

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES

FACULTE DES SCIENCES



Mesure de la fonction de structure  $F_2$  du proton  
à HERA, utilisant les interactions profondément  
inélastiques radiatives (ordre  $\alpha^3$ ).

Dissertation présentée en vue  
de l'obtention du titre de  
Docteur en Sciences

Laurent FAVART

Novembre 1995

# Chapitre 1

## Introduction

Le 31 mai 1992, les détecteurs *H1* et *ZEUS* ont observé les premières collisions électron-proton du collisionneur *HERA*. Ce collisionneur, situé à Hambourg, accélérât les électrons jusqu'à une énergie de 26,7 *GeV* (et 27,6 *GeV* en 1994 et 1995) et les protons jusqu'à une énergie de 820 *GeV*, correspondant à une énergie dans le centre de masse de 296 *GeV* (et 301 *GeV* en 1994 et 1995). Les données collectées en 1992, 1993 et 1994 ont fourni de nouvelles informations dans de nombreux domaines de la physique des particules élémentaires. L'une des plus importantes est la mesure de la structure du proton (à laquelle ce travail contribue). Des résultats ont également été obtenus, entre autres, dans l'étude des interactions de photons de haute énergie avec la matière, l'étude de l'état final hadronique, la mesure de la constante de couplage de l'interaction forte, la mesure de la section efficace de l'interaction à courant chargé, et la recherche de nouvelles particules.

Les expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons sur protons révélèrent, à la fin des années 1960, la structure composite du proton, formé d'objets élémentaires ponctuels appelés "partons". Ces derniers furent identifiés aux quarks qui avaient été introduits pour rendre compte des propriétés de symétrie de la spectroscopie hadronique. Dans les années 1970, les faisceaux mis en place à *Fermilab* et au *CERN*, atteignant des énergies de 400 *GeV*, permirent une première étude approfondie des interactions profondément inélastiques. Les fonctions de structure reflétant la structure du nucléon furent mesurées. La mise en évidence de l'invariance d'échelle, et peu après l'observation de sa légère violation, jetèrent les bases de notre conception actuelle de la structure des nucléons : ceux-ci sont formés notamment de constituants ponctuels quasi-libres de spin 1/2. Ces analyses fournirent les premières confirmations de la théorie de la chromodynamique quantique, décrivant les interactions fortes entre quarks comme un échange de particules virtuelles : les gluons.

Les fonctions de structure du proton dépendent de la virtualité du boson échangé, la variable  $Q^2$ , et de la fraction de l'impulsion du proton portée par le quark interagissant, la variable  $x$  de Bjorken. La chromodynamique quantique prédit l'évolution des fonctions de structure en la variable  $Q^2$ . Leur dépendance en la variable  $x$  est une caractéristique intrinsèque au proton, qui doit être mesurée expérimentalement. Grâce à l'énergie importante disponible dans le centre de masse, les expériences à *HERA* permettent, a priori, d'explorer un domaine cinématique

( $x \geq 10^{-5}$ ,  $5 \leq Q^2 \leq 5 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ ) beaucoup plus étendu que celui accessible par les expériences précédentes, à cible fixe ( $x \geq 10^{-3}$ ,  $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ ). Ce nouveau domaine accessible a permis de sonder la structure du proton aux grandes valeurs de la variable  $Q^2$  et de tester la chromodynamique quantique dans le domaine dans lequel son comportement est perturbatif. D'autre part, les fonctions de structure ont pu être mesurées dans le domaine inélastique aux petites valeurs de la variable  $x$ , correspondant à la région de haute densité de partons.

L'analyse présentée dans cette thèse permet d'étendre le domaine mesuré, par l'expérience *H1*, vers les petites valeurs de la variable  $Q^2$ . Le domaine accessible en  $Q^2$  est limité, aux petites valeurs, par la nécessité de détecter l'électron diffusé. Ainsi pour  $Q^2 \lesssim 5 \text{ GeV}^2$ , l'électron est diffusé dans le tube d'accélération des faisceaux et échappe à la détection. La radiation d'un photon par l'électron incident peut être vue comme une diminution de l'énergie disponible dans le centre de masse. Pour une valeur de  $Q^2$  fixée, cette diminution correspond à une augmentation de l'angle de diffusion. L'analyse des événements profondément inélastiques possédant un photon radiatif émis par l'électron incident permet donc d'opérer une mesure de la structure du proton dans un domaine étendu aux petites valeurs de  $Q^2$ . Cette mesure constitue le sujet principal de la présente thèse.

Nous commencerons, au chapitre 2, par rappeler les éléments théoriques nécessaires à la mesure des fonctions de structure, en mettant l'accent sur la contribution des processus radiatifs. Une brève revue des mesures des fonctions de structure avant *HERA* et des paramétrisations est également présentée.

Le chapitre 3 présente une description du collisionneur *HERA* et du détecteur *H1*.

L'analyse des événements profondément inélastiques radiatifs a nécessité une compréhension approfondie des détecteurs du système de mesure de luminosité, de leur calibration et de leurs efficacités. L'ensemble de ces éléments est repris au chapitre 4. D'autre part, l'étude du bruit de fond des événements profondément inélastiques radiatifs nous a amené à étudier la superposition d'événements de Bremsstrahlung sur un événement quelconque déclenchant le système d'acquisition. Il nous est apparu que ces superpositions d'événements permettaient d'estimer la luminosité des faisceaux. Cette méthode originale est exposée dans une seconde partie du chapitre 4, et les résultats sont comparés aux trois autres méthodes de mesure de luminosité utilisées dans l'expérience *H1*.

La mesure de la fonction de structure  $F_2$  du proton utilisant les événements radiatifs est présentée de façon détaillée au chapitre 5. Après sélection de l'échantillon expérimental, les efficacités, les acceptances, les migrations, les pertes, les bruits de fond et les corrections radiatives sont discutés. La mesure de la fonction de structure ainsi obtenue est comparée aux autres résultats de la Collaboration *H1*.

# Chapitre 2

## Introduction théorique

Dans ce chapitre, les éléments théoriques nécessaires à l'étude de la diffusion profondément inélastique sont introduits. La section efficace de la diffusion par courant neutre est établie, introduisant le concept de fonctions de structure. Les principes de base et les prédictions de la chromodynamique quantique pour l'évolution des fonctions de structure sont énoncés.

Une attention particulière est portée aux corrections radiatives à apporter à la mesure des fonctions de structure car, comme nous le verrons, l'effet principal de ces corrections provient de la radiation de photons énergétiques par l'électron (incident et diffusé). Or les événements de diffusion profondément inélastique possédant un photon énergétique émis par la branche électronique sont les événements sur lesquels est basée notre mesure de la fonction de structure  $F_2$  développée au chapitre 5.

Dans la dernière section de ce chapitre, les processus de diffusion d'électron sur proton avec émission d'un photon réel par la branche électronique sont considérés pour l'ensemble du domaine cinématique accessible à *HERA*. L'accent est mis sur la diffusion profondément inélastique :  $e^- + p \rightarrow e^- + X + \gamma$ , considérée ici, non plus comme un processus contribuant aux corrections radiatives de la diffusion  $e^- + p \rightarrow e^- + X$ , mais comme le processus, à l'ordre le plus bas, de diffusion profondément inélastique semi-inclusif comportant un photon énergétique émis par la branche leptonique. L'étude de ces événements nous permettra de mener à bien, au chapitre 5, une mesure de la fonction de structure  $F_2$ . Une attention particulière sera également portée au processus de diffusion élastique dite Bethe-Heitler, permettant de mesurer la luminosité des faisceaux.

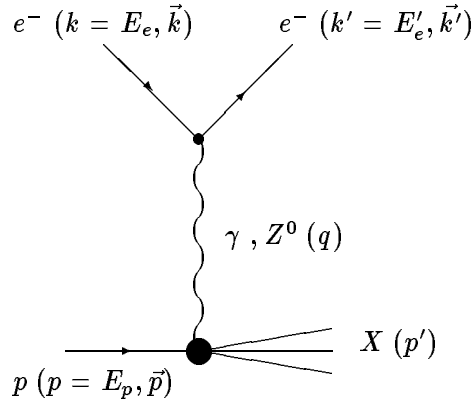
## 2.1 Interactions électron-proton profondément inélastiques

### 2.1.1 Cinématique de l'interaction

L'interaction de type courant neutre des faisceaux de *HERA* est décrite de façon générale par :

$$e^- + p \rightarrow e^- + X , \tag{2.1}$$

où  $X$  symbolise un ensemble de particules (hadroniques et électromagnétiques). Le diagramme correspondant à cette diffusion à l'approximation du premier ordre non nul est présenté à la figure 2.1.



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

Soient  $k, k', p, p'$  et  $q$ , respectivement les quadri-vecteurs énergie-impulsion des électron incident, électron diffusé, proton cible, ensemble hadronique final et photon (ou boson  $Z^0$ ) virtuel échangé.

Une série d'invariants relativistes utiles à la description de l'interaction sont définis comme suit :

- carré de l'énergie disponible dans le système du centre de masse :

$$s = (p + k)^2, \quad (2.2)$$

- l'opposé du carré de la masse virtuelle du photon (ou boson  $Z^0$ ) échangé :

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad Q^2 \in [0, s], \quad (2.3)$$

- la variable  $x$  de Bjorken :

$$x = \frac{Q^2}{2pq}, \quad x \in [0, 1], \quad (2.4)$$

- la variable  $y$  de Bjorken :

$$y = \frac{pq}{pk} = \frac{Q^2}{xs}, \quad y \in [0, 1], \quad (2.5)$$

- la masse invariante du système hadronique  $X$  :

$$W^2 = (p + q)^2 = Q^2 \left( \frac{1}{x} - 1 \right) + M_p^2, \quad W^2 \in [M_p^2, s], \quad (2.6)$$

- la variable  $\nu$  :

$$\nu = \frac{pq}{M_p} = \frac{Q^2}{2M_p x}, \quad (2.7)$$

où  $M_p$  est la masse du proton.

Si le système hadronique final n'est décrit, de façon globale, que par sa masse invariante  $W$  (c'est-à-dire que les détails de l'hadronisation sont ignorés),  $k$  et  $p$  étant donnés, deux grandeurs indépendantes suffisent à décrire l'ensemble de la cinématique. Le couple le plus fréquemment choisi pour la diffusion profondément inélastique est  $(x, Q^2)$ .

### 2.1.2 Calcul de la section efficace profondément inélastique

La mesure de la fonction de structure  $F_2$  exposée au chapitre 5 se limitant au domaine des petites valeurs de la variable  $Q^2$ , nous nous limiterons, dans le développement des aspects théoriques, au cas des interactions purement électromagnétiques (négligeant ainsi la contribution des interactions faibles avec échange de  $Z^0$  et le terme d'interférence  $\gamma - Z^0$ ).

#### Expression générale

La section efficace de diffusion profondément inélastique s'exprime de la façon suivante :

$$d\sigma = \sum_X |A_X|^2 \frac{(2\pi)^4 \delta^4(p + k - p' - k')}{4|p \cdot k|} \frac{d^3 k'}{2E_e (2\pi)^2} \frac{d^3 p'}{2E_X (2\pi)^2} \quad (2.8)$$

$$= \sum_X |A_X|^2 \frac{E'}{E} dE_e d\Omega_e \quad (2.9)$$

où la somme porte sur tous les états finaux hadroniques possibles. L'amplitude  $A_X$  est le produit des courants leptonique et hadronique, du terme du couplage au vertex et du propagateur du photon ; son module au carré peut être exprimé comme le produit du propagateur du photon au carré (multiplié par la constante de couplage  $\alpha$  au carré) et de la contraction des tenseurs leptonique et hadronique, soit :

$$|A_X|^2 = \frac{\alpha^2}{Q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \quad (2.10)$$

Le tenseur leptonique  $L^{\mu\nu}$  est totalement calculable dans le cadre de l'électrodynamique quantique. Pour un faisceau non polarisé :

$$L^{\mu\nu} = 2(k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu) - g^{\mu\nu} (k \cdot k' - m_e^2), \quad (2.11)$$

$m_e$  étant la masse de l'électron. Comme nous ne connaissons pas la forme du courant hadronique, donnons au tenseur hadronique  $W_{\mu\nu}$  la forme la plus générale construite à partir de combinaisons linéaires des quadri-vecteur  $p$  et  $q$  :

$$W_{\mu\nu} = C_1 g_{\mu\nu} + C_2 q_\mu q_\nu + C_3 p_\mu p_\nu + C_4 (p_\mu q_\nu + q_\mu p_\nu) + C_5 (p_\mu q_\nu - q_\mu p_\nu) + C_6 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta. \quad (2.12)$$

Les 6 fonctions a priori complexes  $C_i$  de cette combinaison ne peuvent dépendre que des scalaires indépendants construits avec les quadri vecteurs au vertex hadronique  $p$  et  $q$  :  $q^2$  et  $p \cdot q$ . Le nombre de degrés de liberté étant de deux, nous choisissons les invariants de Lorentz  $x$  et  $Q^2$ . Le tenseur leptonique  $L_{\mu\nu}$  étant symétrique pour la permutations des indices  $\mu$  et  $\nu$ , seules les composantes symétriques du tenseur hadronique contribueront à la section efficace. Nous pouvons donc ignorer les termes (antisymétriques) en  $C_5$  et  $C_6$ . L'invariance du courant par rapport à l'opérateur d'inversion du temps  $T$  impose que les fonctions  $C_i$  soient de même réalité. De plus par conservation du courant hadronique le nombre de coefficients indépendants est réduit à deux fonctions réelles :  $F_1(x, Q^2)$  et  $F_2(x, Q^2)$ , et  $W_{\mu\nu}$  se réduit à :

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{M_p} \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) F_1(x, Q^2) + \frac{1}{\nu M_p^2} \left( p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left( p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) F_2(x, Q^2) \quad (2.13)$$

$F_1(x, Q^2)$  et  $F_2(x, Q^2)$  sont appelés fonctions de structure électromagnétique du proton.

Finalement la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2.14)$$

$$= \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ 1 + (1-y)^2 - \frac{Ry^2}{1+R} \right] F_2(x, Q^2) \quad (2.15)$$

où

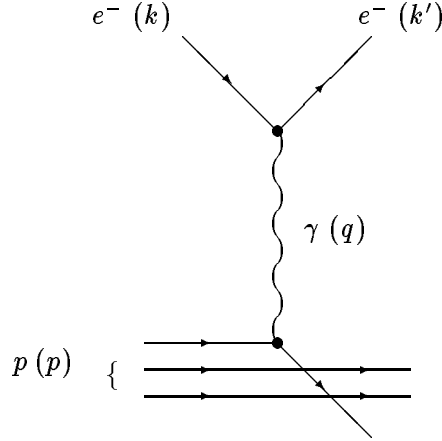
$$R = \frac{F_L(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \quad \text{et} \quad F_L = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) \quad (2.16)$$

La fonction  $F_L$  est appelée fonction de structure longitudinale.

Il est à remarquer que dans le cas d'échange de  $Z^0$ , le tenseur leptonique n'étant plus symétrique, une fonction indépendante supplémentaire,  $F_3(x, Q^2)$  (correspondant à la violation de la parité) intervient dans l'expression de la section efficace.

### 2.1.3 Le modèle des partons

Suivant le modèle des partons, l'interaction (2.1) peut être décrite comme une somme d'interactions élastiques de l'électron sur les différents composants ponctuels chargés du proton. Ces derniers peuvent être vus comme les sous-constituants du proton : les quarks, particules de Dirac de spin 1/2 et de charge fractionnaire. La diffusion profondément inélastique est illustrée, suivant ce modèle, par le diagramme présenté à la figure 2.2.



**Figure 2.2:** Diagramme de l'interaction profondément inélastique électron proton suivant le modèle des partons.

L'interaction élastique électron-quark fait intervenir des fonctions de structure de la forme suivante (pour un quark de charge  $e_i$  et de masse supposée nulle) :

$$F_2^i(x) = e_i^2 x \delta\left(x - \frac{Q^2}{ys}\right). \quad (2.17)$$

Ces fonctions, indépendantes de la variable  $Q^2$ , reflètent le caractère ponctuel des quarks. Cette propriété est appelée invariance d'échelle.

Dans tout référentiel en mouvement suffisamment rapide par rapport au proton (c-à-d tel que  $E_p^0 \gg M_p$  et  $E_p^0 \gg p_T$ ) la variable  $x$  de Bjorken peut être interprétée comme la fraction de l'impulsion du proton portée par le quark interagissant (cette interprétation n'est en fait exacte que dans le référentiel de Breit, défini comme le référentiel dans lequel le photon virtuel a une énergie nulle et une impulsion finie).

Dans le référentiel de Breit, la conservation de l'hélicité du quark au vertex  $\gamma^* q$  impose une variation d'une unité de son moment cinétique (les quarks étant de spin 1/2 et de masses supposées nulles). Or cette variation est impossible, si le photon a une polarisation longitudinale. La contribution longitudinale de la section efficace est donc nulle ( $F_L = 0$  et donc  $R = 0$ ). Cela permet d'établir explicitement la relation entre les fonctions de structures  $F_1$  et  $F_2$  (relation de Callan Gross) :

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \quad (2.18)$$

La somme des trois termes dans l'expression de la section efficace différentielle (2.15) se réduit, dans ce modèle, à la somme de deux termes représentant respectivement les contributions des interactions électron-quark de mêmes hélicités (premier terme : (1)) et d'hélicités opposées (second terme :  $(1-y)^2$ ), ce dernier terme s'annulant pour les angles de diffusion



nuls, par conservation du moment angulaire.

Les fonctions de structure peuvent être interprétées comme la somme des densités de répartition des quarks du proton. La densité de répartition  $q_f(x)$  (resp.  $\bar{q}_f(x)$ ) représente la probabilité de présence des quarks (resp. d'antiquark) de saveur  $f$  et d'impulsion  $xp$ . Ainsi :

$$F_2(x) = \sum_f e_f^2 x (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) , \quad (2.19)$$

où la somme porte sur toutes les saveurs  $f$ , et  $e_f$  est la charge fractionnaire du quark de saveur  $f$ .

Signalons que dans le cas d'échange de  $Z^0$ , la fonction de structure supplémentaire  $F_3(x, Q^2)$  correspond à :

$$xF_3(x) = \sum_f e_f^2 x (q_f(x) - \bar{q}_f(x)) , \quad (2.20)$$

Remarquons que le raisonnement suivi jusqu'ici néglige les composantes transverses  $k_T$  de l'impulsion des quarks dues à leur confinement au sein du proton (mouvement de Fermi). Une estimation de la valeur de  $R$  due à cet effet est donnée par :

$$R = \frac{4 \langle k_T^2 \rangle}{Q^2} . \quad (2.21)$$

Nous verrons à la section prochaine que la chromodynamique quantique prédit une valeur non nulle pour  $R$ , le terme ci-dessus venant s'y ajouter.

Le succès de ce modèle présentant des partons libres (c'est-à-dire sans interactions au sein du proton) provient de la différence d'échelle de temps de l'interaction électrofaible (temps relativement court) et la production de hadrons du parton diffusé (temps relativement long). En effet, dans le référentiel dans lequel le proton est au repos, le temps caractéristique de la diffusion est de l'ordre de  $1/\nu$ , alors que celui de la production de hadrons est de l'ordre de  $\nu/W^2 \sim 1/M_p$ .

Ce modèle naïf, présente, toutefois, plusieurs insuffisances :

- il ne permet pas d'expliquer le confinement des partons dans le proton,
- la fraction d'impulsion portée par les quarks mesurée expérimentalement ne représente que 50% environ de l'impulsion totale du proton, le reste de l'impulsion étant invisible par interaction électrofaible,
- l'invariance d'échelle est faiblement mais nettement violée.

La théorie de la chromodynamique quantique permet de répondre partiellement à ces insuffisances.

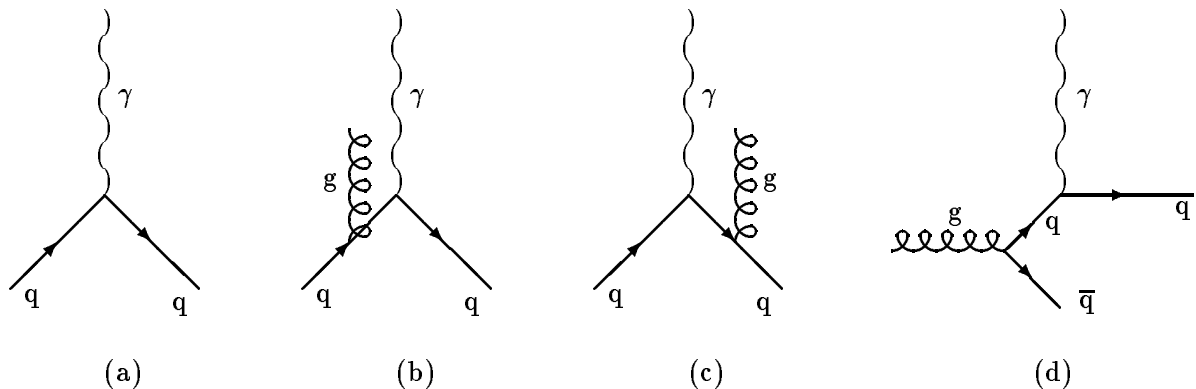
### 2.1.4 La chromodynamique quantique

La théorie de la chromodynamique quantique (théorie de jauge correspondant à la symétrie locale du groupe non-abélien  $SU(3)$ ) introduit le nombre quantique de couleur. Les hadrons apparaissent comme des singlets du groupe de couleur et sont caractérisés par un ensemble de 2 ou 3 quarks dits de valence. Les bosons vecteurs du groupe, les gluons, sont au nombre de 8, de masse nulle et de spin 1. L'interaction forte est vue comme un échange de couleur et d'impulsion entre des quarks et entre des gluons, véhiculé par les gluons. La fraction d'impulsion manquante du modèle des partons libres est attribuée aux gluons. Les paires quark-antiquark produites par les gluons constituent un ensemble de quarks dits de la mer.

Comme en théorie de l'électrodynamique quantique, pour laquelle une particule chargée peut émettre un photon par radiation ( $e^- \rightarrow e^- \gamma$ ), la chromodynamique quantique permet la radiation de gluons par les quarks ( $q \rightarrow gq$ ), mais en plus, les gluons, portant des charges de couleur, peuvent interagir entre eux ( $g \rightarrow gg$  et  $gg \rightarrow gg$ ).

#### Premier ordre en $\alpha_S$

Au premier ordre perturbatif de la théorie de la chromodynamique quantique, les processus de radiation d'un gluon (figure 2.3b et 2.3c) et de conversion de gluon en paire quark-antiquark (figure 2.3d) sont à considérer comme une correction à la diffusion d'un électron par un quark de valence nu (figure 2.3a) (il faut encore y ajouter l'interférence entre le diagramme 2.3a et le diagramme de la correction de vertex).



**Figure 2.3:** Diagrammes à l'ordre zéro (a) et l'ordre un en  $\alpha_S$  (b, c et d).

La constante de couplage des interactions fortes vaut, en approximation des logarithmes

dominants :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (2.22)$$

où  $N_f$  est le nombre de saveurs actives et  $\Lambda$  est un paramètre d'échelle portant la dimension d'une masse.

A la limite  $Q^2 \rightarrow \infty$ , la constante de couplage  $\alpha_S \rightarrow 0$ . A cette limite, les quarks sont libres (liberté asymptotique). Ceci explique le succès du modèle des partons libres aux grandes valeurs de la variable  $Q^2$ . Ce modèle peut être considéré comme l'approximation à l'ordre zéro de la théorie perturbative de la chromodynamique quantique.

Les radiations de gluons donnent des impulsions transverses aux quarks et permettent ainsi une contribution de la composante longitudinale de la section efficace, représentée par la fonction de structure longitudinale (impliquant une valeur finie à  $R$ ). Au premier ordre en  $\alpha_S$  la fonction de structure longitudinale est donnée par [1] :

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} x^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi^3} \left( \frac{8}{3} F_2(\xi, Q^2) + \frac{40}{9} \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) \xi g(\xi, Q^2) \right), \quad (2.23)$$

où  $g(x, Q^2)$  est la fonction de répartition des gluons.

Les deux termes sur lesquels porte l'intégration proviennent, respectivement, des diagrammes (b et c) d'une part et (d) d'autre part représentés à la figure 2.3.

## Equations d'évolution

La considération des processus de radiation de gluons permet également de prédire l'évolution en  $Q^2$  des densités de répartition des quarks et des gluons par les équations dites de Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi [2][3], calculées dans l'approximation des logarithmes dominants (*LLA*), c'est-à-dire que seuls les termes  $\alpha_s \ln(Q^2)$  sont gardés. Le terme  $\alpha_s \ln(Q^2)$  étant de l'ordre de grandeur de l'unité, il est nécessaire de sommer tous les ordres :  $\sum_n (\alpha_s \ln(Q^2))^n$ . Les équations d'évolution sont données par :

$$\frac{dq_f(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left( q_f(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right) \quad (2.24)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left( \sum_{l=1}^{N_f} (q_l(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)) + g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right). \quad (2.25)$$

Les fonctions  $P_{qq}$ ,  $P_{qg}$ ,  $P_{gq}$  et  $P_{gg}$  introduites, appelées fonctions de "splitting" sont reprises à la figure 2.4.

Ces équations décrivent l'évolution en  $Q^2$  des densités de quarks et de gluons à partir de ces mêmes densités connues en fonction de  $x$  pour une valeur de  $Q^2$  de départ, fixée.

L'approximation des logarithmes dominants est simple par les calculs qu'elle implique et simple par son interprétation. Elle revient à ne garder, comme contribution des gluons, que les émissions colinéaires aux partons (nous adopterons une approche similaire lors de l'étude des corrections radiatives dues à la radiation de photons énergétiques). Cette approximation présente cependant une ambiguïté : les termes en  $\log(Q^2)$  sont du même ordre que les termes en  $\log(c Q^2)$  où  $c$  est une constante. L'échelle n'est donc pas fixée de façon absolue. Pour lever cette ambiguïté, il faut développer les calculs à l'ordre supérieur, c'est-à-dire sommer également les termes en  $\alpha_s^n \ln(Q^2)^{n-1}$ . Les calculs deviennent alors complexes, d'interprétation moins aisée et dépendent d'un schéma de régularisation. En effet, comme nous conservons également des termes correspondant à des émissions de gluons non colinéaires, la divergence (dite colinéaire) pour la limite des angles d'émission tendant vers zéro doit être absorbée de façon arbitraire. Le schéma le plus fréquemment utilisé est la régularisation dimensionnelle  $\overline{MS}$ . A partir de cet ordre du développement perturbatif de la chromodynamique quantique, l'expression de la fonction de structure  $F_2$  perd son interprétation simple de l'équation (2.19), à moins de redéfinir les distributions des partons, suivant le schéma de factorisation  $DIS$ , en y introduisant des termes de corrections. Les grandeurs physiques mesurables (les fonctions de structure) restent, quant à elles, indépendantes du choix du schéma de renormalisation appliqué.

## 2.2 Reconstruction des variables cinématiques

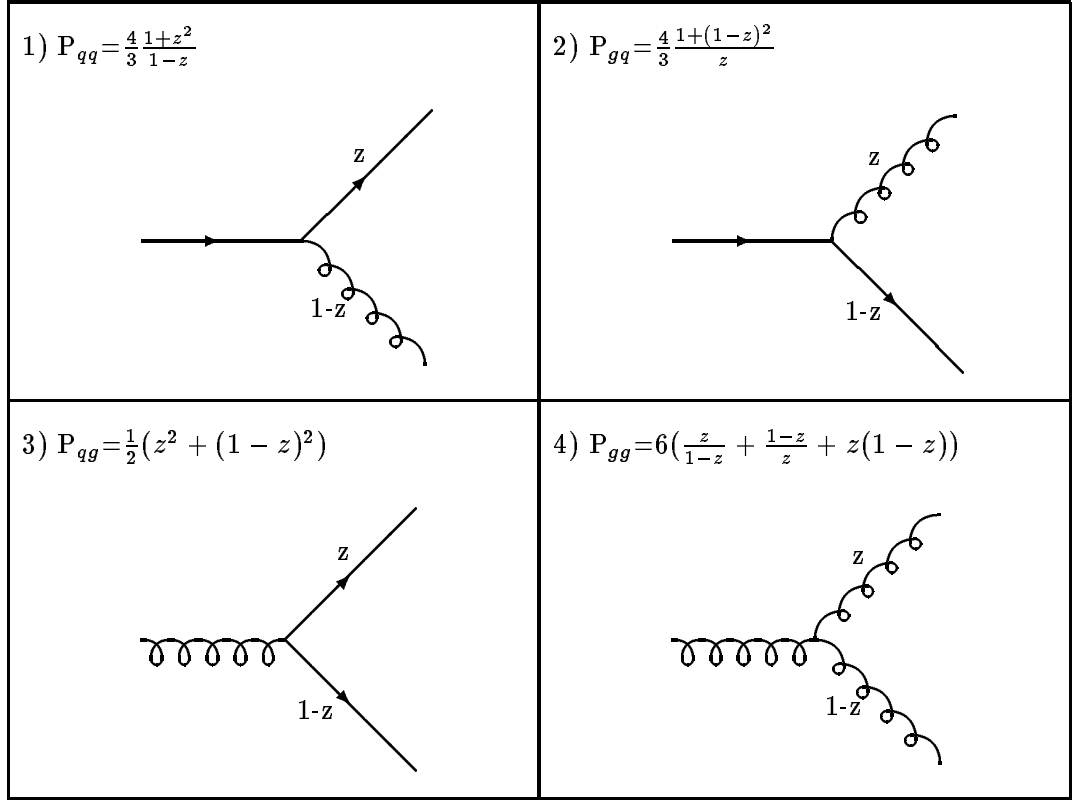
Dans l'expérience  $H1$ , la reconstruction de la cinématique jouit d'une redondance d'information provenant de la mesure simultanée de l'électron diffusé et de l'ensemble hadronique. Deux grandeurs indépendantes étant, comme nous l'avons vu, suffisantes pour déterminer la cinématique, différents choix d'au moins deux grandeurs peuvent être faits parmi les grandeurs suivantes :

- $E_e$  : l'énergie de l'électron diffusé
- $\theta_e$  : l'angle polaire de l'électron diffusé
- $E_q$  : l'énergie du quark diffusé
- $\theta_q$  : l'angle polaire du quark diffusé

Quatre méthodes complémentaires sont exposées brièvement ci-dessous. Une information plus détaillée sur ces méthodes et la précision des mesures engendrées en fonction du domaine étudié en  $(x, Q^2)$  peut être trouvée dans [4], [5] et [6].

### 2.2.1 Méthode basée sur la mesure de l'électron diffusé

L'estimation des variables cinématiques  $x$ ,  $y$  et  $Q^2$  à partir des mesures de l'énergie et de l'angle polaire de l'électron diffusé est la méthode conventionnelle utilisée pour la mesure des fonctions de structure par interaction à courant neutre. C'est cette méthode qui sera également utilisée dans notre mesure de la fonction de structure  $F_2$ , au chapitre 5.



**Figure 2.4:** Fonctions de splitting à l'ordre dominant.

Dans le référentiel de convention du détecteur  $H1$ , suivant lequel les particules initiales se propagent le long de l'axe  $z$  (le faisceau de proton évoluant des  $z < 0$  vers les  $z > 0$ ), en utilisant les définitions des variables cinématiques données par les équations (2.3-2.5), on trouve, en négligeant les masses, que :

$$Q_e^2 = 2E_e^0 E_e (1 + \cos \theta_e) \quad (2.26)$$

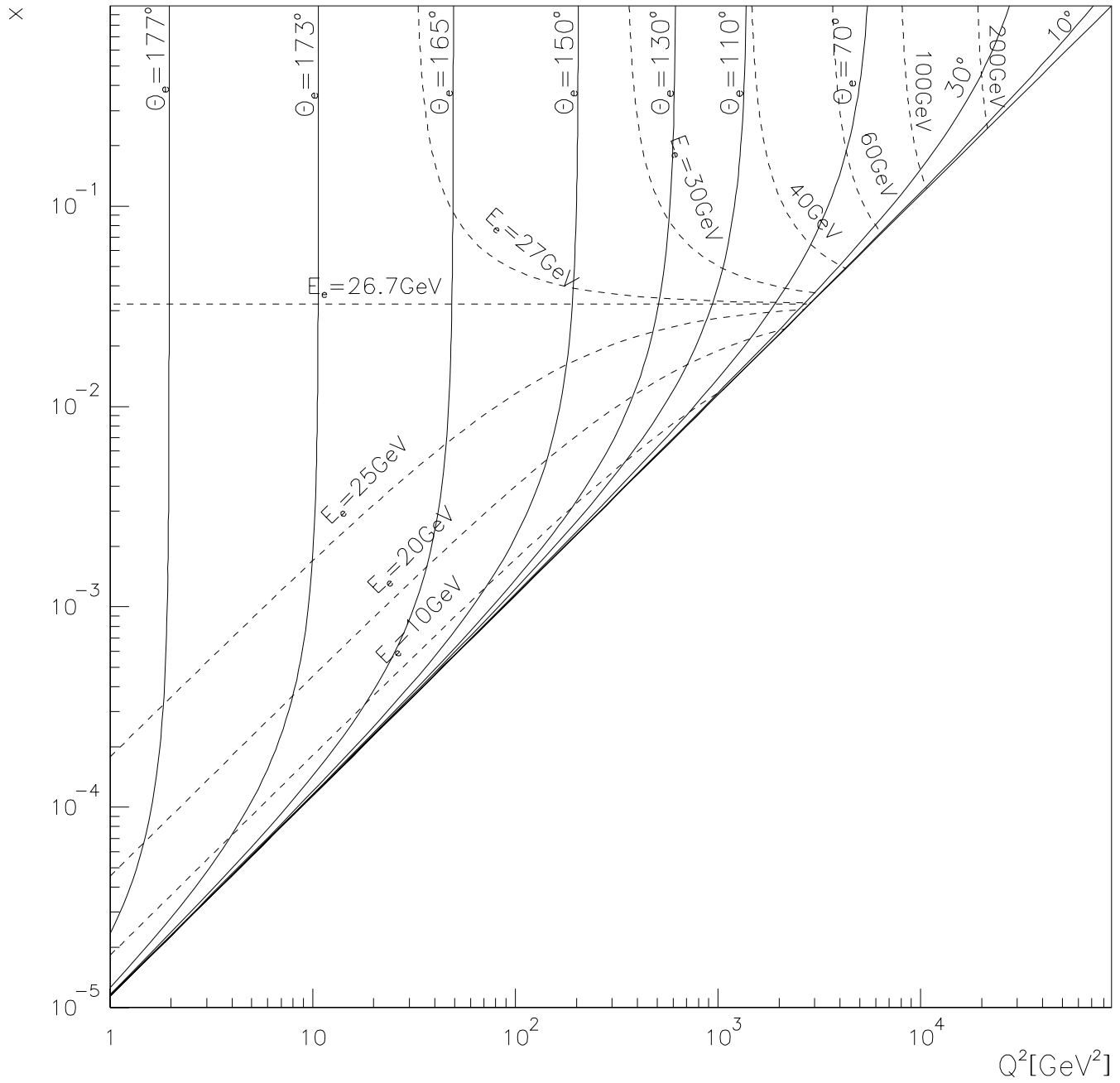
$$x_e = \frac{E_e}{E_p^0} \frac{E_e^0 (1 + \cos \theta_e)}{2E_e - E_e^0 (1 - \cos \theta_e)} \quad y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^0} \sin^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right), \quad (2.27)$$

où  $\theta_e$  est l'angle polaire de diffusion de l'électron par rapport à la direction du proton,  $E_e^0$  et  $E_p^0$  les énergies, respectivement, du faisceau d'électron et du faisceau de protons, et  $E_e$  l'énergie de l'électron diffusé.

La figure 2.5 présente les courbes à angles polaires constants et à énergies constantes dans le plan  $(x, Q^2)$ .

Par dérivation de ces expressions, on peut déduire les résolutions :

$$\left( \frac{dQ_e^2}{Q_e^2} \right)^2 = \left( \frac{dE_e}{E_e} \right)^2 + \left( \tan \left( \frac{\theta_e}{2} \right) d\theta_e \right)^2 \quad (2.28)$$



**Figure 2.5:** Courbes angles polaires constants et énergies constantes de l'électron diffusé dans le plan  $(x, Q^2)$ .

$$\left(\frac{dx_e}{x_e}\right)^2 = \left(\frac{1}{y_e} \frac{dE_e}{E_e}\right)^2 + \left(\tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \left(x_e \frac{E_p^0}{E_e} - 1\right) d\theta_e\right)^2 \quad (2.29)$$

Une estimation précise de la résolution nécessiterait l'utilisation d'un programme de simulation détaillée du détecteur. Cependant, ces équations permettent déjà de dégager quelques tendances générales :

- l'erreur sur  $x_e$  due à la précision de la mesure de l'énergie de l'électron devient très importante à bas  $y_e$ , à cause du facteur en  $1/y_e$ ,
- l'erreur sur  $Q_e^2$  due à l'erreur de mesure sur  $E_e$  est assez faible (les deux erreurs relatives sont égales),
- l'erreur sur  $x_e$  due à la précision angulaire ne joue un rôle qu'à grand  $x$  et petit  $Q^2$  (c'est-à-dire à petit  $y$ ),
- l'erreur sur  $Q_e^2$  due à la résolution angulaire est faible sauf pour les grands valeurs de  $\theta_e$ .

Pour illustrer quantitativement ces effets, les erreurs relatives sur les variables  $x_e$  et  $Q_e^2$  sont présentées, à la figure 2.6 pour une erreur de 2% sur la mesure de l'énergie et à la figure 2.7 pour une erreur de  $2mrad$  sur la mesure de l'angle  $\theta_e$ . On y retrouve, de façon plus précise, les comportements que nous venons de déduire des équations (2.28).

En plus de la grande sensibilité de l'erreur sur  $x$  à la mesure de l'énergie de l'électron diffusé, aux petites valeurs de  $y$ , cette méthode présente le désavantage d'être très sensible aux corrections radiatives (principalement à la radiation de photons colinéaires à l'électron incident).

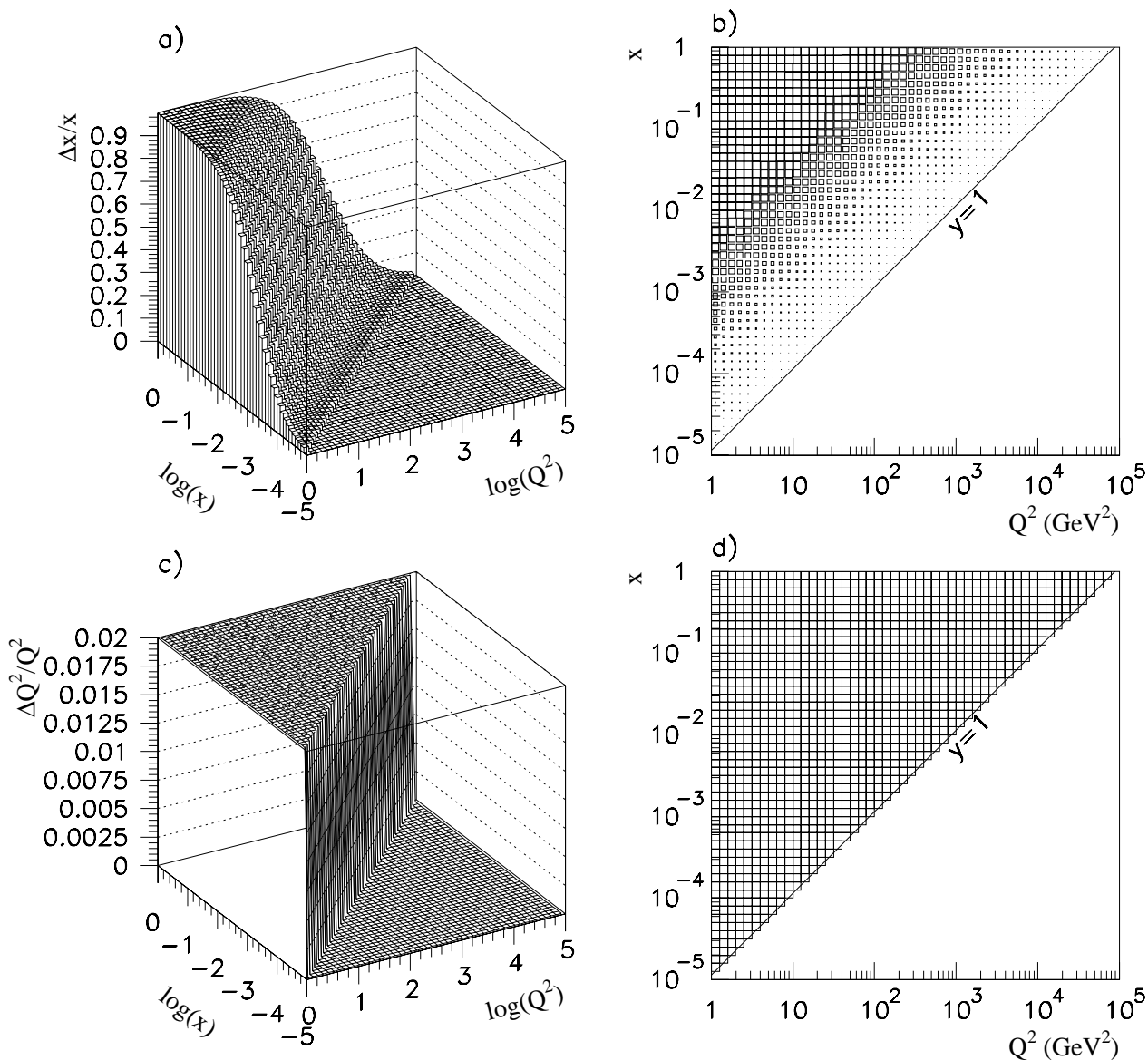
Cette méthode sera cependant utilisée dans notre analyse, au chapitre 5, des événements profondément inélastiques avec radiation de photons colinéaires à l'électron incident. Notre analyse portant précisément sur les événements radiatifs, la sensibilité de la reconstruction cinématique aux radiations nous sera utile. D'autre part, notre analyse se restreint aux grandes valeurs de  $y_e$ , limitant ainsi les erreurs sur la reconstruction de  $x$  dues aux erreurs de mesure sur l'énergie de l'électron diffusé.

## 2.2.2 Méthode basée sur la mesure du système hadronique

L'énergie et l'angle polaire du quark diffusé n'étant pas des grandeurs directement mesurables, nous devons baser notre mesure sur les hadrons observés (après hadronisation).

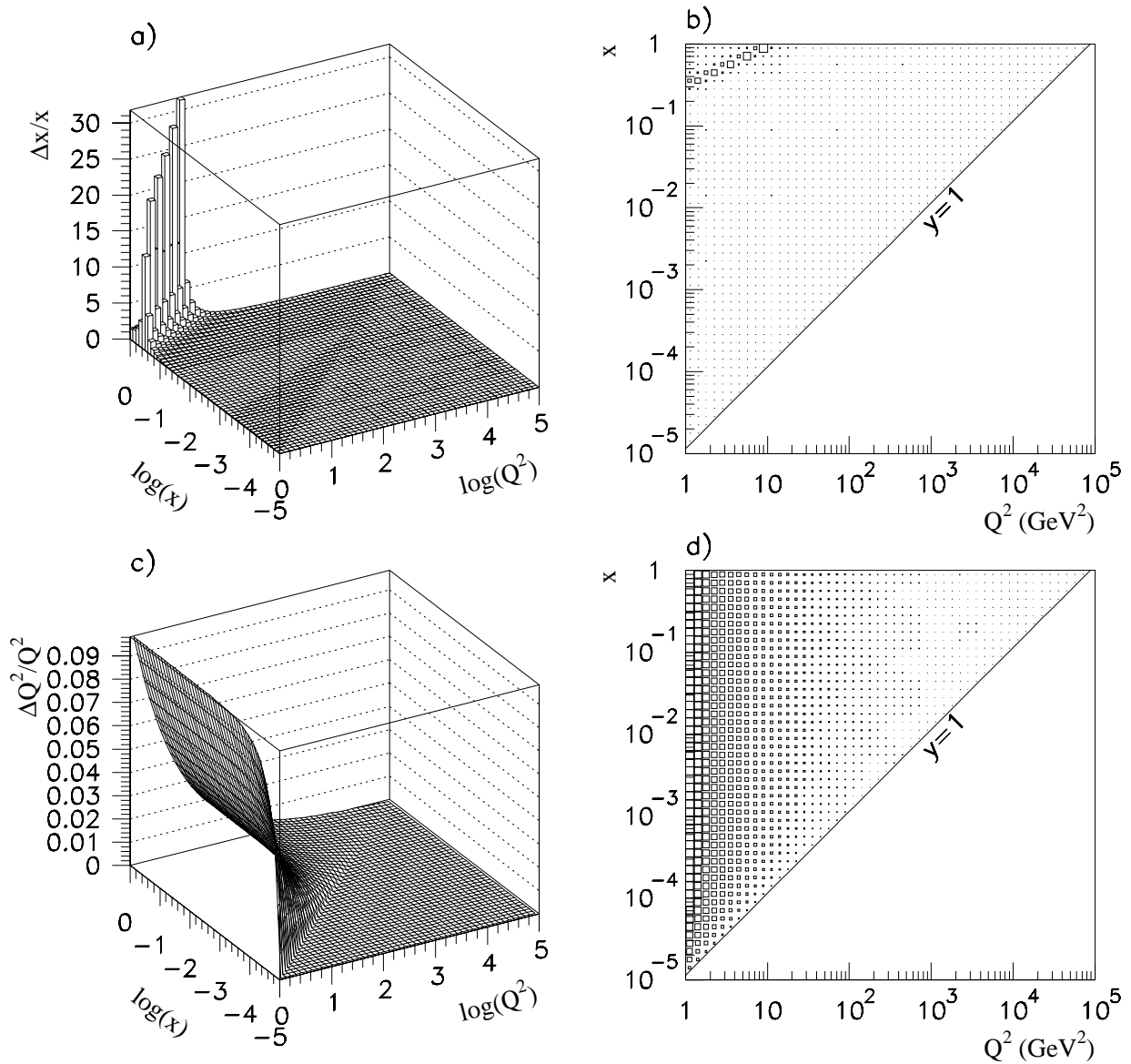
L'ensemble hadronique développé par le quark diffusé devrait, a priori, permettre d'estimer l'énergie et l'angle du quark diffusé, mais sa séparation de l'ensemble hadronique que constitue l'état final est difficile.

Pour rencontrer cette difficulté, une méthode a été développée par F. Jacquet et A. Blondel [7], utilisant l'ensemble des hadrons de l'état final.



**Figure 2.6:** a) Erreur relative sur la variable  $x$  entraînée par une erreur de 2% sur la mesure de l'énergie de l'électron diffusé, dans le plan  $(x, Q^2)$ . b) comme a) la taille des carrés représente l'importance de l'erreur relative sur  $x$ . c) et d) comme a et b) pour la variable  $Q^2$ .





**Figure 2.7:** a) Erreur relative sur la variable  $x$  entraînée par une erreur de 2 mrad sur la mesure de l'angle  $\theta$  de l'électron diffusé, dans le plan  $(x, Q^2)$ . b) idem a) la taille des carrés représente l'importance de l'erreur relative sur  $x$ .

c) Erreur relative sur la variable  $Q^2$  entraînée par une erreur de 2 mrad sur la mesure de l'angle  $\theta$  de l'électron diffusé, dans le plan  $(x, Q^2)$ . d) idem c) la taille des carrés représente l'importance de l'erreur relative sur  $Q^2$ .

En effet, le quadri vecteur associé au photon échangé ( $q$ ) peut s'écrire sous la forme :

$$q = \sum_i^{\text{hadrons}} (p_{h_i} - p) \quad (2.30)$$

où la sommation est effectuée sur toutes les particules formant l'état final hadronique. En développant les produits scalaires de la définition de la variable  $y$  (équation (2.5)) et en négligeant les masses, on trouve :

$$y_{JB} = \frac{\Sigma}{2E_e^0} \quad \text{où} \quad \Sigma = \sum_h (E_h - p_{z_h}) \quad (2.31)$$

où les sommes portent sur tous les hadrons de l'état final. On obtient de même :

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_h p_{x_h})^2 + (\sum_h p_{y_h})^2}{1 - y_{JB}} \quad x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s y_{JB}} \quad (2.32)$$

L'avantage de cette méthode apparaît clairement dans ces équations : aucune hypothèse n'est faite sur l'état final hadronique, et, de plus, elle est principalement basée sur l'impulsion transverse de l'ensemble hadronique, les particules perdues dans le tube à vide avant ayant donc une faible influence sur la reconstruction des variables cinématiques. Remarquons que ce dernier argument n'est pas vrai pour les particules perdues dans le tube à vide arrière (en  $z$  négatifs), contribuant avec un poids double ( $(E_h - p_{z_h}) \simeq 2E_h$ ).

La figure 2.8 présente les courbes à angles polaires constants et énergies constantes du quark diffusé, dans le plan  $(x, Q^2)$ . Ces courbes à angles polaires constants du quark diffusé comparées aux courbes de valeurs  $y$  constantes (figure 2.9) mettent en évidence la perte possible de particules dans le tube à vide arrière ( $\theta_q > 175^\circ$ ). Pour fournir une bonne résolution, cette méthode ne peut donc être appliquée qu'aux événements pour lesquels  $y < 0,5$ .

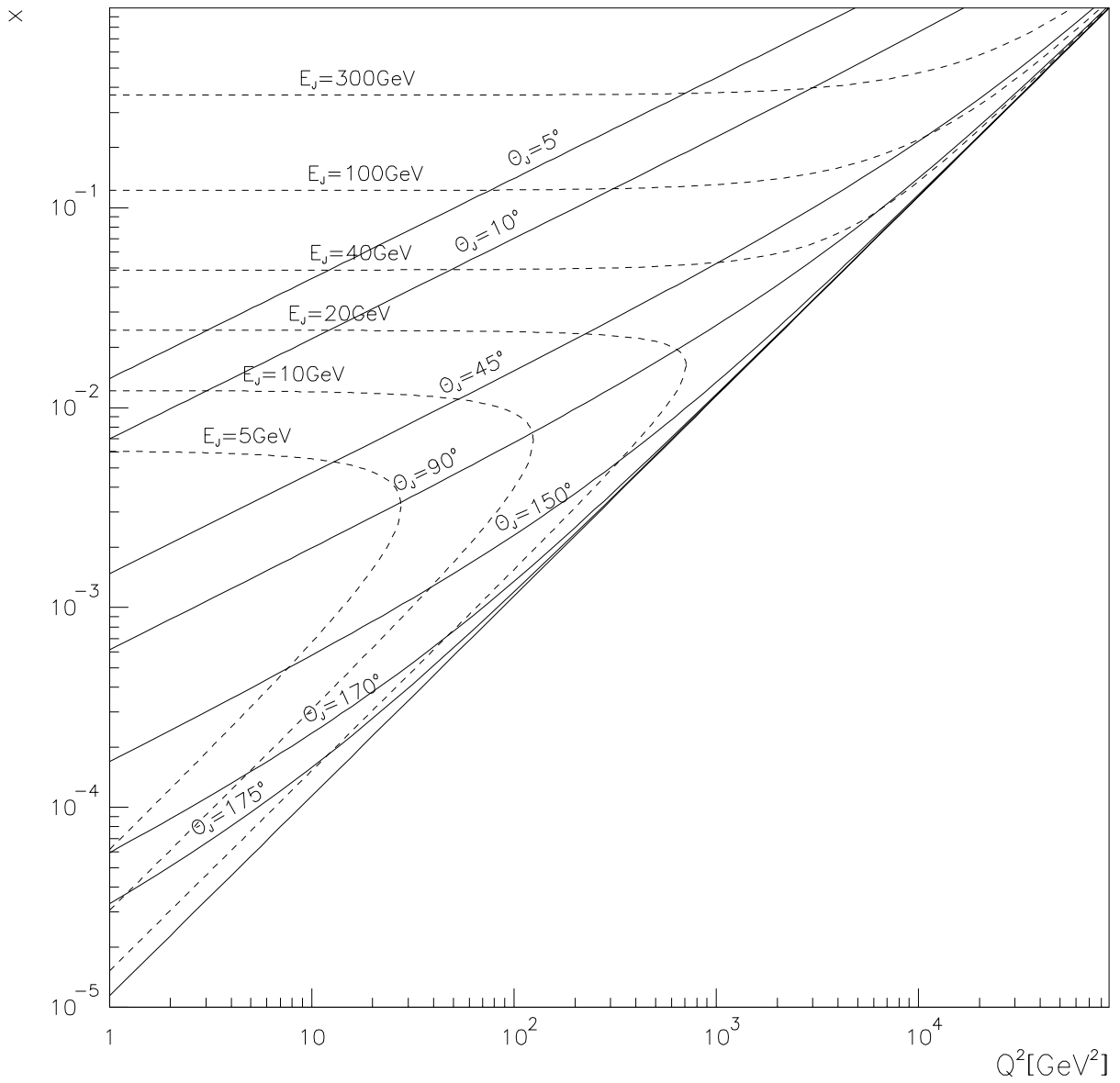
D'autre part, la résolution en la variable  $Q_{JB}^2$ , due à la présence du terme en  $1/(1 - y_{JB})$ , devient faible pour les petites valeurs de  $y$ .

### 2.2.3 Méthodes mixtes et double angle

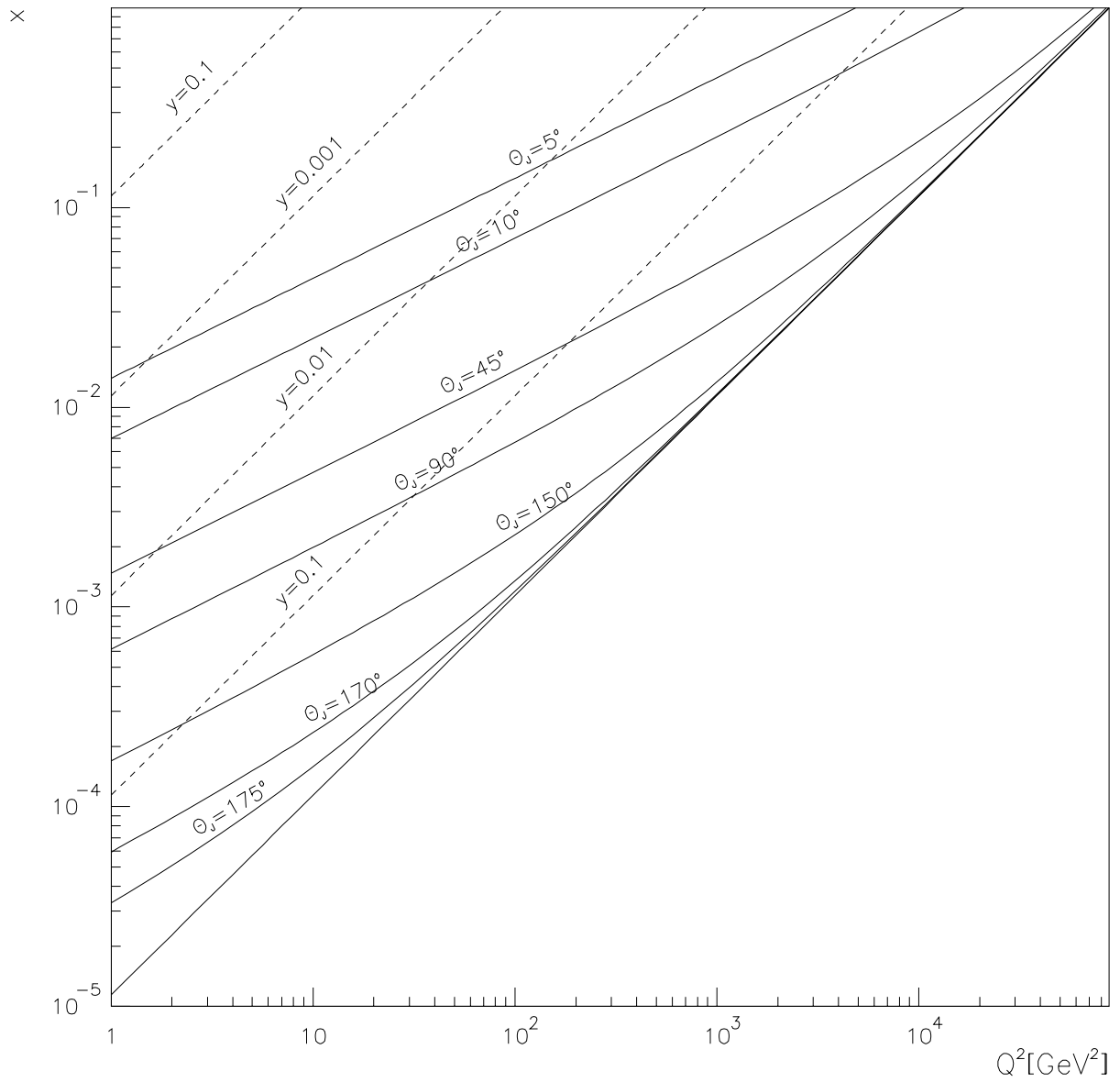
Les avantages des deux méthodes exposées jusqu'ici peuvent être combinés pour définir une méthode dite 'mixte' :

$$y_{mix} = y_{JB} \quad Q_{mix}^2 = Q_e^2 \quad x_{mix} = \frac{Q_e^2}{s y_{JB}} \quad (2.33)$$

Une autre méthode mixte, appelée la méthode sigma, reconstruit les variables  $y$  et  $Q^2$  de façon indépendante de l'énergie initiale du faisceau d'électrons (ceci afin de diminuer l'effet des corrections radiatives). La conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de substituer



**Figure 2.8:** Courbes à angles polaires constants et énergies constantes du quark diffusé dans le plan  $(x, Q^2)$ .



**Figure 2.9:** Courbes à angles polaires constants du quark diffusé et courbes à  $y$  constant dans le plan  $(x, Q^2)$ .

$\Sigma + E_e(1 - \cos \theta_e)$  au terme  $2E_e^0$  ( $\Sigma$  est défini à l'équation (2.31)) En appliquant cette substitution dans la définition la variable  $y_{JB}$  (équation (2.31)), on obtient :

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E_e(1 - \cos \theta_e)} \quad (2.34)$$

$$Q_\Sigma^2 = \frac{E_e^2 \sin^2 \theta_e}{1 - y_\Sigma} \quad x_\Sigma = \frac{E_e}{2E_p^0} \frac{1 + \cos \theta_e}{y_\Sigma} \quad (2.35)$$

Enfin une cinquième méthode, complémentaire, consiste à reconstruire la cinématique sur base des angles polaires de l'électron diffusé ( $\theta_e$ ) et de l'ensemble hadronique issu du quark diffusé ( $\theta_q$ ) :

$$Q_{da}^2 = \frac{4E_e^0 \sin \theta_q (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_q + \sin \theta_e - \sin(\theta_q + \theta_e)} \quad x_{da} = \frac{E_e^0 \sin \theta_q + \sin \theta_e + \sin(\theta_q + \theta_e)}{E_p^0 \sin \theta_q + \sin \theta_e - \sin(\theta_q + \theta_e)} \quad (2.36)$$

On peut montrer que l'angle  $\theta_q$  peut être reconstruit en utilisant les variables Jaquet-Blondel :

$$\cos \theta_q = \frac{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) - 4E_e^2 y_{JB}^2}{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) + 4E_e^2 y_{JB}^2} \quad (2.37)$$

En première approximation, cette mesure de l'angle  $\theta_q$  est indépendante de l'énergie des hadrons. C'est ce qui procure le grand avantage de cette méthode : l'estimation des variables cinématiques est quasiment indépendante de la calibration des calorimètres. Elle peut donc être utilisée soit comme méthode de reconstruction de la cinématique, soit comme outil d'étude de calibration en énergie d'éléments de détecteur.

La région cinématique accessible à cette méthode procurant une bonne résolution est comparable à celle de la méthode Jaquet-Blondel.

## 2.3 Mesures expérimentales des fonctions de structure avant *HERA* et paramétrisations

Cette section décrit brièvement les expériences qui, avant les expériences à *HERA*, ont fourni à des mesures des fonctions de structures. Dans une seconde partie, les principales paramétrisations permettant d'extrapoler les mesures des fonctions de structure, hors des domaines mesurés, sont présentées et comparées.

### 2.3.1 Mesures expérimentales des fonctions de structure avant H1

Les toutes premières expériences de diffusion profondément inélastique eurent lieu auprès de l'accélérateur linéaire de Stanford (*SLAC*) à la fin des années soixante. Ces expériences

découvrirent l'invariance d'échelle qui mit en évidence l'existence de sous-constituants des nucléons, plus tard identifiés aux quarks et gluons. Quelques années plus tard, les expériences à Stanford, à Fermilab et au *CERN* permirent de mesurer la violation d'échelle, c'est-à-dire la dépendance en  $Q^2$  des fonctions de structure prédite par la nouvelle théorie : la chromodynamique quantique.

Depuis, de nombreuses expériences de diffusion sur cible fixe ont réalisé des mesures des fonctions de structure du nucléon. Variant par leurs faisceaux ( $\nu$ ,  $\mu$  ou  $e$ ) et par la nature des cibles ( $H$ ,  $D$ ,  $C$  ou  $Fe$ ), les expériences explorent des domaines cinématiques de plus en plus étendus. Les caractéristiques des expériences les plus récentes sont reprises au Tableau 2.1.

Grâce à sa nature de collisionneur, *HERA* permet d'atteindre ce domaine cinématique élargi d'un facteur 10 à la fois dans le domaine des petites valeurs de  $x$  et dans le domaine des grandes valeurs de  $Q^2$ .

Expérience	Faisceau	Cible	domaine mesuré	publication
CDHS	$\nu$	$Fe$	$0.015 \leq x \leq 0.65$ $0.5 < Q^2 < 200 \text{ GeV}^2$	1984 [8]
EMC	$\mu$	$H^2, D^2, Fe$	$0.03 < x < 0.8$ $3 < Q^2 < 250 \text{ GeV}^2$	1986-89 [9], [10], [11]
BCDMS	$\mu$	$H^2, D^2$	$0.07 \leq x \leq 0.75$ $7 < Q^2 < 260 \text{ GeV}^2$	1990 [12]
		$C$	$0.25 \leq x \leq 0.75$ $25 < Q^2 < 260 \text{ GeV}^2$	1987 [13]
CDHSW	$\nu$	$Fe$	$0.015 \leq x \leq 0.65$ $0.5 < Q^2 < 200 \text{ GeV}^2$	1989 [14]
SLAC	$e$	$H^2, D^2$	$0.07 \leq x \leq 0.85$ $Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$	1990 [15]
E665	$\mu$	$H^2, D^2$	$0.0008 \leq x \leq 0.6$ $0,2 < Q^2 < 75 \text{ GeV}^2$	1991-92 [16]
CCFR	$\nu$	$Fe$	$0.07 \leq x \leq 0.65$	1992 [17]
NMC	$\mu$	$H^2, D^2$	$0.008 \leq x \leq 0.5$	1992 [18]

**Tableau 2.1:** Caractéristiques des expériences les plus récentes de diffusion sur cible fixe.

Les mesures de la fonction de structure  $F_2$  des expériences *CCFR* (sur cible en  $Fe$ ), *BCDMS* (sur cible en  $C$ ), *NMC*, *SLAC* et *BCDMS* sont comparées à la figure 2.10 [19].

### 2.3.2 Paramétrisation des fonctions de structure.

La littérature propose plusieurs paramétrisations des densités de partons permettant d'extrapoler l'évolution des fonctions de structure au-delà du domaine mesuré.

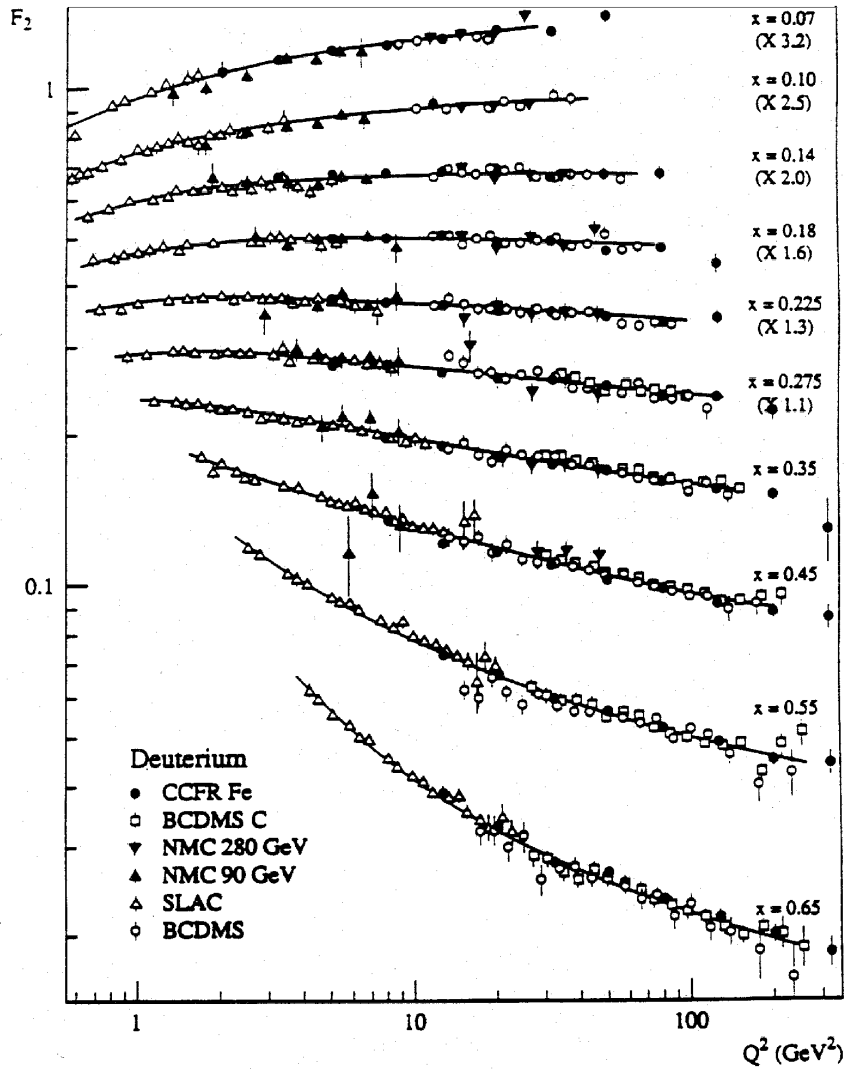


Figure 2.10: Mesures de la fonction de structure  $F_2$  par les expériences sur cible fixe CCFR, BCDMS, NMC, SLAC et BCDMS.

### Généralités

Les formes données aux paramétrisations des densités de partons sont basées sur des arguments physiques. Ces contraintes varient selon les auteurs, mais on retrouve fréquemment les arguments suivants :

- les distributions des quarks  $u$  et  $d$  sont donnés sous la forme d'une somme de distribution des quarks de valence et de la mer :

$$u(x, Q^2) = u_v(x, Q^2) + u_s(x, Q^2) \quad d(x, Q^2) = d_v(x, Q^2) + d_s(x, Q^2) \quad (2.38)$$

- les quarks de valence portent les nombres quantiques de saveur du proton, les distributions correspondantes doivent vérifier les règles de somme :

$$\int_0^1 dx u_v(x, Q^2) = 2 \quad \int_0^1 dx d_v(x, Q^2) = 1 \quad (2.39)$$

Les distributions des quarks de la mer vérifient :

$$\bar{q}_s(x, Q^2) = q_s(x, Q^2) \quad (2.40)$$

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

$$\int_0^1 dx x (u_v + d_v + g + 2(u_s + d_s + s_s + c_s + b_s + t_s)) = 1, \quad (2.41)$$

où  $g$  représente la distribution des gluons dans le proton,

- les distributions des partons sont solutions des équations d'Altarelli-Parisi soit à l'ordre des logarithmes dominants soit à l'ordre suivant l'ordre des logarithmes dominants (dans ce cas, un choix de schéma de renormalisation doit être fait),
- les distributions des partons sont obtenues par évolution à partir d'un  $Q_0^2$ , de l'ordre de quelques  $GeV^2$ ,
- les distributions initiales (à  $Q_0^2$ ) des quarks lourds sont généralement nulles. Elle sont engendrées par radiation de gluons aux  $Q^2 > Q_0^2$ ,
- outre les mesures des fonctions de structure  $F_2$  et  $F_3$  des expériences de diffusion profondément inélastique, d'autres données expérimentales sont souvent utilisées :
  - les données des interactions de type Drell-Yann correspondant à  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$  produites par exemple dans les réaction  $pn \rightarrow \mu^+\mu^-X$ . Ces données contraignent les distributions des quarks de la mer (en particulier  $\bar{d} > \bar{u} > \bar{s}$ ),
  - les données de fusion photon gluon  $\gamma^*g \rightarrow c\bar{c} \rightarrow J/\Psi g$  permettant de contraindre la distribution des gluons,
  - les données de production de photons directs dans les réactions du type  $pp \rightarrow \gamma X$ , permettant de contraindre la distribution des gluons via le sous-processus  $qg \rightarrow \gamma q$ .



### Les paramétrisations *MRS*

Plusieurs ensembles de paramétrisations ont été proposés au cours du temps et des nouveaux résultats expérimentaux disponibles par Martin, Roberts et Stirling.

Le comportement de la fonction de structure  $F_2$  n'étant pas connu, avant les expériences à *HERA*, pour les valeurs de  $x$  inférieures à  $10^{-2}$ , les auteurs ont proposé une alternative : une croissance rapide de  $F_2$  ou une croissance lente de  $F_2$  pour les petites valeurs de  $x$ . Ce choix est offert par deux types de paramétrisations de densité de gluons différentes, la densité de gluons étant le principal acteur du comportement à petit  $x$ .

Les paramétrisations  $KMRSD^-$  [20] et  $KMRSD'^-$  [21] présentent une distribution de gluons divergente à petit  $x$  :

$$x g = A_{g_1} x^{-1/2} (1-x)^{\eta_{g_1}} (1 + \gamma_{g_1} x) \quad (2.42)$$

à la différence des paramétrisations  $KMRSD^0$  [20] et  $KMRSD'^0$  [21] pour lesquelles la distribution des gluons est plate (en échelle logarithmique) à la limite des petits  $x$  :

$$x g = A_{g_2} (1-x)^{\eta_{g_2}} \quad (2.43)$$

Pour l'ensemble des paramétrisations, les distributions des quarks de valence sont de la forme :

$$x q = A_v x^{\eta_1} (1-x)^{\eta_2} (1 + \epsilon_v x^{1/2} + \gamma_v x) \quad (2.44)$$

Les distributions des partons évoluent, à partir de  $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$ , suivant les équations dévolution à l'ordre suivant l'ordre dominant. A  $Q_0^2$ , les distributions des quarks lourds sont forcées à 0, et la mer doit posséder la symétrie de saveur  $SU(2)_c$ .

Les premières mesures de la fonction de structure  $F_2$  à *HERA* [38] [39] ont confirmé une croissance rapide aux petites valeurs de  $x$ . Martin, Roberts et Stirling ont alors proposé une paramétrisation, incluant les résultats des expériences à *HERA* dans leur ajustement, dénommée *MRS<sub>H</sub>* [22], possédant une croissance rapide pour la densité de gluons du type des paramétrisation  $KMRSD^-$  et  $KMRSD'^-$ , mais avec un terme divergeant en  $x^{-0,3}$  au lieu du  $x^{-1/2}$ .

Les résultats expérimentaux utilisés pour ces différentes paramétrisations sont présentés au tableau 2.2. Remarquons que l'utilisation de nouvelles données modifie également les valeurs des paramètres  $\alpha_S$  et  $\Lambda_{QCD}$ .

### Les paramétrisations *GRV*

L'approche de Glück, Reya et Vogt est sensiblement différente de celle des autres auteurs. Originellement, ils supposaient qu'à une certaine échelle d'énergie très faible  $Q_0^2$  ( $Q_0^2 \sim 0,1 \text{ GeV}^2$ ), le proton n'était constitué des quarks de valence [23]. Ils prenaient alors comme distribution de gluons et de quarks de la mer :

$$g(x, Q_0^2) = q_s(x, Q_0^2) = \bar{q}_s(x, Q_0^2) = 0 \quad (2.45)$$

Ces distributions étaient alors générées purement dynamiquement à partir des quarks de valence, aucune forme explicite n'étant donnée. Cette approche donna des prédictions qualitativement bonnes, comme la fraction de l'impulsion portée par les gluons, mais quantitativement

Param.	lepton chargé (DIS)	$\nu$ (DIS)	$\gamma$ directs	D.Yan	W,Z
$MRSD^0, D^-$	<i>BCDMS</i> <i>EMC NMC prelim.</i>	<i>CDHSW</i> <i>CCFR prelim.</i>	WA70	E605	UA2 CDF
$MRSD'^0, D'^-$	<i>BCDMS</i> <i>EMC NMC</i>	<i>CCFR</i>	WA70	E605	UA2 CDF
$MRS(H)$	<i>BCDMS</i> <i>EMC NMC</i> <i>HERA</i>	<i>CCFR</i>	WA70	E605	UA2 CDF

**Tableau 2.2:** Données expérimentales utilisées pour les paramétrisations du groupe *MRS*. La notation *HERA* correspond aux résultats de 1993 des expériences *H1* et *ZEUS*.

en désaccord dans la région des petits  $x$  (la croissance prédite pour la densité des gluons s'y est avéré trop forte).

Pour tenter d'y remédier, le comportement des gluons et de la mer, à  $Q_0^2$ , a été calqué sur les distributions des quarks valence :

$$g(x, Q_0^2) = \frac{n_g}{3} [u_v(x, Q_0^2) + d_v(x, Q_0^2)] \quad (2.46)$$

avec des paramétrisations des quarks de valence de la forme :

$$xq_v(x, Q^2) = A x^\alpha (1-x)^\beta \quad \alpha > 0 \quad (2.47)$$

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

$$\int_0^1 dx g(x, Q_0^2) = \frac{n_g}{3} (2+1) = n_g \quad (2.48)$$

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

Pour améliorer l'accord avec les données de diffusion profondément inélastique à bas  $x$  et pour tenir compte des données de  $F_2^{\mu n}/F_2^{\mu p}$  les conditions initiales ont été relâchées et une distribution de la mer à  $Q_0^2$  a été ajoutée avec  $\bar{u} = d$  [24].

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

$$xq_v(x, Q^2) = N x^a (1 + \sqrt{x} + Bx)(1-x)^D, \quad (2.49)$$

celle des gluons et des quarks légers de la mer ( $u$   $d$  et  $s$ ) par :

$$xq_s(x, Q^2) = \left[ x^a (A + Bx + Cx^2) \left( \log \frac{1}{x} \right)^b + s^\alpha \exp \left( -E + \sqrt{E' s^\beta \log \frac{1}{x}} \right) \right] (1-x)^D, \quad (2.50)$$

et celle des quarks lourds de la mer par :

$$xq_{s'}(x, Q^2) = \frac{(s - s_w)^\alpha}{(\ln \frac{1}{x})^a} \left[ (1 + A\sqrt{x} + Bx) \exp \left( -E + \sqrt{E' s^\beta \ln \frac{1}{x}} \right) \right] (1-x)^D . \quad (2.51)$$

Les auteurs donnent deux paramétrisations différentes :

- GRV(LO) obtenue dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants
- GRV(HO) obtenue à l'ordre suivant celui des logarithmes dominants dans un schéma spécial appelé  $HO_A$  [25]

La paramétrisation  $HO$  est valable pour :

$$Q_0^2 \leq Q^2 \leq 10^8 GeV^2 \quad 10^{-5} \leq x \leq 1 \quad (2.52)$$

où  $Q_0^2 = 0.3 GeV^2$ .

Cette méthode singulière basée sur la génération dynamique des gluons et des quarks de la mer n'est que faiblement ajustable et possède par-là même un pouvoir prédictif fort, qui est celui d'une évolution suivant les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi. Le bon accord entre les prédictions de  $GRV(HO)$  avec les données de  $NMC$  et de  $HERA$  [26] est donc tout à fait remarquable et suggère que l'évolution décrite par les équations d'Altarelli-Parisi dans leur développement à l'ordre suivant l'ordre des logarithmes dominants soit le mécanisme dominant de la violation d'échelle à petit  $x$ . Cette paramétrisation prédisait la croissance rapide de  $F_2$  aux basses valeurs de  $x$  mais également l'atténuation de cette croissance pour des petites valeurs de  $Q^2$ , comme cela a été observé dans les résultats préliminaires de la prise de donnée de 1994 de l'expérience  $H1$  [27].

D'autres paramétrisations proposées dans la littérature sont à signaler, comme celles de la collaboration  $CTEQ$  [28].

### Comparaison des paramétrisations

Les distributions des partons sont présentées à la figure 2.11 pour plusieurs paramétrisations récentes :  $MRS(H)$ ,  $CTEQ2M$  et  $GRV HO$ , à  $Q^2 = 10 GeV^2$ . Les valeurs prédites pour la fonction de structure  $F_2$  sont comparées à la figure 2.12, pour de ces mêmes paramétrisations, à la valeur fixée de  $Q^2 = 10 GeV^2$ .

## 2.4 Corrections radiatives à la section efficace de diffusion profondément inélastique

Jusqu'à présent dans ce chapitre, la section efficace de diffusion profondément inélastique a été étudiée à l'approximation du premier ordre non nul de l'électrodynamique quantique. C'est par rapport à cette section efficace théorique en  $\alpha^2$  (notée ci-après  $\sigma_{Born}$ ) que les fonctions de

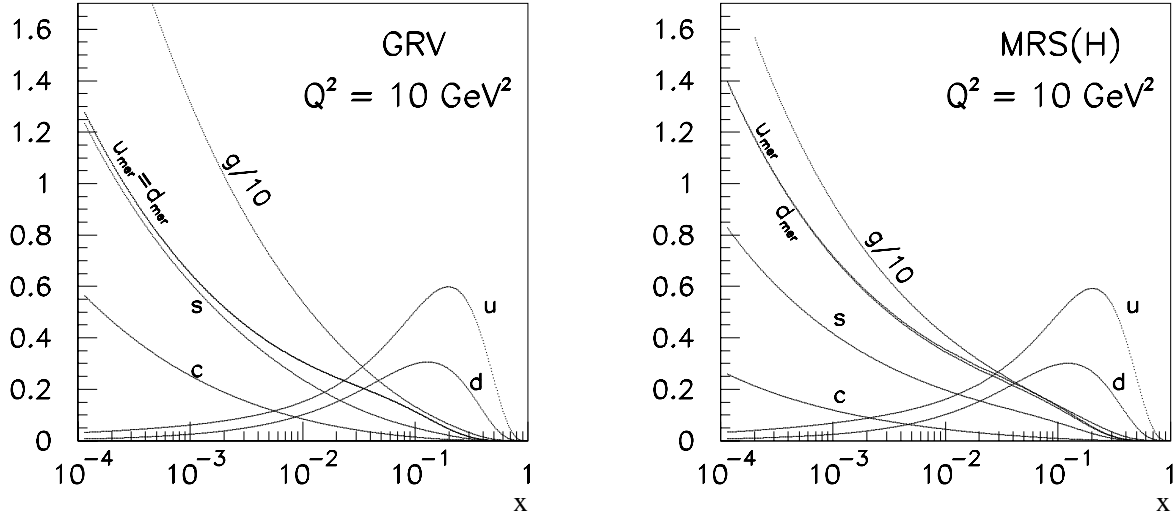


Figure 2.11: Densités des quarks et gluons prédites par les paramétrisations suivantes :  $MRS(H)$  et  $GRV HO$ , à  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ .

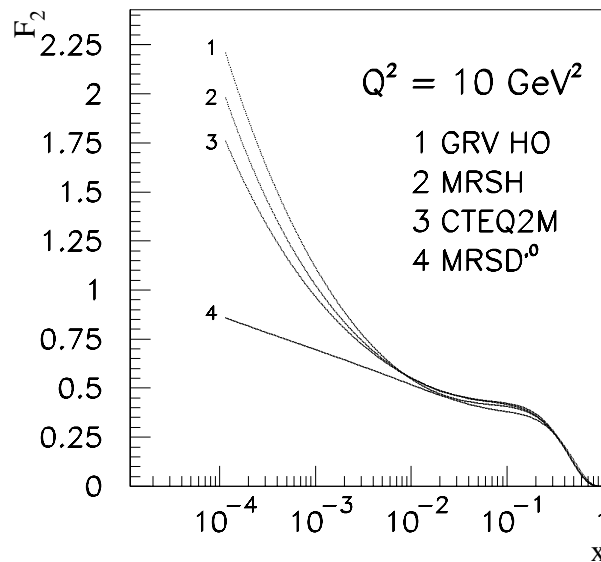
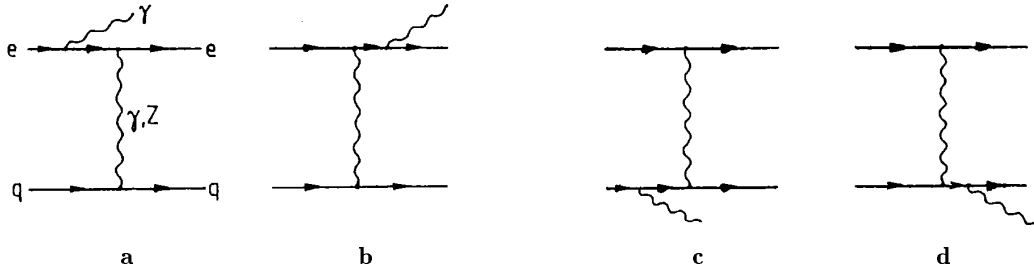


Figure 2.12: Prédications pour la fonction de structure  $F_2$  suivant les paramétrisations :  $MRS(H)$ ,  $MRSD^0$ ,  $CTEQ2M$  et  $GRV HO$ , à  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ .

structure que l'on cherche à mesurer ont été définies. La section efficace mesurée correspond à la section efficace théorique sommée sur tous les ordres de la théorie perturbative. Pour extraire les fonctions de structure de la mesure, il faut donc soustraire, à la section efficace mesurée, la contribution des ordres supérieures à  $\alpha^2$ , appelées corrections radiatives ( $\delta$ ) :

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dx dQ^2} = \frac{d^2\sigma_{mesurée}}{dx dQ^2} (1 - \delta) . \quad (2.53)$$

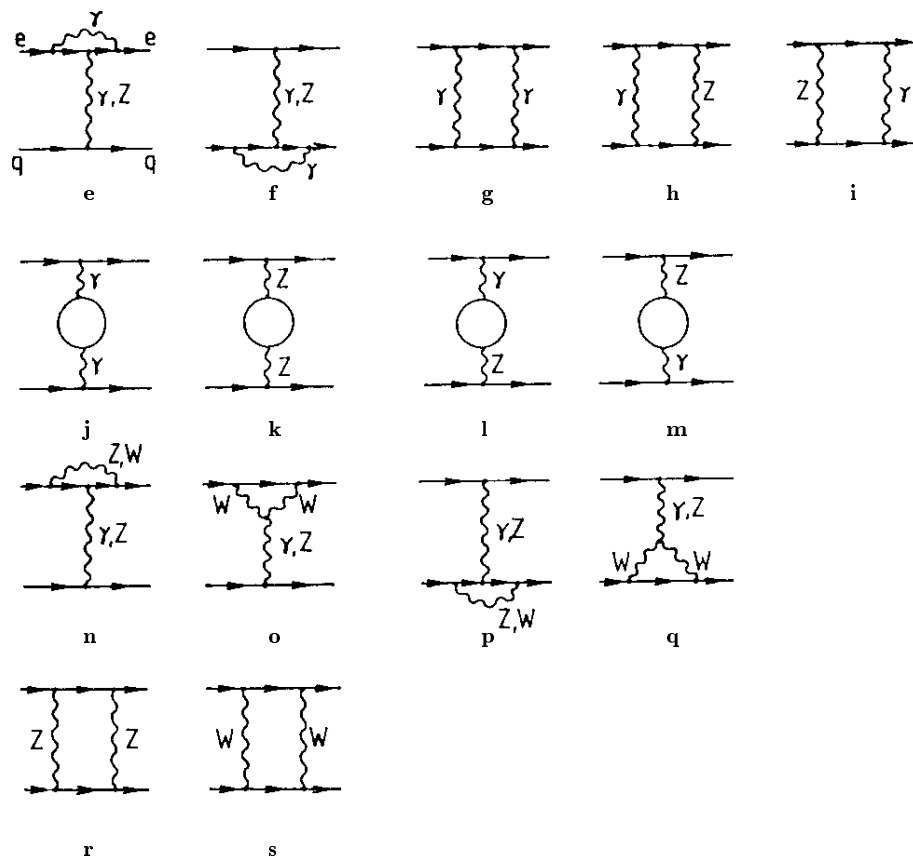
Les diagrammes contribuant au premier ordre des corrections ( $\alpha^3$ ) sont représentés aux figures 2.13 (contributions avec radiation de photon réel) et 2.14 (contribution avec échange d'un boson virtuel supplémentaire). Remarquons que la classe de diagrammes de la figure 2.13, bien que présentant un état final différent de celui du processus étudié, est considéré comme une contribution aux corrections radiatives et non comme un bruit de fond. Ce choix, généralement adopté à *HERA* [29], est motivé par le fait que nous nous intéressons à l'interaction  $e^- + p \rightarrow e^- + X$  de façon inclusive.



**Figure 2.13:** Diagrammes constituant les corrections radiatives au premier ordre, par radiation de photons réels.

Parmi l'ensemble des contributions aux corrections radiatives, plusieurs classes peuvent être définies :

- Corrections électromagnétiques
  - corrections à la branche leptonique (diagrammes a, b et e)
  - corrections à la branche quarkonique (diagrammes c, d et f)
  - interférences entre les branches leptonique et quarkonique (diagrammes g (+ croisés))
  - corrections de propagateur (self energy) (diagramme j)
- Corrections faibles
  - interférences faibles entre les branches leptonique et quarkonique (diagrammes h, i, r et s (+ croisés))
  - corrections de propagateur (self energy) (diagrammes k, l et m)
  - corrections de vertex (diagrammes n, o, p et q)



**Figure 2.14:** Diagrammes constituant les corrections radiatives virtuelles au premier ordre (auxquels il faut ajouter les diagrammes croisés).

L'analyse présentée dans ce travail étant limitée aux petites valeurs de  $Q^2$ , c'est-à-dire telles que  $Q^2 \ll M_Z^2$ , nous négligerons les corrections de type faible.

Les corrections les plus importantes proviennent de l'émission de photons réels par la branche leptonique et de la correction de vertex leptonique [30]. Ceci peut se comprendre par l'existence de termes en :

$$\frac{\alpha}{\pi} \log \left( \frac{Q^2}{m_e^2} \right) \quad (2.54)$$

dus à la radiation de photons (réels dans le cas des diagrammes a et b, et virtuels dans le cas du diagramme e) colinéaires aux électrons entrant et sortant ; de plus la radiation de photon durs (d'énergie de quelques  $GeV$ ) fausse l'estimation de la cinématique faite en omettant la radiation. L'importance de cette contribution varie suivant la méthode de reconstruction de la cinématique utilisée et peut être, comme nous le verrons, particulièrement grande pour la méthode basée uniquement sur la mesure de l'électron.

Les corrections émanant des radiations des quarks sont nettement moins importantes [30] et peu dépendantes de  $Q^2$ . Si la cinématique est reconstruite sur base de la mesure de l'électron diffusé, l'effet des radiations de photons durs par les quarks est négligeable et seule la correction de vertex (de quelques %) est à considérer.

Les corrections électromagnétiques restantes (diagrammes g et j) sont indépendantes de la méthode de reconstruction de la cinématique et sont précisément calculables.

Le calcul détaillé pour l'ensemble des diagrammes est exposé dans [31].

### 2.4.1 Termes dominants

Afin de mieux comprendre les corrections principales (diagrammes a, b et e), suivant [32], distinguons trois termes :

$$\delta = \delta_i + \delta_{ii} + \delta_{iii} , \quad (2.55)$$

où :

- $\delta_i$  = la correction de vertex et la radiation de photons mous de la branche leptonique,
- $\delta_{ii}$  = la radiation d'un photon dur par l'électron entrant
- $\delta_{iii}$  = la radiation d'un photon dur par l'électron sortant.

Pour distinguer ces trois termes, une limite arbitraire en énergie ( $\kappa$ ) entre photon mous (peu énergétiques) et durs (énergétiques) est introduite, la somme des trois contribution restant indépendante de ce paramètre.

- L'expression du premier terme,  $\delta_i$ , est donnée par :

$$\begin{aligned}
 \delta_i = & \frac{\alpha}{\pi} \left[ \frac{3}{2} \log \left( \frac{Q^2}{m_e^2} \right) - 2 - \frac{1}{2} \log \left( \frac{E_e^2}{m_e^2} \right) \log \left( \frac{E_e^2}{\kappa^2} \right) - \frac{1}{2} \log \left( \frac{E_e'^2}{m_e^2} \right) \right. \\
 & \log \left( \frac{E_e'^2}{\kappa^2} \right) - \frac{1}{2} \log \left( \frac{E_e^2}{\kappa^2} \right) \log \left( \frac{Q^2}{E_e^2} \right) - \frac{1}{2} \log \left( \frac{E_e'^2}{\kappa^2} \right) \log \left( \frac{Q^2}{E_e'^2} \right) \\
 & \left. + \frac{1}{2} \log \left( \frac{E_e^2}{\kappa^2} \right) + \frac{1}{2} \log \left( \frac{E_e'^2}{\kappa^2} \right) + C + \mathcal{O}(\kappa) \right], \quad (2.56)
 \end{aligned}$$

où  $C$  est un terme de correction de l'ordre de 1% de  $\delta_i$  indépendant de la coupure  $\kappa$ .

Le fait de regrouper, dans ce terme, les radiations de photons mous avec la correction de vertex fait s'annuler les termes à divergence infra-rouge. Remarquons également que  $\lim_{\kappa \rightarrow 0} \delta_i = -\infty$  n'est présente que parce que nous ne considérons que la radiation d'un seul photon : pour un grand nombre de photons,  $(1 + \delta_i)$  doit être remplacé par  $\exp(\delta_i)$ , et la limite tend alors vers zéro.

• La contribution des photons durs (c'est-à-dire d'énergie supérieure à la coupure  $\kappa$ ) émis colinéairement à l'électron incident est donnée, en approximation des logarithmes dominants, par :

$$\delta_{ii} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{z_1^{\min}}^{z_1^{\max}} dz_1 P(z_1), \quad (2.57)$$

où la variable d'intégration  $z_1$  représente la fraction de l'énergie de l'électron incident ( $E_e^0$ ) portée par le photon émis (d'énergie  $E_\gamma$ ) :

$$z_1 = \frac{E_e^0 - E_\gamma}{E_e^0} \quad z_1 \in [0, 1], \quad (2.58)$$

et

$$P(z_1) = \frac{1 + z_1^2}{1 - z_1} \ln \left( \frac{\theta_{max}^2 E^2}{m_e^2} \right) - 2 \frac{z_1}{1 - z_1}, \quad (2.59)$$

où  $E$  représente, dans le cas présent, l'énergie de l'électron incident. Cette section efficace correspond à l'ensemble des événements profondément inélastiques pour lesquels le photon a été émis dans un cône centré sur la direction de l'électron incident et d'ouverture  $\theta_{max}$ .

Les bornes d'intégration :

$$z_1^{\min} = \frac{Q^2}{s x} \quad z_1^{\max} = \frac{E_e^0 - \kappa}{E_e^0}, \quad (2.60)$$

correspondent à la contrainte cinématique  $y \leq 1$  pour la borne inférieure et à la limite de la coupure  $\kappa$  pour la borne supérieure.



• La correction due à la radiation de photon durs colinéaires à l'électron diffusé est donnée, en approximation des logarithmes dominants, par :

$$\delta_{iii} = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{z_2^{\min}}^{z_2^{\max}} dz_2 P(z_2), \quad (2.61)$$

où  $z_2$  représente la fraction de l'énergie de l'électron diffusé ( $E_e$ ) portée par le photon radié (d'énergie  $E_\gamma$ ) :

$$z_2 = \frac{E_e + E_\gamma}{E_e} \quad z_2 \in [1, \infty] \quad (2.62)$$

Les paramètres  $E$  et  $\theta_{max}$  entrant dans l'expression de  $P$  représentent, respectivement, l'énergie de l'électron diffusé, et l'angle d'ouverture du cône centré sur la direction de l'électron diffusé dans lequel le photon a été émis. Les bornes d'intégration données par :

$$z_2^{\min} = \frac{E_e + \kappa}{E_e} \quad z_2^{\max} = \infty, \quad (2.63)$$

correspondent au fait que l'énergie du photon ne peut être inférieure à la coupure  $\kappa$  et doit être inférieure à celle du photon diffusé "avant" radiation ( $E_\gamma^{max} = E_e^0(1 - y) + E_p^0 x$ ).

## 2.4.2 Importance des corrections radiatives

Jusqu'à présent nous avons considéré les corrections radiatives comme si les variables cinématiques étaient correctement reconstruites, qu'il y ait radiation ou non. Or, comme nous l'avons signalé précédemment, les relations établies à la section 2.2, liant les grandeurs mesurées aux variables cinématiques, deviennent erronées en cas de radiation d'un photon dur, l'erreur encourue variant suivant la méthode de reconstruction de la cinématique utilisée. L'importance des corrections radiatives est présentée pour la méthode basée sur la mesure de l'électron à la figure 2.15, pour la méthode mixte à la figure 2.16 et pour la méthode basée sur les hadrons à la figure 2.17.

Essayons de comprendre l'origine de ces corrections dans le cas où les variables cinématiques sont reconstruites sur base de la mesure l'électron diffusé (c'est cette méthode qui sera utilisée, au chapitre 5, pour la mesure de la fonction de structure  $F_2$ ).

## 2.4.3 Effet des corrections dans le cas de la reconstruction cinématique basée sur la mesure de l'électron

Pour comprendre l'importance de ces corrections (plus de 100% à grand  $y$  et petit  $x$ ), regardons ce qui est mesuré expérimentalement. La mesure de l'énergie et de l'angle de l'électron diffusé donnent les valeurs des variables cinématiques  $x_e$ ,  $y_e$  et  $Q_e^2$ . Ces variables correspondent, dans le cas d'un événement "non radiatif" (c'est-à-dire sans émission de photon dur par la branche leptonique) aux valeurs de la cinématique vraie  $x$ ,  $y$  et  $Q^2$ . Dans le cas d'un événement possédant un photon dur radié par l'électron entrant ou sortant (voir figure 2.18), ce n'est plus le cas.

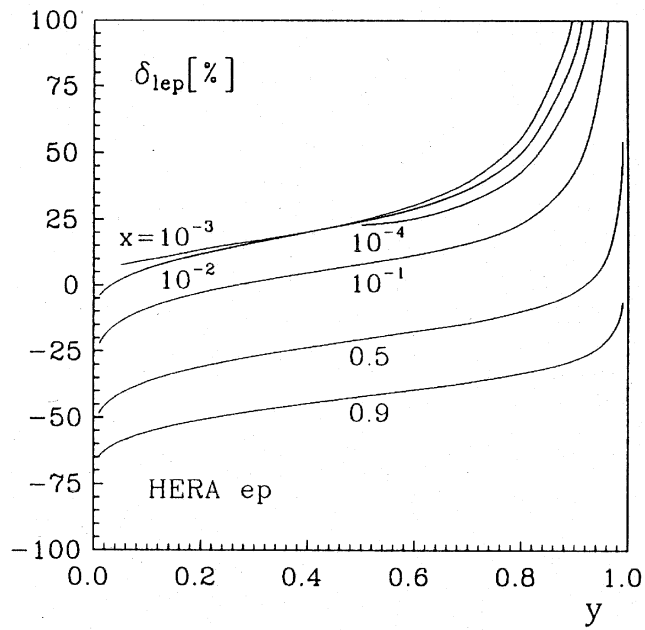


Figure 2.15: Corrections radiatives en % pour une cinématique reconstruite sur base de la mesure de l'électron diffusé.

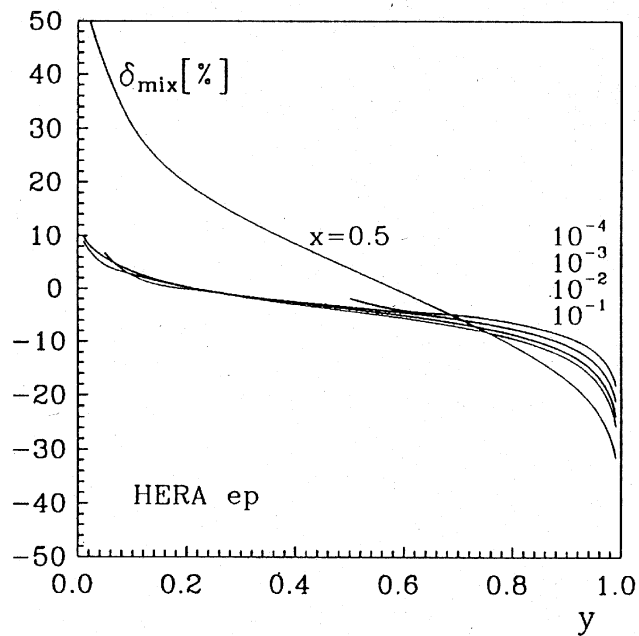
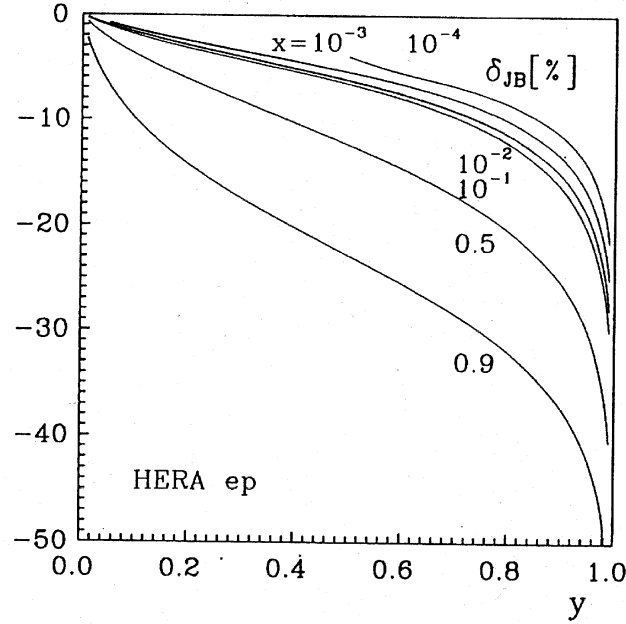


Figure 2.16: Corrections radiatives en % pour une cinématique reconstruite par la méthode mixte.

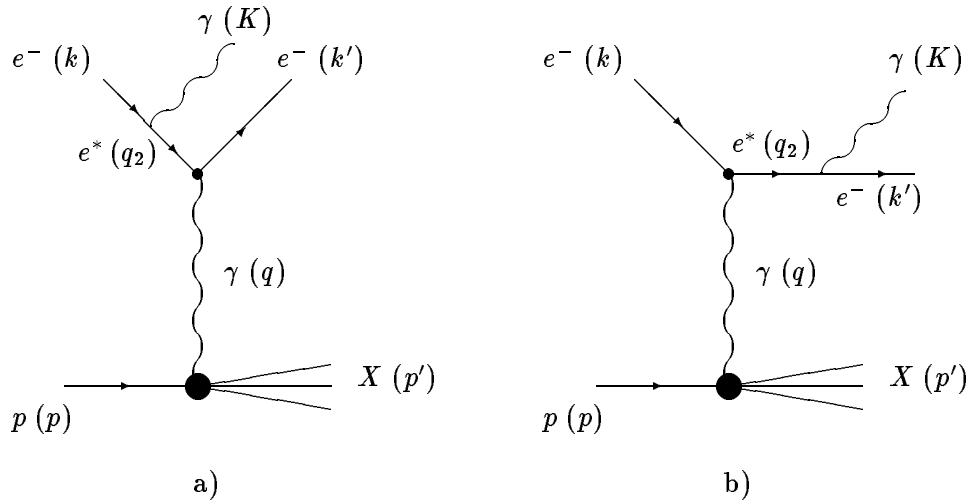


**Figure 2.17:** Corrections radiatives en % pour une cinématique reconstruite par la méthode Jaquet-Blondel (basée sur la mesure des hadrons).

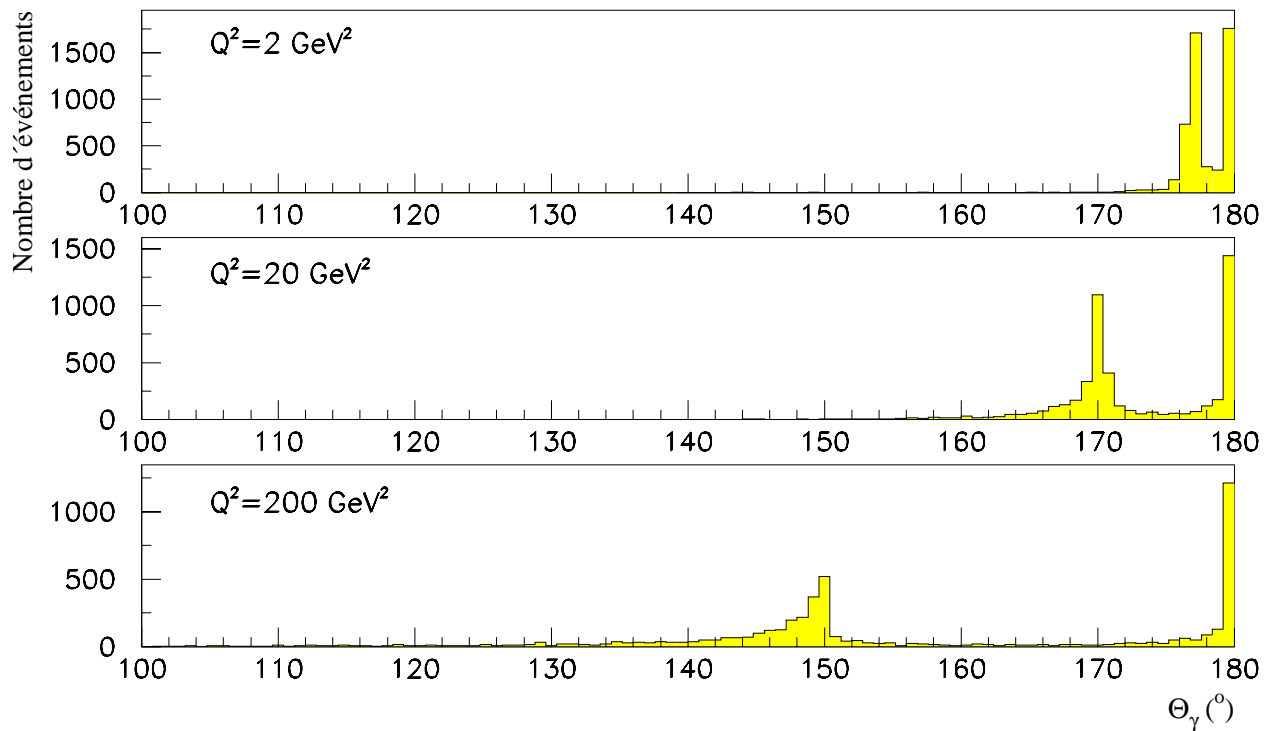
L'événement radiatif produit en  $(x, Q^2)$  sera considéré comme un événement non radiatif en  $(x_e, Q_e^2)$ . La différence entre les valeurs des variables vraies ( $x$  et  $Q^2$ ) et reconstruites ( $x_e$  et  $Q_e^2$ ) est d'autant plus grande que le photon émis est plus énergétique.

Pour comprendre ces effets de migrations, il faut différencier les événements pour lesquels l'émission du photon provient de l'électron incident de ceux pour lesquels l'émission du photon provient de l'électron diffusé, correspondant, respectivement, aux diagrammes 2.18a et 2.18b. Cette démarche ne peut être faite que si les espaces de phases correspondant aux deux diagrammes sont distincts. La figure 2.19 présente la distribution de l'angle d'émission du photon pour trois valeurs de  $Q^2$ . Cette figure met en évidence la structure en deux pics de la distribution, correspondant aux radiations par l'état initial, colinéaires à l'électron incident (pic situé aux valeurs de l'angle proches de  $180^\circ$ ) et par l'état final, colinéaires à l'électron diffusé (pic situé aux valeurs inférieures). Plus la valeur de  $Q^2$  est grande, plus les deux pics de la distribution angulaire sont séparés. La distinction des espaces de phases, par la distribution angulaire du photon, peut donc être d'autant mieux faite que la valeur de  $Q^2$  est grande. A la limite  $Q^2 \rightarrow 0$ , l'angle de diffusion de l'électron est nul et les deux pics de la distribution angulaire du photon émis ne sont plus distinguables. Le terme d'interférence n'est alors plus négligeable et la distinction radiation initiale/radiation finale n'a donc plus de sens.

Pour la suite de cette discussion, plaçons nous dans une région de valeurs de  $Q^2$  suffisamment grandes pour que le terme d'interférence soit négligeable.



**Figure 2.18:** Diagrammes de l'interaction électron proton avec radiation d'un photon réel par l'électron incident (a) et diffusé (b).



**Figure 2.19:** Spectre de l'angle polaire d'émission des photons radiatifs durs pour  $Q^2 = 2, 20,$  et  $200 \text{ GeV}^2$  pour l'ensemble du domaine en la variable  $x$  accessible à HERA.

### Cas de la radiation par l'électron incident

Dans le cas d'une radiation par l'électron incident, par conservation de l'énergie-impulsion, le quadri-vecteur de l'électron (virtuel) interagissant avec quark, est, suivant les notations définies à la figure 2.18a, donnée par :

$$q_2^\mu = k^\mu - K^\mu . \quad (2.64)$$

En introduisant la variable sans dimension  $z_i$ , définie par :

$$z_i = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \quad z_i \in [0, 1] \quad (2.65)$$

on calcule aisément les vraies variables cinématiques en fonction de celles reconstruites sur base de l'électron diffusé :

$$x = \frac{x_e y_e z_i}{y_e + z_i - 1} \quad x \geq x_e , \quad (2.66)$$

$$y = \frac{y_e + z_i - 1}{z_i} \quad y \leq y_e , \quad (2.67)$$

$$Q^2 = z_i Q_e^2 \quad Q^2 \leq Q_e^2 . \quad (2.68)$$

De plus, on a la relation :

$$Q^2 = xy z_i s , \quad (2.69)$$

Au point  $(x_e, Q_e^2)$ , on observe un ensemble d'événements radiatifs originaires du domaine en  $(x, Q^2)$  correspondant à la branche gauche de la courbe présentée à la figure 2.20. La contribution à la section efficace mesurée au point  $(x_e, Q_e^2)$ , due aux radiations dures colinéaires à l'électron incident, est donnée par :

$$\sigma_{mes}^i(x_e, Q_e^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{z_i^{\min}}^{z_i^{\max}} dz_i P(z_i) \sigma_{Born}(x, Q^2) \quad (2.70)$$

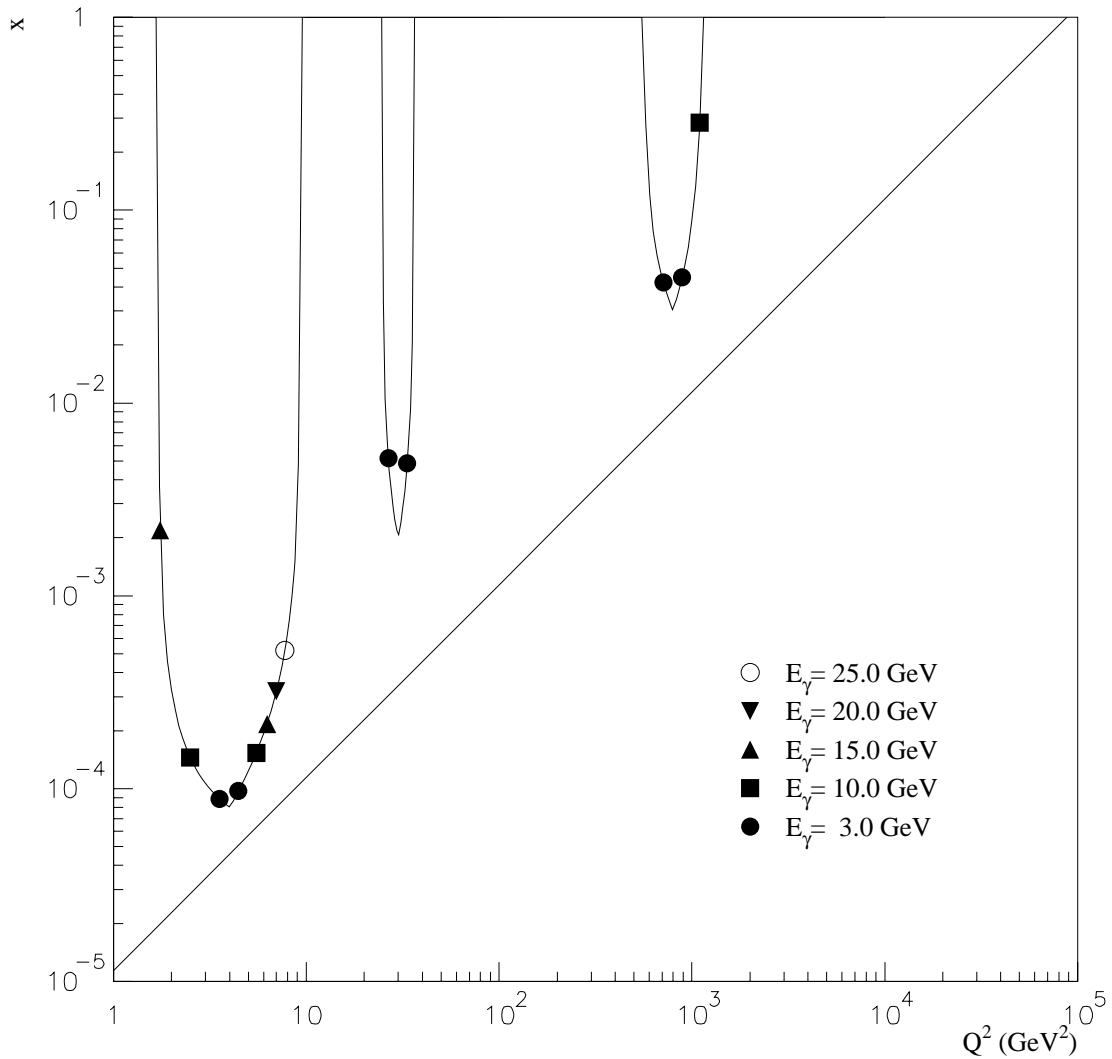
où

$$x = \frac{x_e y_e z_i}{y_e + z_i - 1} \quad \text{et} \quad Q^2 = z_i Q_e^2 \quad (2.71)$$

Les conditions cinématiques  $E_\gamma \geq \kappa$  et  $x \geq 0$  impliquent :

$$z_i^{\min} = \frac{1 - y_e}{1 - x_e y_e} \quad z_i^{\max} = \frac{E_e^0 - \kappa}{E_e^0} . \quad (2.72)$$

De façon globale, les événements radiatifs colinéaires à l'électron incident sont comptabilisés vers de plus petites valeurs de  $x$  et de plus grandes valeurs de  $Q^2$  (ou vers de plus grandes valeurs de  $y$  qui est la variable la plus sensible à cette effet). Ceci explique l'importance des corrections



**Figure 2.20:** *Domaine d'origine des événements radiatifs pour un point donné en  $(x_e, Q_e^2)$ . La branche de gauche correspond aux photons émis par l'électron incident et la branche de droite aux photons émis par l'électron diffusé.*

radiatives, en particulier à grand  $y$ , pour la méthode de reconstruction cinématique basée sur l'électron diffusé, comme l'illustre la figure 2.15.

Cette contribution aux corrections radiatives fait intervenir des événements produits dans un large domaine en  $x$  et  $Q^2$ , comprenant des régions où les fonctions de structure n'ont pas été mesurées. Cependant, la dépendance en la paramétrisation des fonctions de structure choisie pour estimer cette contribution est réduite grâce au fait que les événements contribuant proviennent principalement des régions où  $x$  est grand, où les fonctions de structure sont bien connues [33].

D'un point de vue expérimental, il est donc crucial de réduire l'effet de ces corrections, pour obtenir une mesure fiable à grand  $y$ . Le principe est simple : puisque ces effets radiatifs proviennent des événements possédant un photon radiatif dur, il faut rejeter ce type d'événements de l'échantillon d'analyse. Cependant bon nombre des photons radiatifs durs émis colinéairement à l'électron incident échappent à la détection, et le critère de rejet doit être basé sur un bilan d'énergie de l'événement [38].

### Cas de la radiation par l'électron diffusé

Dans le cas d'une radiation par l'électron diffusé, suivant les notations de la figure 2.18b :

$$q_2^\mu = k^\mu + K^\mu . \quad (2.73)$$

En définissant

$$z_f = \frac{E_e + E_\gamma}{E_e} \quad z_f \in [1, \infty] , \quad (2.74)$$

les variables cinématiques vraies, en fonction de celles reconstruites sur base de l'électron diffusé, sont données par :

$$x = \frac{x_e y_e z_f}{1 - z_f + z_f y_e} \quad x \geq x_e \quad (2.75)$$

$$Q^2 = z_f Q_e^2 \quad Q^2 \geq Q_e^2 . \quad (2.76)$$

De façon analogue au cas précédent, la contribution à la section efficace mesurée au point  $(x_e, Q_e^2)$ , due aux radiations dures colinéaires à l'électron diffusé, est donnée par :

$$\sigma_{mes}^f(x_e, Q_e^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{z_f^{\min}}^{z_f^{\max}} dz_f P(z_f) \sigma_{Born}(x, Q^2) \quad (2.77)$$

où

$$x = \frac{x_e y_e z_f}{1 - z_f + z_f y_e} \quad \text{et} \quad Q^2 = z_f Q_e^2 \quad (2.78)$$

Les conditions cinématiques  $E_\gamma \geq \kappa$  et  $x \geq 0$  impliquent :

$$z_f^{\min} = \frac{E_e - \kappa}{E_e} \quad z_f^{\max} = \frac{1}{1 + x_e y_e - y_e} . \quad (2.79)$$

Dans ce cas les migrations se font vers des valeurs de  $x$  et de  $Q^2$  inférieures, suivant la branche de droite de la courbe de la figure 2.20.

La résolution du détecteur joue, ici, un effet sur l'importance de cette contribution. Lorsque le photon et l'électron diffusé sont englobés dans le même amas d'énergie laissé dans le calorimètre servant à mesurer l'énergie de l'électron, l'énergie mesurée de l'électron diffusé (incluant le photon) est égale à celle de l'électron diffusé avant radiation. Dans le cadre de *H1*, le photon radiatif n'est que rarement observable de façon distincte de l'électron diffusé. La mesure de l'angle de diffusion de l'électron basée sur la présence d'un signal dans une chambre à fils située juste devant le calorimètre. Dans le cas d'une radiation dans l'état final l'angle mesuré correspond à celui de l'électron après radiation et peut donc différer de l'angle de diffusion avant radiation. Le cône formant l'ensemble électron-photon étant peu ouvert pour la plupart des événements, la cinématique estimée par la méthode basée sur l'électron diffusé sera très proche de la cinématique vraie.

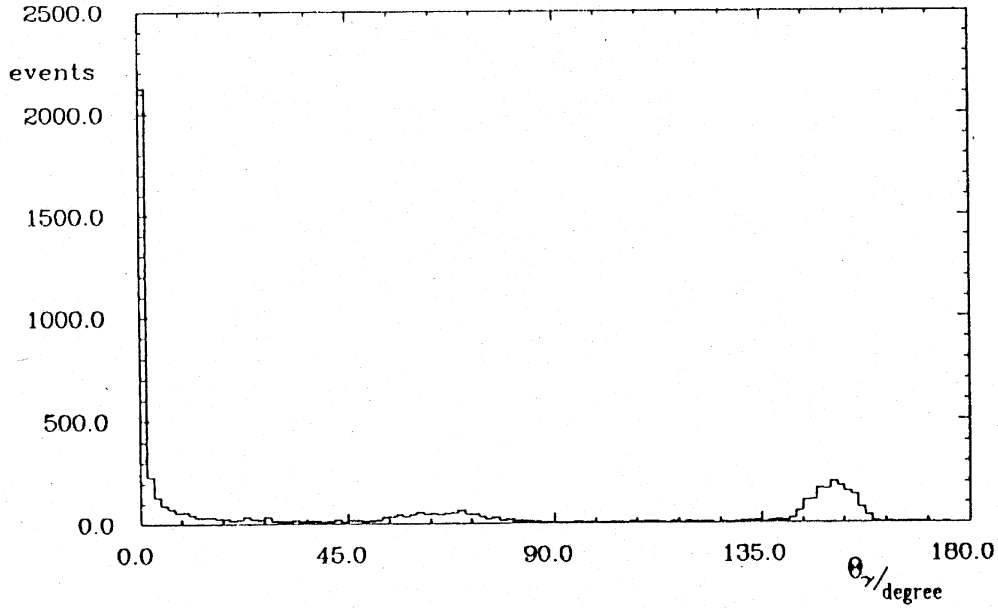
Par conséquent, les corrections radiatives dues à la radiation de photons durs colinéaires à l'électron diffusé sont, dans le cadre expérimental de *H1*, petites (de l'ordre du %) [33], [34].

### Processus Compton quasi-réel

La reconstruction de la cinématique sur base de l'électron diffusé entraîne une correction supplémentaire non négligeable, due au processus Compton. Ces événements, proviennent de la région cinématique à  $Q^2$  proche de zéro. Ils peuvent être vus comme la radiation d'un photon quasi-réel par le proton auquel succède un processus Compton  $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$  à grand transfert d'énergie-impulsion. Ce grand transfert d'énergie-impulsion entre la branche leptonique et le photon radié donne à la variable  $Q_e^2$  une valeur bien supérieure au vrai  $Q^2$  du photon virtuel sondant le proton. La contribution de ces événements doit être étudiée par simulation [35] (la section efficace totale est donnée à la section 2.5, lorsque nous étudions l'ensemble des processus avec émission de photon dur).

Le spectre en angle polaire des événements avec radiation contribuant aux corrections radiatives, dans le cas d'une cinématique reconstruite sur base de l'électron, possède une structure en trois pics. La figure 2.21 [36] présente cette distribution pour les photons de plus de  $0,5 \text{ GeV}$  et pour  $6000 < Q^2 < 11000 \text{ GeV}^2$  (sur cette figure l'angle est mesuré par rapport à la direction du faisceau d'électrons). Les deux premiers (correspondant aux valeurs de  $\theta_\gamma$  proches de zéro et entre  $51$  et  $85^\circ$ ) sont centrés sur la direction de l'électron incident et sur la direction moyenne de l'électron diffusé, le troisième, correspondant aux événements Compton, est centré sur la direction apparente (c'est-à-dire telle qu'elle est estimée par les variables  $x_e$  et  $Q_e^2$ ) du photon virtuel.





**Figure 2.21:** Distribution de l'angle polaire des événements avec radiation d'un photon de plus de  $0,5 \text{ GeV}$  par la branche électronique, pour  $6000 < Q^2 < 11000 \text{ GeV}^2$ .

#### 2.4.4 Effet sur la mesure de la fonction de structure $F_2$

Dans le cadre de la mesure de la fonction de structure  $F_2$  [38], plusieurs éléments permettent de réduire l'effet des corrections radiatives :

- le critère de rejet basé sur le bilan d'énergie des événements rejette la plupart des événements radiatifs avec radiation dure colinéaire à l'électron incident
- la granularité du calorimètre pour la mesure de l'énergie de l'électron diffusé ne permet pas de distinguer les photons radiatifs durs colinéaires à l'électron diffusé
- la demande de reconstruction du vertex primaire rejette la plupart des événements Compton.

Grâce à ces éléments, les corrections radiatives sont ramenées à moins de 20% pour chacun des points mesuré dans le domaine  $5 \leq Q^2 \leq 400 \text{ GeV}^2$  et  $10^{-4} \leq x \leq 10^{-1}$  [33], [34], [37].

## 2.5 Processus de diffusion avec radiation de photons durs

Cette section développe les aspects théoriques de la diffusion d'électron sur proton avec radiation par la branche électronique d'un photon réel énergétique (plusieurs  $\text{GeV}$ ) :

$$e^- + p \rightarrow e^- + X + \gamma, \quad (2.80)$$

où le symbole  $X$  représente l'ensemble hadronique final (celui-ci pouvant être limité au seul proton diffusé).

Les diagrammes correspondant à cette diffusion sont donnés à la figure 2.18, où la virtualité de l'électron intermédiaire  $Q_2^2$  est définie par :

$$\begin{aligned} Q_2^2 = -q_2^2 &= -(k - K)^2 \quad \text{dans le diagramme a)} \\ &= -(k' + K)^2 \quad \text{dans le diagramme b)}. \end{aligned} \quad (2.81)$$

La présence de la radiation introduit, dans l'expression de la section efficace, un terme dû à la propagation de l'électron virtuel  $e^*$  en plus du propagateur du photon échangé. On a donc :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dQ_2^2} \sim \left(\frac{1}{Q^2}\right)^2 \left(\frac{1}{Q_2^2 - m_e^2}\right)^2, \quad (2.82)$$

De cette structure en deux pôles, il résulte que la section efficace est largement dominée par les événements pour lesquels les deux  $Q^2$  sont proches de zéro. Cette configuration correspond aux processus Bethe-Heitler, pour lequel les particules sont diffusées à petits angles. Viennent ensuite les processus pour lesquels l'un des deux  $Q^2$  tend vers zéro, l'autre  $Q^2$  pouvant être plus grand.

Suivant les valeurs respectives de  $Q^2$  et de  $Q_2^2$ , on définit différents processus physiques :

- $Q^2 \rightarrow 0, \quad Q_2^2 \rightarrow 0$  - Processus Bethe-Heitler (diffusion élastique)  
- Photoproduction radiative
- $Q^2 \rightarrow 0, \quad Q_2^2 > 0$  Processus Compton quasi-réel
- $Q^2 > 0, \quad Q_2^2 \rightarrow 0$  Diffusion profondément inélastique radiative

Ces différents processus sont discutés séparément dans ce qui suit.

L'étude des processus avec radiation de photons durs à  $H1$ , sur base des données recueillies en 1993, a fait l'objet d'une publication [37].

### 2.5.1 Processus Bethe-Heitler

Dans le domaine cinématique tel que les valeurs de  $Q^2$  et de  $Q_2^2$  sont toutes deux proches de zéro, le processus dominant est la diffusion élastique Bethe-Heitler :

$$e^- + p \rightarrow e^- + p + \gamma, \quad (2.83)$$

dite aussi de rayonnement de freinage ou de Bremsstrahlung. L'électron émet un photon dans le champ électromagnétique du proton. L'énergie de recul de ce dernier étant négligeable ( $\sim Q^2/2M_p$ ), la conservation de l'énergie implique :

$$E_e^0 = E_e + E_\gamma, \quad (2.84)$$

où  $E_e$  est l'énergie de l'électron diffusé et  $E_\gamma$  celle du photon.

L'électron diffusé et le photon émis se propagent dans une direction proche de celle de l'électron incident.

La connaissance précise de la section efficace correspondante, fort élevée, permet, dans le cas des expériences à *HERA*, d'utiliser la production de tels événements pour mesurer la luminosité des faisceaux.

### Section efficace

Dans ce processus élastique la section efficace est totalement calculable dans le cadre de la théorie de l'électrodynamique quantique, le proton étant considéré comme une particule de Dirac (c'est-à-dire sans facteurs de forme). On montre que dans le cas ultrarelativiste ( $E_e \gg m_e$ ), à l'approximation du premier ordre non nul, et en négligeant le recul du proton (le proton ne joue qu'un rôle de source de champ extérieur), la section efficace est donnée par [40] :

$$\frac{d^2\sigma_{BH}}{dz d\delta} = 8\alpha r_e^2 \frac{z}{E_\gamma} \frac{\delta}{(1+\delta^2)^2} \left[ \left( \frac{1+z^2}{z} - \frac{4\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \right) \ln \left( \frac{2s(1-z)}{M_p m_e z} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{1+z^2}{z} + 2 - \frac{16\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \right) \right], \quad (2.85)$$

où les invariants relativistes  $z$  et  $\delta$  sont définis par :

$$\delta = \frac{E_e}{m_e} \theta_\gamma, \quad z = \frac{E_e^0 - E_\gamma}{E_e^0}, \quad (2.86)$$

$\theta_\gamma$  étant l'angle polaire du photon radié par rapport à la direction du faisceau de protons, et  $r_e$  étant le rayon classique de l'électron.

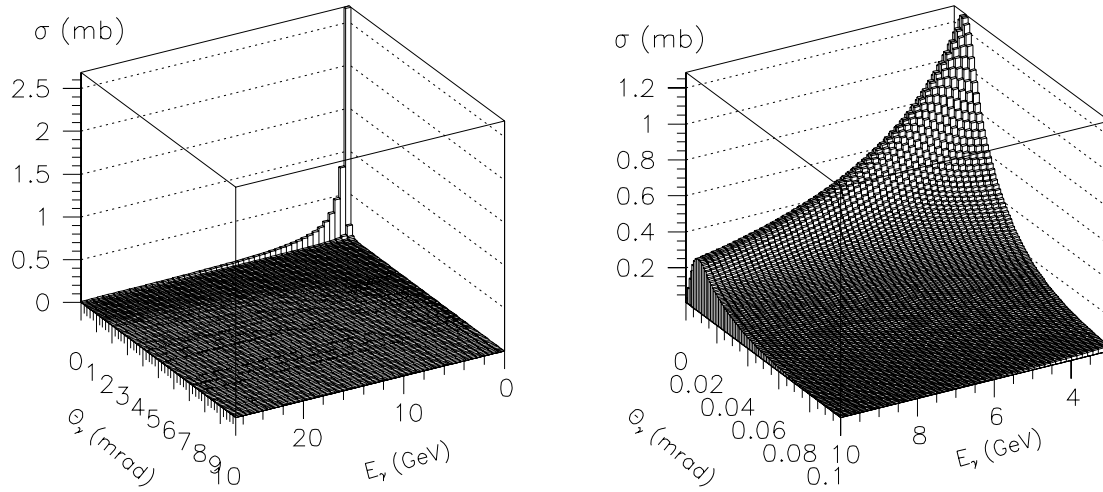
En intégrant sur l'angle de diffusion (variable  $\delta$ ) du photon, on obtient le spectre en énergie du photon<sup>1</sup> :

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dz} = \frac{4\alpha r_e^2}{z} \left[ 1 + (1-z)^2 - \frac{2}{3}(1-z) \right] \left[ \ln \frac{s(1-z)}{M_p m_e z} - \frac{1}{2} \right], \quad (2.87)$$

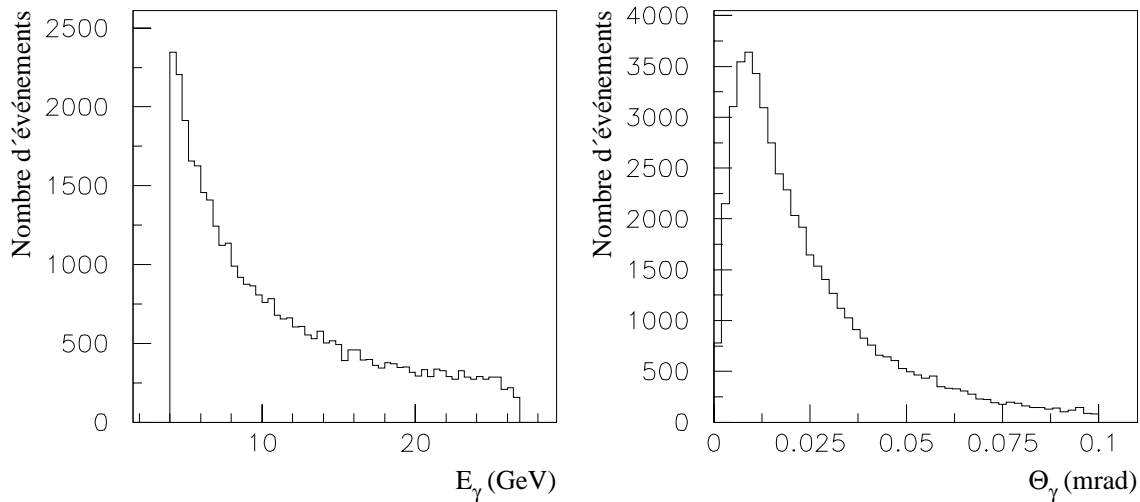
Il est à noter que ces estimations de la section efficace ne sont plus valables lorsque le photon émis emporte presque toute l'énergie de l'électron incident ( $E_\gamma \approx E_e^0 \gg E_e$  et que  $|\vec{p}_e|$  n'est plus négligeable devant la masse de l'électron) : l'approximation ultrarelativiste n'est, alors, plus valable. La section efficace approchée dans ce cas peut être trouvée dans [40].

La section efficace est présentée en fonction de l'angle polaire et de l'énergie du photon émis à la figure 2.22. La distribution en angle polaire et le spectre en énergie du photon sont présentés à la figure 2.23.

<sup>1</sup>dont l'expression a été réécrite ici dans une forme invariante sous une transformation de Lorentz



**Figure 2.22:** Section efficace du processus Bethe-Heitler en fonction de l'angle polaire et de l'énergie du photon émis. Deux échelles différentes sont utilisées.



**Figure 2.23:** a) Distribution des événements Bethe-Heitler en fonction de l'angle polaire du photon émis.  
b) Spectre en énergie du photon pour les événements Bethe-Heitler.

## 2.5.2 Processus Compton quasi-réel

Les événements Compton quasi-réels correspondent aux valeurs proches de zéro de la variable  $Q^2$  (photon échangé quasi-réel) et aux valeurs finies de la variable  $Q_2^2$  (électron loin de sa couche de masse). Le dénomination Compton provient du fait de ce que, à la limite  $Q^2 \rightarrow 0$ , on retrouve la diffusion Compton d'un photon par l'électron incident :

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma . \quad (2.88)$$

Bien que les événements Compton quasi-réels soient dominés par la contribution élastique ( $ep \rightarrow ep\gamma$ ), la contribution inélastique, dans le cas des expériences à HERA, n'est pas négligeable.

### Section efficace

Pour discuter les contributions élastique ( $e + p \rightarrow e + p + \gamma$ ) et inélastique ( $e + p \rightarrow e + X + \gamma$ ) à la section efficace du processus Compton, il faut introduire les variables suivantes :

- la masse invariante du système électron-photon :

$$W_{e\gamma} = (k + q)^2 \quad (2.89)$$

- $\Omega^*$ , l'angle solide de l'électron dans le système du centre de masse ( $e - \gamma$ ),  $d\Omega^* = d\cos(\theta^*) d\phi^*$ ,  $\theta^*$  et  $\phi^*$  étant, respectivement, les angles orbital et azimutal,

- et

$$\tilde{y} = \frac{W_{e\gamma}^2 + Q^2}{s} . \quad (2.90)$$

#### a) Contribution élastique

La section efficace élastique différentielle ( $x = 1$ ) est donnée par [41], [42] :

$$\frac{d^3\sigma^{ep \rightarrow ep\gamma}}{d\tilde{y} dQ^2 d\Omega^*} = f_{\gamma^*/p}(\tilde{y}, Q^2) \frac{d\sigma^{\gamma^*e \rightarrow e\gamma}}{d\Omega^*} \quad (2.91)$$

où

$$\frac{d\sigma^{\gamma^*e \rightarrow e\gamma}}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{4\pi^2} \sin(\theta^*) \cdot \left[ \frac{4}{1 + \cos(\theta^*) + \frac{2m_e^2}{W_{e\gamma}^2}} + 1 + \cos(\theta^*) \right] , \quad (2.92)$$

$$f_{\gamma^*/p}(\tilde{y}, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi\tilde{y}} \left[ (1 - \tilde{y}) \frac{Q^2 - Q_0^2}{Q^4} \left[ \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \right] + \frac{\tilde{y}^2}{2Q^2} G_M^2 \right] , \quad (2.93)$$

$$Q_0^2 = \frac{(E_\gamma/E_p^0)^2}{1 - (E_\gamma/E_p^0)} M_p^2 \quad \tau = \frac{Q^2}{4M_p^2} , \quad (2.94)$$

et

$$G_E = \left( 1 + \frac{Q^2(G_e V^2)}{0,71} \right)^{-2} \quad \text{et} \quad G_M = 2,79 G_E \quad (2.95)$$

sont, respectivement, les facteurs de forme électrique et magnétique du proton.

### b) Contribution inélastique

Nous ne développerons pas ici l'expression de la contribution inélastique à la section efficace, qui peut être trouvée dans les références [41], [42]. Remarquons cependant qu'elle fait intervenir une fonction de structure dont la paramétrisation varie suivant le domaine en  $Q^2$  et en  $W$ . On distingue 3 domaines :

- $W \leq 2 \text{ GeV}$  : résonances  $\Delta(1236)$ ,  $N^*(1520)$  et  $N^*(1688)$  et
- $W > 2 \text{ GeV}$ , photoproduction et diffusion profondément inélastique.

L'incertitude sur la section efficace totale provient principalement de la méconnaissance de la fonction de structure  $F_2(x)$  dans la contribution profondément inélastique.

La figure 2.24, présentant l'ensemble des deux contributions dans le plan  $(x, Q^2)$ , met en évidence l'importance de la contribution élastique [42].

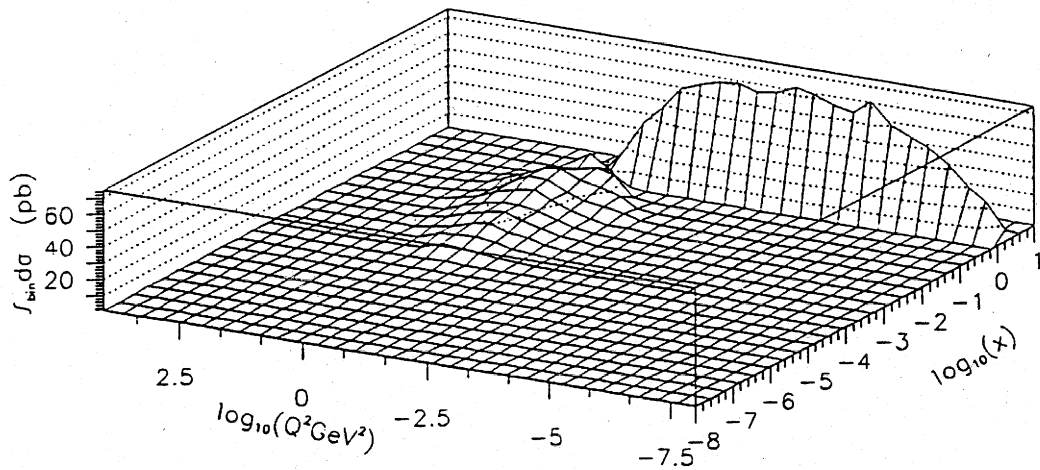


Figure 2.24: Section efficace du processus Compton en fonction de  $x$  et  $Q^2$ .

### 2.5.3 Photoproduction radiative

Le domaine inélastique ( $W$  au-delà des résonances) avec  $Q^2 \sim 0$  est celui des interactions de photoproduction :  $\gamma p$ , pour un photon quasi-réel.

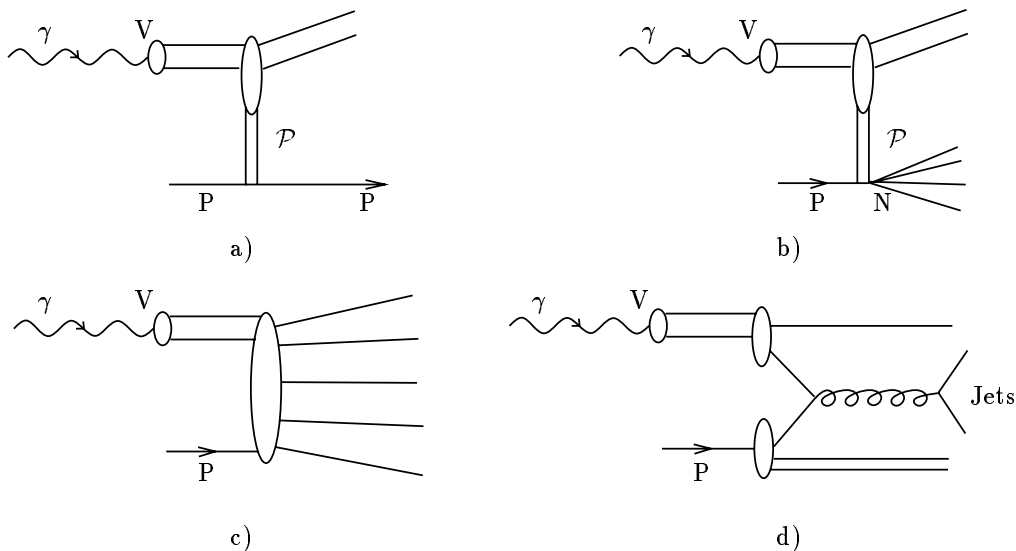
Trois types de processus contribuent à la photoproduction : le premier fait intervenir, par le modèle de la dominance de mésovectorielle ( $VDM$ ), la fluctuation du photon échangé en méson vecteur ( $\rho^0, \omega, \phi, \dots$ ), le second est appelé du type de "photon direct" et le troisième est

appelé du type "photon résolu".

Dans le premier cas, le méson vecteur interagit avec le proton, soit en un processus diffractif (figure 2.25a et b), c'est-à-dire moyennant seulement l'échange de quadri-impulsion entre le méson vecteur et le proton par l'intermédiaire d'un poméron (qui porte les nombres quantiques du vide), soit en un processus inélastique (figure 2.25c), soit encore en un processus profondément inélastique (figure 2.25d) qui peut éventuellement être analysé comme l'interaction d'un parton du proton et un parton du méson. Dans le second cas, à l'ordre dominant, le photon interagit directement avec un quark du proton (figure 2.26a). Le troisième cas fait intervenir la fluctuation du photon en une paire quark-antiquark (figure 2.26b).

Pour expliquer la section efficace totale, il est nécessaire de considérer également la contribution à l'ordre supérieur de l'interaction du type photon direct (figure 2.27), calculée dans le cadre de la théorie perturbative de la chromodynamique quantique.

La photoproduction a été étudiée, à  $H1$ , lors des prises de données de 1992 [43] et de 1993 [44]. En revanche, la photoproduction radiative n'a jamais été étudiée dans le cadre de  $H1$ . Nous verrons, au chapitre 5, qu'elle constitue une source de bruit de fond pour notre échantillon d'événements profondément inélastique radiatifs. Certaines caractéristiques nous permettront, cependant, d'en estimer l'ampleur.



**Figure 2.25:** Processus de photoproduction du modèle de dominance mésovectorielle. Contributions diffractives (a et b), non diffractive (c) et profondément inélastique (d).

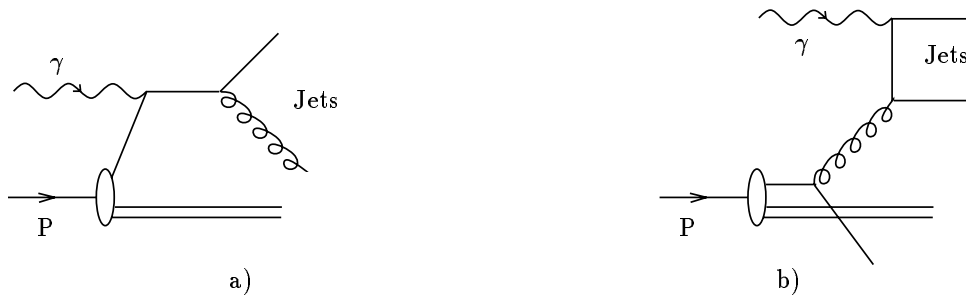


Figure 2.26: Processus de photoproduction: a) type photon direct b) type photon résolu.

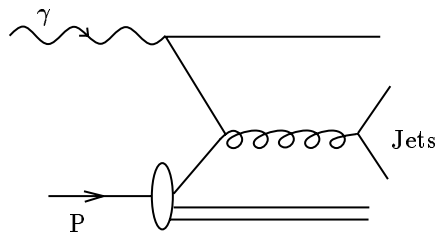


Figure 2.27: Processus de photoproduction du type photon direct à l'ordre supérieur.

### 2.5.4 Événements profondément inélastiques radiatifs

Les événements profondément inélastiques ( $Q^2 \gg M_p^2$ ) avec radiation de photon réel énergétique :

$$e^- + p \rightarrow e^- + X + \gamma, \quad (2.96)$$

ont été considérés, à la section 2.4 de ce chapitre, comme une contribution aux corrections radiatives intervenant dans la mesure de la section efficace de diffusion profondément inélastique à l'ordre de Born. A ce titre, nous avons développé la contribution des deux diagrammes de la figure 2.18, en approximation des logarithmes dominants (équations (2.59) et (2.61)), sommées sur l'ensemble des énergies possibles pour le photon émis.

Le point de vue adopté ici est différent : nous considérons ces événements (2.96) comme un échantillon de base, pour lesquels l'énergie du photon radié est une grandeur physique supplémentaire. Nous nous intéresserons donc à la section efficace différentielle :

$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz}, \quad (2.97)$$

où la variable  $z$  (invariant cinématique sans dimension) correspond au degré de liberté supplémentaire de l'énergie du photon émis. Les sections efficaces correspondant aux les événements avec radiation, respectivement, par l'électron incident et par l'électron diffusé, sont directement déductibles des équations (2.59) et (2.61) :



### Radiation par l'électron incident

En dérivant l'équation (2.59) par rapport à  $z_1$  et en multipliant par la section efficace de Born, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz_1} &= \frac{\alpha}{2\pi} P(z_1) \sigma_{Born}(x, Q^2) \\ &= \alpha^3 P(z_1) \frac{1 + (1 - Q^2/xz_1s)^2}{xQ^4} [F_2(x, Q^2) - (1 - \epsilon)F_L(x, Q^2)] , \end{aligned} \quad (2.98)$$

où

$$P(z_1) = \frac{1 + z_1^2}{1 - z_1} \ln \left( \frac{E_e^0{}^2 \theta_a^2}{m_e^2} \right) - 2 \frac{z_1}{1 - z_1} \quad (2.99)$$

$$\epsilon = \frac{2(1 - y)}{1 + (1 - y)^2} \quad (2.100)$$

et

$$z_1 = \frac{E_e^0 - E_\gamma}{E_e^0} \quad z_1 \in [0, 1] . \quad (2.101)$$

Nous avons discuté, à la section 2.4.3 le fait que, dans la reconstruction des variables cinématiques, l'énergie du photon émis doit être prise en compte. Les relations entre les variables cinématiques reconstruites sur base de l'électron seul et les variables de la cinématique vraie ont été données par les équations (2.66-2.68).

L'expression de cette section efficace est de première importance dans le cadre de ce travail. En effet, au chapitre 5, nous sélectionnerons les événements profondément inélastiques pour lesquels un photon a été émis dans un cône très étroit (ouverture de 0,5 *mrad*) centré dans la direction du faisceau d'électrons. La limitation à cette région de l'espace des phases pour le domaine en la variable  $Q^2$  couvert par notre analyse ( $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$ ) permet de négliger les contributions du processus de radiation par l'électron diffusé et le terme d'interférence. Les événements observés seront donc considérés comme provenant uniquement du processus décrit par la section efficace 2.99 correspondant à la radiation par l'électron incident. Par conséquent, nous nous baserons sur l'expression de la section efficace (2.99) pour établir la première mesure, dans le cadre de  $H1$ , de la fonction de structure  $F_2$  sur base des événements radiatifs.

Remarquons cependant, nous adopterons le point vue expérimental, et parlerons préférentiellement d'événements possédant un photon émis colinéairement à l'électron incident, plutôt que d'événements possédant un photon émis par l'électron incident.

### Radiation par l'électron diffusé

En procédant de la même façon que dans le cas de radiations par l'électron incident, partant de l'équation (2.61) on obtient :

$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz_2} = \frac{\alpha}{2\pi} P(z_2) \sigma_{Born}(x, Q^2) \quad (2.102)$$

où

$$z_2 = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \quad z_2 \in [1, \infty] \quad (2.103)$$

La forme de la section efficace est la même que dans le cas précédent mais le domaine accessible à  $z_2$  est totalement différent de celui de  $z_1$  (voir section 2.4).

Dans le cadre de l'expérience *H1*, comme nous l'avons fait remarquer lors de la discussion sur les corrections radiatives (section 2.4.3), ce type d'événement est difficilement observable car les amas d'énergie laissés par l'électron et par le photon dans le calorimètre sont rarement séparables, la section efficace décroissant rapidement lorsque l'angle entre l'électron diffusé et le photon augmente. L'étude de ces événements peut être trouvée dans [34].

### Remarque sur la mesure de la fonction de structure $F_L$ sur base des événements radiatifs.

L'expression de la section efficace de la diffusion profondément inélastique (équation (2.15)) fait intervenir deux fonctions de structures, a priori, inconnues :  $F_2$  et  $F_L$ . Pour mesurer les fonctions  $F_2$  et  $F_L$  en un point  $(x, Q^2)$  donné, il faut, d'après la relation (2.15), mesurer la section efficace pour deux valeurs différentes de la variable  $y$ . Ce qui est équivalent à deux valeurs différentes d'énergie disponible dans le système du centre de masse ( $s$ ).

La radiation d'un photon énergétique par l'électron incident peut être vue comme une diminution de l'énergie disponible dans le système du centre de masse. La possibilité d'utiliser les événements radiatifs pour mesurer la fonction de structure  $F_L$  est donc a priori possible [45]. Une étude menée dans ce sens montre que si la statistique obtenue en 1993 n'est pas suffisante pour une mesure significative, les données accumulées en 1994 devraient permettre une première mesure de la fonction  $F_L$  [46], [47].

# Chapitre 3

## Le détecteur H1 et le système de mesure de luminosité

Dans ce chapitre, l'accélérateur *HERA* et le détecteur *H1* sont présentés dans leur ensemble. L'accent sera mis sur les parties du détecteur importantes pour l'analyse de la diffusion profondément inélastique. Le système de mesure de la luminosité annexé au détecteur *H1*, dont la fonction est cruciale pour l'analyse des événements radiatifs, est décrit à la fin de ce chapitre.

### 3.1 Le collisionneur HERA

Situé sur le site de *DESY* (Deutsches Elektronen SYnchrotron), le collisionneur électrons protons *HERA* (Hadron Elektron Ring Anlage) est constitué de deux accélérateurs indépendants permettant d'accumuler des protons de  $820\text{ GeV}$  et des électrons de  $30\text{ GeV}$  dans un tunnel d'une longueur de  $6,3\text{ km}$ . Sa conception sous forme de collisionneur permet d'obtenir une grande énergie dans le système du centre de masse, équivalant à celle d'un faisceau d'électrons de  $50\text{ TeV}$  interagissant avec une cible fixe d'hydrogène.

Ce qui caractérise *HERA* est avant tout qu'il est le premier et le seul collisionneur leptons-hadrons. De plus, les paquets de particules constituant les faisceaux se croisent à haute fréquence (croisement toutes les  $96\text{ ns}$  contre toutes les  $2\text{ }\mu\text{s}$  au *LEP* par exemple).

Un complexe d'injection accélère progressivement les électrons et les protons, comme illustré à la figure 3.1, qui sont introduits dans *HERA* par l'anneau *PETRA* avec une énergie de  $14\text{ GeV}$  et  $40\text{ GeV}$  respectivement. Les deux faisceaux sont alors stockés dans deux accélérateurs indépendants installés à l'intérieur du tunnel de *HERA* et accélérés jusqu'à leur énergie finale de collision. Les faisceaux sont constitués de paquets de particules qui peuvent se croiser de façon frontale (à  $0^\circ$ ) en quatre zones d'interaction situées sur des sections droites longues de  $360\text{ m}$ . Deux des quatre zones sont équipées de détecteurs depuis 1991 : les détecteurs *H1* et *ZEUS* placés respectivement aux sites Nord et Sud (plus récemment l'expérience *HERMES*, qui étudiera la structure en spin des nucléons lors de la diffusion sur cible fixe d'électrons polarisés longitudinalement, a été installée à la zone d'interaction Ouest). L'emplacement des détecteurs relativement aux accélérateurs est illustré à la figure 3.2. Notons

	nominal [48]		1993	
	anneau p	anneau e	anneau p	anneau e
énergie ( $GeV$ )	820	30	820	26,7
luminosité ( $cm^{-2}s^{-1}$ )	$1,5 \cdot 10^{31}$		$1 \cdot 10^{30}$	
luminosité intégrée par an ( $nb^{-1}$ )	$10^5$		880	
champ magnétique ( $T$ )	4,68	0,165	4,68	0,149
courant moyen ( $mA$ )	163	58	10,8	7,7
nombre de paquets (pilotes)	210	210	90 (6)	94 (10)
temps entre deux croisements ( $ns$ )	96		96	

**Tableau 3.1:** Paramètres nominaux et réalisés en 1993 au collisionneur HERA.

également le développement d'une quatrième expérience,  $HERA - B$ , destinée à l'étude de la violation de CP dans le système  $B - \bar{B}$  par diffusion de protons sur cible fixe.

L'anneau accélérateur d'électrons est constitué d'aimants classiques et de cavités radiofréquence (RF) supraconductrices. Les protons sont accélérés dans un anneau constitué d'aimants supraconducteurs (dipôles, quadripôles et sextupôles) dont la basse température est assurée grâce à la circulation d'hélium liquide.

La mise en service de  $HERA$  a eu lieu en mai 1992. Une première prise de données a été effectuée durant l'été et l'automne 1992 accumulant une luminosité de  $32 nb^{-1}$ . Une deuxième période de prise de données, sur laquelle se base notre travail, a eu lieu de mai à novembre 1993, accumulant une luminosité de près de  $1 pb^{-1}$ . En 1994, une luminosité environ 6 fois supérieure fut recueillie. Actuellement (été 1995) de nouvelles données sont en train d'être prises ; si la luminosité accumulée est comparable à celle de l'année précédente, elle permettra d'étudier le comportement des nouveaux éléments du détecteur  $H1$  introduits durant l'hiver 1994-1995. L'augmentation de la luminosité intégrée au cours des périodes successives est le résultat d'une augmentation progressive à la fois du courant des faisceaux et du nombre de paquets de particules.

Le tableau 3.1 présente les principaux paramètres de la machine, selon les valeurs nominales et celles correspondant à la période de prise de données de 1993.

Remarquons que lors de la prise de données de l'année 1993, l'énergie du faisceau d'électrons était de  $26,7 GeV$  et non de  $30 GeV$  (valeur nominale) pour des raisons pratiques : l'utilisation d'un faisceau d'électrons de  $30 GeV$  ne laissait pas de cavité radiofréquence de réserve, indispensable en cas de problème technique.

La plupart des paquets de particules d'un faisceau sont appariés à un paquet de particules de l'autre faisceau de façon à ce qu'ils se croisent au centre d'un détecteur. Un petit nombre de paquets restent non appariés ; ils sont appelés paquets pilotes et permettent d'estimer la

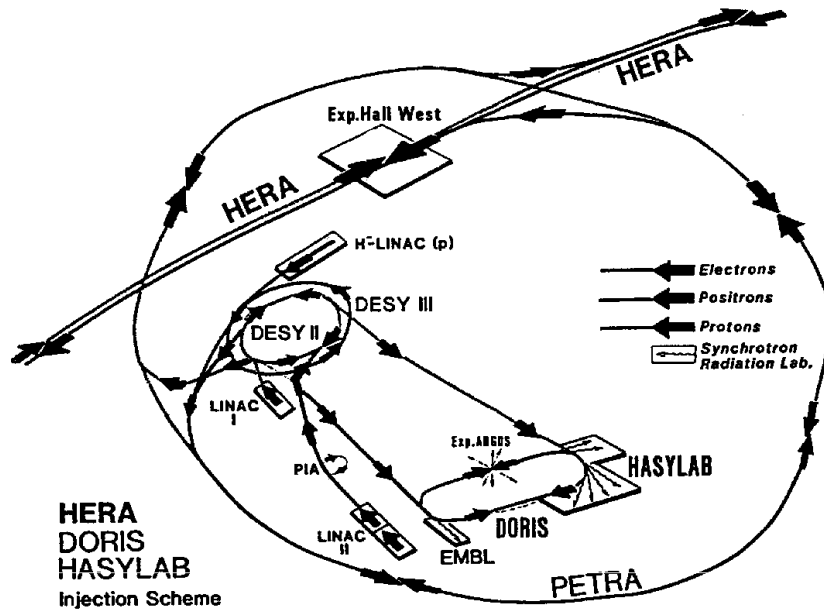


Figure 3.1: Plan des injecteurs de DESY.

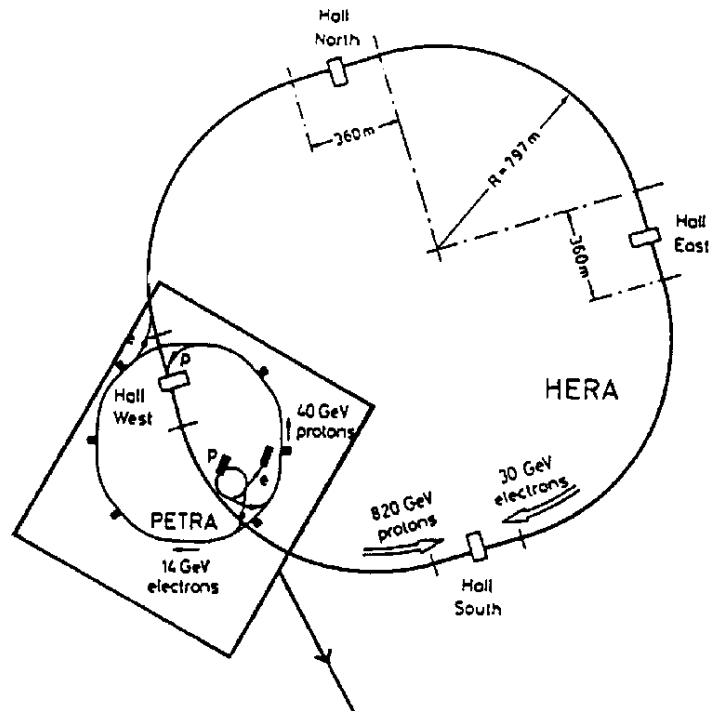


Figure 3.2: Plan du collisionneur HERA. Le détecteur H1 est situé au "Hall North".

probabilité d'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel présent dans le tube à vide.

## 3.2 Le détecteur H1

Les performances du détecteur *H1* doivent répondre aux ambitieux sujets de physique qui y seront étudiés. Avant tout, l'étude de la diffusion profondément inélastique nécessite une bonne identification et mesure des paramètres de l'électron diffusé pour les interactions du type courant neutre, et une bonne herméticité pour les interactions du type courant chargé, permettant de réaliser des bilans d'énergie et d'impulsion. L'étude de la photoproduction et des états finals hadroniques nécessitent, quant à eux, une bonne mesure de l'activité hadronique. Enfin, l'identification des muons et la mesure de leur énergie permettent de mener à bien la recherche d'événements avec production de quarks lourds, ou encore correspondant à une nouvelle physique (supersymétrie, nouveaux bosons, sous-structure des quarks, etc.).

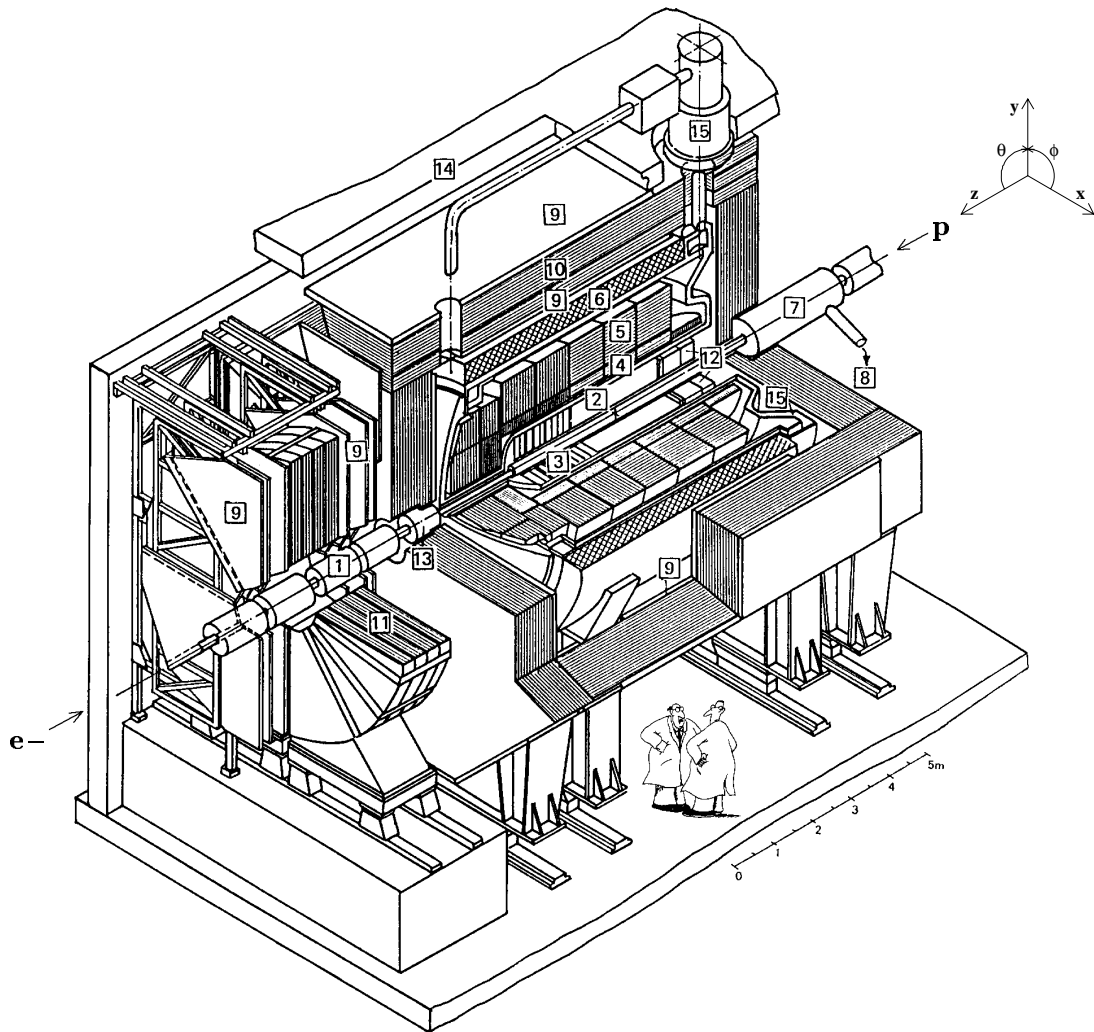
La grande différence d'énergie entre les faisceaux requiert un détecteur asymétrique, l'avant du détecteur (correspondant à la direction du faisceau de protons) est plus équipé que la partie arrière. Le détecteur possède une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau.

La structure générale du détecteur est présentée à la figure 3.3 [49]. Le détecteur possède une structure en couches autour du point d'interaction. Au coeur du détecteur se trouve la zone de détection des traces des particules chargées fonctionnant dans un champ magnétique intense. Autour de cette première zone, un ensemble calorimétrique mesure l'énergie des particules. La technique éprouvée de la calorimétrie à argon liquide utilisée dans le calorimètre central à fine segmentation et fine granularité permet une excellente reconstruction de l'énergie de l'électron et une bonne séparation électron/hadron dans la partie centrale du détecteur. La bobine supraconductrice est placée autour du calorimètre, laissant ainsi peu de matière morte entre le calorimètre et point d'interaction. Enfin, au sein de la culasse d'acier qui sert de fermeture aux lignes de champ magnétiques, un système de détection de muons forme la dernière couche active du détecteur.

Le système de coordonnées, dont l'origine est au point d'interaction nominal, est défini tel que l'axe du faisceau corresponde à l'axe  $z$ , la direction des protons incidents correspondant aux  $z$  positifs. L'axe vertical  $y$  est orienté de façon ascendante et l'axe horizontal  $x$  (orienté vers l'intérieur de l'anneau) complète le système de coordonnées. On définit également les angles polaires habituels  $\theta$  et  $\phi$  (voir figure 3.3).

De façon plus détaillée, on peut distinguer trois parties du détecteur contenant les sous-détecteurs suivants (en procédant de l'avant vers l'arrière et du tube du faisceau vers l'extérieur) :

- partie avant ( $4^\circ < \theta < 29^\circ$ )
  - le spectromètre à muons
  - le calorimètre bouchon



**Figure 3.3:** Vue de profil du détecteur H1

- |   |   |    |  |
|---|---|----|--|
| 1 | Tube et aimants des faisceaux                           | 7  | Aimant de compensation                       |
| 2 | Chambres centrales du détecteur de traces               | 9  | Chambres à muons                             |
| 3 | Chambres avant du détecteur de traces                   | 11 | Aimant des chambres à muons avant            |
| 4 | Partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide | 12 | Calorimètre électromagnétique arrière (BEMC) |
| 5 | Partie hadronique du calorimètre à argon liquide        | 13 | Calorimètre bouchon (Plug)                   |
| 6 | Bobine supraconductrice (1,2 T)                         | 14 | Blindage de béton                            |
| 8 | Système cryogénique à hélium                            | 15 | Cryostat à argon liquide                     |

- la partie avant du fer instrumenté
- la partie avant du calorimètre à argon liquide
- le détecteur de traces avant
- partie centrale ( $29^\circ < \theta < 155^\circ$ )
  - le détecteur de traces central
  - la partie centrale du calorimètre à argon liquide
  - la partie centrale du fer instrumenté
- partie arrière ( $155^\circ < \theta < 175^\circ$ )
  - la chambre à fils arrière *BPC*
  - le calorimètre électromagnétique arrière *BEMC*
  - les hodoscopes *TOF*
  - la partie arrière du fer instrumenté

Un système de mesure de la luminosité des faisceaux est annexé au détecteur. Ce système sera décrit à la section 3.7.

Cette description du détecteur *H1*, ainsi que ce qui va suivre dans ce chapitre, correspond à l'état du détecteur pour la prise de données de 1993. L'état du détecteur était essentiellement le même lors des périodes de prises de données de 1992 et 1994, seule l'estimation des résolutions diffère. Avant la prise de données de 1994, un spectromètre à protons ainsi qu'un détecteur de neutrons ont été installés après d'une centaine de mètres du point d'interaction nominal, dans la direction avant, jouxtant le faisceau de protons. Ils sont utilisés pour la détection des protons diffusés à petit angle dans l'étude des événements diffractifs. Le détecteur *H1* fut sensiblement modifié avant la prise de données actuelle par l'apport de nouveaux éléments : un détecteur de vertex, ainsi que par le remplacement des chambres *BPC* et du calorimètre *BEMC* par deux nouveaux éléments : les chambres *BDC* et le calorimètre *SPACAL*. Le détecteur de vertex, encore au stade de développement, devra permettre une meilleure reconstruction du vertex principal. Les chambres à dérive *BDC* remplissent une fonction essentiellement similaire à celle des anciennes proportionnelles chambres *BPC*. Le remplacement des chambres *BPC* était techniquement nécessaire de par leur construction solidaire au calorimètre *BEMC*. Le calorimètre *SPACAL* possède une partie hadronique, une meilleure granularité et une meilleure résolution en énergie.

### 3.3 Le système de détection de traces

Les détecteurs de traces sont placés dans le champ de 1,2 teslas délivré par la bobine supraconductrice. Ils reconstruisent les traces des particules chargées et permettent une estimation de l'impulsion par mesure de la courbure des trajectoires. Certaines de ces chambres jouent également un rôle dans les différents niveaux du système de déclenchement et permettent de



plus de déterminer le moment  $t_0$  de l'interaction avec une résolution inférieure au temps de croisement des faisceaux. L'ensemble se compose des détecteurs centraux ( $CIP$ ,  $CIZ$ ,  $CJC1$ ,  $COZ$ ,  $COP$  et  $CJC2$ ) à symétrie cylindrique, de détecteurs à l'avant (les chambres  $FWPC$ , planaires et radiales) et d'une chambre à fils à l'arrière ( $BPC$ ) constitués de quatre chambres planes. Les caractéristiques de position et de résolution de ces chambres sont reprises au tableau 3.2. L'ensemble des chambres du détecteur de traces est présenté à la figure 3.4.

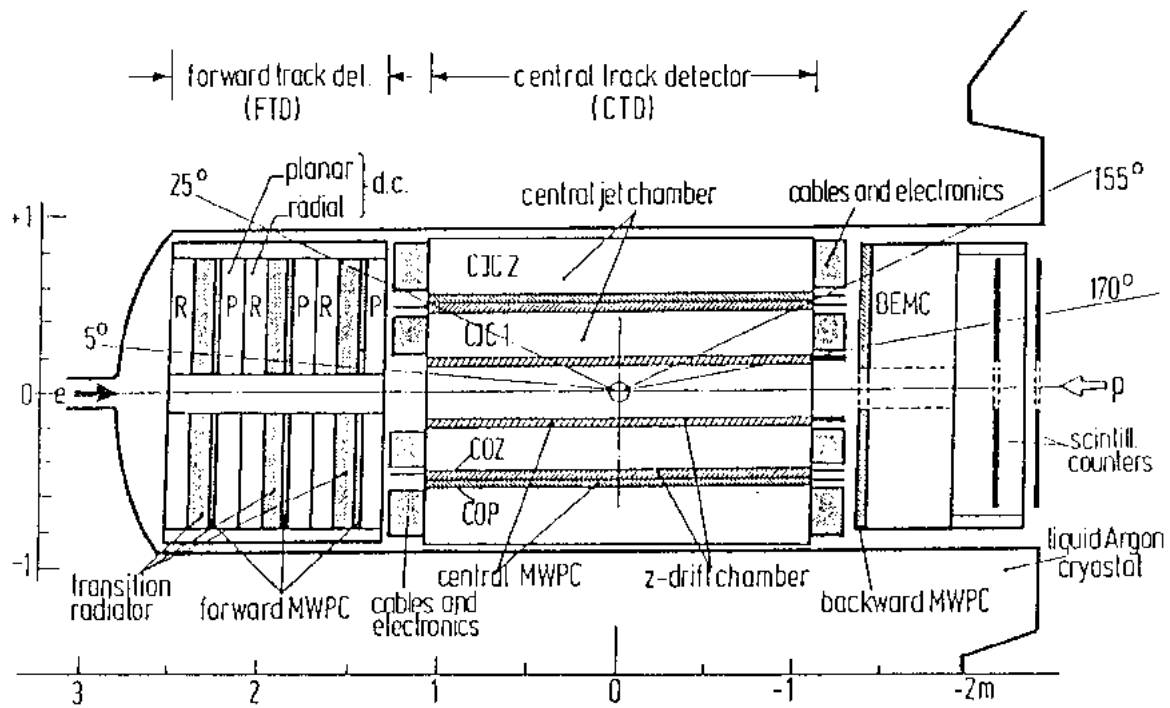


Figure 3.4: Le détecteur de traces.

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

La partie avant du détecteur de traces est composée de trois modules identiques comprenant chacun trois plans de chambres à dérive planaires, une chambre proportionnelle, un radiateur de transition et une chambre à dérive radiale.

Ces détecteurs couvrent le domaine angulaire  $4^\circ < \theta < 29^\circ$ . Ils doivent donner une mesure de l'impulsion des particules chargées à l'avant. La résolution sur l'impulsion  $\sigma_{p_T}/p_T$  est inférieure à  $0,003p_T$  (pour une impulsion transverse  $p_T$  exprimée en  $GeV$ ) et la résolution sur la direction des traces  $\sigma_{\theta,\phi}$  à  $1\text{ mrad}$ .

Sous-détecteur	$\Delta r$ (cm)	positions en z (cm)	$\Delta\theta$ (°)	$\sigma_{r\phi}$ (mm)	$\sigma_z$ (mm)	$\sigma_r$ (mm)	$\sigma_{x,y}$ (mm)
Partie avant							
<i>Radiales</i>	15,0/75,0	153,9/201,5/243,7	3,5/26,0	0,19	-	30,0	-
<i>Planaires</i>	15,0/75,0	132,4/174,6/216,8	3,8/29,5	-	-	-	0,17
<i>FWPC</i>	15,0/75,0	145,1/187,4/229,7	3,7/27,3	-	-	-	-
Partie centrale							
		$\Delta z$					
<i>CIP</i>	15,4/16,9	-112,5/106,5	8,3/172,2	-	-	-	-
<i>CIZ</i>	17,4/20,0	-108,0/72,0	13,6/170,8	25,0	0,26	-	-
<i>CJC 1</i>	20,3/45,1	-112,5/107,5	10,7/169,7	0,17	22,0	-	-
<i>COZ</i>	46,0/48,5	-110,5/105,5	23,6/157,3	58,0	0,20	-	-
<i>COP</i>	49,7/51,8	-110,7/106,5	25,1/155,8	-	-	-	-
<i>CJC 2</i>	53,0/84,4	-112,5/107,5	26,3/154,7	0,17	22,0	-	-
Partie arrière							
<i>BPC</i>	13,5/65,0	-142,8 /139,6	155,1/174,5	-	-	-	2,0

**Tableau 3.2:** Caractéristiques de position ( $\Delta r, z$ ), d'acceptance ( $\Delta\theta$ ) et de résolution ( $\sigma_{r\phi, r, z, x, y}$ ) des chambres du détecteur de trace.

### Les chambres à dérive

Les chambres à dérive sont de deux types : les chambres planaires dont les fils sont parallèles entre eux et orthogonaux au faisceau, et les chambres radiales, dont les fils pointent dans la direction du faisceau dans un plan également orthogonal au faisceau. Les chambres planaires comprennent trois chambres à dérive décalés de 60 degrés en  $\phi$  l'une par rapport à l'autre. La résolution en  $\theta$  est inférieure à 1 *mrad*, et la résolution dans le plan radial  $xy$  est de 170  $\mu m$ . Les chambres radiales permettent d'obtenir une résolution en  $r\phi$  des segments de traces de 190  $\mu m$ . Ces chambres, équipées de fenêtres spéciales, permettent une séparation électron/pion avec une efficacité de 90%, par la détection des rayons  $X$  émis lors du passage de particules chargées à travers des feuilles de polypropylène placées devant chaque chambre.

### Les chambres proportionnelles FWPC

Les trois ensembles de chambres proportionnelles multifils FWPC, constitués de deux chambres chacune, sont situés à l'avant du détecteur entre les chambres planaires et radiales (voir figure 3.4). Grâce à leur réponse rapide, de 20 *ns*, elles participent au premier niveau de la logique de déclenchement d'acquisition de données, en permettant de reconstruire la trajectoire d'une particule chargée issue de la région nominale d'interaction.

### 3.3.2 Le système de détection de traces central

Ce système de détecteurs cylindriques couvre un domaine angulaire  $8^\circ < \theta < 172^\circ$ .

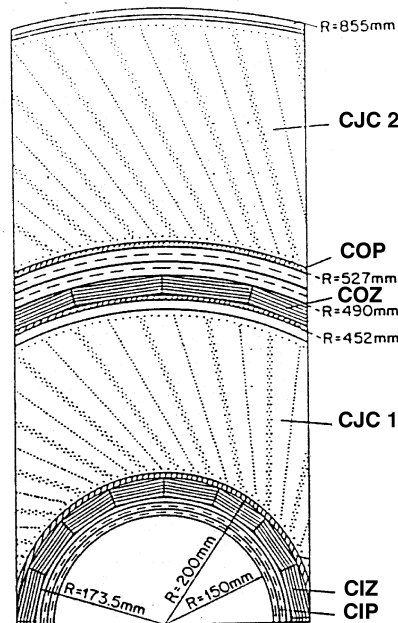


Figure 3.5: Le détecteur de traces central.

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

Les chambres à dérive *CJC* sont constituées de fils parallèles aux faisceaux (anodes), entourés de deux plans de fils formant le champ de dérive (cathodes) (voir figure 3.5).

Les chambres intérieures et extérieures (*CJC1* et *CJC2*) sont situées respectivement entre des rayons de 203 mm et 451 mm, et de 530 mm et 844 mm (figures 3.4 et 3.5).

Les fils sont regroupés par cellules (au nombre de 30 pour *CJC1* et de 60 pour *CJC2*) formant un angle de  $30^\circ$  avec la direction radiale. Cette inclinaison permet de compenser la force de Lorentz (couple du champ magnétique régnant dans le détecteur et du champ électrique à l'intérieur de chaque cellule) agissant sur les électrons de dérive, de façon à minimiser le temps de dérive. Cette inclinaison permet, par ailleurs, aux particules de traverser plusieurs cellules, et donc plusieurs régions à champ électrique uniforme. Les erreurs systématiques sur la mesure du temps de dérive, augmentant avec les inhomogénéités du champ près des cathodes et des anodes, se compensent, par changement de signe, lors du passage d'une cellule à l'autre. De plus, cet agencement de cellules implique que la direction d'une particule traversant la chambre croise au moins un fil laissant un impact pour lequel le temps de dérive sera quasi nul. Ceci permet d'identifier des traces contenues dans le détecteur appartenant au même événement, bien que le temps de dérive maximal soit de  $1,5 \mu s$  (c'est-à-dire 15 fois supérieur au temps de croisement des faisceaux).

La résolution azimutale ( $r\phi$ ) de ces deux chambres est de  $170 \mu m$ , et celle en  $z$ , obtenue par division de charge le long du fil, de  $2,2 \text{ cm}$ . La résolution en  $z$  peut être améliorée grâce aux détecteurs *CIZ* et *COZ*.

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

La résolution en  $z$  des traces obtenue par division de charge dans les chambres *CJC* est améliorée par l'utilisation des réponses des deux autres chambres à dérive entourant la partie intérieure des *CJC*. Les fils de ces chambres sont orientés orthogonalement à l'axe des faisceaux et disposés en couches polygonales. Elles donnent une résolution de  $260 \mu m$  en  $z$  et de  $25 \text{ mm}$  en  $\phi$ . Les chambres cylindriques *CIZ* et *COZ* ont respectivement une acceptation angulaire de  $14^\circ < \theta < 171^\circ$  et de  $24^\circ < \theta < 157^\circ$  et ont pour rayon moyen  $180$  et  $470 \text{ mm}$ . En reliant les éléments de traces reconstruits dans *CIZ* et *COZ* aux éléments provenant des *CJC*, on combine la résolution en  $z$  des chambres *CIZ* et *COZ* à la résolution azimutale donnée par les chambres *CJC* pour reconstruire les impulsions transverses et longitudinales des particules.

### Les chambres proportionnelles centrales *CIP* et *COP*

Constituées de deux chambres proportionnelles multifils cylindriques chacune, les chambres *CIP* et *COP*, grâce à leur haute résolution temporelles ( $75 \text{ ns}$  pour *CIP* et  $60 \text{ ns}$  pour *COP*), jouent un rôle important dans le premier niveau de la logique de déclenchement du système d'acquisition de données : dans une première étape l'ensemble des droites formées des combinaisons de 4 impacts dans les chambres *CIP*, *COP* et *FWPC* est constitué. Un histogramme est construit représentant les coordonnées sur l'axe  $z$  de l'origine de chaque droite reconstruite. Les droites reconstruites correspondant à des combinaisons d'impacts produites par le passage de particules provenant du point d'interaction forment le pic de l'histogramme. Les combinaisons fortuites forment l'étalement du pic. Le centre du pic de l'histogramme est choisi comme position en  $z$  du vertex d'interaction.

Les chambres *CIP*, d'un rayon moyen de  $161 \text{ mm}$ , sont les chambres les plus voisines des faisceaux et couvrent le plus grand angle solide ( $8^\circ < \theta < 172^\circ$ ). Elles sont segmentées en 60 secteurs dans la direction  $z$  ( $\Delta z = 3,65 \text{ cm}$ ) et en 8 secteurs en  $\phi$  ( $\Delta\phi = 45^\circ$ ).

Les chambres *COP*, d'un rayon moyen de  $507 \text{ mm}$ , situées entre les chambres *COZ* et *CJC2*, ont une acceptation angulaire de  $25^\circ < \theta < 156^\circ$ . Elles sont segmentées en 18 secteurs dans la direction  $z$  ( $\Delta z = 12 \text{ cm}$ ) et en 16 secteurs en  $\phi$  ( $\Delta\phi = 22,5^\circ$ ).

### 3.3.3 Les chambres à fils arrière *BPC*

Les chambres de la *BPC* (Backward Proportional Chamber) permettent d'élargir la couverture angulaire du détecteur de traces vers l'arrière ( $155^\circ < \theta < 174^\circ$ ). La *BPC* est formée de quatre plans de fils décalés chacun de 45 degrés l'un par rapport à l'autre. Les chambres sont comprises entre  $r = 11,0 \text{ cm}$  et  $r = 81,8 \text{ cm}$  et actives entre  $r = 13,5 \text{ cm}$  et  $r = 65,0 \text{ cm}$ . L'espace entre deux fils est de  $2,5 \text{ mm}$ , et la distance entre l'anode et la cathode est de  $4 \text{ mm}$ . Ceci

permet d'obtenir une résolution angulaire de  $0,5 \text{ mrad}$  sur la mesure de l'angle de diffusion de l'électron lors d'une diffusion profondément inélastique si la position du point d'interaction est connue avec précision.

### 3.4 La calorimétrie

Le calorimètre à argon liquide est placé à l'intérieur de la bobine du détecteur *H1*, sans fermer la partie arrière de *H1*, afin de permettre l'introduction des détecteurs de traces. Pour couvrir l'arrière du détecteur, le calorimètre à argon liquide est complété par le calorimètre électromagnétique *BEMC* (Backward Electromagnetic Calorimeter).

#### 3.4.1 La calorimétrie à argon liquide

Ce calorimètre, couvrant le domaine angulaire  $4^\circ < \theta < 153^\circ$ , est constitué d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique. Une circulation d'azote liquide dans les parois du cryostat permet de maintenir l'argon à une température de  $90^\circ \text{K}$ . L'ensemble du calorimètre, à symétrie cylindrique, est composé de 8 roues (voir figure 3.6) chacune scindée en 8 octants identiques, à l'exception des roues des extrémités (la roue avant *OF* ne contient qu'une partie hadronique et le roue arrière *BBE* qu'une partie électromagnétique). Chaque octant est divisé en cellules de lecture.

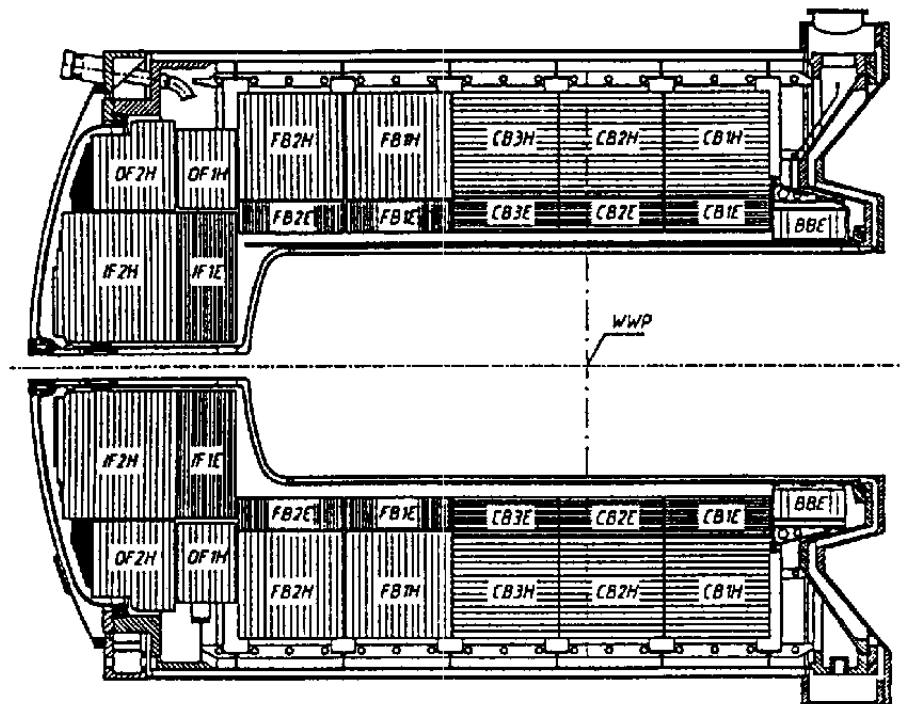


Figure 3.6: Coupe longitudinale du calorimètre à argon liquide.

La partie électromagnétique du calorimètre est située à l'extérieur du détecteur de traces.

Son épaisseur varie entre 20 et 30 longueurs de radiation ( $X_0$ ), soit 1,0 et 1,4 longueurs d'interaction ( $\lambda_0$ ) pour les hadrons, en partant du point d'interaction nominal. La partie hadronique, entourant la partie électromagnétique, est d'une épaisseur variant entre 5 et 9 longueurs d'interactions.

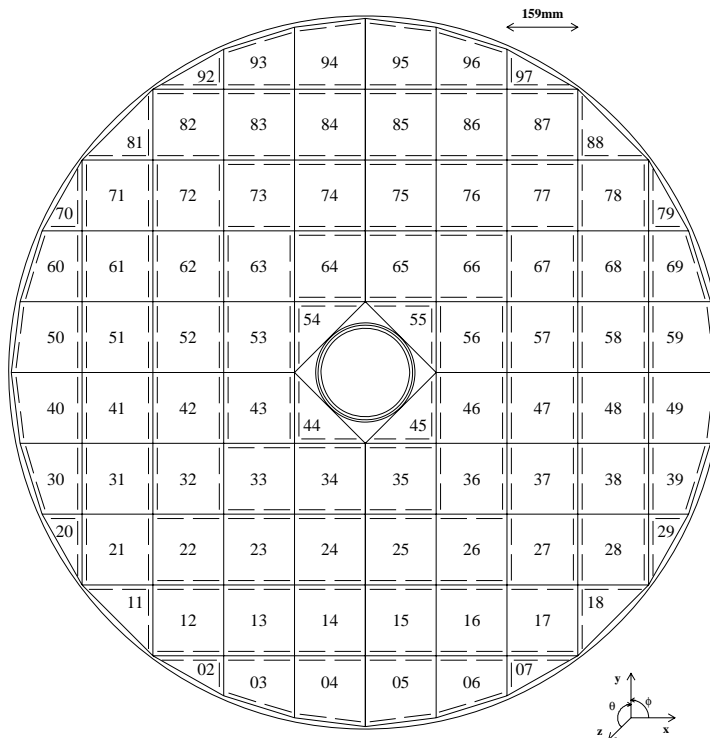
Les cellules électromagnétiques sont composées d'un empilement de plaques de plomb de 2,4 mm d'épaisseur, constituant le milieu absorbeur, séparées par une couche active d'argon liquide de 2,35 mm. La haute tension appliquée de part et d'autre des couches actives fait dériver les charges produites par ionisation du liquide lors du passage d'une particule chargée vers des plaques de lectures parallèles aux plaques d'absorbeur. Les plaques de lecture sont regroupées en un nombre variable de "tours" afin de diminuer le nombre de canaux de lecture (plus de 30000 au total). Les dimensions de ces tours, qui dépendent du nombre et de la taille des plaques de lecture, définissent la granularité latérale et la segmentation longitudinale du calorimètre. La granularité et la segmentation longitudinale permettent la distinction électron-hadron avec une erreur inférieure au millième. La résolution en énergie est de  $\sigma_E/E \simeq 10\%/\sqrt{E}$  (pour  $E$  exprimé en  $GeV$ ) avec un terme constant inférieur à 1%.

Les cellules de la partie hadronique sont constituées de plaques d'acier de 19 mm (comportant 16 mm de plaque d'absorbeur et 1,5 mm de plaques portant les hautes tensions) et d'un double espace actif d'argon liquide de 2,4 mm. Au milieu de cet espace actif se trouve une plaque d'époxy (G10) dont chaque face porte les plaques de lecture. Les cellules de la partie hadronique sont entre deux et quatre fois plus grandes que les cellules de la partie électromagnétique, la taille des gerbes hadroniques étant plus grandes et la séparation électron-hadron n'étant pas nécessaire. Le nombre de canaux de lecture est d'environ 13000. La résolution en énergie est de  $\sigma_E/E \simeq 50\%/\sqrt{E}$  (pour  $E$  exprimé en  $GeV$ ) avec un terme constant inférieur à 2%.

### 3.4.2 Le calorimètre arrière *BEMC*

Le calorimètre électromagnétique arrière est situé à  $z = -144$  cm du point d'interaction nominal et couvre un angle polaire  $\theta$  compris entre 151,4 et 176,5 degrés. Comme illustré à la figure 3.7, il est divisé en près de 100 cellules prismatiques d'axe parallèle aux faisceaux, de section carrée, trapézoïdale ou triangulaire suivant leur emplacement. La longueur sensible des modules est de 22,5 longueurs de radiation, ce qui correspond à 0,97 longueur d'interaction hadronique pour un impact perpendiculaire. Ils sont constitués d'un empilement de 50 couches de plaques de plomb de 2,5 mm d'épaisseur et de scintillateur de 4 mm d'épaisseur. La lumière de scintillation est acheminée vers des photodiodes par des guides de lumière, qui modifient la longueur d'onde de la lumière transmise (Wavelength Shifters). Des guides de lumière supplémentaires, destinés à contribuer à la séparation électron/hadron par une segmentation longitudinale, recueillent la lumière des 12 scintillateurs situés le plus à l'arrière.

Les signaux provenant des photodiodes sont envoyés dans des préamplificateurs montés à l'arrière des modules du *BEMC*. Ceux-ci produisent des signaux dont le temps de montée est inférieur à 100 ns et le temps de descente 400  $\mu s$ . Deux signaux de déclenchement, cor-



**Figure 3.7:** Coupe transversale du calorimètre électromagnétique arrière *BEMC*.

respondant à deux granularités différentes, sont envoyés au niveau le plus bas de la logique de déclenchement d'acquisition de données.

Le *BEMC* est un élément crucial de notre analyse. Il sera utilisé pour détecter et mesurer l'énergie de l'électron diffusé des événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre à petit transfert de quadri-impulsion ( $2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ ).

La calibration du *BEMC* repose sur deux éléments indépendants : la calibration du gain électronique et la calibration de la réponse lumineuse. La réponse de la chaîne électronique est mesurée et recalibrée une fois par semaine durant la prise de données en utilisant un système d'impulsions incorporé à l'électronique. La réponse lumineuse à la sortie des guides de lumière est étudiée et calibrée en permanence. Une première calibration a été effectuée à l'aide d'un faisceau test avant la prise de données. L'analyse des données collectées permet de préciser sensiblement cette calibration par l'utilisation du spectre observé en énergie de l'électron diffusé (méthode du pic cinématique et événements Compton) ainsi qu'en utilisant les mesures obtenues dans les autres calorimètres (méthode basée sur l'étude des événements radiatifs). La résolution estimée pour la prise de donnée de 1993 est donnée par [50] :

$$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} = 0.003 \oplus \frac{0.10}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.14}{E_e} \quad (E_e \text{ en GeV}) \quad (3.1)$$

## 3.5 Le compteur de temps de vol et le fer instrumenté

### 3.5.1 Le compteur de temps de vol (*TOF*)

Le *TOF* est un hodoscope formé de deux plans de scintillateur placés perpendiculairement aux faisceaux respectivement à  $z = -1,95 \text{ m}$  et  $z = -2,25 \text{ m}$ . Grâce à sa bonne résolution temporelle ( $3 \text{ ns}$ ), le *TOF* permet de distinguer, par mesure du temps de vol, les événements provenant de la zone d'interaction nominale ( $z = 0$ ) des événements venant de régions situées en amont ou en aval de cette zone. La réduction du bruit de fond, ne provenant pas de la zone d'interaction nominale, opérée par le *TOF* est de 99%.

### 3.5.2 Le fer instrumenté

Une culasse octogonale en fer, entourant complètement la bobine supraconductrice, assure le retour des lignes de champs magnétiques. Cette structure est équipée de tubes à dards ("streamer tubes") qui fournissent des signaux analogiques en vue de mesurer l'énergie des fins de gerbes hadroniques non contenues dans les calorimètres et des signaux digitaux permettant l'identification des muons. La résolution sur la mesure de l'énergie est de  $\sigma_E/E \simeq 100\%/\sqrt{E}$  pour  $E$  exprimé en  $\text{GeV}$ . Les signaux digitaux des tubes à dards sont utilisés en combinaison avec les signaux d'autres tubes à dards situés hors de la culasse de fer pour reconstruire les traces des muons.

En pratique, nous ne ferons pas usage de l'information fournie par le fer instrumenté dans notre analyse.

## 3.6 Le système de déclenchement de l'acquisition de données

Le système de déclenchement de l'acquisition de données est conçu pour sélectionner les événements physiques produits lors des collisions électron-proton et rejeter les événements de bruit de fond. Ceux-ci proviennent principalement de trois sources : les radiations synchrotrons dues au faisceau d'électrons, les interactions des faisceaux avec les molécules du gaz résiduel du tube à vide ainsi qu'avec les parois du tube lui-même. L'intervalle de temps de croisement des faisceaux ( $96 \text{ ns}$ ) étant inférieur au temps de réponse de certains éléments du détecteurs (typiquement de  $13 \times 96 \text{ ns}$  pour le calorimètre à argon liquide), la décision du déclenchement (garder ou rejeter l'événement) ne peut être prise à la fréquence de croisement des faisceaux. Pour rencontrer cette contrainte, sans introduire de temps mort trop important, un système de pile ("pipeline") est utilisé afin de garder une trace des réponses de chaque élément de détecteur pour chaque croisement des faisceaux. L'information complète est, par ce système, conservée durant le temps nécessaire à une première prise de décision sur base d'une information partielle provenant d'éléments de détecteur à réponse rapide (inférieure à  $96 \text{ ns}$ ). Cette première décision est appelée le premier niveau du système de déclenchement, le niveau *L1*. Le système de déclenchement est prévu pour fonctionner avec un total de quatre niveaux. En



1993, la luminosité instantanée étant relativement faible par rapport à la valeur nominale, seuls les niveaux  $L1$  et  $L4$  ont été utilisés.

Le niveau  $L1$  est composé de 9 éléments de déclenchement ("trigger elements") comportant chacun l'information d'un sous-détecteur particulier. Les éléments de déclenchement sont combinés en entités ("subtrigger") assignés soit à un type de particulier de physique (déclencheurs physiques) soit à un certain type de données expérimentales utilisés par exemple pour déterminer l'efficacité d'un sous-détecteur (déclencheurs de contrôle), ou encore à des événements dus au rayonnement cosmique servant à effectuer des calibrations et des synchronisations (déclencheurs cosmiques). Les taux des 128 entités possibles sont mesurés séparément. Chacun d'entre eux peut voir son taux réduit par un facteur d'atténuation.

Les niveaux  $L2$  et  $L3$ , prévus pour un développement futur de critères de déclenchement plus sophistiqués que le niveau  $L1$ , seront appliqués après décision positive du niveau  $L1$ .

Le niveau  $L4$  est basé sur une ferme de microprocesseurs. Il utilise l'entièreté de l'information pour prendre la décision finale. Dans le cas positif, l'événement est conservé sur support informatique.

Les temps de décision ainsi que les temps morts prévus pour les différents niveaux sont présentés à la figure 3.8.

Durant la prise de données de 1993, le taux de bruit de fond pris au niveau 1 était de  $26 \text{ Hz}$  et 70% de ces événements étaient rejetés au niveau 4. Finalement, le taux d'acquisition était de  $8 \text{ Hz}$  et le temps mort global du système de 8%.

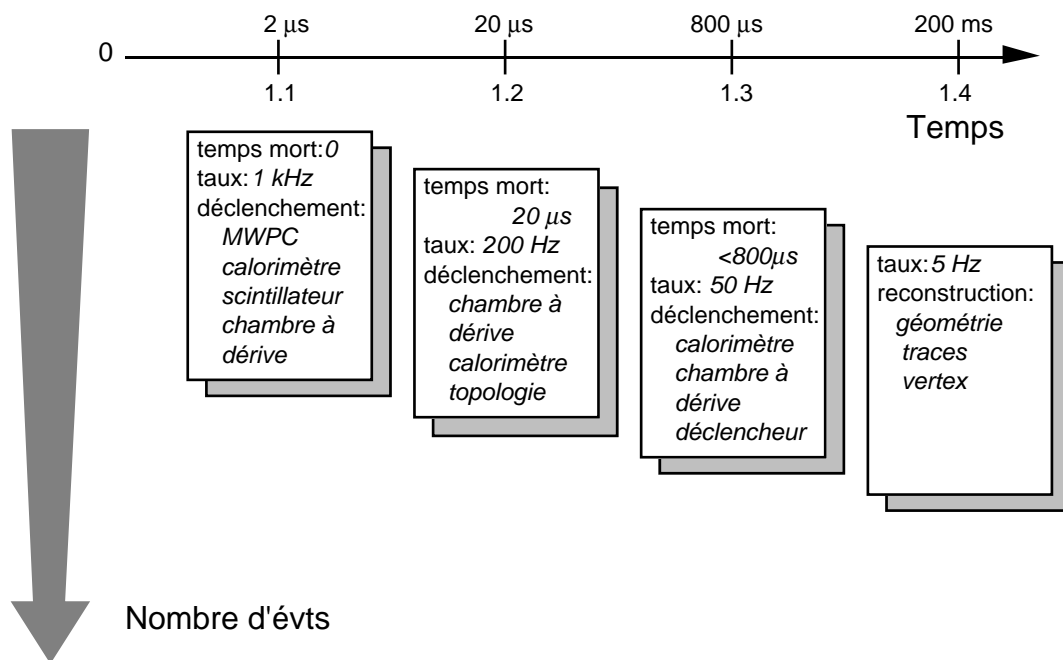
### 3.7 Le système de mesure de luminosité

Dans l'expérience  $H1$ , l'estimation en ligne de la luminosité des faisceaux est basée sur la mesure du taux d'événements Bethe-Heitler :

$$e + p \rightarrow e + p + \gamma, \quad (3.2)$$

dont la section efficace est bien connue théoriquement (voir chapitre 2.5.1). L'ensemble de l'appareillage conçu pour mesurer la luminosité des faisceaux est constitué de deux branches : la branche de détection de photons et la branche de détection d'électrons.

Outre la mesure de la luminosité, cet appareillage est utile à l'étude des événements de photoproduction ainsi qu'à la détection d'événements radiatifs. Une fraction des événements du type photoproduction peut être identifiée par la détection de l'électron diffusé dans la branche de détection d'électrons. D'autre part, et cela est fondamental dans le cadre de notre analyse, la branche de détection de photons permet de détecter une partie des photons émis par radiation de l'électron, en particulier pour notre analyse, dans les événements de diffusion profondément inélastique.



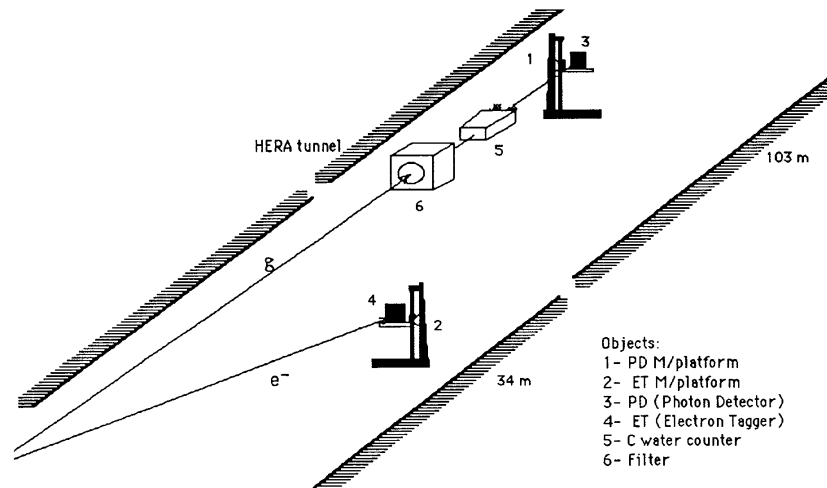
**Figure 3.8:** Les quatre niveaux de déclenchement de l'acquisition de données.

Dans cette section, nous décrivons l'appareillage du système de mesure de la luminosité. La calibration ainsi que l'étude des efficacités de ses éléments seront étudiées au prochain chapitre de façon détaillée. La mesure de la luminosité se fait de façon indépendante de la prise de données. Les éléments de déclenchement propres au système de luminosité sont utilisés à la fois pour la mesure en ligne de la luminosité et comme éléments de déclenchement du système central d'acquisition de données. Ces éléments de déclenchement sont présentés dans la dernière partie de cette section.

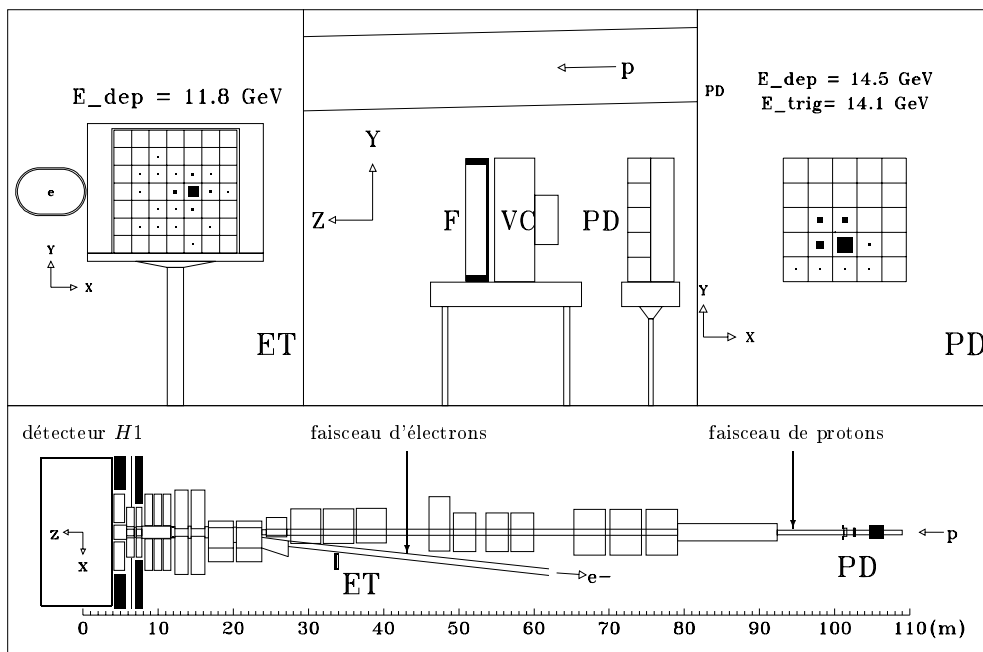
### 3.7.1 La branche de détection de photons

Les photons des événements Bethe-Heitler étant émis à très petit angle (par rapport à la direction du faisceau d'électrons incidents), le système de détection de photons est placé loin du point d'interaction (à plus de 100 m). Les photons émis avec un angle  $\theta_\gamma < \pi - 0.5 \text{ mrad}$  quittent le tube du faisceau de proton par une fenêtre située à  $z = -92,3 \text{ m}$  et viennent interagir dans les détecteurs de la branche de détection de photons. Celle-ci se compose de trois éléments : en partant du point d'interaction on trouve successivement (voir figures 3.9 et 3.10) : un ensemble de filtres ( $1,5X_0 \text{ Pb} + 0,5X_0 \text{ Cu}$ ), le compteur Čerenkov et le détecteur de photons.

Les filtres servent à protéger le compteur Čerenkov et le détecteur de photons des rayonnements synchrotron. Le compteur Čerenkov ( $1X_0$ ), long de 350 mm et d'un volume de 5 litres, contient de l'eau distillée. Deux photomultiplicateurs captent directement (sans guide de lumière) la lumière Čerenkov émise par les particules chargées de la gerbe électromagnétique engendrée dans le compteur lui-même, dans les filtres ou même en amont. Les deux photo-



**Figure 3.9:** Vue de profil du système de mesure de la luminosité, composé du détecteur de photons (3), du détecteur d'électrons (4), du compteur Čerenkov (5) et des filtres (6).



**Figure 3.10:** Exemple d'un événement Bethe-Heitler détecté dans le système de mesure de la luminosité et figure illustrative de l'appareillage du système. L'électron diffusé et le photon sont détectés, respectivement, dans les détecteurs d'électrons (ET) et de photons (PD) par leurs dépôts d'énergie respectifs de 11,8 GeV et 14,5 GeV.

multiplificateurs fonctionnent à des régimes différents. L'un, fonctionnant en régime standard, est inclus dans la mesure énergétique de la branche, l'autre fonctionne sous une haute tension plus élevée afin d'augmenter l'efficacité de déclenchement. Un signal résultant du OU logique des réponses des deux photomultiplificateurs participe à la logique de déclenchement du système d'acquisition de données. Le compteur Čerenkov peut-être utilisé soit comme veto, pour rejeter les événements pour lesquels le photon a interagi dans le compteur, dans les filtres ou en amont ; ceci permet de s'assurer de la mesure précise de l'énergie du photon (l'ensemble de la gerbe développée étant alors contenu dans le détecteur de photons). Il peut également être utilisé comme une part active supplémentaire du détecteur de photons (l'énergie totale est alors reconstruite sur base des signaux du détecteur de photons et du compteur Čerenkov), ce qui présente l'avantage de diminuer les pertes d'événements mais offre une mesure de l'énergie moins précise.

Le détecteur de photons est un calorimètre Čerenkov à absorption totale composé de cristaux  $KRS - 15$  ( $TlCl$  78% et  $TlBr$  22%), possédant une profondeur égale à 21,5 longueurs de radiation. Les dimensions du calorimètre sont de 100 mm sur 100 mm avec une segmentation de  $5 \times 5$  cellules. Chaque cellule est lue par un photomultiplificateur. Le détecteur de photons est monté sur une table amovible permettant de l'écartier de la direction du faisceau d'électrons pendant les périodes d'injection, afin de le protéger. Un blindage de fer de 190 cm de long, situé à l'arrière du détecteur de photons, protège celui-ci des particules en provenance du halo accompagnant le faisceau de protons.

Les principaux paramètres du détecteur de photons et du compteur Čerenkov sont présentés au tableau 3.3.

### 3.7.2 La branche de détection d'électrons

Cette branche n'est constituée que d'un seul élément : le détecteur d'électrons. Constitué des mêmes cristaux que le détecteur de photons, ce détecteur jouxte le tube du faisceau d'électrons à plus de 33 m du point d'interaction (voir figure 3.10) et possède une segmentation de  $7 \times 7$  cellules. Les principaux paramètres de ce détecteur sont également présentés au tableau 3.3.

Les électrons diffusés avec un angle proche de zéro sont déviés par les aimants de guidage du faisceau situés entre le point d'interaction et le détecteur d'électrons. Plus leur énergie est faible, plus les électrons sont déviés. Les électrons d'énergie inférieure à 20 GeV et supérieure à 10 GeV sortent du tube du faisceau d'électrons par une fenêtre située en  $z = -27,3$  m, et viennent interagir dans le détecteur d'électrons (nous étudierons en détail l'efficacité du détecteur d'électrons et en fonction de l'énergie dans la section 4.3.3).

### 3.7.3 Logique de déclenchement du système de mesure de luminosité

Le système de mesure de la luminosité offre trois éléments de déclenchement de base ("trigger bits") issus de ses différents détecteurs :

	compteur Čerenkov	délect. de photons	délect. d'électrons
Intervalle en énergie $E/E_e^0$	0,004 – 1,0	0,004 – 1,0	0,2 – 0,8
Acceptance en angle polaire ( $mrad$ )	0 – 0,50	0 – 0,45	0 – 5
Dimension xy ( $mm^2$ )	100 × 100	100 × 100	154 × 154
Segmentation	1 × 1	5 × 5	7 × 7
Distance du point d'interaction ( $m$ )	-101,2	-102,9	-33,4
Composition chimique	$H_2O$	$TlCl$ (78%) $TlBr$ (22%)	$TlCl$ (78%) $TlBr$ (22%)
$X_0$ ( $cm$ )	36,1	0,93	0,93
Longueurs de radiation ( $X_0$ )	1,0	21,5	21,5
Résolution en énergie $\sigma_E/E$ (%) (E exprimé en $GeV$ )	$1 \oplus 15/\sqrt{E}$	$1 \oplus 10/\sqrt{E}$	$1 \oplus 10/\sqrt{E}$
Résolution en temps ( $ns$ )	< 3	< 3	< 3

Tableau 3.3: Paramètres des détecteurs du système de luminosité

numéro et nom	$\sigma_{B-H}$ visible	applications
s86 = $eTAG = ET \wedge \overline{PD} \wedge \overline{VC}$	< 0,1 mb	- sélection d'événements photoproduction
s93 = $VC$	243,6 mb	- calibration du compteur Čerenkov
s94 = $ET \wedge PD \wedge \overline{VC}$	2,65 mb	- calibration relative (en ligne) et absolue (en temps différé) du détecteur de photons et du détecteur d'électrons - mesure de la luminosité en ligne
s95 = $\overline{ET} \wedge PD \wedge VC$	0,96 mb	- sélection d'événements profondément inélastiques radiatifs

Tableau 3.4: Caractéristiques des entités du système de déclenchement sélectif fourni par le système de luminosité

- $PD$  énergie déposée (plus de 4  $GeV$ ) dans le détecteur de photons ("Photon Detector")
- $VC$  énergie déposée (plus de 1  $GeV$ ) dans le compteur Čerenkov ("Veto counter")
- $ET$  énergie déposée (plus de 5  $GeV$ ) dans le détecteur d'électrons ("Electron tagger").

Ces éléments de base sont combinés afin de former des entités du système de déclenchement sélectif de lecture complète des données ("subtriggers"). Ces entités, leurs numéros de référence respectifs, la section efficace Bethe-Heitler visible leur correspondant, et leurs utilisations principales sont reprises dans le tableau 3.4. Seule l'entité s86 est utilisée, en pratique, comme déclencheur physique. L'entité s95, prévue pour la sélection d'événements radiatifs, n'est pas idéale car elle cause la perte des événements pour lesquels la gerbe ne se développe que dans le détecteur de photons. Par conséquent nous utiliserons une entité de déclenchement indépendante dans notre analyse, au chapitre 5.

# Chapitre 4

## La mesure de la luminosité des faisceaux

Dans ce chapitre, les quatre méthodes de mesure de luminosité utilisées dans l'expérience *H1* sont exposées. Trois d'entre elles, basées sur la détection des événements Bethe-Heitler, nécessitent une bonne calibration et une bonne connaissance de l'efficacité des détecteurs du système de mesure de la luminosité. La quatrième est uniquement basée sur la mesure faite par les calorimètres électromagnétiques de *H1*.

Dans une première section, le bilan des données Bethe-Heitler disponibles, pour la prise de données de 1993, est établi. Le travail de calibration et la mesure de l'efficacité de ces détecteurs sont présentés dans les deux sections suivantes. Enfin, les quatre méthodes de mesure de la luminosité sont présentées et comparées à la dernière section.

### 4.1 Données Bethe-Heitler disponibles

Les événements Bethe-Heitler sont détectés par le dépôt d'énergie dans la branche de détection de photons et l'éventuel dépôt d'énergie dans la branche de détection d'électrons. Le processus Bethe-Heitler, bien connu théoriquement, ne constitue pas, à *H1*, un sujet d'étude de physique. Il est utilisé pour la mesure de la luminosité et doit être considéré, dans certains cas (comme dans notre analyse développée au chapitre 5), comme source de bruit de fond. L'importance de sa section efficace (de plusieurs ordres de grandeurs supérieure à celles des processus physiques étudiés à *H1*) ne permet pas l'enregistrement systématique de tous les événements détectés. Comme nous le verrons, la luminosité peut être estimée en ligne de façon indépendante de la prise de données.

Des données de deux types sont cependant collectées et conservées pour répondre aux besoins de la calibration, de l'étude des efficacités et pour vérifier la bonne estimation de la luminosité en ligne. Il s'agit de données prises spécialement pour l'étude des détecteurs du système de mesure de la luminosité, et d'événements de surveillance, collectés tout au long de la prise de données.

### 4.1.1 Prises de données spécifiques

Au cours de la période de prise de données de 1993, plusieurs collectes de données spécifiques à la détection d'événements Bethe-Heitler ont été effectuées. Elles ne nécessitent que l'enregistrement des réponses des détecteurs du système de mesure de la luminosité. La section efficace étant très grande, il est nécessaire d'appliquer un facteur d'atténuation important aux réponses des entités de déclenchement, pour ne pas saturer le système d'acquisition de données. Les caractéristiques du lot collecté que nous utiliserons dans notre analyse sont reprises au tableau 4.1.

collecte $n^0$	$\mathcal{L} (nb^{-1})$	Nombre d'événements	numéro de l'entité	déclenchement	facteur d'atténuation
66553	0,295	114870	s86	$PD_{bas}$	1101
			s93	$VC$	2001
			s94	$ET \wedge PD \wedge \overline{VC}$	111
			s95	$\overline{ET} \wedge PD \wedge VC$	1025

**Tableau 4.1:** Caractéristiques de la collecte de données numéro 66553, spécifique à la détection d'événements Bethe-Heitler.

D'autres lots peuvent être utilisés, mais celui-ci présente l'avantage de faire usage de l'entité de déclenchement à seuil bas  $PD_{bas}$  (d'un point de vue pratique, la logique de l'entité de déclenchement s86 à été remplacée exceptionnellement par  $PD_{bas}$ ), et de ce fait, permet l'étude de l'efficacité de déclenchement du compteur Čerenkov et celle du détecteur d'électrons. Le seuil bas signifie que le niveau de déclenchement est choisi à 2,5  $GeV$  au lieu de 4  $GeV$ .

### 4.1.2 Evénements de surveillance

Tout au long de la prise de données, des événements Bethe-Heitler sont collectés à un taux très bas (un grand facteur d'atténuation est utilisé). L'étude de ces événements permet de mesurer de façon complémentaire la luminosité (comme nous le verrons à la section 4.4) ainsi que d'avoir un échantillon de données Bethe-Heitler représentatives de l'ensemble de la prise de données.

## 4.2 Calibration des détecteurs du système de mesure de luminosité

La calibration en énergie des détecteurs du système de mesure de luminosité est basée, tout comme la mesure de la luminosité en ligne, sur l'utilisation des événements du type Bethe-Heitler :

$$e + p \rightarrow e + p + \gamma . \quad (4.1)$$

Dans la suite, nous noterons  $E_e$  l'énergie de l'électron diffusé mesurée dans le détecteur d'électrons, et  $E_\gamma$  l'énergie du photon, qui représente la somme des énergies mesurées dans le

compteur Čerenkov ( $E_{VC}$ ) et le détecteur de photons ( $E_{PD}$ ) :

$$E_\gamma = E_{VC} + E_{PD} . \quad (4.2)$$

La calibration des trois détecteurs du systèmes de mesure de luminosité se fait en plusieurs étapes détaillées ci-après.

### 4.2.1 Première étape : calibration relative des détecteurs de photons et d'électrons

La calibration relative du détecteur de photons et du détecteur d'électrons est faite sur base des données recueillies en utilisant l'entité de déclenchement  $ET \wedge PD \wedge \overline{VC}$ . Un ajustement des données à l'équation de conservation de l'énergie :

$$E_e + E_\gamma = 26,7 \text{ GeV} \quad (4.3)$$

permet de déterminer les coefficients de calibration (relative) des deux détecteurs. La figure 4.1 présente l'énergie mesurée du photon en fonction de celle de l'électron diffusé pour un lot d'événements déclenchés par l'entité  $PD_{bas}$ . Les événements, sur cette figure, sont séparés en 3 régions définies comme suit :

**région 1**  $E_e < 0.5 \text{ GeV}$ .

**région 2**  $E_e < 10 \text{ GeV}$  et  $E_\gamma < 10 \text{ GeV}$ .

**région 3** Région principale, complémentaire des régions 1 and 2.

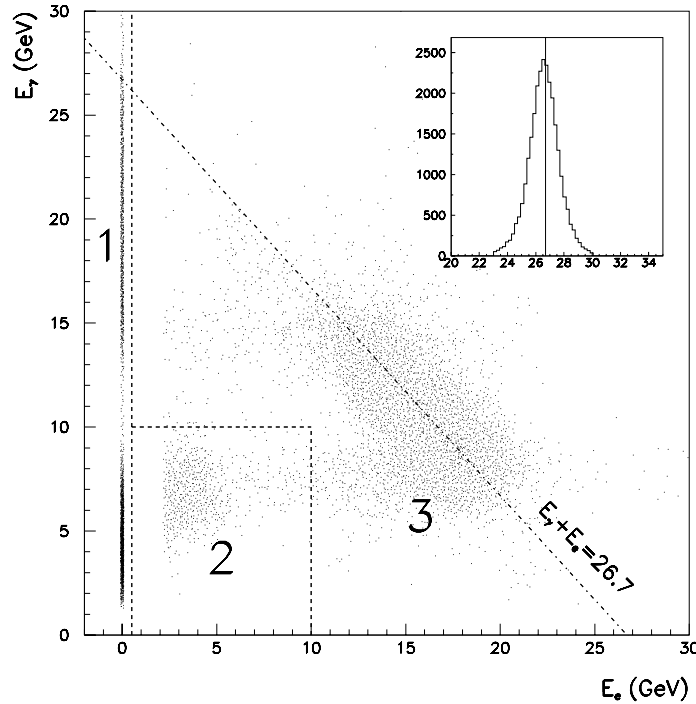
Pour avoir une valeur non nulle, l'énergie reconstruite dans un détecteur doit être supérieure à un seuil ( $0,5 \text{ GeV}$  pour le compteur Čerenkov,  $1,5 \text{ GeV}$  pour le détecteur de photons et  $3 \text{ GeV}$  pour le détecteur d'électrons) faute de quoi, la valeur de l'énergie reconstruite est imposée à zéro.

Dans la région 3, l'alignement autour de la droite d'équation (4.3) montre la bonne calibration relative des deux détecteurs pour l'ensemble des événements. Seuls les événements appartenant à cette région sont utilisés dans cette étape de la calibration.

La région 1 correspond aux événements pour lesquels l'électron diffusé a échappé au détecteur d'électrons. Les événements compris dans cette région nous permettront, à la section 4.3.3, de déterminer l'efficacité du détecteur d'électrons.

Pour les événements de la région 2, une fraction de l'énergie a échappé à la mesure ; la valeur de  $E_e$  étant sous-estimée, ces événements ont migré de la région 3 vers la région 2 ; en revanche, l'énergie du photon de ces événements a été bien mesurée. Ces énergies comprises entre 0 et  $10 \text{ GeV}$ , correspondent à des énergies d'électrons diffusés comprises entre  $16,7$  et  $26,7 \text{ GeV}$ , c'est-à-dire à des électrons diffusés d'énergie, en moyenne, proche de celle du faisceau. Cette région correspond donc aux événements pour lesquels l'électron a été peu défléchi par les aimants du faisceau et a interagi dans une cellule du bord du détecteur d'électrons proche du tube du faisceau, ce qui explique la mauvaise mesure de son énergie. La répartition des impacts des électrons est présentée à la figure 4.2 séparément pour les régions 2 et 3.



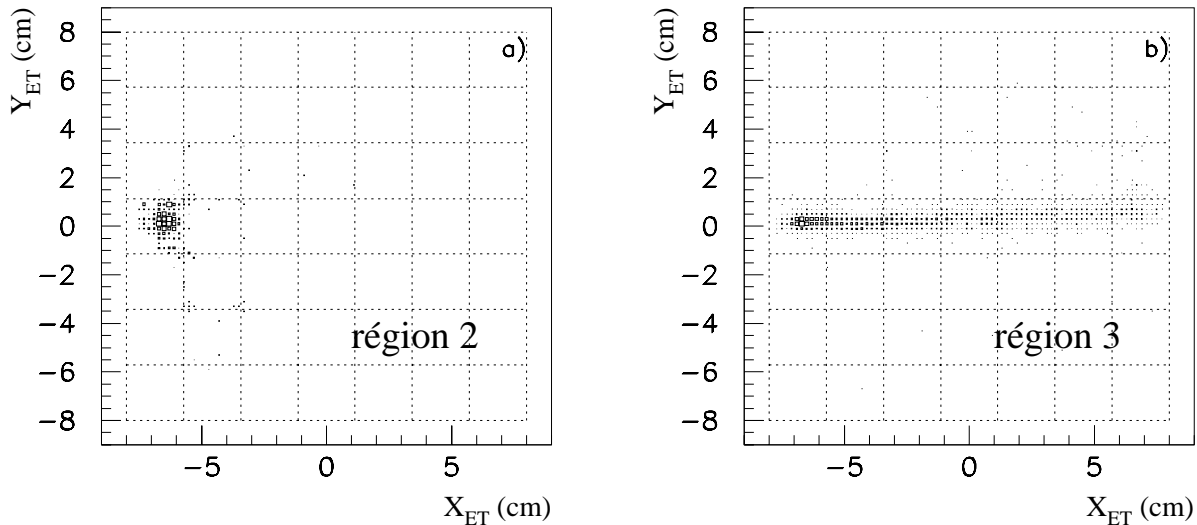


**Figure 4.1:** Distribution de l'énergie du photon en fonction de l'énergie de l'électron pour les événements Bethe-Heitler mesurés par le système de luminosité et définition des 3 régions correspondant aux acceptances des détecteurs. En encart : distribution de la somme des énergies du photon et de l'électron diffusé de la région 3.

#### 4.2.2 Deuxième étape : calibration absolue des détecteurs de photons et d'électrons

La calibration absolue du détecteur de photons se base sur la forme du spectre en énergie de événements du type Bethe-Heitler sélectionnés, comme à l'étape précédente, par l'entité de déclenchement  $ET \wedge PD \wedge \overline{VC}$ . Dans le spectre en énergie des photons, la décroissance rapide attendue du nombre d'événements jusqu'à proximité de la valeur de l'énergie du faisceau (26,7 GeV) permet une calibration absolue du détecteur de photons. La figure 4.3 présente cette distribution en échelles linéaire et logarithmique. Les figures 4.3a et 4.3b comparent la distribution observée à la courbe théorique de la section efficace différentielle, la normalisation étant ajustée à la distribution. L'écart aux petites énergies (en dessous de 6 GeV) est dû aux inefficacités des éléments de déclenchement, que nous étudierons à la section suivante. L'écart à haute énergie (supérieure à 25 GeV) est dû à l'erreur de mesure sur l'énergie déposée dans le détecteur de photons ainsi qu'à la superposition d'événements Bethe-Heitler lors du même croisement de faisceaux. En prenant ces deux effets en considération dans une simulation par Monte Carlo, on observe un bon accord entre le spectre observé et le spectre simulé, comme illustré aux figures 4.3c et 4.3d. La résolution en énergie utilisée dans la simulation est de :

$$\sigma/E = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad (\text{pour } E \text{ exprimé en GeV}). \quad (4.4)$$



**Figure 4.2:** Distribution dans le plan des coordonnées  $(x, y)$  des impacts des électrons dans le détecteur d'électrons, pour les événements des régions 2 (a) et 3 (b).

Le taux de superposition d'événements Bethe-Heitler introduit est, selon la valeur obtenue à la section 4.4.4, de  $0,66 \pm 0,06\%$ .

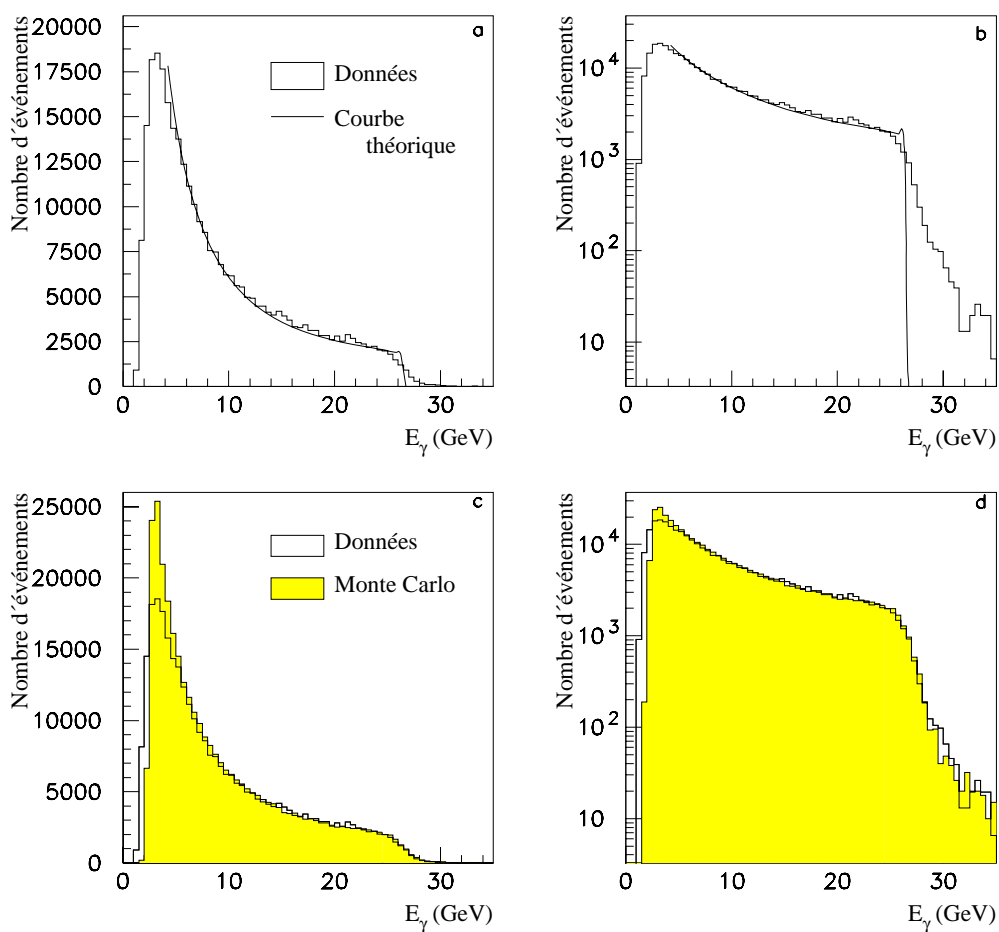
Une fois vérifiée la calibration absolue du détecteur de photons, la calibration absolue du détecteur d'électrons est immédiate, connaissant la calibration relative des deux détecteurs (première étape). La résolution obtenue est identique à celle du détecteur de photons.

### 4.2.3 Troisième étape : calibration absolue du compteur Čerenkov

Techniquement plus facile, car le compteur Čerenkov ne possède qu'une seule cellule, cette calibration est basée sur un échantillon d'événements sélectionnés par l'entité de déclenchement  $VC$  parmi lesquels seuls les événements ayant un dépôt d'énergie dans le détecteur d'électrons sont conservés. A nouveau un ajustement à l'équation (4.3) est appliqué, en incluant la cellule correspondant au compteur Čerenkov.

La résolution en énergie obtenue :

$$\sigma/E = \frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad (\text{pour } E \text{ exprimé en GeV}) . \quad (4.5)$$



**Figure 4.3:** Spectre en énergie des photons des événements *Bethe-Heitler* pour des échelles linéaire et logarithmique : a) et b) spectre observé et ajustement de la courbe théorique (normalisation relative) ; c) et d) comparaison des spectres observé et simulé (normalisation absolue). La simulation tient compte des erreurs de mesures sur l'énergie et des superpositions d'événements *Bethe-Heitler*.

#### 4.2.4 Quatrième étape : ajustement continu

Un ajustement de la calibration relative des détecteurs de photons et d'électrons se fait en permanence, lors de la prise de données, en minimisant l'écart entre la somme des énergies mesurées et l'énergie du faisceau d'électrons (équation (4.3)). Cet ajustement est important car le comportement des trois détecteurs varie suivant le flux de radiation (dépendant directement de la luminosité) auquel ils sont soumis. Pour des fréquences de radiation variant de  $10^{-2}$  à  $10^3$   $kHz$ , les coefficients de calibration varient de 20 % [51].

### 4.3 Efficacité des éléments du système de mesure de luminosité

Dans cette section nous étudions successivement les efficacités des trois éléments de déclenchement du système de mesure de luminosité. Nous estimerons, dans la troisième partie de cette section, l'efficacité de détection du détecteur d'électrons pour les événement Bethe-Heitler.

#### 4.3.1 Efficacité de déclenchement des éléments $PD$ et $VC$

Nous estimerons l'efficacité des éléments de déclenchement  $PD$  et  $VC$  suivant deux méthodes indépendantes. La première tire son résultat des données expérimentales et la seconde de la comparaison entre les données et une simulation.

##### Première méthode

Sélectionnons un lot d'événements obtenus par un élément de déclenchement indépendant de ceux du système de luminosité et possédant une énergie reconstruite supérieure à 1  $GeV$  dans la branche de détection de photons, par dépôt d'énergie dans le compteur Čerenkov ou dans le détecteur de photons (les seuils respectifs des éléments  $VC$  et  $PD$  sont de 1  $GeV$  et 4  $GeV$ ). A l'aide des événements du lot, on estime les efficacités de déclenchement des éléments  $VC$  et  $PD$ , ainsi que l'efficacité de déclenchement de la combinaison logique  $VC$  ou  $PD$ , par :

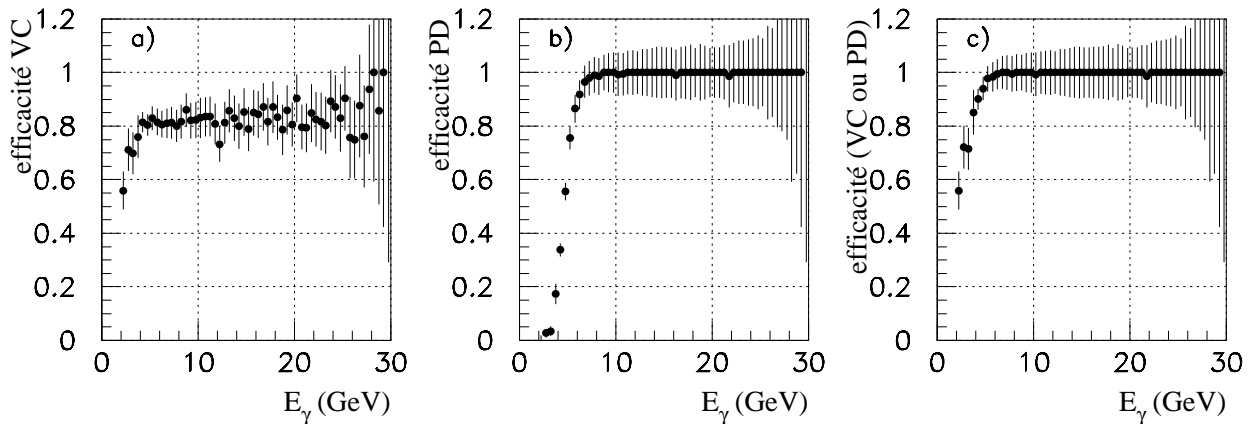
$$\epsilon_{VC} = \frac{N_{VC=1}}{N_{Tot}} \quad \epsilon_{PD} = \frac{N_{PD=1}}{N_{Tot}} \quad \epsilon_{VC \text{ ou } PD} = \frac{N_{VC=1 \text{ ou } PD=1}}{N_{Tot}}, \quad (4.6)$$

où  $N_{VC=1}$ ,  $N_{PD=1}$  et  $N_{VC=1 \text{ ou } PD=1}$  représentent, le nombre d'événements pour lesquels, respectivement, les éléments  $VC$ ,  $PD$  et leur combinaison ( $VC$  ou  $PD$ ) ont donné un signal de déclenchement. Le nombre  $N_{Tot}$  représente le nombre total d'événements du lot.

Les efficacités estimées par cette méthode sont présentées, en fonction de l'énergie reconstruite, à la figure 4.4.

##### Seconde méthode

Nous avons vu, dans la section 4.2.2, que les spectres en énergie des photons des données et de la simulation diffèrent, une fois les effets des erreurs de mesure et la possibilité de superposition d'événements pris en compte, principalement aux basses énergies. Cet écart est attribué



**Figure 4.4:** Efficacité des éléments de déclenchement  $VC$  et  $PD$  et de leur combinaison logique ( $VC$  ou  $PD$ ) estimés par la première méthode (voir texte).

aux inefficacités de déclenchement. Par comparaison des spectres d'événements déclenchés par les éléments  $VC$ ,  $PD$  ou leur combinaison logique ( $VC$  ou  $PD$ ) au spectre simulé (les deux spectres étant normalisés de façon absolue), on estime les efficacités (les spectres comparés pour la combinaison  $VC$  ou  $PD$  sont représentés à la figure 4.3c et 4.3d). Les résultats obtenus par cette seconde méthode sont présentés, pour l'utilisation du lot numéro 66553, à la figure 4.5.

Les estimations des efficacités des deux méthodes sont en bon accord. Une différence est à noter dans l'efficacité de l'élément  $PD$  à basse énergie : le seuil de déclenchement de la seconde méthode (2,5  $GeV$ ) est inférieur à celui de la première méthode (4  $GeV$ ) car l'échantillon employé dans la seconde méthode, le lot numéro 66553, utilisait l'élément  $PD_{bas}$  au lieu de l'élément  $PD$  au seuil normal.

### 4.3.2 Efficacité de déclenchement de l'élément $ET$

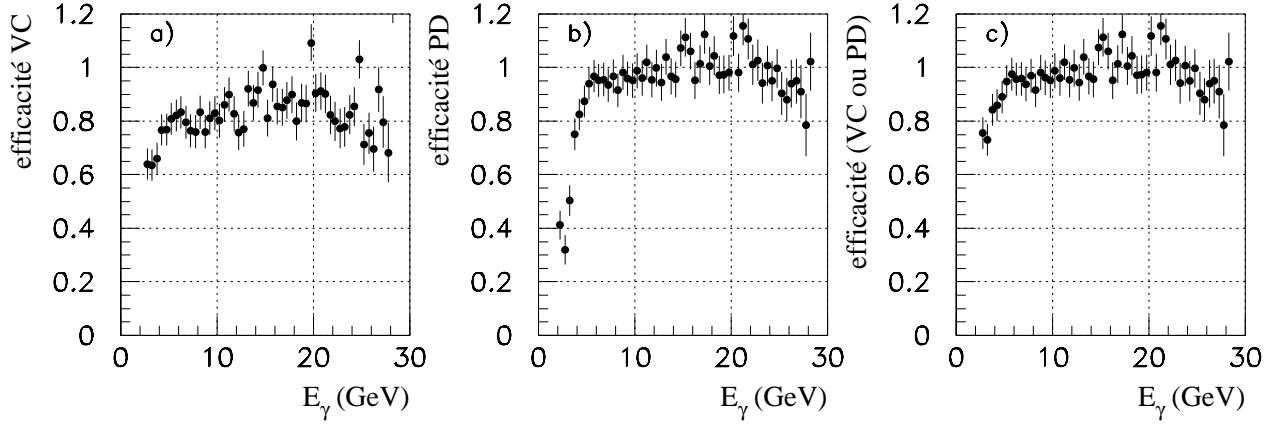
Nous estimons l'efficacité de l'élément  $ET$  (seuil de déclenchement à 5  $GeV$ ) sur base de l'échantillon d'événements du lot numéro 66553, déclenchés par les éléments  $VC$  ou  $PD$ , et pour lesquels une énergie supérieure à 2  $GeV$  est reconstruite dans le détecteur d'électrons, par le rapport :

$$\epsilon_{ET} = \frac{N_{ET=1}}{N_{Tot}} \quad (4.7)$$

Les efficacités estimées sont présentées à la figure 4.6.

### 4.3.3 Efficacité de détection du détecteur d'électrons

Nous allons maintenant estimer une grandeur importante pour l'estimation du bruit de fond dans l'analyse qui va suivre, au chapitre 5. Il s'agit de connaître la fraction d'événements



**Figure 4.5:** Efficacité des éléments de déclenchement *VC* et *PD* et de leur combinaison logique (*VC* ou *PD*) estimés par la seconde méthode (voir texte).

Bethe-Heitler observables par le détecteur d'électrons. Nous appellerons cette grandeur "efficacité de détection", et insistons sur le fait qu'elle n'est valable que pour des événements du type Bethe-Heitler.

Reprenons la définition des trois régions donnée à la section 4.2 et illustrée à la figure 4.1 pour les événements du type Bethe-Heitler. Comparons le spectre en énergie des photons des événements compris dans l'ensemble des 3 régions avec celui compris uniquement dans la région 1, comme illustré à la figure 4.7a. Les événements de la région 1, par définition, n'ont pas d'énergie détectée dans le détecteur d'électrons. Dans le spectre en énergie des photons, le petit nombre d'événements dans la gamme d'énergies de 10 à 18 *GeV*, montre que, dans ce domaine d'énergie, presque tous les événements ont leur électron diffusé détecté. L'efficacité du détecteur d'électrons y est donc proche de 1.

On définit l'efficacité de détection des électrons dans le détecteur d'électrons comme :

$$\varepsilon_{ET} = \frac{N(E_{ET} \neq 0)}{N(\text{tous})} \quad (4.8)$$

où  $N(E_{ET} \neq 0)$  et  $N(\text{tous})$  sont les nombres d'événements dans un intervalle donné en énergie respectivement dans les régions 2+3 et dans l'ensemble des 3 régions. L'énergie de l'électron n'étant pas bien estimée dans la région 2, elle est obtenue à partir de l'énergie mesurée du photon en utilisant la relation de conservation de l'énergie (équation (4.3)).

Remarquons que l'étalement de la distribution mesurée dû aux erreurs de mesures de l'énergie est augmenté aux basses de l'énergie de l'électron par les superpositions d'événements Bethe-Heitler.

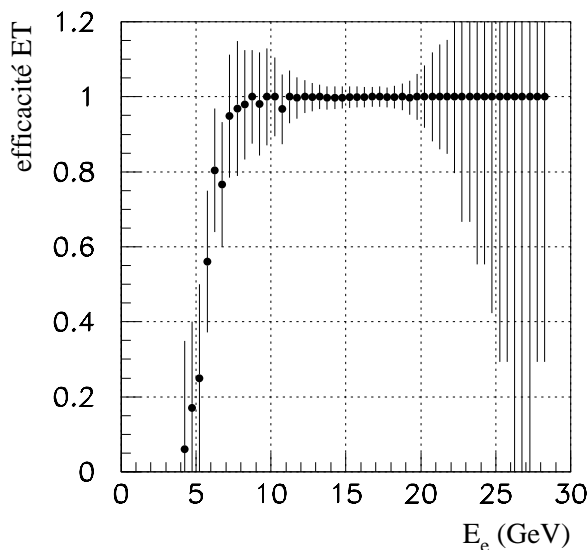


Figure 4.6: Efficacité de l'élément de déclenchement ET.

L'efficacité est sensible à la position dans le plan  $(x,y)$  et à la direction  $(\theta_x$  et  $\theta_y)$  du faisceau. Ceux-ci peuvent varier au cours du temps. La figure 4.8 présente l'efficacité du détecteur d'électrons simulée pour différentes conditions de faisceau [52]. L'inclinaison du faisceau est mesurée par la position moyenne des dépôts d'énergie dans le détecteur de photons, avec une précision de  $0,01 \text{ mrad}$ .

L'efficacité, moyennée sur l'ensemble de la période de prise de données, est présentée en fonction de l'énergie de l'électron à la figure 4.7b et reprise au tableau 4.2. Les erreurs indiquées dans le tableau 4.2 rendent compte de la propagation d'une erreur d' $1 \sigma$  sur la mesure de l'énergie.

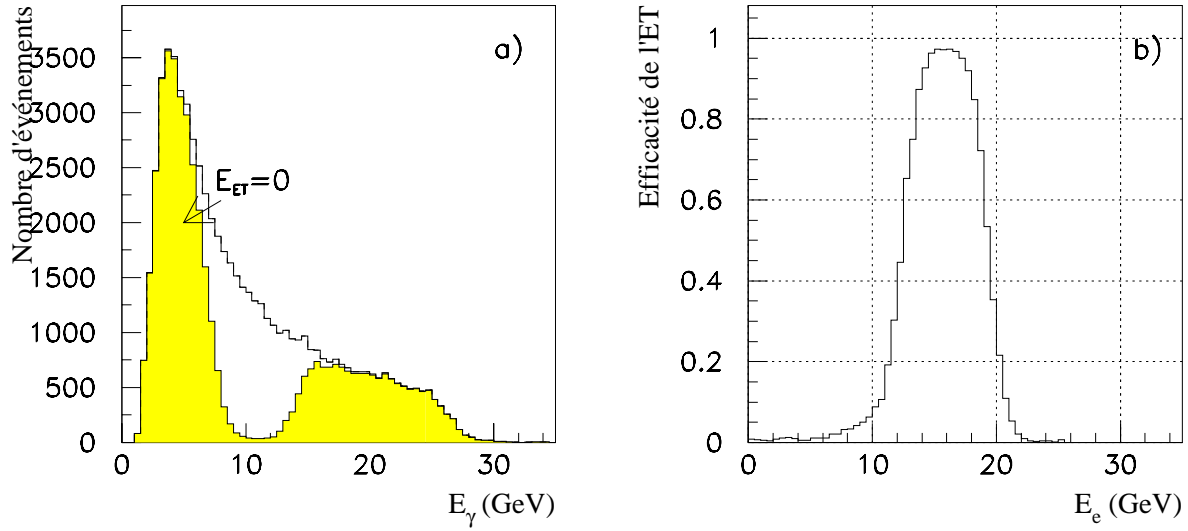
## 4.4 Mesure de la luminosité

Dans ce paragraphe, quatre méthodes de mesure de la luminosité des faisceaux sont exposées et comparées. La première méthode, seule à donner une mesure en ligne, est la méthode principale. Les trois autres méthodes servent à vérifier de manière indépendante la mesure en ligne.

### 4.4.1 Mesure en ligne

La mesure en ligne de la luminosité des faisceaux se base sur la détection d'événements du type Bethe-Heitler :

$$e + p \rightarrow e + p + \gamma . \quad (4.9)$$

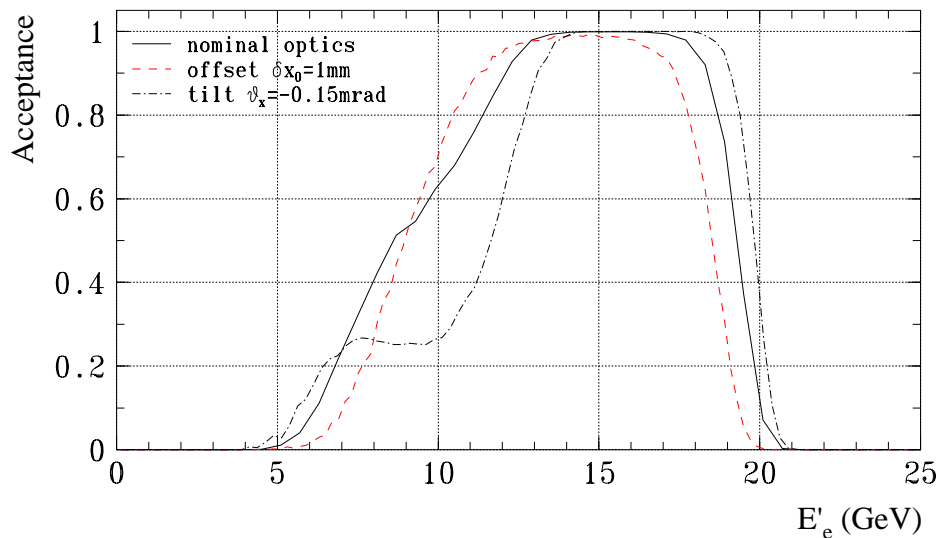


**Figure 4.7:** a) Spectre en énergie du photon de l'ensemble des événements Bethe-Heitler (histogramme blanc) et des événements de la région 1 (histogramme hachuré).  
b) Efficacité du détecteur d'électrons en fonction de l'énergie de l'électron.

$E_{min} \setminus E_{max}$	17	18	19	20	21	22
6	$42.9 \pm 1.2$	$47.1 \pm 0.9$	$49.5 \pm 0.6$	$49.2 \pm 0.6$	$47.0 \pm 0.8$	$44.3 \pm 0.8$
7	$47.0 \pm 1.2$	$51.2 \pm 0.9$	$53.5 \pm 0.5$	$52.8 \pm 0.5$	$50.2 \pm 0.7$	$47.1 \pm 0.8$
8	$52.0 \pm 1.1$	$56.1 \pm 0.8$	$58.1 \pm 0.4$	$57.0 \pm 0.4$	$53.9 \pm 0.6$	$50.3 \pm 0.7$
9	$58.0 \pm 0.9$	$61.9 \pm 0.6$	$63.5 \pm 0.2$	$61.8 \pm 0.2$	$58.1 \pm 0.5$	$53.9 \pm 0.6$
10	$65.5 \pm 0.5$	$68.9 \pm 0.2$	$70.0 \pm 0.2$	$67.5 \pm 0.1$	$62.8 \pm 0.2$	$57.9 \pm 0.3$
11	$74.7 \pm 0.1$	$77.3 \pm 0.4$	$77.4 \pm 0.7$	$73.9 \pm 0.6$	$68.1 \pm 0.2$	$62.3 \pm 0.1$
12	$84.8 \pm 1.3$	$86.2 \pm 1.4$	$85.1 \pm 1.7$	$80.1 \pm 1.4$	$73.0 \pm 0.9$	$66.1 \pm 0.6$
13	$92.4 \pm 1.8$	$92.5 \pm 1.8$	$90.1 \pm 2.1$	$83.7 \pm 1.7$	$75.3 \pm 1.1$	$67.4 \pm 0.8$

**Tableau 4.2:** Efficacité du détecteur d'électrons en fonction de l'énergie de l'électron, pour un intervalle défini par une valeur minimale de l'énergie (en GeV) sur l'échelle verticale et une valeur maximale sur l'échelle horizontale. Les erreurs correspondent à la propagation d'une erreur d'un  $\sigma$  sur la mesure de l'énergie (équation 4.5).





**Figure 4.8:** Simulation de l'efficacité du détecteur d'électrons en fonction de l'énergie, pour différentes conditions de faisceaux : faisceau normal, déplacé de 1 mm le long de l'axe des  $x$  et incliné d'un angle polaire de 0,15 mrad.

### Sélection des événements

Une détection est assurée par l'observation, en coïncidence, d'un dépôt d'énergie dans le détecteur d'électrons et dans le détecteur de photons (le compteur Čerenkov est requis en anti-coïncidence) tels que :

- $E_e > 5 \text{ GeV}$
- $E_\gamma > 5 \text{ GeV}$
- $23 \text{ GeV} < (E_e + E_\gamma) < 30 \text{ GeV}$
- $|x_e| < 65 \text{ mm}$  et  $|y_e| < 65 \text{ mm}$  .

Cette dernière condition, où  $x_e$  et  $y_e$  sont les coordonnées de l'impact de l'électron par rapport au centre du détecteur d'électrons, est appliquée pour rejeter les événements pour lesquels une fraction importante de l'énergie a pu échapper à la mesure du détecteur (voir paragraphe 4.2).

### Mesure de la luminosité

Le processus (4.9) offre les avantages d'avoir une section efficace précisément calculable par la théorie de l'électrodynamique quantique (voir section 2.5.1), et d'être de grande section efficace (section efficace visible par le détecteur de photons : 174 mb, en coïncidence électron-photon : 28 mb).

Ces événements sont contaminés par des interactions entre les électrons et le gaz résiduel dans le tube des faisceaux, avec émission de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) :

$$e + A \rightarrow e + A + \gamma . \quad (4.10)$$

Les paquets pilotes d'électrons du faisceau permettent d'estimer la proportion d'interactions entre les particules du faisceau et le gaz résiduel, par rapport aux interactions Bethe-Heitler entre les deux faisceaux.

La luminosité instantanée est calculée par la formule suivante :

$$L = \frac{N_{tot} - (I_{tot}/I_0)N_0}{\sigma_{vis}} (1 + \delta) , \quad (4.11)$$

où  $N_{tot}$  est le nombre total d'événements du type Bethe-Heitler,  $N_0$ , le nombre d'événements du type Bethe-Heitler provenant des paquets pilotes ;  $I_{tot}$  et  $I_0$  sont les courants correspondants des faisceaux d'électrons, et  $\sigma_{vis}$  est la section efficace du processus  $e + p \rightarrow e + p + \gamma$ , compte tenu de l'acceptance des détecteurs et de l'efficacité du déclenchement. Le terme de correction  $\delta$  prend en compte les pertes dues à la superposition d'événements Bethe-Heitler.

Les sources dominantes d'erreur systématique sont [37] :

- **L'efficacité du détecteur d'électrons.** Comme nous l'avons vu à la section précédente, l'efficacité du détecteur d'électrons dépend de la position précise du faisceau dans le plan  $(x, y)$  et de sa direction (angles  $\theta_x$  et  $\theta_y$ ) au point d'interaction. En incluant la propagation de l'incertitude sur la calibration, l'erreur systématique induite par l'efficacité du détecteur d'électrons est estimée à 3%.
- **La soustraction du bruit de fond électron-gaz.** L'erreur induite par cette soustraction (voir équation (4.11)), dépendant de l'erreur sur la mesure de l'intensité des paquets d'électrons, est d'environ 1,5%.
- **L'efficacité du système de déclenchement.** Cette source d'erreur est faible ( $< 1\%$ ) car les énergies requises par les critères de sélection sont largement supérieures aux seuils de déclenchement.

L'erreur absolue totale sur la luminosité est estimée à 4%.

#### 4.4.2 Mesure sur base des photons des événements Bethe-Heitler

Cette méthode est une variante de la méthode en ligne. Au lieu d'exiger une coïncidence de l'électron diffusé et du photon de l'événement Bethe-Heitler, seule la détection du photon est requise. La luminosité est estimée à partir du nombre d'événements vérifiant la condition :

$$E_\gamma > 10 \text{ GeV} . \quad (4.12)$$

Cette mesure est indépendante de l'acceptance du détecteur d'électrons (contribution importante à l'erreur sur la mesure en ligne). Cette méthode, développée durant 1993, n'a pas pu être appliquée en ligne, pour des raisons techniques, pour les données accumulées en 1993, mais est appliquée sur l'échantillon d'événements Bethe-Heitler conservé sur support informatique. Seule la luminosité intégrée peut donc être estimée. Notons que cette méthode est utilisée en ligne depuis 1994, de façon complémentaire à la méthode précédente.

Les sources dominantes d'erreur systématique sont [37] :

- **La calibration du détecteur de photons.** L'erreur sur la calibration absolue combinée aux effets de pertes dues à l'erreur sur la résolution donne une incertitude d'environ 1,7%.
- **L'efficacité du système de déclenchement.** L'erreur induite, estimée en utilisant des échantillons déclenchés indépendamment, est de l'ordre de 2%.
- **La soustraction du bruit de fond électron-gaz et présence d'événements superposés.** Le taux d'événements présentant une superposition de plusieurs événements Bethe-Heitler avec un photon énergétique est faible (voir méthode sur base des événements de superposition) et engendrent une incertitude de  $(0,2 \pm 0,2)\%$ . La soustraction du bruit de fond, comme pour la méthode en ligne, occasionne une erreur de 1,5 %.

L'erreur absolue totale sur la mesure de la luminosité intégrée est estimée à 3,4%.

### 4.4.3 Mesure sur base des événements Compton

La détection des événements Compton (voir section 2.5.2) est utilisée, à  $H1$ , comme mesure complémentaire de la luminosité intégrée [35]. La mesure fournie présente deux avantages : premièrement, de correspondre à la luminosité intégrée dans le détecteur (car les deux particules de l'état final ( $e + \gamma$ ) sont détectées dans les calorimètres de  $H1$ ) et, deuxièmement, d'être totalement indépendante des trois autres mesures présentées dans ce chapitre.

La méthode utilisée compare le nombre d'événements observés aux résultats d'une simulation. La luminosité intégrée est estimée par le rapport :

$$\mathcal{L} = \frac{N}{N' \epsilon_{sel}} \mathcal{L}' , \quad (4.13)$$

où  $N$  est le nombre d'événements observé,  $N'$  le nombre d'événements simulé,  $\mathcal{L}'$  la luminosité correspondant à l'échantillon simulé et  $\epsilon_{sel}$  rend compte des différences d'efficacité de sélection entre les données et la simulation.

#### Sélection des événements

Les événements Compton sont identifiés par la détection de deux dépôts d'énergie dans les calorimètres, correspondant à l'électron et au photon de l'état final. De plus, l'absence de hadron détecté dans les calorimètres est exigée. En ce sens, les dépôts d'énergie dans les calorimètres doivent vérifier les critères suivants :

- l'amas d'énergie le plus important :  $E_{amas1} > 8 \text{ GeV}$
- le second amas d'énergie :  $E_{amas2} > 2 \text{ GeV}$
- l'énergie visible  $E_{vis} = E_{amas1} + E_{amas2} > 18 \text{ GeV}$
- pour tout amas supplémentaire  $E_{amas3} < 2 \text{ GeV}$
- l'angle de coplanarité formé avec les centres de gravité des deux premiers amas et la direction des faisceaux  
 $\Delta\phi = \pi - |\phi_e - \phi_\gamma| < 45^\circ$

De plus, pour limiter la contamination des événements de photoproduction ( $Q^2 \sim 0$ ), pouvant présenter une activité hadronique à l'arrière du détecteur simulant la présence d'événements Compton, une contrainte combinant le caractère électromagnétique des amas et l'accord entre les énergies mesurées et calculées d'après les angles de diffusions des deux particules, est appliquée :

$$\xi^2 < 14, \quad (4.14)$$

où l'estimateur  $\xi^2$  est défini par :

$$\xi^2 = \sum_{i=1}^2 \left( \frac{R_i - \langle R \rangle}{\sigma_R} \right)^2 + \left( \frac{E_i^{mes} - E_i(\theta_{cl1}, \theta_{cl2})}{\sigma_E} \right)^2, \quad (4.15)$$

où  $R_i$  est le rayon transverse de l'amas  $i$ ,  $\langle R \rangle$  est le rayon transverse moyen pour l'amas d'une particule électromagnétique,  $E_i^{mes}$  est l'énergie mesurée de l'amas  $i$  et  $E_i(\theta_{cl1}, \theta_{cl2})$  est l'énergie de l'amas  $i$ , estimée à partir des angles polaires de diffusion des particules ayant déposé les amas 1 et 2. Les erreurs  $\sigma_R$  et  $\sigma_E$  sont estimées à partir des données [35].

### Mesure de la luminosité intégrée

Sur l'ensemble des données accumulées en 1993, 338 événements candidats ont été sélectionnés. Parmi ceux-ci, 263 comportent deux dépôts d'énergie dans le calorimètre arrière *BEMC*, 70 ont un dépôt dans le *BEMC* et un dépôt dans le calorimètre à argon liquide et 5 événements possèdent leurs deux dépôts dans le calorimètre à argon liquide.

Les effets des coupures imposées et le bruit de fond d'événements profondément inélastiques subsistant sont évalués par le programme de simulation par Monte Carlo *COMPTON2.0* [53], [54].

Les sources dominantes d'erreurs systématiques sont :

- **L'efficacité de sélection.** Le critère rejetant un événement si un troisième amas d'énergie est présent introduit une inefficacité de sélection dans le cas où le troisième amas est causé par un bruit de fond électronique du calorimètre. L'efficacité de sélection est estimée à  $(88,8 \pm 3,5)\%$ .

- **L'incertitude théorique sur la simulation.** L'erreur sur la section efficace utilisé dans la simulation provient de l'incertitude la fonction de structure du proton. Pour limiter la contribution des événements Compton inélastiques, on pourrait introduire une coupure plus sévère sur la coplanarité, mais une telle coupure nécessiterait une meilleure compréhension de la résolution dans la mesure des angles. L'erreur due aux incertitudes sur la contribution inélastique pour la coupure  $\Delta\phi < 45^\circ$  est estimée à 3%.

L'erreur absolue totale sur la mesure de la luminosité intégrée est estimée à 5%.

#### 4.4.4 Mesure sur base des événements de superposition

Cette méthode est basée sur l'utilisation des événements du type Bethe-Heitler superposés accidentellement à un événement sélectionné indépendamment. Une sélection aléatoire d'événements du type Bethe-Heitler permet de déterminer le nombre total de ces événements produits durant une période, et donc d'estimer la luminosité intégrée sur cette période grâce à la bonne connaissance théorique de la section efficace du processus.

L'échantillon sélectionné, indépendamment de la présence d'un événement Bethe-Heitler superposé, est constitué des événements profondément inélastiques dits "du pic cinématique" (c'est-à-dire pour lesquels l'électron diffusé emporte la plus grande partie de l'énergie de l'électron initial) présentant une énergie déposée dans le calorimètre arrière *BEMC* supérieure à 25 *GeV*.

La signature d'un éventuel événement Bethe-Heitler superposé se fait par la détection d'une énergie supérieure à 5 *GeV* déposée dans la branche de détection de photons du système de mesure de luminosité.

La combinaison de ces critères assure qu'il ne s'agit pas d'un événement profondément inélastique ayant émis un photon radiatif détecté dans le détecteur de photons, l'énergie totale (électron + photon) requise étant supérieure à l'énergie du faisceau d'électrons (compte tenu des erreurs de mesure).

#### Probabilité de superposition aléatoire des événements Bethe-Heitler

Parmi l'ensemble des données recueillies en 1993 (excluant la période de prise de données en l'absence de champ magnétique dans le détecteur), un échantillon de  $N^{pic} = 19848$  événements possédant un amas d'énergie de plus de 25 *GeV* dans le calorimètre *BEMC* :

$$E_{bemc} > 25 \text{ GeV} , \quad (4.16)$$

a été sélectionné. Cet échantillon comporte tous les événements profondément inélastiques du pic cinématique et contient également des événements pour lesquels des particules du halo du faisceau de protons sont venues interagir dans le *BEMC* ainsi que des événements comportant des muons cosmiques ayant déposé de l'énergie dans le *BEMC* ( $10 \pm 2$ )%. L'ensemble de ces

événements seront appelés "événements du pic" dans la suite de cette section.

Dans cet échantillon,  $N^{sup} = 170$  événements satisfont le critère de sélection des événements Bethe-Heitler superposés :

$$E_{\gamma} > 5 \text{ GeV}. \quad (4.17)$$

Les événements Bethe-Heitler sont produits par collision du faisceau d'électrons soit avec le faisceau de protons soit avec le gaz résiduel du tube à vide. Quand un événement du pic déclenche la lecture du détecteur, la probabilité  $P$  qu'un événement Bethe-Heitler (produit par interaction des faisceaux) s'y superpose, durant la même période de croisement des faisceaux, est (en supposant la luminosité instantanée constante) :

$$P = \frac{N^{sup}}{N^{pic}} (1 - R^{gaz}), \quad (4.18)$$

où  $R^{gaz}$  est la fraction d'événements produits sur le gaz. Cette contribution due au gaz résiduel est estimée à partir des événements de surveillance, déclenchés par l'entité  $VC$  (dépôt d'énergie dans le compteur Čerenkov) et possédant une énergie reconstruite dans la branche de détection de photons supérieure à  $4 \text{ GeV}$ . L'estimation de cette contribution est opérée par courte période de prise de données (d'environ  $10 \text{ nb}^{-1}$ ). Avec cette statistique, on calcule  $R^{gaz}$  par :

$$R^{gaz} = \frac{n^{e-pilot}}{n^{lumi}} \frac{84}{10} \frac{I^{lumi}}{I^{e-pilot}}, \quad (4.19)$$

où  $n^{e-pilot}$  est le nombre total d'événements observés (sur la période de  $10 \text{ nb}^{-1}$ ) produits par un paquet pilote d'électrons (il y en a 10 par cycle) ;  $n^{lumi}$  est le nombre total d'événements observés (sur la période de  $10 \text{ nb}^{-1}$ ), produits par un paquet d'électrons apparié (84 par cycle) ;  $I^{e-pilot}$  (resp.  $I^{lumi}$ ) est le courant moyen des paquets pilote d'électrons (resp. appariés).

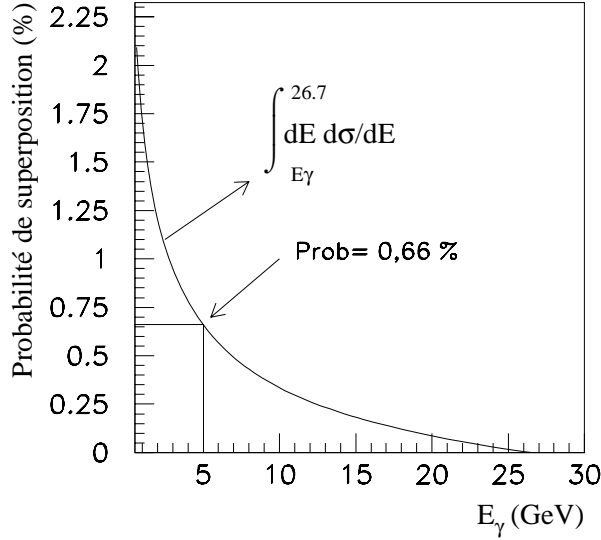
La fraction moyenne d'interaction Bethe-Heitler sur le gaz est de  $\langle R^{gaz} \rangle = (23.6 \pm 0.6)\%$ . Après correction de la contamination des interactions sur le gaz, la probabilité de superposition aléatoire d'un événement Bethe-Heitler possédant une énergie de plus de  $5 \text{ GeV}$  reconstruite dans la branche de détection de photons, est de  $(0.66 \pm 0.06)\%$ . Par intégration numérique de la section efficace différentielle du processus Bethe-Heitler (équation (2.87)), on obtient la probabilité de superposition aléatoire en fonction de la valeur de l'énergie minimale requise pour le photon. Cette probabilité est présentée à la figure 4.9.

En réalité la luminosité instantanée n'est pas constante. Les estimations que nous venons de faire devront donc être corrigées, comme nous le ferons dans la suite, pour tenir compte de ces variations.

### Mesure de la luminosité intégrée

La luminosité intégrée (sur une période de prise de données),  $\mathcal{L}^{Tot}$ , est mesurée par le rapport du nombre d'événements Bethe-Heitler produits durant cette période,  $N_{BH}^{Tot}$ , et de la section efficace du processus Bethe-Heitler :

$$\mathcal{L}^{Tot} = \frac{N_{BH}^{Tot}}{\sigma_{BH}} \quad (4.20)$$



**Figure 4.9:** Probabilité de superposition aléatoire d'un événement Bethe-Heitler en fonction de l'énergie minimum requise pour le photon. La valeur mesurée pour une énergie du photon supérieure à 5 GeV est indiquée.

et

$$N_{BH}^{Tot} = \sum_{i=1}^{N_{cf}^{Tot}} P_{BH}^i(\mathcal{L}), \quad (4.21)$$

où,  $N_{cf}^{Tot}$  est le nombre total de croisement des faisceaux durant la période, et  $P_{BH}^i(\mathcal{L})$  est la probabilité de détection d'un événement Bethe-Heitler lors du croisement de faisceaux  $i$ .

La probabilité  $P_{BH}^i(\mathcal{L})$  est calculée par le rapport  $N^{sup}/N^{pic}$  des événements de l'échantillon produits alors que la luminosité instantanée était proche de celle lors du croisement de faisceaux  $i$ . En pratique, les événements sont regroupés en  $N_{[L]}$  groupes de luminosité similaire.

La luminosité intégrée est estimée par la somme des luminosités intégrées de ces groupes :

$$\mathcal{L}^{Tot} = \sum_{g=1}^{N_{[L]}} \mathcal{L}^g = \frac{1}{\sigma_{BH}} \sum_{g=1}^{N_{[L]}} N_{cf}^g P_{BH}^g \quad (4.22)$$

où  $N_{cf}^g$  est le nombre total de croisements de faisceaux dans le groupe de luminosité  $g$ , et  $P_{BH}^g$  est la probabilité d'observer un événement Bethe-Heitler à la luminosité instantanée caractéristique du groupe  $g$ .

Le nombre total de croisements des faisceaux est déduit de la durée de la prise de données conservée sur support informatique, divisée par le délai entre deux croisements de faisceaux (96 ns). La section efficace est calculée par intégration de la section efficace différentielle du

processus Bethe-Heitler discutée à la section 2.5.1, pour des photons d'énergie comprise entre 5 et 26.7 GeV ( $0 < y < 0,81$ ) :

$$\sigma_{BH}(E_\gamma > 5\text{GeV}) = \int_0^{0,81} \frac{d\sigma}{dy} dy = 70.20 \text{ nb} \quad (4.23)$$

Dans chaque groupe de luminosité, la probabilité  $P_{BH}^g$  est estimée par :

$$P_{BH}^g = \frac{\sum_{i=1}^{N^{pic}} W^i \delta^i}{\sum_{j=1}^{N^{pic}} 1} \quad (4.24)$$

où

$$\delta^i = \begin{cases} 1 & \text{si un événement Bethe-Heitler est observé durant le} \\ & \text{croisement de faisceaux contenant l'événement du pic } i \\ 0 & \text{si il n'y a pas d'événement superposé,} \end{cases} \quad (4.25)$$

et

$$W^i = 1 - R_i^{gaz}, \quad (4.26)$$

$N^{pic}$  étant le nombre d'événements du pic dans le groupe de luminosité  $g$ . Remarquons que l'équation (4.24) revient à l'équation (4.18), au sein du groupe de luminosité  $g$ .

Jusqu'ici, nous n'avons pas considéré la variation de la luminosité au sein d'un groupe. Les probabilités de produire un événement Bethe-Heitler aux luminosités  $\mathcal{L}_1$  et  $\mathcal{L}_2$  sont reliées par :

$$P_{BH}(\mathcal{L}_1) = P_{BH}(\mathcal{L}_2) \frac{\mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_1} \quad (4.27)$$

Dans chaque groupe, la mesure de la luminosité intégrée peut être corrigée pour ses variations par rapport à la luminosité instantanée moyenne du groupe,  $\overline{\mathcal{L}}^g$  :

$$P_{BH}^g = \frac{\sum_{i=1}^{N^{pic}} W^i \delta^i \overline{\mathcal{L}}^g}{\sum_{j=1}^{N^{pic}} \mathcal{L}^j} \quad (4.28)$$

où  $\mathcal{L}^j$  est la luminosité du croisement de faisceaux  $j$ .

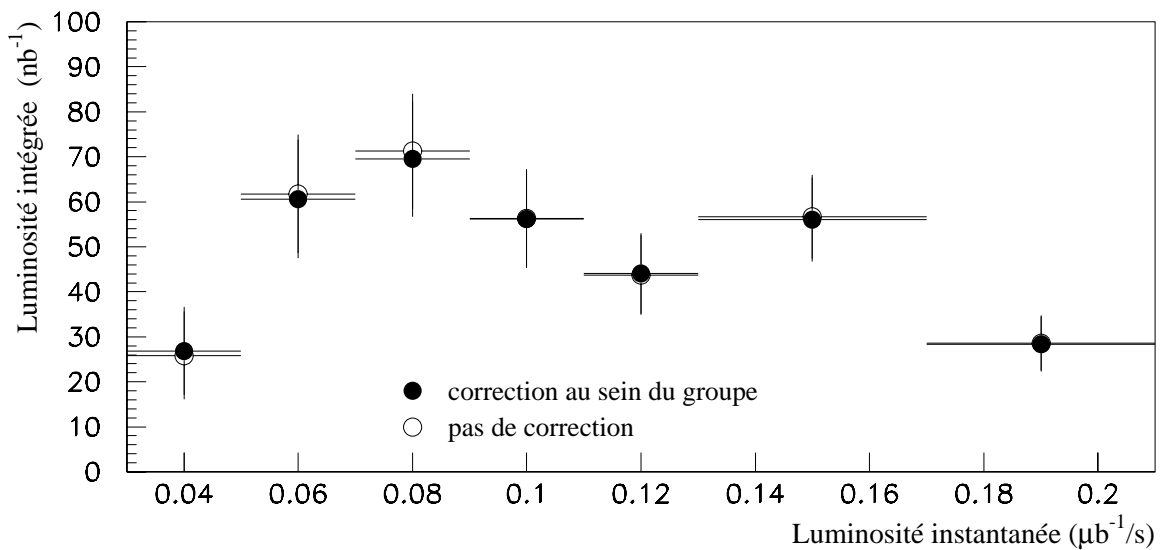
La luminosité intégrée, calculée pour 7 groupes de luminosités similaires, est présentée à la figure 4.10

L'erreur introduite par la classification en groupes est estimée de l'ordre de 5%. La correction prenant en compte les variations de luminosité instantanées au sein d'un groupe diminue la valeur de la mesure, en moyenne, de 0,4%.

#### 4.4.5 Comparaison des mesures

Pour rendre compte de la luminosité délivrée dans la partie centrale du détecteur, les luminosités mesurées doivent être corrigées de la contribution dite des paquets "satellites" des faisceaux. Durant la préaccélération et l'injection, environ 10 % des protons s'échappent des paquets, certains d'entre eux forment des paquets satellites situés aux distances multiples de  $c \cdot 4,8 \text{ ns}$  des





**Figure 4.10:** Luminosité intégrée, en fonction de la luminosité instantanée, avec (point noirs) et sans (points blancs) correction de variation de luminosité au sein d'un groupe.

paquets dont ils sont issus. Une fraction de la luminosité mesurée, différente selon la méthode de mesure de la luminosité intégrée utilisée, provient de ces paquets satellites.

Cette correction est estimée, pour les trois méthodes basées sur la détection des événements Bethe-Heitler, à l'aide des événements de photoproduction et des événements profondément inélastiques à petit  $Q^2$  possédant un vertex reconstruit dans la région d'interaction des paquets satellites, et pour la méthode Compton, sur base des événements Compton ayant un vertex reconstruit. Les corrections relatives à la contribution des paquets satellites sont estimées à  $(3,3_{-0,8}^{+3,0})\%$  pour les trois méthodes basées sur les événements Bethe-Heitler et à  $(3,6 \pm 2,5)\%$  pour la méthode Compton.

De plus, les méthodes de mesure de la luminosité présentent différentes sensibilités au temps mort de l'acquisition de données. A l'inverse de la méthode Compton, les trois autres méthodes fournissent des mesures indépendantes de l'acquisition de données. Une correction doit donc être introduite pour que leurs mesures correspondent à la luminosité reçue pendant les périodes sensibles du détecteur.

Les valeurs de la luminosité intégrée, obtenues par les quatre méthodes, après corrections, sont comparées, pour plusieurs périodes de prise de données de l'année 1993 à la figure 4.11. Les précisions obtenues par différentes méthodes sont comparées au tableau 4.3.

Le bon accord entre les valeurs mesurées de la luminosité obtenues sur base de méthodes largement indépendantes montre que la mesure de la luminosité, incluant les corrections des paquets satellites est comprise dans une marge d'erreur de 4,5%.

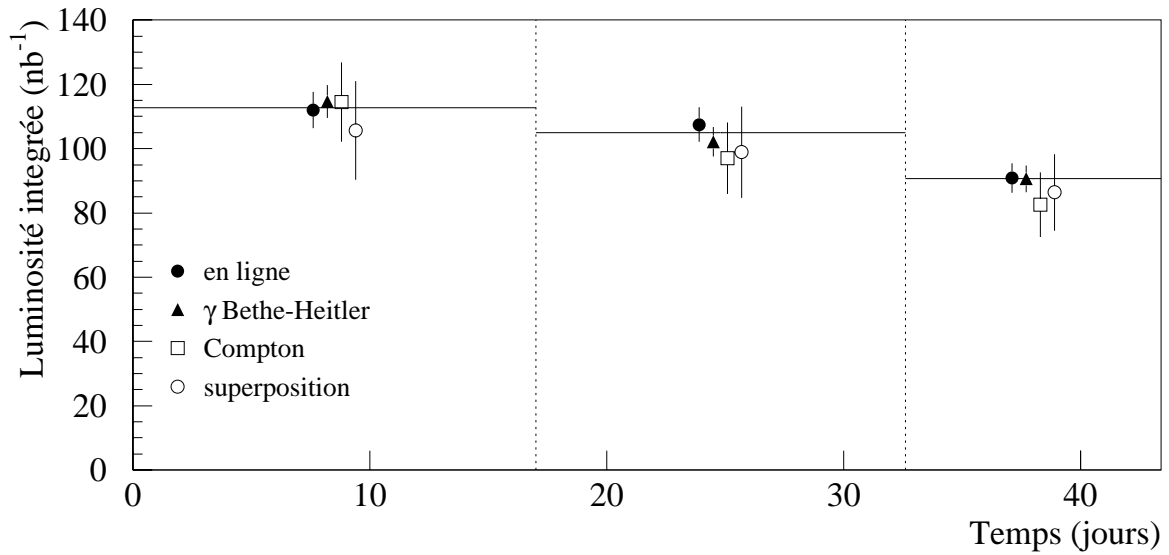


Figure 4.11: Comparaison des mesures de la luminosité intégrée, pour trois périodes de prise de données.

Méthode	erreur stat.	erreur syst.	corr. satellites
En-ligne	négligeable	4,0 %	$^{+0,8}_{-3,0}$ %
$\gamma$ Bethe-Heitler	0,6 %	3,4 %	$^{+0,8}_{-3,0}$ %
Compton	5,4 %	5,0 %	$\pm 2,5$ %
Superposition	7,7 %	2,8 %	$^{+0,8}_{-3,0}$ %

Tableau 4.3: Comparaison des précisions sur les mesures de la luminosité intégrée.

# Chapitre 5

## Mesure de la fonction de structure $F_2$ sur base des événements radiatifs

L'analyse des données collectées par l'expérience *H1* en 1993 a permis une première mesure de la fonction de structure  $F_2$  dans le domaine  $1,8 \cdot 10^{-4} < x < 0,13$  et  $4,5 < Q^2 < 1600 \text{ GeV}^2$  [38]. Le terme en  $1/Q^4$  dans l'expression de la section efficace profondément inélastique (voir section 2.1.2) met en évidence la prédominance des événements à petit  $Q^2$ . Le domaine mesuré est limité aux basses valeurs de la variable  $Q^2$  par l'acceptance angulaire des chambres proportionnelles *BPC* et du calorimètre arrière *BEMC* servant à la détection et à la mesure de la direction et de l'énergie de l'électron diffusé. La radiation de photons énergétiques colinéaires à l'électron incident :

$$e^- + p \rightarrow e^- + X + \gamma, \quad (5.1)$$

modifie la relation entre l'acceptance angulaire du détecteur et le domaine cinématique accessible. Plus la radiation est énergétique, plus le domaine observable s'étend vers les petites valeurs de  $Q^2$  et les grandes valeurs de  $x$  (voir section 2.4.3).

L'analyse des événements profondément inélastiques avec radiation d'un photon énergétique colinéaire à l'électron incident permet donc d'étendre la mesure de la fonction  $F_2$  vers les petites valeurs de  $Q^2$ . De plus, la mesure de la fonction  $F_2$  dans un domaine accessible à la fois aux événements radiatifs et non radiatifs permet une vérification des mesures de  $F_2$ , basée sur un échantillon indépendant.

Dans ce chapitre, nous présentons successivement les éléments nécessaires à l'extraction de la fonction de structure  $F_2(x, Q^2)$  des données de diffusion profondément inélastique possédant une radiation énergétique émise à petit angle par rapport à la direction de l'électron incident. Les critères de sélection des événements et le domaine de mesure sont définis, les corrections pour les pertes d'événements, les bruits de fond et les corrections radiatives sont estimées et une étude des effets systématiques est réalisée. La mesure obtenue est comparée aux résultats d'analyses indépendantes effectuées dans le cadre de l'expérience *H1*, à la fin du chapitre.

L'essentiel de cette méthode à été présentée dans la référence [55].

## 5.1 Principe de la mesure de la fonction de structure $F_2$

Dans notre analyse, la fonction de structure  $F_2(x, Q^2)$  est déduite de la section efficace de production d'événements profondément inélastiques avec radiation par l'électron incident. Reprenons l'expression de la section efficace différentielle discutée à la section 2.5.4 :

$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz} = \alpha^3 P(z) \frac{1 + (1 - Q^2/xzs)^2}{xQ^4} [F_2(x, Q^2) - (1 - \epsilon)F_L(x, Q^2)] , \quad (5.2)$$

où

$$P(z) = \frac{1 + z^2}{1 - z} \ln \left( \frac{E_e^0 2\theta_a^2}{m_e^2} \right) - 2 \frac{z}{1 - z} , \quad (5.3)$$

$$\epsilon = \frac{2(1 - y)}{1 + (1 - y)^2} \quad (5.4)$$

et

$$z = \frac{E_e^0 - E_\gamma}{E_e^0} \quad z \in [0, z_0] . \quad (5.5)$$

La limitation par  $z_0$  du domaine en la variable  $z$  est due à la coupure  $\kappa$  que nous avons introduite à la section 2.4.1 pour séparer les radiations peu énergétiques des radiations énergétiques. En pratique la coupure  $\kappa$  est fixée à une valeur (quelques centaines de  $MeV$ ) bien inférieure aux valeurs d'énergie minimales requises pour la détection des photons (quelques  $GeV$ ). Cette expression de la section efficace est donc valable sur l'ensemble du domaine en la variable  $z$  utilisé dans notre travail.

L'expression de la section efficace fait intervenir deux fonctions, a priori inconnues,  $F_2(x, Q^2)$  et  $F_L(x, Q^2)$ . Nous avons vu que la fonction de structure  $F_L$  peut-être calculée, dans le cadre de la chromodynamique quantique, à partir de la fonction  $F_2$  et de la répartition des gluons (voir section 2.1.4).

Pour extraire directement en un point  $(x, Q^2)$ , la fonction  $F_2$  de la section efficace différentielle, il faudrait intégrer l'expression (5.2) sur la variable  $z$ , sur tout le domaine correspondant aux énergies fixées par les critères de sélection. Cette intégration s'avère fort ardue à opérer analytiquement. Par conséquent nous utiliserons une méthode basée sur une simulation par Monte Carlo qui permet d'opérer une intégration numérique et, par ailleurs, de simuler les erreurs de mesures principales et les inefficacités.

La fonction  $F_2$  peut être extraite, en le point  $(x, Q^2)$ , suivant la relation :

$$F_2(x, Q^2) = \frac{N_{Rad} - N_{bruit}}{\mathcal{L}} \frac{\mathcal{L}^{MC}}{N_{Rad}^{MC}} F_2^{MC} , \quad (5.6)$$

où  $\mathcal{L}$  est la luminosité intégrée correspondant à l'échantillon de base,  $N_{Rad}$  le nombre d'événements de l'échantillon,  $N_{bruit}$  le nombre d'événements de bruit de fond et  $N_{Rad}^{MC}$  le nombre

d'événements simulés avec une fonction de structure  $F_2^{MC}$  correspondant à une luminosité  $\mathcal{L}^{MC}$ .

Par cette méthode, la simulation prend en charge l'ensemble des effets expérimentaux (pertes et erreurs de mesure) et génère des événements incluant les ordres supérieures à l'ordre  $\alpha^3$ . En pratique, certains effets et corrections seront estimés en utilisant plusieurs programmes de simulations complémentaires, rendant compte de tel ou tel aspect.

## 5.2 Sélection des événements

### 5.2.1 Echantillon de base

L'échantillon d'événements collectés en 1993 par le détecteur *H1*, et utilisés pour la mesure de la fonction de structure  $F_2$  présentée dans ce chapitre, est issu d'une classification en plusieurs étapes permettant d'estimer les efficacités et les pertes dues aux différentes coupures. Nous ne retiendrons que deux d'entre elles : la première, celle du déclenchement de la lecture de l'ensemble du détecteur et la dernière, menant à l'échantillon final utilisé dans notre analyse. Les niveaux intermédiaires permettent l'élaboration des critères de sélection de plus en plus restrictifs.

Plusieurs critères de sélection utilisés ainsi que le critère de déclenchement sont identiques à ceux utilisés par le groupe de travail *ELAN* procédant à la mesure de la fonction de structure  $F_2$  sur base des événements profondément inélastiques non radiatifs. Nous utiliserons certains de leurs résultats, en ce qui concerne l'ajustement de certaines coupures et certaines efficacités de sélection. Les détails du travail du groupe *ELAN* sur base des données collectées en 1993 peuvent être trouvés, entre autres, dans les références [38], [56], [57], [58], [59] et [60].

### 5.2.2 Critère de déclenchement

Le critère de déclenchement utilisé pour les événements profondément inélastiques radiatifs est identique à celui utilisé pour les événements non radiatifs à petit  $Q^2$  : la présence d'un amas d'énergie supérieure à  $7,7 \text{ GeV}$  dans la calorimètre arrière *BEMC* est requis. Ce critère correspond à un déclenchement opéré par l'entité de déclenchement *BCL2*.

### 5.2.3 Critères de la sélection finale

Seuls sont conservés les événements correspondant à des périodes durant lesquelles fonctionnent tous les sous-détecteurs indispensables à l'analyse (calorimètre à argon liquide, *BEMC*, chambres *CJC*, *CIP*, *BPC* et les éléments du système de mesure de luminosité).

Les critères suivants sont appliqués aux données pour constituer l'échantillon de notre analyse.

### Critères d'identification de l'électron diffusé

Le domaine sélectionné correspond aux événements pour lesquels l'électron est diffusé dans le calorimètre arrière *BEMC*. Les critères d'identification de l'électron sont identiques à ceux utilisés pour l'analyse de groupe *ELAN* ; des détails peuvent être trouvés dans [57]. L'amas dans le *BEMC* possédant l'énergie la plus élevée est pris comme candidat électron.

Un amas d'énergie de plus de 8 *GeV* (corrigée pour les pertes dans la matière morte du calorimètre) est demandé dans le *BEMC* :

$$E_e > 8 \text{ GeV}. \quad (5.7)$$

Comme nous l'avons vu à la section 3.4.2, le *BEMC*, dans sa partie proche du faisceau, est composé de cellules de section triangulaire. Pour éviter cette région dont la calibration est difficile, le centre de gravité de l'amas d'énergie doit être située à plus de 18 *cm* du faisceau. Le seuil de 8 *GeV* a été choisi afin d'éviter une contamination importante des événements de photoproduction pour lesquels un hadron simule la présence de l'électron diffusé dans le *BEMC* (le véritable électron diffusé restant dans le tube à vide). Le taux de contamination de photoproduction augmente rapidement si l'on baisse le seuil en énergie (voir par exemple [59]).

Le *BEMC* donne une réponse fort différente en dépôt d'énergie pour les particules électromagnétiques et pour les particules hadroniques. Les électrons produisent une gerbe concentrée dans une ou deux cellules, alors que celle des hadrons est en moyenne bien plus large. On définit un estimateur, *ECRA*, correspondant au rayon latéral de l'amas pondéré par l'énergie :

$$ECRA = \frac{1}{E_{amas}} \sum_{i=1}^{N_{cell}} E_i |R_i - R_{amas}|, \quad (5.8)$$

où  $N_{cell}$  est le nombre de cellules (9 cellules au maximum) constituant l'amas et  $R_i$  (resp.  $R_{amas}$ ) la distance séparant le centre de la cellule  $i$  (resp. l'épicentre de l'amas) de l'axe  $z$ .

On applique la coupure :

$$ECRA < 5 \text{ cm} \quad (5.9)$$

Pour rejeter les événements pour lesquels une particule neutre (principalement un photon) simulerait l'électron dans le *BEMC*, on utilise les signaux collectés dans les chambres proportionnelles multifils *BPC*. On demande qu'il existe au moins un point reconstruit dans un voisinage de 4 *cm* autour de l'épicentre de l'amas déposé dans le *BEMC*, projeté sur le plan de la *BPC* :

$$dist(BPC - BEMC) \leq 4 \text{ cm} \quad (5.10)$$

Le taux de rejet d'événements de photoproduction est discuté dans [59].

L'utilisation de points reconstruits dans la *BPC* permettent, de plus, d'améliorer la détermination du point d'impact de l'électron, par rapport à la mesure du centre de gravité de l'amas d'énergie dans le *BEMC*.

### Critère de synchronisation

Une coupure sur la réponse du détecteur  $TOF$  rejette les événements de bruit de fond survenus en amont du détecteur, sur base du temps qui s'est écoulé entre leur détection et l'instant de croisement des faisceaux, compte tenu de la distance entre le point de croisement des faisceaux et le détecteur  $TOF$ . On demande soit que le détecteur  $TOF$  n'ait rien détecté, soit (si le  $TOF$  a détecté le passage de particules), qu'au moins une d'entre elles soit détectée à un instant compatible avec son émission dans la région de croisement des faisceaux, et que moins de deux d'entre elles proviennent de la région arrière au détecteur.

### Critère d'identification du photon radiatif

Le photon radiatif colinéaire à l'électron incident peut être observé par la branche de détection de photons du système de mesure de luminosité. On demande une énergie totale dans la branche de détection de photons supérieure à  $4 \text{ GeV}$  :

$$E_\gamma \geq 4 \text{ GeV} . \quad (5.11)$$

### Critères de rejet de bruit de fond

Comme nous le verrons à la section 5.8.1, un bruit de fond important est dû à la superposition d'événements Bethe-Heitler et d'événements profondément inélastiques (pour la plupart non radiatifs). Une fraction de ce bruit de fond est écartée par l'application de deux critères :

- absence d'énergie reconstruite dans la branche de détection d'électrons :

$$E_{ET} < 2 \text{ GeV} . \quad (5.12)$$

- l'énergie manquante  $E_{miss}$  dans la partie centrale du détecteur  $H1$  (c'est-à-dire en excluant le système de mesure de la luminosité) doit correspondre approximativement à l'énergie mesurée dans la branche de détection de photons :

$$E_\delta = \frac{E_\gamma - E_{miss}}{E_\gamma} < 0,5 . \quad (5.13)$$

Partant de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, l'énergie de l'électron au moment de l'interaction avec le proton peut être exprimée par :

$$E_e^i = \frac{E_e (1 - \cos \theta_e) + \sum_h (E_h - p_{z_h})}{2} , \quad (5.14)$$

où la somme porte sur tous les hadrons de l'état final. L'énergie manquante, définie comme la différence entre l'énergie du faisceau d'électrons et l'énergie de l'électron au moment de l'interaction avec le proton, peut s'écrire sous la forme :

$$E_{miss} = E_e^0 - E_e^i \quad (5.15)$$

$$= \frac{1}{2} \left( 2E_e^0 - \sum_h (E_h - p_{z_h}) - E_e (1 - \cos \theta_e) \right) \quad (5.16)$$

$$= E_e^0 (y_e - y_{JB}) ; \quad (5.17)$$

elle est donc calculée à partir de la différence entre les variables  $y$  de Bjorken estimées sur base de l'électron diffusé ( $y_e$ ) et par la méthode de Jaquet-Blondel ( $y_{JB}$ ).

L'incertitude sur la mesure de l'énergie des particules dans les calorimètres, en particulier des hadrons diffusés vers l'arrière, conduit, par le biais de la variable  $y_{JB}$ , à une certaine imprécision sur l'estimation de l'énergie manquante (voir section 2.2).

Le nombre total d'événements vérifiant l'ensemble des critères ci-dessus s'élève à 942, pour une luminosité intégrée de  $(271 \pm 12) nb^{-1}$  (en incluant la contribution des paquets satellites).

Les distributions de l'énergie de l'électron diffusé, l'énergie du photon, la somme des énergies de l'électron diffusé et du photon et l'angle polaire de l'électron diffusé sont présentées à la figure 5.1.

#### 5.2.4 Remarque concernant la reconstruction de vertex

L'obtention du vertex d'interaction est basée sur la reconstruction des traces dans les chambres à dérive *CJC*, *CIZ* et *COZ*. L'algorithme utilisé par le programme de reconstruction pour reconstruire le vertex cherche le point vers lequel pointe le plus grand nombre de traces.

La position en  $x$  et  $y$  du vertex ne varie pas au cours d'une période de prise de données ("run") et est donnée par la position centrale du faisceau. Les événements pour lesquels la position dans le plan  $(x, y)$  du vertex reconstruit est éloignée de la position centrale des faisceaux sont, pour la plupart, des événements provenant des interactions du faisceau avec le gaz résiduel ou avec les parois du tube à vide. La reconstruction du vertex d'interaction permet de rejeter une fraction importante de ces bruits de fond (dont la quasi-totalité des interactions des faisceaux avec les parois du tube à vide).

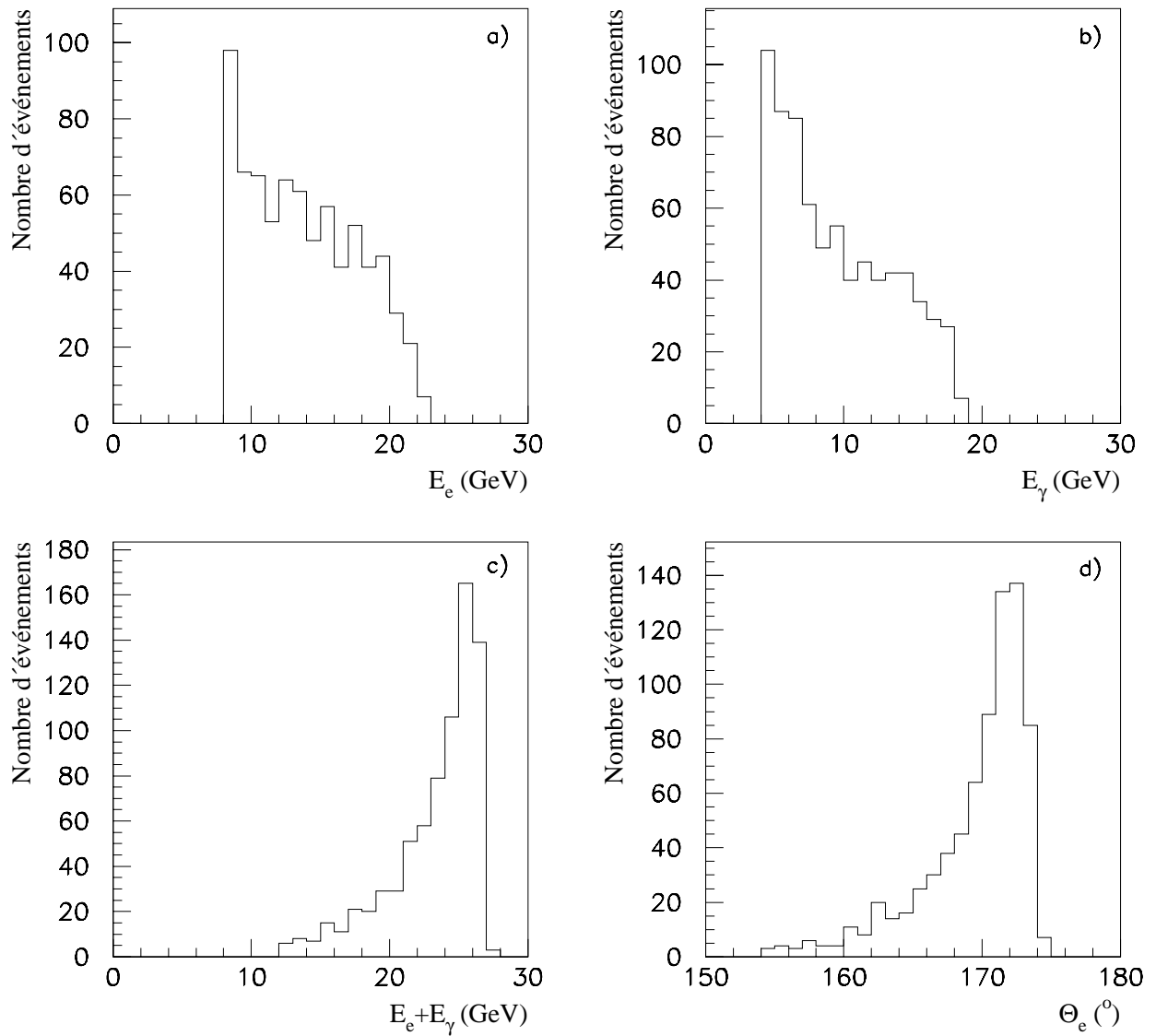
Dans la sélection des événements pour cette analyse, aucun vertex reconstruit n'est requis, mais s'il en existe un, sa position sur l'axe  $z$  doit être proche du point d'interaction nominal :

$$-35 < ZVTX < 25 \text{ cm} , \quad (5.18)$$

ce qui permet de rejeter des événements de bruit de fond provenant de l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel du tube à vide.

La demande d'un vertex reconstruit, dans la plupart des analyses d'interactions électron-proton à *HERA*, provient de la nécessité de diminuer la contamination des événements produits par interaction des faisceaux, principalement de protons, avec le gaz résiduel, en particulier, en amont du point d'interaction nominal. Dans notre analyse, on ne requiert pas que le vertex soit reconstruit afin de ne pas diminuer la statistique utilisable. Ceci est rendu possible par la présence exigée d'un photon radiatif, qui réduit de 99% la contamination de bruit de fond des interactions du faisceau de proton avec le gaz résiduel. Comme nous le verrons, à la section 5.8.3, le bruit de fond provient des interactions du faisceau d'électrons avec le gaz résiduel est





**Figure 5.1:** Distributions des événements de l'échantillon expérimental :  
 a) Energie de l'électron diffusé ; b) Energie du photon ; c) Somme des énergies de l'électron diffusé et du photon ; d) Angle polaire de l'électron diffusé.

également négligeable.

Dans le cas où la position le long de l'axe  $z$  du vertex n'est pas reconstruite, la valeur de  $-3,6 \text{ cm}$  est supposée, correspondant à la position moyenne du point d'interaction des interactions électron-proton dans  $H1$ .

### 5.3 Reconstruction de la cinématique

Comme nous l'avons vu au deuxième chapitre, dans le cas d'événements profondément inélastiques avec radiation d'un photon dur colinéaire à l'électron incident, l'énergie du photon radié doit être prise en compte dans la reconstruction des variables cinématiques vraies.

En partant de la méthode basée sur la mesure de l'électron et de ses variables reconstruites ( $x_e$ ,  $y_e$  et  $Q_e^2$ ), on peut estimer la cinématique vraie :

$$x = \frac{x_e y_e z}{y_e + z - 1} \quad x \geq x_e, \quad (5.19)$$

$$y = \frac{y_e + z - 1}{z} \quad y \leq y_e, \quad (5.20)$$

$$Q^2 = z Q_e^2 \quad Q^2 \leq Q_e^2, \quad (5.21)$$

où l'on a introduit la variable sans dimension  $z$ , définie par :

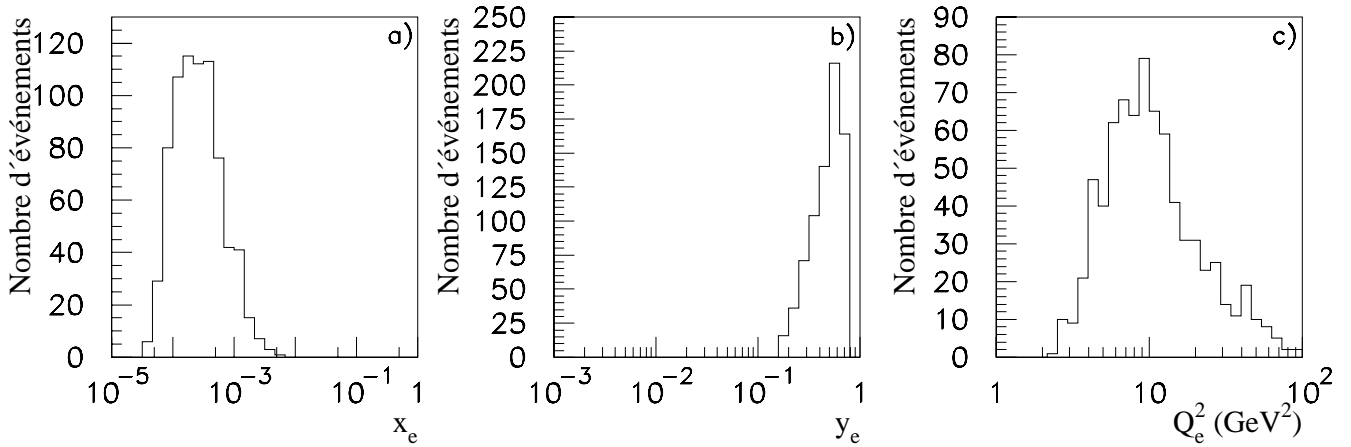
$$z = \frac{E_e^0 - E_\gamma}{E_e^0} \quad z \in [0, z_0]. \quad (5.22)$$

La reconstruction cinématique utilisée nécessite donc la mesure de trois grandeurs : l'énergie  $E_e$  et l'angle de diffusion  $\theta_e$  de l'électron, et l'énergie du photon radié  $E_\gamma$ .

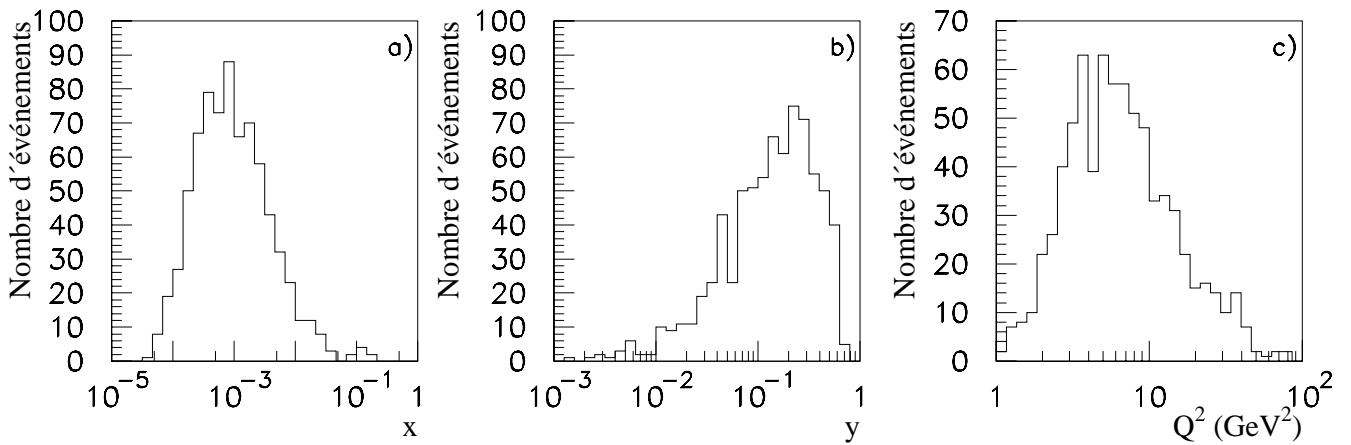
Les distributions des événements de l'échantillon expérimental en fonction des variables cinématiques sont présentées aux figures 5.2 (variables cinématiques estimées sur base de l'électron seul) et 5.3 (variables cinématiques vraies).

### 5.4 Simulations par Monte Carlo

Comme nous l'avons vu à la première section de ce chapitre, notre méthode de mesure de la fonction de structure  $F_2$  est basée sur la comparaison des données avec les résultats d'une simulation par Monte Carlo du processus étudié. L'usage de la simulation nous permet également d'étudier l'acceptance, les pertes d'événements, les bruits de fond, les corrections radiatives et les incertitudes systématiques. Un seul programme de simulation ne peut subvenir à tous ces besoins : à la fois offrir une large statistique, décrire en détail l'hadronisation, et prendre en compte les ordres supérieurs. A ces effets, il faut ajouter l'étude des processus de bruit de fond Bethe-Heitler et de photoproduction.



**Figure 5.2:** Distributions des événements de l'échantillon expérimental en fonction des variables cinématiques estimées sur base de l'électron seul :  $x_e$  (a),  $y_e$  (b) et  $Q_e^2$  (c).



**Figure 5.3:** Distributions des événements de l'échantillon expérimental en fonction des variables cinématiques vraies :  $x$  (a),  $y$  (b) et  $Q^2$  (c).

### 5.4.1 Evénements profondément inélastiques radiatifs

Trois programmes de simulation sont utilisés pour simuler les événements profondément inélastiques comportant un photon énergétique radié dans la direction avant. Le premier (*Tagore*) constitue le programme de simulation de base de notre analyse. Il permet d'accumuler une grande statistique mais ne simule ni le processus d'hadronisation ni les corrections radiatives d'ordres supérieurs. Le comportement hadronique sera étudié à l'aide du programme *DJANGO* et les corrections radiatives à l'aide du programme *LESKO*.

#### *Tagore*

Ce programme génère des événements  $e+q \rightarrow e+q+\gamma$  suivant la section efficace (équation (5.2)), établie dans l'approximation des logarithmes dominants. Dans une seconde étape, il simule sommairement le détecteur pour la détection de l'électron diffusé et du photon radié, ainsi que pour la reconstruction du vertex. Ce programme ne générant que le processus auquel on s'intéresse, et de surcroît uniquement au vertex électronique, permet d'accumuler une statistique importante.

La génération d'un événement est faite suivant une méthode de choix par Monte Carlo du triplet de variables  $(x, Q^2, z)$ , suivant la section efficace. La paramétrisation de la fonction de structure  $F_2$  ainsi que la densité de gluons sont choisies parmi l'ensemble des paramétrisations ; offertes par la librairie *PDFLIB* [61] ; la fonction de structure  $F_L$  est alors calculée suivant les prédictions de la chromodynamique quantique. La valeur de l'ouverture du cône,  $\theta_a$ , correspondant à l'intégration sur l'angle de diffusion du photon radié, est choisie égale à l'acceptance angulaire de la branche de détection de photons ( $\theta_a = 0,50 \text{ mrad}$ ).

Le triplet de variables  $(x, Q^2, z)$  permet de calculer l'énergie  $E_\gamma$  du photon radiatif, l'énergie  $E_e$  et l'angle de diffusion  $\theta_e$  de l'électron, suivant les équations :

$$E_\gamma = E_e^0 (1 - z) , \quad (5.23)$$

$$E_e = \frac{Q^2 - 4(y-1)(E_e^0 - E_\gamma)^2}{4(E_e^0 - E_\gamma)} , \quad (5.24)$$

$$\theta_e = 2 \arccos \left[ \sqrt{\frac{Q^2}{4E_e^0(E_e^0 - E_\gamma)}} \right] . \quad (5.25)$$

Une simulation succincte du faisceau et des mesures calorimétriques du détecteur pour l'énergie de l'électron diffusé et l'énergie du photon est alors opérée.

L'énergie mesurée de l'électron diffusé est simulée suivant une distribution gaussienne de paramétrisation [50] :

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} = 0.003 \oplus \frac{0.10}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{0.42}{E_e} \quad (E_e \text{ en GeV}) ; \quad (5.26)$$

de même, l'énergie du photon radiatif est simulée suivant la paramétrisation :

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 0.01 \oplus \frac{0.13}{\sqrt{E_\gamma}} \quad (E_\gamma \text{ en GeV}) . \quad (5.27)$$

La position du vertex le long de l'axe  $z$  est générée suivant une distribution gaussienne ( $\mu = -5 \text{ cm}$ ,  $\sigma = 10 \text{ cm}$ ) flanquée d'une seconde distribution gaussienne ( $\mu = 61 \text{ cm}$ ,  $\sigma = 10 \text{ cm}$ ) représentant un paquet satellite correspondant à 3,5 % de la luminosité totale.

La probabilité de reconstruction du vertex est directement issue de l'échantillon expérimental. Elle est calculée comme la fraction d'événements possédant un vertex reconstruit dans l'ensemble de l'échantillon. L'efficacité de reconstruction du vertex est paramétrisée de façon linéaire en la variable  $\log Q^2$ , suivant l'équation :

$$\epsilon_{VTX} = a \log Q^2 + b , \quad (5.28)$$

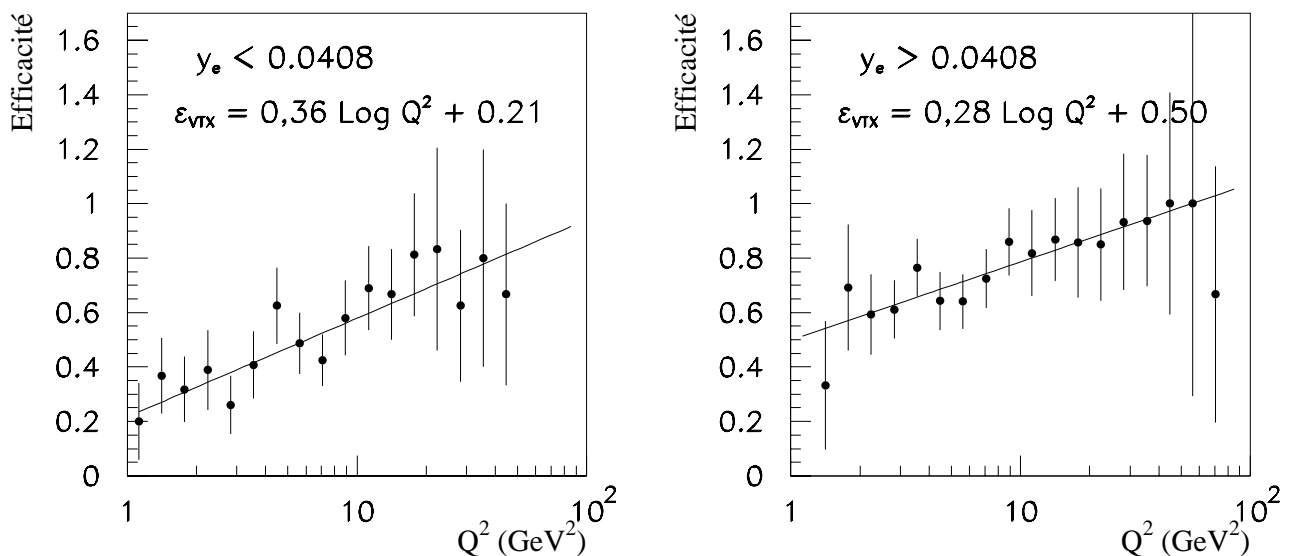
pour deux régions de  $y_e$  différentes. Cet ajustement, présenté à la figure 5.4, a pour résultat :

- $y_e < 0,0408$

$$a = 0,36 \pm 0,09 \quad b = 0,21 \pm 0,07 \quad (5.29)$$

- $y_e > 0,0408$

$$a = 0,28 \pm 0,01 \quad b = 0,50 \pm 0,09 \quad (5.30)$$



**Figure 5.4:** Paramétrisation de l'efficacité de reconstruction du vertex en fonction de la variable ( $Q^2$ ) pour deux régions différentes de  $y_e$ .

La valeur choisie en la variable  $y_e$  séparant les deux domaines de paramétrisation correspond, comme nous le verrons, à la limite entre le domaine dans lequel la mesure de la fonction  $F_2$  sera effectuée ( $y_e > 0,0408$ ) et le domaine non utilisé dans cette analyse ( $y_e < 0,0408$ ).

Notre sélection d'événements n'exigeant pas de vertex reconstruit, la simulation de l'efficacité de la reconstruction de vertex peut rester relativement grossière. L'effet de cette simulation n'entraîne qu'un effet restreint, sur les migrations d'événements. Remarquons que malgré la simplicité de la paramétrisation, le comportement de l'efficacité de la reconstruction de vertex en fonction des grandeurs importantes pour notre analyse est bien rendu (dans la limite des erreurs statistiques) comme le mettent en évidence les distributions présentées à la figure 5.5 comparant les efficacités de reconstruction du vertex des données et de la simulation en fonctions de l'énergie de l'électron diffusé, de l'énergie du photon et des variables  $x$  et  $y$ .

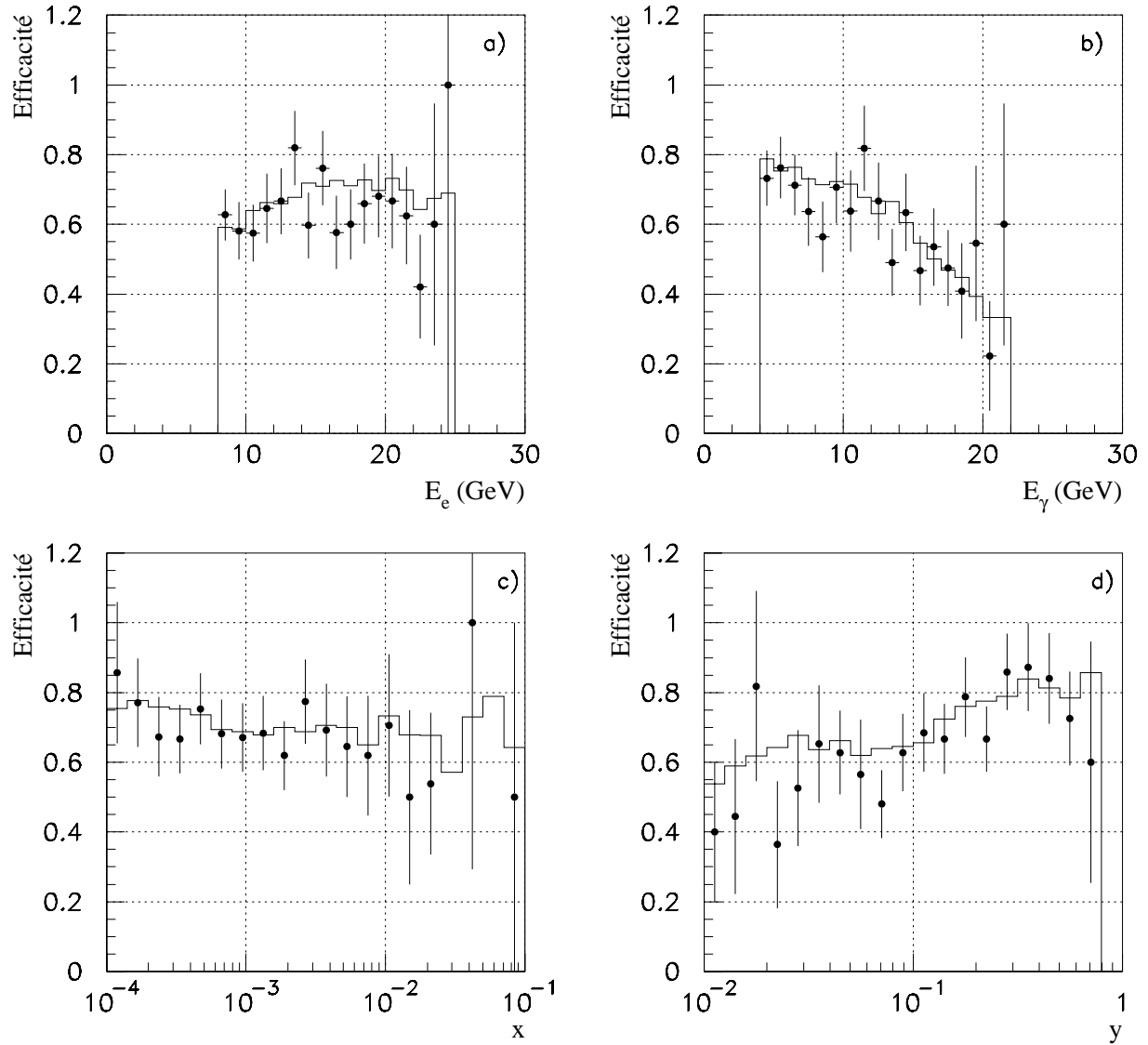
Une fois les grandeurs discutées ci-dessus simulées, les variables cinématiques sont reconstruites (notées  $(x_m, Q_m^2, z_m)$ ), suivant une méthode identique à celle appliquée aux données, c'est-à-dire à partir des valeurs mesurées de l'angle de diffusion et l'énergie de l'électron ainsi que l'énergie du photon radié. La figure 5.6 met en évidence l'effet de la simulation sur les variables cinématiques, en présentant la différence entre les valeurs générées et les valeurs reconstruites des variables  $x$  et  $Q^2$ .

### *DJANGO* 2.1

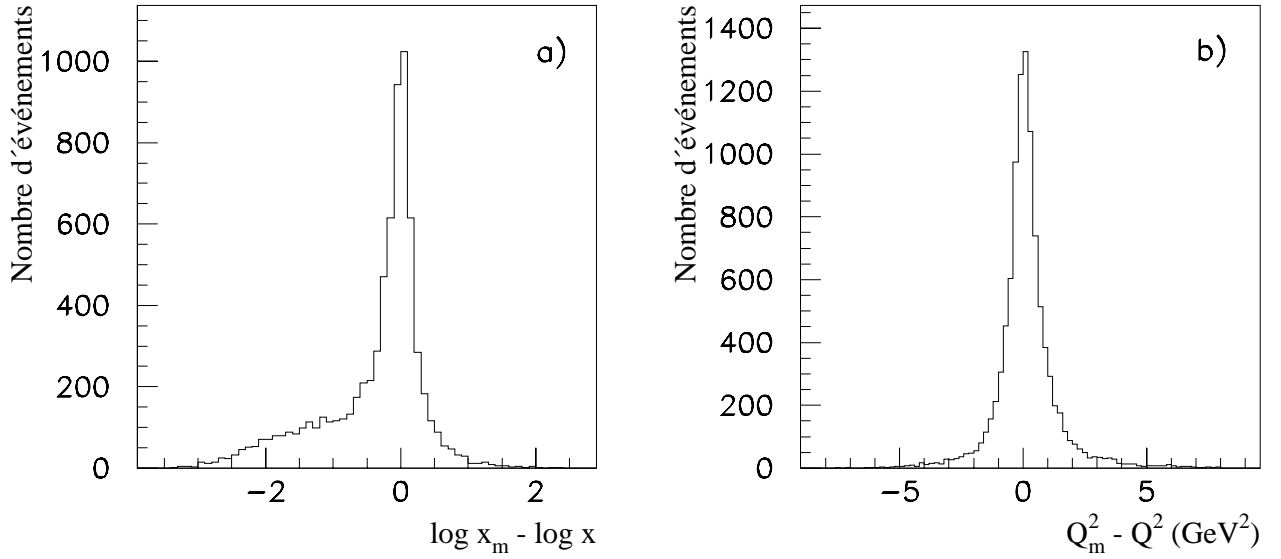
Le programme *DJANGO* 2.1 [62] est une combinaison de plusieurs générateurs. L'interaction profondément inélastique  $e + q \rightarrow e + q + (\gamma)$  incluant les corrections à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  est générée par *HERACLES* 4.2 [63], la cascade de partons par le programme *ARIADNE* 4.0 [64] et l'hadronisation est décrite par le programme *JETSET* 7.3 [65]. Les fonctions de structure utilisées peuvent être choisies parmi le choix offert par la librairie *PDFLIB* [61]. Dans notre analyse nous utiliserons la paramétrisation *GRV HO*. Les événements sont simulés dans un domaine cinématique prédéfini en les variables  $x$  et  $Q^2$  (d'autres choix de variables pouvant aussi être effectués) estimées sur base de l'électron diffusé seul. Il nous faut donc insister sur le fait, que dans le cas d'événements radiatifs possédant des photons durs, il ne s'agit pas des vraies variables cinématiques. Dans le cas des radiations colinéaires à l'électron incident, le domaine réel de génération est en pratique plus étendu vers les petites valeurs de  $Q^2$  que le domaine défini au départ, mais l'échantillon généré n'est pas représentatif du domaine étendu.

Les événements générés par *DJANGO* sont traités par le programme de simulation du comportement du détecteur *H1*, puis reconstruits de la même façon que les données réelles par le programme de reconstruction de *H1*.

Les distributions de l'énergie de l'électron diffusé et de l'énergie du photon radiatif des événements simulés sont présentées à la figure 5.7 pour les générateurs *Tagore* (paramétrisation *GRV HO*) et *DJANGO*. Les variables cinématiques  $x$  et  $Q^2$  sont comparées à la figure 5.8 (cinématique vraie) et à la figure 5.9 (cinématique reconstruite sur base de l'électron seul). Le léger désaccord entre les distributions de l'énergie de l'électron diffusé s'explique par le fait que,



**Figure 5.5:** Comparaison de l'efficacité de reconstruction du vertex pour les données (points) et pour la simulation (histogramme), en fonction de l'énergie de l'électron diffusé (a), de l'énergie du photon (b) et des variables  $x$  (c) et  $y$  (d).



**Figure 5.6:** Distribution des différences entre les valeurs reconstruites et générées des variables  $x$  (a) et  $Q^2$  (b).

pour les données du programme *DJANGO*, le comportement complet du détecteur a été simulé. Cette simulation inclut, en particulier, les inefficacités de déclenchement et le développement de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre arrière, dont les effets sont significatifs aux petites valeurs de l'énergie de l'électron diffusé. Ces effets se répercutent sur les distributions des variables cinématiques, le plus sensiblement sur les petites valeurs de  $x_e$  et de  $Q_e^2$ . Ces pertes d'événements induites par une simulation complète du comportement du détecteur sont introduites ultérieurement lors de l'utilisation des données du programme *Tagore*. On observe également que les paramétrisations grossières 5.26 et 5.27 utilisées pour le programme *Tagore* induisent un léger excès d'événements aux grandes valeurs de l'énergie de l'électron diffusé.

Deux échantillons distincts simulés avec le générateur *DJANGO* seront utilisés dans notre analyse. Le premier est constitué d'événements vérifiant tous les critères de sélection définis à la section précédente. Cet échantillon de "bons" événements, correspondant à une luminosité intégrée de  $925 \text{ nb}^{-1}$ , a été généré dans le domaine cinématique ( $1 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  et  $5 \cdot 10^{-5} < x < 1$ ). Il nous permettra d'étudier les pertes liées à la structure de la gerbe hadronique.

Un second échantillon, composé d'événements aux ordres  $\alpha^2$  et  $\alpha^3$ , sera utilisé dans l'étude des bruits de fond. Nous le décrirons plus en détail lors de la discussion sur les bruits de fond à la section 5.8.1.

### LESKO

Dans sa version 3.0, le programme *LESKO - F* [66] génère des événements de diffusion profondément inélastique au niveau de l'interaction électron-quark :  $e + q \rightarrow e + q + (\gamma)$ , incluant la contribution des interactions faibles (à l'ordre le plus bas : échange de  $Z^0$  et interférence  $\gamma - Z^0$ )



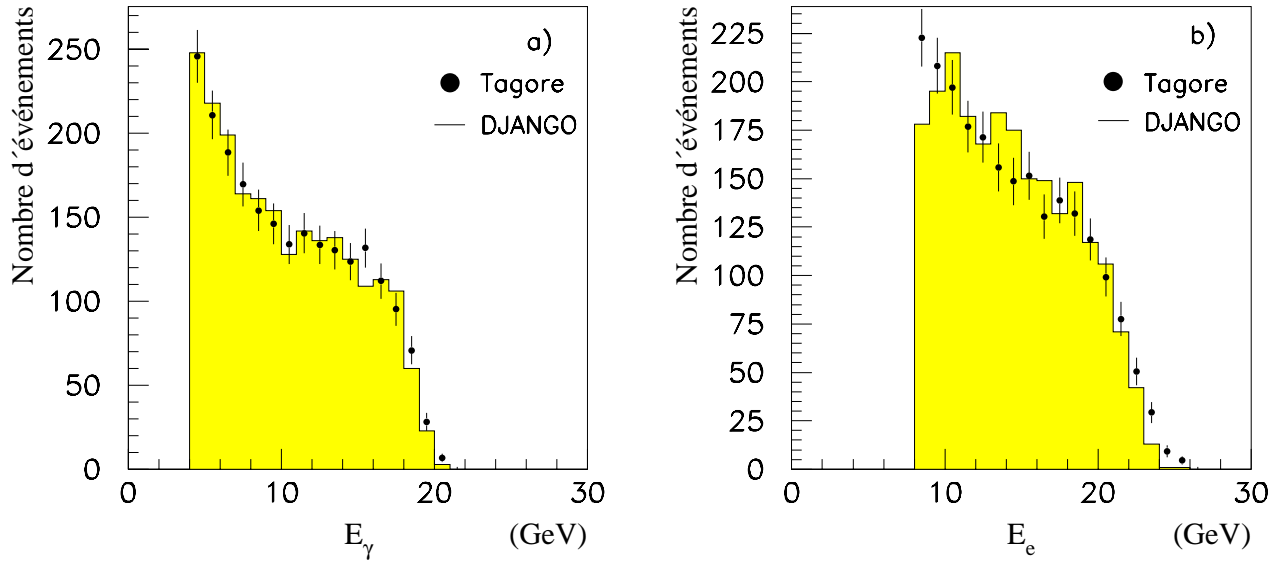


Figure 5.7: Distributions de l'énergie du photon radiatif (a) et de l'énergie de l'électron diffusé (b), pour les générateurs Tagore (histogramme) et DJANGO (points).

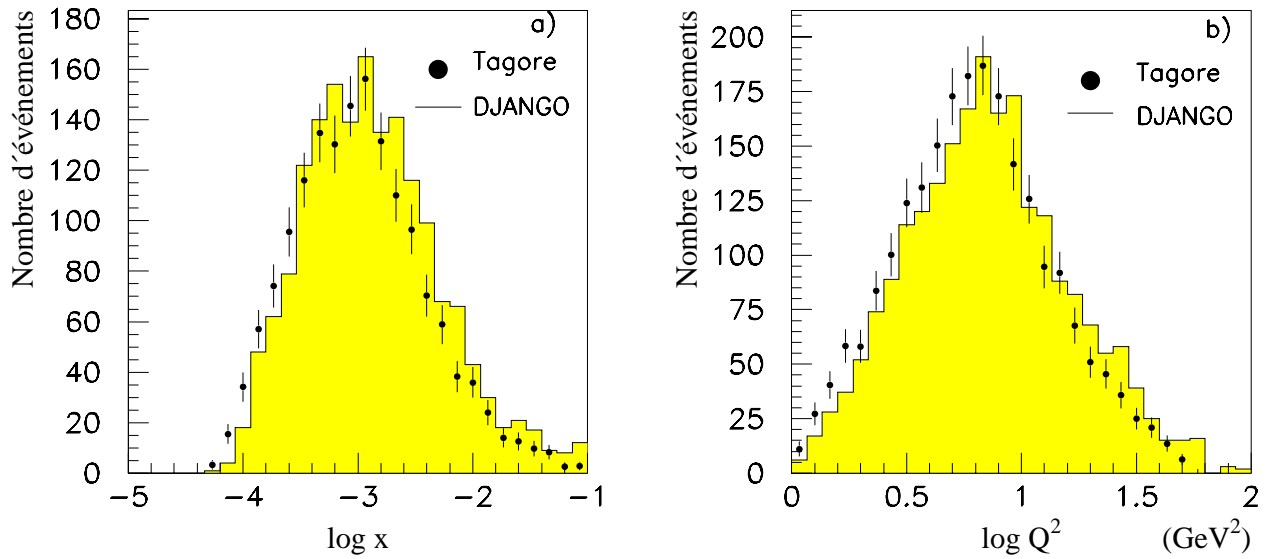
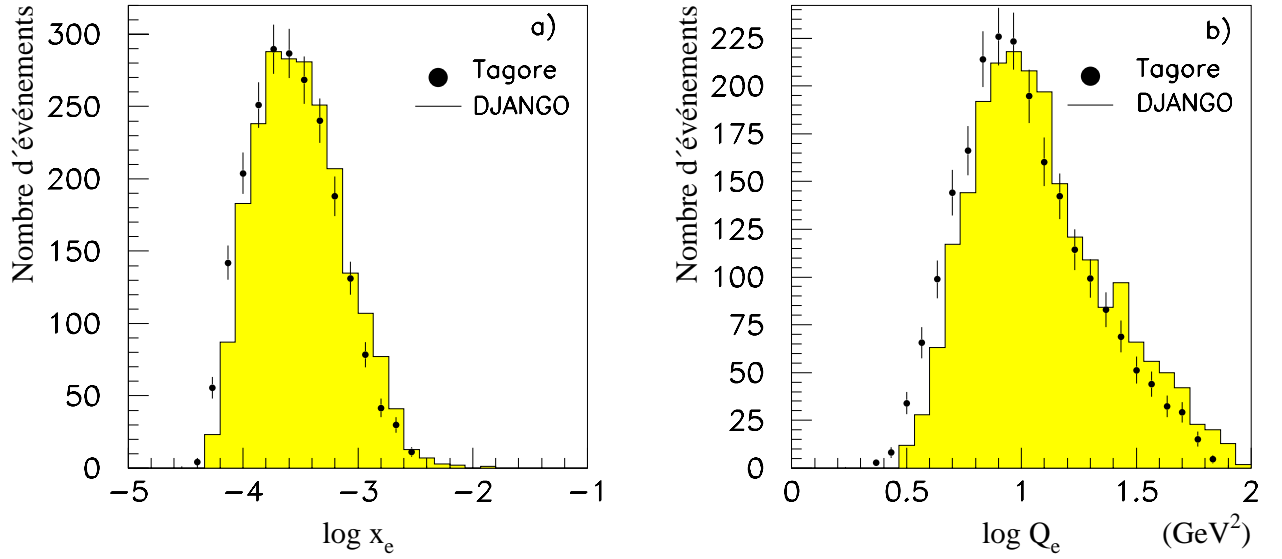


Figure 5.8: Distributions des variables  $x$  (a) et  $Q^2$  (b) pour les générateurs Tagore (histogramme) et DJANGO (points).



**Figure 5.9:** Distributions des variables  $x_e$  (a) et  $Q_e^2$  (b) pour les générateurs *Tagore* (histogramme) et *DJANGO* (points).

et les correction radiatives électromagnétiques au premier ordre. Le domaine de génération est défini en les variables  $x$  et  $Q^2$  et une coupure en impulsion transverse de l'ensemble hadronique est imposée :  $P_T \geq P_{T,min}$ .

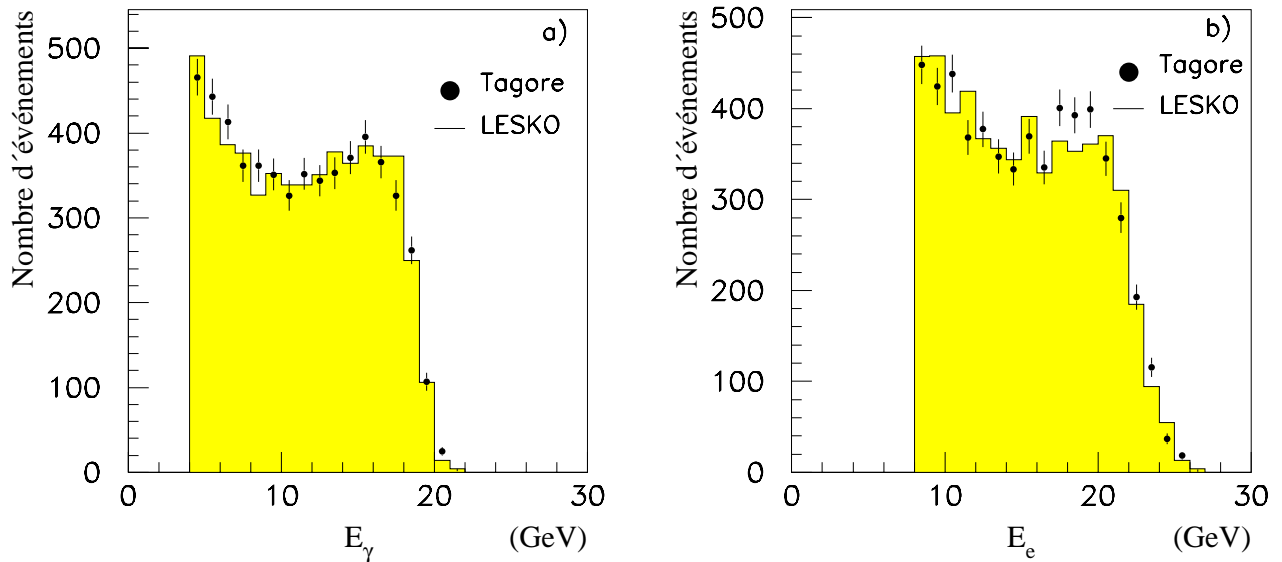
Dans une version plus récente, *LESKO-YFS* [67] prend également en compte la radiation de plusieurs photons par la branche leptonique :  $e + q \rightarrow e + q + n(\gamma)$ , constituant la fraction la plus importante des corrections radiatives aux ordres supérieurs à  $\alpha^3$ , dans le cas où les variables cinématiques sont reconstruites sur base de la mesure de l'électron diffusé. Cette version offre la possibilité de limiter les corrections radiatives considérées au premier ordre (option dite *F*), ou d'inclure les ordres supérieurs (option *YFS*). Cette particularité nous sera utile pour estimer l'effet des corrections radiatives (ordres supérieurs à  $\alpha^3$ ) sur la mesure de la fonction de structure  $F_2$  que nous réalisons (à l'ordre  $\alpha^3$ ).

Dans l'usage que nous ferons des événements générés par le programme *LESKO*, la présence du détecteur est simulée de façon analogue à celle utilisée pour le générateur *Tagore* ; la paramétrisation *GRV HO* est utilisée pour la fonction de structure du proton.

La coupure minimale imposée sur l'impulsion transverse hadronique par l'utilisateur ( $P_{T,min}$ ) ne peut être inférieure à  $P_{T,min} = 1,0 \text{ GeV}$  pour éviter la région des petites valeurs de  $Q^2$  où le modèle de diffusion profondément inélastique électron-quark perd de son sens. Dans le domaine en  $Q^2$  considéré, l'effet de cette coupure est particulièrement sensible en les variables  $x$  et  $y$ . Cette coupure doit être prise en compte dans la comparaison des résultats avec ceux provenant d'autres générateurs. Les distributions de l'énergie de l'électron diffusé et de l'énergie du photon

radiatif sont comparées pour les simulateurs *LESKO* (dans son option *F*) et *Tagore* à la figure 5.10. Les variables cinématiques  $x$  et  $Q^2$  sont comparées, pour les deux mêmes générateurs, à la figure 5.11 (cinématique vraie) et à la figure 5.12 (cinématique reconstruite sur base de l'électron seul).

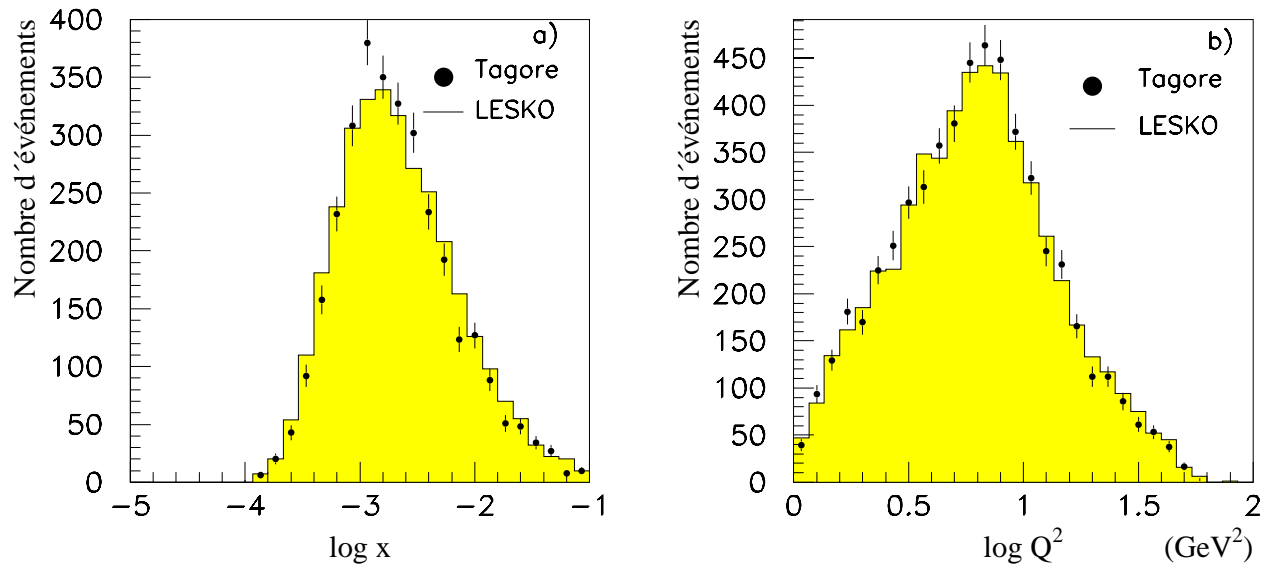
Le bon accord entre les distributions d'événements (vérifiant nos critères de sélection) générés par les programmes *Tagore* (correspondant uniquement au processus avec radiation par l'électron incident) et *LESKO* (prenant en compte l'ensemble des processus à l'ordre  $\alpha^3$ ) est important dans le cadre de notre analyse, car il valide l'approximation que nous faisons en considérant que l'ensemble des événements de diffusion profondément inélastique possédant un photon émis colinéairement à l'électron incident peut être décrit uniquement sur base du processus avec radiation par l'électron incident.



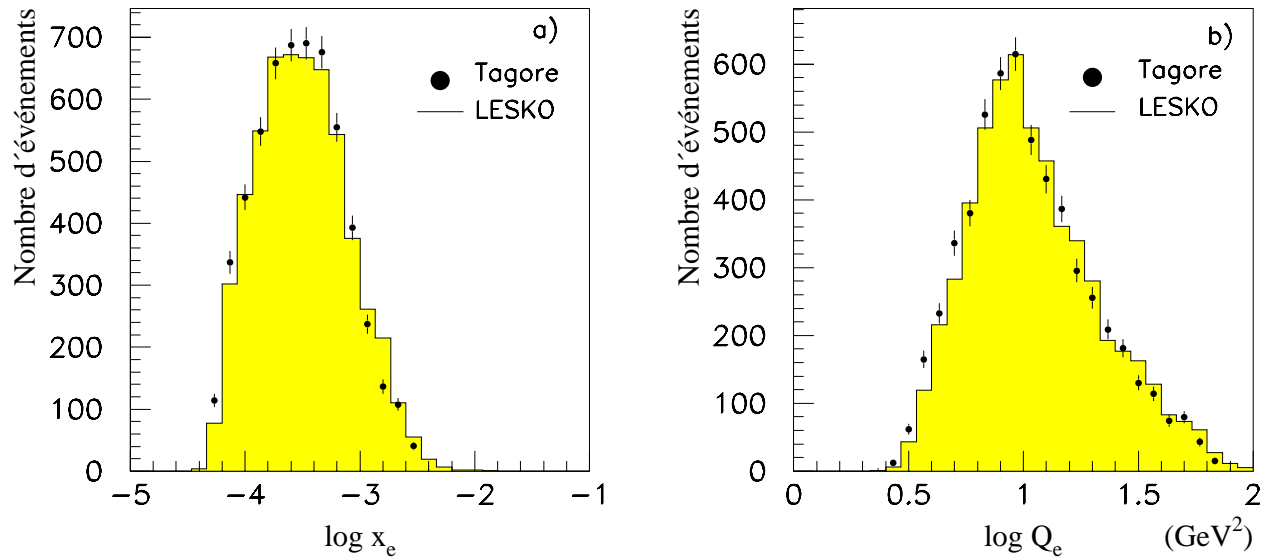
**Figure 5.10:** Distributions de l'énergie du photon radiatif (a) et de l'énergie de l'électron diffusé (b), pour les générateurs *LESKO* (histogramme) et *Tagore* (points).

## 5.4.2 Photoproduction

Les programmes *PYTHIA* 5.6 [68] et *RAYVDM* (combinaison des programmes *RAYPHOTON* [69] et *LUCVDM* [70]) ont été utilisés. Quatre échantillons d'événements de photoproduction ont été générés séparément : ils correspondent aux processus de photons résolus, de photons directs (séparément pour les quarks légers et lourds) et au modèle à dominance mésovectorielle (*VDM*) (voir section 2.5.3). Les caractéristiques des quatre contributions sont données au tableau 5.1.



**Figure 5.11:** Distributions des variables  $x$  (a) et  $Q^2$  (b) pour les générateurs *LESKO* (histogramme) et *Tagore* (points).



**Figure 5.12:** Distributions des variables  $x_e$  (a) et  $Q_e^2$  (b) pour les générateurs *LESKO* (histogramme) et *Tagore* (points).

Ces lots d'événements de photoproduction seront utilisés pour l'estimation du bruit de fond de photoproduction contenu dans notre échantillon expérimental d'événements profondément inélastiques radiatifs.

Programme	$Q_{\max}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$y_{\min}$	$\sigma_{\text{tot}}$ (nb)	L (nb <sup>-1</sup> )
RAYVDM	1.0	0.1	5820	309
PYTHIA (résolus)	4.0	0.1	4440	162
PYTHIA (directs-légers)	4.0	0.1	450	356
PYTHIA (directs-lourds)	4.0	0.1	54	1481

**Tableau 5.1:** Caractéristiques des échantillons d'événements de photoproduction utilisés pour l'analyse des bruits de fond.

### 5.4.3 Evénements Bethe-Heitler

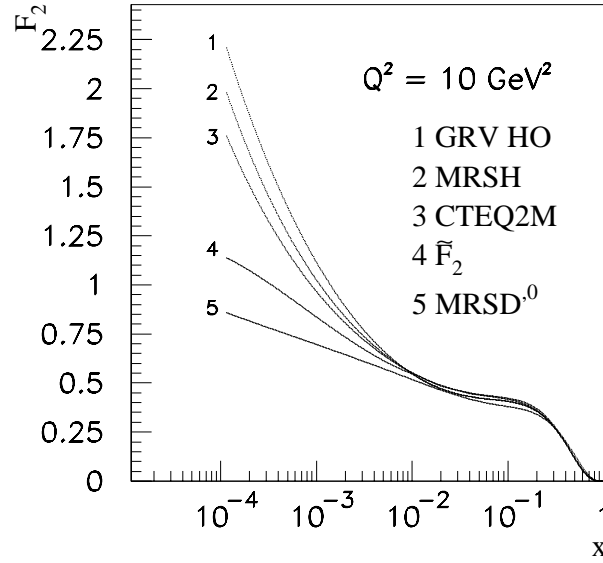
Pour la calibration des détecteurs du système de mesure de luminosité, à la section 4.2.2, nous avons utilisé une simulation par Monte Carlo des événements Bethe-Heitler. Dans l'étude du bruit de fond de superposition d'événements Bethe-Heitler sur des événements profondément inélastiques (voir section 5.8.1), plutôt que d'utiliser la même simulation des événements Bethe-Heitler, nous avons fait le choix d'utiliser des événements Bethe-Heitler issus des données expérimentales. Ce choix permet d'éviter une simulation difficile du comportement du détecteur d'électrons due aux pertes d'énergie lorsque l'impact de l'électron se trouve près du bord du détecteur (voir section 4.2).

### 5.4.4 Paramétrisation des fonctions de structure

Les programmes de simulation de diffusion profondément inélastique que nous venons de passer en revue, font appel à la librairie *PDFLIB* qui propose différentes paramétrisations des fonctions de structure. Parmi ces dernières, seule la paramétrisation *GRV HO* possède un domaine de paramétrisation incluant le domaine aux valeurs de  $3,5 \text{ GeV}^2 < Q^2$  couvert par notre analyse. La paramétrisation *GRV HO* prédisant un fonction de structure  $F_2$  en bon accord avec les dernières mesures réalisées par l'expérience *H1* [27], nous l'utiliserons pour nos simulations de diffusion profondément inélastique. L'étude de l'effet du choix d'une paramétrisation sur la mesure effectuée de  $F_2$  nécessite l'utilisation d'une autre paramétrisation. Cette possibilité n'étant pas offerte par la librairie *PDFLIB*, construisons une paramétrisation répondant à nos besoins à partir de la paramétrisation *GRV HO*. Nous définissons la paramétrisation  $\tilde{F}_2$  par :

- si  $x > 10^{-2}$   $\tilde{F}_2 = F_2^{GRV HO}$
- si  $x < 10^{-2}$   $\tilde{F}_2 = F_2^{GRV HO} (A \log x + B)$   
A et B sont tels que  $\tilde{F}_2(x = 10^{-2}) = F_2^{GRV HO}(x = 10^{-2})$   
et  $\tilde{F}_2(x = 10^{-4}) = 1/2 F_2^{GRV HO}(x = 10^{-4})$

Les prédictions pour la fonction de structure  $F_2$  de paramétrisations *GRV HO*, *MRS H*,  $\tilde{F}_2$  et *CTEQ 1M* en fonction de  $x$  sont présentées pour la valeur  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  à la figure 5.13.



**Figure 5.13:** Prédiction pour la fonction de structure  $F_2$  de paramétrisations *GRV HO*, *MRSH*,  $\tilde{F}_2$  et *CTEQ 1M* en fonction de  $x$  pour la valeur  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ .

## 5.5 Acceptances et migrations

Le nombre d'événements observables dans un domaine cinématique en  $(x, Q^2)$  peut différer du nombre d'événements qui y sont produits pour différentes raisons, en plus des inefficacités de détection qui seront considérées plus loin :

- les caractéristiques géométriques du détecteur rendent certains événements inobservables ; dans notre cas, il ne s'agit que de l'acceptance angulaire du *BEMC* et des chambres *BPC* ;
- le seuil requis sur l'énergie de l'électron diffusé n'est pas atteint par les événements produits dans le domaine considéré ; ces événements sont alors rejetés ;
- l'erreur sur la cinématique reconstruite peut entraîner une migration d'événements dans le plan cinématique, pouvant modifier le nombre d'événements contenu dans le domaine considéré.

Les acceptances sur l'angle polaire d'émission du photon radiatif ainsi que sur son énergie ne sont pas à considérer, car nous comparons le nombre d'événements observés à la section efficace intégrée sur le domaine angulaire correspondant au détecteur de photons et sur le domaine d'énergie correspondant à la coupure sur l'énergie du photon.

L'acceptance est définie comme le nombre d'événements observés sur le nombre d'événements générés :

$$A = \frac{N^{obs}}{N^{gen}} . \quad (5.31)$$

L'acceptance (en %) est présentée à la figure 5.14, suivant la paramétrisation *GRV HO*, séparément pour les trois effets énumérés et pour la combinaison des trois. Le choix de la fonction de structure affecte l'estimation des migrations ; cet effet sera considéré lorsque nous étudierons les erreurs systématiques sur la mesure de la fonction  $F_2$ . Remarquons que l'acceptance totale peut différer du produits des acceptances des trois effets car un même événement peut être rejeté par plusieurs critères.

L'acceptance apparaît ici comme une grandeur de contrôle nous aidant à choisir un domaine cinématique opportun de mesure de  $F_2$ . Il convient que les corrections d'acceptance ne soient pas trop grandes, afin de limiter les erreurs systématiques. En particulier, l'acceptance diminue rapidement lorsque la variable  $Q^2$  décroît. Une mesure de la fonction  $F_2$  aux valeurs  $Q^2 \lesssim 2 \text{ GeV}^2$  nécessiterait donc un contrôle excellent des effets expérimentaux, chaque événement observé portant un poids important.

Une autre grandeur de contrôle intéressante est la pureté, définie comme le taux d'événements originaires du domaine dans lequel ils sont reconstruits. L'intérêt de cette grandeur est qu'elle permet de vérifier que, dans le domaine considéré, la mesure opérée repose sur un taux suffisamment important d'événements provenant de ce domaine. La figure 5.15 présente la pureté en % dans le plan  $(x, Q^2)$  suivant la paramétrisation *GRV HO*. Cette grandeur, à la différence des acceptances géométrique et en énergie, est fortement dépendante de la taille du domaine choisi.

## 5.6 Pavage en $(x, Q^2)$

La répartition des événements de l'échantillon dans les plans  $(x_e, Q_e^2)$  et  $(x, Q^2)$  est présentée à la figure 5.16. Notre but premier est de mesurer la fonction de structure  $F_2$  jusqu'aux plus basses valeurs de  $Q^2$  possibles. Cependant, le choix de notre pavage est également guidé, d'une part, par la nécessité d'un nombre d'événements statistiquement significatif, et d'autre part, par le souhait d'une acceptance et d'une pureté suffisantes. Une acceptance faible induisant une dépendance forte en la simulation, nous nous sommes limités à la région d'acceptance supérieure à 30%.

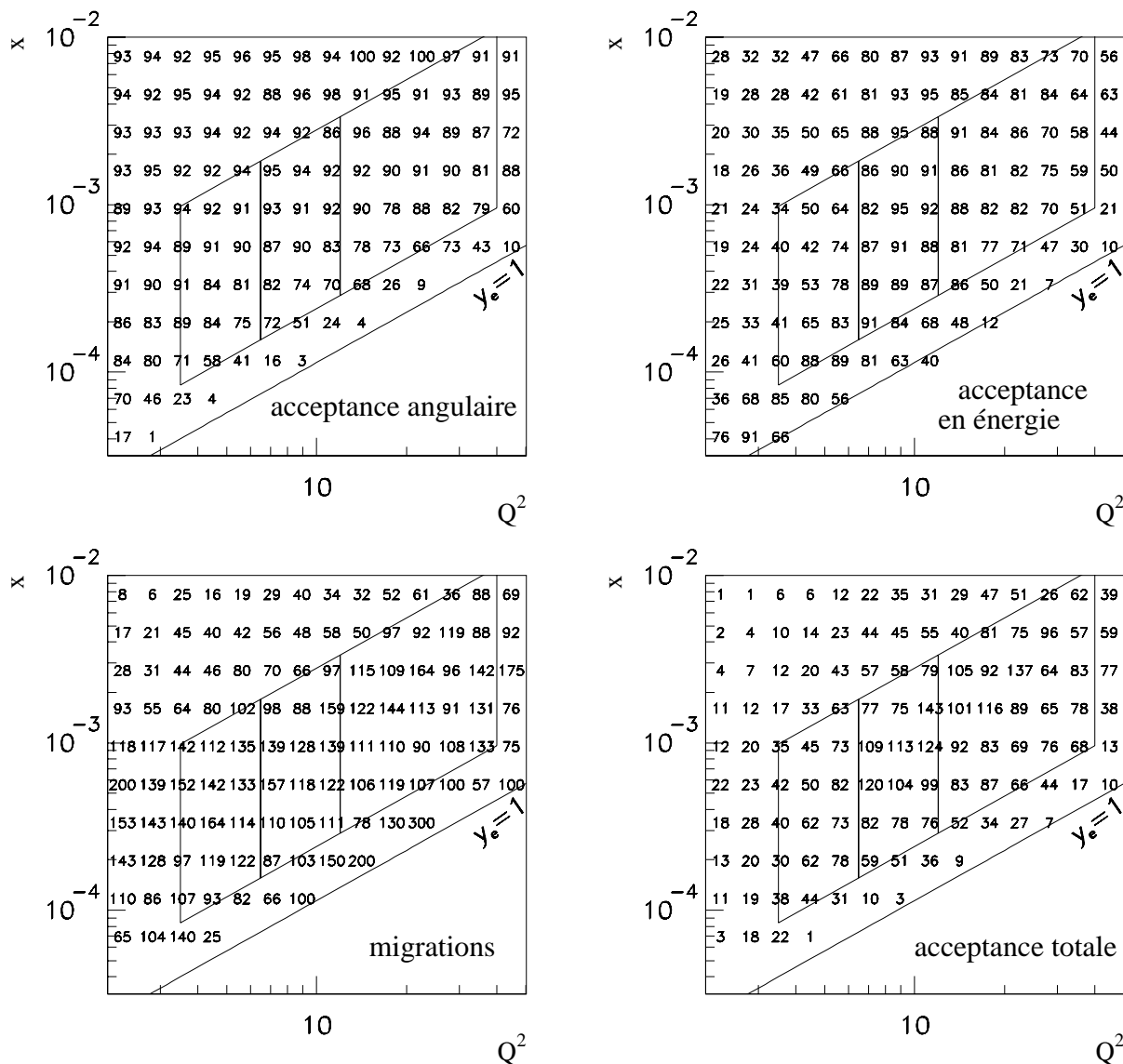
La figure 5.16 met en évidence l'extension du domaine cinématique accessible par les événements radiatifs (cinématique vraie  $(x, Q^2)$ ) par rapport aux événements non radiatifs pour lesquels le domaine accessible est limité aux valeurs en la variable  $Q^2$  supérieures à la courbe  $\theta_e = 174,5^\circ$  représentée à la figure 5.16a.

La définition des trois cellules choisies de notre pavage est donnée en termes des variables  $y_e$  et  $Q^2$  par :

$$0,0408 < y_e < 0,4758 \quad (5.32)$$

pour l'ensemble du pavage, et

$$3,5 < Q^2 \leq 6,5 \text{ GeV}^2 \quad \text{cellule 1} \quad (5.33)$$



**Figure 5.14:** Acceptances (en %) :  
 a) acceptance géométrique sur l'électron diffusé, b) acceptance pour la coupure en énergie de l'électron diffusé, c) migrations (GRV HO), d) acceptance totale (GRV HO). Les trois domaines de mesure choisis pour notre analyse (voir 5.6) sont représentés.



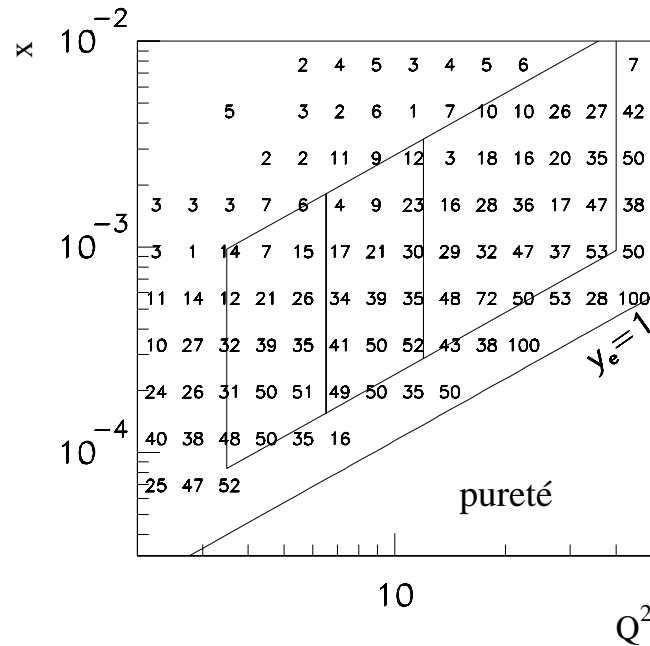


Figure 5.15: Pureté suivant la paramétrisation GRV HO (en %). Les trois domaines de mesure choisis pour notre analyse (voir 5.6) sont représentés.

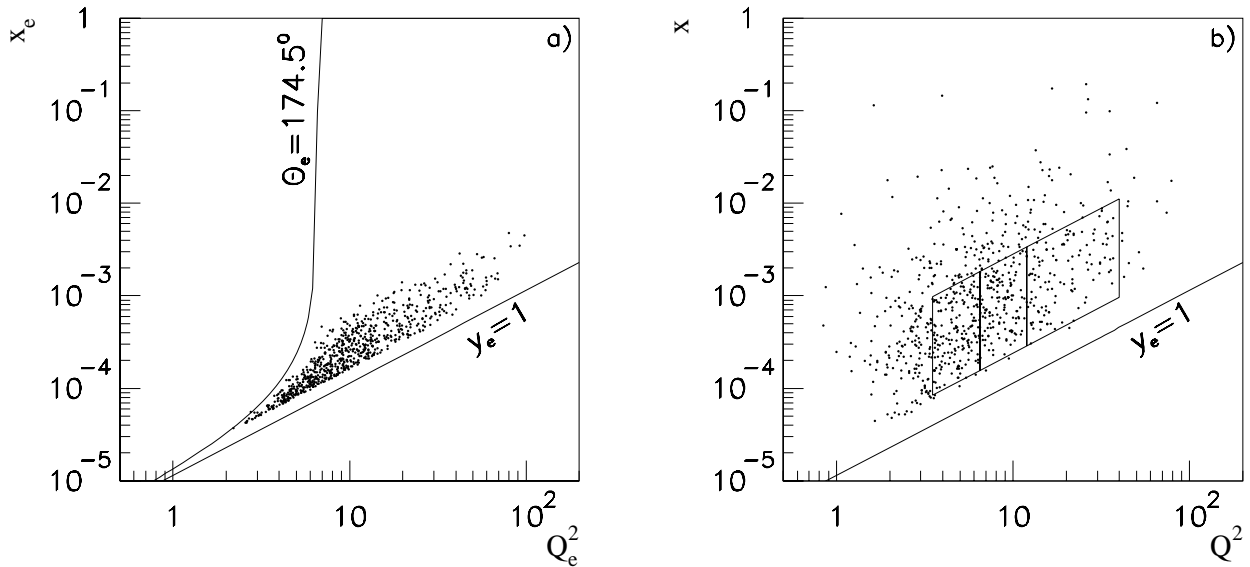
$$6,5 < Q^2 \leq 12,0 \text{ GeV}^2 \quad \text{cellule 2} \tag{5.34}$$

$$12,0 < Q^2 \leq 40,0 \text{ GeV}^2 \quad \text{cellule 3} \tag{5.35}$$

Le tableau 5.2 présente les limites en les variables  $x$  et  $Q^2$  des cellules du pavage, ainsi que pour chaque cellule, le nombre d'événements observé, l'acceptance moyenne et la pureté globale. Les erreurs données sur l'acceptance et la pureté représentent la dépendance en le choix de la fonction de structure, l'erreur correspond à la moitié de la différence entre les valeurs prédites par les fonctions de structure GRV HO et  $\tilde{F}_2$ . Le pavage est illustré à la figure 5.16b dans le plan  $(x, Q^2)$ .

	Cellule 1	Cellule 2	Cellule 3
Etendue en $Q^2$ ( $\text{GeV}^2$ )	3,5 - 6,5	6,5 - 12,0	12,0 - 40,0
Centre en $Q^2$ ( $\text{GeV}^2$ )	5,0	8,5	20,0
Etendue en $x$	$8,40 \cdot 10^{-5} - 1,82 \cdot 10^{-3}$	$1,56 \cdot 10^{-4} - 3,36 \cdot 10^{-3}$	$2,88 \cdot 10^{-4} - 1,12 \cdot 10^{-2}$
Centre en $x$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Nombre d'événements	144	161	113
Acceptance	$2,00 \pm 0,07$	$1,35 \pm 0,05$	$1,40 \pm 0,08$
Pureté (en %)	$73 \pm 3$	$76 \pm 1$	$72 \pm 3$

Tableau 5.2: Définition du pavage, contenu, acceptance et pureté de chaque cellule.



**Figure 5.16:** Répartition des événements :

a) dans le plan  $(x_e, Q_e^2)$  b) dans le plan  $(x, Q^2)$ . Le pavage choisi est également représenté.

## 5.7 Etude des pertes

Les critères de sélection entraînent des pertes de bons événements. Le nombre d'événements observé doit donc être corrigé pour les pertes dues à chaque coupure.

Les corrections correspondants aux différentes coupures, calculés pour notre pavage, sont données au tableau 5.3.

### Identification de l'électron et déclenchement

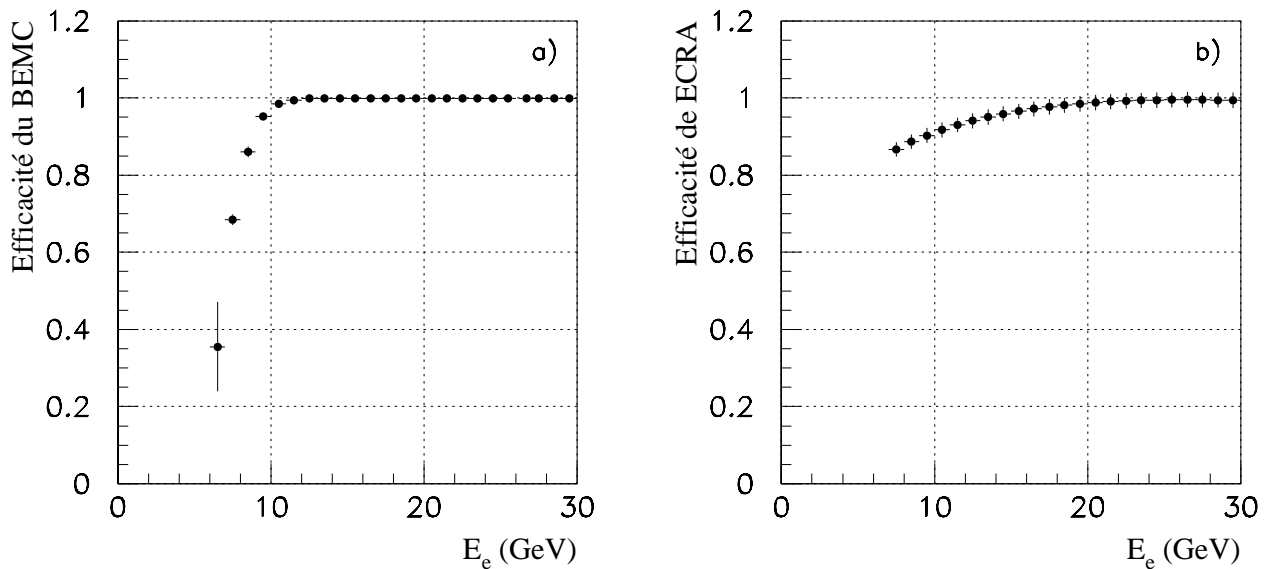
Les coupures relatives à la sélection de l'électron diffusé sont identiques à celles utilisées par le groupe de travail *ELAN* pour la mesure de la fonction de structure  $F_2$  sur base des événements profondément inélastiques non radiatifs. Leurs résultats peuvent donc être utilisés en ce qui concerne les pertes dues aux inefficacités de déclenchement sur l'énergie de l'électron dans le *BEMC*, à la coupure sur la valeur de l'estimateur *ECRA* et à celle sur le contenu des chambres *BPC*. Les taux de pertes sont repris à la figure 5.17 [58], [71], [60], en fonction de l'énergie de l'électron pour les coupures relatives à l'énergie dans le *BEMC* et à l'estimateur *ECRA*. Le taux de pertes dues à la coupure sur le contenu des chambres *BPC* est indépendant de l'énergie.

### Synchronisation

La coupure relative au contenu du détecteur de temps de vol *TOF* est également utilisée par l'analyse du groupe *ELAN*. La perte d'événements due à cette coupure, indépendante des

	Cellule 1	Cellule 2	Cellule 3
$BEMC$	$1.020 \pm 0.008$	$1.013 \pm 0.007$	$1.007 \pm 0.005$
$BPC$	$1.04 \pm 0.02$	$1.04 \pm 0.02$	$1.04 \pm 0.02$
$ECRA$	$1.04 \pm 0.02$	$1.04 \pm 0.02$	$1.04 \pm 0.02$
$TOF$	$1.02 \pm 0.02$	$1.02 \pm 0.02$	$1.02 \pm 0.02$
$VTX$	$1.02 \pm 0.02$	$1.02 \pm 0.02$	$1.02 \pm 0.02$
$E_\delta$	$1.003 \pm 0.003$	$1.033 \pm 0.010$	$1.047 \pm 0.014$

**Tableau 5.3:** Facteurs de correction pour les pertes. Les erreurs sont uniquement systématiques pour les pertes notées  $BEMC$ ,  $BPC$ ,  $ECRA$  et  $TOF$ , et uniquement statistiques (limitation du nombre d'événements simulés) pour les pertes notées  $VTX$  et  $E_\delta$ .



**Figure 5.17:** Taux de pertes d'événements :  
a) dues à l'entité de déclenchement du  $BEMC$ , b) dues au critère basé sur l'estimateur  $ECRA$ .

quantités cinématiques, est estimée à  $(2 \pm 2)\%$ .

### Identification du photon

Notre mesure de la fonction de structure  $F_2$  est basée sur l'ensemble de la section efficace (5.2) qui correspond à l'ensemble des événements profondément inélastiques possédant un photon de plus de  $4 \text{ GeV}$  émis dans le domaine angulaire ( $\pi > \theta_\gamma > \pi - \theta_a$ ) où nous avons choisi  $\theta_a$  égal à l'acceptance angulaire de la branche de détection de photons ( $\theta_a = 0,50 \text{ mrad}$ ). Dans ce domaine angulaire et en énergie, en négligeant les faibles pertes de photons radiatifs dues occasionnellement à un défaut du centrage du faisceau d'électrons, nous considérons l'efficacité de détection du photon radiatif comme égale à 100%.

### Reconstruction du vertex

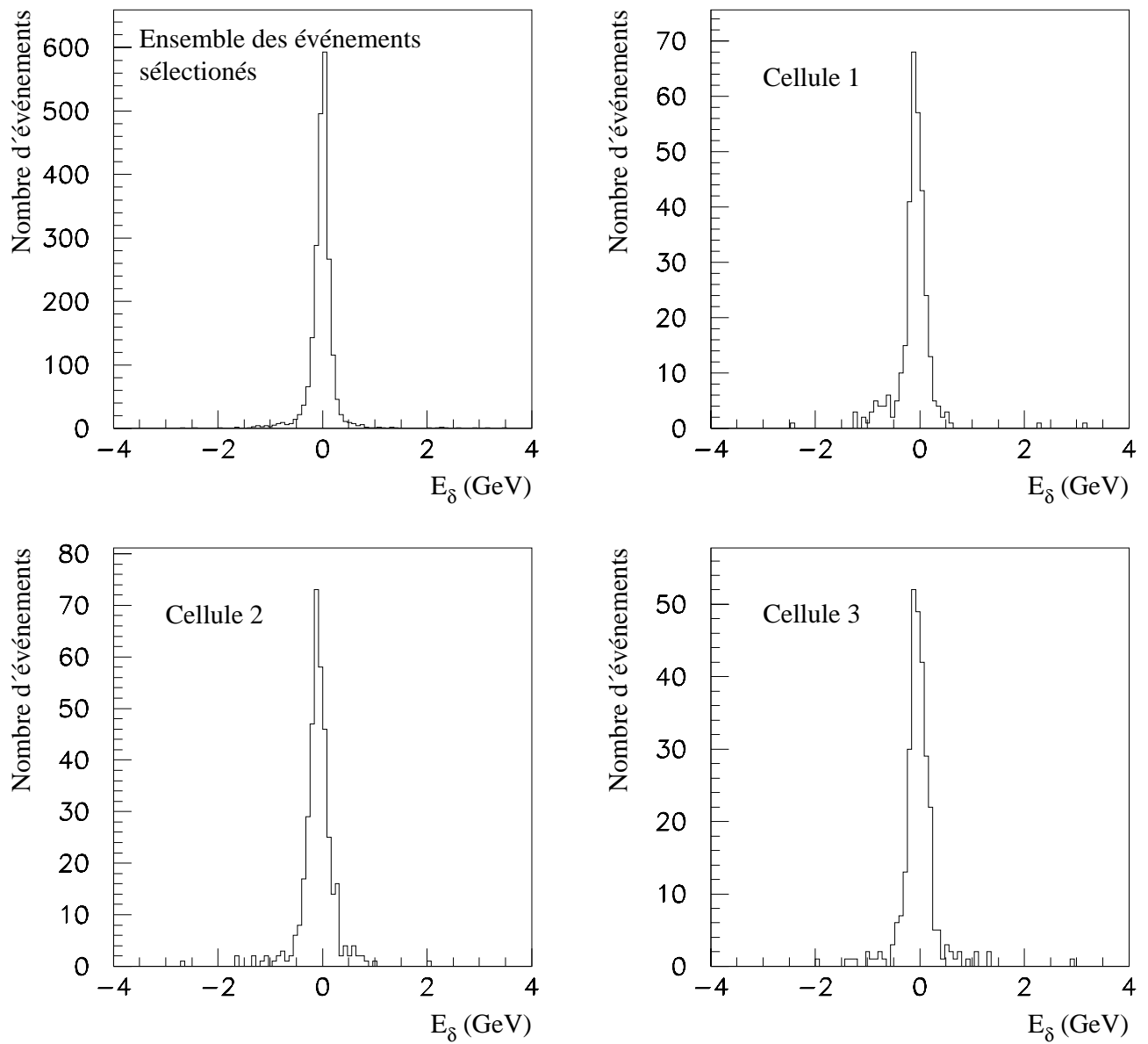
Par l'application du critère sur la reconstruction du vertex, les bons événements pour lesquels la position en  $z$  du vertex a été reconstruite en dehors des limites de l'intervalle  $[-35, 25] \text{ cm}$  sont rejetés. Cet effet est estimé au moyen du programme *Tagore* à environ 2%.

### Rejet du bruit de fond

La coupure sur la variable  $E_\delta$  entraîne la perte de bons événements pour lesquels  $E_{miss} < 0,5 E_\gamma$ , soit parce que l'énergie manquante a été sous-estimée, soit parce que l'énergie collectée dans la branche de détection des photons est supérieure à celle du photon radiatif. Le premier cas peut se présenter lors de la présence de bruit de fond important dans les calorimètres, le second lors de la superposition d'un événement Bethe-Heitler possédant un photon énergétique sur un événement profondément inélastique possédant un photon énergétique colinéaire à l'électron incident.

Dans les deux cas, les pertes ont été estimées à l'aide de la simulation d'événements profondément inélastiques radiatifs, donnée par le programme *DJANGO*, pour lesquels l'ensemble de la gerbe hadronique est simulé. Pour les pertes dues à la sous-estimation de l'énergie manquante, l'échantillon des événements vérifiant l'ensemble des critères de sélection, excepté la coupure sur  $E_\delta$ , est utilisé. Les distributions en la variable  $E_\delta$  pour l'ensemble de l'échantillon, ainsi que pour les trois cellules du pavage, sont présentées à la figure 5.18. Les pondérations corrigeant pour ces pertes d'événements sont présentées au tableau 5.3.

Les pertes dues à la superposition d'événements Bethe-Heitler sur des événements profondément inélastiques vérifiant nos critères de sélection, sont estimées en utilisant le même échantillon, pour lequel on superpose à chaque événement un événement Bethe-Heitler. Nous avons vu au chapitre 3, quel est le taux de superposition aléatoire d'un événement Bethe-Heitler en fonction de l'énergie minimum du photon (figure 4.9). Suivant ces résultats, nous superposons, dans une proportion de 2% des événements, un événement Bethe-Heitler possédant un photon d'énergie supérieure à  $0,5 \text{ GeV}$ . Les pertes d'événements sont négligeables (environ un



**Figure 5.18:** Distributions de la variable  $E_\delta$  pour l'ensemble de l'échantillon simulé et sélectionnés, ainsi que pour les trois cellules du pavage.

quart de %).

Remarquons qu'il ne s'agit pas, ici, de considérer le cas des superpositions pour lesquels, grâce à l'énergie du photon de l'événement Bethe-Heitler, l'ensemble des deux événements superposés satisfait les critères de sélection. Ce cas de figure constitue un bruit de fond et non une perte, puisque la section efficace que l'on cherche à mesurer est intégrée sur l'angle et l'énergie du photon radiatif dans des limites fixées (pour ces événements de bruit de fond les paramètres du photon radiatif se situent en dehors des limites soit angulaires soit énergétiques et le photon issu du processus Bethe-Heitler est détecté).

## 5.8 Etude des bruits de fond

Les deux sources principales de bruit de fond subsistant dans notre échantillon sont la superposition d'événements profondément inélastiques et d'événements Bethe-Heitler, et les événements de photoproduction.

### 5.8.1 Bruit de fond de superposition

Cette source importante de bruit de fond correspond à la superposition, durant le même croisement des faisceaux, d'un événement profondément inélastique (5.36) et d'un événement Bethe-Heitler (5.37)<sup>1</sup> :

$$e^- + p \rightarrow e^- + X, \quad (5.36)$$

$$e^- + p \rightarrow e^- + p + \gamma. \quad (5.37)$$

Les critères de sélection concernant l'identification de l'électron diffusé sont satisfaits par la présence de l'événement profondément inélastique. Le critère d'identification du photon radiatif est satisfait par le dépôt de l'énergie du photon de l'événement Bethe-Heitler dans le détecteur de photons. L'électron diffusé de l'événement Bethe-Heitler peut être détecté dans le détecteur d'électrons, avec une probabilité de plus de 50%, si son énergie est comprise entre 12 et 19 *GeV* (voir section 4.3.3).

L'importance de ce bruit de fond est réduite par l'application, dans nos critères de sélection, des coupures basées sur l'absence de signal mesuré dans le détecteur d'électrons (5.12) et l'équilibre entre l'énergie manquante et l'énergie mesurée dans le détecteur de photons (5.13).

Reprenons l'expression de la variable  $E_\delta$  :

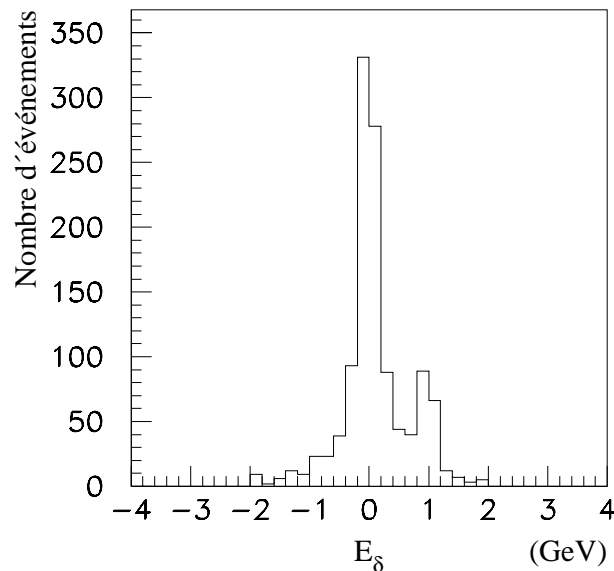
$$E_\delta = \frac{E_\gamma - E_{miss}}{E_\gamma}, \quad (5.38)$$

où  $E_{miss}$  est l'énergie manquante. Dans le cas d'un événement radiatif avec radiation colinéaire à l'électron incident, l'énergie manquante est attribuée au photon radiatif s'échappant de la partie centrale du détecteur *H1* (c'est-à-dire l'ensemble du détecteur hormis le système de mesure

<sup>1</sup>Ce type d'événements superposés a été utilisé, à la section 4.4.4, pour estimer la luminosité des faisceaux

de luminosité) par le tube à vide. Pour une partie de ces événements, le photon interagit dans le détecteur de photons. L'énergie collectée dans le détecteur de photons correspondant alors à l'énergie manquante, la valeur de la variable  $E_\delta$  est proche de zéro. Dans le cas d'un événement de superposition, le détecteur central de  $H1$  détectant un événement profondément inélastique, l'énergie manquante sera proche de zéro, et, par conséquent,  $E_\delta$  est proche de 1. La distribution de la variable  $E_\delta$ , présentée à la figure 5.19 pour l'ensemble de l'échantillon d'événements sélectionnés, confirme cette structure attendue en deux pics.

Le pic centré en zéro de la distribution de la variable  $E_\delta$  est bien reproduit par le générateur *DJANGO* pour lequel ne sont gardés que les événements vérifiant nos critères de sélection (hormis le critère basé sur  $E_\delta$ ), après simulation des effets de détection. La distribution de  $E_\delta$  pour ces événements a déjà été présentée lors de l'étude des pertes, à la figure 5.18.



**Figure 5.19:** Distribution de la variable  $E_\delta$  pour l'ensemble de l'échantillon sélectionné.

Pour étudier l'efficacité de la coupure (5.13) sur la variable  $E_\delta$ , nous superposons des événements Bethe-Heitler des données expérimentales<sup>2</sup> à des événements profondément inélastiques générés par le programme *DJANGO*. Notre mesure de la fonction de structure  $F_2$  est basée sur les événements radiatifs pour lesquels le photon est émis dans le domaine angulaire couvert par la branche de détection de photons. Tout événement sélectionné dont le photon radiatif est émis en-dehors de ce domaine angulaire doit, par conséquent, être considéré comme une contribution au bruit de fond. Soulignons que les événements profondément inélastiques de bruit de fond auxquels sont superposés une interaction Bethe-Heitler incluent les événements d'ordre supérieur à  $\alpha^2$ , comportant la radiation de photons énergétiques en dehors du domaine

<sup>2</sup>Des événements de la prise de données numéro 66553, pour lesquels l'entité de déclenchement  $PD_{bas}$ , sont utilisés (voir section 4.1.1)

angulaire couvert par notre analyse. Par contre, la superposition d'un événement Bethe-Heitler sur un événement profondément inélastique possédant un photon émis dans le domaine couvert par la branche de détection de photons ne constitue pas un bruit de fond, mais peut entraîner une migration dans la reconstruction de la cinématique. Cet effet de migration est négligeable dans le cadre de notre analyse. En effet, nous avons vu, à la section 4.4.4, que la probabilité de superposition aléatoire d'un événement Bethe-Heitler est d'environ 2 % pour un photon d'énergie supérieure à 0,5 GeV.

Les distributions de  $E_\delta$  simulées pour les événements de superposition d'un événement Bethe-Heitler sur une interaction profondément inélastique sont présentées à la figure 5.20 (histogrammes en blanc) séparément pour l'ensemble des événements vérifiant les critères de sélection (hormis les coupures de rejet du bruit de fond (5.12) et (5.13)) et pour les trois cellules. La distribution est centrée sur la valeur 1, lorsque l'on considère l'ensemble des événements simulés (domaine de simulation :  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ). Les distributions limitées aux domaines cinématiques des cellules ont une structure en pic moins marquée et leurs moyennes sont plus proches de la valeur 0 (particulièrement pour la cellule 1 et, dans une moindre mesure, pour la cellule 2). Pour comprendre ce comportement, il faut distinguer, dans l'ensemble du bruit, la contribution des événements radiatifs pour lesquels le photon émis a échappé à la détection du détecteur de photons. Dans ce cas, l'énergie du photon de l'événement Bethe-Heitler superposé compense partiellement l'énergie manquante due au photon radiatif échappant à la détection. La contribution de ces événements, pour lesquels un photon radiatif d'énergie supérieure à 4 GeV a échappé à la détection, est présentée à la figure 5.20 (histogrammes en hachuré). Remarquons que la valeur de 4 GeV est arbitrairement choisie ici à titre illustratif. Une valeur inférieure impliquerait une contribution relative plus importante de cet effet et l'étendrait vers les valeurs positives de  $E_\delta$ . L'effet que nous venons de décrire est relativement plus important aux petites valeurs de  $Q^2$  (cellules 1 et 2). En effet, ce domaine n'est accessible qu'aux événements possédant un photon radiatif énergétique, et plus l'énergie du photon radiatif est grande, plus le domaine accessible est étendu vers les petites valeurs de  $Q^2$ .

### Estimation du bruit de fond

La structure en deux pics de la distribution de la variable  $E_\delta$  étant comprise, et chacun des pics pouvant être simulé séparément (voir figures 5.19 et 5.20), nous pouvons estimer le bruit de fond de superposition contenu dans notre échantillon expérimental par une normalisation ajustée des deux pics simulés à la distribution expérimentale ( $E_\delta < 0,5$  et  $E_\delta > 0,5$ ). Pour estimer le nombre d'événements radiatifs,  $N^{Rad}$ , et le nombre d'événements de bruit de fond de superposition,  $N^{Bg}$ , contenus dans notre échantillon, partons des relations :

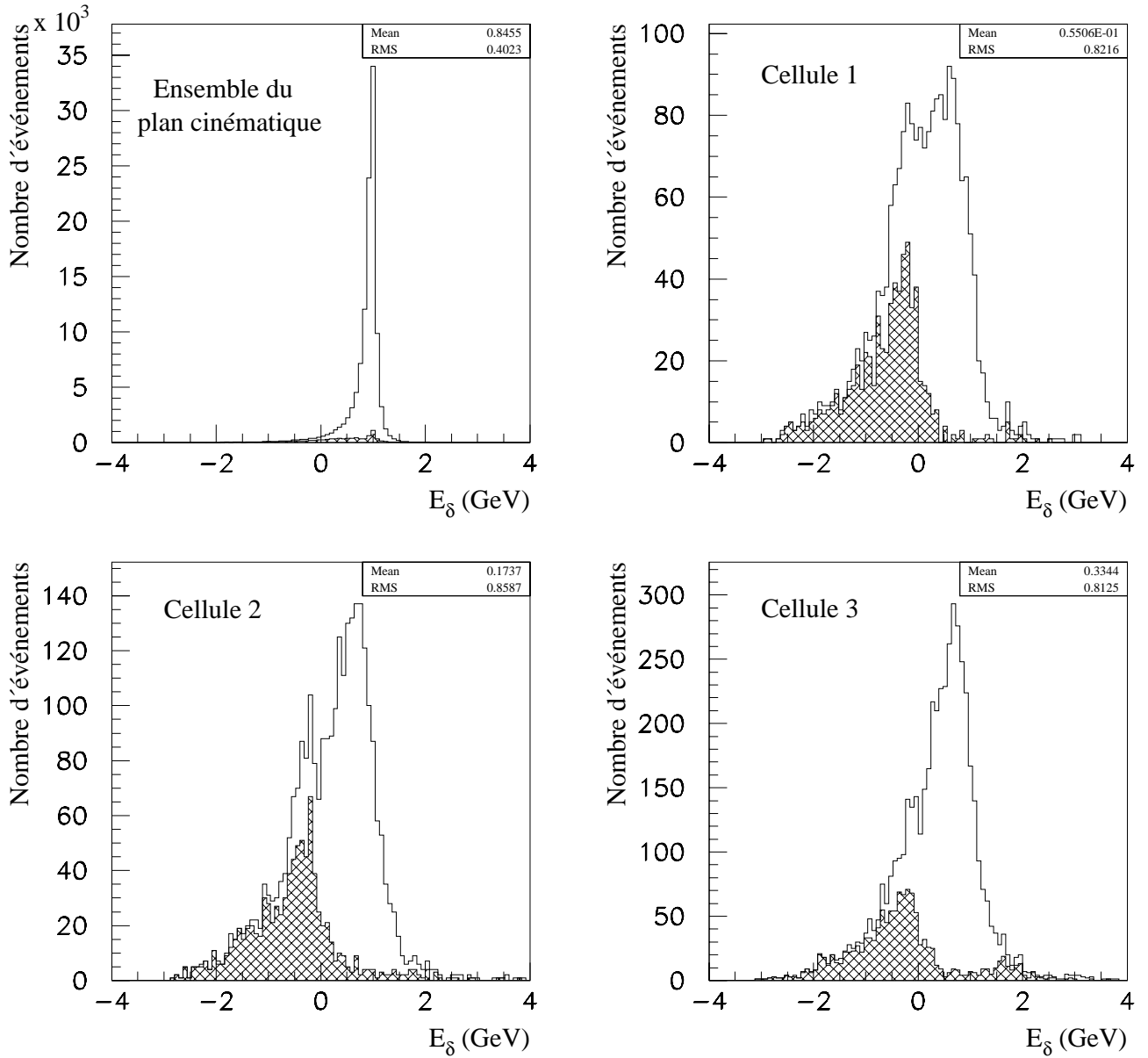
$$N^{Tot} = N^{Rad} + N^{Bg} \quad (5.39)$$

et

$$N_{E_\delta > 0,5}^{Tot} = N^{Rad} \mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Rad} + N^{Bg} \mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Bg} \quad (5.40)$$

où  $N^{Tot}$  (resp.  $N^{Rad}$  et  $N^{Bg}$ ) est le nombre total d'événements (resp. radiatifs et de bruit de fond) dans une cellule (avant l'application des critères sur  $E_\delta$  et sur le détecteur d'électrons),  $N_{E_\delta > 0,5}^{Tot}$  est le nombre d'événements total tels que  $E_\delta > 0,5$ ,  $\mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Rad}$  est la fraction d'événements





**Figure 5.20:** Distributions de la variable  $E_\delta$  pour les événements simulés par la superposition d'un événement Bethe-Heitler et d'une interaction profondément inélastique (histogrammes en blanc), séparément pour l'ensemble de l'échantillon sélectionné et pour les trois cellules. Les histogrammes hachurés représentent les événements de superposition pour lesquels un photon radiatif de plus de 4 GeV a échappé à la détection.

radiatifs tels que  $E_\delta > 0,5$  et  $\mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Bg}$  est la fraction d'événements de bruit de fond tels que  $E_\delta > 0,5$ .

On en déduit le nombre d'événements radiatifs :

$$N^{Rad} = \frac{N_{E_\delta > 0,5}^{Tot} - N^{Tot} \mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Bg}}{\mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Rad} - \mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Bg}} . \quad (5.41)$$

$\mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Rad}$  est déterminé en utilisant le programme de simulation *DJANGO* et  $\mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Bg}$  en utilisant la superposition d'événements Bethe-Heitler sur des événements profondément inélastiques, y compris radiatifs.

Les résultats obtenus pour  $N^{Tot}$  and  $N^{Bg}$  sont présentés au tableau 5.4. L'erreur statistique est calculée à partir des nombres d'événements  $N^{Tot}$  et  $N_{E_\delta > 0,5}^{Tot}$ . L'erreur systématique est estimée par la propagation des erreurs statistiques des lots d'événements simulés sur  $\mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Rad}$  et  $\mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Bg}$ .

Le choix que nous avons fait d'estimer le bruit de fond à partir du nombre d'événements ayant une valeur de  $E_\delta$  supérieure à 0,5 est arbitraire. La stabilité du résultat pour des variations de cette valeur allant de 0,2 à 0,8 a été vérifiée (la différence des résultats obtenus est inférieure à l'erreur statistique).

### Réduction du bruit de fond

Comme deux critères sont utilisés dans notre sélection d'événements pour restreindre la contamination du bruit de fond de superposition (la coupure sur la présence d'un signal dans le détecteur d'électrons (5.12) et la coupure sur la valeur de  $E_\delta$  (5.13)), pour estimer le bruit subsistant aux coupures, nous utilisons deux méthodes, alternant l'ordre des coupures :

- Première méthode :
  1. critère sur  $E_\delta$
  2. critère sur le détecteur d'électrons ( $ET$ )
- Seconde méthode :
  1. critère sur le détecteur d'électrons ( $ET$ )
  2. critère sur  $E_\delta$

Les estimations du nombre d'événements radiatifs et du nombre d'événements de bruit de fond sont faites à chaque étape de la réduction du bruit de fond.

Pour la première méthode, après la première coupure (critère sur  $E_\delta$ ), on estime le nombre d'événements radiatifs restant,  $N_{E_\delta < 0,5}^{Rad}$ , par la relation :

$$N_{E_\delta < 0,5}^{Rad} = N^{Rad} (1 - \mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Rad}) , \quad (5.42)$$

	Cellule 1	Cellule 2	Cellule 3
<b>Avant réduction</b>			
$N^{Tot}$	191	151	131
$N^{Rad}$	$154.7 \pm 15.8$	$128.1 \pm 14.9$	$108.5 \pm 13.9$
taux de bruit (%)	$19.0 \pm 3.2$	$15.2 \pm 3.2$	$17.2 \pm 3.6$
<b>Première méthode</b>			
Etape 1 : coupure $E_\delta$			
$N^{Tot}$	179	138	116
$N^{Rad}$	$154.3 \pm 15.7$	$124.0 \pm 14.4$	$103.6 \pm 13.3$
taux de bruit (%)	$13.8 \pm 2.8$	$10.2 \pm 2.7$	$10.7 \pm 3.0$
Etape 2 : coupure $ET$ et $E_\delta$			
$N^{Tot}$	170	135	113
$N^{Rad}$	$154.4 \pm 17.1$	$124.9 \pm 15.3$	$104.1 \pm 13.7$
taux de bruit (%)	$9.2 \pm 2.3$	$7.5 \pm 2.4$	$7.9 \pm 2.6$
<b>Seconde méthode</b>			
Etape 1 : coupure $ET$			
$N^{Tot}$	179	146	127
$N^{Rad}$	$149.1 \pm 15.5$	$128.2 \pm 14.5$	$106.6 \pm 13.6$
taux de bruit (%)	$16.7 \pm 3.1$	$12.2 \pm 2.9$	$16.1 \pm 3.6$
Etape 2 : coupure $E_\delta$ et $ET$			
$N^{Tot}$	170	135	113
$N^{Rad}$	$148.6 \pm 15.4$	$124.1 \pm 14.1$	$101.8 \pm 13.0$
taux de bruit (%)	$12.6 \pm 2.7$	$8.1 \pm 2.4$	$9.9 \pm 3.0$

**Tableau 5.4:** Bruit de fond de superposition : Estimations du nombre d'événements radiatifs et du nombre d'événements de bruit de fond, avant réduction et à chaque étape des deux méthodes de réduction du bruit de fond.

et le nombre d'événements de bruit de fond restant,  $N_{E_\delta < 0,5}^{Bg}$ , par la relation :

$$N_{E_\delta < 0,5}^{Bg} = N^{Bg} (1 - \mathcal{P}_{E_\delta > 0,5}^{Bg}). \quad (5.43)$$

Après la seconde coupure (critère  $ET$ ) le nombre d'événements radiatifs,  $N_{E_\delta < 0,5 \ \& \ ET=0}^{Rad}$ , restant et le nombre d'événements de bruit de fond subsistant,  $N_{E_\delta < 0,5 \ \& \ ET=0}^{Bg}$ , sont donnés par les relations :

$$N_{E_\delta < 0,5 \ \& \ ET=0}^{Rad} = N_{E_\delta < 0,5 \ \& \ ET=0}^{Tot} - N_{E_\delta < 0,5 \ \& \ ET=0}^{Bg} \quad (5.44)$$

$$N_{E_\delta < 0,5 \ \& \ ET=0}^{Bg} = N_{E_\delta < 0,5}^{Bg} \mathcal{P}_{ET=0}^{Bg, E_\delta > 0,5}, \quad (5.45)$$

où  $\mathcal{P}_{ET=0}^{Bg, E_\delta > 0,5}$  est la probabilité pour qu'un événement de bruit de fond pour lequel  $E_\delta > 0,5$  n'ait pas reçu de signal dans le détecteur d'électrons.

Pour la seconde méthode, après la première coupure (critère  $ET$ ), on estime le nombre d'événements radiatifs restant et le nombre d'événements de bruit de fond subsistant en utilisant les relations (5.39) et (5.41) appliquées à l'ensemble des événements pour lesquels aucun signal n'est reçu dans le détecteur d'électrons. Après application du second critère ( $E_\delta < 0,5$ ), les équations (5.42) et (5.43) sont appliquées à l'ensemble des événements pour lesquels aucun signal n'est reçu dans le détecteur d'électrons.

Les estimations des nombre d'événements radiatifs et de bruit de fond sont présentées à chaque étape de la réduction du bruit de fond, pour chacune des méthodes au tableau 5.4.

Les deux méthodes donnent des résultats compatibles et permettent d'estimer que le bruit de fond de superposition contenu dans l'échantillon, après application de l'ensemble des critères de sélection, est inférieur ou proche de 10% au sein de chaque cellule.

### 5.8.2 Bruit de fond de photoproduction

Dans le cas d'événements de photoproduction, l'électron diffusé échappe à la détection, dans le détecteur central, par le tube à vide. Seule une petite fraction de ces électrons interagit dans le détecteur d'électrons du système de mesure de luminosité.

La section efficace de photoproduction 1000 fois plus importante que la section efficace profondément inélastique rend cette source de bruit de fond dominante dans l'étude des événements profondément inélastiques. Certains hadrons produits peuvent simuler la présence d'un électron dans le calorimètre arrière *BEMC*. Ce bruit de fond a été étudié en détail par le groupe de travail *ELAN* (voir par exemple [59]).

Dans le cas de l'étude des événements profondément inélastiques avec radiation colinéaire à l'électron incident, la photoproduction constitue une source de bruit de fond lorsque, en plus du signal simulant un électron dans le *BEMC*, de l'énergie est déposée dans la branche de détection de photons. Ces conditions peuvent être remplies par deux sources de bruit de fond

différentes :

- la photoproduction radiative (avec radiation d'un photon réel),
- la superposition d'événements de photoproduction (radiatifs ou non) avec des événements du type Bethe-Heitler.

Dans notre analyse, nous estimerons la contamination venant des événements de photoproduction sans distinguer les deux sources.

L'importance de ce bruit de fond est réduite par l'application des critères de sélections (5.9) et (5.10) relatifs, respectivement, à la forme de l'amas d'énergie dans le *BEMC* et à l'existence d'un signal dans les chambres *BPC* à proximité de l'amas d'énergie dans le *BEMC*.

Certains événements de photoproduction ne sont pas rejetés par ces coupures ; on peut distinguer 3 classes :

1. les pions chargés satisfaisant le critère (5.9),
2. les photons se matérialisant dans le détecteur entre le tube à vide et les chambres *BPC* (dont les matériaux morts sont principalement des câbles et des éléments de l'électronique de lecture du détecteur central de traces),
3. les photons accompagnés de pions chargés.

Nous n'entrerons pas ici dans l'analyse détaillée des efficacités des coupures (5.9) et (5.10) sur la réduction du bruit de fond. Cette étude peut être trouvée par exemple dans [59] ou dans [58].

### Estimation du bruit de fond

Pour estimer le bruit de fond de photoproduction persistant, nous utiliserons les signaux provenant des chambres proportionnelles *CIP*. Les électrons, contrairement aux photons, sont signés par la présence d'un signal dans chacune des deux chambres *CIP*, à l'intersection des plans de *CIP* et de la trajectoire de la particule (allant du vertex au point d'impact dans la *BPC*). On établit un critère de validation en demandant qu'il y ait un signal dans au moins un des deux plans de *CIP* à l'intersection des plans et de la trajectoire, avec une tolérance de 8 cm. Plus de précision sur cette méthode de validation peut être trouvée dans [72].

L'absence de signal de validation permet d'isoler les événements de photoproduction du type 2 (suivant notre classification ci-dessus) pour lesquels le photon se serait matérialisé dans les matériaux morts entre les sous-détecteurs *CIP* et *BPC*. Connaissant le nombre de tels événements, les contaminations provenant des événements de photoproduction des autres types (1, 2 (pour lesquels le photon se serait matérialisé avant les chambres *CIP*) et 3) sont estimées par proportionnalité suivant les prédictions d'une simulation des événements de photoproduction (voir 5.4.2). L'efficacité de cette méthode, c'est-à-dire la fraction d'événements de photoproduction identifiés par l'absence de signal de validation, est estimée à  $\epsilon_{CIP} = (73 \pm 4)\%$ .

La méthode de validation utilisant les chambres *CIP* ne peut être appliquée que dans un sous-ensemble de notre échantillon. En effet, elle est limitée par l'acceptance angulaire des chambres *CIP* ainsi que par la nécessité de l'existence d'un vertex reconstruit. Le nombre d'événements, au sein du sous-ensemble, non validé par cette méthode est donné au tableau 5.5 pour chaque cellule. La non validation de ces événements a été confirmée à l'aide du programme de visualisation d'événements.

	Cellule 1	Cellule 2	Cellule 3
<b>Sous-ensemble</b>			
Nombre d'événements	53	124	98
$N_{id}^{\gamma P}$	6	5	4
<b>Echantillon complet</b>			
$N^{Tot}$	$151.5 \pm 16.4$	$124.5 \pm 12.5$	$102.9 \pm 10.7$
$N^{Rad}$	$132.2 \pm 11.2 \pm 9.0$	$114.1 \pm 8.6 \pm 7.6$	$96.6 \pm 7.2 \pm 7.0$
taux de bruit (%)	$12.8 \pm 2.9$	$8.3 \pm 2.6$	$6.2 \pm 2.5$

**Tableau 5.5:** Bruit de fond de photoproduction identifié en utilisant la méthode de validation par les chambres *CIP* dans le sous-ensemble et extrapolation à l'échantillon complet.

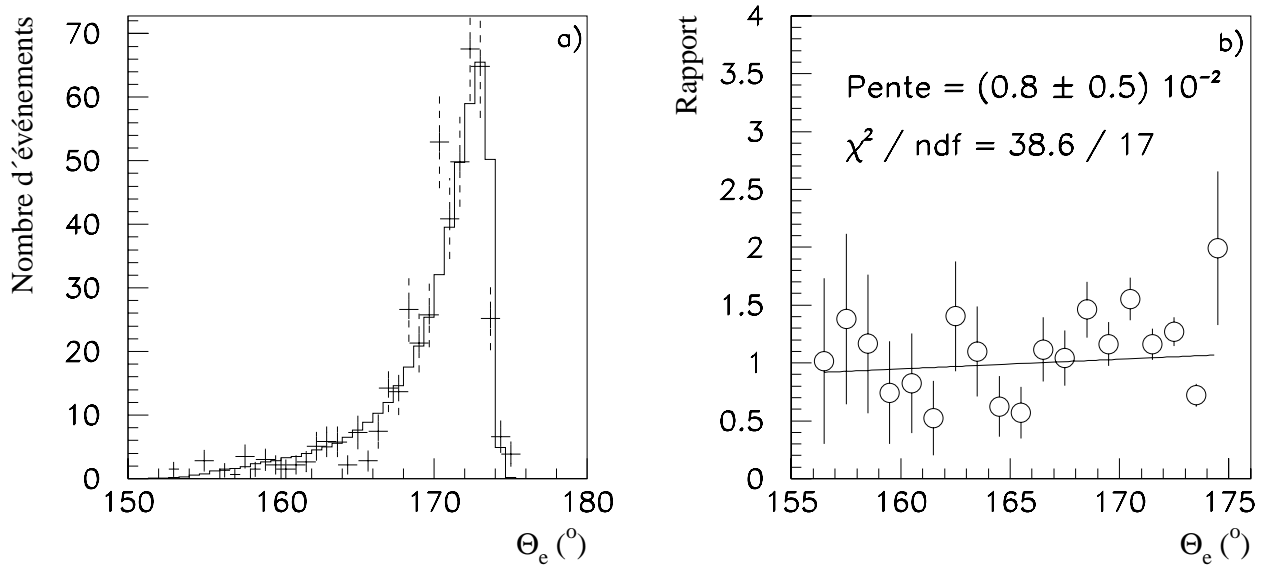
Le nombre d'événements de photoproduction total compris dans notre échantillon (ensemble complet), peut être déterminé à partir du nombre d'événements de photoproduction identifiés dans le sous ensemble,  $N_{id}^{\gamma-p}$ , par :

$$N^{\gamma-p} = \frac{N_{id}^{\gamma-p}}{\epsilon_{vtx} \epsilon_{CIP} A_{CIP}}, \quad (5.46)$$

où  $\epsilon_{vtx}$  est le taux de vertex reconstruits (donné à la section 5.4.1),  $\epsilon_{CIP}$  est l'efficacité de la méthode d'identification d'événements de photoproduction de notre méthode dans le sous ensemble, et  $A_{CIP}$  est l'acceptance angulaire des chambres *CIP*.

Estimer le bruit dans l'échantillon complet à partir des événements du sous-ensemble implique d'étendre notre estimation du domaine d'acceptance des chambres *CIP* au domaine entier couvert par notre analyse, c'est-à-dire du domaine angulaire  $156^\circ < \theta_e < 172^\circ$  au domaine  $156^\circ < \theta_e < 174^\circ$ . La figure 5.21a présente les distributions de l'angle polaire des événements profondément inélastiques simulés et des événements de photoproduction simulés (les échantillons sont normalisés au même nombre d'événements). La figure 5.21b présente le rapport de ces distributions. Un ajustement linéaire de ce rapport montre la compatibilité du taux d'événements de photoproduction avec un comportement indépendant de l'angle de diffusion de l'électron dans le domaine angulaire  $156^\circ < \theta_e < 174^\circ$ . L'acceptance angulaire des chambres *CIP* est, respectivement pour les cellules 1, 2 et 3, de  $(61 \pm 7)\%$ ,  $(82 \pm 6)\%$  et  $(99 \pm 10)\%$ .

Le nombre d'événements de photoproduction, pour chaque cellule dans l'échantillon complet, est calculé suivant l'équation (5.46) ; le nombre d'événements de départ (incluant le bruit de fond de photoproduction) est la moyenne des résultats obtenus par les deux méthodes d'estimation du bruit de fond de superposition d'événements Bethe-Heitler. Le résultat est donné au tableau 5.5. Le bruit de fond de photoproduction estimé est de l'ordre de 20 % ou inférieur pour chacune des cellules.



**Figure 5.21:** a) Distribution de l'angle polaire des événements profondément inélastiques (histogramme en trait plein) et des événements de photoproduction (croix) ; b) Rapport des distributions de la figure 5.21a (événements de photoproduction sur événements profondément inélastiques) et ajustement linéaire.

### 5.8.3 Bruit de fond des interactions faisceaux-gaz

Ce bruit de fond provenant des interactions des faisceaux avec le gaz subsistant dans le tube à vide est négligeable. La demande d'énergie déposée dans la branche de détection de photons isole notre échantillon de la contamination due aux interactions proton-gaz. De plus, le taux d'événements électrons-gaz est réduit par la demande, dans le cas où un vertex a été reconstruit, que la position le long de l'axe  $z$  du vertex soit comprise entre -35 et 25 cm. Le faible taux de ce type de bruit de fond est confirmé par l'absence, dans notre échantillon, d'événement produit par les paquets pilotes.

## 5.9 Corrections radiatives

L'expression de la section efficace sur laquelle se base notre mesure de la fonction  $F_2$  a été calculée à l'ordre  $\alpha^3$ . La section efficace mesurée fait intervenir également les ordres supérieurs

à  $\alpha^3$ . Comme dans le cas des corrections radiatives à la diffusion profondément inélastique non radiative (en  $\alpha^2$ ) (voir section 2.4), l'effet principal des ordres supérieurs provient de la radiation de photons supplémentaires par la branche électronique et de la correction de vertex.

La section efficace à l'ordre  $\alpha^3$  ( $\sigma_{\alpha^3}$ ) est obtenue à partir de la section efficace comportant les contributions des ordres supérieurs ( $\sigma_{\alpha^3, \alpha^4, \dots}$ ) moyennant un terme dû aux corrections radiatives  $\delta_{RC}$  :

$$\sigma_{\alpha^3} = \sigma_{\alpha^3, \alpha^4, \dots} (1 - \delta_{RC}) \quad (5.47)$$

Nous estimerons  $\delta_{RC}$  à l'aide du programme de génération d'événements profondément inélastiques *LESKO* qui inclut les corrections radiatives d'ordres supérieurs (voir section 5.4.1). On utilise le fait qu'une option du programme *LESKO* permet soit de générer des événements jusqu'à l'ordre  $\alpha^3$  (option *F*) soit d'inclure les ordres supérieurs (option *YFS*). On estime alors le terme de correction  $\delta_{RC}$  par :

$$(1 - \delta_{RC}) = \frac{\sigma^F}{\sigma^{YFS}} = \frac{N^F}{N^{YFS}} \frac{\mathcal{L}^{YFS}}{\mathcal{L}^F} , \quad (5.48)$$

où  $N^{YFS}$  (resp.  $N^F$ ) est le nombre d'événements satisfaisant les critères de sélection, générés en utilisant l'option *YFS* (resp. *F*) du programme *LESKO* et correspondant à une luminosité intégrée  $\mathcal{L}^{YFS}$  (resp.  $\mathcal{L}^F$ ).

L'effet des corrections radiatives sur les variables cinématiques vraies  $x$ ,  $Q^2$  et  $y$  est présenté à la figure 5.22 pour un échantillon généré dans le domaine  $1 < Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$  (et pour l'ensemble du domaine accessible en la variable  $x$ ). Cette figure met en évidence l'importance des migrations d'événements vers les plus petites valeurs de la variable  $x$  ainsi que, dans une moindre mesure, vers les grandes valeurs de la variable  $y$ . En revanche, la variable  $Q^2$  est moins sensible à l'effet des corrections radiatives. La augmentation de  $(1 - \delta_{RC})$  aux grandes valeurs de  $Q^2$  ainsi que sa diminution aux petites valeurs de cette même variable sont des effets dus aux limites du domaine en  $Q^2$  dans lequel l'échantillon a été généré. Nous avons vu, à la section 2.4.3, que les corrections radiatives dues à la radiation de photon par l'électron incident entraînent des migrations d'événements vers les petites valeurs de la variable  $x$  et les grandes valeurs de la variable  $Q^2$  et que la radiation de photon par l'électron diffusé entraîne des migrations vers les petites valeurs des variables  $x$  et  $Q^2$  ; l'ensemble des corrections résultant en une migration vers les petites valeurs de  $x$  et les grandes valeurs de  $Q^2$  (la correction due à l'état initial étant plus importante). Dans le cas présent, la correction due à la radiation par l'électron incident est réduite par la mesure de l'énergie des photons émis colinéairement à l'électron incident. En conséquence, les migrations en la variable  $Q^2$  dues aux radiations des états électroniques initial et final se compensent sauf aux limites du domaine généré en  $Q^2$ . Cet effet est également présent aux petites valeurs de la variable  $x$  car elles correspondent aux petites valeurs de  $Q^2$ . Les corrections radiatives aux petites valeurs de  $x$  sont donc légèrement surestimées (ce qui correspond à des valeurs de  $(1 - \delta_{RC})$  légèrement sous-estimées).

L'effet des corrections radiatives est présenté dans le plan  $(x, Q^2)$  à la figure 5.23. Le facteur de correction  $(1 - \delta_{RC})$  est estimé pour les cellules 1, 2 et 3, respectivement, à  $(93 \pm 2)\%$ ,  $(95 \pm 3)\%$  et  $(94 \pm 3)\%$ .



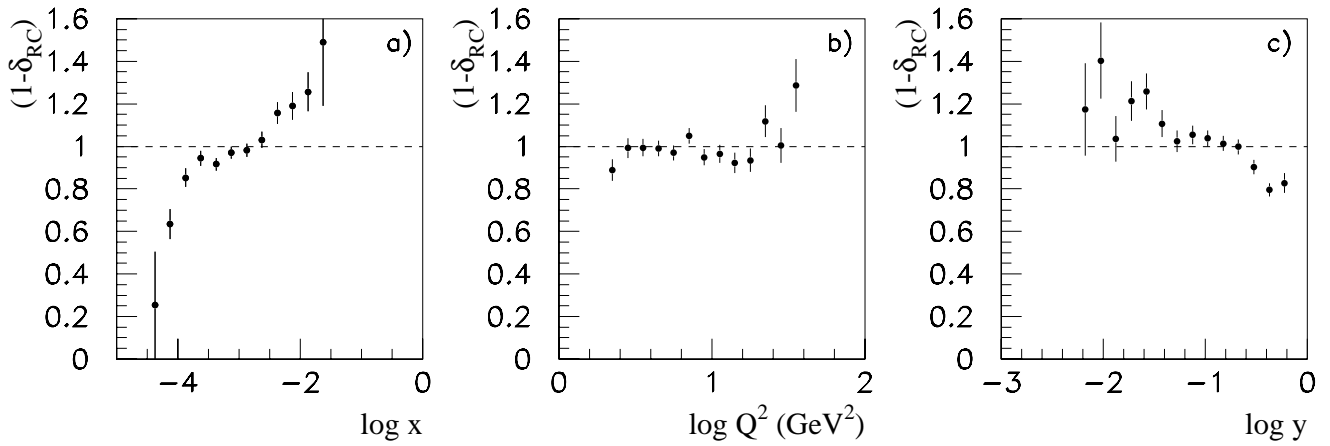


Figure 5.22: Corrections radiatives en fonction des variables cinématiques vraies  $x$  (a),  $Q^2$  (b) et  $y$  (c).

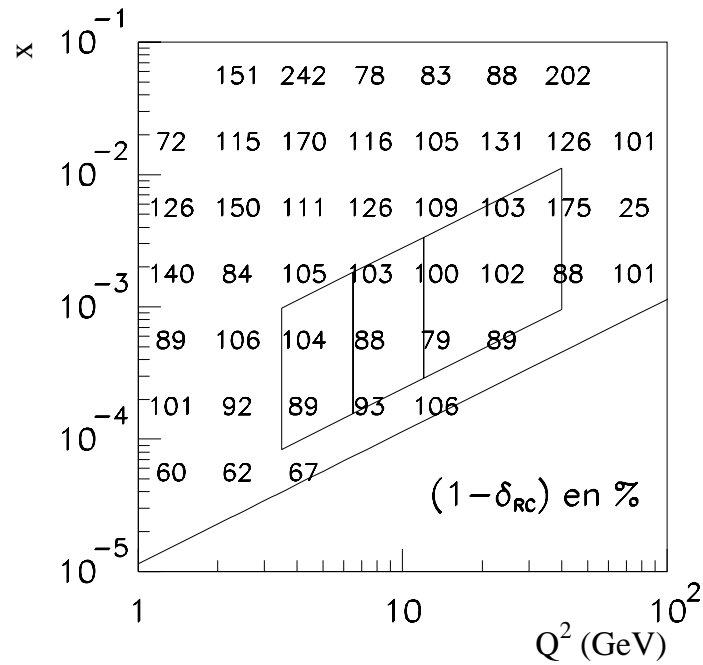


Figure 5.23: Corrections radiatives (en %) dans le plan cinématique  $(x, Q^2)$ .

## 5.10 Mesure de la fonction de structure $F_2$

La fonction de structure  $F_2$  en le point  $(x_C, Q_C^2)$  est calculée suivant la relation :

$$F_2(x_C, Q_C^2) = \frac{N_{Rad} - N_{bruits}}{\mathcal{L}} \frac{\mathcal{L}^{MC}}{N_{Rad}^{MC}} F_2^{MC}(x_C, Q_C^2) (1 + \delta_L)(1 - \delta_{RC}), \quad (5.49)$$

où  $\mathcal{L}$  est la luminosité intégrée correspondant à l'échantillon de base,  $N_{Rad}$  le nombre d'événements de l'échantillon,  $N_{bruits}$  le nombre d'événements de bruit de fond,  $N_{Rad}^{MC}$  le nombre d'événements simulés avec une fonction de structure  $F_2^{MC}$  correspondant à une luminosité  $\mathcal{L}^{MC}$ .  $(1 - \delta_{RC})$  est le terme des corrections radiatives. Le facteur de correction :

$$(1 + \delta_L) = \frac{1 - (1 - \epsilon) \frac{F_L^{MC}}{F_2^{MC}}}{1 - (1 - \epsilon) \frac{F_L}{F_2}} \quad (5.50)$$

où  $\epsilon$  est défini par l'équation (5.4), prend en compte l'approximation faite en considérant la section efficace comme proportionnelle à la fonction  $F_2$ . Pour estimer ce terme de correction, il faudrait pouvoir mesurer au même point  $(x, Q^2)$  les fonctions  $F_2$  et  $F_L$ , ce qui ne serait faisable qu'en possédant des échantillons d'événements produits avec des faisceaux d'énergies différentes. Comme ce n'est pas le cas et que nous ne pouvons présumer du comportement de la fonction  $F_L$ , nous considérerons que ce terme de correction est nul et inclurons dans l'erreur systématique de la mesure de  $F_2$  l'effet de cette approximation en remplaçant les fonctions de structure inconnues du dénominateur dans l'équation (5.50) par les valeurs prédites par une paramétrisation différente de celle utilisée dans la simulation (apparaissant au numérateur). La paramétrisation *GRV HO* est utilisée pour la simulation.  $F_2^{MC}$  et  $F_L^{MC}$  correspondent donc aux prédictions de la paramétrisation *GRV HO*. La paramétrisation  $\tilde{F}_2$  (avec une densité de gluons *GRV HO*) est utilisée pour estimer  $F_2$  et  $F_L$ . La figure 5.24 présente le facteur de correction  $(1 + \delta_L)$  en fonction de la variable  $x$  pour les valeurs centrales des trois cellules. Pour chacune des cellules, ce facteur ne s'écarte de l'unité qu'aux plus basses valeurs de  $x$ . Ce comportement est dû au fait que la variable  $\epsilon$  ne s'écarte de 1 qu'aux grandes valeurs de  $y$  (voir définition de la variable  $\epsilon$  équation (5.4)), qui correspondent aux petites valeurs de  $x$ . Les valeurs de  $\delta_L$ , données au tableau 5.6 pour chacune des cellules, sont incluses dans l'erreur systématique sur la mesure de la fonction  $F_2$ .

Remarquons que dans cette méthode de détermination de la fonction de structure  $F_2$ , basée sur une simulation Monte Carlo, il n'y a pas à introduire de corrections supplémentaires pour l'acceptance, les pertes ni le choix du centre des cellules. L'ensemble de ces effets est pris en compte par la simulation, à travers le rapport  $\frac{\mathcal{L}^{MC}}{N_{Rad}^{MC}}$ .

### 5.10.1 Etude des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques considérées sont les suivantes :

- une erreur de calibration de 1,7 % sur la mesure de l'énergie de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière *BEMC* et de 1,0 % sur la mesure de l'énergie du photon radiatif dans la branche de détection de photons,

en %	Cellule 1	Cellule 2	Cellule 3
Energie de l'électron	7,1	6,0	4,9
Energie du photon	3,8	1,1	1,0
Angle de l'électron	1,2	3,2	2,7
Choix de $F_2^{MC}$	9,3	3,1	3,6
Efficacité de sélection	3,0	3,0	3,0
Bruits de fond	6,8	6,6	7,2
Statistique de la simulation	2,4	2,5	3,0
Luminosité	4,5	4,5	4,5
$\delta_{RC}$	2,4	2,6	3,0
$\delta_L$	2,2	1,1	1,1
Total	15,6	12,0	12,1

Tableau 5.6: Contributions à l'erreur systématique sur la mesure de  $F_2$ .

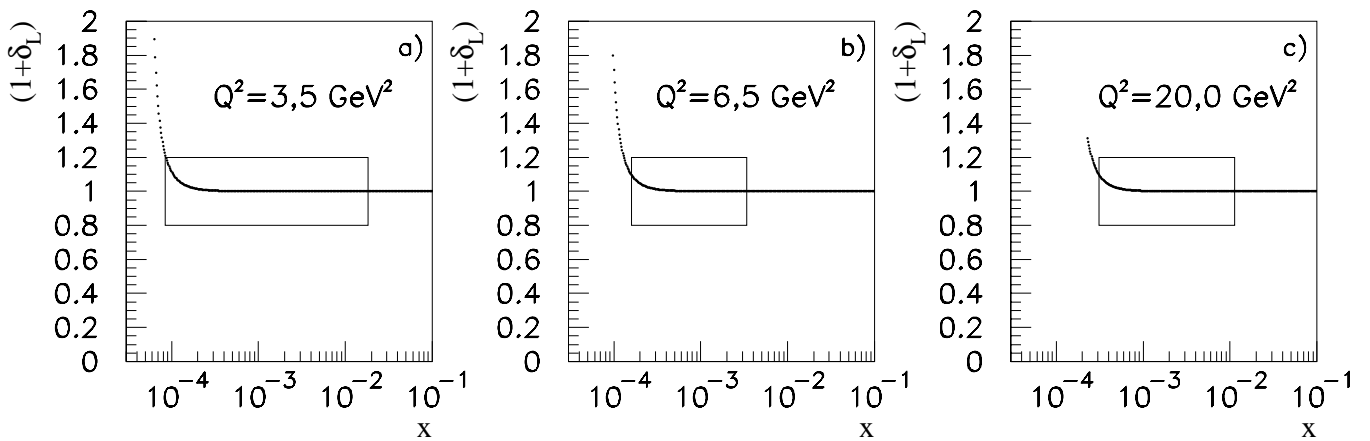


Figure 5.24: Facteur de correction  $(1 + \delta_L)$  en fonction de la variable  $x$  pour les valeurs de  $Q^2$  correspondant aux centres des trois cellules.

- une erreur de  $2 \text{ mrad}$  sur la mesure de l'angle  $\theta_e$  de diffusion de l'électron,
- la dépendance dans le choix de la fonction de structure utilisée dans le Monte Carlo : la moitié de la différence des résultats donnés par les paramétrisations  $GRV_{HO}$  et  $\tilde{F}_2$ ,
- incertitudes dues aux efficacités de sélection,
- incertitudes sur l'estimation des bruits de fond,
- erreur statistique sur les lots d'événements simulés,
- erreur sur la normalisation globale : la mesure de la luminosité est connue avec une incertitude de  $4,5 \%$ ,
- erreur sur l'estimation des corrections radiatives,
- incertitude sur le terme  $\delta_L$

Remarquons que l'erreur systématique sur la reconstruction du vertex est incluse dans l'erreur sur la mesure de l'angle de diffusion de l'électron.

Les erreurs systématiques dues aux erreurs de mesure sur l'énergie de l'électron diffusé, l'énergie du photon radiatif, l'angle de diffusion de l'électron et sur le choix de la paramétrisation de la fonction de structure utilisée sont estimées par simulation. Les autres estimations des erreurs systématiques sont reprises des différentes analyses discutées dans ce chapitre et dans le chapitre précédent en ce qui concerne la mesure de la luminosité.

Les valeurs estimées des erreurs systématiques considérées sont présentées au tableau 5.6.

L'erreur systématique sur la mesure de  $F_2$  est calculée en sommant en quadrature ces différentes incertitudes.

Les trois principales sources d'erreurs sont l'incertitude sur la fonction de structure utilisée dans la simulation par Monte Carlo, la mesure de l'énergie de l'électron diffusé et l'estimation des bruits de fond subsistants. La première est fort importante pour la mesure dans la première cellule, car celle-ci atteint les plus petites valeurs de  $x$ , où la différence entre les paramétrisations est la plus marquée. La dépendance en le choix d'une paramétrisation est accentuée par l'utilisation d'une cellule relativement large en la variable  $x$  (la grande taille des cellules rend la différence des variations des paramétrisations de structures plus importantes). L'analyse des données collectées en 1994 et dans le futur permettra, grâce à leurs statistiques plus importantes, de diminuer la taille des cellules, et par conséquent la dépendance en le choix d'une paramétrisation. La deuxième source importante d'erreur, due à la mesure de l'énergie de l'électron diffusé, s'explique par le fait qu'une grande proportion des événements de notre échantillon est à petit  $y$  (cinématique vraie). Nous avons vu à la section 2.2 que l'erreur sur la mesure de la variable  $x$  est particulièrement importante aux petites valeurs de  $y$ . Une erreur de calibration entraînerait une migration importante en  $x$  influençant le nombre d'événement compris dans chaque cellule. Cet effet pourra être amoindri dans les études futures,

possédant de plus grandes statistiques, en exigeant la reconstruction d'un vertex. Ceci permettra d'une part de limiter le nombre d'événements à grand  $y$ , pour lesquels la reconstruction des variables cinématiques est sensible aux erreurs de mesure sur l'énergie de l'électron diffusé, et d'autre part augmentera la pureté de l'échantillon en réduisant l'erreur sur l'estimation du point d'interaction. La troisième source d'erreur provient de l'estimation du bruit de fond résiduel. Les améliorations sur ce point proviendront principalement des améliorations de l'appareillage de  $H1$ . L'utilisation du calorimètre *SPACAL* remplaçant le *BEMC* depuis le début de la prise de données de 1995 permet une meilleure identification des hadrons émis vers l'arrière, pouvant réduire le bruit de fond de photoproduction. L'installation d'un second détecteur d'électrons dans le système de mesure de luminosité, également en place depuis 1995, augmente l'efficacité de détection des événements Bethe-Heitler ; le bruit de fond de superposition pourra donc également être réduit.

### 5.10.2 Mesure de la fonction $F_2$

La fonction de structure  $F_2$  est calculée suivant l'équation (5.49), au centre de chaque cellule, en utilisant la paramétrisation *GRV HO* dans le Monte Carlo. Les valeurs obtenues sont présentées au tableau 5.7, et à la figure 5.25 en fonction de la variable  $x$ . Cette figure compare les résultats obtenus aux mesures faites sur base des événements profondément inélastiques collectés en 1993 [38]. Les points mesurés, aux petites valeurs de  $x$  à  $Q^2 = 6 \text{ GeV}^2$ , sur base des événements non radiatifs ont été obtenus par l'analyse des événements produits par les paquets satellites et des événements collectés durant une courte période de prises de données pour lesquelles le point d'interaction moyen a été déplacé vers l'avant du détecteur par rapport à sa position nominale. L'utilisation de ces événements particuliers permet l'obtention d'une mesure de la fonction  $F_2$  dans un domaine s'étendant aux petites valeurs de  $x$  et de  $Q^2$  de façon comparable au domaine couvert par notre analyse. La figure 5.25 met en évidence l'accord des ces différentes mesures issues de la même période de prise de données mais basées sur des échantillons totalement indépendants. Les erreurs sur la mesure de la fonction de structure  $F_2$  estimées pour les différentes méthodes permettant une mesure dans le domaine des petites valeurs de  $x$  et  $Q^2$  sont comparables.

	$F_2$	erreur stat.	erreur syst.
<b>Cellule 1</b>	0,94	0,08	0,15
<b>Cellule 2</b>	1,08	0,08	0,13
<b>Cellule 3</b>	1,10	0,08	0,13

**Tableau 5.7:** Mesures de la fonction de structure  $F_2$ .

Notre mesure de la fonction de structure  $F_2$  est présentée, aux figures 5.26 et 5.27 en fonction, respectivement, des variables  $x$  et  $Q^2$ . Ces mesures sont comparées avec les résultats obtenus sur base des événements profondément inélastiques non radiatifs pour les données collectées en 1994 [73]. Elles mettent en évidence le bon accord entre les deux séries de mesures

totalemment indépendantes correspondant à deux périodes de prises de données différentes.

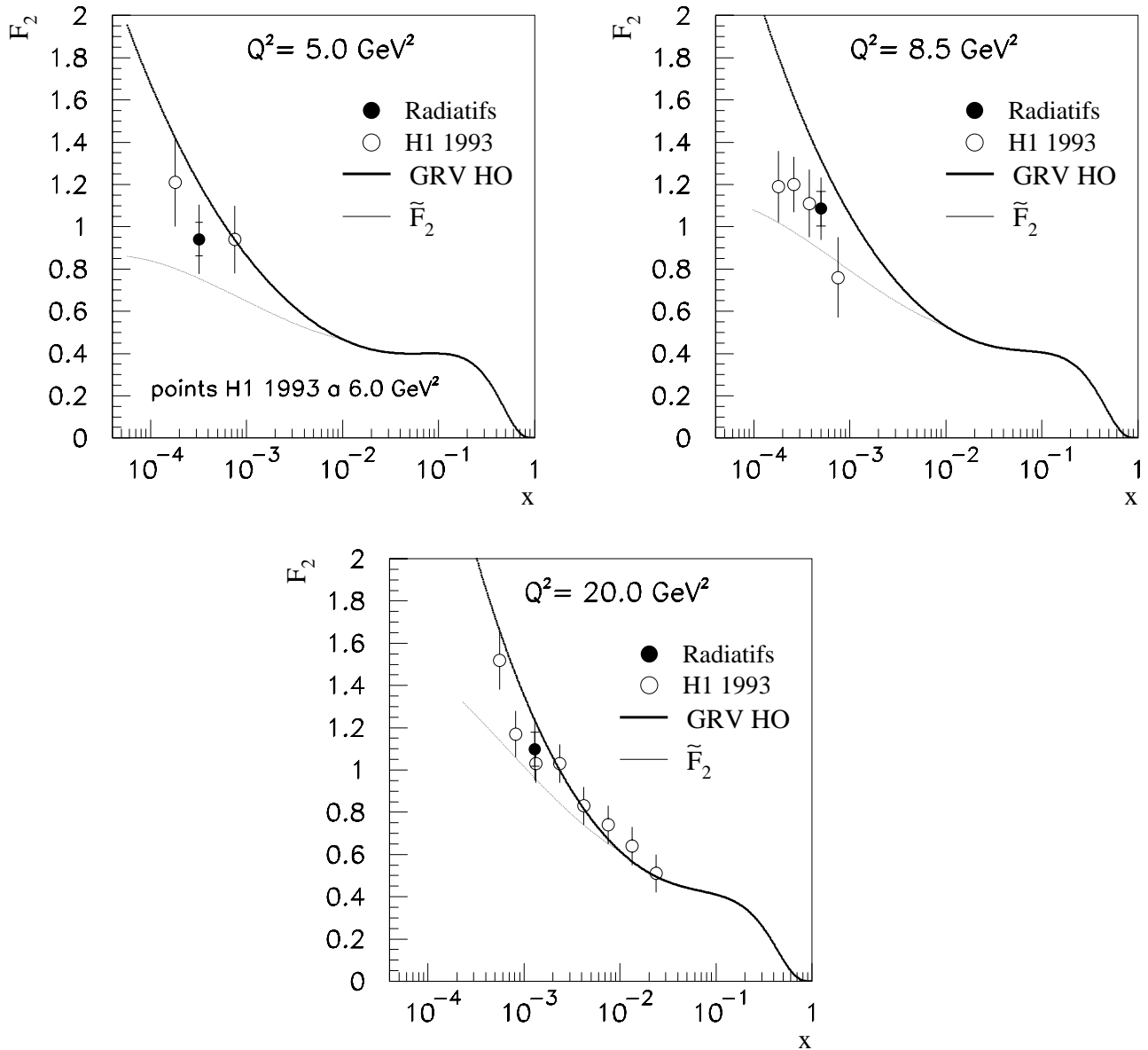
### 5.10.3 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de décrire en détail la première mesure de la fonction de structure  $F_2$  basée sur les événements profondément inélastiques comportant un photon énergétique colinéaire à l'électron incident, réalisée dans le cadre de l'expérience *H1*. L'erreur estimée sur cette mesure tient compte de l'ensemble des incertitudes de l'analyse. Les erreurs dominantes proviennent principalement de l'incertitude sur la fonction de structure utilisée dans la simulation, de l'erreur de mesure sur l'énergie de l'électron diffusé et de l'estimation des bruits de fond subsistants.

Notre mesure, indépendante de la fonction de structure  $F_2$  est en bon accord avec l'ensemble des mesures obtenues, dans le cadre de *H1*, sur bases des données collectées en 1993 et 1994. L'ensemble de ces résultats confirme la croissance rapide de la fonction  $F_2$  aux petites valeurs de la variable  $x$  qui est le reflet de l'importance de la densité de gluons dans ce domaine.

L'analyse des événements radiatifs permet d'atteindre un domaine cinématique étendu aux petites valeurs des variables  $x$  et  $Q^2$ . La mesure réalisée dans ce domaine étendu est en bon accord avec les résultats obtenus par des analyses particulières accédant également à ce domaine. Les précisions de la mesure obtenues sont comparables pour l'ensemble des analyses accédant au domaine étendu.

L'analyse des événements radiatifs de la prise de données de 1994 a permis de mesurer la fonction de structure  $F_2$  dans le domaine  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  et  $x > 10^{-4}$  [73]. L'analyse des événements de la prise de données en cours devrait permettre d'une part de réduire l'incertitude sur la mesure et d'autre part d'étendre le domaine vers les petites valeurs des variables  $x$  et  $Q^2$  grâce à l'installation du nouveau calorimètre arrière *SPACAL*.



**Figure 5.25:** Mesure de la fonction de structure  $F_2$  en fonction de la variable  $x$  pour les trois cellules (points noirs) comparée aux résultats obtenus sur base des événements profondément inélastiques non radiatifs pour les données collectées en 1993 (cercles blancs). La partie intérieure de la barre d'erreur représente l'erreur statistique, la longueur totale de la barre représente les erreurs statistique et systématique sommées quadratiquement.

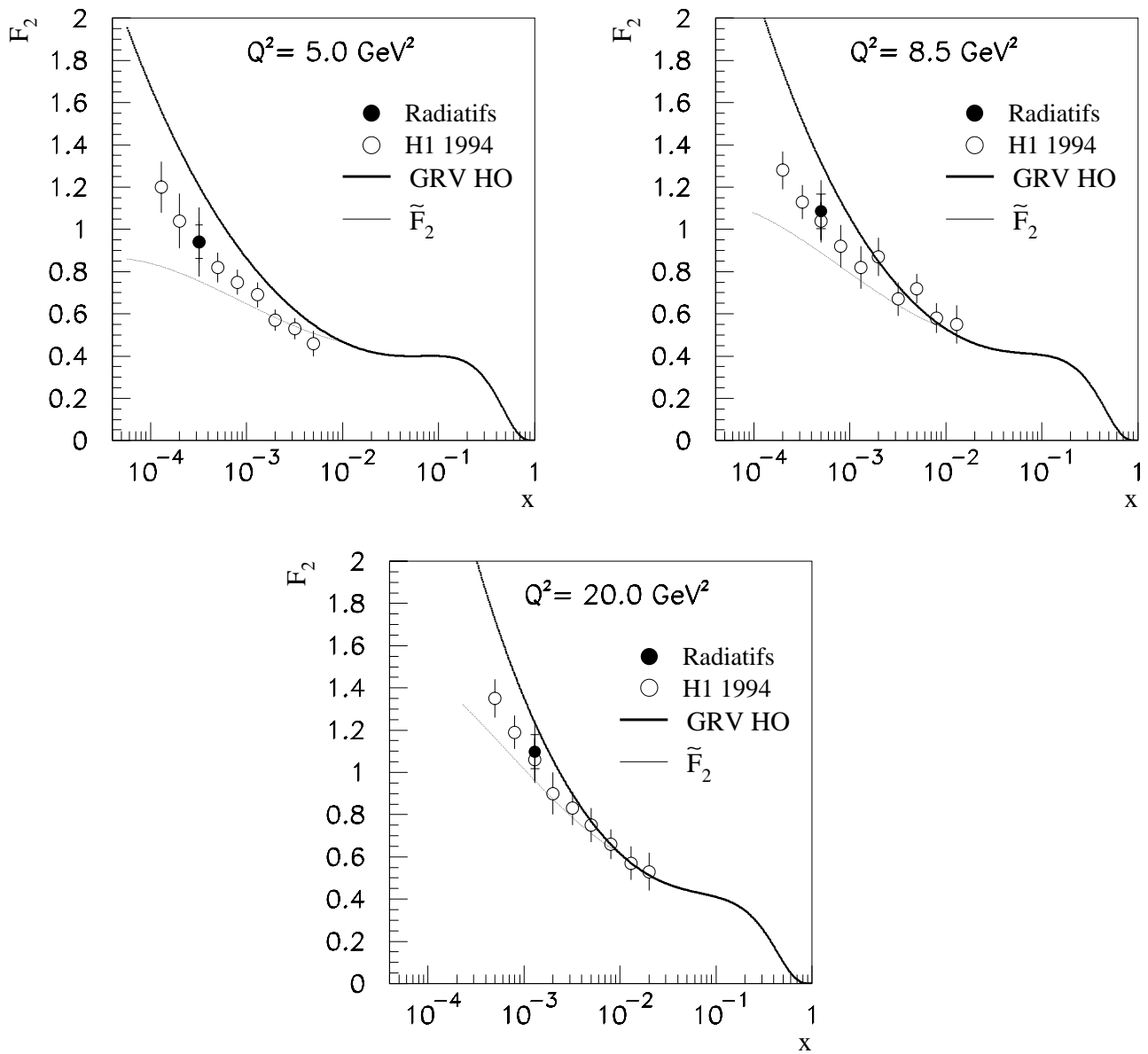


Figure 5.26: Comme à la figure 5.25, pour les données collectées en 1994.



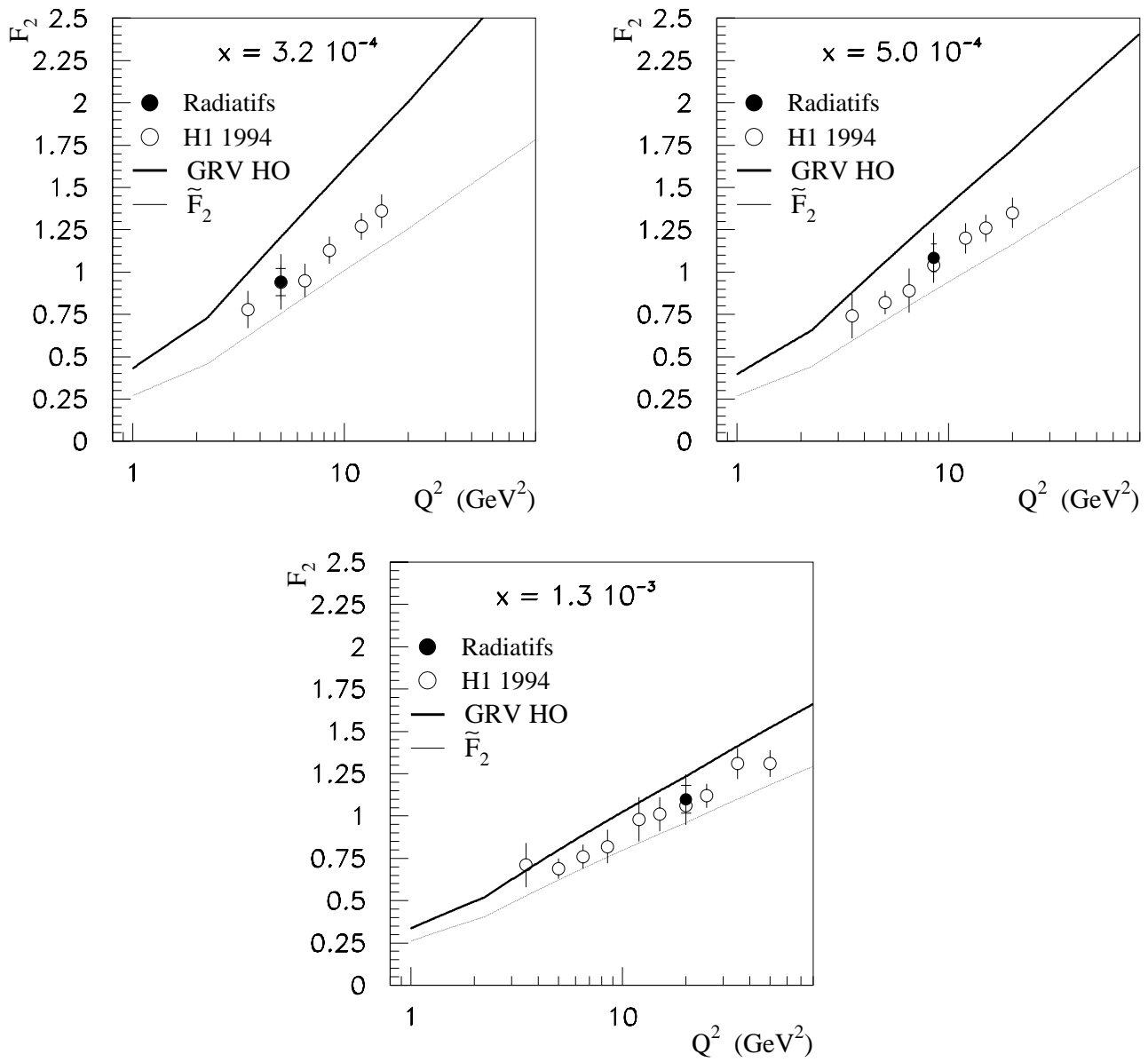


Figure 5.27: Comme à la figure 5.26, pour la variable  $Q^2$ .

# Conclusions

Le présent travail prend place dans le cadre de l'expérience *H1* auprès du collisionneur électron-proton *HERA*. La haute énergie des faisceaux étend le domaine cinématique accessible de deux ordres de grandeurs en les variables  $x$  et  $Q^2$ , par rapport aux expériences précédentes. Ce nouveau domaine a permis de sonder la structure du proton aux grandes valeurs de la variable  $Q^2$  et de tester la chromodynamique quantique dans ce domaine dans lequel son comportement est perturbatif. D'autre part, les fonctions de structure ont pu être mesurées dans le domaine inélastique aux petites valeurs de la variable  $x$ , correspondant à la région de haute densité de partons.

Après avoir rappelé les éléments de théorie nécessaires à l'étude de la diffusion profondément inélastique, et présenté l'appareillage du détecteur *H1*, aux chapitres 2 et 3, nous avons vérifié, au chapitre 4, la calibration des détecteurs du système de mesure de luminosité et étudié l'efficacité de ses éléments. Une méthode originale de mesure de luminosité, basée sur la superposition d'événements Bethe-Heitler sur des événements quelconques déclenchant le système d'acquisition de données, y a également été développée et comparée aux autres méthodes utilisées dans l'expérience. Les résultats des différentes méthodes (indépendantes) sont en bon accord.

L'analyse des événements profondément inélastiques possédant un photon émis par l'électron incident a été développée en détail au chapitre 5. Celle-ci permet d'opérer une mesure de la structure du proton dans un domaine étendu aux petites valeurs de  $Q^2$ . Notre méthode est basée sur la détection de l'électron diffusé et du photon radiatif. Nos résultats ont été comparés avec ceux obtenus par la Collaboration *H1* dans deux domaines cinématiques. Dans le domaine  $Q^2 > 6,5 \text{ GeV}^2$ , elles sont en accord avec les mesures à grande statistique utilisant les interactions non radiatives produites dans la région du vertex nominal. Dans le domaine des valeurs de  $Q^2$  inférieures, elles sont également en accord avec les résultats des analyses utilisant les données prises avec un vertex déplacé. Dans ce domaine, la précision de la mesure utilisant les événements radiatifs est comparable à celle des autres mesures.

L'obtention de plus grandes statistiques permet de diminuer l'incertitude sur la mesure, et d'étendre celle-ci dans le domaine des petites valeurs de  $Q^2$  inaccessibles aux autres méthodes d'analyse. Ainsi, l'analyse des événements radiatifs de la prise de données de 1994 a permis de mesurer la fonction de structure  $F_2$  dans le domaine  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  et  $x > 10^{-4}$  [73]. L'analyse des événements de la prise de données en cours (1995) devrait permettre d'une part de réduire l'incertitude sur la mesure et d'autre part d'étendre le domaine vers les petites valeurs des

variables  $x$  et  $Q^2$  grâce à l'installation du nouveau calorimètre arrière *SPACAL*.

L'analyse des données collectées par l'expérience *H1* en 1994 a permis d'étendre le domaine sondé jusqu'au  $1 \leq Q^2 \leq 5000 \text{ GeV}^2$  et  $x \leq 10^{-4}$ . Les premières observations de la croissance rapide de la fonction de structure  $F_2$  pour des valeurs de  $x$  décroissantes, observées sur base des données de 1992 et 1993, sont confirmées et précisées par les résultats basés sur les données de 1994. Ce comportement est prédit qualitativement par les équations d'évolution à l'ordre suivant les logarithmes dominants de la chromodynamique quantique. Alors qu'aux grandes valeurs de  $Q^2$ , l'évolution des fonctions de structure est décrites par les équations *DGLAP* en  $\alpha_S \log Q^2$ , aux petites valeurs de  $x$ , une nouvelles échelle dominante pourrait apparaître en  $\alpha_S \log(1/x)$ . Les équations d'évolution *BFKL* qui décrivent cette dynamique aux petites valeurs de  $x$  pourraient mener à une remontée de la densité de gluons dans cette région plus rapide que celle prédite par les équations *DGLAP*. Les résultats actuels ne permettent pas de confirmer, dans cette région, un comportement suivant les équations d'évolution *DGLAP* ou suivant les équations *BFKL*. D'autre part, les résultats actuels ne permettent pas de savoir si la croissance de la fonction de structure  $F_2$  sera présente aux petites valeurs de  $Q^2$  ( $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ ). Le modèle de Regge, par exemple, prédit un comportement approximativement constant aux petites valeurs de la variable  $Q^2$ . L'analyse des événements radiatifs dans les données futures semble être l'élément essentiel qui permettra d'explorer partiellement ce domaine à *H1*. Ces inconnues constituent actuellement l'un des principaux défis pour les expériences à *HERA*.

# Bibliographie

- [1] A. Zee, F. Wilczek and S.B. Treiman. Phys. Rev. **D 10** (1974) 2881
- [2] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, Nucl.Phys. **B 126**(1977) 296
- [3] V.N.Gribov, L.N.Lipatov, Sov.J.Nucl.Phys. **15** (1972) 438
- [4] J. Feltesse, *Measurement of inclusive differential cross sections*, Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1, 33-58, Hamburg 1987
- [5] U. Bassler, G. Bernardi, *Progress on Kinematical Variables Reconstruction. Consequences for D.I.S. Physics at low x*, H1-note (note interne), H1-03/93-274, Hambourg 1993
- [6] S. Bentvelsen, J.Engelen and P.Kooijman, *Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 23-41, Hamburg 1991
- [7] A. Blondel, F. Jacquet, *in: An ep Facility for Europe*, Proceedings, Ed. U. Amaldi, DESY 79/48 , 391 - 394, Hamburg 1979
- [8] CDHS Collaboration, A. Benvenuti et al., Phys.Lett. **B 223** (1989) 485
- [9] EMC-NA2 Collaboration, J.J. Aubert et al., Nucl.Phys. **B272**(1986) 158
- [10] EMC-NA2 Collaboration, J.J. Aubert et al., Nucl.Phys. **B293**(1987) 740
- [11] EMC-NA28 Collaboration, M. Arneodo et al., Nucl.Phys. **B333**(1990) 1
- [12] BCDMS Collaboration, A. Benvenuti et al., Phys.Lett. **B 237** (1990) 592
- [13] BCDMS Collaboration, A. Benvenuti et al., Phys.Lett. **B 223** (1989) 485
- [14] CDHSW Collaboration, P. Berge et al., Z.Phys.**C 49** (1991) 187
- [15] L.W. Hhitlow et al., Phys.Lett. **B 282** (1992) 475
- [16] A. V. Kotwal pour la Collaboration *E665*, FERMILAB-Conf-95/046-E
- [17] CCFR Collaboration, S.R. Mishra et al., NEVIS-1465, SLAC Summer institute on Particle Physics, Stanford, 5 au 16 août 1991

- [18] NMC Collaboration, P. Amaudruz et al., Phys.Lett. **B 295** (1992) 159
- [19] M.Virchaux, preprint DAPNIA/SPP 92-30 et références incluses
- [20] A.D.Martin, W.J.Stirling, R.G.Roberts, *New Information on Parton Distributions*, preprint RAL-92-021, Rutherford 1992
- [21] A.D.Martin, W.J.Stirling and R.G.Roberts, *Parton Distributions updated*, Phys.Lett. **B306** (1993) 145 et erratum Phys.Lett. **B309** (1993) 492
- [22] A.D.Martin, W.J.Stirling and R.G.Roberts, *MRS Parton Distributions*, preprint RAL-94-055, Rutherford 1994
- [23] M.Glück, E.Reya, Nucl.Phys. **B 130**(1977) 76
- [24] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, *Parton distributions for high energy collisions*, Z.Phys. **C53** (1992) 127
- [25] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, *Radiatively generated parton distributions for high energy collisions*, Z.Phys.**C48** (1990) 471
- [26] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, *Comparing radiatively generated parton distributions with recent measurement of  $F_2(x, Q^2)$  in small- $x$  region*, Phys.Lett. **B306** (1993) 391
- [27] F. Eisele, *Deep inelastic scattering*, Conférence Européenne E.P.S. 1995, Bruxelles juillet 1995.
- [28] H.L. Lai et al., preprint MSU-HEP-41024 (1994)
- [29] G. Kramer and H. Spiesberger, *Radiative Corrections to ep Scattering, A Survey*, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 2: 789-796, Hamburg 1991
- [30] W. Hollik, *Radiative Corrections in Deep Inelastic Scattering - Essentials for HERA Processes*, Proc. of the HERA Workshop, Hamburg (1987), ed. R. D. Peccei, DESY, Hamburg (1988), vol. 2, p. 579
- [31] M. Böhm, H. Spiesberger, *Radiative Corrections to Neutral Current Deep Inelastic Lepton Nukleon Scattering at HERA Energies*, Nucl. Phys. **B294** (1987) 1081-1110
- [32] J. Kripfganz and H.-J. Möhring, Z.Phys. **C38** (1988)653
- [33] A. Akhundov and U. Obrock, *Treatment of the Radiative Corrections for the '92  $F_2(x, Q^2)$*  H1-note (note interne), H1-12/93-335, Hambourg 1993
- [34] U. Obrock, *Experimentelle Untersuchungen der Strahlungskorrekturen in der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA-Energien*, Thèse de doctorat, Université de Dortmund 1994
- [35] S. Kermiche, *Etude du QED Compton à HERA: Luminosité et calibration du détecteur H1*, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud

- [36] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H.-J. Möhring, *Characteristics of Radiative Events in Deep Inelastic ep Scattering at HERA*, DESY 90-145, Hambourg 1990
- [37] H1 Collaboration, *Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA*, Z.Phys.**C66** (1995) 529-542
- [38] H1 Collaboration, *A Measurement of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$  in the Low  $x$  Region at HERA*, Nucl. Phys. **B 407** (1993)515-535.
- [39] Zeus Collaboration, Z.Phys.**C65** (1995) 379.
- [40] L.Landau and E.Lifchitz, *Physique théorique Tome 4*, Editions de Moscou.
- [41] A. Courau, *Quasi-Real QED Compton at HERA*, H1-note (note interne), H1-07/91-186, Hambourg 1991
- [42] A. Courau, P. Kessler, *QED Compton scattering in high-energy electron-proton collisions*, Phys. Rev. **D 46** (1992) 117
- [43] H1 Collaboration, *Hard scattering in  $\gamma p$  interactions*, Phys. Lett. **B 297** (1992)205-213.
- [44] H1 Collaboration, *Total photoproduction cross section measurement at HERA energies*, Phys. Lett. **B 299** (1993)374-384.
- [45] M. Krasny et al. , *Determination of the Longitudinal Structure Function at HERA from Radiative Events*, DESY 91-117 oct 1991.
- [46] Z. Zhang, *Can we Measure  $F_L$  with Radiative Events from 1994 Data?*, H1-note (note interne), DESY, H1-12/94-415 (décembre 1994)
- [47] M. Gruwé, L. Favart, P. Marage, Z. Zhang, *More on  $R = \sigma_L/\sigma_T$  measurement using radiative events*, H1-note (note interne), DESY, H1-02/95-425 (Février 1995)
- [48] B.H. Wiik, *HERA Status*, Proc. of the *HERA Workshop on Physics at HERA*, Hambourg(1991), eds. W.Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hambourg(1992),vol.1,p.1
- [49] H1-Collaboration, I.Abt et al., *The H1 detector at HERA*, DESY preprint 93-087 (1993)
- [50] Ch. Brune, U. Hölzke and K. Meier, "BEMC calibration 1993", H1-note (note interne), DESY, H1-04/94-352 (Avril 1994).
- [51] S. Levonian, *BHGEN – Photon Flux Shape Fitting Program, offline version*, Version 04/93, non publié.
- [52] S. Levonian, *H1LUMI – A Fast Simulation Package for the H1 Luminosity System*, H1-note (note interne), H1-04/93-287, Hambourg 1993
- [53] A. Courau, S. Kermiche, T. Carli et P. Kessler, *Quasi-Real QED Compton Monte Carlo for HERA*, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 2: 902-915, Hambourg 1991

- [54] A. Courau, S. Kermiche, T. Carli et P. Kessler *Quasi-Real QED Compton Monte Carlo*, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1468-1472, Hambourg 1991
- [55] L. Favart, *F<sub>2</sub> Measurement at low Q<sup>2</sup> using Initial State Radiative Events*, H1-note (note interne), H1-07/95-444, Hambourg 1995
- [56] U. Bassler et al., *Run selection for the H1 1993 F<sub>2</sub> analysis*, H1-note (note interne), H1-02/95-428, Hambourg 1995
- [57] F. Charles, J.-F. Laporte, E. Perez, *Deep Inelastic Scattering Low and Medium Q<sup>2</sup> Event Selection for 1993 data*, H1-note (note interne), H1-05/94-357, Hambourg 1994
- [58] S. Reinshagen, *Messung der Strukturfunktion F<sub>2</sub> bei kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA*, Thèse de doctorat, Université de Hambourg 1995
- [59] K. Müller, *Measurement of the proton structure function F<sub>2</sub> at low Bjorken x at the H1 experiment*, Thèse de doctorat, Université de Zurich 1994
- [60] D. Neyret, *Mesure de la fonction de structure F<sub>2</sub> du proton à petit x auprès du collisionneur HERA*, Thèse de doctorat, Université de Paris VI 1995
- [61] H. Plochow-Besch, *PDFLIB: A Library of all available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the corresponding  $\alpha_s$  Calculations*, CERN-PPE/92-123, Genf 1992
- [62] G.A. Schuler and H. Spiesberger, *DJANGO: The Interface for the Event Generators HERACLES and LEPTO*, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1419-1432, Hambourg 1991
- [63] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H.-J. Möhring, *HERACLES. An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes*, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1294-1310, Hambourg 1991
- [64] L. Lönnblad, *Computer Phys. Comm.* 71 (1992) 15
- [65] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation, JETSET*, *Computer Phys. Comm.* 43 (1987) 367
- [66] S. Jadach, W. Placzek, *The Monte Carlo Program LESKO-F for Deep Inelastic  $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$  Scattering at HERA including QED Bremsstrahlung from the Lepton Line*, Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1330-1345, Hambourg 1991
- [67] W. Placzek, *LESKO-YFS*, communication privée
- [68] T. Sjöstrand, M. Bengtsson; *Comp. Phys. Commun.* 43, 1987, 367  
H.-U. Bengtsson, T. Sjöstrand; *Comp. Phys. Commun.* 46, 1987, 43  
T. Sjöstrand; CERN-TH-6488, 1992

- 
- [69] N.H. Brook, A. DeRoeck, A.T. Doyle; RAYPHOTON 2.0, in: Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.3, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hambourg, 1991
- [70] G. Ingelman, A. Weigend, *Comp. Phys. Commun.* 46, 1987, 241
- [71] S. Reinshagen et J. Ferencei, communication privée.
- [72] A. Panitch, P. Marage, *Vertex reconstruction using BPC and CIP in DIS events*, H1-note (note interne), H1-05/93-297, Hambourg 1993
- [73] H1 Collaboration, *Measurement of the Structure Function  $F_2$  at HERA et The Structure Function  $F_2$  at Low  $Q^2$  from Radiative Events at HERA*, Conférence Européenne E.P.S. 1995, Bruxelles juillet 1995.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Introduction théorique</b>	<b>5</b>
2.1	Interactions électron-proton profondément inélastiques . . . . .	5
2.1.1	Cinématique de l'interaction . . . . .	5
2.1.2	Calcul de la section efficace profondément inélastique . . . . .	7
2.1.3	Le modèle des partons . . . . .	8
2.1.4	La chromodynamique quantique . . . . .	11
2.2	Reconstruction des variables cinématiques . . . . .	13
2.2.1	Méthode basée sur la mesure de l'électron diffusé . . . . .	13
2.2.2	Méthode basée sur la mesure du système hadronique . . . . .	16
2.2.3	Méthodes mixtes et double angle . . . . .	19
2.3	Mesures expérimentales des fonctions de structure avant <i>HERA</i> et paramétrisations	22
2.3.1	Mesures expérimentales des fonctions de structure avant H1 . . . . .	22
2.3.2	Paramétrisation des fonctions de structure. . . . .	23
2.4	Corrections radiatives à la section efficace de diffusion profondément inélastique	28
2.4.1	Termes dominants . . . . .	32
2.4.2	Importance des corrections radiatives . . . . .	34
2.4.3	Effet des corrections dans le cas de la reconstruction cinématique basée sur la mesure de l'électron . . . . .	34
2.4.4	Effet sur la mesure de la fonction de structure $F_2$ . . . . .	42
2.5	Processus de diffusion avec radiation de photons durs . . . . .	42
2.5.1	Processus Bethe-Heitler . . . . .	43
2.5.2	Processus Compton quasi-réel . . . . .	46
2.5.3	Photoproduction radiative . . . . .	47
2.5.4	Evénements profondément inélastiques radiatifs . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Le détecteur H1 et le système de mesure de luminosité</b>	<b>52</b>
3.1	Le collisionneur HERA . . . . .	52
3.2	Le détecteur H1 . . . . .	55
3.3	Le système de détection de traces . . . . .	57
3.3.1	Les détecteurs de traces à l'avant . . . . .	58
3.3.2	Le système de détection de traces central . . . . .	60
3.3.3	Les chambres à fils arrière <i>BPC</i> . . . . .	61

3.4	La calorimétrie . . . . .	62
3.4.1	La calorimétrie à argon liquide . . . . .	62
3.4.2	Le calorimètre arrière <i>BEMC</i> . . . . .	63
3.5	Le compteur de temps de vol et le fer instrumenté . . . . .	65
3.5.1	Le compteur de temps de vol ( <i>TOF</i> ) . . . . .	65
3.5.2	Le fer instrumenté . . . . .	65
3.6	Le système de déclenchement de l'acquisition de données . . . . .	65
3.7	Le système de mesure de luminosité . . . . .	66
3.7.1	La branche de détection de photons . . . . .	67
3.7.2	La branche de détection d'électrons . . . . .	69
3.7.3	Logique de déclenchement du système de mesure de luminosité . . . . .	69
<b>4</b>	<b>La mesure de la luminosité des faisceaux</b>	<b>71</b>
4.1	Données Bethe-Heitler disponibles . . . . .	71
4.1.1	Prises de données spécifiques . . . . .	72
4.1.2	Événements de surveillance . . . . .	72
4.2	Calibration des détecteurs du système de mesure de luminosité . . . . .	72
4.2.1	Première étape : calibration relative des détecteurs de photons et d'électrons	73
4.2.2	Deuxième étape : calibration absolue des détecteurs de photons et d'électrons	74
4.2.3	Troisième étape : calibration absolue du compteur Čerenkov . . . . .	75
4.2.4	Quatrième étape : ajustement continu . . . . .	77
4.3	Efficacité des éléments du système de mesure de luminosité . . . . .	77
4.3.1	Efficacité de déclenchement des éléments <i>PD</i> et <i>VC</i> . . . . .	77
4.3.2	Efficacité de déclenchement de l'élément <i>ET</i> . . . . .	78
4.3.3	Efficacité de détection du détecteur d'électrons . . . . .	78
4.4	Mesure de la luminosité . . . . .	80
4.4.1	Mesure en ligne . . . . .	80
4.4.2	Mesure sur base des photons des événements Bethe-Heitler . . . . .	83
4.4.3	Mesure sur base des événements Compton . . . . .	84
4.4.4	Mesure sur base des événements de superposition . . . . .	86
4.4.5	Comparaison des mesures . . . . .	89
<b>5</b>	<b>Mesure de la fonction de structure <math>F_2</math> sur base des événements radiatifs</b>	<b>92</b>
5.1	Principe de la mesure de la fonction de structure $F_2$ . . . . .	93
5.2	Sélection des événements . . . . .	94
5.2.1	Echantillon de base . . . . .	94
5.2.2	Critère de déclenchement . . . . .	94
5.2.3	Critères de la sélection finale . . . . .	94
5.2.4	Remarque concernant la reconstruction de vertex . . . . .	97
5.3	Reconstruction de la cinématique . . . . .	99
5.4	Simulations par Monte Carlo . . . . .	99
5.4.1	Événements profondément inélastiques radiatifs . . . . .	101
5.4.2	Photoproduction . . . . .	108
5.4.3	Événements Bethe-Heitler . . . . .	110

---

5.4.4	Paramétrisation des fonctions de structure . . . . .	110
5.5	Acceptances et migrations . . . . .	111
5.6	Pavage en $(x, Q^2)$ . . . . .	112
5.7	Etude des pertes . . . . .	115
5.8	Etude des bruits de fond . . . . .	119
5.8.1	Bruit de fond de superposition . . . . .	119
5.8.2	Bruit de fond de photoproduction . . . . .	125
5.8.3	Bruit de fond des interactions faisceaux-gaz . . . . .	128
5.9	Corrections radiatives . . . . .	128
5.10	Mesure de la fonction de structure $F_2$ . . . . .	131
5.10.1	Etude des erreurs systématiques . . . . .	131
5.10.2	Mesure de la fonction $F_2$ . . . . .	134
5.10.3	Conclusion . . . . .	135
<b>Conclusions</b>		<b>139</b>
<b>Remerciements</b>		<b>149</b>

# Remerciements

J'ai pu réaliser ma thèse de doctorat dans les meilleures conditions possibles à l'Institut Inter-universitaire des Hautes Energies de l'U.L.B. et de la V.U.B. J'en remercie tous les membres et en particulier les directeurs, Pr. Jean Sacton et Pr. Jacques Lemone.

Une grande part de la clareté et de l'exactitude auxquelles tend le présent ouvrage revient aux infatigables efforts du Dr. Pierre Marage qui redressa plus d'un tour maladroit et me guida tout au long de ces quatres années. Je lui adresse mes plus sincères remerciements.

J'ai été très redevable aux connaissances et aux encouragements des membres du groupe de travail de  $H1$  sur les corrections radiatives, et plus particulièrement aux Dr. Witek Krasny, Dr. Smain Kermiche, Dr. Manfred Fleischer, Dr. Uwe Obrock, Dr. Pal Ribarics et Dr. Zhiqing Zhang.

J'éprouve une grande gratitude envers mes collègues du groupe  $H1$  de Bruxelles, à la fois pour leur entraide dans la maintenance des chambres proportionnelles  $COP$  et pour les discussions de physique : Dr. Ghislaine Bertrand, Dr. Marie Barth, Barbara Clerbaux, Erik Evrard, Dr. Philippe Huet, Dr. Denis Johnson, Arkadi Panitch, Dr. Robert Roosen et Patrick van Esch.

Je voudrais remercier mes collègues physiciens de  $H1$  : Dr. François Charles, Dr. Jean-François Laporte, Dr. Damien Neyret, Dr. Sebastian Reinshagen, Dr. Christophe Royon, Dr. Fabian Zomer, sans oublier mon futur collègue de bureau Georges Lobo, pour leur amitié et les encouragements qu'ils m'ont prodigués.

L'excellente qualité de la mise en page de ce travail doit énormément aux contributions de Danielle Peymans et de Myriam Pins, je les en remercie très chaleureusement.

Au terme de cette étape, je voudrais, le plus affectueusement du monde, remercier mes parents pour les encouragements constants dans mon travail, mais surtout pour l'harmonie et la tendresse dans laquelle nous, leurs enfants, avons grandi et grandissons encore.

...mais tout cela fut tellement plus simple et tellement plus beau grâce à celle qui partage mon chemin et qui me rend heureux jusqu'au fond du coeur.