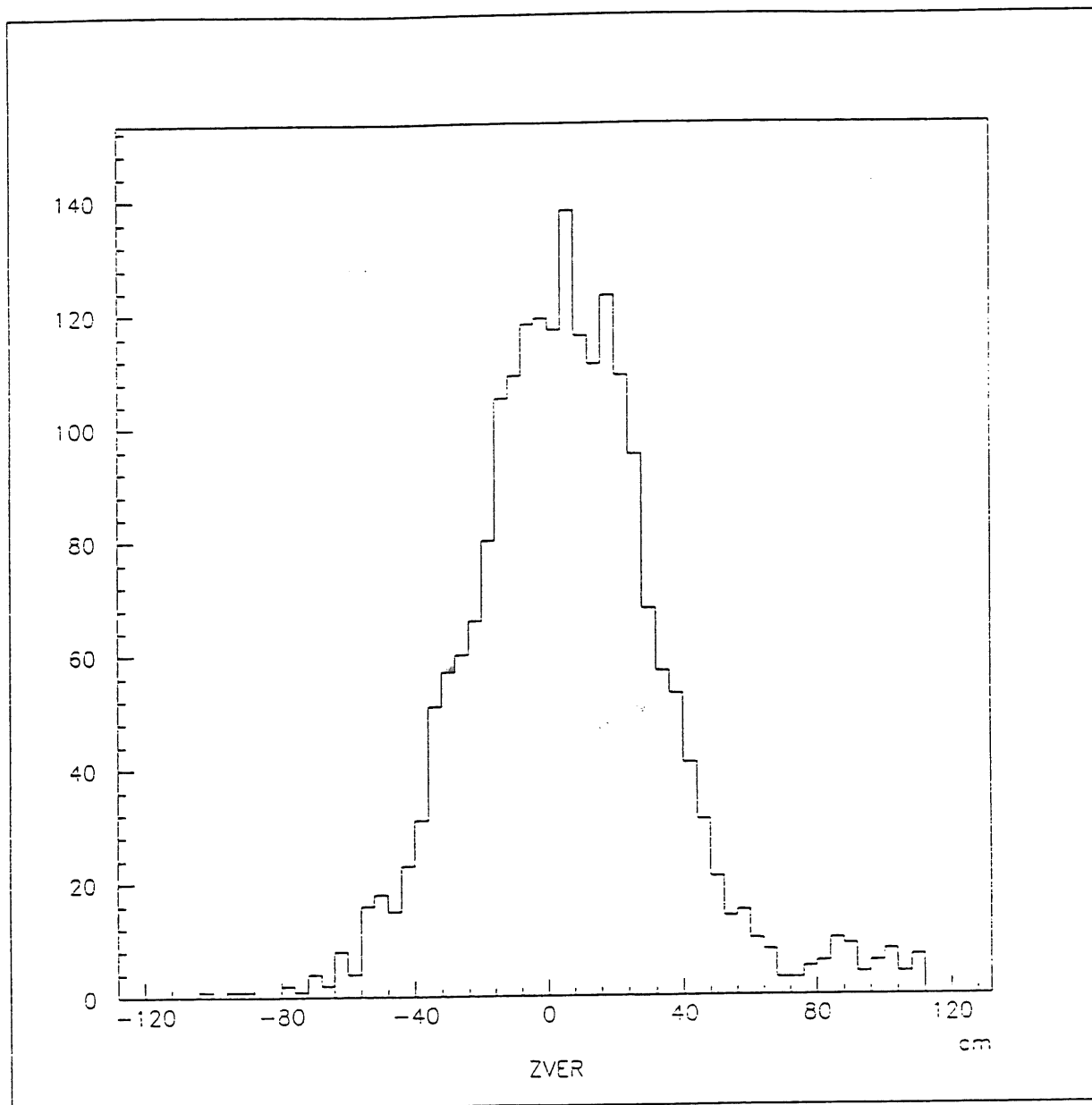


figure V.12 évolution dans le temps de la fraction d'événement tel que $|z_{\text{vertex}}| < 50$ cm

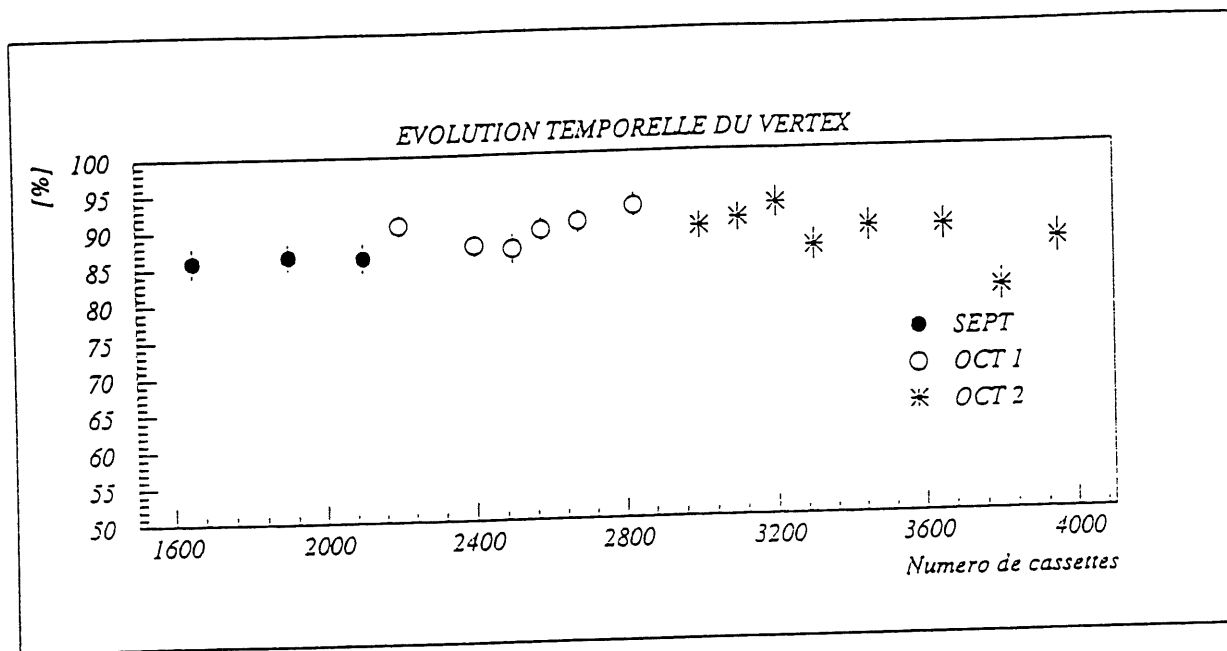
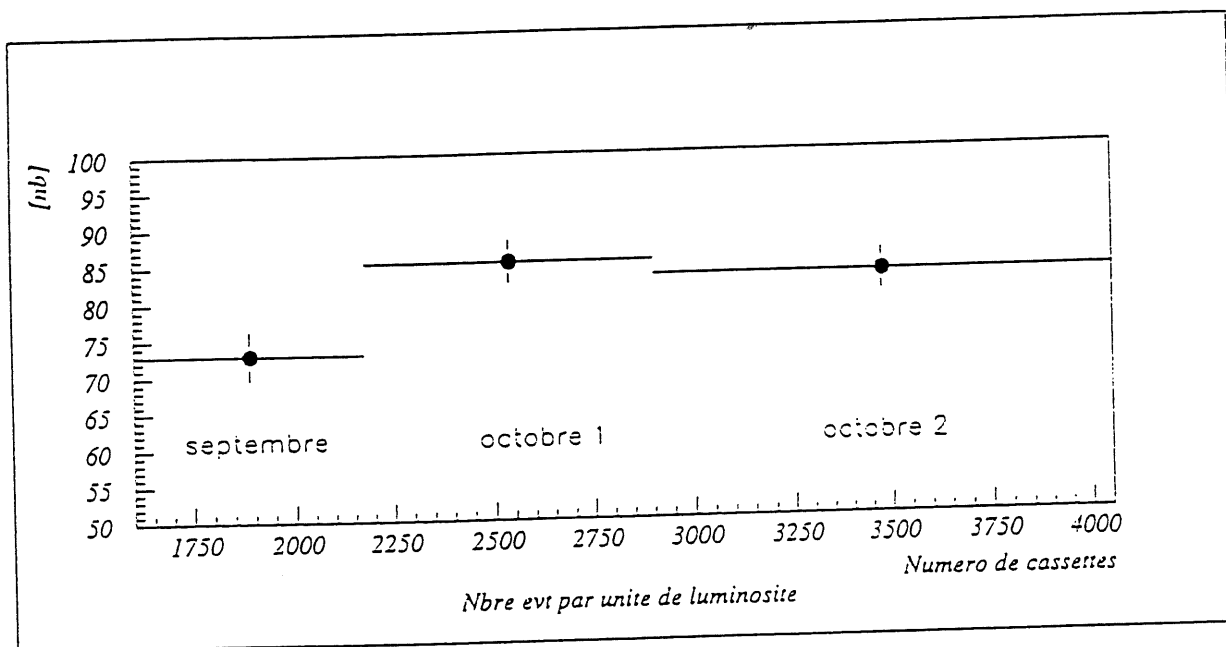


figure V.13 évolution du nombre d'événement sélectionné par unité de luminosité



Références

- [1] G.A Schuler, H. Spiesberger , "Django1.0", Proceeding of the HERA workshop (1991)
- [2] E.Evrard, H1 Int Rep à paraître (1993)
- [3] M.Besançon , "Photoproduction background in low x DIS events in H1", H1 Int. Rep. 285 (1993)
- [4] T. Sjöstrand , "Pythia 5.6", Proceeding of the HERA workshop (1991)
- [5] N.H Brook, A. Deroeck, A.T Doyle , "Rayphoton 2.0", Proceeding of the HERA workshop (1991)
- [6] E.Evrard, P.Vanesch, H1 Int Rep à paraître (1993)
- [7] M.Goldberg , "Energy calibration and resolution in BEMC", H1 Int. Rep. 292 (1993)

CHAPITRE VI

RESULTATS PHYSIQUES

VI.1. Comparaison entre la simulation et les données

A partir des sélections réalisées il est raisonnable de vérifier les distributions classiques des quantités mesurées pour l'électron à l'aide de simulation Monte-Carlo. Même si la description des efficacités peuvent y être différentes, cela nous permet de vérifier la cohérence des résultats. Sur la figure VI.1 on observe la distribution en énergie pour les données et pour le Monte-Carlo. On constate que le résultat est en bon accord avec la simulation pour la maille de plus grande statistique. Les courbes suivantes restent en accord raisonnable compte tenu de la faible statistique, le pic cinématique étant le domaine où l'accord est le plus discutable, ceci étant dû à l'efficacité de vertex.

Sur la figure suivante VI.2 on compare les résultats pour la distribution angulaire. La figure du haut montre l'ensemble des données alors que sur la figure du bas ne sont conservés que les événements tels que $|z_{\text{vertex}}| < 25$ cm. Avec cette coupure l'accord entre les données et la simulation est maintenant correct pour les grands angles, la différence restant provenant de l'incertitude pour la mesure de l'angle engendrés par la chambre arrière. Pour les angles plus faibles, la décroissance en $1/Q^4$ de la section efficace profondément inélastique est observable de manière tout à fait similaire dans les données et dans la simulation.

figure VI.1 Énergie de l'électron diffusé

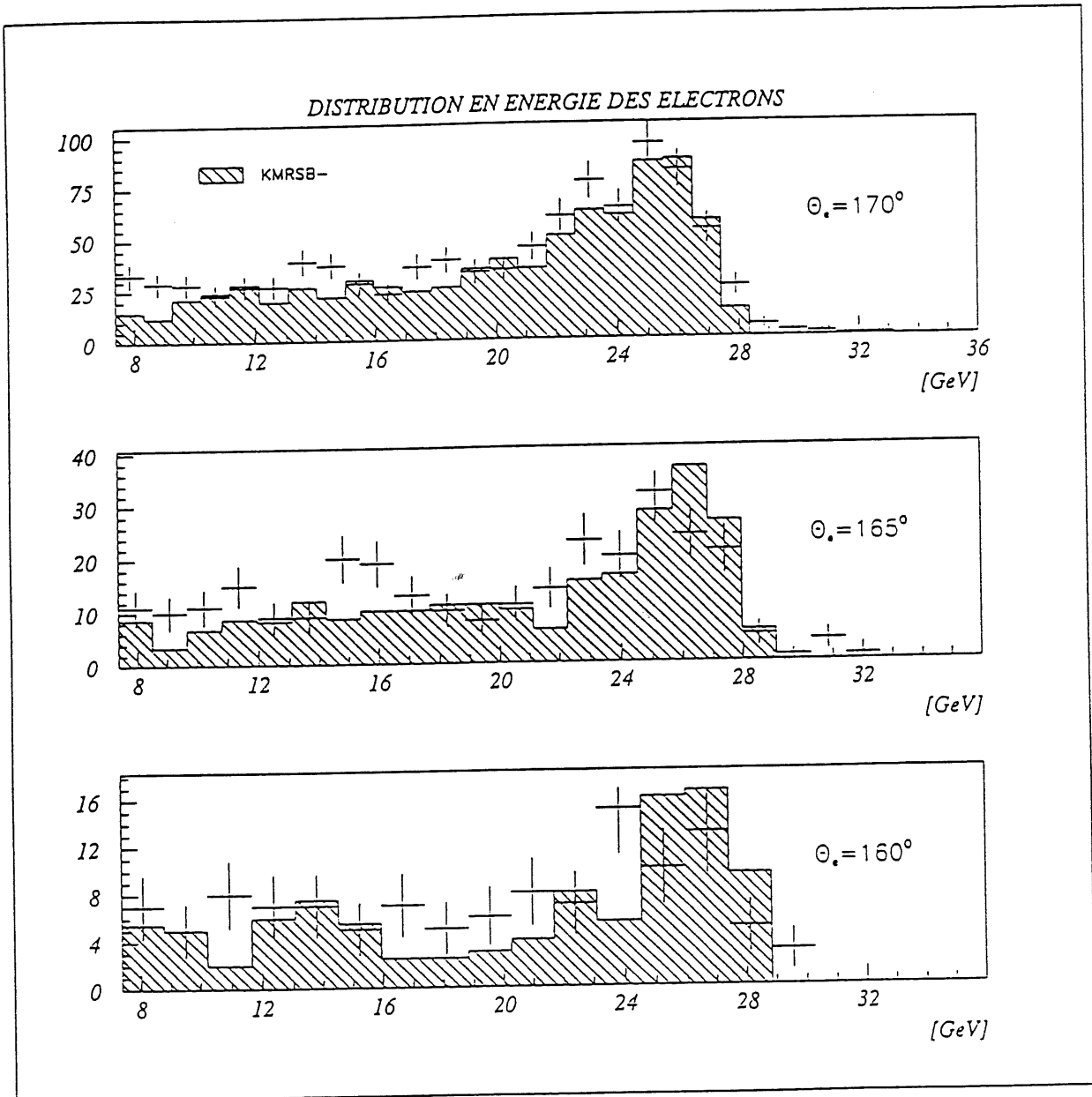
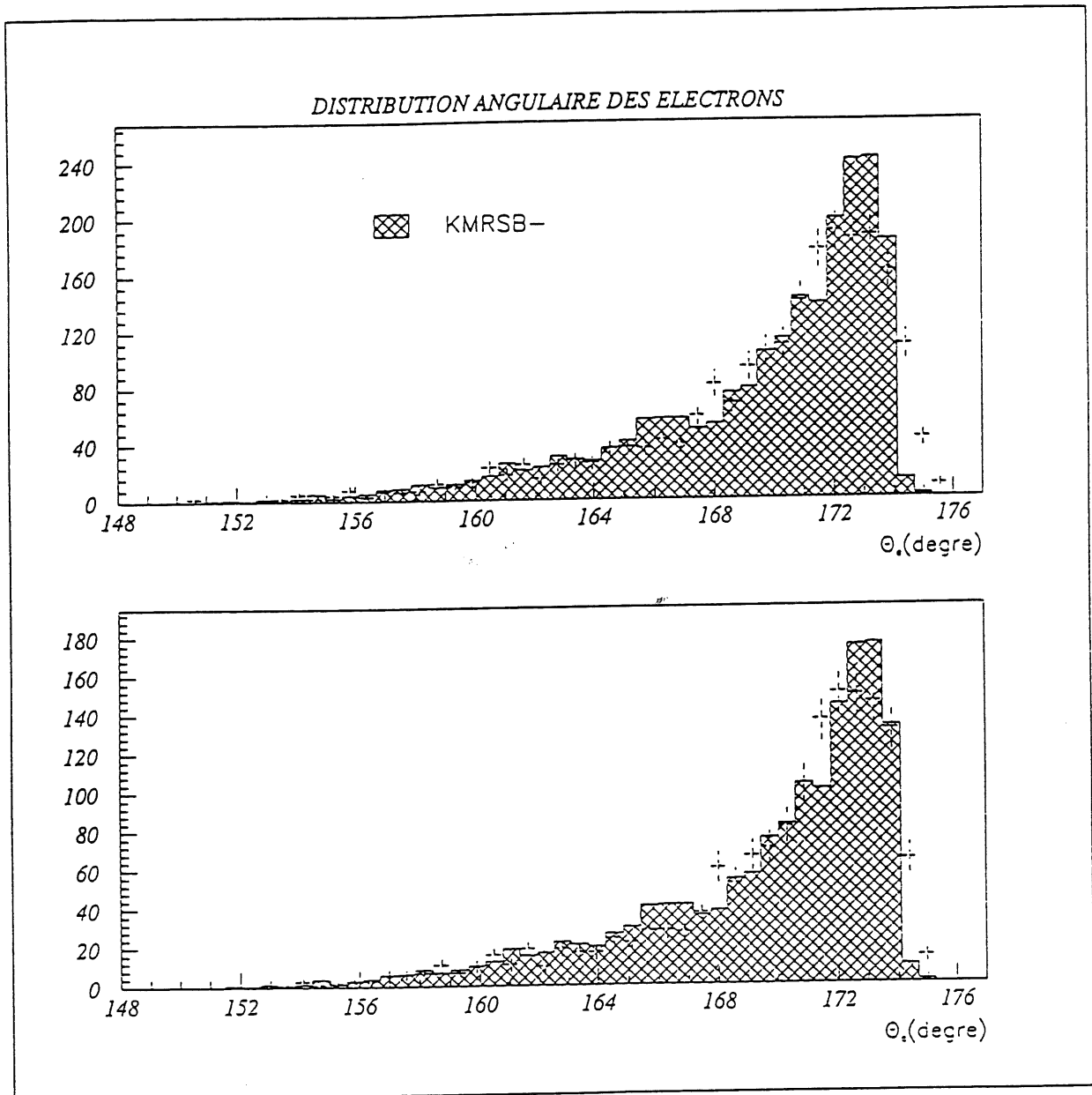


figure VI.2 Angle de l'électron diffusé



VI.2. Mesure de la section efficace doublement différentielle à angle de l'électron constant

Les résultats pour la section efficace radiative donnés pour trois valeurs de l'angle de l'électron diffusé peuvent être observés sur la figure VI.3. Les erreurs statistiques et systématiques ont été ajoutées en quadrature pour l'ensemble des figures qui seront montrées par la suite. Après soustraction de la queue radiative (qui représente près de 20% dans le domaine de x compris entre 10^{-4} et $2 \cdot 10^{-4}$) on obtient la section efficace de Born (voir figure VI.4, VI.5). Ces figures constituent la première mesure de la section doublement différentielle jamais effectuée pour de telles valeurs de x (entre 10^{-4} et 10^{-3}). Il est à noter que ces résultats sont préliminaires.

La mesure de la section efficace de Born à un angle de 170° montre une tendance à éliminer les paramétrisations MTB1, MRSD0 et à favoriser MRSD- et MTB2. Ceci sera discuté et apparaîtra plus clairement sur les figures suivantes. La mesure pour un angle de 165° montre une cohérence au niveau du type de paramétrisation favorisée, malheureusement, la faible statistique ne nous permet pas d'être dans ce cas beaucoup plus précis. Quant à la figure correspondant à un angle de 160° , la section efficace différentielle croît de manière un peu plus importante tout en restant compatible avec les figures précédentes du fait des larges incertitudes statistiques.

Pour les grandes valeurs de x ($x > 10^{-2}$), les erreurs dominantes sont déjà d'ordre systématique et proviennent de l'acceptance et de la mesure nominale de l'énergie. Ces erreurs devraient rapidement être diminuées avec l'augmentation de la statistique qui permettront des études plus poussées.

Pour un angle de 170° et dans le domaine des bas x ($5 \cdot 10^{-4} < x < 10^{-2}$), les erreurs statistiques sont du même ordre que les erreurs systématiques. Celles-ci sont dominées par l'incertitude sur le vertex. Une étude plus complète avec une statistique plus conséquente sera nécessaire. Cette étude devra déterminer l'efficacité de reconstruction des traces ainsi que la probabilité qu'une trace engendre un vertex.

Pour les très bas x ($10^{-4} < x < 5 \cdot 10^{-4}$) les erreurs systématiques sont dominées par la contamination de photoproduction. La compréhension du

figure VI.3 section efficace différentielle radiative à angle constant

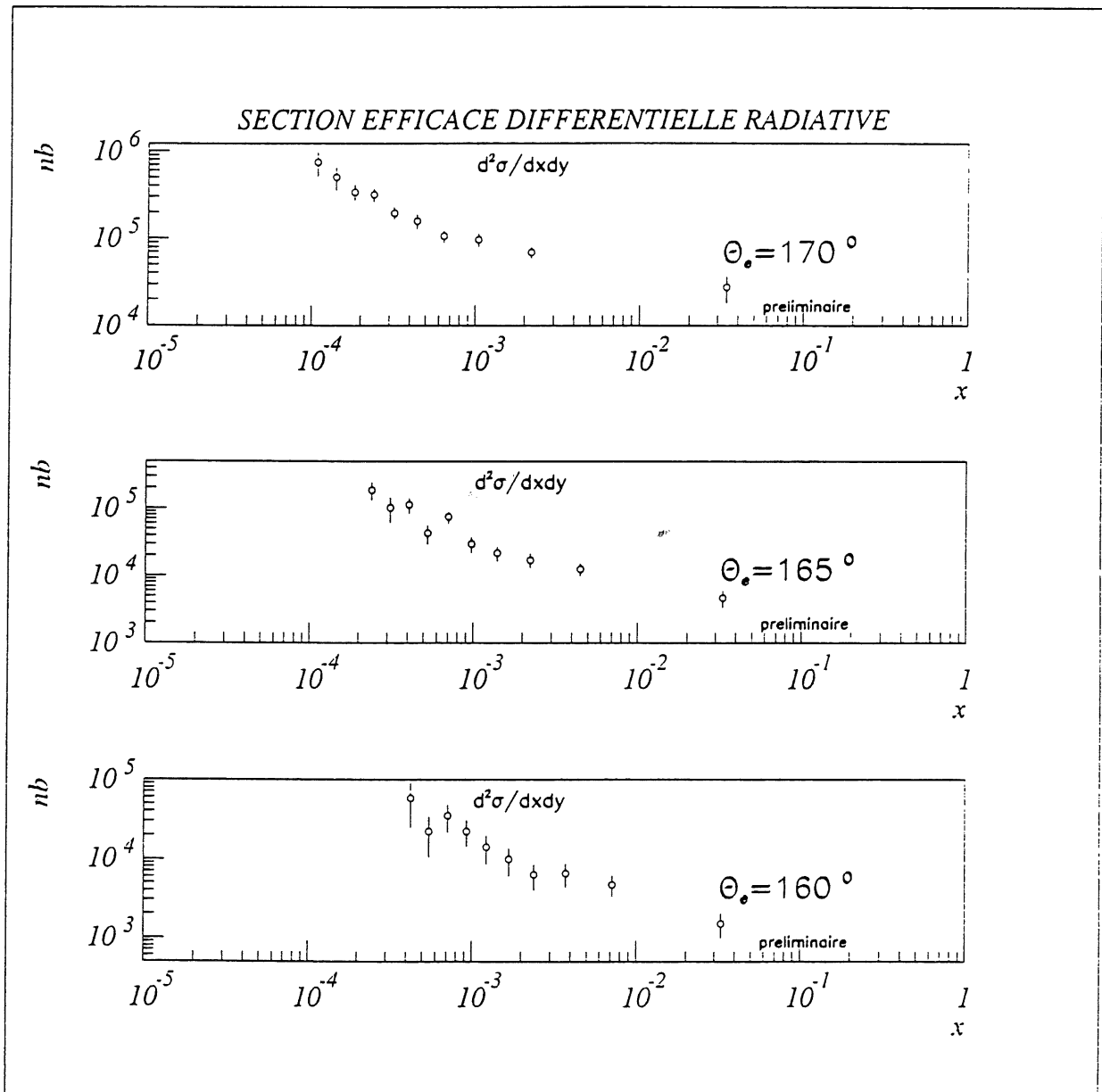


figure VI.4 section efficace différentielle Born à angle constant 170°

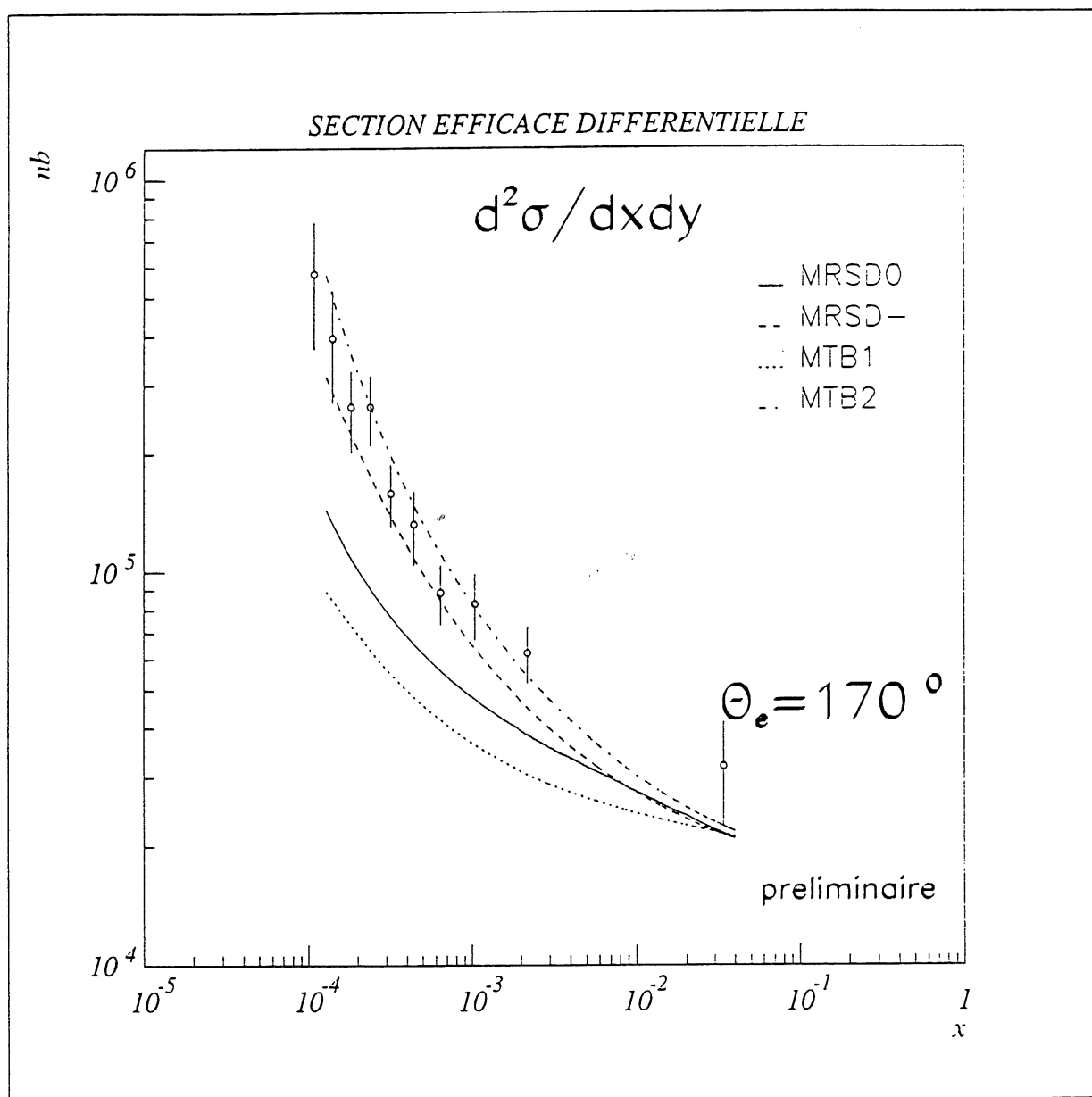
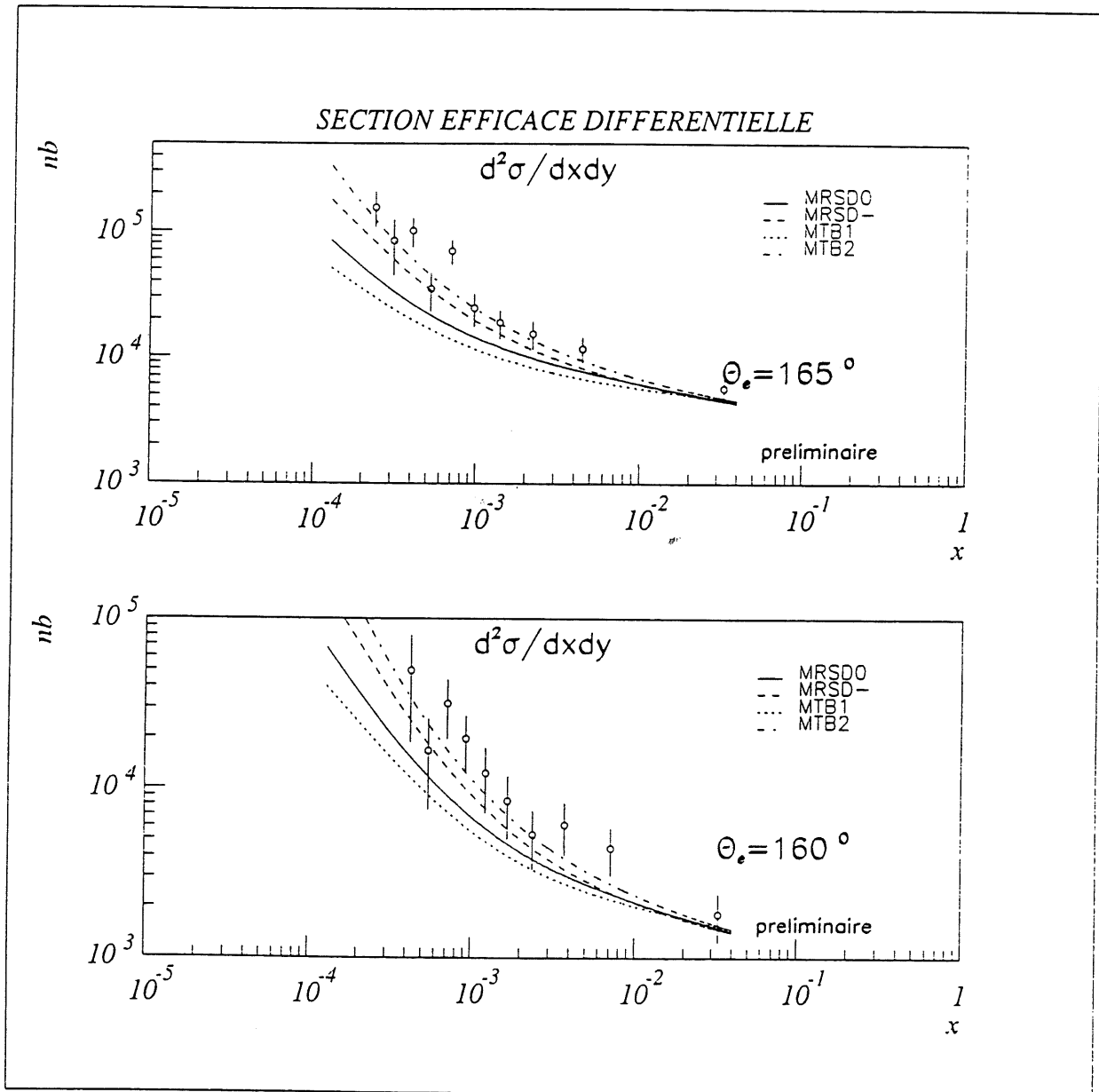


figure VI.5 section efficace différentielle Born à angle constant 165° et 160°



second estimateur de reconnaissance de l'électron (non utilisé dans notre sélection) devrait permettre de purifier notablement notre échantillon. On utilisera aussi avec profit les informations fournies par les guides de lumière des cellules du calorimètre .

VI.3. Détermination de F_2 à Q^2 constant

VI.3.1. Interpolation vers Q^2 constant

La détermination de F_2 à Q^2 constant est importante car cette mesure sera directement comparable à des résultats connus. Pour obtenir ce résultat nous allons interpoler nos mesures sur des lignes à Q^2 constant. Comme on a pu le voir sur la figure I.2 les lignes à angle constant sont relativement parallèles aux lignes de Q^2 constant pour la partie des grands x et ne s'en écartent que pour les très bas x .

Il est donc assez facile de choisir une valeur de Q^2 minimisant la correction pour les grandes valeurs de x mais plus difficile pour les petits x . D'autre part le domaine des grands x étant un domaine mesuré (pour de plus faibles Q^2) nous allons principalement minimiser la correction liée à l'interpolation pour les petits x .

La procédure à suivre consiste donc à effectuer une translation en Q^2 à x constant. Les lignes de Q^2 constant suivantes : 7.5, 15, 30 et 60 GeV^2 ont été choisies de manière à réduire la correction au strict minimum. Pour cela nous allons utiliser le facteur de conversion [1] donné par une paramétrisation pour déterminer $Q^4 \frac{d\sigma}{dx dy}$ à Q^2 constant.

Cette procédure est assez sûre dans la mesure où les paramétrisations (voir chapitre I) sont fondées sur les équations d'Altarelli-Parisi pertinente pour décrire l'évolution en Q^2 . Le facteur d'interpolation est très proche de 1 pour la plupart des points et l'erreur (choisie comme la différence entre MRSD- et MRSD0) demeure très faible, la plupart du temps de l'ordre de 1%.

VI.3.2. Hypothèse sur R et obtention de F_2

Une fois obtenue $Q^4 \frac{d\sigma}{dx dy}$ à Q^2 constant il est possible de déterminer

F_2 :

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

On note que F_2 est proportionnel à la mesure de $Q^4 \frac{d\sigma}{dx dy}$. Le facteur $R(x, Q^2)$ reste néanmoins inconnu. Ce facteur qui est décrit au chapitre I joue un rôle assez faible dans la mesure de F_2 . Les valeurs obtenues par toutes les paramétrisations sont contraintes entre 0. et 1. pour les valeurs de x supérieures à 10^{-4} . Nous avons choisi de représenter F_2 pour deux hypothèses sur R : 0 ou 0.5 permettant d'observer les effets de R .

Nous obtenons donc $F_2(x, Q^2)$ à Q^2 constant et ceci pour quatre valeurs de Q^2 : 7.5 , 15 , 30 et 60 (figure VI.6 et VI.7). Pour $Q^2=15\text{GeV}^2$ on observe que F_2 augmente rapidement avec un comportement du type Lipatov (modèle divergeant à bas x) contredisant la prédiction plate du pomeron de Landshoff. L'accord avec les mesures précédentes pour les grandes valeurs de x est correct, l'écart s'expliquant par les incertitudes sur le vertex.

La figure suivante $Q^2=30\text{GeV}^2$ confirme le comportement à bas x de la fonction de structure F_2 . On note un point relativement éloigné. Cet effet étant déjà visible au niveau du nombre d'événements sélectionnés (avant toutes corrections d'efficacité, d'acceptance...), il peut être interprété comme résultant d'une fluctuation statistique, ceci étant confirmé par le fait que point adjacent est au-dessous lui de la courbe moyenne. La compatibilité dans les grands x avec les mesures précédentes est ici excellente.

La figure VI.7 pour $Q^2=7.5\text{GeV}^2$ montre le même comportement que précédemment, quant à la mesure de F_2 pour $Q^2=60\text{GeV}^2$ du fait des erreurs qui peuvent atteindre jusqu'à 30 % pour les bas x elle montre là encore une croissance à bas x . On note en outre la très bonne correspondance avec les mesures à grand x .

figure VI.6 fonction de structure F_2 à Q^2 constant $R=0.5$

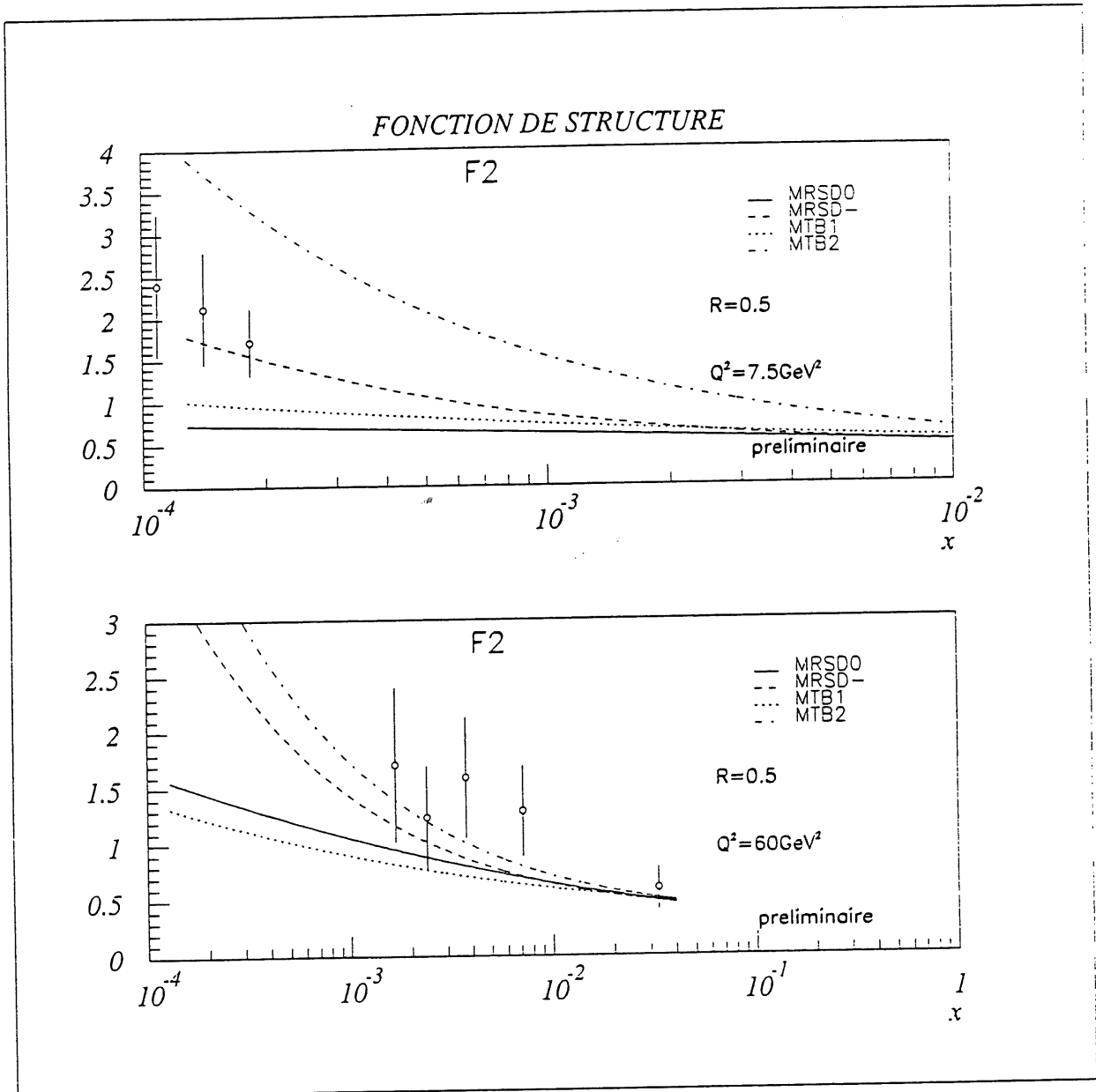
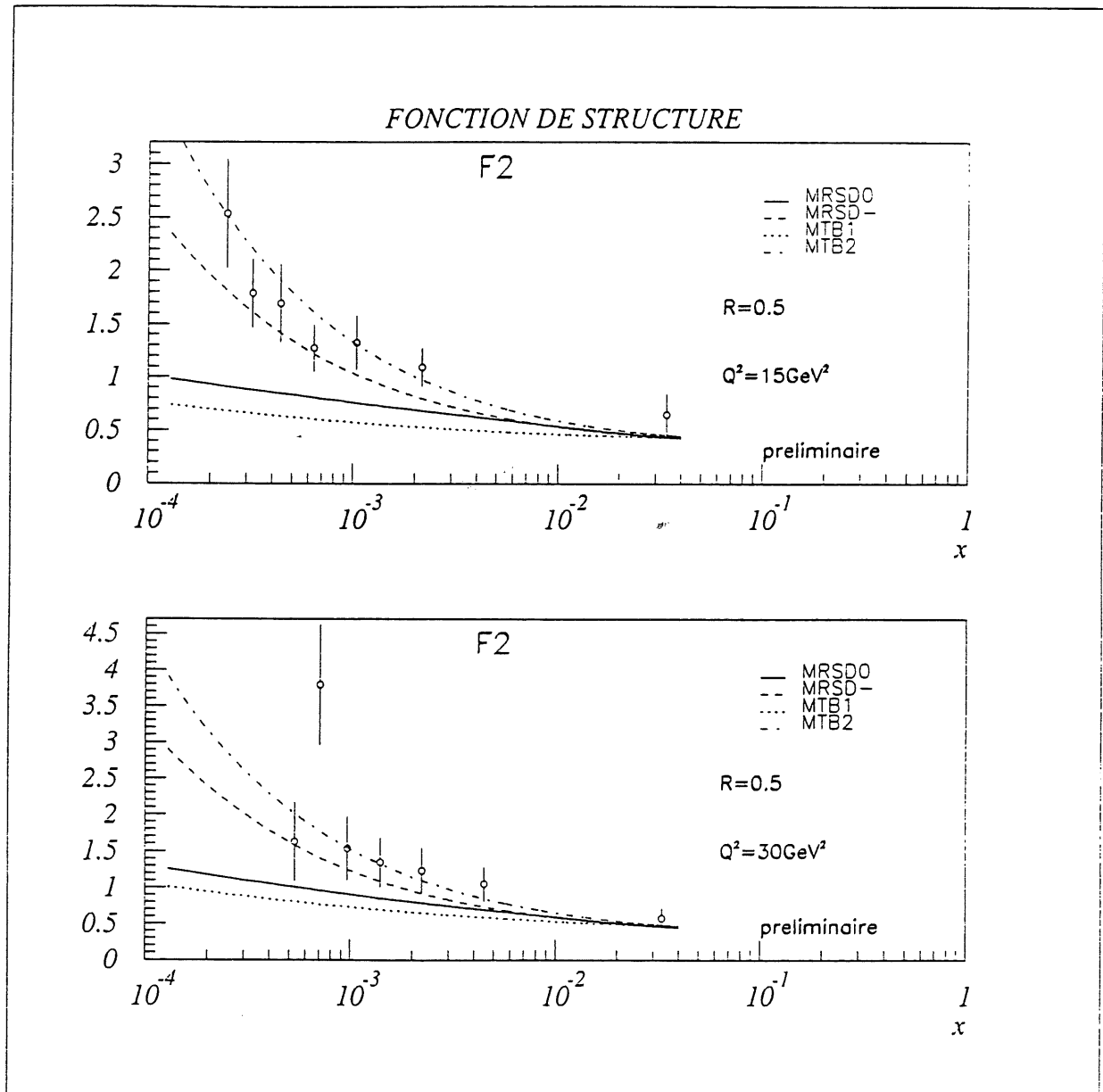


figure VI.7 fonction de structure F_2 à Q^2 constant $R=0.5$



Sur les figures VI.8 et VI.9 sont données les mesures de F_2 pour R supposé égal à 0, les seules variations notables concernent les mesures à très bas x : les deux derniers points de la mesure à $Q^2=15\text{GeV}^2$ sont 10 % plus bas, ainsi que les deux derniers de la mesure à $Q^2=7.5\text{GeV}^2$ sont à peu près 15% plus bas. Sur l'ensemble des figures on ne note pas d'effet de saturation, il faut malgré tout souligner que les erreurs sont très importantes à très bas x (autour de 30%) et que notre mesure ne descend qu'à $x=10^{-4}$ où les effets attendus restent faibles.

VI.4 Ajustement de F_2 et densité de gluon à bas x

Après avoir observé le comportement divergent à bas x de la densité de gluon entraîné par le comportement de F_2 il est possible d'être plus précis sur le comportement du gluon à bas x à partir de la mesure de F_2 pour différentes valeurs de Q^2 . Cette idée développée par K. Prytz [2] consiste à établir une relation entre la mesure différentielle de la fonction de structure de F_2 en fonction de Q^2 et la densité de gluon à bas x .

Nous avons vu au chapitre I les équations d'Altarelli-Parisi donnant l'évolution en Q^2 des densités de partons. On peut écrire cette évolution pour la fonction de structure F_2 en négligeant la contribution des quarks pour le domaine des bas x (inférieur à 10^{-2}) [2]:

$$\frac{dF_2}{d\ln Q^2} \cong \frac{5\alpha_s}{9\pi} \left[\int_x^1 \frac{x}{z} g\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) P_{qg}(z) dz \right] \quad (\text{VI.2})$$

Si maintenant on fait l'hypothèse d'une distribution de gluon de la forme générale $A_g x^\lambda (1-x)^a$ on obtient à l'ordre des logarithmes dominants:

$$\frac{dF_2}{d\ln Q^2} \propto x^\lambda (1-2x)^a \quad (\text{VI.3})$$

Pour des valeurs de x faibles autour de 10^{-3} on a $(1-2x)^a$ qui vaut à peu près 1 et ainsi la violation d'échelle nous permet d'obtenir la tendance à bas x de la densité de gluon.

La procédure expérimentale consiste tout d'abord à obtenir un ajustement des valeurs de F_2 à Q^2 constant (15, 30 pour lesquels la statistique

figure VI.8 fonction de structure F_2 à Q^2 constant $R=0$.

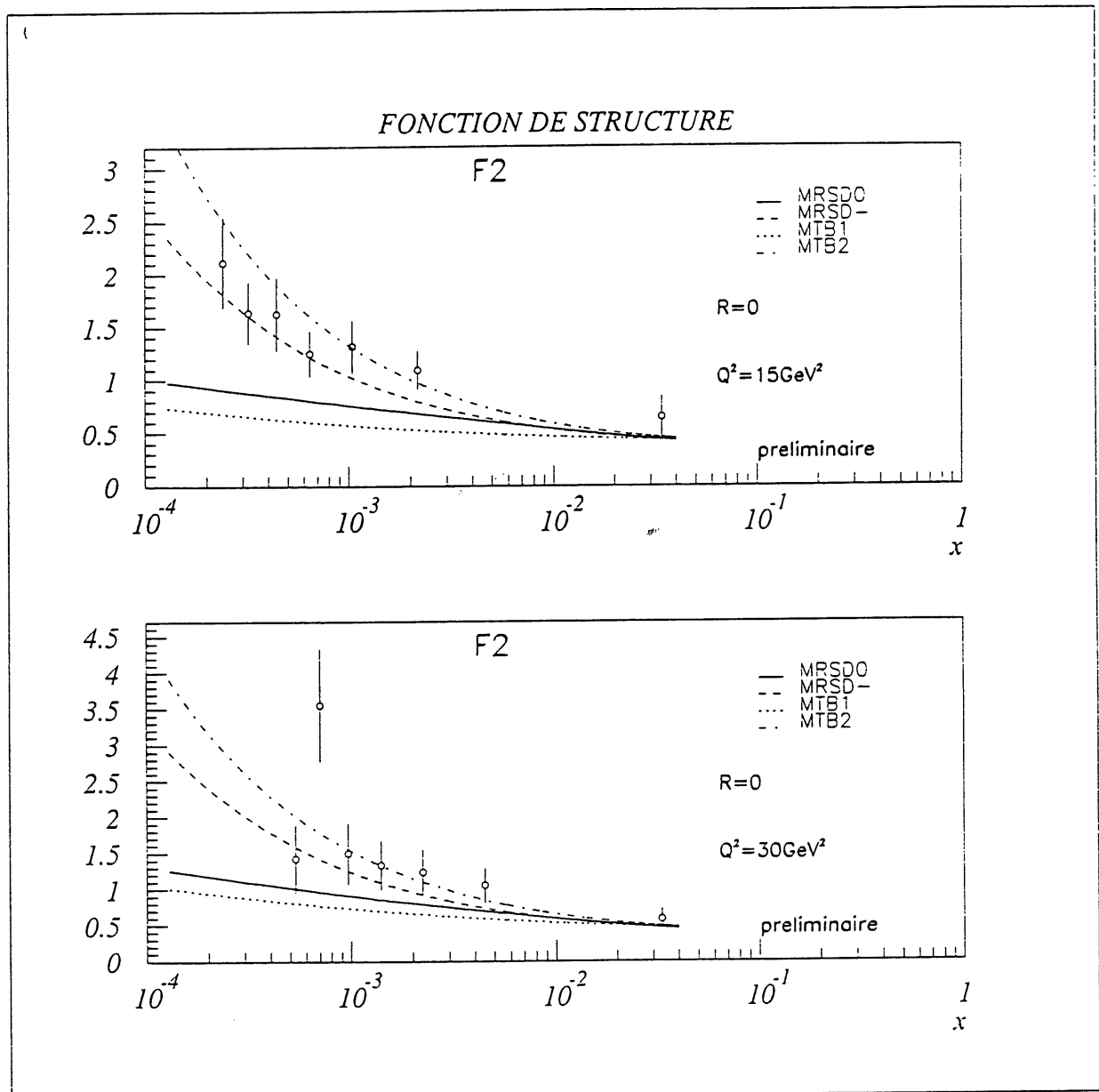
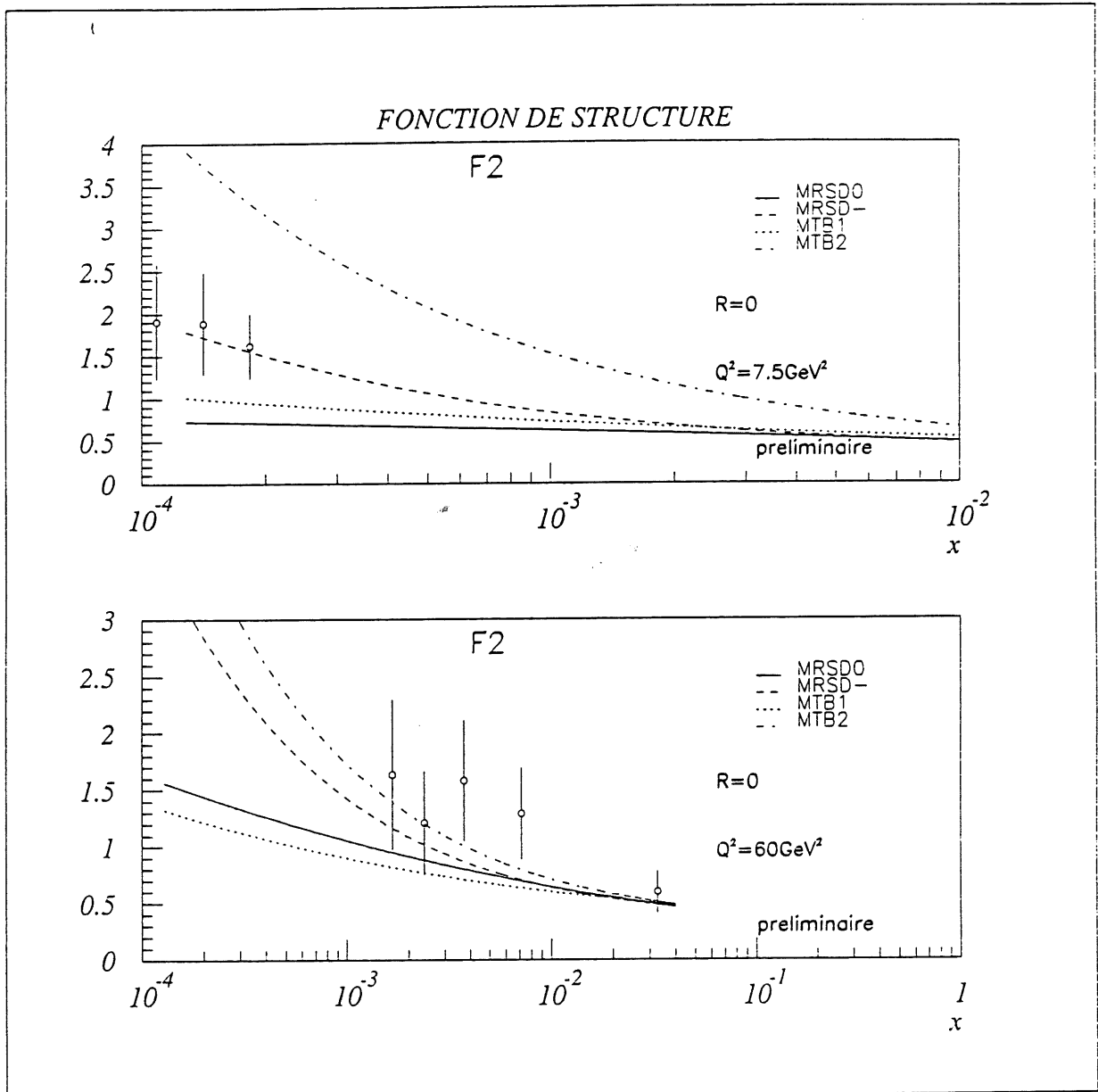


figure VI.9 fonction de structure F_2 à Q^2 constant $R=0$.



est la plus importante). Pour cela nous avons ajouté trois points à grand x (au-dessus de $x=0.1$) pour lesquels F_2 est bien déterminé et nous avons corrigé la valeur de notre point mesuré à grand x ($x=3.10^{-2}$) pour $Q^2=15 \text{ GeV}^2$ par la valeur ajustée sur les données des expériences sur cible fixe. On a choisi d'ajuster ces valeurs avec une forme générale (type Morfin et Tung, voir chapitre I):

$$F_2(x, Q^2 = \text{Cste}) = P_1 x^{P_2} (1-x)^{P_3} \ln^{P_4}(1+1/x) \quad (\text{VI.4})$$

Les résultats peuvent être observés sur la figure VI.10. On obtient ensuite la mesure suivante:

$$\frac{F_2(x, Q^2 = 30 \text{ GeV}^2) - F_2(x, Q^2 = 15 \text{ GeV}^2)}{\ln 30 - \ln 15} \propto x^\lambda$$

Ce qui nous donne: $\lambda = -0.83 \pm 0.15$ (voir figure VI.11) où les erreurs sont liées au calcul à l'ordre des logarithmes dominants de P_{qg} , et l'approximation de l'équation VI.3 mais ne contiennent pas les erreurs expérimentales.

Les objectifs futurs pour tenter d'observer le phénomène de saturation sont de deux ordres : réduire les erreurs systématiques par une meilleure connaissance du détecteur de traces et contrôler la photoproduction dans les bas x (jusqu'à $x=10^{-5}$), c'est à dire identifier les électrons de basses énergies dans le calorimètre arrière.

Malheureusement, il y a peu d'espoir de descendre à $x=10^{-5}$ avec le calorimètre actuel. Son remplacement (voir II.3.1) par un calorimètre plus performant pour séparer les électrons des pions et approchant le tube à vide tout en conservant une bonne résolution sur l'énergie sera nécessaire pour atteindre des valeurs de x indispensables pour observer de manière nette ces états nouveaux de la matière (saturation, liquide quark-plasma-gluon).

Références

- [1] J.F.Laporte, "Epokepik 1.00", Int. Report 280 (1993)
- [2] K.Prytz, "Approximate determination of the gluon density at low- x from the F_2 scaling violations", RAL 93-015 (1993)

figure VI.10 ajustement de la mesure de F2

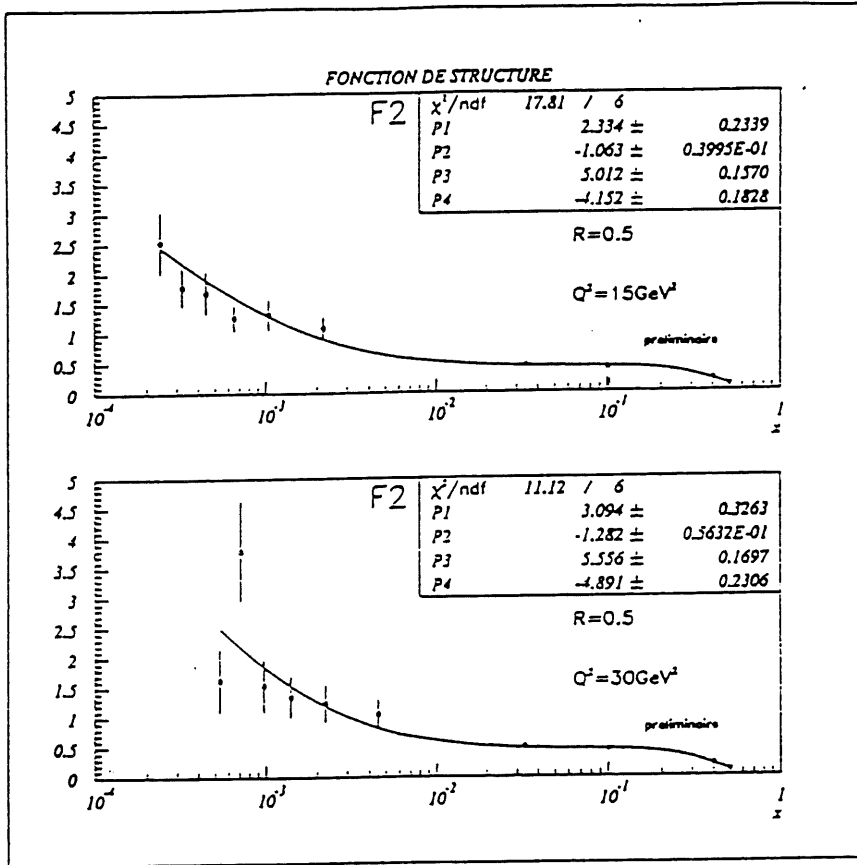
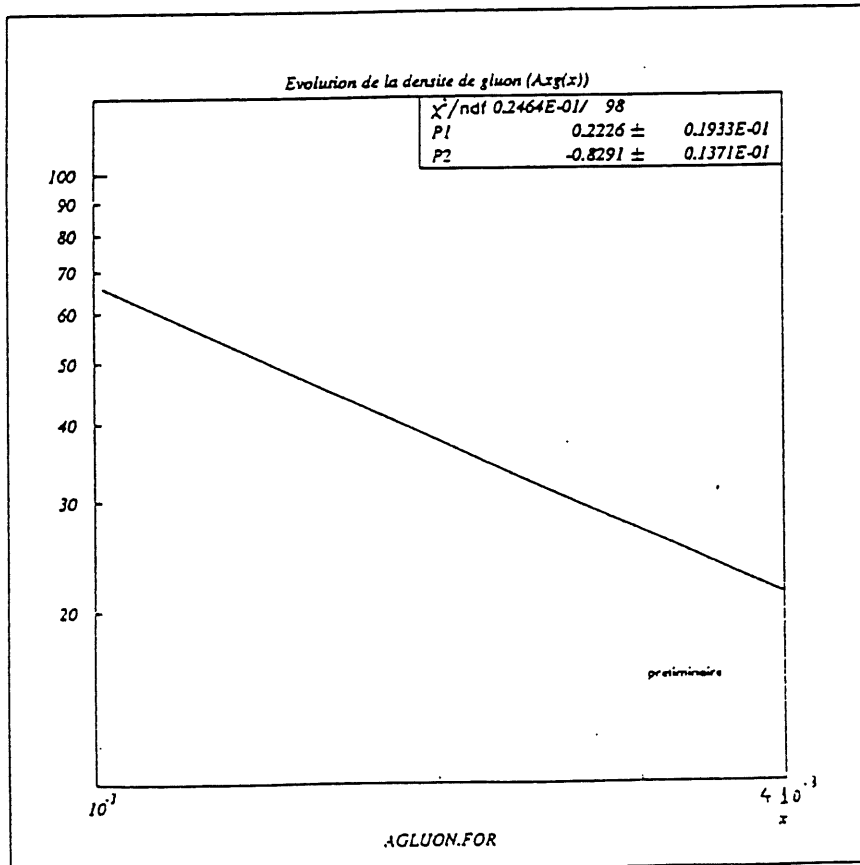


figure VI.11 évolution de la densité de gluon à bas x



CONCLUSION

Parmi les premiers objectifs de physique à HERA, la mesure de la fonction de structure F_2 ne se limitait pas à la simple poursuite des mesures produites par les expériences sur cibles fixes. Ici, un pas a été franchi et les deux ordres de grandeur en x explorés nous donne l'occasion de tester un état différent de la matière.

Pour cela nous avons réussi à séparer les événements profondément inélastiques d'un bruit de fond le dominant de quatre ordres de grandeur, en élaborant des critères de sélection spécifiques à chaque type de contamination. Nous avons ensuite conçu une méthode expérimentale différente de celles des expériences précédentes, adaptée à nos contraintes : géométrie et résolutions du détecteur, faible statistique, incertitudes des corrections radiatives.

Une fois définie notre procédure expérimentale, nous avons entrepris une étude exhaustive des quantités fournies par le détecteur H1, déterminant les efficacités de sélection, l'acceptance ainsi que la stabilité de la réponse. Cette "redécouverte" du détecteur H1 constitue encore maintenant le défi que toute expérience qui commence doit relever.

Après ces étapes, nous avons obtenu une mesure de la section efficace différentielle à bas x . Nous en avons déduit la première mesure de la fonction de structure réalisée dans un domaine en x compris entre 10^{-4} et 10^{-2} . Le comportement de F_2 à bas x est divergent et ne peut être expliqué que par la divergence de la densité de gluon à bas x .

Notre détermination de cette divergence ($x^{-0.8}$) semble être compatible avec un comportement du type Lipatov ($x^{-0.5}$). Cette mesure est en contradiction avec les prédictions élaborées par Landshoff entraînant une

distribution de la densité de gluon plate à bas x ($x^{-0.08}$). On ne note pas d'autre part, dans la limite de nos incertitudes expérimentales et de notre domaine cinématique, d'effet de saturation.

Dans le futur avec le contrôle du bruit de fond de photoproduction dans les très bas x , une statistique plus importante ainsi qu'une réduction des erreurs systématiques on devrait être en mesure d'observer des effets très fins comme la saturation.

ANNEXE

Dans cette annexe nous donnons les valeurs des quantités expérimentales mesurées ainsi que celles issues des différents Monte-Carlo utilisées pour corriger nos valeurs.

Corrections radiatives :

On donne ici les tables utilisées pour la soustraction de la queue radiatives ,c'est à dire la différence entre la section efficace doublement différentielle radiative et la section efficace de Born doublement différentielle .

	$\theta_e=160$	$\theta_e=165$	$\theta_e=170$
E=8.08	$8.24 \pm 3 \mu b$	$30 \pm 12 \mu b$	$159 \pm 60 \mu b$
E=9.61	$5.53 \pm 1.5 \mu b$	$18.9 \pm 7 \mu b$	$102 \pm 40 \mu b$
E=11.28	$3.207 \pm 0.807 \mu b$	$12.4 \pm 1.4 \mu b$	$73.1 \pm 20 \mu b$
E=13.08	$2.75 \pm 0.383 \mu b$	$8.07 \pm 1.1 \mu b$	$51.4 \pm 15 \mu b$
E=15.02	$1.85 \pm 0.269 \mu b$	$5.52 \pm 1 \mu b$	$34.9 \pm 10 \mu b$
E=17.09	$1.45 \pm 0.197 \mu b$	$5 \pm 0.9 \mu b$	$25.4 \pm 5 \mu b$
E=19.29	$0.92 \pm 0.142 \mu b$	$2.87 \pm 0.4 \mu b$	$17 \pm 1.8 \mu b$
E=21.63	$0.423 \pm 0.09 \mu b$	$1.71 \pm 0.3 \mu b$	$12.7 \pm 1.5 \mu b$
E=24.10	$0.270 \pm 0.05 \mu b$	$0.97 \pm 0.3 \mu b$	$6.79 \pm 0.5 \mu b$
E=26.7	$-0.318 \pm 0.018 \mu b$	$-0.985 \pm 0.005 \mu b$	$-4.5 \pm 0.1 \mu b$

table 1

Correction de centre de maille:

	$157.5 < \theta_e < 162.5$	$162.5 < \theta_e < 167.5$	$167.5 < \theta_e < 172.5$
--	----------------------------	----------------------------	----------------------------

7.4<E<8.8	1.052±0.02	1.03±0.03	1.03±0.02
8.8<E<10.43	1.011±0.04	1.03±0.03	1.02±0.03
10.43<E<12.16	1.021±0.03	1.026±0.02	1.02±0.04
12.16<E<14.03	1.011±0.02	1.04±0.03	1.05±0.04
14.03<E<16.04	1.033±0.02	1.04±0.03	1.072±0.03
16.04<E<18.7	1.034±0.02	1.037±0.03	1.07±0.03
18.7<E<20.44	0.999±0.02	1.034±0.03	1.08±0.02
20.44<E<22.85	1.058±0.02	1.05±0.02	1.07±0.03
22.85<E<25.38	1.023±0.01	1.045±0.02	1.08±0.02
25.38<E<28.05	0.718±0.02	0.78±0.02	0.91±0.01

table 2

Section efficace différentielle radiative:

	$\theta_e=160^\circ$	$\theta_e=165^\circ$	$\theta_e=170^\circ$
E=8.08	57.7±32.9 μb	186.4±54.9 μb	734.8±227.8 μb
E=9.61	22.2±11.7 μb	102.9±41.8 μb	498.0±143.9 μb
E=11.28	34.8±12.9 μb	113.8±29.3 μb	336.9±66.5 μb
E=13.08	22.3±8.0 μb	43.1±13.3 μb	315.4±55.5 μb
E=15.02	14.1±5.6 μb	75.3±16.0 μb	194.2±30.3 μb
E=17.09	9.9±3.8 μb	29.6±7.7 μb	157.8±29.7 μb
E=19.29	6.3±2.3 μb	21.8±5.3 μb	105.6±16.5 μb
E=21.63	6.5±2.1 μb	17.2±4.1 μb	95.8±16.3 μb
E=24.10	4.7±1.4 μb	12.7±2.7 μb	68.9±10.4 μb
E=26.7	1.5±5.1 μb	4.68±1.28 μb	27.5±9.3 μb

table 3

Fonction de structure F_2 (R=0.5):

$Q^2=15\text{GeV}^2$	$F_2(x, Q^2)$
$x= 2.40 \cdot 10^{-4}$	2.53 ± 0.51
$x= 3.21 \cdot 10^{-4}$	1.79 ± 0.32
$x= 4.42 \cdot 10^{-4}$	1.69 ± 0.36
$x= 6.43 \cdot 10^{-4}$	1.27 ± 0.22
$x= 1.04 \cdot 10^{-4}$	1.32 ± 0.25

$x = 2.18 \cdot 10^{-4}$	1.09 ± 0.18
$x = 3.38 \cdot 10^{-2}$	0.65 ± 0.19

table 4

$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$F_2(x, Q^2)$
$x = 5.30 \cdot 10^{-4}$	1.62 ± 0.54
$x = 7.10 \cdot 10^{-4}$	3.79 ± 0.83
$x = 9.68 \cdot 10^{-4}$	1.54 ± 0.44
$x = 1.40 \cdot 10^{-3}$	1.35 ± 0.34
$x = 2.23 \cdot 10^{-3}$	1.23 ± 0.31
$x = 4.49 \cdot 10^{-3}$	1.05 ± 0.24
$x = 3.31 \cdot 10^{-2}$	0.58 ± 0.14

table 5

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
I. PHYSIQUE PROFONDEMENT INELASTIQUE A HERA	3
I.1. Introduction	3
I.2. Interaction inélastique lepton-nucléon	3
I.2.1. Définition des variables cinématiques	4
I.2.2. Section efficace élastique électron-proton	7
I.2.3. Collision inélastique	8
I.2.3.1. modèle des partons	10
I.2.3.2. approximation des logarithmes dominants et équations d'Altarelli-Parisi	11
I.2.3.3 approximation suivant les logarithmes dominants	15
I.2.3.4. approximation des logarithmes $1/x$ dominants	16
I.2.4. Domaine des bas x	17
I.2.4.1. approche phénoménologique	18
I.2.4.2. saturation forte, faible et recombinaison	18
I.2.5. Résultats des expériences sur cibles fixes	19
I.2.5.1. introduction	19
I.2.5.2. corrections aux mesures	21
I.2.5.3. mesure de F_2, xF_3, R	24
I.2.5.4. ajustement QCD, détermination de $\Lambda_{\overline{MS}}, xg$	24
I.2.6. Paramétrisations	26
I.2.6.1. introduction	26
I.2.6.2. règles de somme	28
I.2.6.3. description	29
I.2.6.3.1 M.T	29
I.2.6.3.2 KMRS	30
I.2.6.3.3 MRSD	31
I.3. Corrections radiatives	33
I.3.1. Description des différents types de corrections	33
I.3.2. Détermination de la section efficace de Born	37
I.3.3. Mesure de FL à l'aide des corrections radiatives	38
I.4. Photoproduction	38

I.4.1. Modèle basé sur Regge	38
I.4.2. Modèle des minijets	40
I.4.2.1 domaine non perturbatif (VDM)	41
I.4.2.2 domaine perturbatif	41
I.4.2.3 contamination au processus profondément inélastique	42
I.5. Mesures des quantités cinématiques à H1	42
I.5.1 Mesure à partir de l'électron diffusé	42
I.5.2 Mesure à l'aide des hadrons	43
I.5.3 Méthodes combinées	44
I.5.3.1. méthode mixte	44
I.5.3.2. double angle	44
I.5.3.3. ajustement	45
I.5.3.4. conclusion	46
II. LE DETECTEUR H1 AUPRES DE HERA	48
II.1. Le collisionneur HERA	48
II.2. Le détecteur H1 : description générale	50
II.2.1. Objectifs et contraintes	50
II.2.2. Calorimètres	52
II.2.2.1. Calorimètre à Argon liquide	52
II.2.2.2. Calorimètre avant (PLUG)	54
II.2.3. Détecteurs de traces	54
II.2.3.1 détecteur central	54
II.2.3.2 détecteur avant	57
II.2.4. Fer instrumenté et spectromètre à muons	60
II.3. Le détecteur H1 : partie arrière	60
II.3.1. Calorimètre arrière (BEMC)	60
II.3.2. Chambre proportionnelle arrière (BPC)	64
II.3.3. Détecteur de temps de vol (TOF)	66
II.4. Système de luminosité	68
II.5. Déclenchement et acquisition des données	70
II.6. Reconstruction des événements	71
II.6.1 Reconstruction des traces	71
II.6.2 Reconstruction des amas d'énergie	72
III. REDUCTION ET SELECTION DES DONNEES	74
III.1. Introduction	74

III.2. Conditions des prises de données	75
III.3. Présélection et classification des données	76
III.4. Sélection des événements profondément inélastiques	77
III.4.1. Énergie	78
III.4.2. Impact dans la chambre arrière	80
III.4.3. Vertex central	81
III.4.4. Qualité du système de détection de traces	81
III.4.5. Critère de déclenchement Cl ₂	83
III.4.6. Système de temps de vol	83
III.4.7. Topologie des événements	88
III.4.8. Estimateurs de reconnaissance de l'électron	89
IV. METHODE POUR UNE MESURE DE LA SECTION EFFICACE DOUBLEMENT DIFFERENTIELLE	96
IV.1. Introduction	96
IV.2. Choix des quantités mesurées de l'événement	98
IV.3. Choix de la dimension des mailles	98
IV.4. Correction du centre de maille	103
IV.5. Corrections radiatives	103
V. DETERMINATION DES EFFICACITES ET ERREURS SYSTEMATIQUES	108
V.1. Introduction	108
V.2. Efficacités	108
V.2.1. Efficacité de la chambre arrière	109
V.2.2. Efficacité de vertex	109
V.2.3. Efficacité du critère de qualité du détecteur de traces	112
V.2.4. Efficacité de déclenchement Cl ₂	113
V.2.5. Efficacité du détecteur de temps de vol	114
V.2.6. Efficacité du critère $\Sigma(E-P_z)$	114
V.2.7. Efficacité de reconnaissance de l'électron	116
V.2.8. Efficacité globale	117
V.3. Estimation du bruit de fond résiduel	117
V.3.1. Bruit de fond lié à l'accélérateur	118
V.3.1.1. Aspects généraux	118
V.3.1.2. Événements pilotes dans les données	118
V.3.2. Photoproduction	119

V.3.2.1. Simulation et coupure	121
V.3.2.2. Simulation et utilisation du détecteur à électrons	121
V.3.2.3. Utilisation des données	123
V.3.2.4. Conclusion	124
V.4. Calibration de l'énergie et résolution du calorimètre arrière (BEMC)	126
V.5. Acceptance	129
V.6. Luminosité et stabilité	137
VI. RESULTATS SUR LA MESURE DE LA FONCTION DE STRUCTURE DU PROTON $F_2(x, Q^2)$	142
VI.1. Comparaison entre les données et la simulation	142
VI.2. Mesure de la section efficace doublement différentielle à angle de l'électron constant	145
VI.3. Détermination de F_2 à Q^2 constant	149
VI.3.1. Interpolation vers Q^2 constant	149
VI.3.2. Hypothèse sur R et obtention de F_2	149
VI.4. Ajustement de F_2 et densité de gluon à bas x	153
CONCLUSION	158
ANNEXE	160

Remerciements

Je remercie Bernard Grossetête de m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies ainsi que d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à remercier messieurs Joël Feltesse et Jan Kwiecinski d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse. Je suis reconnaissant à Jean-Paul Repellin de m'avoir fait l'honneur d'être membre de mon jury.

Huu Khan Nguyen a dirigé cette thèse avec rigueur et une attention constante. Je lui en suis profondément reconnaissant.

Merci à Etienne Barrelet de m'avoir introduit à la physique de H1 et de m'avoir écouté. Je lui suis également reconnaissant d'avoir accepté d'être membre du jury.

Je remercie Witek Krasny de m'avoir démontré que l'imagination et l'intuition ont encore leur place dans une expérience de physique des hautes énergies. Je lui suis en outre profondément reconnaissant pour m'avoir appris tant de chose.

Merci à Marcel Goldberg pour la relecture du manuscrit ainsi que pour de stimulantes discussions. Je souhaite également remercier l'ensemble du groupe H1 du L.P.N.H.E de m'avoir aidé dans le parcours de l'apprenti physicien.

Ce travail est le résultat d'une collaboration fructueuse et n'aurait jamais pu voir le jour sans le groupe H1 de Saclay (merci à Marc Besancon, Jean-François Laporte, Christophe Royon) et le groupe H1 de Bruxelles (merci à Erik Evrard, Pierre Marage, Robert Roosen, Patrick Vanesch).

Enfin et surtout je tiens à remercier mes proches de m'avoir soutenu pendant ces deux années.