ORSAY
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. Scientifique d'Orsay

THESE

présentée
pour obtenir

le grade de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
de l'université PARIS XI ORSAY

par

Axel Pieuchot

Mesure des diffusions positron-proton profondément inélastiques à courant chargé et courant neutre sur le collisionneur HERA

soutenue le 16 Janvier 1996 devant la Commission d'Examen

MM.	Elie	**ASLANIDES**	Président
	Dieter	**HAIDT**	Rapporteur
	François	**LEDIBERDER**	
	Gérard	**SMADJA**	Rapporteur
	Claude	**VALLEE**	

A la Très Sainte Vierge Marie,

pour son parfait Amour...

All dwelling in one house are strange brothers three,
As unlike as any three brothers could be.
Yet try as you may to tell brother from brother,
You'll find that the trio resemble each other.
The first isn't there, though he'll come beyond doubt.
The second is departed, so he's not about.
The third and the smallest is right on the spot
And manage without him the others could not.
Yet the third is a factor with which be reckoned
Because the first brother turns into the second.
You cannot stand back and observe number three,
For one of the others is all you will see.
So, tell me, my friend, are the three but two?
Or are they but two? Or could they be none?
Just name them, and you will at once realize
that each rules a kingdom of infinite size.
They rule it together and are it as well.
In that, they're alike. So, where do they dwell ?

Michael Ende *Momo*

Dans une maison habitent trois frères
Qui n'ont pas du tout le même air.
Mais si tu veux faire la différence entre eux,
Aux deux autres ressemble chacun d'eux.
Le premier est sorti. Il va rentrer sans aucun doute.
Le second est parti. Il vient prendre la route.
Le troisième et le plus petit est juste là.
Car sans lui, les deux autres ne seraient pas.
Mais pour que le troisième soit au monde,
Il faut que le premier au second se confonde.
Tu ne peux à l'écart observer le troisième,
N'apparaîtrait alors que le premier ou le deuxième.
Alors, dis-moi, maintenant, les trois ne font-ils qu'un ?
Ne seraient-ils que deux ? Nomme donc chacun,
Et tu réaliseras que ces trois amis,
règnent de concert sur un empire infini.
Cet empire, c'est eux-mêmes, ensemble.
Voilà pourquoi ils se ressemblent.

Table des matières

INTRODUCTION

Historiquement, les expériences de diffusion profondément inélastique de leptons sur hadrons ont joué (et jouent encore) un rôle très important dans la compréhension de la matière :

- Mise en évidence de l'existence des quarks, puis des interactions à courant neutre,
- Domaine privilégié d'application des formalismes aptes à traiter ensemble les 3 interactions de base de la physique des particules - électromagnétique, faible et forte - dans un système composite. En outre, ce type d'expériences permet de tester la chromodynamique quantique à la fois dans ses parties perturbatives et non perturbatives.

Dans la lignée des expériences sur cible fixe, la mise en service du collisionneur *ep* HERA en 1992, faisant interagir des électrons ou positrons de 27.5 GeV et des protons de 820 GeV, a ouvert une nouvelle ère dans des expériences de diffusion profondément inélastique (DIS). Parmi les nombreux sujets d'étude possibles, j'ai choisi celui portant sur les interactions à courant chargé et courant neutre (chapitre 1) à grand transfert d'impulsion, car elles permettent une mesure des paramètres électrofaibles, et sondent le contenu en quarks du proton avec une résolution spatiale dix foix meilleure que les expériences sur cible fixe. Dans ce nouveau domaine cinématique, la section efficace d'échange du W ou du Z^0 est du même ordre de grandeur que celle d'échange de photon. Ces interactions offrent également une certaine sensibilité à la nouvelle physique (W', test d'une composition éventuelle des quarks).

J'ai commencé mon travail au printemps 94 sur les données de collisions électron-proton alors disponibles. Ceci m'a permis de maîtriser les principaux aspects de H1 (chapitre 2), ainsi que les outils d'analyse. Cette thèse s'est ensuite concentrée sur les données des collisions positron-proton récoltées en 94 et 95, car la luminosité associée aux électrons était trop faible en 94 pour améliorer significativement les mesures des précédentes analyses [1] [2].

Pour bien connaître un détecteur, il est souvent nécessaire de réaliser un travail technique. Cela a été fait lors du développement des estimateurs temporels de bruit de fond et la calibration temporelle du calorimètre à argon liquide de H1 (chapitre 3). La mise en place et l'application des outils d'analyse, utilisant le travail précédent, a permis une triple sélection des événements de diffusion profondément inélastique de type courant chargé ou courant neutre (chapitre 4). Dans le chapitre 5 sont décrits le choix de la méthode de mesure la plus adaptée et le contrôle de l'ensemble des biais associés. Sont alors donnés les résultats "bruts" (chapitre 6), suivis de leurs conséquences pour notre compréhension de la physique dans ce domaine cinématique (chapitre 7). En particulier, l'extraction des distributions de quarks dans le proton est privilégiée, afin de les comparer aux prédictions théoriques fondées sur les résultats des expériences sur cible fixe.

Chapitre 1

Quelques bases théoriques

Il est nécessaire de bien cerner les connaissances théoriques acquises avant de s'intéresser à l'expérience et à la mesure. C'est le but de ce chapitre, qui prépare les chapitres suivants, aussi bien au niveau expérimental (chapitres 2, 4, 5, et 6) qu'au niveau théorique (chapitre 7).

I Les particules élémentaires : passé, présent, futur ...

I.1 Un peu d'histoire [3]

En 1910, à Manchester, le physicien Rutherford envoyait des particules α sur de fines feuilles d'or [4]. Il observa que, si la plupart des particules traversaient le matériau cible sans déviation, quelques-unes étaient diffusées à grand angle, voir même retro-diffusées. Il en déduisit l'existence d'un tout petit noyau dur chargé dans l'atome d'or. Cette expérience a posé les principes de base de l'étude de la structure de la matière par diffusion profondément inélastique.

De 1933 à 1960, le modèle de Fermi domine la physique des désintégrations. Il est fondé sur l'hypothèse d'une interaction de contact, avec une constante de couplage G_F dimensionnée. Le fait que ce couplage soit dimensioné entraine un problème d'unitarité. En effet, cela implique que la section efficace est proportionelle à $G_F^2 s$, qui diverge pour $\sqrt{s} \approx 600$ GeV. D'autre part, cette théorie n'est pas renormalisable. Le modèle de Fermi ne peut donc qu'être une théorie effective à basse énergie.

L'étape suivante est franchie en dix ans, de 1960 à 1970, par l'introduction d'une particule intermédiaire, un boson vecteur massif $W^{\pm}$. Ceci continue de violer l'unitarité, mais à partir d'une énergie beaucoup plus élevée (pour $\sqrt{s} \approx 10^{14}$ GeV). La théorie reste cependant toujours non renormalisable [5].

En parallèle, entre 1954 et 1973, de nombreux progrès théoriques sont accomplis. En 54, Yang et Mills [6] introduisent le champ de jauge non Abélien pour une théorie de l'interaction forte [SU(2)] [1]. Les interventions de Schwinger, Bludmann (idée de Kemmer, 1937), Glashow(1960), introduisant $SU(2) \otimes U(1)$, font apparaître l'angle de Weinberg. De nombreux scientifiques, dont Y. Nambu (travaillant par analogie avec la supraconductivité), Levy, et Glashow, recherchent alors les fondements de la théorie de l'interaction forte. Goldstone [7] introduit le fait que la brisure de symétrie implique l'apparition d'un boson massif. Ceci devient un théorème avec l'aide de Salam et Weinberg [8], et sa forme finale est donnée par Gilbert(1964). La même année, Gell-Mann lance l'idée de la symétrie de saveur avec 3 quarks[2], après avoir travaillé sur l'algèbre des courants axial-vecteur, et leurs lois de conservation. Nambu montre que les lois de conservation sont vérifiées pour le courant vecteur, mais partiellement violées pour le courant axial. Higgs [9] élimine le boson massif de Goldstone par transformation de jauge, puis Weinberg, Glashow et Salam combinent le mécanisme de Higgs et $SU(2)_L \otimes U(1)$ [10]. Cela permet le processus de normalisation. En 1970, le mécanisme de GIM (Glashow, Ilioupoulos, Maiani) est lancé grâce au quark c (déja introduit par Bjorken et Glashow en 64 [11]) pour expliquer l'absence de changement de saveur dans les courants neutres. Enfin, les familles se construisent avec Feynman, De Witt, Fadeev et Popov, 't Hooft. Les anomalies de la théorie électro-faible disparaissent en 72 grâce à Bouchiat, Iliopoulos et Meyer [12], Gross et Jackiv [13]. Sa quantification n'apparaît de manière satisfaisante qu'en 78.

Du coté expérimental, plusieurs découvertes permettent de confirmer les théories, de relancer les débats, ou encore d'ouvrir de nouvelles voies de recherche :

- 1955 : R. Hoftstater et R. McAllister mettent en évidence la structure interne du proton avec des électrons de 200 MeV [14]. Le principe est identique à celui de l'expérience de Rutherford, en remplaçant les particules α par des électrons.

---

[1] idée émise par Klein en 1929!

[2] Cette idée a également été émise par Zweig, mais non publiée [17].

particules		Charge (e)	Isospin
quarks	u, c, t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$
	d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$
leptons	ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$+\frac{1}{2}$
	e^-, μ^-, τ^-	-1	$-\frac{1}{2}$
antiquarks	$\bar{d}$, $\bar{s}$, $\bar{b}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$
	$\bar{u}$, $\bar{c}$, $\bar{t}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{2}$
antileptons	e^+, μ^+, τ^+	$+1$	$+\frac{1}{2}$
	$\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$	0	$-\frac{1}{2}$

Force	bosons intermédiaires	Termes de Feynman pour le couplage	particules affectées
électromagnétique	γ	$-iQe\gamma^\mu$	particules chargées
faible	Z^0 (neutre)	$-i.\frac{e}{2\cos\theta_W\sin\theta_W}\gamma^\mu(v-a\gamma_5)$	Toutes
	$W^\pm$ (chargé)	$-i.\frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W}\gamma^\mu(1-\gamma_5)$	
Forte	gluons (8)	$-i.g_s\frac{\lambda_{abc}}{2}\gamma^\mu$	quarks

Tableau 1.1: Particules élémentaires et bosons de jauge des 3 interactions effectives à notre échelle.

- 1964-66 : Après la découverte, quelques années plus tôt, de la violation de la conservation CP dans le nucléon [15], Christenson *et al.* la mettent en évidence dans les interactions faibles [16]. Les expériences de diffusion profondément inélastique à DESY avec des électrons (6 GeV) puis au SLAC (16 GeV) sur le proton sont les bases du travail de Feynman et Bjorken. Ils trouvent que les électrons collisionnent occasionnellement avec des constituants plus légers et plus petits que le proton, identifiés plus tard aux "Quarks". En 69, la règle de somme de Gross et Llewellyn-Smith entraîne que le nombre baryonique de ces constituants est de 1/3 (expérience au CERN de diffusion νN).
- A partir de 73, les découvertes se suivent en cascade : 73, les interactions à courant neutre sont mises en évidence [18] ; 74 : le quark c apparaît [19], suivi de la particule τ [20] un an plus tard. Le b est découvert en 77 [21], et les gluons sont mis en évidence en 79 (PETRA). Enfin, le boson intermédiaire $W^\pm$ et Z^0 sont découverts en 83 (CERN [22]). Le nombre de familles est mesuré à $N_\nu = 3$ en 90 au CERN, et l'existence du quark t est démontrée expérimentalement en 94 [23].

I.2 Les bases du modèle Standard

Les briques du modèle standard, telles qu'on les connait actuellement, peuvent être résumées en 12 particules (et 12 antiparticules), 3 interactions fondamentales effectives à l'échelle étudiée, et 4 types de bosons intermédiaires (12 au total). Tout cela est rassemblé dans le tableau 1.1. La seule particule élémentaire de ce tableau qui n'a pas encore été mise expérimentalement en évidence est le neutrino tau (ν_τ).

Dans ce tableau, les termes de couplage sont donnés pour une interaction entre particules élémentaires uniquement. La constante de couplage faible g est remplacée par $\frac{e}{\sin\theta_W}$. v et a

représentent les couplages axial et vectoriel des particules considérées. On a :

$$v = I_3 - 2\frac{Q}{e}\sin^2\theta_W \tag{1.1}$$

$$a = I_3 \tag{1.2}$$

où I_3 est l'isospin de la particule, et Q sa charge électrique.

I.3 Les expériences en cours et à venir

Les diverses expériences de collision en physique des particules peuvent être regroupées en trois ensembles :

- Les collisions hadron-hadron, qui ont essentiellement un rôle d'exploration, car elles permettent de maximiser l'énergie disponible dans le référentiel de centre de masse, pour un état donné des technologies d'accélération.
- Les collisions lepton-lepton, qui ont essentiellement un rôle de métrologie, car elles constituent des processus très propres.
- Les collisions lepton-hadron, qui rassemblent les avantages des deux types précédents, suivant le domaine exploré et les connaissances acquises au moment de leur mise en route.

Les collisions $\gamma - \gamma$ n'étant pas utilisées dans la suite, les expériences de ce type ne seront pas mentionnées.

I.3.A hadron-hadron

Les expériences récentes au $Sp\bar{p}S$ ($p\bar{p}$ pour $\sqrt{s} = 630$ GeV) et actuellement menées au Tevatron ($\sqrt{s} = 2$ TeV en 94) apportent des contraintes de plus en plus précises sur le modèle standard et, en particulier sur la structure hadronique du proton (par le processus Drell-Yan) et sur les masses du W et du quark t. A long terme, leurs résultats serviront lors des études de collisions pp au LHC (14 TeV prévu).

I.3.B lepton-lepton

A petite énergie (1-10 GeV), le but de ces expériences est de mesurer des effets très fins comme la violation CP, ou l'étude détaillée de certaines particules (le τ par exemple). Nous pouvons citer entre autres les expériences DAΦNE (Frascati) et BaBar (Standford).

A grande énergie, il existe deux collisionneurs circulaires (KEK, $\sqrt{s} = 60$ GeV, et LEP, $\sqrt{s} = 160$ GeV) et un linéaire (SLC, $\sqrt{s} \simeq 90$ GeV). Leur but principal est la mesure des paramètres de l'interaction électro-faible. Leur apport dans la structure du proton est indirect, par la mesure des masses de mésons lourds, des masses du Z^0 et du W, et de la constante de couplage forte.

I.3.C lepton-hadron

Ces expériences utilisent le lepton comme sonde du nucléon, ce dernier pouvant faire partie d'un atome de taille variable, du noyau d'hydrogène aux noyaux lourds. Dans le cas d'un noyau de deux nucléons et plus, les effets nucléaires entrent en jeu et doivent être pris en considération avant de pouvoir extraire l'information sur la structure du proton.

Les expériences sur cible fixe (νN, μN, et eN) sont le plus souvent des expériences antérieures à 92, à quelques exceptions près (CCFR, NMC et E706 sont toujours en cours). Ce sont elles qui vont contraindre les paramétrisations théoriques que nous comparerons à nos données, dans le domaine cinématique choisi (voir chapitre 7).

Nous ne ferons que les citer. Les contraintes imposées par leurs mesures seront détaillées dans le dernier chapitre de cette thèse. Cette liste n'est pas exhaustive : CDHSW, BCDMS, CCFR (dont les résultats contraignent à présent plus que ceux de CDHSW), BEBC, EMC, NA2 et NA28, EXXX (au SLAC, plusieurs expériences contribuent), NMC.

Par opposition, il n'existe qu'un seul collisionneur lepton-hadron de haute énergie. Il s'agit de HERA, où les positrons ont une énergie de 27.5 GeV et les protons 820 GeV. Son principal avantage est le gain de deux ordres de grandeur dans le domaine cinématique accessible par rapport aux expériences précédentes. L'énergie dans le centre de masse de la collision est équivalente à celle d'une expérience sur cible fixe où le lepton incident aurait une énergie de 45 TeV. Ces hautes énergies ainsi que la configuration cinématique spéciale au mode collisionneur ouvrent la porte à de nombreux phénomènes physiques, ce qui oblige la mise en place de détecteurs multitâches : H1 et ZEUS sont les deux expériences qui étudient les interactions ep. Les deux autres sites disponibles accueillent HERMES, qui étudie les interactions eN (jet de gaz polarisé dans le faisceau de positrons polarisés), et HERA B qui se consacre à l'étude des interactions pN en interposant un fil dans le halo du faisceau de protons (production de B, mesure de la violation CP dans les mésons B).

Par la relation d'Heisenberg, à l'énergie des faisceaux de HERA, la résolution spatiale qu'on peut espérer atteindre est de 10^{-18} m. Il est aussi possible d'effectuer une mesure des distributions en quarks et gluons du proton (mais aussi éventuellement du photon émis par le positron) dans le domaine non-perturbatif. Toute déviation par rapport aux prédictions du modèle standard pourrait signer l'apparition soit d'une nouvelle physique, soit d'une sous-structure du proton comme certaines interprétations des récents résultats de CDF le laisseraient supposer [24]. HERA permet aussi une meilleure compréhension de la photoproduction et des processus d'hadronisation (production de jets via la radiation de gluon par exemple), une mesure des productions de quarks lourds, et des paramètres électrofaibles (comme la masse du propagateur M_W) dans un domaine encore jamais atteint. La recherche de nouvelles particules est également très active.

II La physique des interactions électron-proton

Nous donnons ici les principaux phénomènes physiques accessibles à HERA.

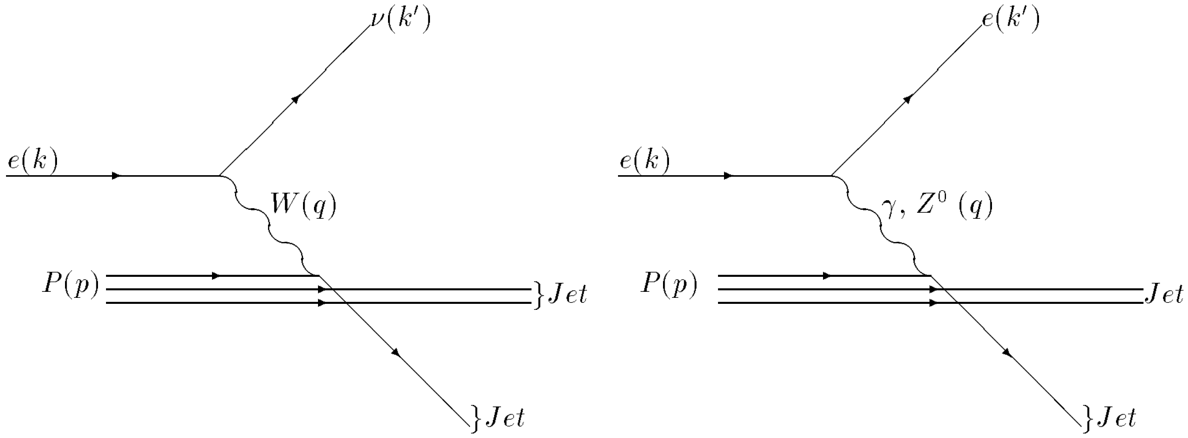

Figure 1.1: Interactions à courant chargé et courant neutre.

II.1 Les diffusions profondément inélastiques (DIS)

Elles sont de deux sortes : les interactions à Courant Chargé (CC) et les interactions à Courant Neutre (NC), représentées schématiquement sur la figure 1.1.

Au niveau expérimental, leur topologie pour de grands transferts de quadri-impulsion Q^2 est la suivante (voir le chapitre 2 pour une description détaillée du détecteur H1) :

- pour les courants neutres (figure 1.2), le positron est diffusé à grand angle. Un ou plusieurs jets correspondant au quark diffusé lui sont opposés, par conservation de l'impulsion transverse totale. Un jet dans la direction du proton, correspondant à ses débris, est le plus souvent observé ;
- pour les courants chargés (figure 1.3), seuls le ou les jets du quark diffusé sont observables puisque le neutrino n'est pas détecté. L'événement n'est en apparence pas équilibré en impulsion transverse. Comme pour les courants neutres, un jet vers l'avant correspondant au reste du proton est souvent observé.

La sous-classe des diffractifs : Environ 10% des interactions de diffusion profondément inélastique n'ont pas de jet à l'avant correspondant aux restes du proton. Elles sont classées comme "diffractives". Parmi ces événements, certains correspondent au cas où l'interaction n'a pas eu lieu avec les quarks du proton lui-même, mais avec un élement neutre de couleur émis par le proton. Le proton est alors très peu dévié, et par conséquent souvent inobservable dans le détecteur H1.

II.2 Les événements Compton QED

Il s'agit d'une interaction positron-photon (figure 1.4). Un photon quasi-réel est émis par le proton, qui ne subit pratiquement aucune déviation, continuant donc directement dans le tube à vide. Le positron incident et le photon quasi-réel interagissent par le processus élastique de diffusion Compton.

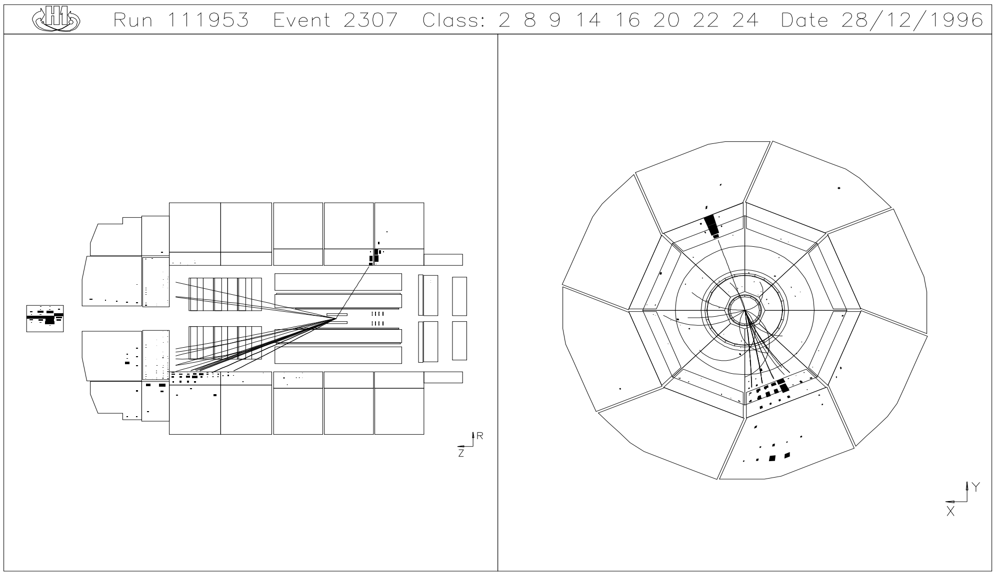

Figure 1.2: Exemple d'interaction positron-proton à courant neutre dans le détecteur H1. L'électron et le proton incident viennent respectivement de la gauche et de la droite.

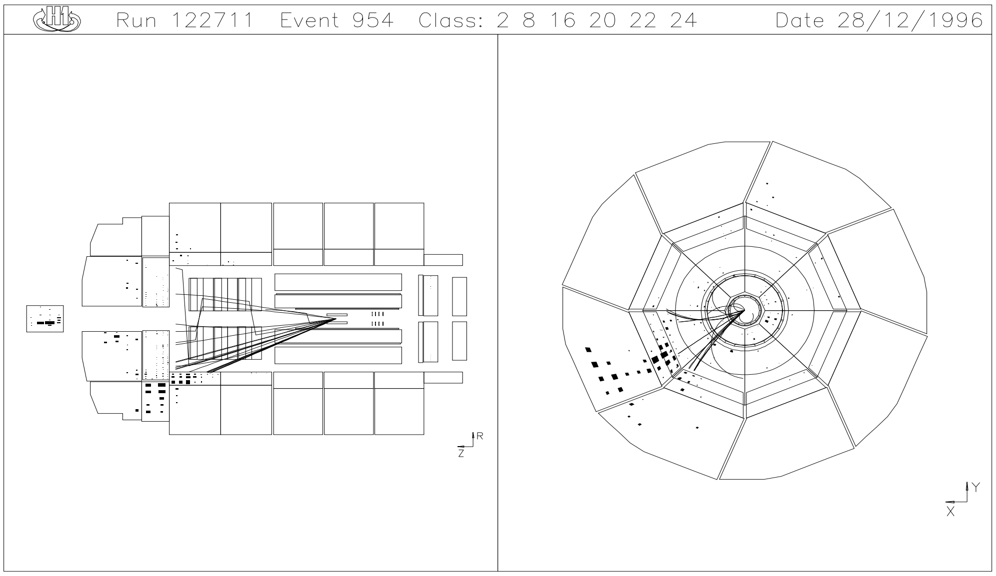

Figure 1.3: Exemple d'interaction positron-proton à courant chargé dans le détecteur H1. L'électron et le proton incident viennent respectivement de la gauche et de la droite. Le neutrino diffusé n'est pas observable.

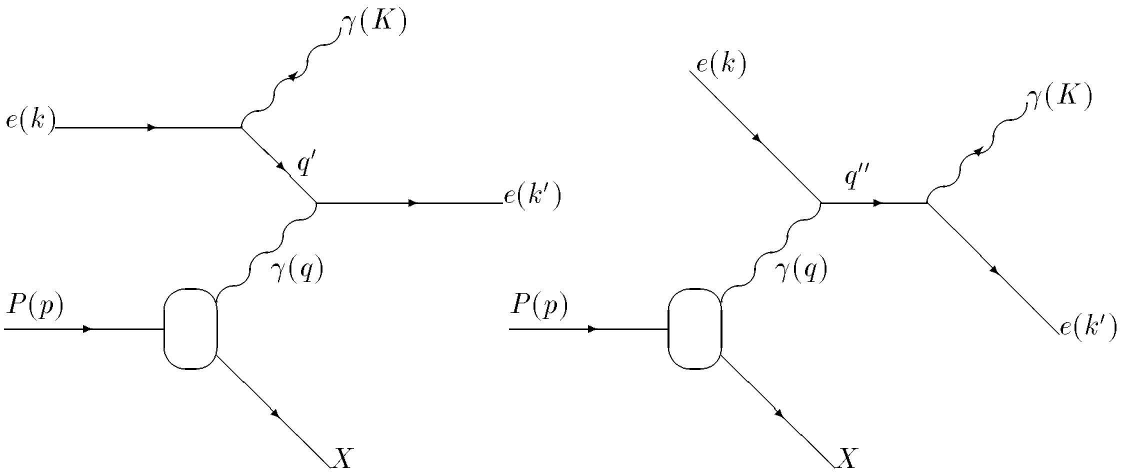

Figure 1.4: Schéma des interactions de type QED Compton.

II.3 La photoproduction

Les événements de type photoproduction sont très semblables aux interactions de diffusion profondément inélastique à courant neutre, à la différence près que le photon échangé est quasi-réel (masse du photon, q^2, proche de 0 GeV^2). Ici, contrairement aux événements Compton, l'émetteur du photon quasi-réel est le positron qui dévie très peu de sa route initiale. Il s'agit donc d'une interaction photon-proton. Deux sous-classes sont définies :

- les interactions directes, où le photon interagit directement avec un quark ; c'est le cas de la fusion boson-gluon (à droite dans la figure 1.5),
- les interactions résolues : où le photon oscille en méson vecteur ; il s'agit alors d'une interaction hadron-hadron (Modèle du méson vecteur dominant, à gauche dans la figure 1.5).

Ces interactions se caractérisent par la non-conservation apparente de l'énergie longitudinale ($E - P_z < 2 * E_e$, voir chapitre 5.I pour toutes les relations cinématiques). En cas de grand transfert d'impulsion, deux jets équilibrés en énergie transverse sont observés (figure 1.6).

II.4 La nouvelle physique possible

Elle pourrait apparaître essentiellement dans les événements à grand transfert d'impulsion, si elle existe. En cas de sous-structure du positron ou du quark, on s'attend à une excitation de l'un ou de l'autre lors des échanges avec un photon. La desexcitation se fait par emission d'un photon. Ces graphes sont supprimés par un terme en $\frac{g^2}{\Lambda^2}$ où g est la force du couplage, et Λ l'échelle de masse de ces phénomènes. Au niveau inclusif, on s'attend également à un changement de la section efficace différentielle en fonction de Q^2 (le facteur de forme du quark entrant alors en compte), ou à des résonances dans le spectre du système électron-quark (production directe de lepto-quark).

En exemple sont donnés les schémas de production d'un leptoquark ou d'un squark (figure 1.7).

On peut aussi espérer observer un nouveau boson neutre lourd (Z', $M_{Z'_{SM}} > 500\, GeV$), ayant une interaction avec les fermions identique à celle du Z^o, mais avec des couplages différents. Il est également possible de tester l'existence d'un nouveau boson chargé W'.

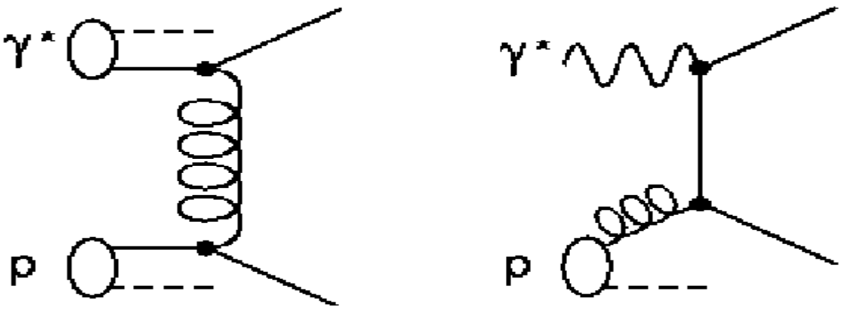

Figure 1.5: Schéma des interactions de type photoproduction, avec à gauche un exemple d'interaction dite "résolue", et à droite, la fusion boson-gluon (dite "directe").

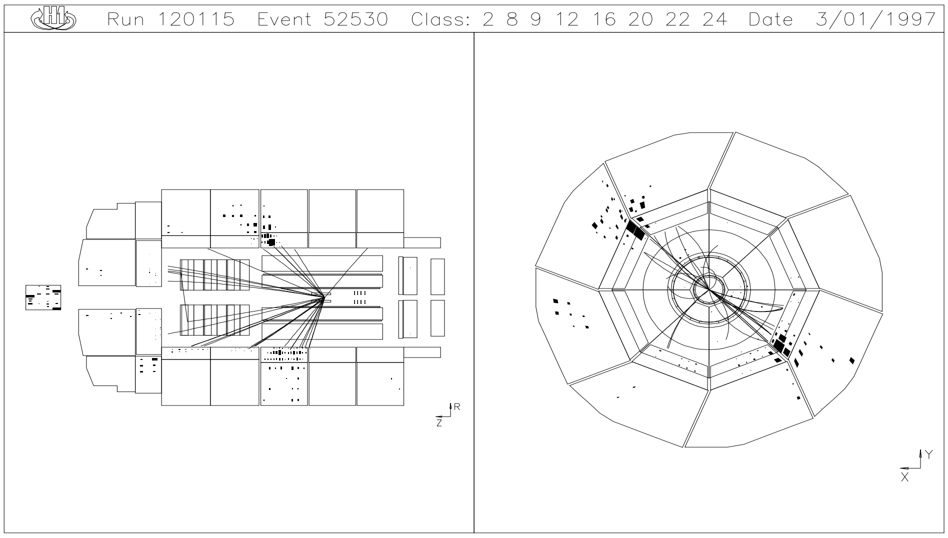

Figure 1.6: Interaction de photoproduction à grand transfert d'impulsion dans H1. L'électron et le proton incident viennent respectivement de la gauche et de la droite.

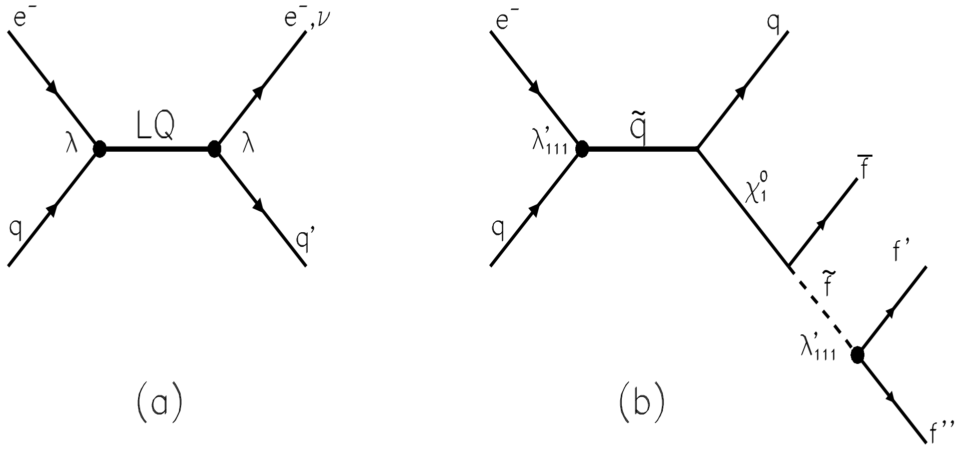

Figure 1.7: Schémas de la production d'un leptoquark (à gauche) ou d'un squark (à droite).

III Section efficace des interactions positron-proton

Toute interaction entre particules peut être mathématiquement définie avec une certaine probabilité suivant les conditions cinématiques, la taille des particules et le type d'interaction en jeu. Nous allons immédiatement traiter le cas des interactions lepton-nucléon.

III.1 Traitement général de la dynamique de l'interaction

De manière génerale, la section efficace de toute interaction peut s'écrire sous la forme suivante :

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{F} d\Phi \tag{1.3}$$

où :

- F est le facteur de flux initial. Dans une interaction à deux corps a et b, de quadrimoments initiaux p_a et p_b, $F = 4 * \sqrt{(p_a.p_b) - (p_a)^2(p_b)^2}$. C'est un invariant de Lorentz.
- $\mathcal{M}$ est l'amplitude de l'interaction calculée à l'aide des Lagrangiens associés aux forces mises en jeu.
- $d\Phi = D^{l'X}$ est l'élément différentiel d'espace de phase, également invariant de Lorentz.

III.2 Application au cas $e^+p \rightarrow l'X$: introduction aux fonctions de structure

III.2.A Cinématique des interactions $e^+p \rightarrow l'X$

Considérée de manière inclusive, sans se soucier des détails du système X, l'interaction $e^+p \rightarrow l'X$ (où l' désigne soit un positron, soit un antineutrino) peut être traitée comme une interaction à deux corps. Deux variables indépendantes suffisent à la décrire. En effet, les 4∗2=8 paramètres décrivant les deux corps finals sont réduits à 7 si la masse de l'un des deux corps est

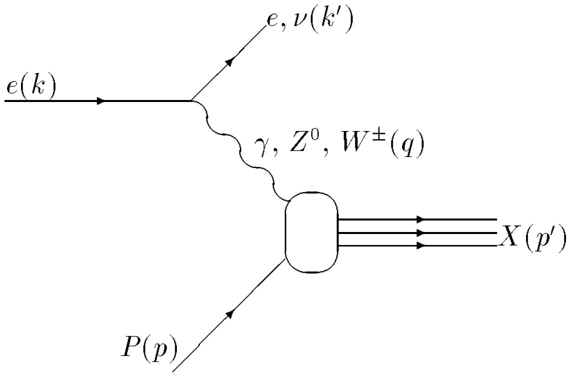

Figure 1.8: Schéma typique d'une interaction ep

connue. La conservation de l'énergie-impulsion totale diminue encore le nombre de paramètres libres à 3. Enfin, la symétrie azimutale de la réaction permet de ne conserver que 2 de ces paramètres pour décrire la dynamique.

Les variables cinématiques d'emploi usuel sont les suivantes (figure 1.8) :

$$q^2 = (k - k')^2 = -Q^2 \tag{1.4}$$

$$x_B = \frac{-q^2}{2p.q} \tag{1.5}$$

$$y = \frac{p.q}{p.k} \tag{1.6}$$

$$\nu = \frac{p.q}{M} ;\ W^2 = (p')^2$$

L'énergie au centre de masse est donné par :

$$s = (p + k)^2 \tag{1.7}$$

Q^2 représente l'opposé de la masse au carré de la particule virtuelle échangée. W^2 est la masse carrée du système hadronique sortant, ν est l'énergie perdue par le lepton dans le référentiel du proton au repos, y en est la fraction par rapport à l'énergie initiale du lepton. y et x_B sont des invariants de Lorentz non-dimensionnés.

III.2.B Dynamique de l'interaction

On appelle E, l'energie du lepton incident, E', celle du lepton sortant. $E - E'$ est donc l'energie transférée du lepton au proton.

Les masses, soit m_{e^+}, $m_{l'}$, et M (mase du proton), sont immédiatement négligées devant l'énergie des processus mis en jeu. Cela revient à dire : m_{e^+}, $m_{l'}$, $M \ll E$, E', $E - E'$.

Dans ce cas, on a :

$$F \simeq 4(k.p) \tag{1.8}$$

et l'élément de matrice $\mathcal{M}$ peut s'écrire

$$\mathcal{M} = J_\mu(e^+l')\mathcal{J}^\mu(NX)Pr$$

où

- Pr représente le propagateur du boson de jauge G échangé (γ,Z^0 ,$W^\pm$).

$$Pr = \frac{1}{q^2 - M_G^2 - iM_G\Gamma_G}$$

- $J_\mu(e^+l')$ est le courant associé au vertex $e^+ \rightarrow l'G$.

$$J_\mu(e^+l') = -ig\bar{e}\gamma_\mu(v_e - a_e\gamma_5)l'$$

  Le traitement des positrons, anti-particules, modifie légèrement l'expression habituelle de J_μ. v_e et a_e sont les coefficients dépendant de l'interaction considérée et du lepton initial.

- $\mathcal{J}^\mu(NX)$ est le courant associé au vertex $GN \rightarrow X$, qu'on ne connait pas a priori.

Enfin, avec k' $(E',\vec{k}')$ le quadri-moment du lepton diffusé (figure 1.8), dQ ou $D^{l'X}$ s'écrit sous la forme suivante :

$$D^{l'X} = \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'} \prod_i \frac{d^3k_i}{(2\pi)^3 2E_i}((2\pi)^4\delta^4(k+p-k'-p') = \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'} D^X \qquad (1.9)$$

Nous ne nous intéresserons qu'aux processus inclusifs. On intègre donc sur toutes les variables cinématiques internes du système X. Il s'agira d'une interaction e^+p non polarisée[3]. La moyenne d'hélicité sur les états initiaux vaut 1/4 (particule de spin 1/2). Par contre, il est nécessaire de faire attention à la polarisation de l'antineutrino de l'état final lors de l'étude des interactions à courant chargé. Le cas des anti-particules est traité, ce qui implique de légères modifications quant aux calculs généralement montrés.

Au total, on peut réécrire l'équation 1.3 par :

$$d\sigma = \frac{1}{F}[\frac{1}{4}\sum_{hel.|f>} |\mathcal{M}|^2 D^X]\frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'} \qquad (1.10)$$

III.2.C Calcul de l'élément de matrice de diffusion

Les courants $J_\mu(e^+l')$ et $\mathcal{J}^\mu(NX)$ sont couplés au même boson G. Ils sont donc proportionnels à la constante de couplage g. On peut définir deux tenseurs :

$$L^{\mu\nu}(e^+l') = \sum_{hel.|f>} \frac{1}{g^2} J^\mu(e^+l')(J^\nu(e^+l'))^\star$$

$$\mathcal{L}^{\mu\nu}(NX) = \sum_{hel.|f>} \frac{1}{g^2} \mathcal{J}^\mu(NX)(\mathcal{J}^\nu(NX))^\star$$

où l'étoile signifie le complexe conjugué. Pour des antiparticules, ayant interverti k et k' dans la formule ordinaire de $L^{\mu\nu}$ (et aussi appliqué un signe $-$ devant le $\mathcal{A}$ dû à l'antisymétrie de $e^{\mu\alpha\nu\beta}$), on a :

$$L^{\mu\nu}(e^+l') = 4(k_\alpha k'_\beta)(v_e^2 + a_e^2)\{g^{\alpha\mu}g^{\beta\nu} + g^{\alpha\nu}g^{\beta\mu} - g^{\mu\nu}g^{\alpha\beta} - i\mathcal{A}e^{\mu\alpha\nu\beta}\}$$

---

[3] En fait, le fait d'être accéléré dans l'anneau de stockage polarise le positron, mais transversalement. Cela n'a pas d'influence sur la section efficace positron-proton.

où $\mathcal{A} = \frac{2a_e v_e}{v_e^2 + a_e^2}$. Le tenseur intégré est défini comme suit :

$$\mathcal{W}_{\mu\nu} = \int \frac{1}{2\pi M} \frac{1}{2} \mathcal{L}^{\mu\nu} D^X$$

Nous allons tenter de circonscrire au plus près notre connaissance de $\mathcal{W}_{\mu\nu}$ en l'écrivant sous sa forme tensorielle la plus générale. Notre méconnaissance se traduira par l'apparition de fonctions de structure W_i, ne dépendant a priori que de q^2 et $(p.q)$ puisque ce sont les seuls invariants cinématiques encore disponibles (Deux variables cinématiques autorisées puisque s, l'énergie au centre de masse, est fixée). On a donc :

$$\mathcal{W}_{\mu\nu} = W_1(-g_{\mu\nu}) + W_2(\frac{p_\mu p_\nu}{M^2}) + W_3(-i\frac{p^\alpha p^\beta}{2M^2} e_{\mu\nu\alpha\beta}) + W_4(\frac{q_\nu q_\mu}{M^2}) + W_5(\frac{p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu}{M^2}) + W_6(i\frac{p_\nu q_\mu - p_\mu q_\nu}{M^2})$$

Le M^2 n'intervient que pour la normalisation, afin que toutes les W_i aient la même dimension (GeV^{-1}). Par conservation du courant ($q^\mu \mathcal{W}_{\mu\nu} = q^\nu \mathcal{W}_{\mu\nu} = 0$), la contraction avec $L^{\mu\nu}$ ne laisse que trois fonctions de structure indépendantes.

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu}\mathcal{W}_{\mu\nu} &= 4(v_e^2 + a_e^2)[W_1(2(k.k')) + W_2\left(\frac{2(p.k)(p.k') - p^2(k.k')}{M^2}\right) \\ &\quad -\mathcal{A}W_3\left(\frac{(p.k)(q.k') - (q.k)(p.k')}{M^2}\right)] \end{aligned} \qquad (1.11)$$

Ces fonctions de structure sont réécrites sous une forme “habituelle” :

$$F_1 = MW_1 \,;\; F_2 = \nu W_2 \,;\; F_3 = \nu W_3$$

En rassemblant toutes les informations (équations 1.8, 1.9, 1.10, et 1.11), on obtient, après quelques calculs (détaillés dans [3]), la section efficace différentielle en fonction de x_B et y :

$$\frac{d\sigma}{dx_B dy} = \left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^2 8\pi ME|Pr|^2(v_e^2 + a_e^2)\{2x_B F_1 \frac{y^2}{2} + F_2(1-y) - \mathcal{A}x_B F_3(y - \frac{y^2}{2})\} \qquad (1.12)$$

III.2.D L'approximation de Born et le modèle des partons

Pour de grandes valeurs de Q^2 et de x_B, le temps d'interaction peut-être défini en $1/\sqrt{Q^2}$ dans le référentiel où le proton a un moment infini. Le proton est un ensemble de constituants sans interaction, semblable à un gaz parfait. L'interaction est assimilée à un ensemble de sous-processus incohérents. C'est le modèle des partons. Le boson G va interagir avec un parton, particule supposée élémentaire de spin 1/2.

Soit $\hat{p}_i$ le quadri-moment énergie-impulsion du parton i.

$$p = \sum_i \hat{p}_i$$

On négligera la partie transverse des moments des partons. On néglige ainsi le mouvement de Fermi des partons dans le proton, ainsi que les corrections QCD. Cela revient à poser : $\hat{p}_{i\perp}^2 \ll Q^2$ et $\hat{m}^2 \ll Q^2$. On peut réécrire alors la section efficace $e^+p \rightarrow l'X$ comme :

$$\frac{d\sigma}{dx_B dy} = \sum_{\hat{\imath}} \int dx f_i^P(x) \{ \sum_{\hat{\jmath}} \frac{d\hat{\sigma}^{e^+\hat{\imath}\rightarrow l'\hat{\jmath}}}{dx_B dy} \}$$

où $f_i^P(x)$ est la distribution de probabilité de la fraction d'impulsion x portée par le parton $\hat{\imath}$. La section efficace du processus $e^+\hat{\imath} \rightarrow l'\hat{\jmath}$ est directement calculable car il s'agit de l'interaction élastique de deux fermions. Dans ce cadre, nous pouvons écrire :

$$\frac{d\sigma}{dx_B dy} = \sum_{\hat{\imath}} \int dx f_i^P(x) \sum_{\hat{\jmath}} \frac{1}{x} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^2 8\pi \hat{M} E |Pr|^2 (v_e^2 + a_e^2) \{ 2\hat{x}_B \hat{F}_1 \frac{y^2}{2} + \hat{F}_2(1-y) - \mathcal{A}_{\hat{\imath}} x_B \hat{F}_3 (y - \frac{y^2}{2}) \} \tag{1.13}$$

avec

$$\hat{x}_B = \frac{-q^2}{2(\hat{p}.q)} = \frac{x_B}{x}$$

$$\hat{F}_1 = \frac{1}{2}(v_f^2 + a_f^2)\delta(1 - \hat{x}_B)$$

$$\hat{F}_2 = (v_f^2 + a_f^2)\delta(1 - \hat{x}_B)$$

$$\hat{F}_3 = (v_f^2 + a_f^2)\mathcal{A}_f \delta(1 - \hat{x}_B)$$

En comparant les équations 1.13 et 1.12, on obtient par identification les fonctions de structure du proton :

$$F_1 = \frac{1}{2} \sum_{\hat{\imath}} f_{\hat{\imath}}^p(x)(v_{\hat{\imath}}^2 + a_{\hat{\imath}}^2)$$

$$F_2 = \sum_{\hat{\imath}} x f_{\hat{\imath}}^p(x)(v_{\hat{\imath}}^2 + a_{\hat{\imath}}^2) = 2xF_1$$

$$xF_3 = \sum_{\hat{\imath}} x f_{\hat{\imath}}^p(x) \mathcal{A}_{\hat{\imath}} (v_{\hat{\imath}}^2 + a_{\hat{\imath}}^2)$$

où x s'identifie à la variable de Bjorken x_B, qui trouve ici son interprétation physique.

Les fonctions F_i ne dépendent plus de Q^2. C'est l'invariance d'échelle. Cela était prévisible car le proton est pris comme un gaz parfait de partons ponctuels. On remarque aussi que :

$$F_2 = 2xF_1$$

C'est la relation de Callan-Gross [25] valable uniquement dans le modèle des partons. Elle peut s'exprimer autrement en fonction de :

$$R = \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1} = \frac{F_L}{2xF_1}$$

où F_L est la fonction de structure longitudinale du proton, correspondant à l'échange d'un photon polarisé longitudinalement. On aura $R = 0$ et $F_L = 0$.

La section efficace peut être exprimée explicitement en fonction de chaque contribution de quarks. On obtient :

Pour les interactions à courant chargé :

$$\frac{d^2\sigma(e^+p \to \bar{\nu}X)}{dx\,dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\left(\frac{1}{1+Q^2/M_W^2}\right)^2 \left[\ (\bar{u}(x)+\bar{c}(x)) \ + \ (1-y)^2(d(x)+s(x)+b(x))\ \right] \tag{1.14}$$

Et pour les interactions à courant neutre :

$$\frac{d^2\sigma(e^+p \to e^+X)}{dx\,dQ^2} = 2\pi\alpha^2\left(\frac{1}{x\,Q^4}\right)\left[(1+(1-y)^2)\tilde{F}_2 - (1-(1-y)^2)x\tilde{F}_3\right] \tag{1.15}$$

avec

$$\mathrm{\tilde{F}_2(x,Q^2) = \sum_f A_f(Q^2)\,(xq_f(x) + x\bar{q}_f(x))}$$

$$\mathrm{x\tilde{F}_3(x,Q^2) = \sum_f B_f(Q^2)\,(xq_f(x) - x\bar{q}_f(x))}$$

où "f" désigne la saveur des quarks, et où $A_f(Q^2)$ et $B_f(Q^2)$ contiennent les constantes de couplage axial et vectoriel liées au Z^0 et au γ :

$$\mathrm{A_f(Q^2) = e_f^2 - 2e_f v_e v_f P_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)P_Z^2}$$

$$\mathrm{B_f(Q^2) = -2e_f a_e a_f P_Z + 4v_e a_e v_f a_f P_Z^2}$$

Le "e" tient pour positron, le "f" pour le quark au vertex avec le Z^0. P_Z est l'effet du propagateur dû au Z^0, par rapport à celui du photon γ en $1/Q^4$:

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}$$

On observe que $x\tilde{F}_3$ ne contient que la partie de mélange électrofaible ($\gamma - Z^o$, et Z^o pur). Elle intervient négativement à bas x. L'effet de l'interférence entre le photon et le Z^0 est de diminuer ou d'augmenter la section efficace différentielle courant neutre suivant le domaine en x considéré [26]. Cependant, l'effet de l'échange du Z^0 ne devient sensible qu'à très grand Q^2 ou y. Au vu de la luminosité accumulée par HERA jusqu'ici (chapitre 2,I.1.C), il pourra être négligé dans notre analyse.

Le quark top n'est pas mentionné car il ne peut être produit à l'énergie disponible dans le référentiel de centre de masse ($\sqrt{s} = 300\ GeV$) à cause de sa masse élevée. En négligeant le terme en Z^0 et la contribution du quark b, on obtient pour la section efficace d'interaction à courant neutre :

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma(e^+p \to e^+X)}{dx\,dQ^2} &= 4\pi\alpha^2\left(\frac{1}{Q^4}\right)(1-y+\frac{y^2}{2}) * \\ &\quad [\frac{4}{9}x(u(x)+\bar{u}(x)+c(x)+\bar{c}(x)) \\ &\quad +\frac{1}{9}x(d(x)+\bar{d}(x)+s(x)+\bar{s}(x)))]\end{aligned} \tag{1.16}$$

où la contribution de F_L a également été négligée.

Nous avons séparé dans les formules 1.14 et 1.16 les trois termes qui sont déterminants et que nous réutiliserons :

- le couplage $\frac{G_F^2}{2\pi}$ ou $4\pi\alpha^2$
- le propagateur, qui donne accès à M_W pour les courants chargés (uniquement en tant que propagateur),
- la contribution des distributions de quarks où intervient l'hélicité pour les interactions à courant chargé, et les charges électriques pour les interactions à courant neutre.

III.3 Corrections d'ordre supérieur

Dans cette partie, les approximations sont revues une à une, afin d'estimer leur ordre de grandeur. Toutes ces corrections ont été étudiées en détail lors des travaux de préparation de HERA [29] [30].

Les approximations sont :

- Le fait de négliger des masses des particules initiales : s change de 1 GeV^2 (sur 90000 GeV^2!), et les corrections complémentaires sont du même ordre.
- Le fait de négliger la contribution des quarks c et b : ces quarks ont déjà une contribution naturellement faible à la mer du proton. Ils pourraient avoir un effet sensible à très bas x, mais cette région est exclue par la sélection des événements à grand transfert d'impulsion que nous avons choisie (x minimum est de l'ordre de 0.03, voir chapitre 6,II.4.C).
- Les corrections QCD au modèle des partons : Prétendre que le proton est un gaz parfait de partons est évidemment une approximation grossière de la réalité. Les travaux d'Altarelli et Parisi [27] ont décrit les interactions à l'ordre supérieur et ont prédit une dépendance logarithmique en fonction de Q^2 des fonctions de structure. Les mesures de HERA, effectuées de 92 à 95, ont confirmé cette dépendance. Ce n'est pas une propriété liée au hadron sondé, mais simplement à QCD ("running" de α_s). L'effet de ces corrections est de tirer les distributions de probabilité vers les faibles valeurs de x. Leur effet réel pour les grands Q^2, domaine perturbatif, est faible [28]. Mais cet effet devient plus important lorsqu'une extrapolation est faite entre le domaine des expériences sur cible fixe et celui de HERA (voir chapitre 7,I.4). L'ensemble des corrections QCD peuvent être résumées en :
  - les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi, qui introduisent une dépendance logarithmique des densités de partons en fonction de l'échelle Q^2 à laquelle le proton est sondé.
  - les interactions entre les restes du proton et le quark sortant.
  - le fait que $F_L \neq 0$.
- Les corrections QED pures : Cela concerne les radiations initiale et finale d'un photon par le lepton ou le quark. L'effet principal est la diminution de l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse. Cela influence aussi le calcul des variables cinématiques. Suivant la manière de les calculer (voir chapitre 5.I), certaines sont plus sensibles que

d'autres. La correction à apporter est particulièrement importante pour les courants neutres (jusqu'à plus de 50% pour y, calculée par le positron diffusé), alors qu'elle reste inférieure à 25% pour les courants chargés (le neutrino diffusé ne pouvant pas rayonner de photon) dans notre domaine cinématique. Cette correction radiative sera prise en compte dans notre analyse (chapitre 7,III).

- Les corrections électro-faibles : doivent être pris en compte tous les diagrammes en boîtes, ainsi que les boucles avec photon et W, pour les interactions à courant chargé et courant neutre [31]. Leurs effets sont faibles par rapport aux corrections QED pures.

Chapitre 2

HERA et H1

L'accélérateur HERA et le détecteur H1 sont les fondements de cette analyse des interactions de diffusion profondément inélastique à courant neutre ou courant chargé à grand transfert d'impulsion. Ils seront donc décrits en détail, en accordant plus d'importance aux sous-détecteurs qui seront utilisés dans la suite : le détecteur de traces, le calorimètre à argon liquide, le fer instrumenté, et le système de déclenchement. La dernière partie sera consacrée à la chaîne de reconstruction ainsi qu'à la simulation Monte-Carlo des interactions dans le détecteur.

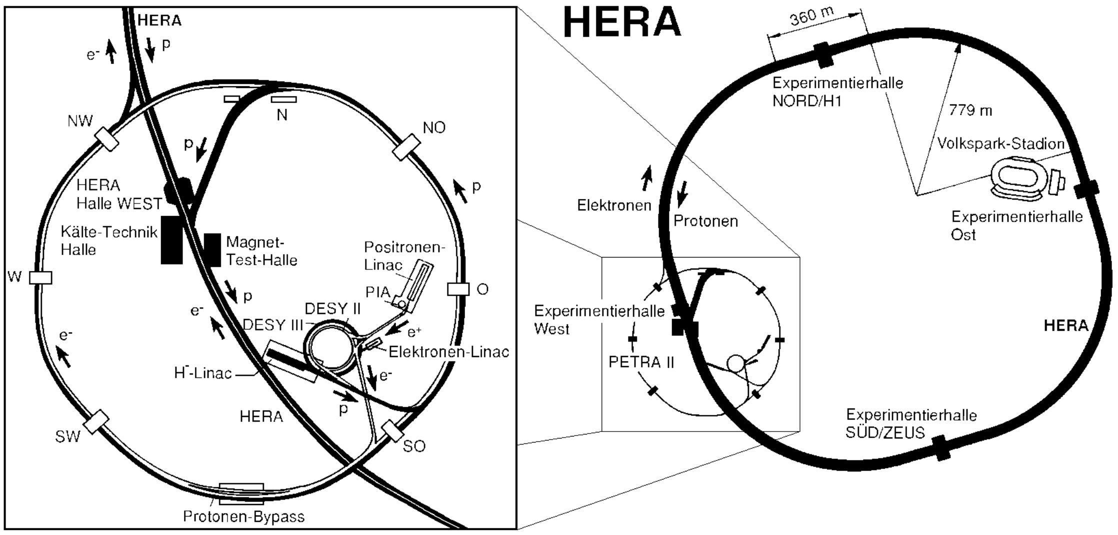

Figure 2.1: Schéma des pré-accélérateurs et de l'accélérateur HERA de DESY à Hambourg.

I L'ACCELERATEUR HERA

HERA n'est pas seulement le nom d'une déesse grecque, mais aussi l'acronyme de "Hoch Energie Ring Anlage". Il s'agit d'un collisionneur de haute énergie électron (ou positron) proton, construit par l'Allemagne sur le site de DESY à Hambourg.

Dans cette partie, nous utiliserons indifféremment électron et positron pour le lepton accéléré car les deux types de faisceau sont disponibles, et sont produits de manière semblable.

I.1 L'accélérateur HERA et son environnement

La probabilité des interactions de diffusion profondément inélastique étant faible, de multiples collisions *ep* sont nécessaires pour espérer observer des phénomènes intéressants. Cela n'est possible à grande énergie que dans un collisionneur où leptons et protons sont regroupés par paquets tournant en sens inverse. Cela permet la réutilisation d'un même paquet à chaque croisement.

Cependant, avant de se croiser, les faisceaux ont dû suivre un chemin relativement complexe que nous allons tenter de décrire brièvement.

I.1.A Chemin des faisceaux dans les préaccélérateurs

Les électrons produits par un des pré-accélérateurs (LINAC I) sont regroupés par paquets de 4.10^{10} particules et accélérés jusqu'à 12 GeV dans l'anneau PETRA II (figure 2.1). Une fois cette énergie atteinte, les 70 paquets sont envoyés dans l'anneau de HERA, où ils atteignent après quelques tours leur énergie nominale de 27.5 GeV. Cette opération est effectuée trois fois pour atteindre le nombre de 210 paquets.

Année	Paquets interagissant	Paquets purs e	Paquets purs p	
1994 e^+	153∗153	15	17	
1995 e^+	174∗174	15	6	(typiquement)

Tableau 2.1: Description des paquets des faisceaux en 94 et 95.

Les protons proviennent d'ions hydrogène qui, après avoir été accélérés à 40 GeV dans PETRA II, sont envoyés dans l'anneau HERA par groupes de 70 paquets. Leur énergie est alors augmentée à 820 GeV. Puis l'opération est répétée jusqu'a obtenir 210 paquets.

Dans l'anneau HERA, les paquets de même type (ou "bunches") sont séparés de 96 ns, ce qui entraîne la nécessité d'avoir un système de déclenchement très rapide au niveau des détecteurs.

Potentiellement, HERA est conçue pour traiter 210 paquets d'électrons et de protons. Cependant, ces conditions nominales n'ont pas encore été complètement atteintes. Le nombre de paquets se croisant effectivement est indiqué dans le tableau 2.1 pour les années 94 et 95. Les paquets purs sont des paquets d'électrons ou de protons n'ayant pas de vis-à-vis. Ces paquets libres permettent l'étude dans les détecteurs des événements bruit de fond purement liés aux faisceaux.

I.1.B Caractéristiques des faisceaux dans HERA

L'énergie et les particules des faisceaux étant différentes, chaque faisceau circule dans un anneau qui lui est propre. Les conditions ne sont pas encore tout à fait nominales (tableau 2.2).

- L'anneau du faisceau d'électrons est équipé de cavités radio-fréquences (RF) supraconductrices pour l'accélération et la compensation de l'énergie perdue par rayonnement synchrotron. Des aimants classiques suffisent à le maintenir en position.
- Le faisceau de protons nécessite des aimants supraconducteurs (B=4.68 T) pour le maintenir dans l'anneau. Les cavités RF sont beaucoup moins puissantes que pour l'anneau des électrons puisque à énergie identique, l'énergie perdue à chaque tour est moindre pour les protons.

L'accélérateur HERA tient un vide poussé (1 à 2.10^{-9} hPa), afin de maximiser la durée de vie des faisceaux et de limiter les interactions faisceau-gaz résiduel qui gênent les analyses.

I.1.C Luminosité

La luminosité intégrée délivrée par la machine en fonction du temps est donnée figure 2.2. En juillet 94, le faisceau d'électrons a été changé en faisceau de positrons, ce qui explique le plateau observé à ce moment.

	Nominal		effectif en 94 et 95	
	anneau p	anneau e	anneau p	anneau e
Energie (GeV)	820	30	820	27.5
Courant par paquets (μA)	760	290	250	150
Nombres de paquets	210	210	199	180
Séparation des paquets (ns)	96	96	96	96

Tableau 2.2: Tableau des valeurs nominales et actuelles (94 et 95) de HERA.

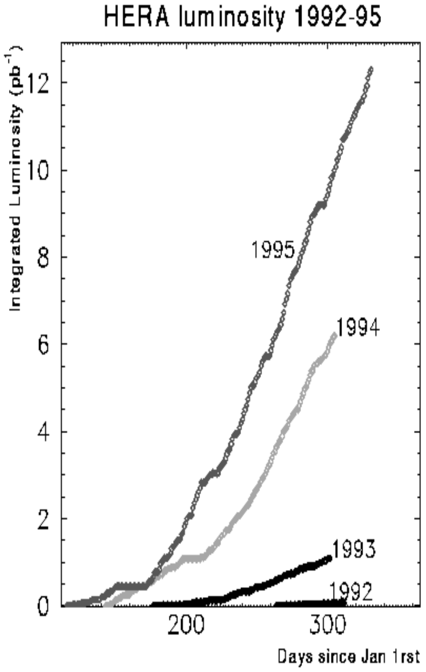

Figure 2.2: Luminosité délivrée par HERA de 1992 à 1995.

I.2 Les expériences de l'accélérateur

Les faisceaux de positrons et de protons se croisent en deux points : au Nord, où se situe le détecteur H1 (pour Hera 1), et au Sud, où se trouve l'expérience ZEUS. En plus de ces deux détecteurs multi-tâches, sur le faisceau de positrons se trouve HERMES dans le hall Est, et sur le faisceau de protons, HERA B à l'Ouest.

ZEUS et H1 ont commencé à prendre des données en 92, HERMES fin 95, et HERA B est toujours en construction. Ces deux dernières expériences n'ont donc pas influencé de manière déterminante la qualité des faisceaux pendant la période d'analyse choisie (positrons en 94 et 95).

II H1 DANS LE DETAIL

Seuls les principaux détecteurs utilisés dans l'analyse seront décrits en détail. Pour les autres sous-détecteurs, outre les notes techniques spécifiques associées, on pourra trouver une description détaillée dans [32].

L'interaction à courant neutre de la figure 1.2 servira de base pour la description du détecteur. L'axe z est défini suivant l'axe des faisceaux. La partie avant sera la partie gauche du détecteur, dans la direction du faisceau de protons ($z > 0$), et la partie arrière sera dans la direction des positrons ($z < 0$). Le point d'interaction (IP, $z = 0$) est situé au centre du détécteur. L'axe y vertical pointe vers le haut du détecteur, et l'axe x est défini de telle sorte que (x, y, z) forme un trièdre direct (figure 1.2). L'angle polaire θ est défini par rapport à la direction $z > 0$, et l'angle azimutal ϕ à partir de l'axe x.

II.1 Une vue globale

II.1.A Description générale

La différence d'énergie entre les faisceaux de protons et de positrons explique l'asymétrie du détecteur H1. Les protons arrivent par la droite, et les positrons par la gauche. L'interaction a lieu a peu près au centre du détecteur.

La mesure des diffusions profondément inélastiques nécessite :

- Des détecteurs de traces (les chambres centrales, avant, et arrière) pour l'identification du vertex de l'interaction et la détermination de l'impulsion des particules de faible énergie.
- Un calorimètre (à Argon liquide pour le détecteur H1), afin de mesurer l'énergie des particules issues de l'interaction. Il est séparé en deux avec en premier, la partie électromagnétique dédiée aux photons et électrons et en second, la partie hadronique pour les autres particules.
- Une bobine supraconductrice fournissant un champ magnétique suffisamment puissant (1.12T pour H1) pour courber les trajectoires des particules, permettant ainsi la mesure de leur énergie transverse, et l'identification de leur charge.

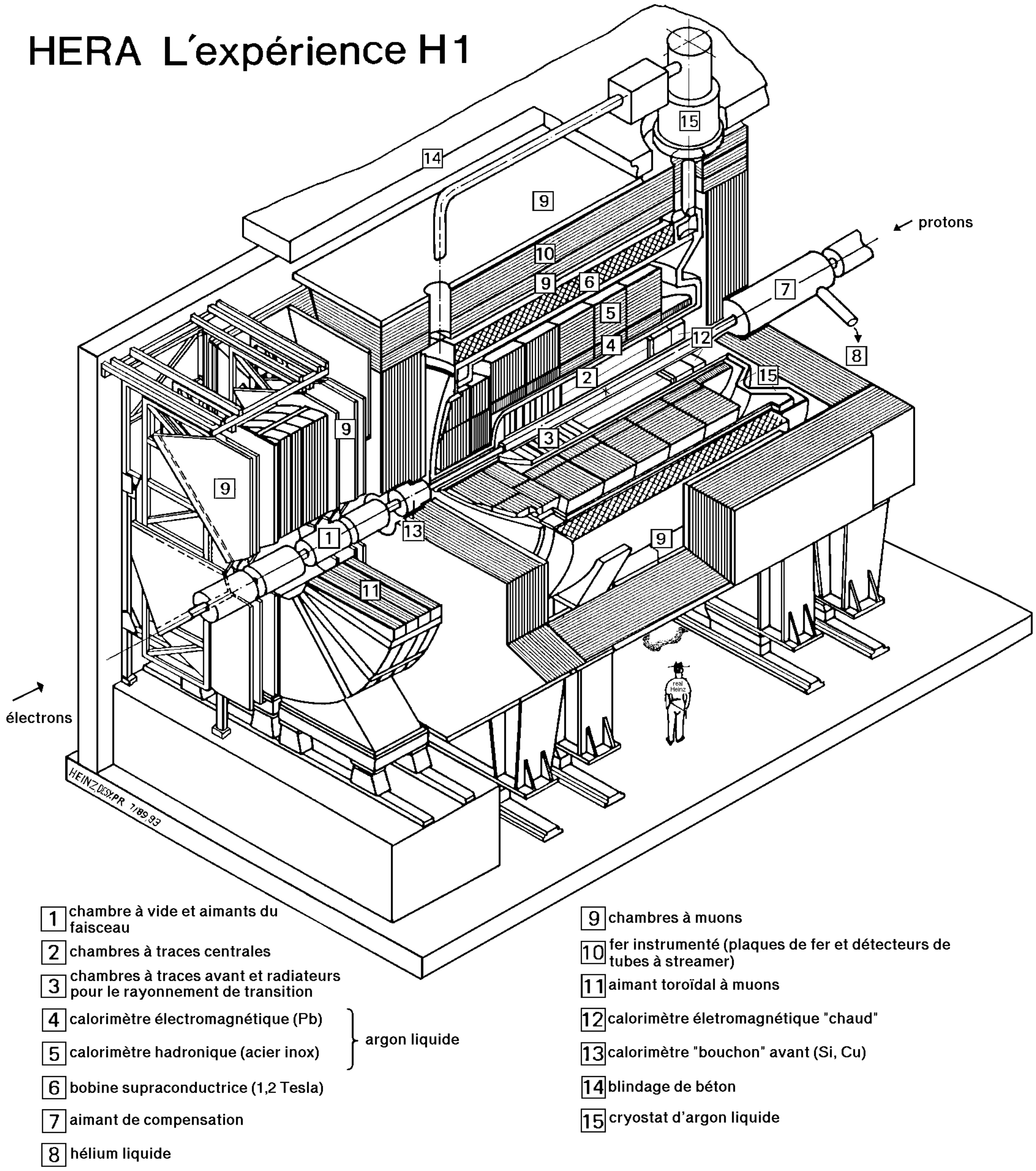

Figure 2.3: Coupe du détecteur H1.

- Un détecteur de muons et un calorimètre de fin de gerbes, pour la mesure des gerbes hadroniques suffisamment énergétiques pour traverser le calorimètre à argon liquide, et pour la détection des muons, seules particules chargées qui peuvent traverser tout le détecteur.
- Enfin, un luminomètre (invisible sur la figure), et un système de scintillateurs (ToF et mur veto, à l'arrière) pour détecter une éventuelle interaction proton-tube ou proton-gaz à l'extérieur du détecteur.

L'ensemble de H1 est complété par le calorimètre électromagnétique "BEMC" à l'arrière et le "PLUG" à l'avant pour couvrir le plus grand angle polaire possible, ainsi que par un spectromètre à muons à l'avant. Cependant, ces trois détecteurs ne seront pas utilisés dans la suite de cette thèse. Ils ne seront donc que brièvement décrits.

II.1.B Les changements 94-95

Entre la fin de la prise de données de 1994 et celle de 1995, la configuration de H1 a été améliorée. Le tube à vide a été rétréci, ce qui a permis la mise en place de plusieurs sous-détecteurs. Le calorimètre "SPACAL" a remplacé l'ensemble du BEMC et des scintillateurs qui suivaient. Le détecteur arrière de traces a été remplacé. Deux détecteurs de vertex au silicium ont été installés au niveau du tube à vide ; des pots romains ont été placés à plusieurs dizaines de mètres du point d'interaction vers l'avant pour mesurer le proton diffusé dans le cas de processus diffractifs.

Ces changements n'ont cependant que très peu d'influence sur l'analyse des interactions de diffusion profondément inélastique à grand transfert d'impulsion. Le seul effet réel pour l'analyse est un changement des conditions de déclenchement adaptées au fait que les scintillateurs arrière sont remplacés par l'information temporelle de SPACAL.

II.2 Les détecteurs de traces

Les chambres des détecteurs de traces peuvent être réparties en deux catégories :

- "rapides" : ce sont les chambres proportionnelles à fils, avec au centre CIP-COP ("Inner" et "Outer Proportional Chamber"), à l'avant les chambres multifils ("Forward multi-Wire Proportional Chambers"), et à l'arrière la BPC ("Backward Proportional Chamber"). Elles servent à l'identification rapide du type d'événement, et par conséquent à la décision du système de déclenchement.
- "lentes" : ce sont les chambres à dérive avec au centre CJC 1 et 2 ("Central Jet Chamber"), CIZ et COZ ("Inner" et "Outer Z Chamber"), à l'avant , les chambres planaires, les détecteurs à transition de radiation (TRD ou "Radiation Transition Detector") et les chambres radiales. Elles servent à la reconstruction précise de la trajectoire des particules. Par la mesure du rayon de courbure de leur trace, ces chambres permettent une mesure de leur impulsion avec une résolution de l'ordre de $\Delta P/P = 0.003P$ (GeV).

La table 2.3 résume toutes les dimensions géométriques de ces détecteurs. Nous commencerons la description par les chambres rapides.

sous-détecteur	position	couverture		résolution			
	longitudinale	radiale	polaire	(mm)			
	z (cm)	$R_{min} - R_{max}$ (cm)	$\theta_{min} - \theta_{max}$ (^{o})	σ_z	$\sigma_{r\phi}$	σ_r	$\sigma_{x,y}$
Radiales	153.9/201.5/243.7	15.0 – 75.0	3.5 – 26.0	0.19	–	30.0	–
Planaires	132.4/174.6/216.8	15.0 – 75.0	3.8 – 29.5	–	–	-	0.17
FWPC	145.1/187.4/229.7	15.0 – 75.0	3.7 – 27.3	–	–	–	–
CIP	-112.5 – 106.5	15.4 – 16.9	8.3 – 172.2	–	–	–	–
CIZ	-108.0 – 72.0	17.4 – 20.0	13.6 – 170.8	25.0	0.26	–	–
CJC1	-112.5 – 107.5	20.3 – 45.1	10.7 – 169.7	0.17	22.0	–	–
COZ	-110.5 – 105.5	46.0 – 48.5	23.6 – 157.3	58.0	0.20	–	–
COP	-110.7 – 106.5	49.7 – 51.8	25.1 – 155.8	–	–	–	–
CJC2	-112.5 – 107.5	53.0 – 84.4	26.3 – 154.7	0.17	22.0	–	–
BPC	-142.8 – 139.6	13.5 – 65.0	155.1 – 174.8	–	–	–	2.0

Tableau 2.3: Dimensions géométriques et acceptance angulaire des détecteurs de traces.

II.2.A Les chambres centrales : CIP/COP

Ces chambres sont fines ($0.14\% X_o$ pour CIP et $0.18\% X_o$ pour COP), afin d'éviter une dégradation de la reconstruction des traces dans les chambres à dérive qui suivent. Elles sont toutes deux constituées de deux chambres proportionnelles. La plus proche du faisceau (CIP) possède 60 cellules en z ($\Delta z = 3.65$ cm) $*8$ en ϕ ($\Delta\phi = 45^o$), soit un total de 480 damiers. De son coté, COP, située à un rayon de 50 cm du faisceau, contient 288 damiers de 12 cm (en z) couvrant chacun un angle de 22.5^o.

Leur temps de réponse est de 75ns pour CIP et 60ns pour COP. Il est donc possible avec ces détecteurs de séparer les différents croisements de faisceaux.

II.2.B Les FWPC

Elle font partie intégrante des 3 supermodules du détecteur de traces avant (voir figure 2.6) à raison d'une chambre proportionnelle multifils par module. Chacune est composée de deux plans de fils séparés par trois plans de cathodes. Tous ces plans sont perpendiculaires à l'axe z. Ils sont découpés en 8 secteurs en ϕ, 20 damiers par secteur dont le rayon augmente géométriquement à partir du centre. Leur rapidité (20ns) les rend utiles malgré leur faible précision géométrique.

II.2.C Le détecteur de traces arrière

Ce détecteur ne sera pas utilisé dans l'analyse.

En 94, la chambre proportionnelle arrière (BPC) est acollée au BEMC. Elle est constituée de 4 plans de fils orientés chacun de 45^o par rapport à leur prédécesseur. Cinq plans cathodiques de 50μm sont intercalés. La lecture du signal se fait par les anodes (contrairement à tous les autres détecteurs de traces de ce type dans H1).

En 95, la chambre à dérive arrière (BDC) est plus précise, car elle posséde 5 couches octogonales, chacune contenant 2 demi-plans de chambre à dérive perpendiculaires à l'axe z. Les anodes sont tissées en toile d'araignée, ce qui donne un champ de dérive approximativement parallèle à la direction radiale.

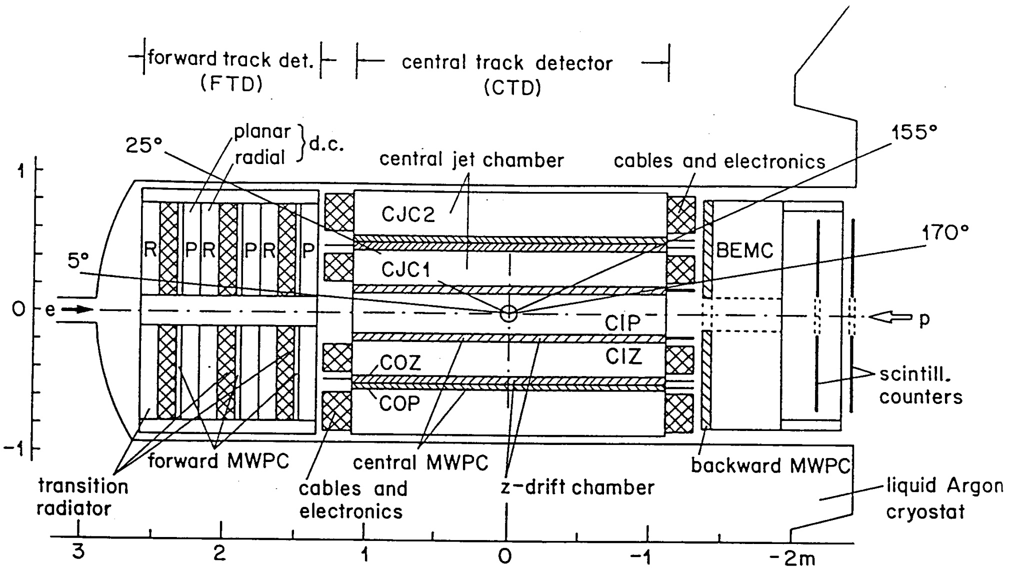

Figure 2.4: Coupe du détecteur de traces central.

II.2.D Les chambres à dérive (CJC 1 et 2)

Les Chambres Centrales à dérive (“Central Jet Chamber”, ou CJC) sont les principales chambres centrales. Elles permettent la mesure des traces, des moments transverses des particules les traversant, ainsi que leur identification par leur perte d'énergie en fonction de la distance parcourue ($\frac{dE}{dx}$).

Ces chambres sont constituées de cellules dans le plan (x,y). Chaque cellule définit un secteur angulaire, incliné de 30^o par rapport à la direction radiale. Les fils sont parallèles à l'axe z. Cette géométrie particulière a plusieurs avantages :

- Une résolution optimum des traces, car les électrons produits lors de l'interaction d'une particule à grande impulsion avec les atomes de gaz des chambres se déplacent perpendiculairement aux fils sensibles,
- La levée de l'ambiguité de recombinaison entre bouts de traces de cellules adjacentes,
- Chaque trace traverse au moins une fois par chambre le plan des fils sensibles (figure 2.5), ce qui donne une bonne précision sur le temps de passage de la particule (de l'ordre de la nanoseconde).

II.2.E CIZ/COZ

Ces deux chambres permettent une détermination précise du vertex, supérieure à celle des autres chambres. Elles servent également au système de déclenchement de niveau 1 (voir II.5.a). CIZ est composé de 12 anneaux de 16 cellules, et COZ de 24 anneaux de 24 cellules. Les anneaux sont perpendiculaires à l'axe du faisceau et répartis suivant celui-ci. Cette configuration donne une bonne résolution en z, complémentaire de la résolution (x, y) donnée par la CJC, car la dérive des électrons s'effectue le long de l'axe z. Leur résolution typique est de l'ordre de $\Delta z \approx 300\mu$m et 7^o en ϕ.

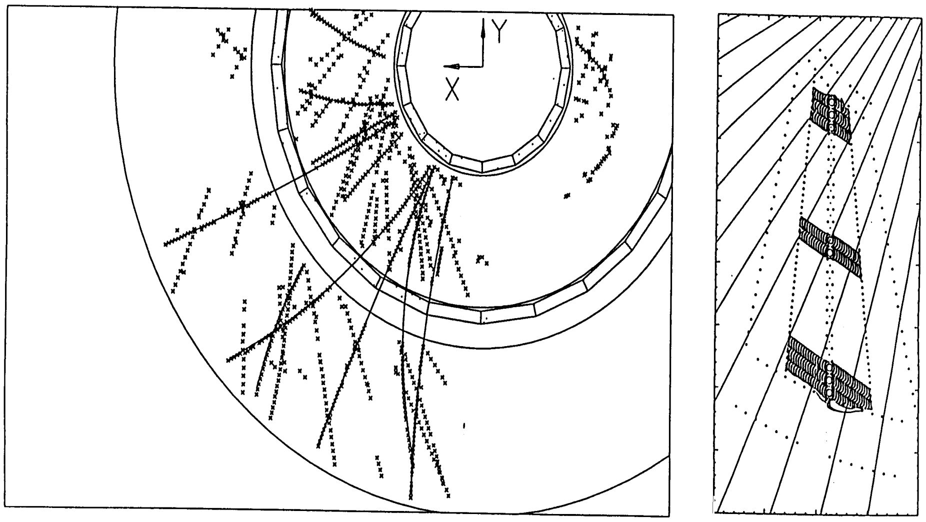

Figure 2.5: Illustration du passage d'une particule chargée dans la CJC

II.2.F Détecteur de traces avant : FTD

Le détecteur de traces avant (FTD pour "Forward Tracking Detector", figure 2.6) est composé de 3 supermodules, couvrant un angle θ allant de 5 à 30^o (figure 2.7, la zone utile réelle s'étend en fait de 5.1 à 21.6^o). Chaque supermodule contient par ordre d'apparition en partant du point d'interaction (IP, z=0) : une chambre planaire à dérive, une chambre proportionnelle multifils (FWPC), un milieu de radiation de transition (TRD), et enfin une chambre radiale. Le milieu de transition de radiation sert à la séparation e/π (avec 90% d'efficacité) car la perte d'énergie des électrons dans le milieu permet l'émission de rayons X détectés par les chambres radiales situées juste après.

Les chambres planaires : Chacune possède 3 plans de 32 cellules rectangulaires orientées à 0, +60 et -60 degrés par rapport à la verticale. Les fils sont perpendiculaires à l'axe z. Le tout donne une résolution angulaire en θ meilleure que 1 mrad.

Les chambres radiales : Dans ces chambres, les fils suivent la direction radiale, perpendiculaire à l'axe z. Il y a au total 48 cellules en ϕ (7.5^o chacune), séparées par un plan de cathode. Les fils sensibles des cellules sont décalés pour lever l'ambiguïté gauche-droite.

II.3 Les calorimètres

Les détecteur de traces permettent de déterminer le point où a eu lieu l'interaction et de mesurer l'impulsion des particules les moins énergiques. Il faut à présent connaître l'énergie de l'ensemble des particules issues de cette interaction. C'est le rôle des calorimètres.

Les calorimètres sont constitués d'une succession de milieux absorbeurs et de milieux détecteurs. Ils ont pour but de mesurer l'énergie des particules les plus énergiques en les absorbant. Les

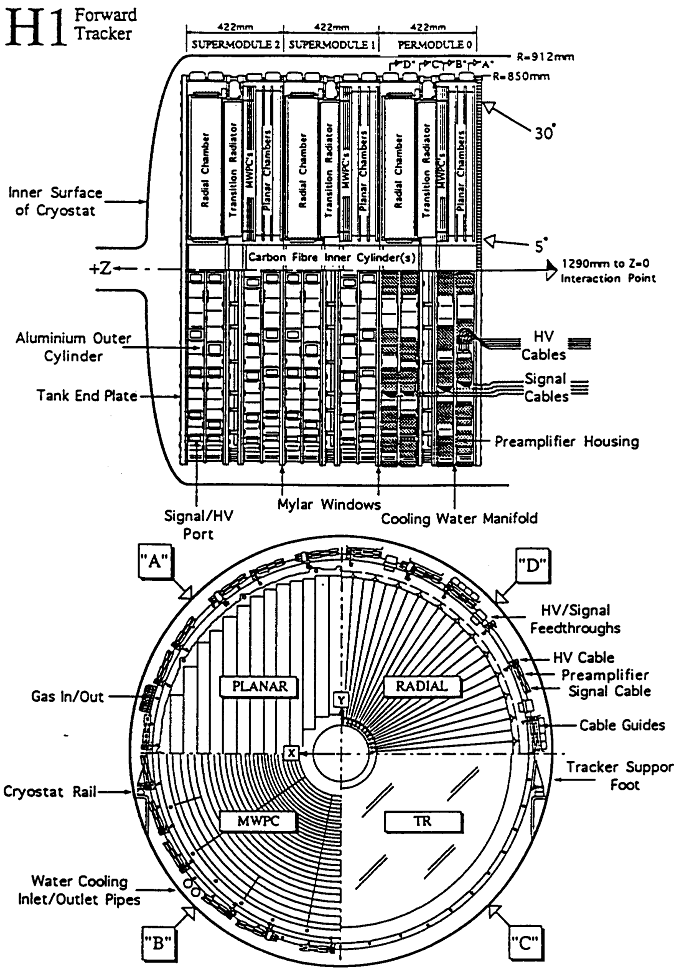

Figure 2.6: Le détecteur de traces avant.

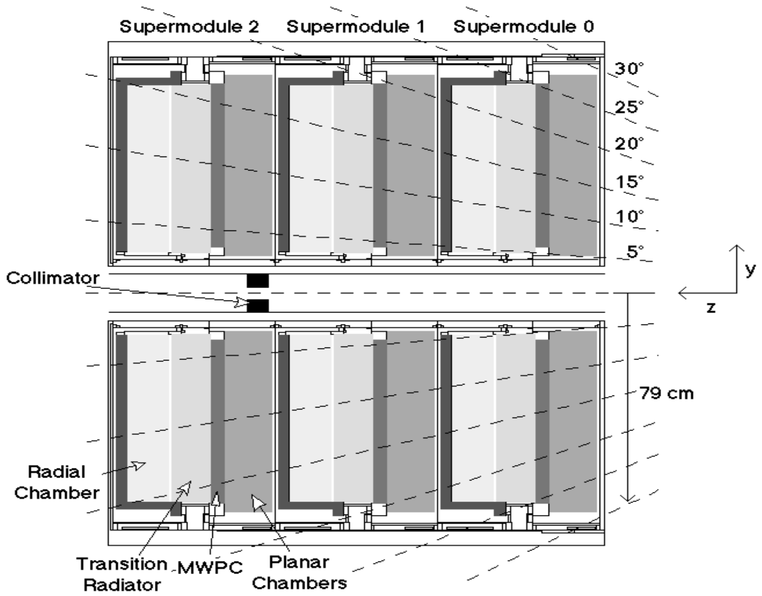

Figure 2.7: Courverture angulaire du détecteur de traces avant.

calorimètres de H1 sont au nombre de quatre : le principal est le calorimètre à argon liquide (ou "LAr") couvrant un angle polaire allant de 4 à 153 degrés. Il est complété à l'avant par le calorimètre bouchon ("PLUG", $\theta = 0.6 - 3.56^o$), et à l'arrière par le calorimètre électromagnétique arrière ("BEMC") en 1994, puis le calorimètre "spaghetti" ("SPACAL") en 1995. Enfin, le calorimètre de fin de gerbe ("Tailcatcher") entoure tout le détecteur.

II.3.A Le calorimètre à Argon Liquide (LAr)

Le calorimètre à argon liquide est à symétrie cylindrique et couvre 2π en ϕ. C'est le détecteur le plus important de notre analyse, et nous reviendrons sur le contrôle des données et sa calibration en temps (Chapitre 3), et en énergie (Chapitre 5.II).

Parmi les multiples possibilités de technologie de calorimétrie, celle à argon liquide à été préférée pour les raisons suivantes :

- une bonne stabilité dans le temps : on mesure l'évolution de la pureté de l'argon liquide par l'étude du signal induit par des sources en Bi^{207} radioactif dans des chambres à ionisation placées dans le calorimètre. Ce signal diminue de moins de 0.5% par an.
- une fine granularité possible techniquement, ce qui entraîne une bonne séparation e/π ainsi qu'une mesure précise des flux d'énergie,
- une bonne homogénéité de la réponse dans tout le détecteur,
- une bonne résolution de la réponse aux gerbes électromagnétiques,
- une calibration aisée.

Ce choix technologique a cependant l'inconvénient que ce calorimètre n'est pas compensé. Cela signifie que les électrons et les hadrons de même énergie n'induisent pas la même réponse du calorimètre. Il est donc nécessaire de pondérer les énergies mesurées dans la partie hadronique lors de la reconstruction des données (voir III.1).

Le calorimètre à argon liquide est découpé en 8 roues, segmentées en ϕ en 8 octants identiques. C'est un compromis entre la minimisation de la quantité de matériau mort et l'aisance de fabrication, de montage, de test et de maintenance du calorimètre. Ce découpage implique la présence de zones sans détecteurs (appelées "cracks" ou "trous") en z et en ϕ. Les plus importantes en z se situent à +26, -62, et -150 cm du point nominal d'interaction (IP). La division en octants laisse un trou tous les 45^o dans la partie électromagnétique (voir figure 2.8). Nous en reparlerons pour la détection du positron diffusé (Chapitre 4.II.2.b).

Outre les 8 roues et 8 octants, le calorimètre à argon liquide est décomposé en 2 parties : électromagnétique (la plus proche du faisceau, pour absorber électrons et photons) et hadronique (pour absorber les autres particules). La première roue à l'avant est purement hadronique ("IF2H" et "OF2H" sur la figure 2.8), alors que la dernière est purement électromagnétique ("BBE").

Figure 2.8: Coupe transversale du calorimètre à argon liquide. Les 8 roues sont visibles, ainsi que la séparation des parties électromagnétiques (foncées) et hadroniques (striées).

a) La partie électromagnétique

De 20 à 30 longueurs de radiation X_o, cette partie est composée de 3 à 4 sections longitudinales. Une cellule de détection électromagnétique (figure 2.9 en haut) est composée d'une plaque de plomb, qui sert de déclencheur de cascade, suivie par 2.4 mm d'argon liquide pour détecter l'énergie perdue par la particule. La haute tension est appliquée sur une des plaques en plomb, la lecture étant faite par des damiers en cuivre posés sur l'autre plaque. La résolution en énergie, mesurée au CERN et contrôlée dans le hall Nord [34] varie de 10 à $13\%/\sqrt{E}$ avec un terme constant inférieur à 1%.

b) La partie hadronique

Elle est plus épaisse par nécessité ($5-8$ longueurs d'interaction λ_o en 4 à 6 sections longitudinales). Les cellules élémentaires (schéma 2.9) sont composées de plans de lecture indépendants insérés dans l'armature du calorimètre, faite de plaques d'acier soudées de 16 mm d'épaisseur jouant le rôle d'absorbeur. Chaque plan de lecture comprend une plaque de G10 centrale, collectant le signal, et deux plaques d'acier de 1.5 mm pour l'application de la haute tension. L'argon liquide occupe une épaisseur de 2.4 mm. La résolution de la partie hadronique est de $50\%/\sqrt{E}$ avec un terme constant d'approximativement 2%. Ces résultats viennent des tests CERN précédemment cités, après application de la pondération pour cette partie du calorimètre.

Figure 2.9: Coupe d'une cellule électromagnétique (en haut) et hadronique (en bas) du calorimètre à argon liquide.

c) Electronique

Les charges collectées dans l'argon donnent un signal d'ionisation triangulaire ayant un temps caractéristique de 500 ns. Ce signal est mis en forme par le système électronique.

Deux types de signaux sont extraits du calorimètre à argon liquide (figure 2.10) :

- Le signal cellule : appelé dans la suite "signal calorimétrique", il sert à la mesure précise en énergie (grâce à la fine granularité du calorimètre). Il passe par un système électronique de mise en forme lente.
- Le signal "FADC" : appelé dans la suite "signal déclenchement", il donne une mesure grossière de l'énergie mais en un temps très court (il est défini à chaque croisement de faisceaux). Son but est de déterminer rapidement les caractéristiques des dépôts d'énergie de l'événement. Le signal de déclenchement est traité d'abord analogiquement, puis digitalisé pour effectuer de rapides calculs, et donner un signal sur la topologie de l'événement au déclenchement de niveau 1.

Les 45000 signaux des cellules sont regroupés par petites tours ("Trigger Towers", notées TT), définies de telle sorte qu'elles pointent toutes vers le point d'interaction. Elles décrivent 23 canaux en θ et jusqu'à 32 canaux en phi. Le signal est sommé dans ces petites tours (les parties électromagnétique et hadronique étant séparées). Un discriminateur analogique agit ensuite sur la somme de la partie électromagnétique et hadronique , avec des seuils différents

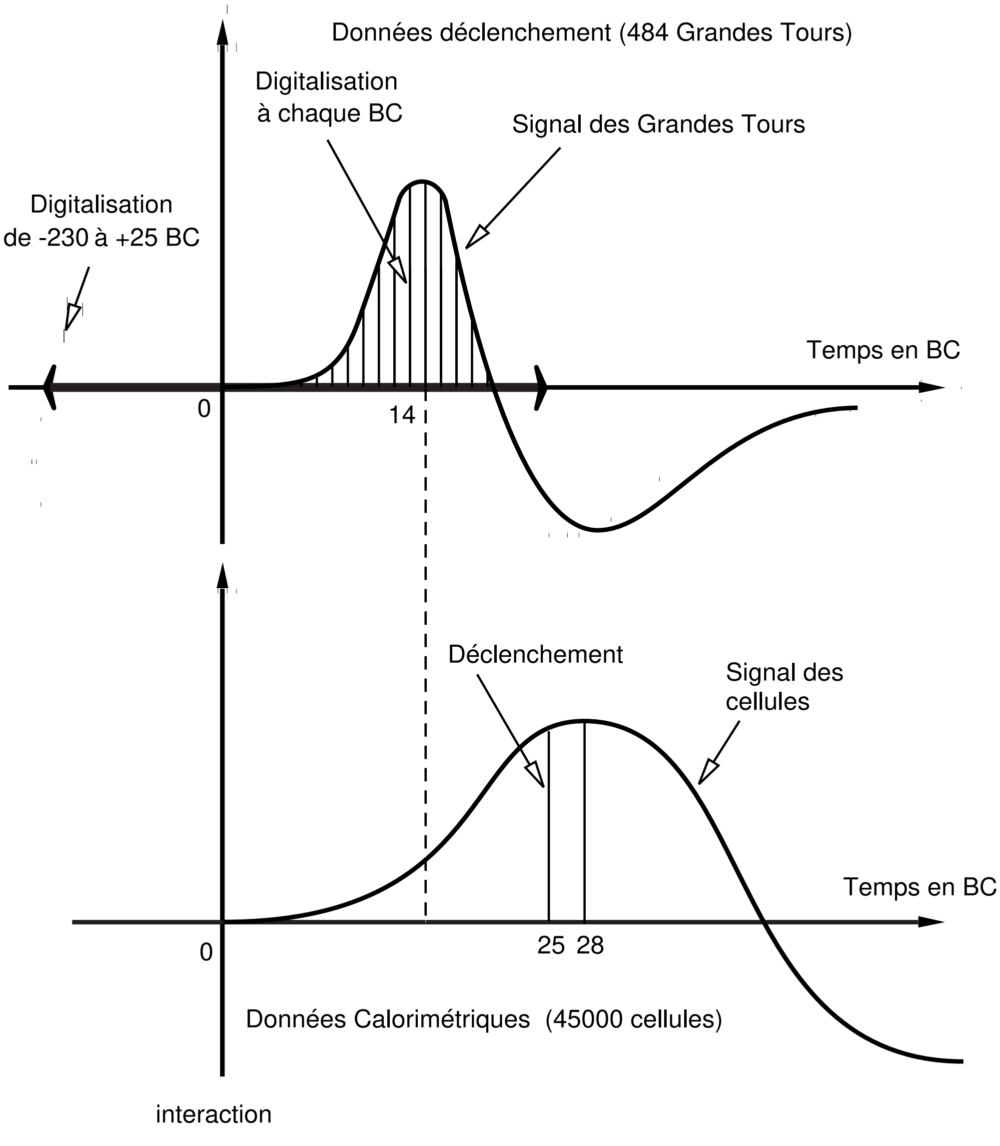

Figure 2.10: Les deux types d'information fournies par le calorimètre à argon liquide : le signal déclenchement (en haut) et le signal calorimétrique (en bas).

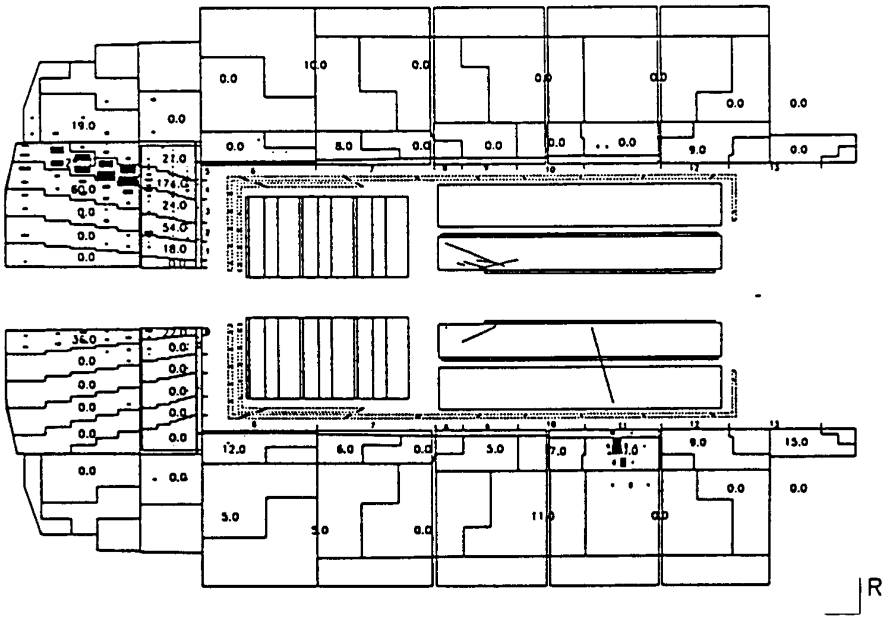

Figure 2.11: Coupe transverse du calorimètre à argon liquide, avec mise en valeur des grandes tours projectives. Les dépôts dans les cellules sont marqués en noir pour cet événement courant neutre.

et modifiables afin de limiter le bruit électronique ainsi qu'un taux de déclenchement trop grand. Ensuite, l'énergie mesurée dans 1, 2 ou 4 petites tours est sommée (parties hadronique et électromagnétique toujours séparées) pour former 480 Grandes Tours ("GT" dans la suite). La topologie de ces grandes tours est donnée par la figure 2.11. 24 grandes tours supplémentaires sont allouées au BEMC/SPACAL et au PLUG, et 8 sont libres (soit un total de 512 grandes tours). Les signaux de ces grandes tours sont à nouveau traités avant d'être envoyés vers le centre de décision logique du système de déclenchement de niveau 1.

II.3.B Le calorimètre bouchon avant : PLUG

Le PLUG est un petit calorimètre qui permet de fermer l'angle solide à l'avant, afin de minimiser le nombre de particules perdues dans le tube à vide. Il sert également de veto contre des événements bruit de fond.

Sa taille est de 69 cm de long, soit 4.25λ ($\equiv 44.6X_o$). Proche du faisceau, entre 6 et 32 cm de rayon, il est formé de 9 couches de cuivre de 5 cm instrumentées de 8 couches de G10 contenant au total 42 détecteurs au silicium de 400 μm d'épaisseur. La résolution en énergie est faible ($150\%/\sqrt{E}$) et fortement détériorée par la quantité importante de matériaux morts le séparant du point d'interaction.

Il ne sera pas utilisé dans l'analyse car il n'améliore pas la mesure des variables dans notre domaine cinématique.

II.3.C Les calorimètres arrière : BEMC/SPACAL

Ces détecteurs ne seront décrits que très brièvement car ils ne seront pas utilisés dans notre analyse (sauf l'information temporelle de SPACAL, remplaçant le TOF).

a) Le BEMC

Situé à $z = -144$ cm du point d'interaction, le BEMC est de symétrie cylindrique. Il couvre les angles polaires de 151.5^o jusqu'à 176.5^o. Les 360^o sont couverts en ϕ. Il s'agit d'un calorimètre purement électromagnétique, d'épaisseur $22.5X_o$, soit 0.97 λ (pour une particule d'impact perpendiculaire au BEMC). Il est composé de 88 modules carrés 16*16 cm^2, chacun fait d'un empilement de 50 couches de détection. Chaque couche comprend un scintillateur de 4 mm suivi d'une plaque de Pb de 2.5 mm. La lumière est recueillie par des "changeurs de longueurs d'onde" ("Wave-Length shifters", ou WLS) placés au bord de chaque module afin de pouvoir transporter le signal aisément pour le traitement. Entre le BEMC et le calorimètre à argon li-quide, un espace a été volontairement laissé libre afin de pouvoir atteindre les détecteurs de traces, sans avoir à démonter tout le calorimètre et son cryostat. Le BEMC est donc indépendant. Cela crée une inhomogénéité entre les deux détecteurs.

b) SPACAL ("SPAghetti CALorimeter")

Il a le même but que le BEMC, mais possède en plus de ce dernier les caractéristiques suivantes :

- il est mieux segmenté : 2168 modules de PbF_2 carrés ($3*3*22$ cm^3),

- il possède une partie hadronique,
- le système du ToF est incorporé.

Son homogénéité et sa bonne résolution (grâce à sa fine granularité et sa grande densité) facilitent la séparation e/π, et permettent la réjection du bruit de fond.

Un peu plus gros que le BEMC, sa couverture angulaire va de θ : 151.9 à approximativement 177^o, et son rayon de 6.7 à 76.8 cm. Il a été testé et calibré au CERN [35], puis contrôlé et recalibré sur place après son installation. Sa résolution temporelle est meilleure que 0.4 ns.

II.3.D Le calorimètre de fin de gerbe : Le Fer instrumenté (partie "TailCatcher")

Le calorimètre de fin de gerbes a pour but de mesurer l'énergie des grandes gerbes hadroniques qui traversent tout le calorimètre à argon liquide, ou celles qui passent au travers du BEMC. Faisant partie intégrante du Fer instrumenté, il sera décrit un peu plus loin.

II.4 Les autres sous-détecteurs

II.4.A Le Fer instrumenté

Il sert de retour de champ à la bobine. Il permet également de détecter les muons (seules particules chargées capables de traverser tout le détecteur) ainsi que les fins de gerbes hadroniques. Sa structure octogonale entoure tout le détecteur. Chaque octant (figure 2.12) est constitué de 10 plaques d'acier de 7.5 cm équipées de 16 plans de "tubes à streamer". Les 5 couches supplémentaires sont réparties ainsi : 2 devant, une au milieu, et 2 derrière.

Le Fer instrumenté permet de mesurer les muons de 1.5 à 170 GeV. Les traces des muons sont bien reconstruites, avec un nombre de points variant de 5 à 15. Cela en fait donc un détecteur important pour la réjection des bruits de fond de muons cosmiques ou de halos (voir chapitre 4,II.3.C).

Le détecteur de fin de gerbes : une partie des "tubes à streamer" du Fer instrumenté (11 plans sur 16) est équipée de damiers pour mesurer l'énergie des gerbes hadroniques traversant le calorimètre à argon liquide (et le BEMC en 94). La réponse en énergie est linéaire au moins jusqu'à 30 GeV. Sa résolution est de $100\%/\sqrt{E}$, d'après les tests effectués au CERN [37].

II.4.B Le spectromètre à muons

Situé tout à l'avant du détecteur, il est composé de chambres à dérive octogonales et d'un disque en acier de 1.2 m d'épaisseur et 1.45 m de rayon (figure 2.13). Le champ toroïdal fourni par ce cylindre permet la mesure des muons d'impulsion comprise entre 5 et 200 GeV et produits dans un angle de 3 à 17 degrés par rapport à l'axe z.

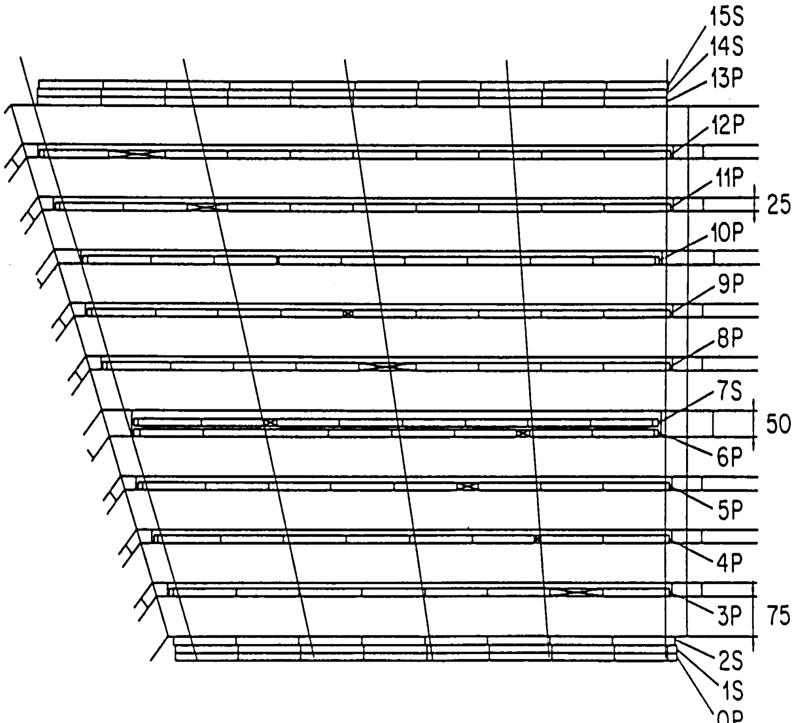

Figure 2.12: Coupe transversale du Fer instrumenté. Les “S” correspondent aux “tubes à streamer”, et les “P” aux chambres équipées de damiers pour le calorimètre de fin de gerbe.

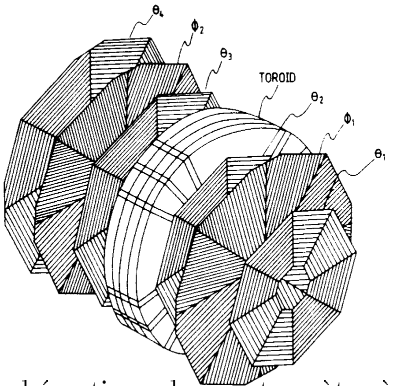

Figure 2.13: Vue schématique du spectromètre à muons à l'avant.

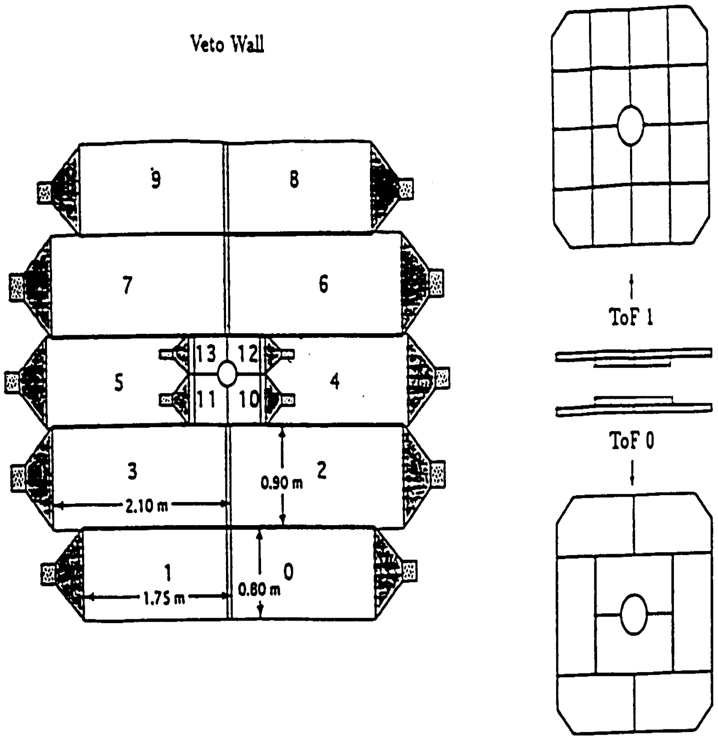

Figure 2.14: Système de mesure de temps de vol, et mur veto.

II.4.C Le système de mesure du temps de vol: ToF

Le ToF est un hodoscope de scintillateurs composé de 2 plans perpendiculaires à l'axe z, et situés à $z = -1.95$ m et $z = -2.25$ m (figure 2.14). Son but est de rejeter le bruit de fond en déterminant si les particules le pénétrant pourraient provenir du point d'interaction. Il se trouve décrit en détail dans [38].

Le premier plan contient 16 cellules de $317 * 317$ mm^2 (soit 4 cellules du BEMC). Le second n'en contient que 8 de $317 * 634$ mm^2. Ces deux plans sont recouverts d'une couche de plomb (6.5 mm soit $1.1X_o$) afin de les protéger du rayonnement synchrotron. Les photomultiplicateurs utilisés sont résistants au champ magnétique régnant dans le ToF (dû à la bobine supraconductrice).

La résolution temporelle du ToF est de 2 ns pour chaque plan individuel. Ceci suffit à discriminer entre les temps de passage des particules issues du faisceau de protons ou du point d'interaction, qui diffèrent d'une dizaine de ns.

Le ToF agit au premier niveau du système de déclenchement en fournissant 3 signaux : un pour le bruit de fond, un pour l'interaction, et un global. Chaque signal correspond à une fenêtre de temps bien précise, en correspondance avec l'horloge de HERA. Le déclenchement a lieu si il y a coïncidence entre les 2 plans. Il permet une réjection de 99% du bruit de fond, issu du faisceau de protons (proton-tube et proton-gaz en aval du détecteur).

SPACAL a pu remplacer le ToF en 95 parce qu'il possède une aussi bonne résolution temporelle (voir II.3.c).

II.4.D Le mur veto

Ce sont deux plans de scintillateurs, perpendiculaires à l'axe z, situés à z=-6.5 m et z= -8.1 m (figure 2.14). Le premier fait $100 * 90$ cm^2 alors que le deuxième couvre presque tout le calorimètre à argon liquide ($500 * 400$ cm^2). Le mur veto est utilisé dans le système de déclenchement de niveau 1 pour rejeter le bruit de fond créé par le faisceau de protons très en amont du détecteur.

II.4.E Le luminomètre

Nécessaire pour calculer la section efficace de tout processus, le luminomètre sert, comme son nom l'indique, à mesurer la luminosité instantanée et intégrée fournie par HERA dans H1. Mais il permet également de contrôler l'orbite des faisceaux, d'étiqueter les événements photoproduction en recueillant le positron diffusé à bas angle, ou de détecter l'émission d'un photon dans l'état initial, avant l'interaction ep.

Le principe de fonctionnement est la mesure des interactions de type Bethe-Heitler : $e+p \rightarrow e+p+\gamma$ (voir figure 2.15). L'erreur systématique sur la luminosité intégrée (on dit aussi absolue) est :$\frac{\delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}} = 1.5\%$ pour les positrons. L'erreur statistique est négligeable. Nous nous servirons de ces nombres dans notre analyse.

L'ouverture angulaire entre le photon et l'électron dans le processus Bethe-Heitler étant faible (environ 17 μrad), le système de luminosité est composé de 2 long bras (voir figure 2.15), un pour le photon, l'autre pour l'électron. Le photon sort du tube par une fenêtre située à $z = -92.3$ m (car il n'est pas dévié par les aimants dipolaires), et rencontre le détecteur de photon (PD pour "photon detector") à $z = -102.9$ m. Le second bras débute à $z = -27.3$ m. Il contient le détecteur d'électrons (ou "électron tagger", noté "ET") à $z = -33.4$ m.

Les deux détecteurs (ET et PD) sont des calorimètres électromagnétiques Čerenkov à absorption totale. Ils sont calibrés en permanence en ligne en utilisant le fait que :

$$E_{ET} + E_{PD} = E_{e-}$$

Cette calibration est affinée ensuite par une analyse différée.

Une partie des événements de photoproduction (chapitre 1,II.3) peuvent aussi être étiquetés par le luminomètre en détectant l'électron dévié dans le domaine cinématique suivant :
$Q^2 < 0.01$ GeV^2, $0.2 < Ee'/Ee < 0.8$.

II.5 Le système de déclenchement

II.5.A Les niveaux de déclenchement et la réjection par logiciel

Un croisement de faisceaux a lieu toutes les 96 ns (soit 10.4 MHz). Or le temps de sensibilité de chaque sous-système est en général supérieur : pour la CJC, 1 μs soit 11 croisements de faisceaux (BC) ; pour les préamplificateurs du calorimètre à argon liquide, approximativement 1.5 μs soit 13 BC. Il faut à cela rajouter le transport du signal dans les câbles. Une lecture complète de tout le détecteur, avec reconstruction de l'événement, prend 200 ms. Il n'est donc

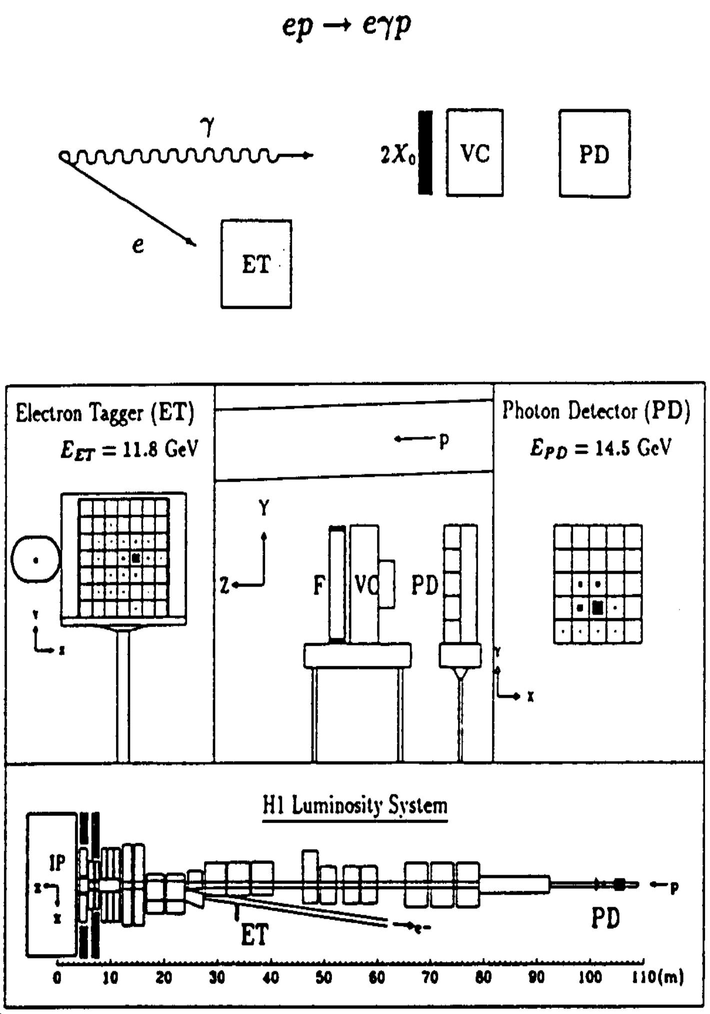

Figure 2.15: Schéma des processus Bethe-Heitler et système de détection du Luminomètre.

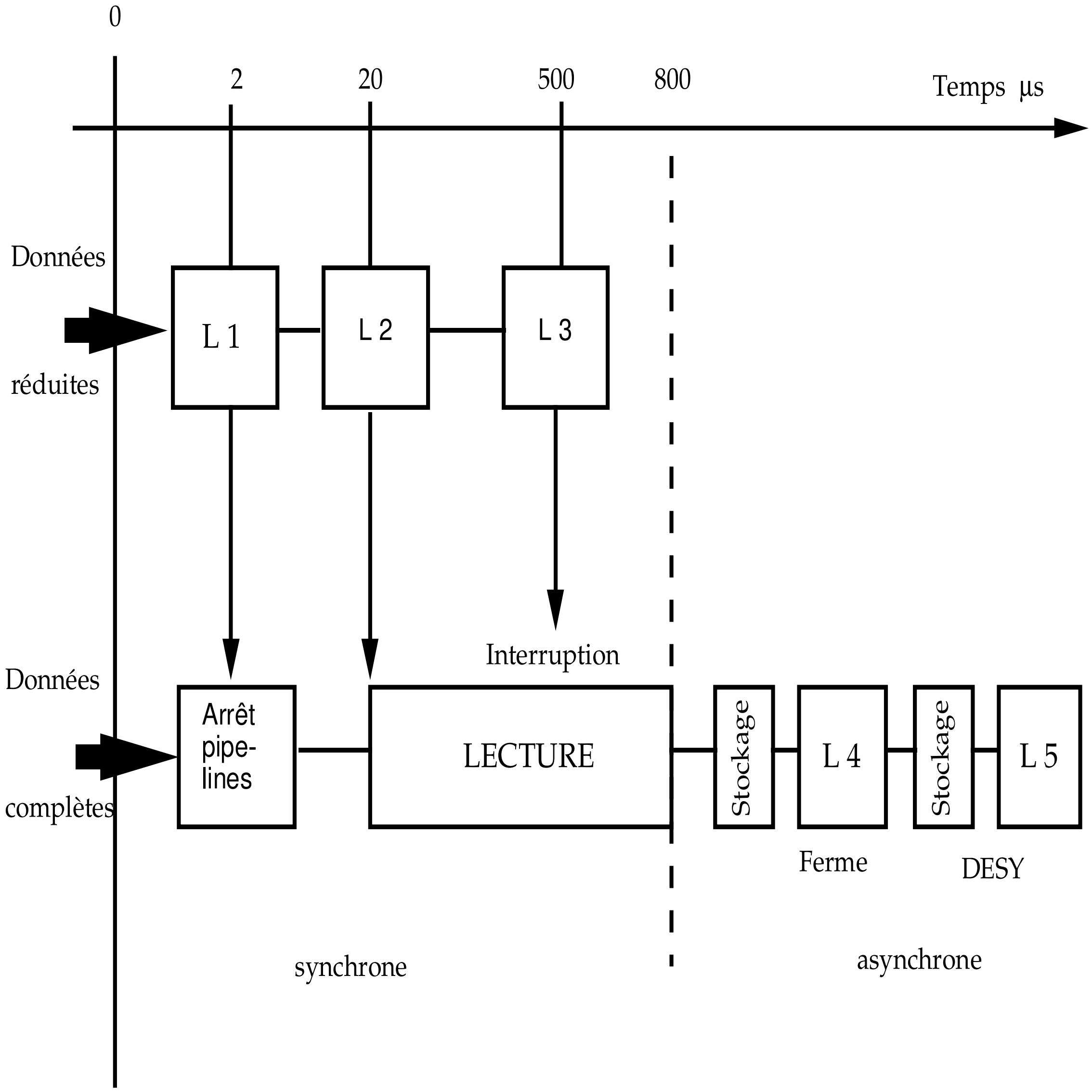

Figure 2.16: Schéma synthétique des différents niveaux du système de déclenchement.

pas possible de reconstruire toutes les interactions provoquant un signal dans le détecteur. Il faut donc un système de lecture rapide des détecteurs et de décision pour identifier les interactions susceptibles de nous intéresser.

Ce système est organisé en plusieurs niveaux de décision fondés sur des informations de plus en plus complètes et précises. Dans H1, 4 niveaux sont disponibles, classés par ordre hiérarchique et par temps de décision (voir figure 2.16) : le premier niveau ne provoque pas de temps mort car il est fondé sur des informations pipelinées ; le second niveau donne sa décision à 20 μs, le troisième avec un temps inférieur à 800 μs, et le quatrième à 200 ms. Les trois premiers niveaux sont synchronisés en temps. Un système de 32 mémoires-tampons ("buffers") enregistre les événements . Ces derniers sont filtrés par le niveau 4, avant de rejoindre une nouvelle mémoire tampon juste avant le cinquième et dernier filtre.

Afin de comparer les temps de décision aux probabilités d'interactions, la liste des principaux phénomènes, classés par fréquence décroissante, permet d'avoir une idée des contraintes temporelles de HERA en général, et de H1 en particulier :

- Souvent, pas d'interactions, ou celle-ci est trop faible pour être détectable.
- Bruit de fond : Particules secondaires d'interactions faisceau-mur et d'interactions faisceau de protons avec le gaz résiduel (CO + H). En considérant que la densité atomique du gaz est équivalente à celle de l'azote, et qu'à 820 GeV ($\sqrt{s} = 39$ GeV), la section efficace σ^{Np} est de l'ordre de 200 mb, la fréquence est de l'ordre de 1kHz/mètre pour les conditions de vide à HERA. Mais à cela se rajoutent les particules résultantes de l'interaction faisceau-mur, créant des particules secondaires, dont des muons, qui interagissent avec le détecteur. Ces derniers ont un taux de 50 KHz, dans les conditions nominales de faisceaux. Le bruit de fond lié au faisceau de positrons est essentiellement dû au rayonnement synchrotron, qui perturbe la mesure de luminosité, et risque de diminuer la qualité des détecteurs. Des collimateurs sont placés dans le tube à vide afin de s'en protéger.
- Bruit de fond : muons cosmiques. Ceux suffisamment énergétiques pour déclencher l'acquisition ont un taux d'environ 700 Hz.
- Interaction profondément inélastique (DIS) à grand Q^2 : celles avec un positron diffusé dans le calorimètre à argon liquide ont un taux d'environ 1 par minute. Pour les courants chargés d'énergie transverse supérieure à 25 GeV, le taux est de l'ordre d'un par jour.

Il est donc nécessaire de rejeter le maximum de bruit de fond, en gênant le moins possible la physique attendue, et en limitant tous les effets systématiques qui pourraient avoir lieu, en particulier pour la recherche de nouvelles particules.

II.5.B Le niveau L1

L'objectif du niveau 1 est de distinguer une interaction *ep* intéressante du bruit de fond sans produire de temps mort. Il importe donc de caractériser l'événement en un temps très court (un croisement de faisceaux, soit 96 ns). Il faut alors se limiter à la lecture des détecteurs les plus rapides, et les plus vitaux à la décision (détecteurs de traces internes, scintillateurs, calorimètre à argon liquide). Il faut en outre faire en sorte de comparer tous les signaux correspondant au même croisement de faisceaux (BC) pour chaque sous-détecteur. Ceci entraîne :

- La nécessité d'un instant t0 par sous-détecteur, ou d'un moyen d'associer une information à un BC.
- Le stockage de l'information en attendant la décision , via une pile, ou "pipeline". L'avantage du pipeline est également d'avoir un historique du détecteur, et donc, comme nous le verrons dans le cas du calorimètre à argon liquide aux chapitres 3 et 4, de pouvoir faire des études sur les temps d'arrivée des signaux.

Les meilleurs outils de distinction bruit de fond / interactions *ep* sont :

- le ToF et le mur veto, parce qu'ils permettent de déterminer l'origine des traces,
- les chambres à traces, parce qu'elles indiquent la présence de particules chargées, et la zone où a réellement eu lieu l'interaction,
- le calorimètre à argon liquide parce qu'il signale les dépôts d'énergie et leur importance.

Trois degrés se succèdent dans le déclenchement de niveau 1 :

- les éléments de déclenchement (TE pour "trigger element") produits par chaque détecteur individuel,
- les sous-déclencheurs, combinant plusieurs éléments de déclenchement,
- les déclencheurs, combinant un ensemble de sous-déclencheurs pour déterminer la possibilité d'une interaction d'un type précis.

Dans la suite, l'accent est mis sur les éléments de déclenchement et les sous-déclencheurs utilisés dans notre analyse.

a) Elément de déclencheur de vertex

Il est réalisé à partir de CIP et COP, et des deux premiers plans des chambres multifils avant. Une particule provenant du faisceau traverse 4 couches de détecteurs: soit deux fois les deux plans de damiers internes et externes (CIP+COP), soit les deux plans de damiers internes et les deux plans de chambres multifils avant (CIP+FWPC). Le signal des 4 cathodes en coïncidence permet de définir une ligne droite appelée "trace". Le plan (x, y) est découpé en 16 segments angulaires égaux. Chaque segment est traité séparément. L'axe z est découpé en 16 intervalles de 5.4 cm chacun. Chaque "trace" coupe cet axe z en un point donné, appelé "vertex", pouvant appartenir à l'un de ces intervalles, et correspondant alors à une entrée dans l'histogramme des "vertex". Pour des événements bruit de fond, la distribution des vertex associés à chaque "trace" est uniforme ou pique le plus souvent en dehors de la zone d'interaction. Cette distribution pique dans cette zone en cas d'interaction *ep*. On définit l'élément de déclencheur de "vertex" t_0 ($zvtxt0$) si l'histogramme des "vertex" a au moins une entrée. Suit ensuite une série d'éléments de déclencheurs de "vertex" fondée sur la forme de cet histogramme [32]. L'efficacité de détection d'un vertex par la présence d'un pic dans un l'histogramme des "vertex" est de l'ordre de 80% [39]. De petits effets de bruit electronique ("jitter", "cross-talk") entraînent dans un pour cent des cas un déclenchement d'un ou plusieurs BCs trop tôt.

b) Les éléments de déclenchement du calorimètre à argon liquide

Les signaux du calorimètre à argon liquide qui arrivent au centre de logique de niveau 1 ont déjà été décrits (II.3.a, et figure 2.10). Le traitement qui suit est purement digital. On utilise l'information numérisée de chaque grande tour à chaque BC pour estimer les variables cinématiques pouvant caractériser l'événement. La dernière opération effectuée est la somme pondérée des énergies des grandes tours, fondée sur un jeu de tables dépendant du calcul désiré, et contenant les poids associés à chaque grande tour.

Variable	Poids
Pttot	$sin(\theta)$
Ex	$sin(\theta)cos(\phi)$
Ey	$sin(\theta)sin(\phi)$

Le calcul de l'énergie transverse manquante est la somme vectorielle de l'énergie transverse estimée de chaque grande tour. Chaque somme pondérée passe enfin à travers une fonction seuil qui donne la valeur d'un élément de déclenchement en 2 bits.

En outre, un “LAr-t0” est défini au niveau des petites tours, juste avant la partie digitale (voir figure 2.17). Les petites tours électromagnétique et hadronique d'une même grande tour sont sommées, puis, après des coupures de seuil pour limiter le bruit, le BC est déterminé par la méthode de fraction type. Le bit “LAr-t0” est déclenché si un instant t0 peut être défini. Cet instant t0 reste cependant imprécis par rapport à celui des chambres à traces. Il n'est donc pas utilisé.

c) Les éléments de déclenchement du Fer instrumenté

Le Fer Instrumenté est divisé en 4 sous-détecteurs logiques : bouchon avant, arrière, barril avant, et barril arrière. Les éléments de déclenchement sont fondés sur des coïncidences entre “tubes à streamer” dans des zones restreintes (modules). La résolution temporelle obtenue pour chaque module est de 20 ns.

Les éléments de déclenchement du Fer instrumenté sont utilisés soit en combinaison avec les éléments de déclenchement des détecteurs de traces pour identifier les muons (physique des quarks lourds, et physique des interactions $\gamma\gamma$), soit comme élément de déclenchement de contrôle (étude du bruit de fond cosmique, ou de muons de halo).

d) Sous-déclencheurs et décision finale

Au total, 16 groupes de 8 éléments de déclenchement sont rassemblés puis combinés logiquement pour donner 128 sous-déclencheurs (ST). Ceux-ci sont divisés en trois catégories : physique, contrôle (“monitor trigger”, pour les mesures d'efficacité de déclenchement) et calibration (qui servent par exemple à déclencher sur des rayons cosmiques lors de tests pour vérifier l'alignement des chambres). Un OU logique est enfin effectué sur ces 128 sous-déclencheurs pour donner la décision finale du niveau 1 (“$L1KEEP$”). Celle-ci étant prise 24 BC après l'interaction, la longueur des pipelines varie entre 27 et 35 BCs (car il faut attendre le retour de la décision du niveau 1 dans l'électronique du sous-détecteur). Certains sous-déclencheurs “physiques” ont été assignés à la reconnaissance des interactions grand Q^2 à courant chargé et courant neutre. Il seront décrits en détail au chapitre 4, lors de la description de la sélection de ce type d'interactions.

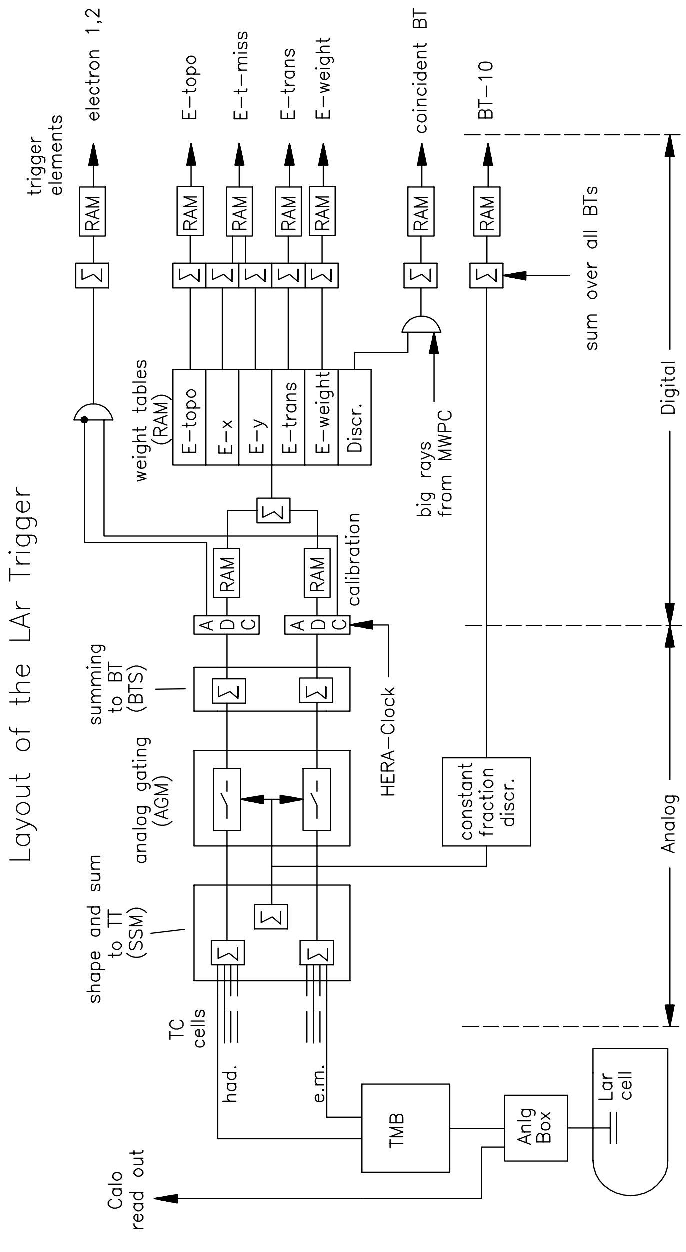

Figure 2.17: Schéma du système de déclenchement de l'argon liquide.

II.5.C Le niveau L2 et L3

Afin de limiter le temps mort qui apparaît lors de la lecture détaillée de tous les signaux de H1, les niveaux intermédiaires 2 et 3 ont été créés. Leur but est de rejeter le plus tôt possible un événement inintéressant en faisant avorter la procédure de lecture du détecteur. Les calculs effectués à ces niveaux dépendent des sous-déclencheurs L1 qui ont fourni la condition décisive. Les deux systèmes de décision L2 analysent et tentent de corréler les réponses des différents sous-détecteurs dans un espace multi-dimensionnel. Le travail en parallèle est exploité au maximum afin de diminuer le temps de décision.

Une décision positive du niveau L2 déclenche les longues opérations de suppression de seuil (zero-suppression) dans les chambres à dérives, et les conversions analogique-digital des cellules des calorimètres. Pendant ce temps, le L3 effectue d'autres opérations, en utilisant les mêmes informations que le niveau L2, mais avec un processeur programmable. Le rejet d'un événement à ce niveau interrompt la lecture complète des données (figure 2.16).

Ces deux niveaux n'ont cependant pas été utilisés pendant notre période de prise de données.

II.5.D Le niveau L4 et L5

Au niveau L4 se mettent en route des algorithmes rapides de reconstruction sur les données complètes afin d'affiner les coupures, en particulier sur le vertex (dans les détecteurs de traces), et sur l'énergie des amas des calorimètres. Le but du L4 est uniquement de rejeter les événements proton-gaz, proton-mur, les bruits liés au déclenchement (comparaison du signal déclenchement et du signal calorimétrique du calorimètre à argon liquide), et les muons cosmiques, plus quelques classes d'événements ne vérifiant pas certaines conditions bien précises [41].

Ces calculs sont effectués par une ferme de 32 processeurs travaillant en parallèle. L'algorithme complet est séparé en modules logiques, agencés de façon à n'effectuer les calculs que s'ils sont nécessaires à la décision. Enfin, le déclenchement de niveau 4 fournit des histogrammes de contrôle permettant une réaction assez rapide en cas de comportement anormal de tel ou tel détecteur.

Une fraction (typiquement 1%) des événements rejetés sont conservés afin de contrôler les efficacités de réjection.

Le niveau L5 n'est pas un niveau de décision comme les précédents. Il effectue la reconstruction complète des événements et leur classification, et enregistre les informations sur disque, et bandes magnétiques.

En 1994 et 1995, le taux global de trigger L1 était d'environ 26Hz. Le taux de réjection du L4 était de 70%, ce qui donnait un taux pour le L5 de 8Hz, avec un temps mort typique de 20%.

III L'environnement informatique de H1

III.1 La chaîne de reconstruction

Le programme de reconstruction de H1 (H1REC) n'a cessé d'évoluer entre fin 93 et 95, d'abord pour tenir compte des modifications des détecteurs utiles pour les données de 94 et 95, mais aussi pour prendre en compte tous les résultats des calibrations, et tests de contrôle des sous-détecteurs. Enfin, certains utilitaires ont été créés et d'autres éliminés. Tout cela entraîne une différence entre les codes de sélection utilisés pour les données 94 et 95. Cependant, les détecteurs sur lesquels se porte l'analyse (calorimètre à argon liquide et Fer instrumenté, détecteurs de traces) étant restés les mêmes, les déclencheurs de base n'ayant pas fondamentalement changé, le code est resté relativement stable. Les différences de reconstruction entre 94 et 95 pour notre analyse sont suffisamment minimes pour être négligées.

Au lieu d'étudier en détail toute la chaîne de reconstruction, nous nous pencherons sur deux détecteurs caractéristiques de notre analyse, la CJC, et le calorimètre à argon liquide, parce que les contraintes imposées lors de leur reconstruction ont des implications sur la sélection des interactions à grand transfert d'impulsion.

III.1.A Reconstruction des traces : exemple de la CJC

Reconstruction des traces : Les traces sont reconstruites à partir des charges collectées aux anodes et cathodes des chambres, et de la mesure du temps de dérive de ces charges. Le principe est fondé sur l'algorithme (Q,t) [40]. Les traces sont ajustées de manière à apparaître effectivement continues entre cellules adjacentes, ou entre différents détecteurs (CJC 1 et 2 par exemple). On rappelle la résolution nominale en impulsion : $\Delta P/P = 0.003.P_{\mathrm{GeV}}$ (section II.2).

Détermination du temps moyen des traces (CJCT0) : Cela se passe en deux étapes. La première étape est une boucle sur chaque trace. Soit une trace du détecteur : sa position et sa longueur sont connues grâce à la vitesse de dérive des électrons (venant du gaz ionisé) et l'algorithme (Q,t). Sont également connus les fils touchés, associés à cette trace. Pour une trace donnée, l'histogramme de tous les "t0" des fils qui ont été touchés donne approximativement une parabole. En effet, une trace doit toujours traverser le plan de fils sensibles (voir II.2.D), et donc posséder un temps minimum (ce t_{min} n'est pas nécessairement associé au fil le plus proche du vertex). On définit alors pour chaque trace par ajustement d'une parabole sur cet histogramme, le temps minimum possible (traversée du plan de fil par la particule). La deuxième étape fait l'histogramme de ces temps minimum pour toutes les traces. Ces temps sont regroupés par amas (les traces provenant de la même origine ont un temps minimum semblable). Connaissant le BC auquel on s'intéresse, tous les amas n'appartenant pas à ce BC sont rejetés (poids 0). Ceux ayant le bon BC sont moyennés simplement, ce qui donne le temps moyen des traces, CJCT0, que nous utiliserons par la suite. La résolution sur ce temps moyen des traces est de l'ordre de la ns.

III.1.B Reconstruction des amas : exemple du calorimètre à argon liquide

On pourra trouver une bonne description de cette reconstruction dans [43]. Après la coupure du bruit en ligne, qui dépend de la position de la cellule dans le détecteur (coupure à ±2, 2.5, ou 3σ), la reconstruction des amas du calorimètre à argon liquide a lieu en trois étapes, chacune correspondant à une échelle d'énergie ou à des corrections précises. Dans l'ordre, à partir des charges recueillies dans le calorimètre à argon liquide, on passe à l'échelle électromagnétique ; puis les corrections pour la perte dans les matériaux morts sont effectuées, et enfin, les amas définis comme dûs aux hadrons sont à nouveau corrigés pour passer à l'échelle hadronique .

a) L'échelle électromagnétique

En entrée de la chaîne de reconstruction sont utilisées les charges collectées dans les cellules du calorimètre. Une première coupure sur le bruit ($> 2\sigma_{bruit}$) a lieu. Puis, une correction effectuée cellule par cellule transforme ces charges en valeurs d'énergie idéale pour des photons et des électrons. Les constantes de calibration utilisées ont été mesurées pendant les tests effectués au CERN. Une nouvelle suppression topologique du bruit a lieu juste après.

Ensuite, les cellules sont regroupées pour former des amas (ou "clusters"). Ces amas correspondent approximativement à la cascade électromagnétique d'un électron ou d'un photon dans le calorimètre à argon liquide. Les cascades hadroniques naturellement plus larges et plus importantes sont divisées en sous-amas électromagnétiques. Une suppression topologique du bruit spécifique à ces derniers est appliquée.

b) La correction pour les matériaux morts

Les parois du tubes à vide, les détecteurs de traces, la paroi du cryostat, et les divers trous dans le calorimètre entraînent des pertes d'énergie. Les corrections, déterminées par les tests CERN, sont effectuées sur l'énergie des cellules dans les régions les plus voisines de ces matériaux morts. Bien que les facteurs à utiliser soient très différents pour les électrons et pour les pions (hadrons), et comme il est difficile de différencier un hadron d'un électron pénétrant profondément le calorimètre via un trou, seuls les facteurs hadroniques sont utilisés.

c) L'échelle hadronique ou finale

C'est la dernière correction appliquée au niveau de la reconstruction. Sa raison d'être vient du fait que le calorimètre à argon liquide de H1 n'est pas compensé, ce qui signifie que le signal d'un hadron et celui d'un électron de même énergie, tous les deux absorbés par le calorimètre, n'ont pas la même amplitude.

Le fait d'avoir une fine granularité dans le calorimètre permet de localiser la première partie d'un jet hadronique (composée d'électrons et de photons) qui est donc mesuré à la bonne énergie (électromagnétique). On compense alors les cellules qui suivent, avec un poids calculé selon la technique utilisée dans CDHS [44] et développée par la suite dans H1 lors des tests CERN [34].

En utilisant l'information temporelle fournie par les grandes tours du calorimètre, il a été possible de déterminer les temps d'arrivée des dépôts d'énergie dans ce calorimètre. Cette étude, ayant fait l'objet d'un travail technique approfondi, sera traitée en détail dans le chapitre suivant.

III.2 La classification et la réduction de la taille des données

Le niveau L5 classifie les données avant de les stocker. En fait, il attribue des étiquettes signalant si l'événement peut faire partie d'un type précis d'interaction (comme les interactions à grand Q^2, par exemple). Plusieurs classes peuvent être associées à un même événement. Les classes utilisées dans l'analyse seront décrites dans le chapitre 4.

L'ensemble des données brutes représentant un volume important (100 kB par événement), il a été très vite nécessaire de rassembler l'information, et de la réduire au minimum utile pour l'analyse. Cette réduction de données entraîne évidemment une perte d'information au niveau des détails de la reconstruction. En particulier, l'information déclenchement du calorimètre à argon liquide est perdue. C'est pourquoi a été créée une banque résumant cette information (voir chapitre 3), pour l'utiliser dans la sélection (chapitre 4). Nous effectuerons donc notre analyse sur les données dans le format réduit (10 à 15 kB par événement).

III.3 La simulation

La simulation a lieu en plusieurs étapes. Cela commence par la génération du processus de base au niveau des diagrammes de Feynman, en choisissant les distributions théoriques dans le proton et le modèle pour l'hadronisation. Vient après la simulation des interactions des particules résultantes avec le détecteur. Cela est réalisé avec le programme H1SIM, version 3.05/03 [45], fondé sur le logiciel GEANT [46]. Enfin, vient la reconstruction complète des événements simulés, traités comme des événements ordinaires auxquels s'ajoute l'information du générateur.

III.3.A La simulation du détecteur

Elle prend en compte tous les détails du détecteur. Nous nous pencherons plus particulièrement sur la simulation du calorimètre à argon liquide. Elle peut se faire de deux manières :

- en mode détaillé, où les cascades sont complètement simulées pas à pas avec le logiciel GEISHA [47] ou FLUKA [48], avec des coupures assez basses (de l'ordre du MeV) pour terminer le développement de la cascade ;
- en mode rapide, où la structure compliquée du calorimètre est remplacée par un milieu homogène mélangeant les différents matériaux le composant. Seules les parties des trous sont complètement simulées. Le développement des gerbes électromagnétiques est paramétrisé suivant la méthode définie dans [34].

III.3.B La reconstruction

Nous prendrons encore l'exemple du calorimètre à argon liquide. La simulation fournit les charges collectées au niveau cellulaire correspondant à l'énergie dans cette cellule .

Les constantes de calibration à l'échelle électromagnétique sont déterminées à partir du calcul des cascades électromagnétiques simulées. Un problème vient du fait que la simulation est idéale, donc non bruyante. Pour y remédier, on superpose des événements de bruit réels dont l'acquisition a été déclenchée aléatoirement (événements “vides”).

La suite se passe exactement comme pour les données réelles.

III.3.C Description des lots Monte-Carlo utilisés dans l'analyse

Deux lots d'événements Monte-Carlo ont été générés pour cette analyse. Les deux comprennent une simulation complète du détecteur et du système de déclenchement. La génération est effectuée par le logiciel DJANGO (version 2.1) [49] en utilisant les fonctions de structure MRSH [50] dans le schéma DIS de renormalisation (voir Chapitre 7,I.2.B). La reconstruction est réalisée avec le programme de reconstruction de 1994 dans les deux cas.

Pour étudier les interactions à courant chargé, 5000 événements sont simulés, avec comme conditions sur la cinématique de génération :

- $Q^2 > 100$ GeV^2.
- $0.001 < y < 0.99$
- $0.001 < x < 0.99$

Pour étudier les interactions à courant neutre, un nombre plus important d'événements est nécessaire (50000). La seule condition de cinématique pour ces événements est $Q^2 > 100$ GeV^2.

Chapitre 3

L'information temporelle du Calorimètre à argon liquide

L'information temporelle du calorimètre à argon liquide est ici décrite en détail. Le travail technique qui l'a mise en valeur nous a permis de développer des estimateurs temporels utiles à la réjection du bruit de fond qui contamine les interactions à courant chargé et courant neutre (chapitre 4). Il a fait l'objet d'une note interne H1 [53] à laquelle le lecteur est invité à se référer pour tout détail supplémentaire.

I LA SOURCE D'INFORMATION TEMPORELLE

Au chapitre 2 (II.3.A), les deux types d'information du calorimètre à argon liquide ont été décrites : les données calorimétriques, associées aux cellules, et les données de déclenchement, associées aux grandes tours ("BT"). Les premières donnent une bonne mesure de l'énergie avec un temps de formation du signal relativement long ($\simeq 2\mu$s) ; les secondes fournissent une mesure en énergie plus grossière par des convertisseurs rapides (FADC) mais un échantillonage à chaque croisement de faisceaux ("BC"). La taille du pipeline de déclenchement permet l'enregistrement des échantillons de -38 à $+10$ BC autour du croisement de faisceaux nominal. L'information est compactée en limitant l'échantillonage à un BC enregistré tous les deux croisements de faisceaux, sauf pour la région $[-4\ ;\ +4]$ BC. Cette dernière, échantillonnée à chaque BC, correspond à l'extension temporelle du signal déclenchement après sa mise en forme (voir figure 2.10). Cette information permet la définition d'un estimateur temporel des dépôts d'énergie dans les grandes tours du calorimètre à argon liquide.

II ESTIMATION TEMPORELLE AU NIVEAU DES GRANDES TOURS

II.1 Définition de l'estimateur temporel

Seules les BTs ayant une énergie calorimétrique supérieure à 1 GeV sont utilisées. Cette coupure présente deux intérêts : d'une part, le bruit électronique du convertisseur analogique-digital rapide (FADC) rend inutile tout estimateur en dessous de 1 GeV ; d'autre part, les BTs particulièrement bruyantes au niveau FADC (soit environ 5% du nombre total des BTs) sont automatiquement éliminées si le signal déclenchement n'est pas associé à un signal calorimétrique significatif.

On définit alors :

- le temps d'arrivée du dépôt dans la grande tour considérée, ou "temps grande tour" :

$$t(BT) = \frac{\sum_{i=-4}^{4} E_i|_{E_i \geq E_{min}} * t_i}{\sum_{i=-4}^{4} E_i|_{E_i \geq E_{min}}} \tag{3.1}$$

- l'énergie déposée dans cette grande tour, mesurée par le système de déclenchement, appelée "énergie grande tour" :

$$E(BT) = f_{FADC} * f_{integrale} * \sum_{i=-4}^{4} E_i|_{E_i \geq E_{min}} \tag{3.2}$$

où

- i désigne le BC par rapport au BC nominal ($i = 0$) ;
- E_i est la valeur numérique de l'énergie de la grande tour au croisement de faisceaux i en "coups FADC" ;
- E_{min} est la coupure à chaque BC sur le bruit des grandes tours, égale à 5 coups FADC, équivalents à environ 0.6 GeV ;

- f_{FADC} est le facteur de conversion entre les coups FADC et l'unité GeV, égal à 1/8 en 94 ;
- $f_{integrale}$ est le rapport entre le maximum du signal et l'intégrale du signal grande tour digitisé par les FADCs. Ce facteur résulte de mesures sur des événements physiques par une méthode d'ajustement ; il vaut environ 1/5.8.

L'intervalle d'intégration est volontairement limité à l'intervalle temporel $[-4\ ;\ +4]$ BC, car la méthode d'enregistrement des BCs supplémentaires était trop sensible au bruit électronique pour être utilisable en 94 et 95. La formule a été préférée à un identificateur de pic plus complexe en raison de la robustesse de la méthode, en particulier pour les BTs ayant une énergie proche du seuil.

II.2 Etude de cet estimateur sur l'ensemble des BTs

Afin de contrôler l'effet de cet estimateur sur des événements courants chargés, il est nécessaire de travailler sur un lot très pur d'interactions *ep*, ayant un nombre important d'événements à grande énergie transverse, et possédant surtout de l'information hadronique. C'est l'intérêt du lot d'événements dits pseudo-courants chargés, qui est constitué d'interactions à courant neutre d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV, dont l'information associée à l'électron diffusé a été volontairement ignorée (voir chapitre 4,III.3.A). Le comportement de cet estimateur est illustré figure 3.1 pour ce lot pur d'événements Pseudo-Courants Chargés (PSCC).

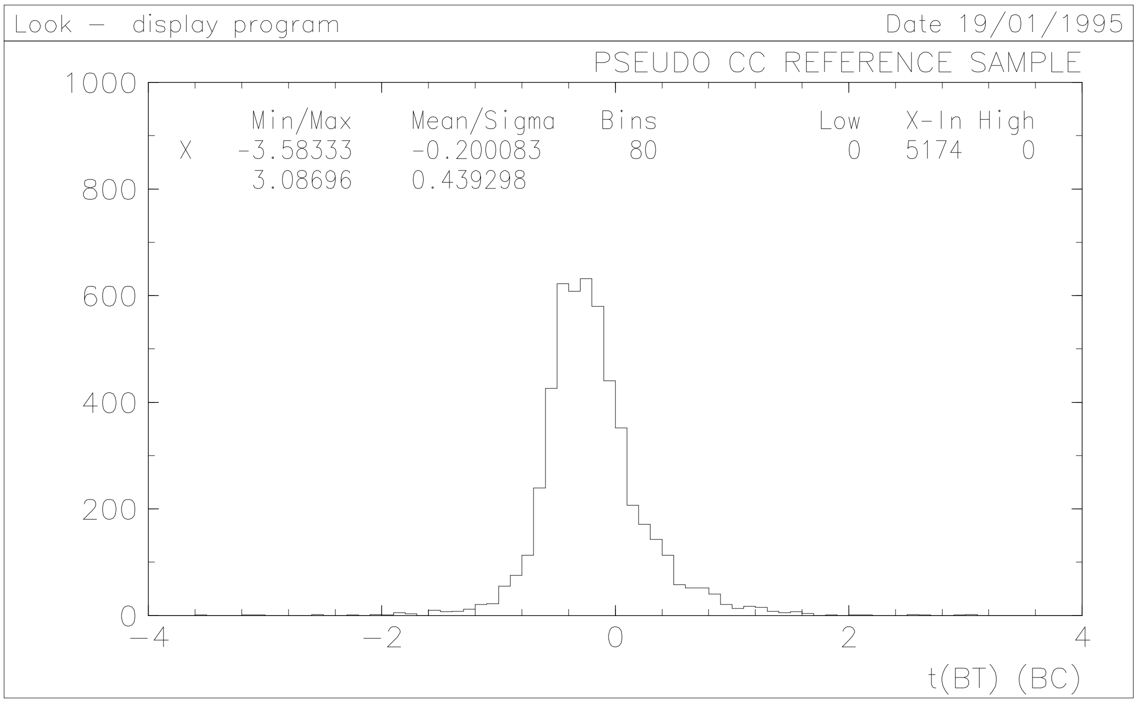

Figure 3.1: Distribution des temps bruts mesurés individuellement par les Grandes Tours

La figure 3.1 montre la distribution des temps grandes tours ($t(BT)$) de ces événements. Cette distribution est raisonnablement centrée autour de 0, avec un pic à environ -1/3 BC. La raison en est un petit décalage de mise en temps des signaux des grandes tours par rapport aux

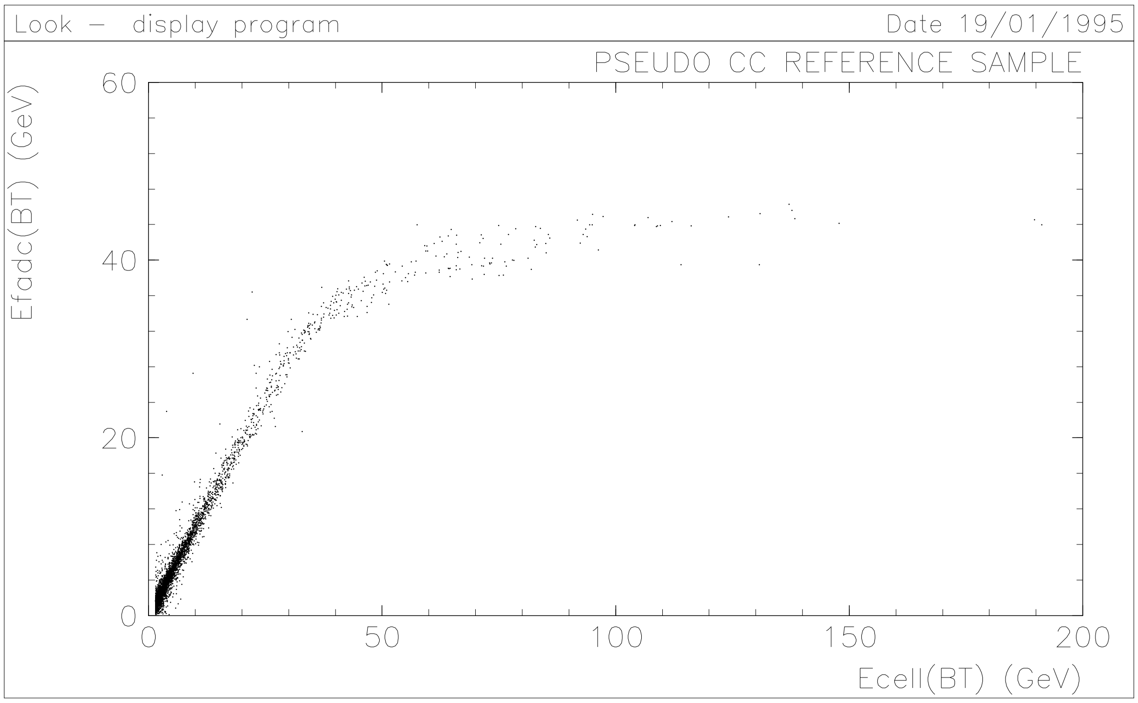

Figure 3.2: Corrélation entre les énergies déclenchement (Efadc) et calorimétriques (Ecell) d'une BT individuelle

croisements de faisceaux. L'histogramme signale aussi par la largeur du pic et son asymétrie les variations temporelles de BT à BT, de l'ordre d'une fraction de BC.

La figure 3.2 compare pour une même BT l'energie calculée à partir des données calorimétriques et celle obtenue à partir des données déclenchement. La corrélation apparaît clairement. La saturation observée à partir de 32 GeV rappelle simplement que la valeur du signal du FADC a atteint son maximum de 255 coups.

II.3 La calibration temporelle du calorimètre

La figure 3.1 a donné une indication des variations intrinsèques de mise en temps des signaux des grandes tours. Donc, avant de pouvoir utiliser notre estimateur au niveau de l'événement, une calibration **en temps** du calorimètre à argon liquide est nécessaire.

Nous pouvons le faire en utilisant des événements physiques. Pour cela, il nous faut un lot "propre" contenant beaucoup d'événements, à grande énergie pour avoir une bonne mesure de cette énergie dans les données déclenchement. Ce lot devra être en outre relativement indépendant des événements à diffusion profondément inélastique. Un sous-ensemble des interactions de type photoproduction (voir chapitre 1) répond parfaitement à cette requête : il s'agit d'un lot de 15000 événements dont l'électron a été identifié dans le détecteur d'électron du luminomètre (voir chapitre 2), avec une coupure sur le nombre de jets (2) et sur le moment transverse de chacun de ces jets (supérieur à 7 GeV).

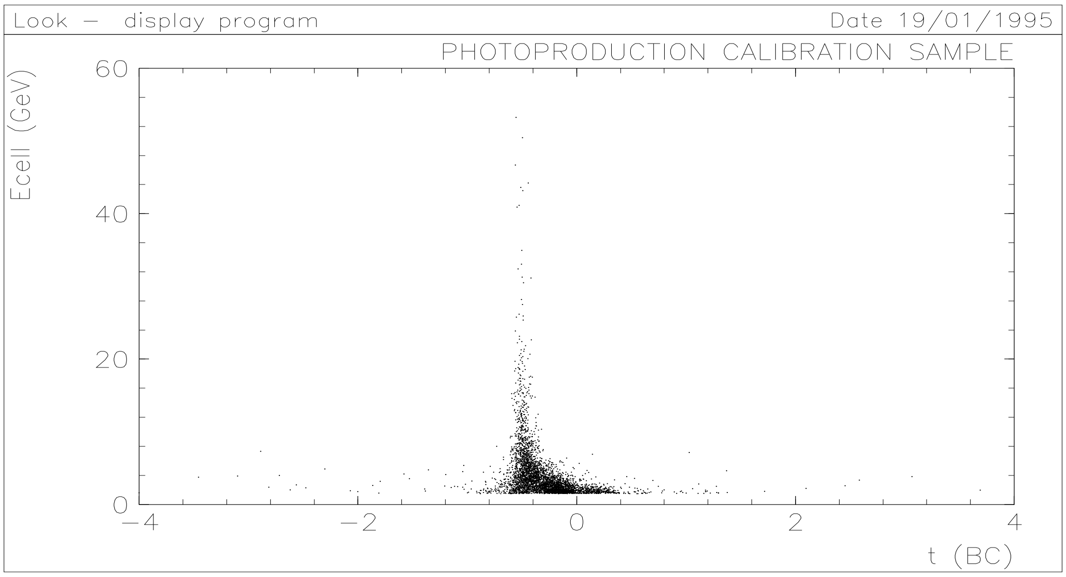

Figure 3.3: Energie calorimétrique (Ecell) en fonction du temps grande tour brut (t) pour une BT typique.

L'étude de ce lot (figures 3.3, 3.4, 3.5 et 3.6) indique que les variations temporelles du signal déclenchement sont de deux sortes :

- Pour une même BT, le temps moyen de dépôt et la dispersion temporelle dépendent de l'énergie (fig 3.3). Plus l'énergie de la BT est basse,
  - plus le temps grande tour est élevé (contribution du bruit, et peut-être aussi légère dépendance du comportement de l'electronique de mise en forme en fonction de l'énergie),
  - plus la résolution temporelle se détériore, à cause de la proximité du seuil qui entraîne une plus grande sensibilité au bruit. Cette sensiblité de la résolution peut être quantifiée (fig 3.4). On en déduit pour chaque BT la relation approximative suivante:

    $$dt(BT) \simeq \frac{dt^0(BT)}{E(BT)} \tag{3.3}$$

    où $dt^0(BT)$ est une constante appelée résolution intrinsèque de la grande tour (en GeV.BC). Au passage, la relation d'incertitude temps-énergie est retrouvée !
- D'une BT à l'autre, la moyenne du temps grande tour dans un intervalle d'énergie fixé (fig 3.5) et la résolution intrinsèque $dt^0(BT)$ (fig 3.6) varient d'une fraction de BC. La variation de la résolution intrinsèque (fig 3.6) met en évidence les différentes conditions de bruit suivant la BT considérée. Les BTs du barril, numérotées de 256 à 500, possèdent en moyenne une constante $dt^0(BT)$ plus élevée que les autres. Ceci s'explique par leur capacité interne plus élevée. Il en est de même pour les BTs les plus externes de la partie avant du calorimètre, correspondant au groupe de numéros 50 − 60, 114 − 124, 178 − 188, et 242 − 252.

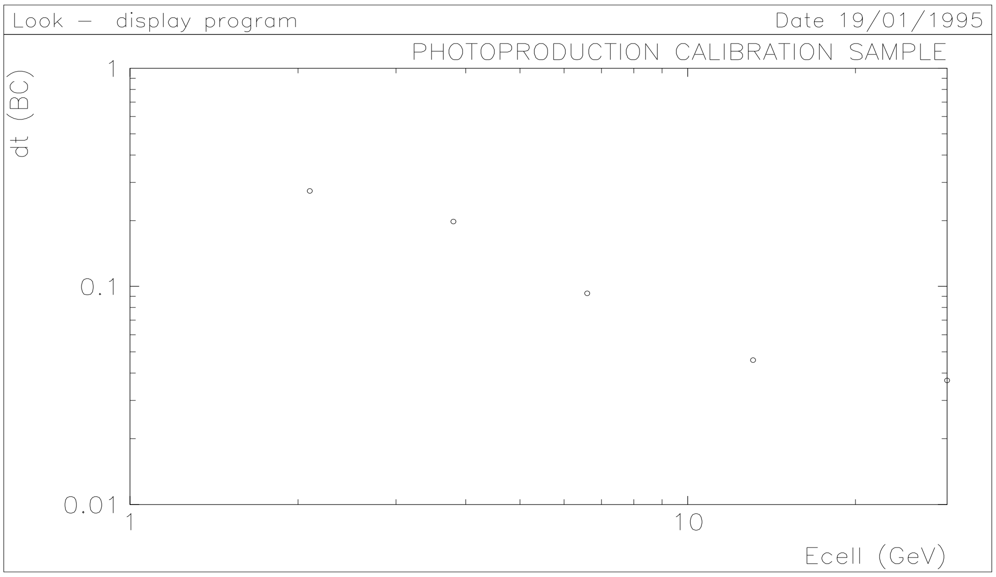

Figure 3.4: Résolution temporelle (dt) en fonction de l'énergie calorimétrique (Ecell) pour une BT typique.

Pour effectuer la calibration en temps du calorimètre, 5 temps moyens, $< t >_{cal} (BT, E_{cell})$, sont extraits, correspondant à 5 intervalles d'énergie calorimétrique dont les bornes inférieures sont 1, 3, 5, 10 et 20 GeV. Est également extraite pour chaque BT la résolution intrinsèque $dt^0(BT)$.

Aucune tentative de paramétrisation de la valeur du temps grande tour moyen en fonction de l'énergie grande tour n'a été faite, parce que cette fonction semble dépendre de chaque BT. Si la précision statistique du lot de calibration est insuffisante dans un intervalle donné (surtout pour les BTs du barril), la valeur du temps moyen de l'intervalle d'énergie inférieure de la même BT est prise par défaut.

La correction due à la calibration en temps du calorimètre consiste à soustraire de la mesure brute du temps grande tour le temps moyen attendu dans l'intervalle d'énergie calorimétrique $E_{cell}(BT)$ mesurée pour la BT choisie.

$$t(BT)_{calibré} = t(BT)_{mesuré} - < t_{cal} > (BT, E_{cell}(BT)) \tag{3.4}$$

Le résultat de cette calibration sur la distribution des temps grandes tours est montré figure 3.7 pour le même lot PSCC qu'au paragraphe II.2. Par rapport à la figure 3.1, le pic est devenu symétrique, centré en 0, et s'est affiné.

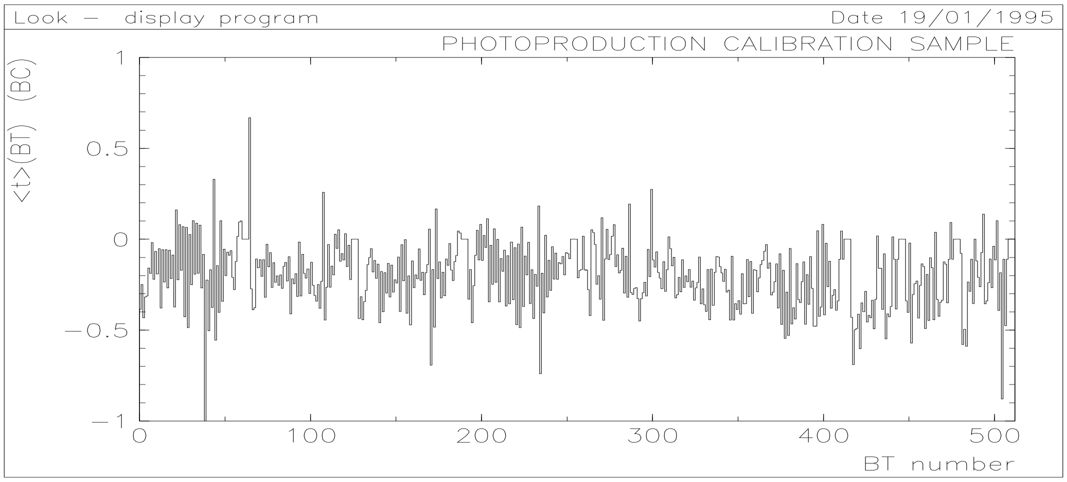

Figure 3.5: Valeurs des temps de calibration $< t >_{cal}$ en fonction du numéro de la BT, pour une énergie FADC entre 3 et 5 GeV.

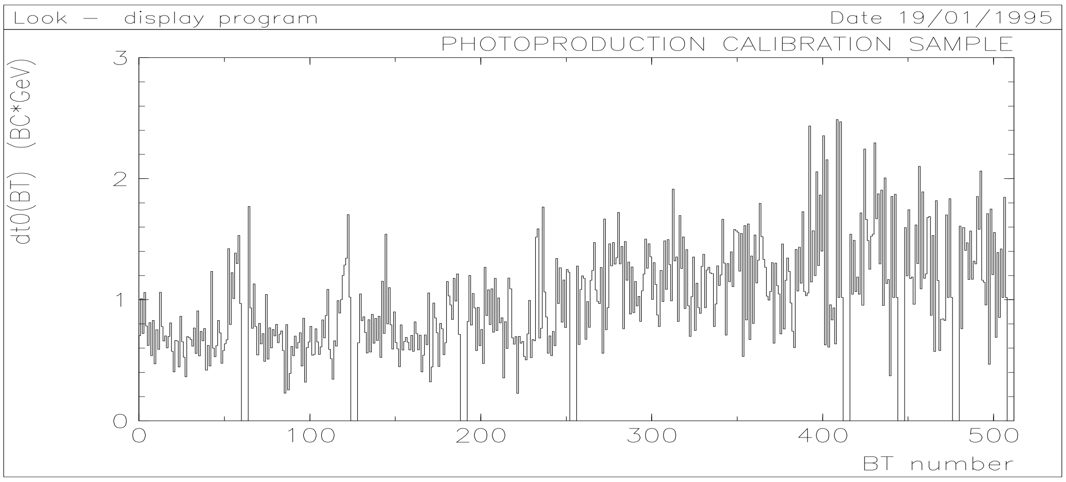

Figure 3.6: Résolution temporelle intrinsèque dt^0 en fonction du numéro de BT.

III ESTIMATION TEMPORELLE AU NIVEAU DE L'ÉVÉNEMENT

L'estimation temporelle au niveau de chaque BT étant à présent optimisée, il devient possible de travailler au niveau de l'événement. Deux estimateurs globaux ont été créés dans ce but :

- Le temps "événement" correspondant à la moyenne pondérée des temps de dépôt d'énergie dans les BTs :

$$T_{LAr} = < t(BT) > = \frac{\sum_{BT} \frac{t(BT)}{dt(BT)^2}}{\sum_{BT} \frac{1}{dt(BT)^2}} \tag{3.5}$$

  où

  - La somme est effectuée sur les BTs dont l'énergie calorimétrique est supérieure à 1.5 GeV (ce qui représente trois fois le seuil de bruit).
  - $t(BT)$ représente l'estimateur temporel calibré de la BT.

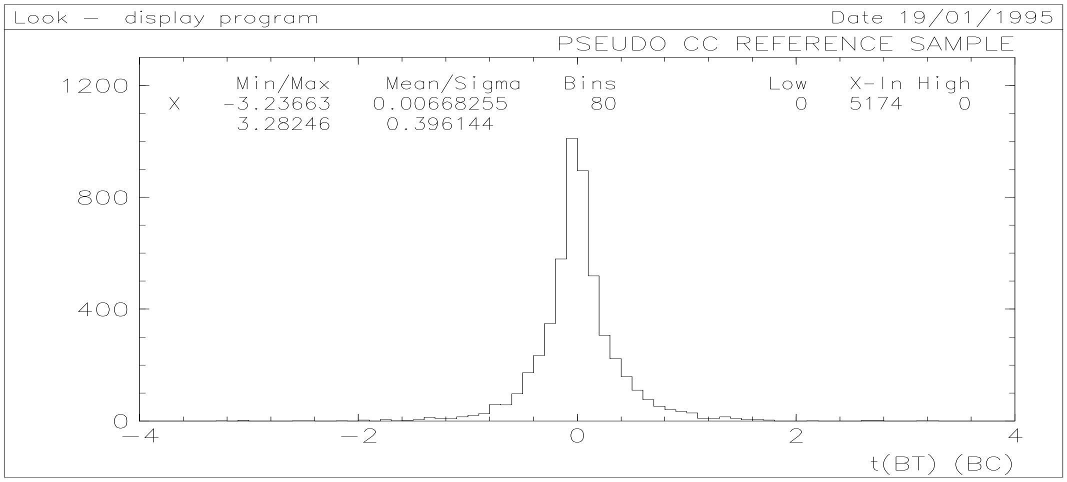

Figure 3.7: Distribution des temps BT calibrés pour le lot PSCC.

– $dt(BT) = dt^0(BT)/E(BT)$ est l'incertitude sur t(BT).

- La dispersion "événement " correspondant à la dispersion temporelle de ces dépôts :

$$S_{LAr} = \sqrt{< t^2(BT) > -(< t(BT) >)^2} \tag{3.6}$$

où les moyennes sont calculées avec les mêmes BTs et les mêmes poids que pour T_{LAr}.

En outre, l'incertitude temporelle de l'événement , qui correspond en fait à l'erreur statistique sur T_{LAr}, est calculée avec la formule ci-dessous (toujours en utilisant les mêmes BTs) :

$$DT_{LAr} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{BT} \frac{1}{dt(BT)^2}}} \tag{3.7}$$

Cette incertitude peut être considérée comme un estimateur de la qualité de la mesure. Plus l'énergie d'un événement est élevée et concentrée, plus la précision de l'estimateur temporel est grande (voir la formule 3.3). En conséquence, les jets à grand moment transverse vers l'avant sont bien mieux définis en temps que les jets dans le barril, qui sont plus étalés.

T_{LAr} indique si l'ensemble des dépôts d'énergie est hors-temps par rapport à l'instant de déclenchement. S_{LAr} souligne plutôt la superposition dans le calorimètre de dépôts d'énergie de même importance à des temps différents (un en temps, l'autre hors-temps).

Les PSCCs servent à évaluer les performances de ces estimateurs. Pour cela, le temps événement est comparé au T0 plus précis donné par les détecteurs de traces centraux (CJCT0, décrit au chapitre 2). La figure 3.8 combine les deux informations. La corrélation est évidente, en particulier lorsque le déclenchement a lieu par erreur un ou plusieurs BCs trop tôt par rapport à la collision. Ces décalages peuvent être aisément détectés par CJCT0 (voir chapitre 4,II.3.B). Par souci de simplification, le lot est restreint dans la suite aux événements PSCCs n'ayant pas ce décalage.

Les figures 3.9, 3.10 and 3.11 montrent les distributions T_{LAr} et S_{LAr} pour le lot PSCC, ainsi que leur corrélation. T_{LAr} a une distribution symétrique centrée en zéro. La largeur du pic nous donne une résolution temporelle effective du calorimètre au niveau de l'événement

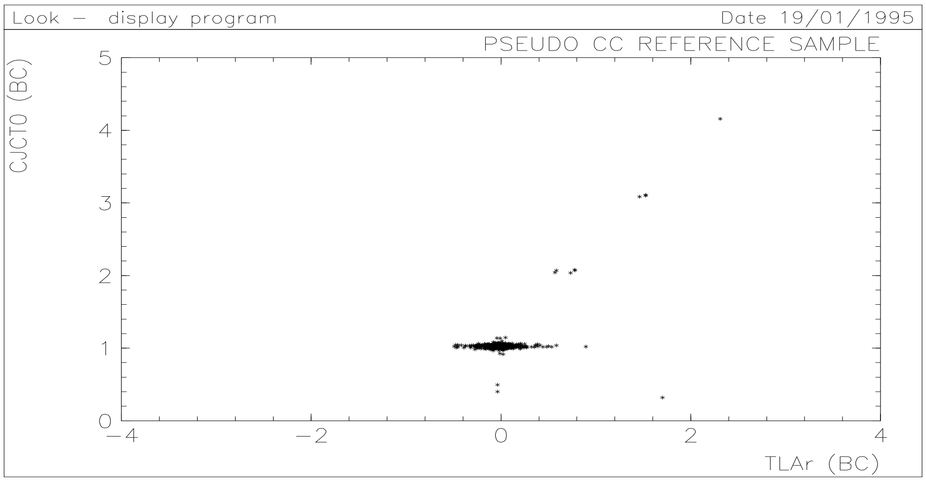

Figure 3.8: Comparaison du temps événement mesuré par le détecteur de traces central (CJCT0) et par le calorimètre (T_{LAr})

de 0.13 BC pour les événements de moment transverse supérieur à 20 GeV. Cette résolution effective est moins bonne que à la résolution nominale du calorimètre donnée par la moyenne de l'incertitude temporelle DT_{LAR} (0.07 BC, figure 3.12). Cela indique la présence d'effets systématiques résiduels, dont le principal est la précision statistique de la calibration des BTs du barril. Celle-ci pourra être améliorée lorsque nous disposerons d'une luminosité intégrée accrue.

IV MISE EN OEUVRE TECHNIQUE

Lors de la reconstruction des données du détecteur (voir chapitre 2,III.1), le temps grande tour, l'énergie calorimétrique et l'énergie déclenchement de toutes les BTs dont l'énergie calorimétrique est supérieure à 1 GeV, sont stockés dans une banque disponible au niveau DST. De plus, les trois estimateurs événements (T_{LAr}, DT_{LAr}, et S_{LAr}) sont calculés (avec la calibration temporelle) et enregistrés dans une autre banque également disponible sur DST.

Les valeurs des constantes de calibration temporelle des grandes tours sont enregistrées dans la base de données de H1 et peuvent être mise à jour en fonction de la période de prise de données.

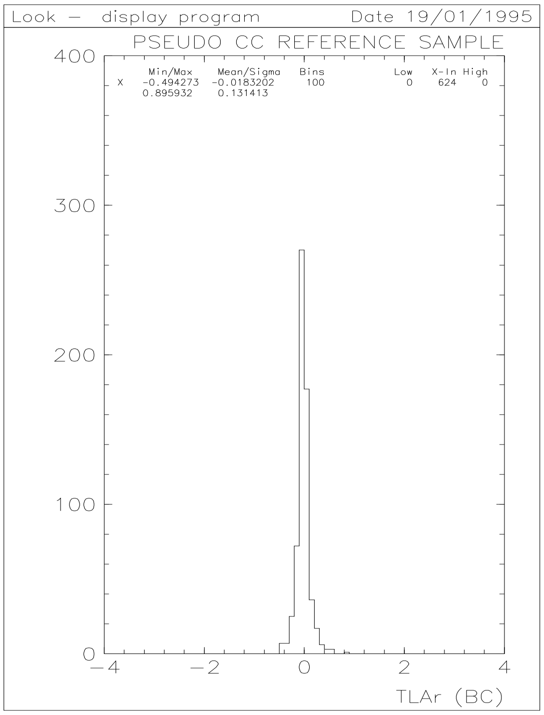

Figure 3.9: Distribution du temps événement dans le calorimètre (T_{LAr})

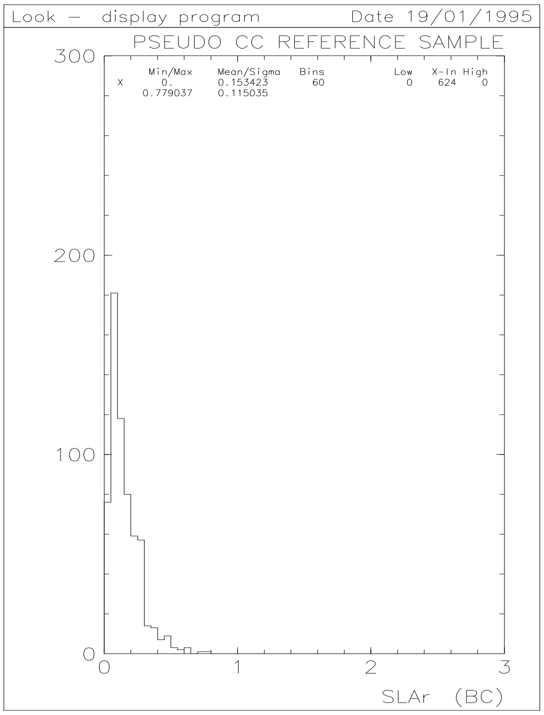

Figure 3.10: Dispersion événement du calorimètre (S_{LAr})

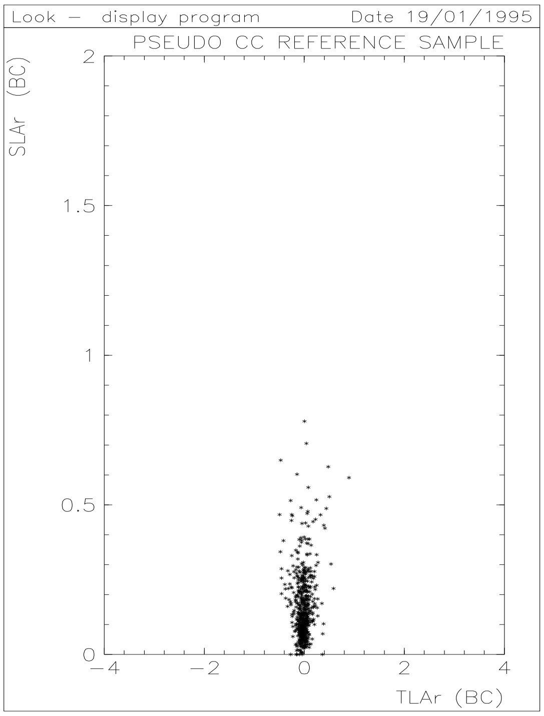

Figure 3.11: Corrélation entre la dispersion événement (S_{LAr}) et le temps événement (T_{LAr})

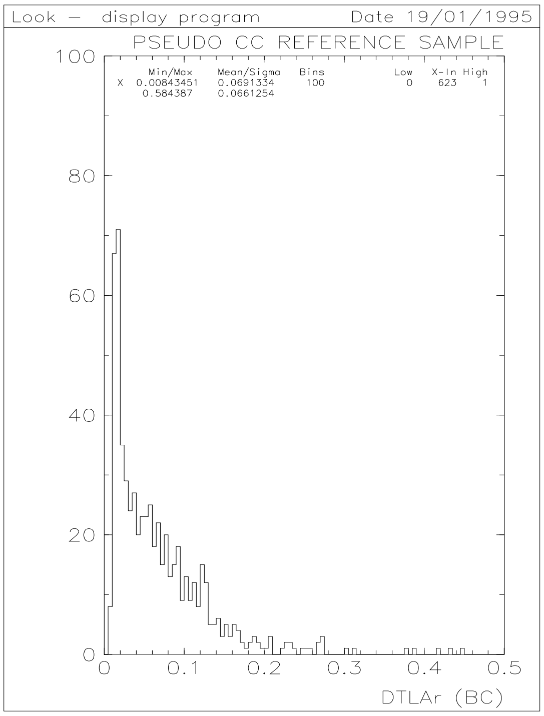

Figure 3.12: Incertitude temporelle du calorimètre (DT_{LAr})

Chapitre 4

Sélection des interactions à grand transfert d'impulsion

Après avoir décrit le détecteur et les outils de travail associés, nous abordons dans ce chapitre la sélection des événements de diffusion profondément inélastique à grand Q^2.

Une définition formelle de ce type d'événements sera énoncée. Les différents critères de sélection liés à leur topologie et à celle de leurs bruits de fond seront ensuite détaillés. Dans une troisième partie, les diverses sources d'inefficacité de sélection seront systématiquement étudiées.

I DÉFINITION PRATIQUE DES ÉVENEMENTS ÉTUDIÉS : CC, NC, PSCC.

Les interactions à Courant Chargé (CC) et Courant Neutre (NC) sont définies ici de manière formelle afin de bien délimiter notre domaine d'étude dans la pratique.

CC : Un candidat CC est une interaction *ep* caractérisée par un deséquilibre important de l'énergie transverse totale mesurée dans le calorimètre à argon liquide. Aucun lepton isolé à grand moment transverse ne doit être observé dans la direction de l'énergie transverse manquante. Le deséquilibre ne doit être dû ni à des problèmes techniques du calorimètre ni à des événements superposés.

NC : Un candidat NC est une interaction *ep* où le positron diffusé est identifié dans le calorimètre à argon liquide du détecteur H1. En outre, l'énergie transverse du positron ou du système hadronique doit être importante.

PSCC : Un événement Pseudo-CC (PSCC) est un événement NC dont toute l'information concernant l'électron identifié est retirée des banques de données. L'événement est ensuite reconstruit et le système de déclenchement est resimulé à partir de l'information hadronique seule (voir III.3.A). L'intérêt de ces événements est double : ils servent avant tout au contrôle de l'efficacité de sélection des interactions à courant chargé. Ils sont aussi utilisés pour la mesure des sections efficaces des interactions à courant neutre par leur information hadronique.

Dans la suite, les lots d'interactions à courant neutre sélectionnés uniquement par l'information hadronique (en plus de l'identification du positron diffusé) seront appelés pseudo-courants chargés (PSCC).

II CRITÈRES DE SÉLECTION

La sélection se fait en deux étapes : en ligne, pendant l'acquisition par le sytème de déclenchement et de classification, puis différée ("hors-ligne"), par un programme spécifique à l'analyse. La réjection du bruit de fond résiduel après application des coupures de base est étudiée à part (II.3 et II.4). L'ensemble des résultats de la sélection est reporté dans le tableau 4.2 (en dernière partie). La sélection des interactions à courant neutre est effectuée de deux manières différentes : d'une part, uniquement par l'information hadronique, comme pour les courants chargés ; d'autre part, uniquement par l'information liée au positron.

II.1 La sélection en ligne

Cette sélection repose sur le choix de définition des courants chargés et des courants neutres du paragraphe précédent. Les figures 1.2 et 1.3 du chapitre 1,II.1 rappellent les topologies typiques de ces événements.

II.1.A Niveau L1 : Le système de déclenchement "grand Q^2"

L'analyse se limite aux événements signalés comme "CC" ou "NC grand Q^2" par le système de déclenchement du niveau 1, dont les principes généraux ont été décrits au chapitre 2,II.5.B. Ces déclencheurs sont définis de manière lâche afin d'introduire le minimum de biais possible.

Les déclencheurs "CC grands Q^2" : Ils reposent sur l'estimation de l'énergie transverse manquante par les grandes tours du calorimètre à argon liquide (Chapitre 2,II.5.B.b). Ce signal doit être en coïncidence avec un signal des chambres proportionnelles multifils qui donne l'instant de déclenchement (*zvtxt*0, voir chapitre 2, même partie). Dans le même temps, les scintillateurs (ToF et Mur veto) ne doivent pas indiquer la présence de bruit de fond associé au faisceau de protons. La valeur du seuil d'énergie transverse manquante, calculée en fonction des positions angulaires des grandes tours par rapport au point nominal d'interaction (noté WWP dans la figure 2.8), vaut environ 6 GeV ([1]) pour 1994 et 1995.

Les déclencheurs "NC grands Q^2" : Ceux-ci reposent soit sur la présence d'un amas majoritairement électromagnétique dans le calorimètre à argon liquide, soit sur l'estimation par les grandes tours de l'énergie transverse totale (somme scalaire de l'énergie transverse de chaque grande tour). Ces deux conditions se complètent, puisqu'un positron diffusé à grand angle sera le plus souvent absorbé par la partie électromagnétique du calorimètre (première condition remplie), à moins qu'il ne pénètre dans un des trous en z ou ϕ (deuxième condition remplie dans ce cas, voir chapitre 2,III pour la localisation précise de ces zones). L'instant de déclenchement est donné soit par les chambres centrales multifils, soit par les chambres du détecteur de traces avant, et les conditions de veto sont identiques à celles des déclencheurs CC. La détection d'un amas électromagnétique s'effectue par la recherche d'une grande tour électromagnétique d'énergie supérieure à 6 GeV. Le seuil sur l'énergie transverse totale vaut 8 GeV.

II.1.B Le Niveau L4-L5 : La classe des "grands Q^2"

En aval du système de déclenchement de niveau 1, les filtres des niveaux 4 et 5 renforcent la sélection en ligne (Chapitre 2,II.5.D).

Le lot de départ de l'analyse est l'ensemble des événements classifiés "grands Q^2" (classe 8). La classe des "NC moyens et grands Q^2" (classe 9) est également décrite car elle sera utilisée pour sélectionner les interactions à courant neutre par le positron diffusé. Comme cette classe recoupe celle des "grands Q^2", elle permettra aussi de contrôler la classification.

La classe "grands Q^2" : Elle contient l'ensemble des événements de type courant chargé ou courant neutre avec une énergie transverse hadronique supérieure à 10 GeV et une trace dans les chambres à dérive. Les calculs sont effectués uniquement sur les cellules du calorimètre à argon liquide à l'échelle d'énergie finale (Chapitre 2,III.1.B). Les candidats CC doivent vérifier que leur énergie transverse manquante estimée dépasse 10 GeV. La classification des candidats NC repose sur la recherche de tous les amas de 5 GeV ou plus d'énergie transverse (candidats positron) dans le calorimètre. L'énergie transverse hadronique associée à chaque candidat positron est définie par la somme vectorielle des dépôts d'énergie excluant le candidat lui-même. Au moins

---

[1] Cette valeur dépend de l'angle polaire du dépôt.

un candidat positron doit avoir une énergie transverse hadronique associée supérieure à 10 GeV. Les conditions de "bonne" trace doivent pouvoir être vérifiées par la trace sélectionnée. Cela signifie que la particule doit traverser l'une des chambres planaires avant, ou bien qu'elle vérifie dans les chambres centrales les conditions suivantes :

- $r_{1hit} < 30$ cm où r_{1hit} est la distance au faisceau du premier fil touché débutant la trace,
- $|r_{fin} - r_{1hit}| \geq 10$ cm où r_{fin} est la distance au faisceau du dernier fil touché par la trace,
- $DCA < 5$ cm où DCA est la distance de plus petite approche entre la trace et le faisceau ("Distance of Closest Approach"),
- $|z_o| < 100$ cm où z_o est la coordonnée longitudinale au point de DCA.

La classe "NC moyens et grands Q^2": Un événement appartient à cette classe si un candidat positron est identifié et que la conservation du moment transverse (vectoriel) est approximativement respectée. L'événement doit avoir un amas majoritairement électromagnétique dans une région polaire comprise entre 10 et 160^o avec une énergie transverse minimale après correction pour les matériaux morts qui varie entre 5 et 8 GeV en fonction de l'angle polaire de l'amas. Une bonne trace est également requise, avec des critères renforcés par rapport à la classe 8 : $P_t > 0.2$ GeV et $DCA < 2$cm. L'énergie transverse manquante calorimétrique, après correction pour les matériaux morts, doit être inférieure à 40 GeV. Enfin, afin de rejeter les interactions cosmiques, un identificateur de muons cherche des traces dos-à-dos dans les chambres centrales, ou des traces dans la région du détecteur de muons correspondant au candidat positron. En cas de succés, l'événement est rejeté.

II.2 La sélection différée

Cette sélection est effectuée par un programme spécifique à l'analyse. Les événements doivent respecter à la fois des critères techniques assurant la cohérence et le sens de la mesure, et des critères physiques délimitant le domaine d'étude.

II.2.A Les critères de qualité

Ils rassemblent tout ce qui concerne la qualité du faisceau de HERA et l'état du détecteur H1. Il est demandé :

- Un faisceau de bonne ou moyenne qualité pendant les périodes de prise de données ;
- Un croisement de faisceaux correspondant à un croisement effectif de deux paquets (protons et positrons ; pas de paquets pilotes) ;
- Un état normal de fonctionnement (hautes tensions branchées) pour tous les détecteurs nécessaires à l'analyse. Sont compris le calorimètre à argon liquide, les chambres centrales à dérive, les chambres centrales multifils, le détecteur de traces avant, et le fer instrumenté ;
- Un état normal de fonctionnement du système de déclenchement. En particulier, les déclencheurs CC ne doivent pas avoir un facteur limitant leurs taux de déclenchement ;

- Un état normal de fonctionnement de l'électronique du calorimètre, sans zone morte (créant des régions sans information) ou bruyante (créant artificiellement de l'énergie transverse).

En outre, sont exclus les périodes de prise de données dont le point d'interaction a été déplacé à ±70 cm, parce qu'ils sont consacrés à un autre type de physique.

Ces critères de qualité réduisent la luminosité utile à l'analyse. Les valeurs sont rassemblées ci-dessous.

$$\mathcal{L}^{CC}_{utile} = \mathcal{L}^{PSCC}_{utile} = 6.57 \pm 0.10 \text{ pb}^{-1}$$

$$\mathcal{L}^{NC}_{utile} = 6.66 \pm 0.10 \text{ pb}^{-1}$$

L'erreur est purement systématique (1.5%). Elle est due à la méconnaissance théorique du processus de Bethe-Haitler. La différence avec la luminosité intégrée déclarée utilisable fournie par HERA (Chapitre 1,I.1.C), soit $\mathcal{L}$=14.75 pb^{-1} pour 94 et 95, s'explique à la fois par le temps mort de prise de données et les critères de qualité de notre analyse. Les différentes conditions de déclenchement requises entre les sélections CC (ou PSCC) et la sélection NC expliquent l'écart de luminosité utile entre les trois analyses.

II.2.B L'identificateur de positron

D'après notre définition des interactions à courant neutre, le lepton diffusé doit être observé dans le calorimètre à argon liquide. Par conservation du moment transverse, il est en majorité isolé du jet hadronique opposé, et possède une énergie transverse comparable. La segmentation fine du calorimètre permet la reconnaissance d'un positron par la topologie de la cascade électromagnétique formée lors de son interaction avec les premières couches du détecteur. L'identificateur de positron choisi a été développé par André Schöning. Sa description détaillée est disponible dans [55]. Ses principales caractéristiques ainsi que les valeurs des coupures sont brièvement rappelées ci-dessous.

Les trois critères principaux d'identification sont :

- La présence d'un amas isolé de grande énergie transverse (> 5 GeV) dans le calorimètre,
- La compatibilité topologique de cet amas avec la forme d'une gerbe électromagnétique de grande énergie,
- La présence d'une trace associée à cet amas.

Les coordonnées de l'amas sont calculées par rapport au vertex reconstruit. Le centre de gravité de l'amas (défini par le vecteur position $\vec{r}_{amas}$) est déterminé en pondérant la position de chaque cellule de l'amas ($\vec{r}_i$) par son énergie calorimétrique. On définit deux cylindres emboîtés ayant pour axe $\vec{r}_{amas}$, et de rayons respectifs 10 et 25 cm. L'énergie calorimétrique est calculée à l'intérieur du cylindre (E_{int}) et dans l'ensemble des cellules de la partie hadronique du tube extérieur (E^{had}_{ext}). Le critère d'isolation requiert :

$$\frac{E^{had}_{ext}}{E_{int}} < 0.05$$

La masse transverse ($M_\perp$) et l'ouverture angulaire ($A_\perp$, sans dimension) de cet amas sont également calculées, pour l'ensemble des cellules de l'amas situées dans un cône de 11.5^o autour de la direction du centre de gravité :

$$
\begin{aligned}
M_\perp &= \sqrt{(\sum_{cellules\,j} |\vec{a}_{\perp j}| E_j)^2 - (\sum_{cellules\,j} \vec{a}_{\perp j} E_j)^2} = \sqrt{(\sum E_{\perp,j})^2 - (\sum \vec{p}_{\perp,j})^2} \qquad (4.1)\\
A_\perp &= \sqrt{(\sum_{cellules\,j} |\vec{a}_{\perp j}|)^2 - (\sum_{cellules\,j} \vec{a}_{\perp j})^2} \qquad (4.2)
\end{aligned}
$$

où

$$|\vec{a}_{\perp i}| = |\frac{\vec{r}_i}{|r_i|} \times \frac{\vec{r}_{amas}}{|r_{amas}|}| = |\sin(\frac{\vec{r}_i}{|r_i|}, \frac{\vec{r}_{amas}}{|r_{amas}|})| \; < \; \sin(11.5^o) \qquad (4.3)$$

Le candidat positron doit vérifier :

$$A_\perp < 3$$

$$
\begin{array}{lllrl}
M_\perp < & 3.75\text{ GeV} & \log(1 + \frac{E_{amas}}{55\text{GeV}}) & \text{si} & E_{amas} > 10\text{ GeV}\\
M_\perp < & 0.626\text{ GeV} & & \text{si}\quad 5 < & E_{amas} < 10\text{ GeV}
\end{array}
$$

L'optimisation de ces coupures, faite à l'aide de simulations Monte-Carlo, permet d'avoir une efficacité élevée à grand moment transverse, même dans les trous en z et ϕ du calorimètre à argon liquide. La coupure sur la masse transverse réduit fortement la contamination des hadrons identifiés à tort comme des positrons.

Le second cas de contamination vient de certains photons de grande énergie qui vérifieraient ces critères. La contrainte sur la présence d'une trace, dont la projection sur le calorimètre doit se situer à moins de 12 cm du centre de gravité de l'amas, permet de minimiser cette contamination.

Outre l'identification dans les trous du calorimètre, l'avantage d'un tel identificateur apparaît en cas de radiation d'un photon dans l'état final. En effet, si celui-ci est proche du positron, les cellules du photon et celles du positron sont rassemblées dans un même amas. Cet amas est plus large que celui d'un positron seul. Cependant, sa masse transverse reste toujours dans les limites imposées. Il n'est donc pas rejeté.

L'efficacité de l'identificateur de positron, et la probabilité de contamination par des hadrons ou des photons seront vues en section III.

II.2.C Le vertex

Quelque soit l'événement recherché, un vertex défini par de "bonnes" traces est nécessaire, afin d'avoir un point d'origine pour calculer les variables cinématiques. La valeur de la coupure sur ce vertex a été choisie en fonction de sa distribution spatiale. Cette distribution résulte de la convolution de la distribution spatiale du vertex réel avec la résolution de la reconstruction de ce vertex par les traces des chambres à dérive. Sa demi-largeur à mi-hauteur (σ_{vertex}) est de l'ordre de 12.5cm pour les CC, et de 10cm pour les NC. La différence s'explique par la présence de la trace du positron diffusé. Ceci permet de définir la coupure sur la position du vertex :

$$|z_{vertex} - z_{run}| < 35\,\text{cm}$$

où :

- z_{vertex} est le résultat d'un ajustement de l'ensemble des bonnes traces des détecteurs avant et central en un même point proche du faisceau ;
- z_{run} est le vertex moyen de la période de prise de données considérée. Il est mesuré à +5cm en 94 et −2cm en 95 pour les interactions à grand Q^2.

L'inefficacité associée à cette coupure est due soit à la reconstruction des traces et du vertex, soit aux queues de distribution de la position du vertex. La précision en (x, y) du vertex est de l'ordre du mm et dépend du nombre de traces en jeu. Cette information tranverse n'est pas utilisée dans la sélection.

II.2.D L'énergie transverse

Les interactions à courant chargé sont caractérisées par une énergie transverse manquante puisque le neutrino n'est pas détecté. Les candidats doivent donc vérifier un déséquilibre minimum en impulsion transverse. La valeur de cette coupure est choisie en tenant compte de la précision statistique nécessaire à l'analyse, et du bruit de fond physique pouvant passer cette coupure. Elle doit être suffisamment éloignée des pré-requis du déclenchement CC et de la classification (10 GeV, voir II.1.A et B) afin de minimiser les corrections d'efficacité. Une coupure relativement élevée (25 GeV) avec une probabilité de contamination faible a été préférée à une coupure plus basse en énergie, mais nécessitant une soustraction du bruit de fond s'appuyant sur des événements simulés. Les candidats CC doivent donc vérifier :

$$\not{P}_T^{CC} = \sqrt{(\sum_{cell.LAr} E_{x,i})^2 + (\sum_{cell.LAr} E_{y,i})^2} > 25\,\mathrm{GeV} \tag{4.4}$$

où

$$\begin{aligned} E_{x,i} &= E_{cellule\,i} \sin\theta_i \cos\phi_i \\ E_{y,i} &= E_{cellule\,i} \sin\theta_i \sin\phi_i \end{aligned}$$

θ_i et ϕ_i sont les positions angulaires des cellules par rapport au vertex reconstruit. L'énergie est calculée uniquement avec les cellules du calorimètre à argon liquide, à l'échelle d'énergie finale (voir chapitre 2,III.1.B). La résolution est étudiée au chapitre 5,II (elle est de l'ordre de quelques GeV à ces énergies).

La sélection des courants neutres se fait soit sur le moment transverse du positron diffusé (P_T^e), soit sur le moment transverse des hadrons, calculé après suppression du positron, de manière identique à celle des courants chargés afin d'avoir les mêmes effets systématiques :

$$\not{P}_T^{PSCC} = \sqrt{(\sum_{cell.LAr-e+} E_{x,i})^2 + (\sum_{cell.LAr-e+} E_{y,i})^2} > 25\,\mathrm{GeV} \tag{4.5}$$

où la somme est effectuée sur les cellules situées à l'extérieur d'un cône centré sur le vertex et de 17^o d'ouverture autour du positron identifié. La valeur de cet angle a été optimisée pour rejeter les cellules associées à un éventuel photon émis dans l'état final par le positron diffusé.

L'avantage de travailler uniquement avec le calorimètre à argon liquide est de n'être sensible qu'aux effets de mesure d'énergie de ce détecteur. Cela reste également cohérent avec les contraintes du déclenchement et de la classification. En outre, il est ainsi possible de combiner les années 94 et 95, sans avoir à prendre en compte les changements des calorimètres arrières (BEMC et SPACAL). Enfin, une étude de Yong Ban [56] a montré que l'inclusion des autres calorimètres (calorimètre de fin de gerbes, BEMC ou SPACAL) n'améliorait pas significativement la résolution en énergie dans notre domaine cinématique.

II.3 Le bruit de fond résiduel non physique

Toutes les coupures précédemment décrites ne suffisent pas à obtenir un lot parfaitement pur d'interactions à courant chargé et à courant neutre. Le bruit de fond résiduel est réparti en deux catégories : le premier est dénommé "non physique" dans la suite car il comprend essentiellement des muons, et le second est appelé physique car il correspond à des interactions ep.

Le bruit de fond non physique affecte surtout le lot d'interactions à courant chargé et regroupe quatre processus possibles :

- le bruit de fond faisceau : il s'agit de l'interaction d'un proton avec le gaz résiduel, ou avec les parois du tube à vide. Cette interaction peut, au niveau du détecteur H1, déclencher l'acquisition.
- Le bruit de fond muon cosmique pur (figure 4.1) : Un muon pénètre le détecteur H1 et interagit avec le calorimètre à argon liquide. Il y déploie une gerbe énergétique de Bremsstrahlung, avec des secondaires dans les détecteurs de traces. Ces muons arrivent aléatoirement avec un angle en général compris entre 0 et 60^o par rapport à la verticale.
- Le bruit de fond muon de halo pur : ces muons sont des particules secondaires résultant d'interactions proton-gaz ou proton-tube qui ont eu lieu en amont du détecteur H1. Ces muons sont parallèles au faisceau et pénètrent le détecteur en même temps que le paquet de protons qui les a produits.
- le bruit de fond d'empilement : c'est la superposition d'un des deux précédents bruits de fond muon avec une interaction ep ou γp (photoproduction) de faible énergie ou liée au faisceau de proton. Les particules issues de l'interaction fournissent les traces, et le muon donne de l'énergie transverse dans le calorimètre. Un exemple de ce type d'événement est donné figure 4.2.

Le bruit de fond faisceau sera d'abord traité car il s'avère négligeable. Les trois autres bruits de fond, qui possèdent chacun des caractéristiques temporelles et topologiques propres, seront étudiés dans le détail sous ces deux aspects. Pour cela, les estimateurs temporels des chambres centrales (Chapitre 2,III.1.A) et du calorimètre à argon liquide (Chapitre 3,III) seront utilisés. Les identificateurs de bruit de fond topologiques seront développés dans une troisième partie. Enfin, la combinaison de ces deux types d'identificateurs (temporels et topologiques) permettra la prédiction du bruit de fond résiduel après leur application.

II.3.A Le bruit de fond faisceau

Ce bruit de fond est étudié grâce aux paquets de protons n'ayant pas de paquet de positrons en vis-à-vis pour interagir (paquets pilotes, voir chapitre 2,I.1.a). Les interactions ayant lieu lors du passage de ces paquets dans le détecteur ne peuvent donc correspondre qu'à une interaction proton-tube ou proton-gaz. L'étude de ces paquets pilotes montre que les conditions de déclenchement CC et NC (section II.1.A) et la valeur de la coupure sur l'énergie transverse du positron ou du hadron éliminent complètement ce bruit de fond.

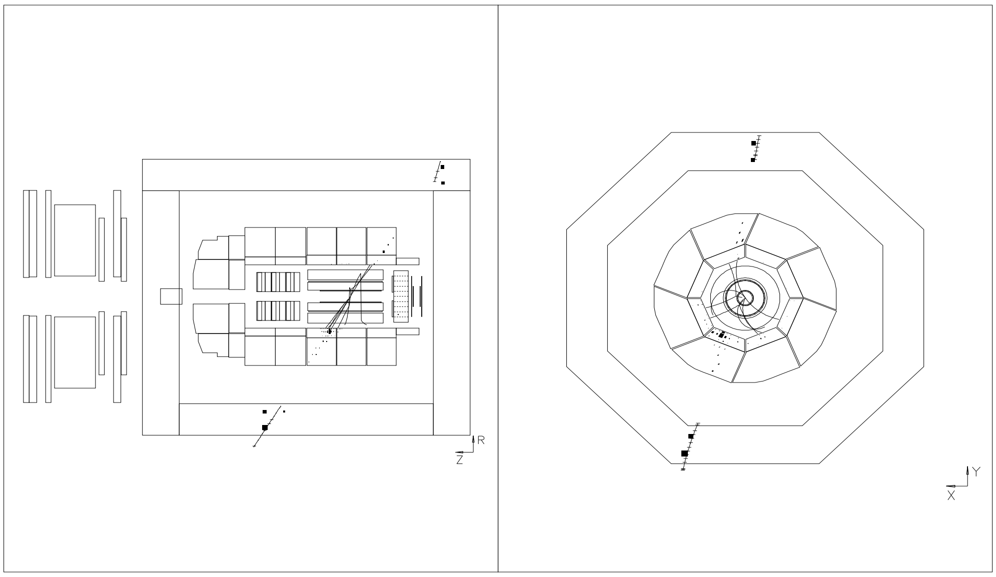

Figure 4.1: Muon cosmique pur : les traces et les dépôts d'énergie viennent de l'interaction du muon avec le calorimètre à argon liquide. Les traces sont ici la résultante de particules secondaires.

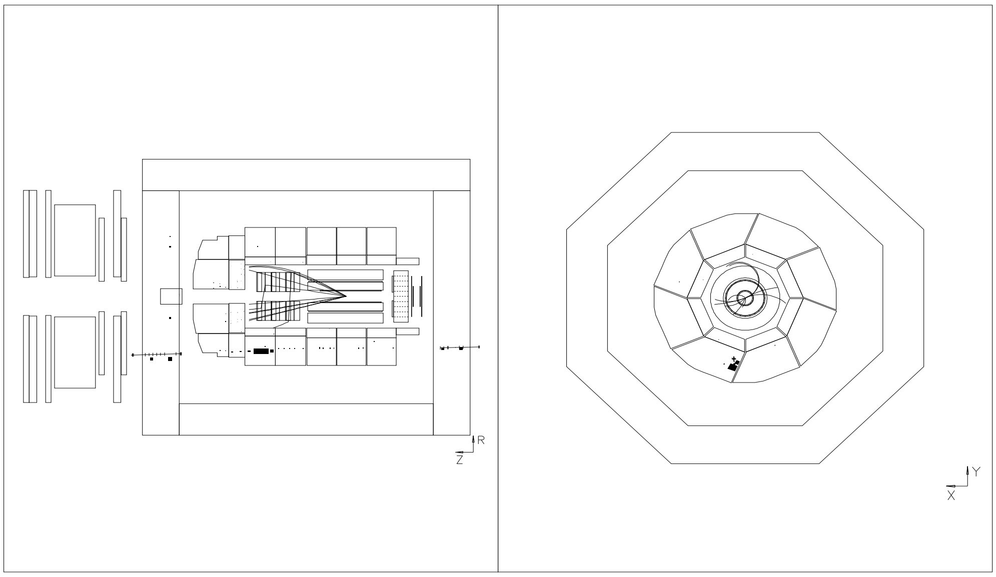

Figure 4.2: Evénement d'empilement avec un muon de halo : les traces centrales proviennent d'une interaction de basse énergie, et l'énergie transverse visible d'un muon de halo.

II.3.B Caractéristiques temporelles du bruit de fond de muons

Cette partie fait partie intégrante de l'analyse des courants chargés dans [1].

Pour déterminer les caractéristiques temporelles d'un événement bruit de fond, deux estimateurs temporels sont disponibles dans H1 :

- le temps moyen d'arrivée des traces (T_{CJC}, voir chapitre 2,III.1.A), dont la résolution est de l'ordre de quelques nanosecondes,
- le temps événement du calorimètre à argon liquide (T_{LAR}, chapitre 3,III), dont la résolution est de l'ordre de la fraction de BC. La dispersion événement n'a pas un pouvoir de réjection suffisamment important pour être pris en considération ici.

Pour un événement d'empilement, T_{CJC} et T_{LAR} sont a priori différents. Il faut s'attendre à ce que T_{CJC} soit en temps avec une collision (interaction ayant déclenché l'acquisition par la présence d'un vertex) et que T_{LAR} puisse varier d'un ou plusieurs croisements de faisceaux par rapport à cette collision (du moment que l'énergie est suffisante pour passer les coupures). Les empilements pourront donc être reconnus en observant une différence de temps entre T_{LAR} et T_{CJC}.

Pour un événement muon cosmique pur, les traces et le dépôt énergétique proviennent de la même source : le muon. Par contre, la distribution temporelle des cosmiques étant uniforme, il faut s'attendre pour la plupart d'entre eux à un décalage global d'une fraction de BC par rapport au croisement de faisceaux nominal. Ils seront donc essentiellement reconnus par une valeur de T_{CJC} différente de la valeur nominale.

La distribution temporelle des événements muon de halo pur est un peigne de Dirac, en phase avec les croisements de faisceaux. Donc, ils ne pourront être détectés par les estimateurs temporels, à moins de provenir d'une interaction secondaire d'un proton satellite (proton n'appartenant à aucun paquet) avec la paroi du tube ou le gaz résiduel.

Avant d'étudier la corrélation entre T_{CJC} et T_{LAR}, une petite correction de leur mesure doit être effectuée pour tenir compte des cas de déclenchement en avance de quelques croisements de faisceaux par rapport à la collision (voir figure 3.8 au chapitre 3). Ce problème est détecté par le fait que T_{CJC} se trouve augmenté d'une unité par croisement de décalage. Pour traiter ces événements , T_{CJC} et T_{LAR} sont recentrés du nombre de croisements de faisceaux nécessaire, déterminé par le nombre entier le plus proche de la valeur de T_{CJC} ($INT(T_{CJC})$), quand cette variable est bien définie.

$$T_{vrai} = T_{mesuré} - INT(T_{CJC}) \ \ (\text{en BC}).$$

La correction de T_{LAR} est en fait un peu différente car il faut tenir compte de la mise en forme du signal s'étendant sur plusieurs BCs. Comme cet estimateur temporel n'est calculé que pour l'intervalle [-4;+4] BC, un décalage par rapport à la collision entraînera la perte de la queue du signal déclenchement, et donc un temps grande tour plus petit que prévu (et par conséquent un temps événement également plus petit). Ces effets sont pris en considération et corrigés en prenant comme référence les événements PSCC ayant déclenché trop tôt (voir chapitre 3, figure 3.8). Ces corrections sont rassemblées dans le tableau 4.1.

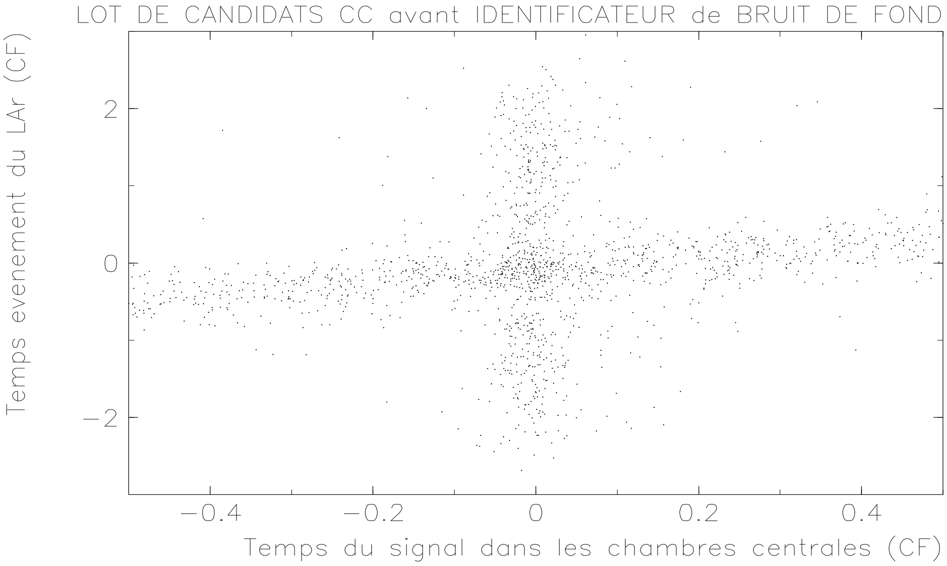

Figure 4.3: Corrélation entre T_{LAR} et T_{CJC} pour les candidats CC 94 ayant passé les coupures sur le déclenchement, le vertex et l'énergie transverse manquante.

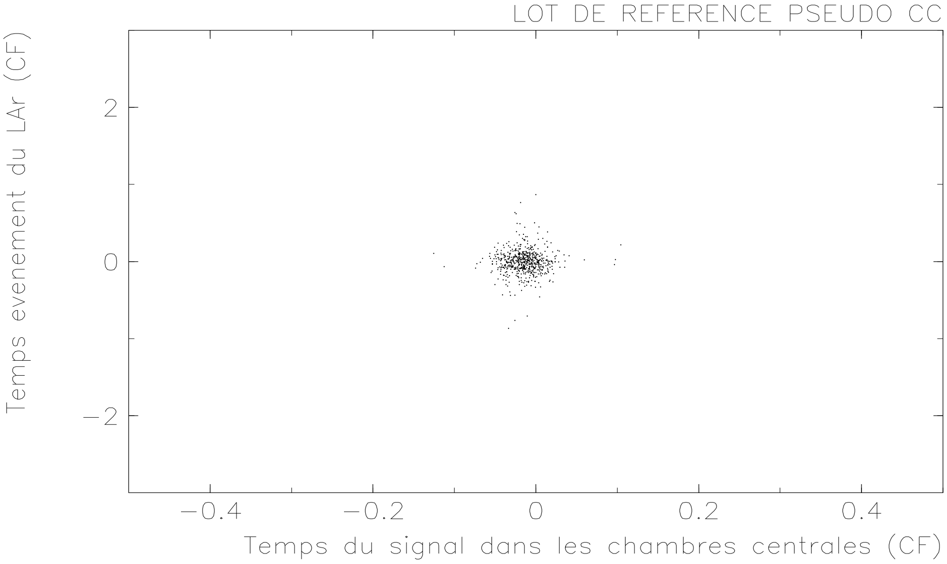

Figure 4.4: Comparaison des temps événement mesurés par le détecteur central de traces (T_{CJC}) et par le calorimètre (T_{LAr}), pour le lot PSCC.

BC de déclenchement	0	1	2	3	4
Intervalle pour T_{CJC} (BC)	[−0.5;0.5]	]0.5;1.5]	]1.5;2.5]	]2.5;3.5]	]3.5;4.5]
Correction pour T_{CJC} (BC)	–	−1.0	−2.0	−3.0	−4.0
Correction pour T_{LAR} (BC)	–	−0.9	−1.7	−2.3	−2.6

Tableau 4.1: Table des corrections à apporter en unité BC au temps mesuré par les chambres centrales (T_{CJC}) et par le calorimètre (T_{LAr}), en cas de déclenchement anticipé par rapport à la collision réelle de l'événement .

La figure 4.3 montre la corrélation de T_{CJC} et T_{LAr} pour l'ensemble des candidats CC restant après application des précédentes coupures (déclenchement, vertex, $\not{P}_T$) pour les données 94. Deux zones bien distinctes apparaissent : une bande verticale correspondant aux événements d'empilement, et une bande horizontale correspondant aux muons cosmiques purs.

Pour comparaison, la figure 4.4 montre les mêmes variables pour le lot de référence PSCC (Chapitre 3,III). La distribution est dense et centrée. Les valeurs de T_{CJC} et T_{LAR} correspondent au croisement de faisceaux nominal.

L'étude du lot PSCC a permis de définir les coupures optimales pour garder les candidats CC, tout en conservant une inefficacité raisonnable [53] :

$$|T_{CJC}| < 0.1 \text{ BC si } \Delta(T_{CJC}) > 0.$$

$$|T_{LAr}| < 0.5\,BC$$

$\Delta(T_{CJC})$ représente l'erreur sur T_{CJC}, calculée d'après le nombre et la qualité des traces reconstruites dans les chambres à dérive centrales (CJC 1 et 2). Il n'y a donc pas de coupure sur le temps des traces s'il n'est pas défini avec précision. La différence entre la valeur des coupures sur le temps du calorimètre et le temps des traces reflète simplement la différence de résolution temporelle entre ces deux détecteurs.

Les estimateurs temporels ne permettent pas de détecter du bruit de fond de halo pur ou d'empilement en phase avec un croisement de faisceaux et une interaction dans les détecteurs de traces. Il reste donc après leur application :

- les muons cosmiques purs, qui vérifient $T_{CJC} < 0.1$ BC,
- les muons de halos purs,
- les empilements de muons de halos provenant du même paquet de proton que l'interaction superposée de basse énergie,
- les empilements de muons cosmiques, où le temps de dépôt dans le calorimètre à argon liquide est proche de celui de l'interaction superposée ($T_{LAR} < 0.5$ BC).

D'où la nécessité de faire intervenir la topologie des événements bruit de fond muon pour améliorer leur réjection.

II.3.C Caractéristiques topologiques du bruit de fond de muons

La comparaison des figures 1.3 et 1.2 d'interactions à courant chargé et courant neutre, avec les figures 4.1 et 4.2 du bruit de fond de muons, montrent clairement la différence de topologie entre les événements recherchés et leur bruit de fond. Cela permet d'éliminer celui-ci en imposant des critères topologiques relativement serrés sur les candidats CC et NC.

La topologie des dépôts des muons de halos pénétrant le détecteur est très différente de celle des muons cosmiques. Les premiers sont parallèles au faisceau (figure 4.2) tandis que les seconds arrivent verticalement (figure 4.1). L'influence du champ magnétique de H1, qui est parallèle au faisceau, est donc faible pour les muons de halos. Ils poursuivent leur trajectoire en ligne droite et traversent tout le calorimètre. Deux identificateurs topologiques de bruit de fond sont spécialisés dans leur reconnaissance :

- Le premier recherche de nombreux dépôt alignés en z dans le calorimètre à argon liquide, et couvrant au maximum trois secteurs de 10^o en ϕ ;
- Le second fait coïncider une trace ou un dépôt dans la partie arrière du fer instrumenté avec une série d'amas alignés dans le calorimètre.

Ces critères suffisent à identifier la plupart des muons de halos purs et empilés.

Les muons cosmiques qui parviennent à passer la chaîne de sélection possèdent beaucoup d'énergie. Ils sont donc également peu déviés par le champ magnétique de H1. La plupart traversent en ligne droite tout le détecteur, rencontrant dans l'ordre le Fer instrumenté, le calorimètre à argon liquide, éventuellement les chambres à traces, puis à nouveau le calorimètre et le Fer instrumenté. Leur identification va reposer sur ces détecteurs. Quatre critères topologiques sont définis :

- Le premier réclame deux traces dans des parties opposées du détecteur de muons ($> 4m$ de distance), avec une direction angulaire semblable ;
- Le second demande une trace dans le Fer instrumenté, d'angle compris entre 30 et 160^o, et 90% des dépôts d'énergie du calorimètre contenus dans un cylindre de 90cm de rayon centré sur l'axe de la trace ;
- Le troisième étudie le cas des muons cosmiques n'ayant pas de trace reconstruite dans le Fer instrumenté. Son principe est semblable à celui du second, sauf qu'il recherche deux dépôts diamétralement opposés dans le calorimètre de fin de gerbe. Ces dépôts définissent l'axe d'un cylindre de 90cm de rayon. L'angle polaire de cet axe doit être compris entre 30 et 140^o (élimination des bouchons du Fer instrumenté). Le critère de sélection agit sur l'énergie calorimétrique contenue dans ce cylindre par rapport à l'énergie totale du calorimètre à argon liquide. Le rapport des deux doit être supérieur à 0.85 pour classifier l'événement comme muon cosmique ;
- Le dernier critère ne concerne que les traces des muons cosmiques purs dans les chambres centrales. Il est possible de reconnaître un muon cosmique traversant les chambres en identifiant deux traces dos-à-dos, s'il n'y a pas plus de 20 traces au total dans ces chambres.

Au total, six identificateurs topologiques de bruit de fond muon sont donc disponibles : deux consacrés aux muons de halo, et quatre aux muons cosmiques [57]. Ces identificateurs ont été utilisés pour la sélection des CC, et des NC par la méthode positron. Lors de la création des PSCC, des identificateurs de bruit de fond plus restrictifs, adaptés à leur format, ont été employés.

II.3.D Combinaison des estimateurs temporels et topologiques

La disponibilité de deux types d'identificateurs de bruit de fond indépendants, l'un fondé sur les caractéristiques temporelles et l'autre sur les caractéristiques topologiques, rend possible l'estimation absolue du bruit de fond restant après leur application. Comme le détecteur de traces des muons a un temps de réponse très court, seuls les identificateurs topologiques n'utilisant pas les traces de muons doivent être pris en compte pour cette étude.

Soit $n1$ le nombre d'événements rejetés uniquement parce qu'ils sont mesurés hors-temps ; soit $n2$ le nombre d'événements rejetés uniquement pour leur topologie, et N ceux rejetés par les deux types d'identificateurs. Le pouvoir de réjection temporelle est donné par le rapport $\varepsilon_1 = N/(n2+N)$, et le pouvoir de réjection topologique par le rapport $\varepsilon_2 = N/(n1+N)$. Donc, le nombre total d'événements de bruit de fond attendu pour le lot complet est estimé à :

$$N_{BG\ total} = \frac{n1+N}{\varepsilon_1} = N + n1 + n2 + \frac{n1 \times n2}{N} \tag{4.6}$$

Il est possible de raisonner de manière identique avec le pouvoir de réjection topologique, ce que traduit la symétrie de la formule 4.6. Le bruit de fond restant est alors :

$$N_{BG\ restant} = N_{BG\ total} - N_{BG\ identifi\acute{e}} = \frac{n1 \times n2}{N} \tag{4.7}$$

Dans notre cas, pour les candidats courants chargés,

$$\left.\begin{array}{rcl} n1(\text{rejetés temp.}) & = & 612 \\ n2(\text{rejetés topo.}) & = & 820 \\ N(\text{rejetés doublement}) & = & 1472 \end{array}\right\} \text{Prédiction : } N^{CC}_{BG\ restant} = 341 \pm 21$$

Parmi ces 341 événements , 172 sont rejetés par les identificateurs de bruit de fond qui utilisent l'information du détecteur de muons. Le nombre d'événements de bruit de fond muon attendus dans le lot final est donc de 169 ± 21.

II.4 Le bruit de fond résiduel physique

Il s'agit d'interactions *ep* pouvant passer l'ensemble des coupures, mais qui ne font pas partie des événements recherchés. Cela concerne surtout les lots d'interactions à courant neutre (PSCC et NC). Il faut cependant aussi l'étudier pour les interactions à courant chargé.

II.4.A Pour les courants chargés :

La contamination NC : Les événements NC ayant une impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV sont très peu probables. A partir d'une simulation Monte-Carlo d'événements générés avec $Q^2 > 100\ GeV^2$, on s'attend à 5.4 ± 1.2 événements pour 6.6 $\text{pb}^{-}1$ de luminosité. L'observation de ces événements montre qu'il s'agit soit d'un effet de trous ou de zones mortes du calorimètre à argon liquide, soit de la disparition d'une partie de l'énergie dans le Fer ou dans le tube à vide. Ce bruit de fond est aisément identifiable lors de l'inspection visuelle des candidats CC.

La contamination photoproduction : Les événements de type photoproduction (interaction γp) sont plus difficiles à identifier. Le positron diffusé n'est pas observable dans le calorimètre à argon liquide puisqu'il disparaît dans le tube à vide. La collision γp ne fournit que des jets hadroniques (en général deux), comme une interaction à courant chargé. Par contre, l'événement doit être équilibré en P_T. Cependant, si l'un des jets est produit à très bas angle vers l'avant, avec beaucoup d'énergie, il est mal mesuré par le calorimètre à argon liquide puisque la plupart des hadrons disparaissent dans le petit calorimètre avant (PLUG) ou dans le tube à vide. Seul le second jet qui équilibre l'impulsion transverse du premier sera complètement mesuré. Dans ce cas, rien ne peut le distinguer d'une interaction à courant chargé à grand Q^2 puisque cet événement de photoproduction possède aussi une énergie transverse manquante importante.

Il est possible d'estimer la probabilité d'un tel cas avec des données en utilisant le détecteur d'électron du luminomètre. Cet appareil permet d'étiqueter environ 10% des événements photoproduction. La décroissance exponentielle du nombre de ces événements étiquetés en fonction de l'énergie transverse manquante ($\not{P}_T$) dans les données permet de déduire par un simple facteur d'échelle le nombre attendu à $\not{P}_T > 25\ GeV$. Ce nombre peut être vérifié par une simulation MC d'événements photoproduction. Cette étude réalisée par Achim Brämer et André Schöning ([1] et [55]) conduit à attendre 0.7 ± 0.2 événements de type photoproduction dans notre lot final d'interactions à courant chargé. Ce bruit de fond sera donc négligé dans la suite.

II.4.B Pour les courants neutres :

L'identification d'un hadron ou d'un photon comme positron diffusé laisse du bruit de fond d'événements photoproduction dans le lot de courants neutres. L'identification d'un photon comme positron est possible si une trace (en général de basse énergie) pointe vers un amas électromagnétique de masse transverse semblable à celle d'un positron, dans les limites de l'identificateur. On s'attend à ce que cet effet concerne surtout les PSCC car ils sont sélectionnés sans contrainte forte sur l'énergie du positron diffusé. La contamination du lot PSCC est estimée par la même méthode que celle employée pour les courants chargés : 24 ± 9 événements sont attendus, soit environ 2% du nombre final des PSCC. Ces événements seront rejetés lors de l'inspection visuelle des candidats PSCC et NC.

II.5 La réjection visuelle

Après avoir appliqué l'ensemble de la chaîne de sélection, y compris les identificateurs de bruit de fond, il est nécessaire de visualiser les candidats courant chargé, pour éliminer le bruit de fond non physique résiduel. Cette opération est également effectuée pour les interactions à courant neutre, afin de retirer la contamination prévue de photoproduction.

L'inspection visuelle du lot de 222 candidats CC permet d'identifier :

- 109 événements bruit de fond muon, dont la moitié de muons de halo et l'autre moitié de muons cosmiques ; ce nombre est du même ordre de grandeur que les 169 ± 21 événements prédits par la combinaison des identificateurs temporels et topologiques (II.3.D.d), la différence pouvant s'expliquer par une corrélation résiduelle entre ces deux types d'identificateurs ;

Sélection	CC had	PSCC had	NC e^+
	cl 8 CC/NC		cl 9 NC
Départ e^+p	222047		407375
Critères de Qualité	168823		356700
Déclenchement NC	–	–	108516
Identificateur e^+	–	15886	36307
Vertex NC	–	–	34778
Déclenchement CC	49143	7611	–
Vertex CC	35868	7351	–
$\not{P}_T > 25\ GeV$	3299	1219	–
$P_T^e > 25\ GeV$	–	–	1893
Identificateurs de bruit de fond	222	–	1844
Réjection visuelle	106	1202 ± 3	1829 ± 2

Tableau 4.2: Résumé des étapes de sélection des candidats CC, et NC, avec pour ces derniers les deux méthodes appliquées.

- 7 événements NC, pour lesquels soit le positron diffusé disparaît dans un trou du calorimètre à argon liquide ou une partie de l'énergie hadronique part dans le tube à vide ou le calorimètre de fin de gerbes. Ce nombre est en accord avec la contamination de 5.4 ± 1.2 NC prévue par simulation Monte-Carlo (II.4.a) ;
- 106 "vrais" CC.

Le bruit de fond muon et la contamination NC sont retirés du lot final afin de ne pas introduire de biais dans la mesure.

L'inspection visuelle est également effectuée sur les lots de 1844 candidats NC, sélectionnés uniquement par l'information positron, et de 1219 candidats PSCC. Ces lots ont 998 événements en communs. Sont identifiés :

- 13 événements bruit de fond muon pour les NC, et un seul pour les PSCC. La différence s'explique par le fait que des identificateurs topologiques de bruit de fond plus serrés que ceux que nous utilisons (voir II.3.c) ont été appliqués sur les PSCC dès le départ de la procédure ;
- un événement possédant quelques cellules bruyantes pour les PSCC ;

- 2 ± 2 événements de type photoproduction dans le lot NC, et 14 ± 2 dans le lot PSCC. Le nombre d'événements photoproduction du lot PSCC est en accord avec la prédiction de 24 ± 9 événements (paragraphe II.4.B) ;
- 1829 ± 2 "vrais" NC, et 1202 ± 3 "vrais" PSCC, où l'incertitude provient des événements de bruit de fond ambigus.

II.6 En résumé

Le tableau 4.2 résume les principales étapes de sélection des lots d'événements. Deux méthodes ont été appliquées pour sélectionner les interactions à courant neutre : la première est purement hadronique (à l'identificateur de positron près), effectuée sur les PSCC et identique à la méthode utilisée pour les CC ; la seconde, effectuée sur les NC, est purement électromagnétique, avec une coupure sur l'impulsion transverse du positron. Les identificateurs temporels de bruit de fond n'ont pas été appliqués pour la sélection des interactions à courant neutre parce que l'inefficacité associée était plus importante que le gain en pouvoir de réjection. Le facteur 2 observé en début de chaîne de sélection n'a aucun rapport avec le facteur 1.5 observé après réjection visuelle.

Les lots finals contiennent 106 événements courants chargés, 1202 ± 3 courants neutres sélectionnés avec la méthode hadron, et 1829 ± 2 avec la méthode électron. L'erreur associée à ces nombres est due à deux événements difficilement distinguables en tant que courant neutre ou photoproduction. A ceci près, ces lots d'événements seront dans la suite considérés comme exempts de tout bruit de fond.

La grande différence entre les nombres d'événements NC sélectionnés par les deux méthodes s'explique par la différence de coupure entre P_T^{had} et P_T^{e}, et par l'efficacité du déclenchement et de reconstruction du vertex CC.

III EFFICACITÉ DE SÉLECTION

Les efficacités seront décrites par ordre d'apparition des critères de sélection dans le tableau 4.2. Tous les résultats sont regroupés dans le tableau 4.3.

III.1 Le contrôle de la sélection en ligne

Le contrôle de la classification est effectué sur les événements qui auraient dû être rejetés par les filtres du déclenchement de niveau 4 et 5, mais qui sont conservés pour ce type d'étude. Aucun d'entre eux n'a réussi à passer l'une des trois chaînes de sélection (CC, PSCC, NC positron). Malheureusement, les événements à grand transfert d'impulsion étant rares, ce contrôle sur les données est statistiquement peu significatif. Une étude complémentaire est donc effectuée sur des simulations Monte-Carlo.

Ces études sont effectuées au moment de la période de prise de données, sur place à Hambourg. Les contrôles ont été réalisées par André Schöning en 1994, et par Günter Martin et Arndt Boris Fahr en 1995 [58]. Les résultats de ces études sont vérifiés à l'aide des PSCC pour les interactions à courant chargé (voir II.1.b). Le fait que les PSCC du lot final, classifiés "grands Q^2" par le système de filtrage en ligne alors qu'ils étaient encore sous forme de courants neutres, le restent après le retrait de l'information positron, implique que l'inefficacité de classification des courants chargés est inférieure à 0.1%. L'erreur associée est négligeable. En outre, l'ensemble des candidats NC (classe "NC moyens et grands Q^2", voir II.1.b) ayant passé la chaîne de sélection sont également tous classifiés "grands Q^2".

III.2 Efficacité de sélection des interactions à courant neutre

Trois facteurs entrent dans l'efficacité de sélection des courants neutres : l'efficacité de déclenchement NC, celle de reconstruction du vertex, et enfin celle de l'identificateur de positron. Parmi ces trois facteurs, seuls les deux derniers sont corrélés. Le déclenchement est en effet fondé sur l'information des chambres proportionnelles multifils, et sur les grandes tours, alors que l'identificateur de positron s'appuie sur les chambres a dérives et les cellules. Par contre, la trace du positron identifié permet de définir un vertex ; d'où la corrélation entre l'efficacité de l'identificateur de positron et celle du vertex.

III.2.A Le déclenchement NC

Grâce à la cinématique des interactions à courant neutre, et au domaine choisi ($P_T > 25$ GeV), l'inefficacité de déclenchement NC doit être négligeable, aux problèmes expérimentaux prêts (bruit, zones mortes). En effet, le déclenchement revient au OU logique des deux conditions suivantes : un amas énergétique dans une des grandes tours (déclenchement par le positron) ou une énergie transverse scalaire importante (déclenchement par le positron ou les hadrons). Comme la valeur de l'énergie transverse requise est de 25 GeV (positron ou hadrons), très supérieure aux seuils de déclenchement (6 GeV pour la grande tour électromagnétique et 8 GeV pour l'énergie transverse, voir chapitre 4,II.1.A), tous les NC passant la coupure sur l'énergie doivent avoir déclenché.

La vérification de ces affirmations se fait de deux manières. La première est effectuée sur un lot généré de courants neutres où le système de déclenchement est complètement simulé, en tenant compte des limitations expérimentales (bruit, zones mortes). La seconde méthode consiste à analyser les événements NC ayant déclenché sur un déclencheur indépendant des déclencheurs NC choisis pour cette analyse.

L'efficacité de déclenchement des interactions grands Q^2 à courant neutre est estimée de cette façon à $99.7 \pm 0.1\%$ pour notre chaîne de sélection [55].

III.2.B L'identificateur de positron

L'inefficacité de l'identificateur vient surtout de la non-reconnaisance du positron diffusé en tant que tel dans le calorimètre à argon liquide, le plus souvent dans les trous du calorimètre. Ces zones sont la principale source d'inefficacité. La seconde source est la mauvaise reconstruction de la trace associée au lepton. Si l'angle entre la trace et l'amas électromagnétique est trop important, l'amas est pris pour un photon. La troisième source est la radiation d'un photon dans l'état final. Elle a cependant été limitée aux radiations "dures" (où le photon est émis à grand angle) car l'identification se fait par la masse transverse de l'amas.

Le calcul de l'efficacité de l'identificateur de positron se fait par comparaison avec un autre identificateur de positron, reposant exclusivement sur les traces, ou exclusivement sur la partie calorimétrique. Pour ce dernier, il suffit de retirer la condition de trace de l'actuel identificateur de positron. Les résultats pour des données et pour des simulations Monte-Carlo sont comparés. Ils ont été consignés dans la thèse d'André Schöning [55]. L'efficacité de l'identificateur de positron pour un lot d'événements d'impulsion transverse hadronique supérieure à 25 GeV est :

$$\varepsilon_{e^+finder} = 98.7 \pm 0.3\%$$

III.2.C Le vertex NC

Pour les mêmes raisons cinématiques que pour l'efficacité de déclenchement, et grâce à la demande d'une trace par l'identificateur de positron, l'efficacité de reconstruction du vertex NC doit être proche de 100% dès lors que le positron diffusé a été identifié. La seule source de perte d'événements qui ne soit pas contenue dans l'efficacité de l'identificateur de positron est la position reconstruite du vertex, qui peut se situer en dehors de la zone d'interaction.

La mesure est effectuée sur les données, et controlée par les événements simulés. Les événements passant l'ensemble de la chaîne de sélection sans vertex dans la zone d'interaction sont visualisés. Le résultat de ce test donne une efficacité pour le vertex NC (ε_{vtx}^{NC}) de $99.8 \pm 0.1\%$.

III.3 Efficacité de sélection des interactions à courant chargé

L'efficacité de sélection des interactions à courant chargé est controlée de deux manières différentes : à l'aide de simulations Monte-Carlo de courants chargés (incluant la simulation du déclenchement, voir Chapitre 2,III.3.A), ou à l'aide du lot de données (PSCC). La deuxième méthode est décrite en détail dans la suite. Les résultats des deux méthodes sont systématiquement comparés dans la table 4.3.

Pour les événements simulés, afin de vérifier l'efficacité de sélection sans tenir compte des migrations sur l'énergie, la coupure en $\not{P}_T$ est immédiatement appliquée. En cas d'absence de vertex reconstruit, le point nominal d'interaction est pris comme point de référence pour le calcul de l'impulsion transverse. Dans la simulation, les identificateurs temporels de bruit de fond ne sont pas appliqués parce que les bruits hors-temps associés à l'électronique, ainsi que le bruit de fond muon, ne sont pas simulés. Par contre, l'efficacité des identificateurs topologiques de bruit de fond peut être controlée.

III.3.A La méthode des Pseudo-Courants Chargés

Cette méthode est introduite afin de contrôler les efficacités de sélection des interactions à courant chargé sur les données. L'avantage de travailler avec des données est de prendre en compte tous les effets expérimentaux. En outre, le résultat ne dépend pas d'un choix particulier d'hadronisation ou de fonctions de structure.

Le principe est de sélectionner un lot très pur d'interactions à courant neutre, indépendamment des informations utilisées pour la sélection des CC. La pureté du lot est donc fondée sur le positron diffusé. Outre l'identification du positron diffusé et les identificateurs topologiques de bruit de fond spécifiques aux PSCC (voir partie II.6), le sous-déclencheur électron pour l'événement NC est requis (II.1.a). Le vertex NC doit être défini dans la zone nominale d'interaction. Cette demande entraîne une petite corrélation avec le vertex CC, mais celle-ci reste quantitativement négligeable (le vertex NC a 0.2% d'inefficacité, voir III.2.C) grâce à la présence du positron.

Enfin, l'énergie transverse manquante calculée à partir du vertex défini par les hadrons, ou, en cas d'absence de celui-ci, à partir du point nominal d'interaction, doit être supérieure à 25 GeV.

Une fois passés ces critères de sélection, le lot de PSCC est soumis à l'ensemble des identificateurs de bruit de fond topologiques et temporels décrits dans la section II.3. Ceci permet de purifier davantage le lot. Il est donc différent du lot final PSCC donné dans la table 4.2 destiné à notre mesure physique.

Pour ce lot pur de courants neutres, l'information positron est retirée à la fois dans les données calorimétriques et dans les données déclenchement du calorimètre à argon liquide. L'ensemble des cellules dans un cône de 0.3 radian ($\approx 17^o$) d'ouverture sont supprimées. De même pour les chambres à traces centrales, les coups associés à la trace du positron sont retirés. Enfin, le système de déclenchement est complètement resimulé et l'événement totalement reconstruit.

Il suffit ensuite d'appliquer les coupures associées à la méthode hadronique et compter le nombre d'événements restants pour obtenir l'efficacité de la sélection. Il faut cependant noter que les courants chargés n'ont pas les mêmes distributions cinématiques que les courants neutres. En particulier, ils ont une impulsion transverse moyenne plus élevée. Donc, pour obtenir l'efficacité de sélection CC, chaque événement PSCC doit être pesé par le rapport des sections efficaces différentielles NC/CC dans le domaine cinématique des variables mesurées (x,Q^2 : voir chapitre 5,I). Ce rapport est calculé à l'ordre de Born par le programme EPOKEPIK [59]. Tout cela peut être résumé en deux formules :

$$\varepsilon_{NC,had} = \frac{N_{obs.}^{PSCC}(variable)}{N_{total}^{PSCC}(variable)}$$

$$\varepsilon_{CC,had} = \frac{N_{obs.}^{PSCC} \otimes (d\sigma^{CC}/d\sigma^{NC})}{N_{total}^{PSCC} \otimes (d\sigma^{CC}/d\sigma^{NC})}$$

III.3.B Efficacité de déclenchement et de vertex CC

La figure 4.5 illustre pour les courants chargés l'efficacité de déclenchement et de reconstruction du vertex en fonction respectivement de l'énergie transverse manquante et de "l'angle hadronique" θ_h (direction calculée du quark éjecté dans l'approximation du modèle des partons, voir chapitre 5,I.1). L'efficacité de déclenchement dépend essentiellement de l'énergie transverse manquante. La coupure de 25 GeV choisie pour l'analyse permet une grande efficacité de déclenchement ($> 85\%$) dès le seuil en énergie franchi. L'efficacité décroît à bas P_T. Ceci s'explique suivant la topologie des jets hadroniques :

- Si l'énergie transverse vient d'un jet à l'avant, l'énergie dans les grandes tours autour du tube à vide à l'avant n'est pas prise en compte car ces grandes tours sont désactivées (pour éviter un taux de déclenchement trop élevé à cause du bruit de fond). En outre, les traces associées à ce jet ne permettent pas toujours le déclenchement du $zvtxt0$, requis pour cette analyse.

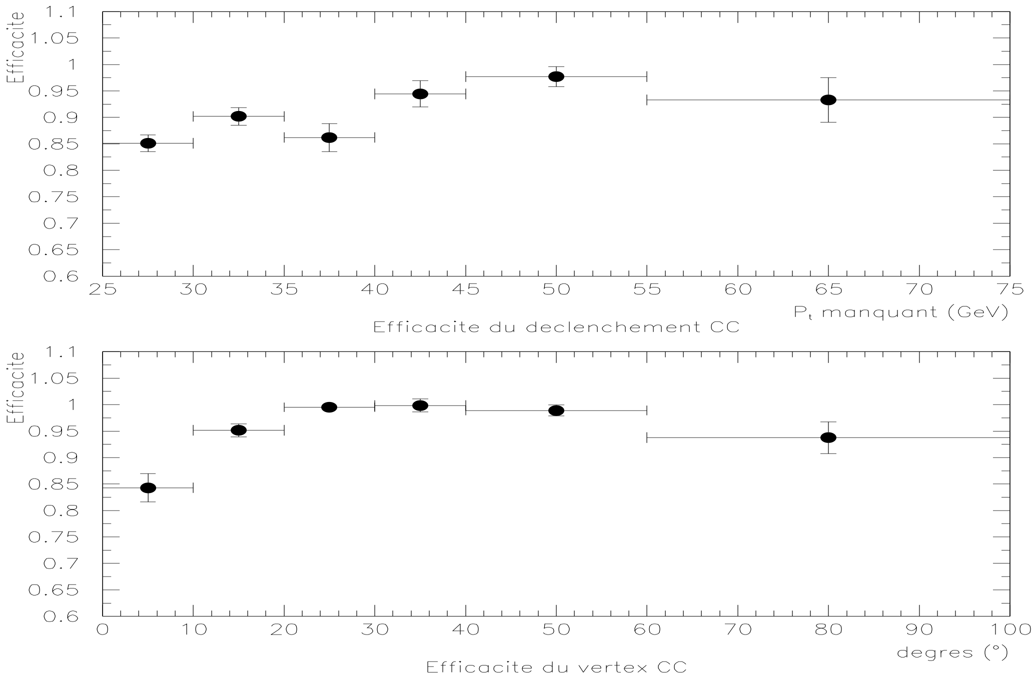

Figure 4.5: Efficacité de déclenchement CC en fonction de l'énergie transverse manquante ($\not{P}_T$) et efficacité de reconstruction du vertex en fonction de "l'angle hadronique" (θ_h).

- Si par contre l'énergie transverse vient d'un jet émis dans le barril, le jet touche un plus grand nombre de grandes tours, car ce type de jet hadronique tend à s'étaler. En conséquence, la probabilité d'atteindre le seuil de déclenchement est plus faible puisque l'énergie est répartie entre plusieurs grandes tours, le seuil de bruit par grande tour restant identique.

L'efficacité de reconstruction du vertex chute à bas θ_h. Ceci s'explique par l'acceptance du détecteur de traces avant, limitée à bas angle. Elle atteint rapidement les 100% (dès les 20 degrés) par l'utilisation combinée des deux détecteurs de traces (avant et central).

L'efficacité combinée moyenne de déclenchement et de reconstruction du vertex s'élève à $88.0 \pm 0.7\%$ pour les courants chargés, en regroupant les années 94 et 95 (voir table 4.3).

III.3.C Efficacité des identificateurs de bruit de fond et de la réjection visuelle

L'efficacité des identificateurs topologiques de bruit de fond de cette analyse est calculée à l'aide d'événements PSCC sélectionnés indépendemment d'eux. Elle est de $99.3 \pm 0.2\%$ pour les courants chargés, et de $99.9 \pm 0.1\%$ pour les candidats courants neutre (sélectionnés avec le positron). Les résultats sont reportés dans la note [57]. Pour les NC sélectionnés par la méthode hadronique, cette efficacité est celle des identificateurs topologiques spécifiques à la méthode des PSCC, égale à $98.7 \pm 0.4\%$ [55]. L'efficacité des identificateurs temporels est calculée à partir des événements physiques PSCC qu'ils rejettent. Les valeurs reportées dans la table 4.3 donnent l'efficacité combinée de l'ensemble des identificateurs de bruit de fond temporels ou topologiques effectivement appliqués à chaque lot.

L'efficacité de sélection visuelle des événements à courant chargé est de 100% et considérée sans erreur, parce que la topologie des événements bruit de fond de muons est assez différente de celle des CC (voir II.3). En outre, plusieurs observateurs, appliquant une chaîne d'analyse différente, parviennent après visualisation au même lot final d'interactions à courant chargé. Cet argument n'est plus valable pour les événements courants neutres où il est parfois difficile de distinguer une interaction à courant neutre d'une interaction de type photoproduction. L'incertitude associée sur le nombre de NC finals est indiquée dans la table 4.2 et sera prise en compte dans les erreurs systématiques.

III.4 Efficacités globales et différentielles

L'efficacité globale de sélection sera nécessaire lors de la mesure de sections efficaces totales CC et NC. Ses différentes composantes sont résumées dans la table 4.3. L'erreur globale est plus faible que la somme quadratique des erreurs de chaque étape, pour la sélection CC et PSCC, parce que les efficacités de déclenchement et du vertex sont regroupées ensemble pour le calcul de l'erreur. Ces efficacités sont plus élevées pour les courants chargés que pour les PSCC, car leur impulsion transverse moyenne est plus importante (voir III.3.a).

Efficacité		CC had	PSCC had	NC e^+
Déclenchement	Données	–	–	99.7 ± 0.1
NC (ε_{trg}^{NC})	MC			99.9
Identificateur	Données	–	98.7 ± 0.3	98.7 ± 0.3
e^+ (ε_{e^+})	MC	–	99.1	99.1
Vertex	Données	–	–	99.8 ± 0.1
NC (ε_{vtx}^{NC})	MC			99.8
Déclenchement	Données	90.5 ± 0.9	87.4 ± 0.9	–
CC (ε_{trg}^{CC})	MC	96.1	–	
Vertex	Données	97.5 ± 0.6	95.2 ± 0.6	–
CC (ε_{vtx}^{CC})	MC	97.8	–	
Identificateurs de	Données	96.3 ± 0.7	98.7 ± 0.4	99.9 ± 0.1
bruit de fond (ε_{BG})	MC	–	99.9	99.9
Total	Données	84.9 ± 1.0	81.1 ± 0.9	98.1 ± 0.4

Tableau 4.3: Table des efficacités de sélection des interactions à courant chargé et courant neutre, estimées à partir des données, ou à partir de simulations Monte-Carlo.

Lors de la mesure des sections efficaces différentielles, il faudra prendre en compte l'efficacité de sélection pour chaque intervalle cinématique étudié. Sauf spécifications contraires, seules les efficacités mesurées sur les données seront utilisées.

Lorsque cela est possible, l'efficacité sera décrite par deux variables cinématiques puisque l'interaction est supposée être à deux corps. Les variables de la figure 4.5 permettent de bien comprendre les effets qui entrent en jeu, mais ne sont pas utilisées dans la suite. Le choix s'est porté sur les variables cinématiques des sections efficacités différentielles (x, y, Q^2) dont le calcul sera introduit au chapitre suivant.

Les tables d'efficacité en fonction de ces variables sont rassemblées ci-dessous. Les efficacités différentielles ne seront utilisées que pour le vertex et le déclenchement CC. Les autres sources d'inefficacité, plus petites, seront considérées comme indépendantes des variables cinématiques et la contribution globale de la table 4.3 sera appliquée dans chaque intervalle.

Efficacité différentielle	x (%)	]0.03 – 0.08]	]0.08 – 0.16]	]0.16 – 0.30]	]0.30 – 0.60]
PSCC	$\varepsilon_{trg+vtx}$	91.4 ± 1.1	87.0 ± 1.6	61.3 ± 2.9	70.6 ± 7.8
CC	$\varepsilon_{trg+vtx}$	90.5 ± 1.1	91.7 ± 1.7	80.5 ± 3.8	76.0 ± 8.4

Efficacité différentielle	y (%)	]0.05 – 0.14]	]0.14 – 0.30]	]0.30 – 0.60]	]0.60 – 0.95]
PSCC	$\varepsilon_{trg+vtx}$	81.1 ± 1.8	91.4 ± 1.3	91.6 ± 1.6	78.8 ± 4.1
CC	$\varepsilon_{trg+vtx}$	83.4 ± 1.9	93.6 ± 1.3	93.5 ± 1.7	77.0 ± 4.0

Efficacité différentielle	Q^2 (GeV^2) (%)	]625 – 1500]	]1500 – 5000]	]5000 – 12000]	]12000 – 40000]
PSCC	$\varepsilon_{trg+vtx}$	80.7 ± 1.3	88.1 ± 1.5	81.0 ± 5.1	75.0 ± 12.5
CC	$\varepsilon_{trg+vtx}$	87.1 ± 1.5	90.3 ± 1.5	83.0 ± 5.3	86.9 ± 14.5

Tableau 4.4: Tables des efficacités différentielles du vertex et du déclenchement pour les PSCC et les CC en fonction de x, y et Q^2.

Efficacité 2D différentielle y	PSCC x (%)	]0.03 – 0.08]	]0.08 – 0.16]	]0.16 – 0.30]	]0.30 – 0.60]
]0.05-0.50]	$\varepsilon_{trg+vtx}$	93.2 ± 1.1	87.4 ± 1.6	75.9 ± 3.1	73.3 ± 8.1
]0.50.0.95]	$\varepsilon_{trg+vtx}$	83.8 ± 3.4	84.6 ± 7.1	70.0 ± 14.5	100 ± 100

Efficacité 2D différentielle y	CC x (%)	]0.03 – 0.08]	]0.08 – 0.16]	]0.16 – 0.30]	]0.30 – 0.60]
]0.05-0.50]	$\varepsilon_{trg+vtx}$	94.5 ± 1.1	93.6 ± 1.7	84.6 ± 3.5	81.2 ± 8.9
]0.50.0.95]	$\varepsilon_{trg+vtx}$	79.6 ± 3.2	82.9 ± 6.9	87.7 ± 17.8	100 ± 100

Tableau 4.5: Tables des efficacités différentielles du vertex et du déclenchement pour les PSCC et les CC à deux dimensions en fonction de x et y.

Chapitre 5

Mesure des interactions à courant chargé et courant neutre

La mesure des interactions à courant chargé et courant neutre est à présent possible : tous les facteurs correctifs associés à la sélection ont été évalués dans le chapitre précédent. Comme plusieurs méthodes de mesure des variables cinématiques x, y, et Q^2 sont disponibles, il est nécessaire de choisir la plus adaptée. Il faut également contrôler que la mesure en énergie est correctement effectuée et maîtriser l'effet des erreurs systématiques associées.

I DES VARIABLES THÉORIQUES AUX VARIABLES MESURÉES

I.1 Les différentes méthodes de reconstruction

A l'approximation de Born, pourvu que l'énergie au centre de masse reste fixe, deux variables indépendantes suffisent pour décrire tout le processus (interaction à deux corps, voir chapitre 1,III.1). Ces variables peuvent donc être obtenues par une combinaison quelconque des variables associées au positron diffusé ou aux hadrons. Le positron est caractérisé par son énergie E'_e et son angle de diffusion θ_e. Le système hadronique final peut être décrit par son impulsion vectorielle transverse $|\vec{P}^h_T|$ et un "angle hadronique" θ_h défini par :

$$\tan\frac{\theta_h}{2} = \frac{\sum_{had}(E^{had} - P^{had}_z)}{|\sum_{had}\vec{P}^{had}_T|} \tag{5.1}$$

qui s'interprète comme l'angle du quark diffusé dans le modèle des partons. Ces deux variables hadroniques sont bien adaptées car leur mesure est peu sensible à la perte de spectateurs dans le tube à vide à l'avant.

Les méthodes qui seront utilisées par la suite sont détaillées dans cette partie. Les autres sont décrites dans [64] et [70]. Leur domaine de validité et leurs limites seront vus dans la section suivante.

On rappelle les invariants de Lorentz vus au chapitre 1 (III.1) :

$$x_B = \frac{-q^2}{2p.q}\,;\; Q^2 = -q^2\,;\; y = \frac{p.q}{p.k}$$

Le carré de l'énergie dans le référentiel de centre de masse est :

$$s = (p+k)^2 \simeq 2p.k \simeq 4E_eE_p \simeq (300\ \mathrm{GeV})^2$$

Le schéma 5.1 décrit les observables E'_e, θ_e, P^h_T, et θ_h qui peuvent être combinées. Chacune des méthodes néglige la masse des leptons incidents et diffusés, ainsi que celle du proton, devant les énergies mises en jeu.

$$E_e \gg m_e \quad E'_e \gg m_{l'} \quad E_p, \sqrt{Q^2} \gg m_p \tag{5.2}$$

Les quadri-vecteurs de base sont :

$$\begin{aligned} k &= (E_e, 0, 0, -E_e) && (5.3)\\ p &= (E_p, 0, 0, E_p) && (5.4)\\ k' &= (E'_e, E'_e\sin\theta_e, 0, E'_e\cos\theta_e) && (5.5)\\ p' &= (E_h, P^h_T, 0, P^h_z) && (5.6)\\ q &= k - k' = -(p - p') && (5.7) \end{aligned}$$

où E_h, P^h_T, et P^h_z sont respectivement l'énergie, l'impulsion transverse et l'impulsion longitudinale du système hadronique final (figure 5.1).

La mesure elle-même ne porte que sur des énergies et des angles. Mais les variables cinématiques peuvent être déterminées de manière exacte dans leur expression analytique. Au moment de les estimer avec les observables choisies, les approximations propres au détécteur seront énoncées.

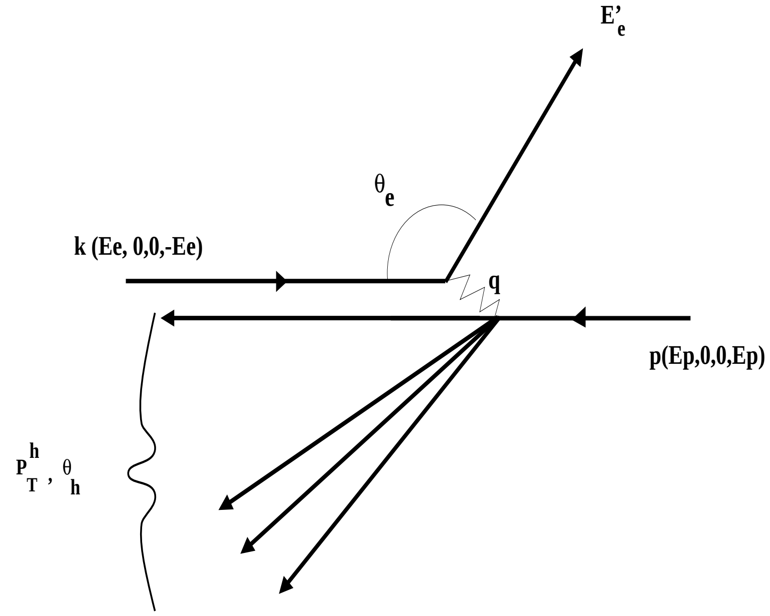

Figure 5.1: Schéma des observables utilisées dans le calcul des variables cinématiques. La direction de $+z$ est vers la gauche. θ_e et E'_e sont l'angle et l'énergie du lepton diffusé. P_T^h est l'énergie transverse du système hadronique final, quarks spectateurs compris, et θ_h l'angle hadronique défini dans le texte.

L'ensemble des calculs suivants sont fondés sur les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$E_h + E' = E_p + E_e \qquad (5.8)$$

$$P_z^h + E' \cos\theta_e = E_p - E_e \qquad (5.9)$$

$$P_T^h + E' \sin\theta_e = 0 \qquad (5.10)$$

I.1.A La méthode électron

A partir des relations précédentes, la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion au vertex positron implique les relations suivantes:

$$Q_e^2 = -(k - k')^2 = 4E_e E' \cos^2(\frac{\theta_e}{2}) \qquad (5.11)$$

$$x_e = \frac{E_e E' \cos^2(\frac{\theta_e}{2})}{E_p(E_e - E' \sin^2(\frac{\theta_e}{2}))} \qquad (5.12)$$

$$y_e = \frac{Q_e^2}{s x_e} = 1 - \frac{E'}{E_e} \sin^2(\frac{\theta_e}{2}) \qquad (5.13)$$

I.1.B La méthode hadrons

La méthode hadrons est similaire à la méthode électron mais pour le système hadronique. Elle a été introduite par F. Jacquet et A. Blondel [62]. Elle se démontre de la manière suivante [63]:

Par conservation de l'impulsion transverse, on a :

$$P_T^2 = (P_T^h)^2 = (P_T^{l'})^2 = E'^2(1 - \cos^2(\theta_e)) = E'(1 - \cos(\theta_e)).E'(1 + \cos(\theta_e))$$

L'équation 5.11 se réécrit :

$$Q_h^2 = 2p.p' - p'^2 = Q_e^2 = 2E_eE'(1 + \cos(\theta_e))$$

D'où, par conservation de l'impulsion longitudinale (équation 5.9) :

$$\frac{P_T^2}{Q^2} = \frac{E'(1 - \cos(\theta_e))}{2E_e} = \frac{E' - E'_z}{2E_e} = 1 - \frac{E_h - (E_h)_z}{2E_e}$$

Ceci implique :

$$y = \frac{p.q}{p.k} = 2\frac{p.p'}{s} = \frac{2E_p(E_h - (E_h)_z)}{4E_pE_e} = \frac{E_h - (E_h)_z}{2E_e} = \frac{P_T^h \tan\frac{\theta_h}{2}}{2E_e} \qquad (5.14)$$

$$Q^2 = -(p' - p)^2 = \frac{(P_T^h)^2}{1 - y} \qquad (5.15)$$

$$x = \frac{Q^2}{sy} = \frac{(P_T^h)^2}{sy(1 - y)} \qquad (5.16)$$

N'utilisant que l'information hadronique toujours présente, l'avantage de la méthode hadrons de Jacquet-Blondel est de pouvoir être appliquée pour toutes les interactions $ep \to l'X$. Les variables de cette méthode sont directement observables. Enfin, l'effet de la perte d'énergie due à l'acceptance limitée du détecteur à l'avant (dans le tube à vide) est minoré. Les particules émises à bas angle θ_i contribuent aux observables utilisées en $E_i - E_{z,i}$, soit $E_i\theta_i^2$, pour y, et en $E_i^2\theta_i^2$ pour Q^2.

Pratiquement, on définit :

$$\Sigma = \sum_h (E_h - P_z^h) \qquad (5.17)$$

$$V = \sqrt{(\sum_h (P_x^h))^2 + (\sum_h (P_y^h))^2} \qquad (5.18)$$

où la somme est effectuée sur l'ensemble de l'état final hadronique (spectateurs compris). V revient à la définition de l'énergie transverse manquante ($\not{P}_T$) de l'événement. En conséquence :

$$y_{JB} = \frac{\Sigma}{2E_e} \qquad (5.19)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{V^2}{1 - y_{JB}} \qquad (5.20)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{sy_{JB}} \qquad (5.21)$$

Elle sera appliquée pour les interactions à courant chargé (seule méthode possible également utilisée puisque le neutrino n'est pas détecté) et pour les candidats pseudo-courants chargés (PSCC, voir chapitre précédent), par définition.

I.1.C Les méthodes combinées

Plusieurs combinaisons sont possibles. Elles se trouvent décrites dans la note [64]. Seule la méthode dite double-angle (DA), qui a été choisie pour le contrôle de l'énergie, est ici développée en détail.

Cette méthode utilise l'angle de l'électron diffusé ainsi que "l'angle hadronique" θ_h précédemment défini. Les équations de conservation de l'énergie-impulsion permettent de montrer que les variables cinématiques s'expriment en fonction de ces deux angles de la façon suivante :

$$x_{DA} = \left(\frac{E_e}{E_p}\right) \frac{\sin\theta_h + \sin\theta'_e + \sin(\theta_h + \theta'_e)}{\sin\theta_h + \sin\theta'_e - \sin(\theta_h + \theta'_e)} \tag{5.22}$$

$$Q^2_{DA} = \frac{4E_e^2 \sin\theta_h (1 - cos\theta'_e)}{\sin\theta_h + \sin\theta'_e - \sin(\theta_h + \theta'_e)} \tag{5.23}$$

$$y_{DA} = \frac{Q^2_{DA}}{s x_{DA}} = \frac{\sin\theta_h (1 - \cos\theta'_e)}{\sin\theta_h + \sin\theta'_e + \sin(\theta_h + \theta'_e)} \tag{5.24}$$

L'avantage de cette méthode est d'être indépendante de la calibration en énergie. En effet, l'énergie apparaît toujours sous forme de rapport, donc les effets dûs à la calibration s'annulent. Cette propriété est donc utile pour contrôler la réponse en énergie du détecteur.

I.2 Les domaines de validité et recouvrement

Chacune des méthodes voit son domaine de validité limité par la résolution du détecteur sur les variables mises en jeu. Les équations 5.11 et 5.12 donnent pour la méthode électron :

$$\left(\frac{\delta Q^2}{Q^2}\right)^2 = \left(\frac{\delta E'}{E'}\right)^2 + \left(\tan\frac{\theta_e}{2}\delta\theta_e\right)^2 \tag{5.25}$$

$$\left(\frac{\delta x}{x}\right)^2 = \left(\frac{1}{y}\frac{\delta E'}{E'}\right)^2 + \left(\tan\frac{\theta_e}{2}(x\frac{E_p}{E_e} - 1)\delta\theta_e\right)^2 \tag{5.26}$$

$\frac{\delta E'}{E'}$ est la résolution électromagnétique du calorimètre à argon liquide.

Pour la méthode Jacquet-Blondel :

$$\left(\frac{\delta y}{y}\right)^2 = \left(\frac{\delta E_h}{E_h}\right)^2 + \left(\cot\frac{\theta_h}{2}\delta\theta_h\right)^2 \tag{5.27}$$

$$\left(\frac{\delta Q^2}{Q^2}\right)^2 = \left(\frac{2-y}{1-y}\frac{\delta E_h}{E_h}\right)^2 + \left((2\cot\theta_h + \frac{y}{1-y}\cot\frac{\theta_h}{2})\delta\theta_h\right)^2 \tag{5.28}$$

$$\left(\frac{\delta x}{x}\right)^2 = \left(\frac{1}{1-y}\frac{\delta E_h}{E_h}\right)^2 + \left((2\cot\theta_h + \frac{2y-1}{1-y}\cot\frac{\theta_h}{2})\delta\theta_h\right)^2 \tag{5.29}$$

où E_h et θ_h sont supposés décorrélés.

La figure 5.2 représente les domaines accessibles aux trois méthodes décrites ci-dessus, ainsi qu'à la méthode dite mixte (où $Q^2 = Q^2_e$ et $y = y_{JB}$). Les régions hachurées correspondent aux zones où l'erreur systématique sur la mesure de la section efficace différentielle des interactions à courant neutre est inférieure à 10%. Les calculs ont été faits avec une incertitude de 2% sur

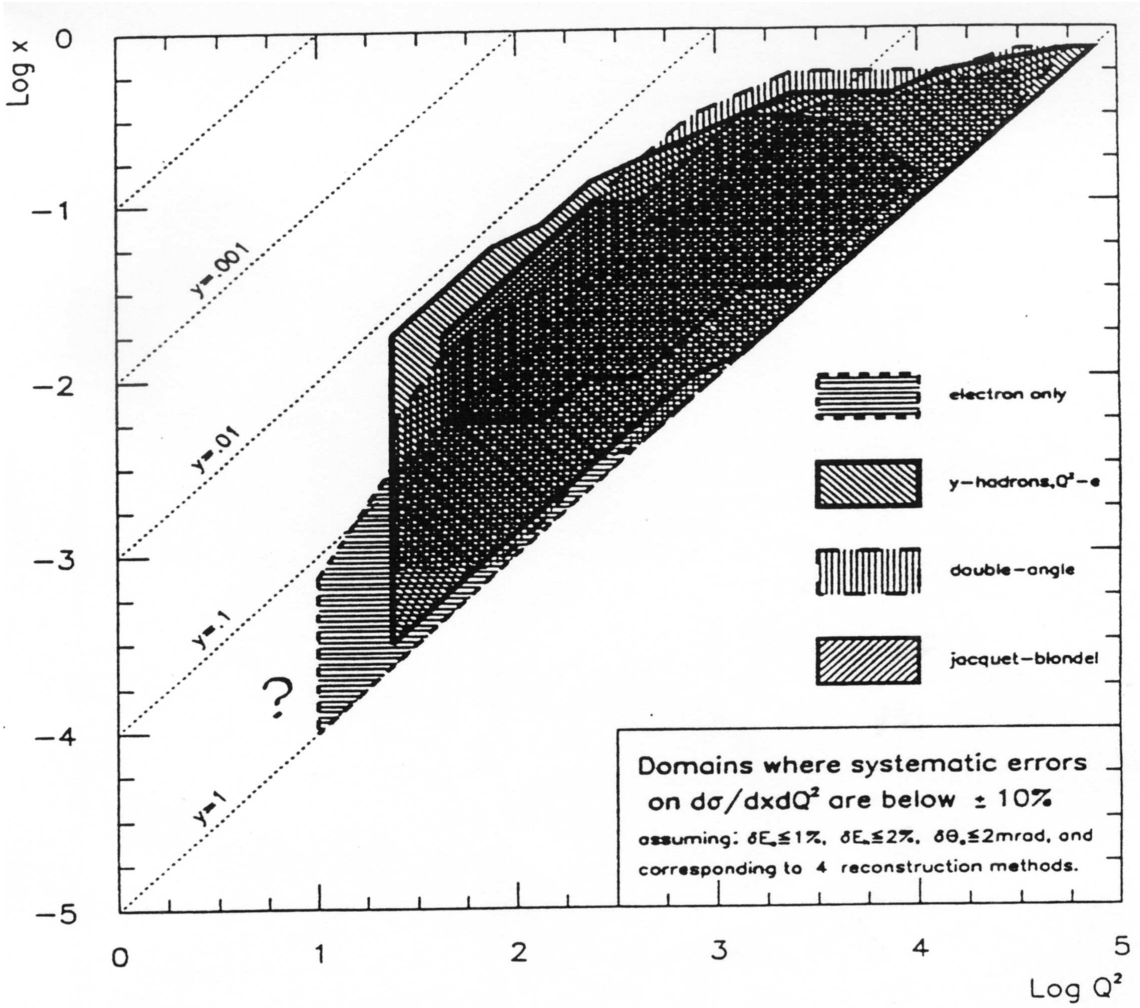

Figure 5.2: Domaines de validité des méthodes Jacquet-Blondel (JB), électron (el), Double-Angle (DA) et mixte.

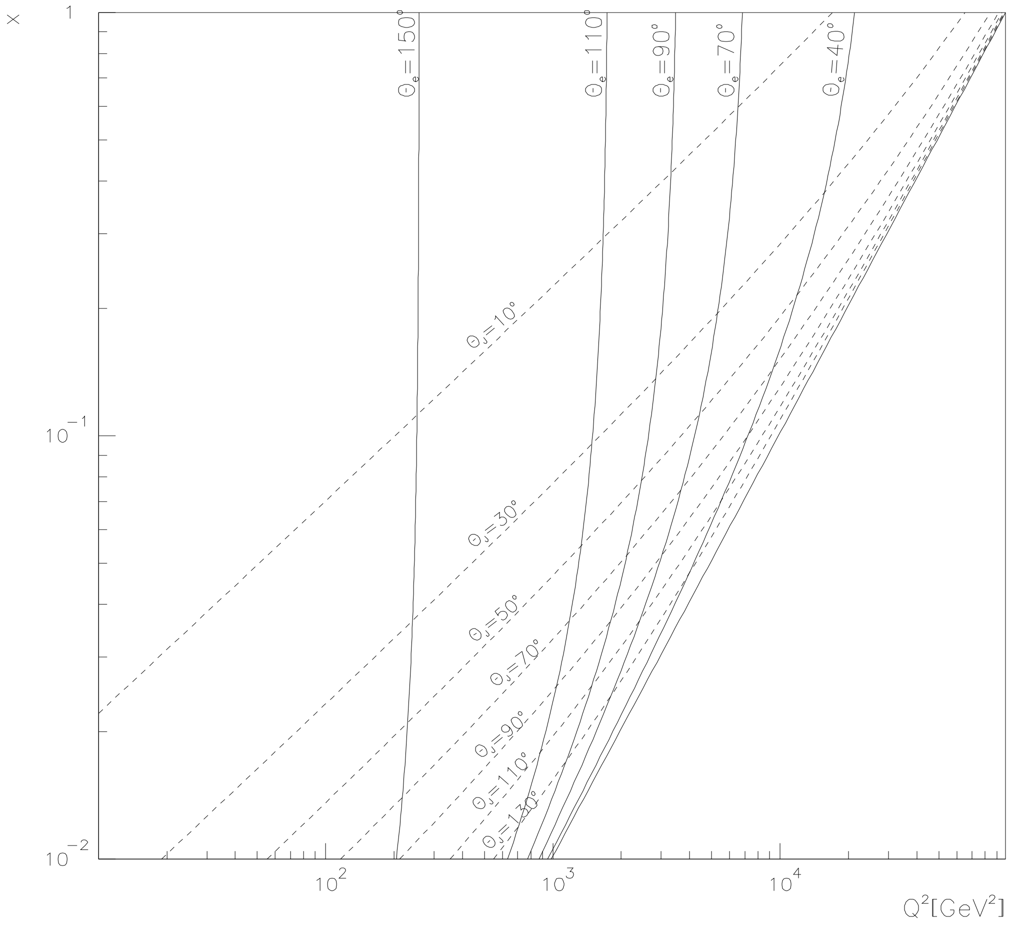

Figure 5.3: Domaine cinématique (x,Q^2) défini par l'acceptance du calorimètre à argon liquide. Les lignes continues désignent les courbes iso-angulaires du positron diffusé, et les lignes pointillées celles du quark éjecté.

l'échelle d'énergie hadronique, de 1% pour l'échelle d'énergie électromagnétique, et une résolution angulaire de 2 mrad sur la direction du positron diffusé.

Les formules 5.25 et 5.26 mettent en évidence le fait que la méthode électron peut être appliquée sur un large domaine en (x, Q^2), mais reste limitée à bas y, à cause du terme en $1/y$ dans l'expression de la résolution en x. La méthode double-angle est plus intéressante dans ce cas (jusqu'à $y \simeq 0.03$), mais sur une région plus restreinte en (x, Q^2). Enfin, comme la résolution hadronique est la moins bien connue, la méthode Jacquet-Blondel couvre le plus petit domaine.

La figure 5.3 permet d'identifier la région cinématique délimitée par l'acceptance du calorimètre à argon liquide. Le fait de chercher le positron diffusé dans ce calorimètre entraîne un angle diffusé inférieur à 155°. Par conséquent, d'après la figure 5.3, Q^2 est nécessairement plus grand qu'une centaine de GeV^2. Le domaine cinématique réellement utilisé sera délimité au chapitre suivant (Chapitre 6,II.4.A).

II LE CONTRÔLE DE LA MESURE DE L'ÉNERGIE

Il s'agit du contrôle le plus important de l'analyse. Pour la mesure des interactions à courant chargé, l'énergie intervient dans le calcul de toutes les variables cinématiques (voir équations 5.19 à 5.21). Pour les interactions à courant neutre, la forte variation de la section efficace différentielle en fonction de Q^2 (en $1/Q^4$, donc en $1/P_T^4$) entraîne, pour une erreur d'échelle d'énergie de 2%, une différence de 7% du nombre final d'événements passant la coupure en P_T. L'effet est moins important pour les CC car la variation de leur section efficace en fonction de Q^2 est moins forte (en $Q^4/(Q^2 + M_W^2)^2$).

Trois termes peuvent complètement décrire la réponse en énergie d'un calorimètre. Il s'agit de :

- L'échelle d'énergie : elle correspond au rapport entre l'énergie déposée par des particules et l'énergie effectivement mesurée. Cette échelle dépend des particules mises en jeu. On distingue généralement l'échelle électromagnétique (associée à la mesure des photons et électrons) et l'échelle hadronique (associée à la mesure des hadrons, des pions en particulier).
- La résolution : c'est la qualité de la mesure en énergie, en rapport direct avec la géométrie et la précision de mesure du détecteur. Pour les gerbes électromagnétiques, elle dépend de la fraction d'échantillonage des cellules d'argon liquide. Pour les gerbes hadroniques, elle est surtout liée aux fluctuations de développement de la gerbe et aux méthodes employées pour les compenser.
- L'efficacité : elle recouvre deux aspects : géométrique d'une part, les zones vides du détecteur laissant échapper les particules sans les détecter ; technique d'autre part, une particule pénétrant effectivement le détecteur n'étant pas toujours détectée (énergie trop basse, problème de détecteur,...).

Cette partie est consacrée à l'étude de la résolution et des deux principales échelles d'énergie du calorimètre à argon liquide (décrites au chapitre 2,II.3.A et II.1.B).

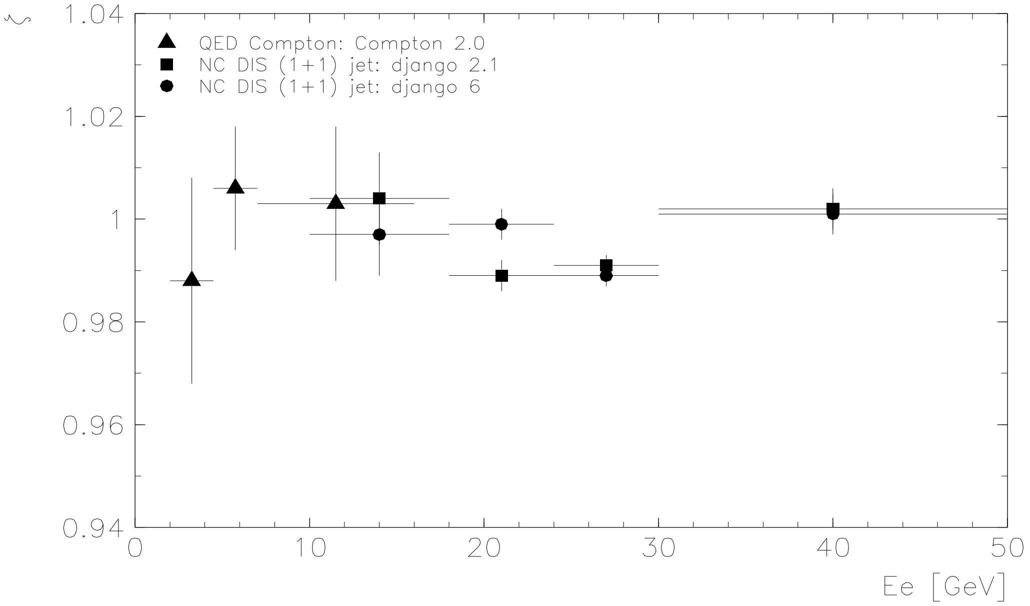

Figure 5.4: Contrôle de l'échelle d'énergie électromagnétique par le double rapport données (Compton et NC 1+1 jets) sur Monte-Carlo entre énergie mesurée et énergie prédite par la méthode double-angle. $\zeta = \left(\frac{E_e^{da}}{E_e}\right)_{données} / \left(\frac{E_e^{da}}{E_e}\right)_{MC}$.

II.1 Contrôle de l'échelle d'énergie électromagnétique

Le contrôle s'effectue par des événements surcontraints cinématiquement, pour lesquels l'énergie du positron diffusé peut être prédite à partir des directions des particules secondaires. Les interactions à courants neutres profondément inélastiques et les interactions de type Compton (voir Chapitre 1.II.2) répondent à ce critère. Les événements Compton sont détectés par la présence d'un photon et d'un positron diffusé dans le calorimètre à argon liquide ou dans le calorimètre arrière (BEMC/SPACAL). Les particules diffusées possèdent généralement peu d'énergie (de 2 à 15 GeV). Elles permettent donc le contrôle de l'échelle électromagnétique à basse énergie, pour les événements dont le positron diffusé est détecté dans le calorimètre à argon liquide. Les interactions à courant neutre permettent de couvrir avec suffisamment de précision statistique le domaine d'énergie complémentaire de 10 à 50 GeV. L'étude approfondie de ce niveau a été réalisé par Jörg Marks et Smaïn Kermiche [54]. La figure 5.4 en résume le principal résultat. Elle montre le double rapport données sur Monte-Carlo du rapport entre énergie mesurée et énergie prédite par la méthode double-angle. Les événements Monte-Carlo Compton et NC DIS sont décrits en détail dans la note [54]. Le bon accord avec les données montre que la simulation décrit l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre à ±1.5% sur l'ensemble du spectre en énergie.

Par ailleurs, les tests effectués au CERN ont montré que le Monte-Carlo décrit bien la résolution de la réponse électromagnétique du calorimètre, de l'ordre de 2% dans notre domaine d'énergie.

II.2 Contrôle de l'échelle d'énergie hadronique

Le but est de vérifier que la simulation décrit bien la réponse hadronique du calorimètre à argon liquide. Le lot simulé a déjà été décrit dans la section IV du chapitre 2. Dans un premier temps seront comparées les mesures effectuées à l'échelle d'énergie après correction pour les matériaux morts et à l'échelle d'énergie hadronique finale (Chapitre 2,III.1.B). Une fois compensée l'échelle d'énergie hadronique globale entre données et Monte-Carlo, sa dépendance angulaire sera étudiée plus en détail.

II.2.A L'échelle d'énergie hadronique finale

L'échelle d'énergie hadronique peut s'étudier en référence à l'échelle d'énergie électromagnétique en comparant les énergies transverses mesurées par le système hadronique et le positron diffusé dans les interactions à courant neutre. En effet, ces deux énergies doivent être identiques par conservation de l'impulsion transverse.

La figure 5.5 présente l'équilibre en P_T entre les hadrons et le positron, observés dans le calorimètre à argon liquide, pour les données et les événements simulés, avec et sans pondération d'échelle d'énergie finale (voir chapitre 2,III.1.B). Avant la pondération hadronique, la distribution du rapport P_T^{had}/P_T^e présente un pic autour de 0.70 pour les données et le Monte-Carlo. Après la pondération d'échelle d'énergie finale, le pic se situe à 0.93 pour les données et les événements simulés. Cette pondération apporte donc :

- une meilleure échelle absolue, puisque la moyenne se rapproche de 1.0,
- une meilleure résolution relative : pour les données, le rapport à la moyenne de la demi-largeur à mi-hauteur passe de 13.3% à 10.9%.

En outre, il faut noter que le comportement de ces distributions est identique pour les données et le Monte-Carlo, quelque soit l'échelle d'énergie.

	Moyenne de la gaussienne	Ecart-type de la gaussienne
NC 94	0.940 ± 0.005	0.120
NC 95	0.925 ± 0.004	0.120
NC 94+95	0.932 ± 0.003	0.120
MC	0.928 ± 0.002	0.116

Tableau 5.1: Comparaison des moyennes et des écart-types des gaussiennes ajustées sur les distributions de la figure 5.5, entre données et Monte-Carlo pour le rapport des impulsions transverses mesurées par les hadrons et par le positron.

Il est nécessaire de s'assurer que les comportements des données et de la simulation sont similaires, et indépendants de la période de prise de données. La figure 5.6 montre que la simulation reproduit correctement les données prises en 1994 et 1995. La table 5.1 contient les valeurs des moyennes et des demi-largeurs de chaque distribution. Elles sont toutes en bon accord entre elles. Le fait que la pondération d'échelle d'énergie finale ne compense pas l'impulsion transverse du positron (moyenne inférieure à 1) s'explique par les pertes géométriques dans le tube à vide, et les pertes d'énergie dans le fer instrumenté, et dans le calorimètre arrière (BEMC/SPACAL).

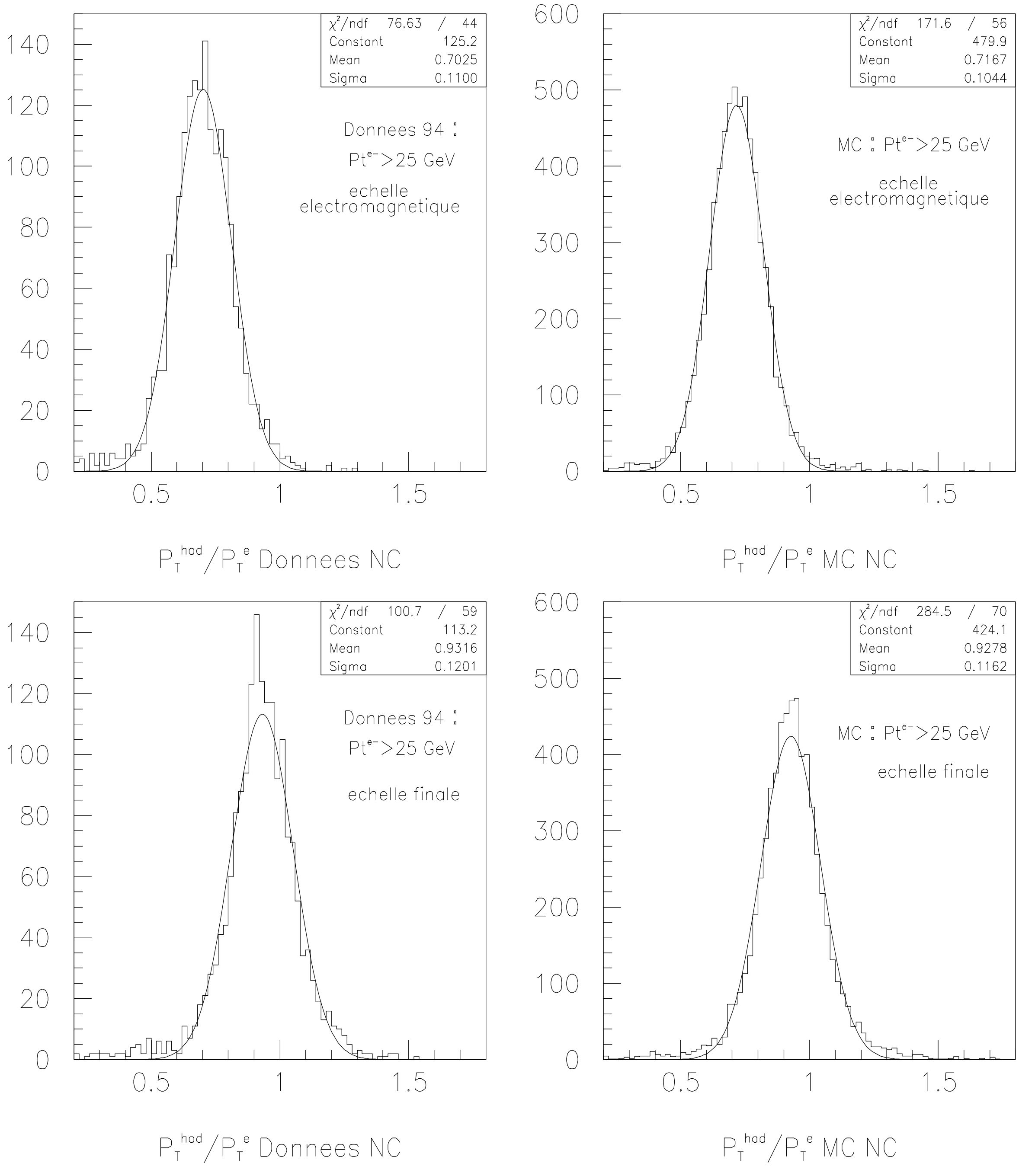

Figure 5.5: Rapport du P_T mesuré par les hadrons et par le positron, à l'échelle d'énergie corrigée des matériaux morts (figures du haut), puis pondérée à l'échelle finale hadronique (figures du bas), pour les données (à gauche) et les événements simulés (à droite).

II.2.B Dépendance en fonction de l'angle hadronique

En étudiant de manière plus approfondie les rapports $\frac{Pthad}{Pte}$ sur le lot de NC purs (sélectionnés par la coupure sur P_T^e), une dépendance en fonction de l'angle hadronique θ_h apparaît (figure 5.7 et table 5.2). L'accord entre données et Monte-Carlo est bon pour les valeurs faibles ou intermédiaires de θ_h, mais se détériore pour $\theta_h > 40^o$. Les distributions simulées et mesurées présentent un décalage de l'ordre de 4% dans cette région. Elle est la moins bien connue du calorimètre à argon liquide à cause du faible nombre d'événements pouvant servir à la calibration hadronique de cette partie du détecteur. Cette valeur de 4% correspond à l'incertitude actuelle sur l'échelle d'énergie hadronique [60].

	Moyenne de la gaussienne			Demi-largeur de la gaussienne		
	$\theta_{had} < 15^o$	$15^o < \theta_{had} < 40^o$	$\theta_{had} > 40^o$	$\theta < 15^o$	$15^o < \theta < 40^o$	$\theta > 40^o$
NC 94+95	0.884 ± 0.003	0.952 ± 0.004	1.046 ± 0.010	0.140	0.142	0.170
MC NC 94	0.880 ± 0.002	0.948 ± 0.002	1.007 ± 0.005	0.129	0.150	0.184

Tableau 5.2: Moyennes et demi-largeurs des gaussiennes ajustées sur les données (94+95) et le Monte-Carlo pour le rapport des impulsions transverses mesurées avec les hadrons et le positron.

II.3 Estimation de l'incertitude systématique associée à la mesure de l'énergie

L'incertitude actuelle de l'échelle d'énergie électromagnétique est de 1.5% (voir paragraphe II.2.A). Son effet sur nos résultats est estimé en modifiant la réponse électromagnétique du Monte-Carlo de ±1.5% lors de la procédure de déconvolution (voir chapitre 6,II.1). La précision statistique actuelle des données ne permet pas de déterminer avec précision une paramétrisation de l'échelle d'énergie hadronique en fonction de l'angle hadronique. L'incertitude systématique conservative de ±4% est donc utilisée. Son effet sur les résultats est mesuré comme pour l'échelle d'énergie électromagnétique : les événements simulés voient leur énergie hadronique pesée par un facteur 1.04 (respectivement 0.96) avant d'être utilisés pour le calcul de l'acceptance ou dans les méthodes de déconvolution.

Pour contrôler l'effet d'une dépendance angulaire de l'échelle d'énergie finale, la même méthode est employée avec un poids énergétique associé aux hadrons dépendant de l'angle polaire des cellules calorimétriques touchées. La fonction utilisée est la suivante :

$$E_{cellule} = E_{cellule}(finale) * (1 + 0.001 * \theta_{cellule})$$

où $\theta_{cellule}$ est exprimé en degrés.

Dans les résultats des chapitres suivants, l'incertitude systématique associée à l'échelle d'énergie hadronique sera toujours le plus grand des deux effets suivants : renormalisation globale de ±4% ou renormalisation dépendante de l'angle hadronique.

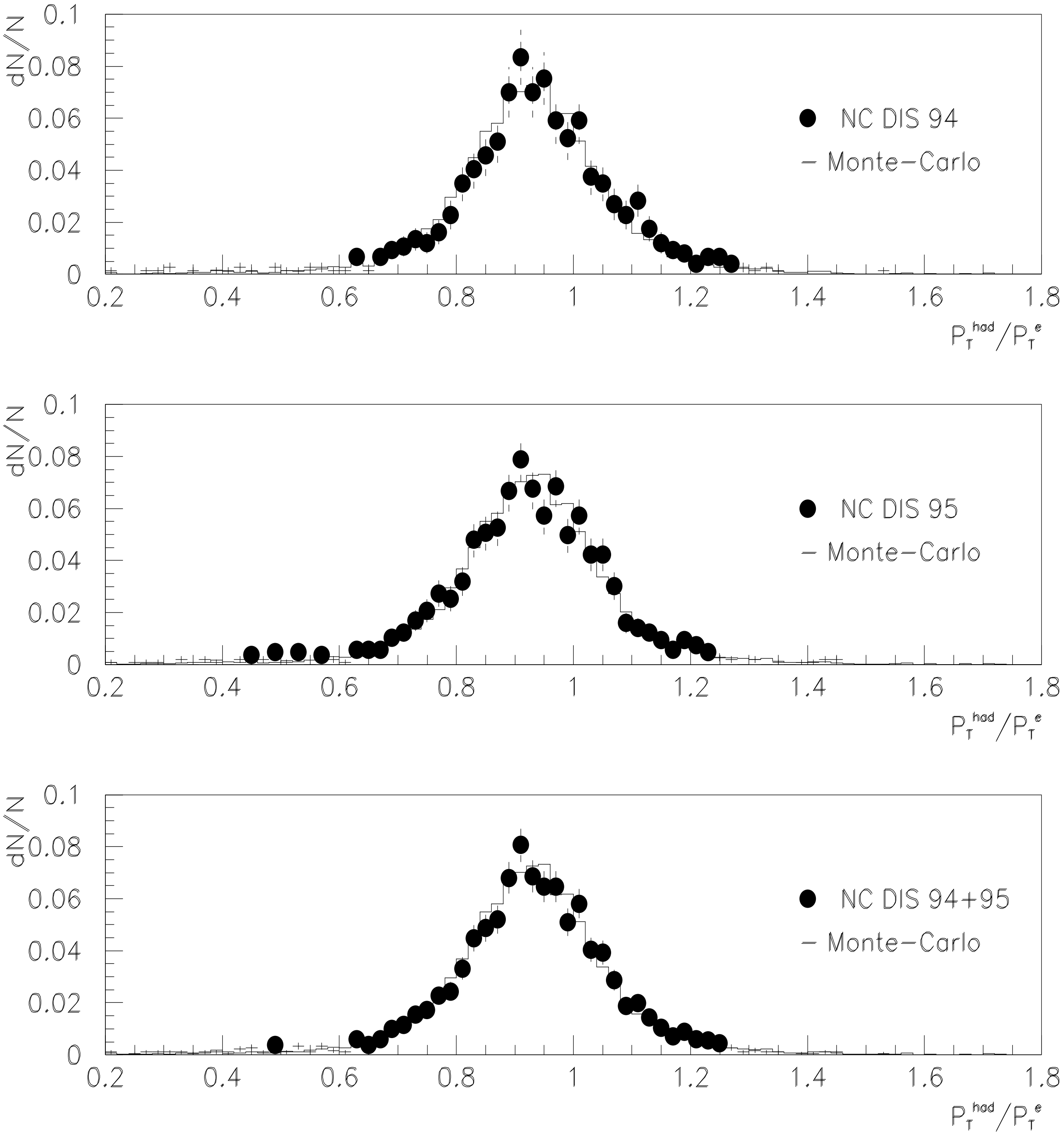

Figure 5.6: Comparaison de la distribution du P_T^{had}/P_T^e pour les courants neutres des données prises en 1994 et 1995, et leur combinaison, avec le lot d'événements simulés.

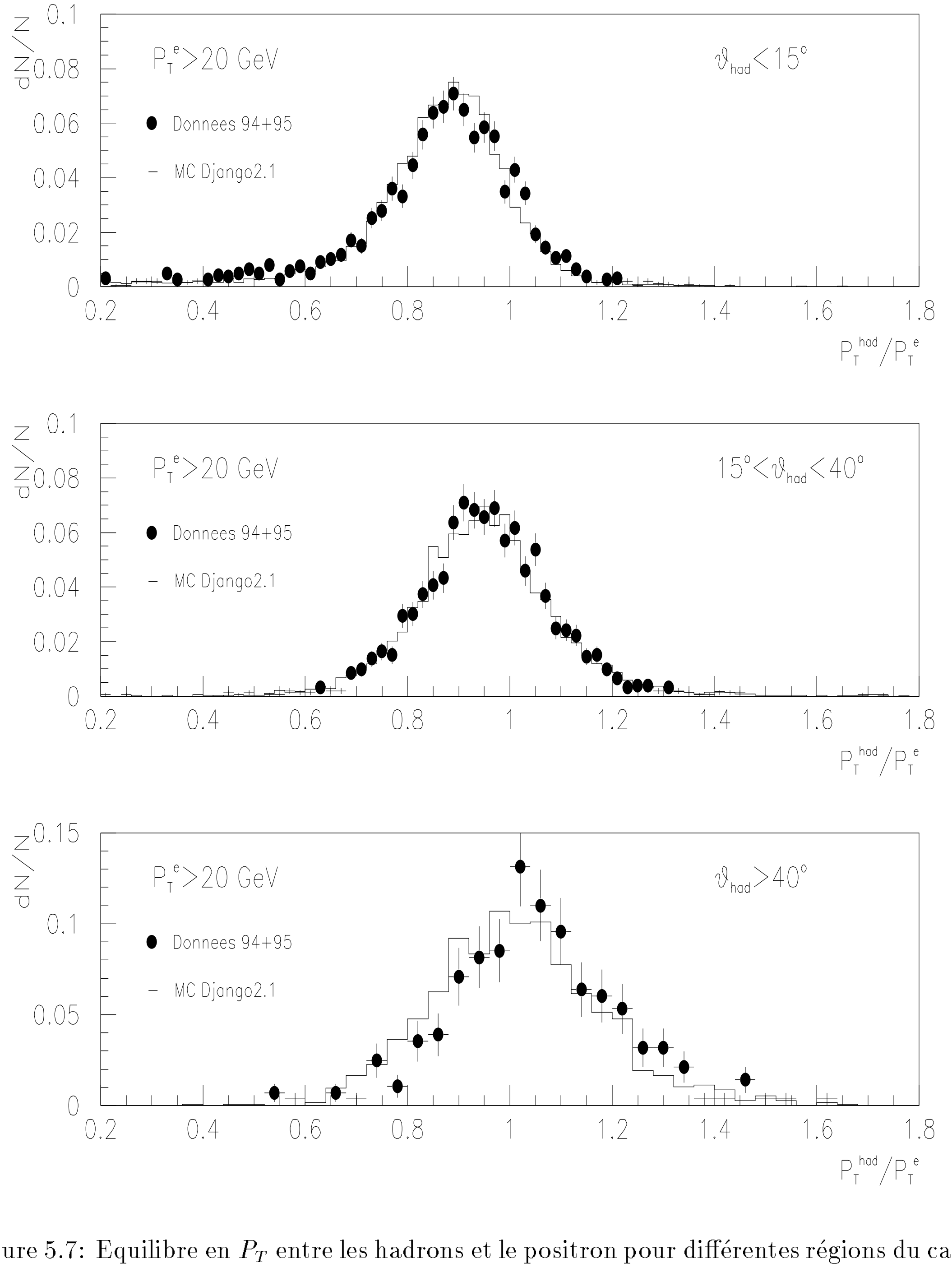

Figure 5.7: Equilibre en P_T entre les hadrons et le positron pour différentes régions du calorimètre à argon liquide. La comparaison est effectuée avec un lot de courants neutres Monte-Carlo de 14700 événements (ligne), et un lot pur de données (points), après le passage par la chaîne de sélection en demandant $P_T^e > 20$ GeV.

Chapitre 6

Résultats bruts

Le but de ce chapitre est l'obtention des sections efficaces totales et différentielles des interactions à courant neutre et courant chargé à partir des lots d'événements sélectionnés au chapitre 5. Leur méthode d'extraction est présentée en détail. Leur interprétation et leur comparaison aux prédictions théoriques seront discutées dans le chapitre suivant.

I SECTIONS EFFICACES TOTALES

La section efficace totale expérimentale est définie comme suit :

$$\sigma(P_T > 25\,GeV) = \frac{N(P_T^m > 25\,GeV)}{\mathcal{L}\ \varepsilon\ \mathcal{A}} \tag{6.1}$$

où

- P_T et P_T^m sont respectivement les impulsions transverses leptoniques vraies et mesurées des événements,
- N est le nombre d'événements identifiés pour le signal recherché,
- $\mathcal{L}$ est la luminosité enregistrée pour la sélection choisie,
- ε est l'efficacité de la sélection,
- $\mathcal{A}$ est l'acceptance du détecteur.

Tous ces nombres hormis l'acceptance ont été donnés au chapitre 4 pour les interactions positron-proton à courant chargé et à courant neutre, avec pour ces dernières deux méthodes de mesure : par les hadrons ou par le positron diffusé. L'acceptance du détecteur inclut l'effet des limites géométriques du calorimètre à argon liquide, et l'effet de la mesure expérimentale de l'impulsion transverse autour de la valeur de coupure de 25 GeV. En particulier, la mesure hadronique sous-estime l'impulsion transverse (Chapitre 5.II.2.A) ce qui conduit à sous-estimer le nombre d'événements franchissant le seuil de 25 GeV.

Type d'interaction	CC hadrons			PSCC hadrons			NC positron		
Nombre	106	±11		1202	±35	±3	1829	±43	±2
efficacité de sélection (en %)	84.9	±0.7	±0.7	81.1	±0.7	±0.5	98.1		±0.4
Acceptance (en %)	90.5	±0.7	$^{+8.8}_{-5.3}$	80.2	±0.5	$^{+12.2}_{-10.9}$	92.3	±0.3	$^{+5.0}_{-5.2}$
Luminosité associée (pb^{-1})	6.57		±0.10	6.57		±0.10	6.66		±0.10
Section efficace totale $P_T > 25\,GeV$ (pb)	21.0	±2.1	$^{+1.3}_{-1.7}$	281	±9	$^{+39}_{-43}$	303	±7	$^{+18}_{-18}$

Tableau 6.1: Sections efficaces totales d'interaction à courant chargé et courant neutre, avec les deux méthodes de sélection pour ces dernières.

Les erreurs systématiques proviennent essentiellement des incertitudes sur l'échelle d'énergie, la luminosité et l'efficacité de sélection. La dernière est essentiellement due à la limitation statistique du lot PSCC. La seconde provient de la calibration des détecteurs du luminomètre et de la théorie associée au processus Bethe-Heitler. La première incertitude est due à la calibration du calorimètre à argon liquide (Chapitre 5.II) et affecte surtout l'acceptance de la coupure en impulsion transverse.

Les sections efficaces globales, leurs erreurs, ainsi que l'ensemble des facteurs correctifs appliqués sont rassemblés dans le tableau 6.1.

La luminosité est différente pour les CC et les NC car les critères de qualité diffèrent (Chapitre 4.II.2.A). Les efficacités ont été discutées en détail au chapitre 4 (III.4). L'acceptance liée à la méthode hadronique est inférieure à celle liée à la méthode positron car la mesure hadronique sous-estime l'énergie transverse des interactions (Chapitre 5.II.2.A).

Les erreurs corrélées et décorrélées sont traitées séparément. L'erreur décorrélée est la somme quadratique de l'erreur statistique sur le nombre d'événements mesurés, de l'erreur de l'efficacité de reconstruction de vertex et de déclenchement, et de l'erreur statistique du calcul d'acceptance. L'erreur corrélée est la somme quadratique de l'incertitude sur la luminosité, de l'erreur d'acceptance liée à l'incertitude sur l'échelle d'énergie, et de l'incertitude de la réjection visuelle (pour les interactions à courant neutre).

Les deux chaînes de sélection NC, quoique fondées sur des principes différents, donnent un résultat en bon accord.

II MÉTHODES DE DÉCONVOLUTION

II.1 Généralités

Une fois la section efficace totale calculée, il est intéressant de mesurer ses variations en fonction des variables cinématiques caractéristiques de l'interaction, telles x ou Q^2, afin d'extraire les paramètres des interactions électro-faibles, ou bien pour mieux cerner la composition du proton à grand transfert d'impulsion.

Les variables cinématiques calculées ne correspondent pas exactement aux variables cinématiques vraies au niveau de l'interaction elle-même. Trois effets entrent en jeu :

- l'acceptance du détecteur étant limitée, la probabilité d'observer un événement est toujours inférieure à un et dépend des variables cinématiques considérées ;
- les variables cinématiques recherchées résultent de la combinaison de plusieurs variables mesurées (méthode "électron" pour les NC, transformation de Jacquet-Blondel pour les CC) ;
- enfin, le point le plus délicat provient de la résolution finie du détecteur, en particulier en ce qui concerne la mesure de l'énergie.

Pour pouvoir revenir aux variables vraies, plusieurs méthodes de déconvolution sont disponibles. Elles sont cependant toutes fondées sur la simulation Monte-Carlo du détecteur. A partir des événements générés pour la physique recherchée, et surtout après la simulation complète du détecteur, il est possible d'établir une relation, ou fonction de transfert, entre variables mesurées et variables générées (ou variables "vraies"). La fonction de transfert représente la réponse du détecteur. Cette fonction est appliquée au signal observé, et l'étude de la quantité recherchée est réalisée sur les données déconvoluées.

De manière générale, la fonction de transfert s'exprime sous la forme mathématique suivante :

$$\frac{d\sigma(X_m)}{dX_m} = \int_{\Omega} dX_v A(X_m, X_v) \frac{d\sigma(X_v)}{dX_v} \tag{6.2}$$

où Ω est l'espace de phase sur lequel porte l'étude. Dans notre cas, il comprend la coupure en impulsion transverse à 25 GeV. X est un vecteur de une ou plusieurs dimensions. $A(X_m, X_v)$ est la fonction de transfert du détecteur moyennée sur les variables indépendantes de X. Elle décrit la probabilité qu'une valeur vraie X_v soit mesurée avec la valeur X_m. L'intégration sur les variables indépendantes de X exige de la simulation une bonne description des distributions physiques et de leurs corrélations. Cette contrainte est levée si X est un vecteur comprenant l'ensemble des variables indépendantes décrivant complètement l'interaction.

En général, la résolution du détecteur et la nécessité d'une précision statistique suffisante obligent à travailler par intervalles.

II.2 Les différentes méthodes de déconvolution

II.2.A La méthode vecteur à une et deux dimensions

Il s'agit de la plus simple et la plus directe des méthodes de déconvolution. Elle est directe dans le sens où il s'agit simplement d'une règle de trois, dans un intervalle donné, entre le nombre d'événements mesurés dans les données (corrigé pour l'efficacité), et celui obtenu pour les événements simulés :

$$\frac{dN}{dX_v} = \frac{dN^{DD}}{dX_m} * \frac{\frac{dN^{MC}}{dX_v}}{\frac{dN^{MC}}{dX_m}}$$

où DD tient pour Données, MC pour Monte-Carlo, v pour vrai et m pour mesuré.

Cette méthode s'étend aisément à deux dimensions :

$$\frac{dN}{dX_v dY_v} = \frac{dN^{DD}}{dX_m dY_m} * \frac{\frac{dN^{MC}}{dX_v dY_v}}{\frac{dN^{MC}}{dX_m dY_m}}$$

L'avantage de travailler à deux dimensions est de tenir compte des deux degrés de liberté de l'interaction à deux corps. En conséquence, les deux variables étant indépendantes, chacune sera sensible aux effets typiques de la réponse du détecteur pour cette variable, indépendamment de l'autre.

Une fonction de transfert à deux dimensions implique aussi une efficacité à deux dimensions. En conséquence, elle peut être limitée par la précision statistique de chaque intervalle.

II.2.B La méthode matricielle

C'est la transcription directe de l'équation 6.2 en prenant en compte les intervalles finis. L'équation 6.2 se réécrit :

$$\Delta\sigma(X_m)_i = \sum_j A_{ij}(X_m, X)\Delta\sigma(X)_j$$

où i et j sont les indices des intervalles et A_{ij} la matrice de transfert, déterminée par la simulation MC.

Cette matrice prend en compte la coupure en P_T^h (ou en P_T^e). A_{ij} peut s'exprimer comme la probabilité qu'un événement ayant X_v dans l'intervalle i soit mesuré dans l'intervalle j.

Il suffira d'inverser la matrice A_{ij} pour trouver la distribution "vraie" $\Delta\sigma(X)$. Un des principaux avantages de cette méthode est de prendre en compte les événements ayant des variables cinématiques mal mesurées (hors limite cinématique).

II.2.C Encore d'autres méthodes : la régularisation

Basées sur le même principe que la méthode matricielle, les méthodes de régularisation peuvent être considérées comme leur application dans la limite d'intervalles de taille nulle. Cela les rend indépendantes de la section efficace différentielle utilisée dans le Monte-Carlo. Ce sont des méthodes numériques plus lourdes à manipuler qui ne seront pas utilisées pour la mesure, mais pour sa vérification. L'une d'entre elles est décrite en détail dans [67].

II.3 Tests et choix final de la méthode

II.3.A Choix final de la méthode

Au vu de la précision statistique du lot d'interactions à courant chargé (table 6.1), la méthode importe peu. Le choix s'est porté sur la méthode vecteur pour sa simplicité et sa robustesse.

Cependant, afin de contrôler la méthode vecteur à une et deux dimensions, la méthode matricielle a aussi été implémentée. Cette dernière sert pour la vérification des résultats. Enfin, les résultats ont été comparés de manière indépendante par Günter Martin [68] en utilisant la méthode de régularisation.

II.3.B Test de stabilité

Le test de stabilité de la méthode a été réalisé de la façon suivante : Les lots d'événements générés pour les interactions à courant neutre et à courant chargé sont divisés en plusieurs sous-lots de taille similaire à celle des données (à $\sqrt{N}$ près). La méthode choisie est appliquée sur ces sous-lots, et les résultats sont comparés aux distributions des variables générées.

Ces tests ont permis de démontrer la stabilité de la méthode.

II.3.C Le contrôle de la simulation

De part le choix de la méthode de déconvolution, il est important de vérifier que la simulation décrit correctement non seulement la réponse en énergie du détecteur (Chapitre 5.II), mais aussi les distributions cinématiques des interactions. Comme deux variables suffisent à décrire le processus, le contrôle est réalisé sur E' et θ_e pour la méthode "électron", et sur P_T^h et y_{JB} pour la méthode "hadrons".

La figure 6.1 (respectivement 6.2) montre les distributions brutes (non corrigées pour l'efficacité de sélection) des variables mesurées E' et θ_e (respectivement P_T^h et y_{JB}) pour les données et le Monte-Carlo. Les distributions sont normalisées au même nombre d'événements .

La figure 6.1 montre un bon accord entre données et Monte-Carlo pour les variables de la méthode "électron". Il en est de même pour la figure 6.2 pour la méthode "Jacquet-Blondel", sauf à bas y_{JB}. Le désaccord dans cette région s'explique par le fait que l'efficacité de sélection n'a pas été appliquée sur les données pour cette comparaison. Or cette correction est importante dans ce dommaine cinématique ($\varepsilon_{PSCC} = 81\%$ pour y entre 0.05 et 0.14).

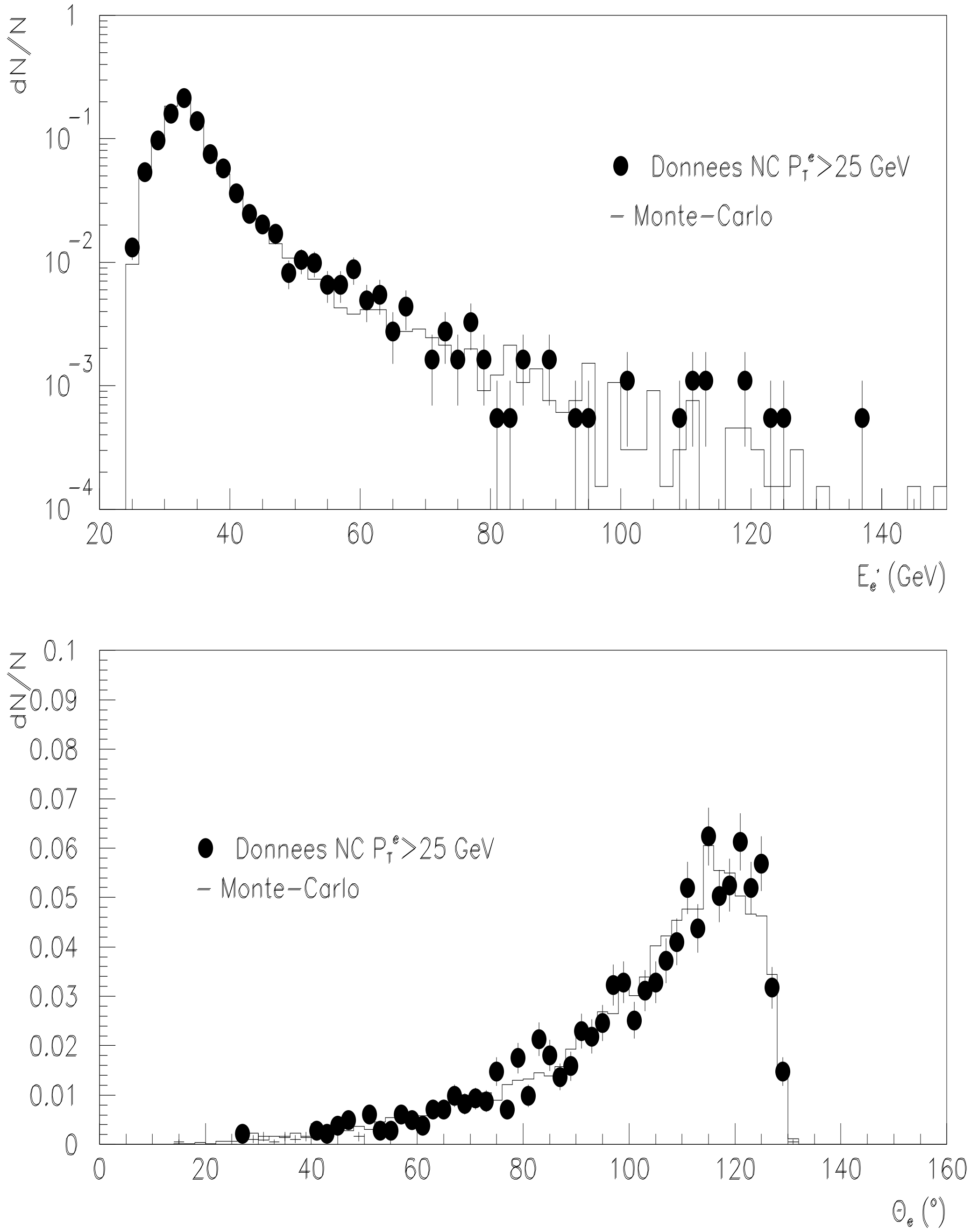

Figure 6.1: Comparaison entre données et Monte-Carlo de la distribution de l'énergie et de l'angle du positron diffusé, pour les interactions à courant neutre sélectionnées par la méthode positron.

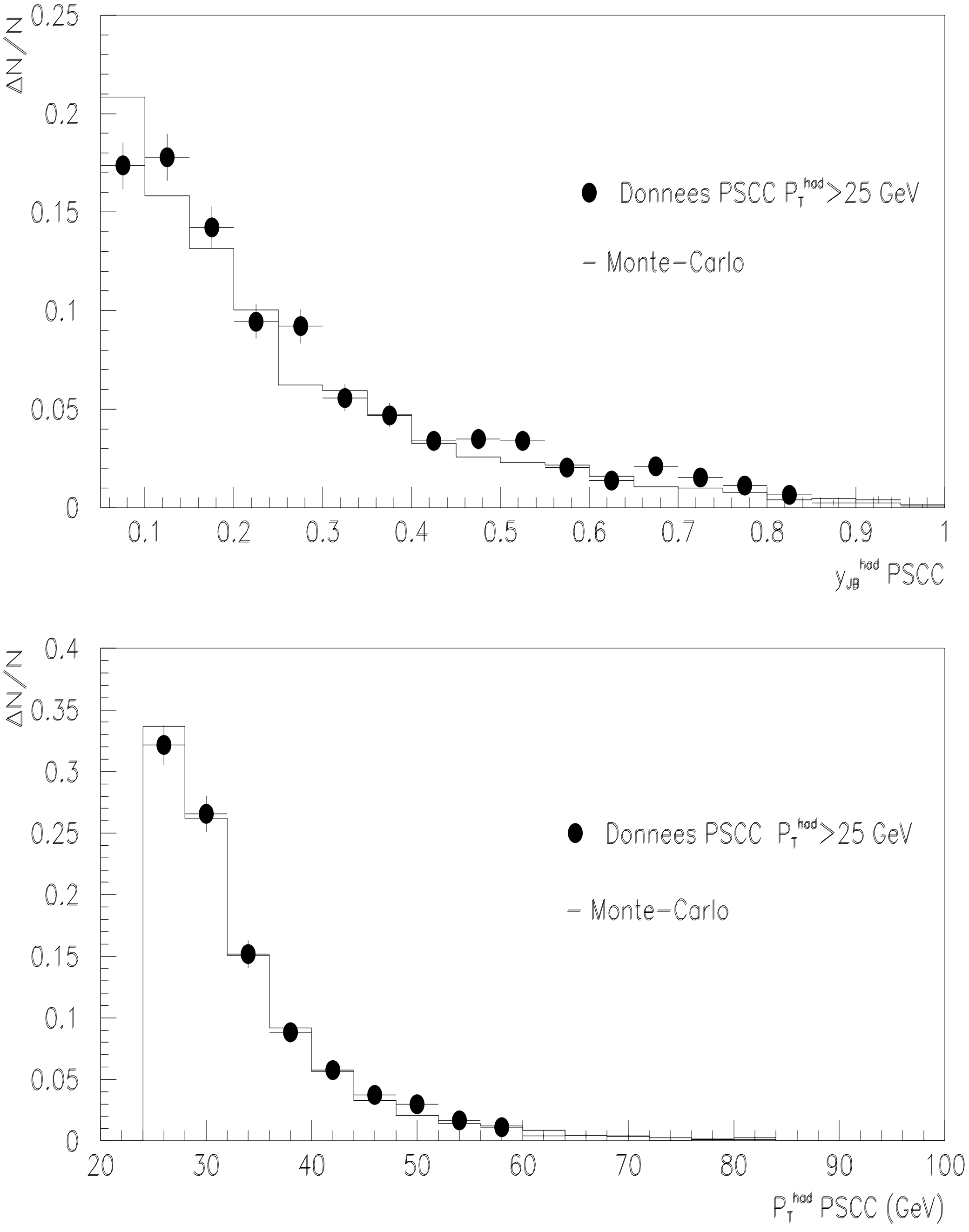

Figure 6.2: Comparaison entre données et Monte-Carlo de la distribution de l'impulsion transverse, et de la variable cinématique y_{JB} pour les événements PSCC.

II.4 Choix des variables et des intervalles

Les variables cinématiques x et Q^2 permettent d'interpréter de manière intuitive le processus fondamental de l'interaction. En outre, toutes les paramétrisations des fonctions de structure sont données en fonction de ces deux variables. Elles seront donc utilisées pour les sections efficaces différentielles.

La variable y sera aussi considérée car elle donne accès au facteur d'hélicité de la physique du courant électro-faible.

La déconvolution est effectué aux variables générées leptoniques, calculées avec les énergies nominales (E_e, E_p) du faisceau. Cette précision est importante pour le traitement des corrections radiatives (Chapitre 7.III.4).

II.4.A Le choix des intervalles

Ils ont été choisis en fonction de trois critères :

- La précision statistique de chaque intervalle, qui doit être significative ;
- La résolution du détecteur. Les intervalles seront choisis afin de limiter les migrations d'événements d'un intervalle à l'autre. Le domaine cinématique sera parfois volontairement limité (à très grand Q^2 par exemple) parce que les variables sont alors mal mesurées ;
- Les limites de notre domaine cinématique.

Les formules donnant les résolutions en fonction de la méthode de mesure sont décrites au chapitre 5 (I.2). Pour notre étude, la résolution des variables cinématiques sur l'ensemble du domaine cinématique accessible est directement mesurée à partir des événements simulés. La figure 6.3 donne les déviations par rapport aux variables générées des variables reconstruites par la méthode de Jacquet-Blondel :

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = 0.22 \qquad \frac{\delta y}{y} = 0.15 \qquad \frac{\delta x}{x} = 0.20$$

Ces résolutions ne sont pas complètement constantes sur l'ensemble du domaine cinématique, mais cette approximation suffit pour déterminer la largeur des intervalles, que l'on cherche à conserver supérieure à ±2 écarts standards de résolution.

Les limites de notre domaine cinématique peuvent être évaluées grâce aux équations 5.11 à 5.13 pour la méthode "électron" et 5.19 à 5.21 pour la méthode "Jacquet-Blondel". Les contraintes proviennent principalement de la coupure sur $\not{P}_T$:
La contrainte $\not{P}_T > 25\ GeV$ permet de déduire immédiatement $Q^2 = \frac{P_T^2}{1-y} > 625\ GeV^2 = Q^2_{min}$. Ceci entraîne $x > \frac{4P^2_{T,min}}{s} > 0.028$ car y est compris entre 0 et 1. En conséquence, $y > \frac{Q^2_{min}}{s} > 0.006$.

D'autre part, l'acceptance du détecteur à l'avant et la résolution de la méthode "Jacquet-Blondel" et électron conduisent à fixer les bornes inférieures et supérieures en y à 0.05 et 0.95 respectivement. Enfin, les derniers intervalles en x et en Q^2 doivent être réduits pour des raisons de précision statistique.

Le tableau 6.2 résume les intervalles retenus en fonction de l'ensemble des critères précédents :

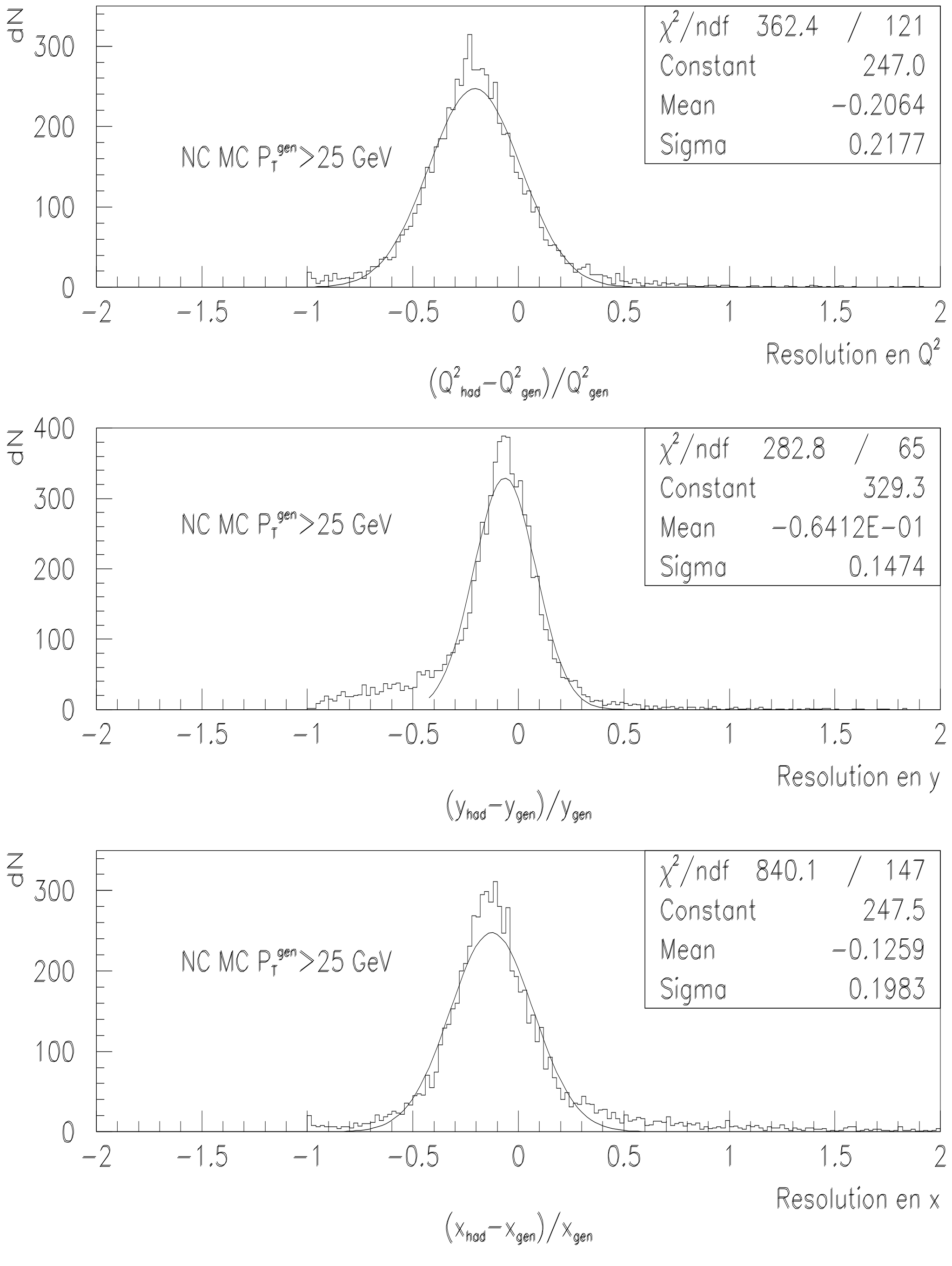

Figure 6.3: Résolution de la méthode "Jacquet-Blondel" mesurée directement sur le lot d'interactions à courant neutre simulé. Une distribution gaussienne est ajustée pour déterminer la valeur de cette résolution.

Variable	intervalle 1	intervalle 2	intervalle 3	intervalle 4
Q^2 (GeV^2)	625 – 1500	1500 – 5000	5000 – 12000	12000 – 40000
Largeur	$\pm 1.9\sigma$	$\pm 2.5\sigma$	$\pm 1.9\sigma$	$\pm 2.5\sigma$
y	0.05 – 0.14	0.14 – 0.30	0.30 – 0.60	0.60 – 0.95
Largeur	$\pm 3.2\sigma$	$\pm 2.5\sigma$	$\pm 2.3\sigma$	$\pm 1.5\sigma$
x	0.03 – 0.08	0.08 – 0.16	0.16 – 0.30	0.30 – 0.60
Largeur	$\pm 2.3\sigma$	$\pm 1.7\sigma$	$\pm 1.5\sigma$	$\pm 1.7\sigma$

Tableau 6.2: Tableau des intervalles retenus pour les variables x, y, et Q^2, avec leur largeur exprimée en terme de résolution (σ) calculée d'après la figure 6.3 par la méthode "Jacquet-Blondel".

II.4.B Le traitement des mesures non-physiques

Certains événements sont mesurés de telle sorte que les variables déduites n'ont pas de sens cinématiquement. Typiquement, $y_m > 1$ et $y_m \simeq 1$, ce qui a pour conséquence $Q^2_m < 0$ ou $Q^2_m > s$, et $x_m < 0$ ou $x_m > 1$. Ces événements dont les variables sortent des limites, bien que "récupérables" en principe, sont éliminés d'office par la méthode vecteur (qui ne traite que de rapports d'événements dans un intervalle donné).

III LA MESURE ET SES CORRECTIONS

III.1 La mesure du nombre d'événements par intervalle

En résumé, la variable X_m correspondant à chaque événement est calculée et placée dans un histogramme, avec comme poids l'inverse de l'efficacité de sélection associée à l'intervalle correspondant. Une fois l'ensemble des événements enregistrés, le processus de déconvolution a lieu. L'ensemble de la procédure peut se résumer en une formule :

$$\sigma([X_i, X_{i+1}]) = \frac{N([X_i^m, X_{i+1}^m])}{\mathcal{L}\ \varepsilon_{[X_i^m, X_{i+1}^m]}} \otimes \textit{déconvolution}$$

très similaire à la formule 6.1, mais où le facteur global d'acceptance est remplacé par la procédure de déconvolution.

Les tableaux d'efficacités en fonction des variables x, y, et Q^2 sont rassemblés en fin du chapitre 4.

III.2 Les erreurs statistiques avec les petits nombres

Le nombre total d'événements dans le lot final des interactions à courant chargé est 106 (voir table 6.1). Lors de la mesure de la section efficace différentielle en x, y ou Q^2, et plus généralement lorsque certaines études restreignent le domaine cinématique, le nombre d'événements utiles par intervalle peut se réduire à quelques unités.

Dans ce cas (plus précisément pour les nombres inférieurs à 25), les erreurs statistiques asymétriques prendront en compte le comportement poissonnien des faibles populations.

III.3 Les corrections de centre d'intervalle

Pour chaque intervalle, la mesure effectuée est une mesure de la section efficace différentielle moyenne $\frac{\Delta\sigma^{DD}}{\Delta X_v}$ de l'intervalle choisi. Cette valeur moyenne n'est égale à la valeur de la section efficace différentielle au centre de l'intervalle que pour une distribution linéaire. Aucune de nos distributions ne remplissant ce critère, il est nécessaire d'effectuer une correction de centre d'intervalle pour chacune d'entre elles.

Pour cela, le programme HERACLES [69] est utilisé pour calculer la section efficace différentielle au premier ordre (Born) pour l'ensemble de l'intervalle ($\frac{\Delta\sigma^{théo}}{\Delta X}$) et la section efficace différentielle pour le point du milieu ($\frac{d\sigma^{théo}(x_{mil})}{dX}$). La correction effectuée est :

$$\frac{d\sigma(x_{mil})}{dX_v} = \frac{\Delta\sigma^{DD}}{\Delta X_v} * \left(\frac{\frac{d\sigma^{théo}(x_{mil})}{dX}}{\frac{\Delta\sigma^{théo}}{\Delta X}} \right)$$

IV SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES

Les tableaux 6.3 à 6.5, correspondant aux figures 6.4 à 6.6, rassemblent les valeurs des sections efficaces différentielles par intervalle des interactions à courant chargé en fonction des variables Q^2, x et y. Les tableaux 6.6 à 6.8, correspondant aux figures 6.7 à 6.9, regroupent les résultats pour les interactions à courant neutre pour les deux méthodes de sélection et de mesure (NC et PSCC).

Les tables comportent pour chaque section efficace différentielle et pour chaque lot :

- l'intervalle de la variable considérée, ainsi que son centre,
- le nombre brut d'événements identifiés dans cet intervalle avec son erreur statistique,
- l'efficacité de sélection associée ("IBF" tient pour identificateur de bruit de fond, "trg" pour déclenchement, "vtx" pour vertex et "e" pour identificateur de positron). Ces nombres proviennent des tables en fin de chapitre 4 ;
- le facteur multiplicatif de déconvolution ("acceptance"), où la première erreur provient de la précision statistique du Monte-Carlo, et la seconde de l'incertitude sur l'échelle d'énergie,
- le facteur multiplicatif de correction de centre d'intervalle (c_{bin}),
- et enfin, la section efficace différentielle d'interaction.

La luminosité ainsi que son incertitude (1.5%) n'apparaissent pas dans les tableaux mais sont prises en compte. Les erreurs ont été calculées et représentées comme suit :

- Pour chaque intervalle, l'erreur décorrélée est la somme quadratique de l'erreur statistique pure (erreur sur le nombre d'événements mesurés), de l'erreur liée à l'efficacité de déclenchement et de vertex et de l'erreur statistique sur le calcul de l'acceptance. Cette erreur décorrélée est la première erreur donnée dans les tables. Elle est représentée par une barre verticale dans les figures ;

- L'erreur corrélée globale est la somme quadratique de l'incertitude sur l'échelle d'énergie (asymétrique), de l'erreur sur la luminosité et de celle sur l'efficacité des identificateurs de bruit de fond. Cette erreur corrélée est la deuxième erreur donnée dans les tables. Elle est représentée par la zone grisée dans les figures.

Quelque soit la mesure étudiée, la comparaison des aires définissant les erreurs systématiques rappelle les comportements attendus par l'étude des équations 5.25 à 5.29 pour la résolution des méthodes électron et hadrons.

Dans les sections efficaces différentielles en Q^2, la méthode “électron” pour les courants neutres est la plus précise, puisque l'échelle d'énergie électromagnétique est la mieux connue.

Dans les sections efficaces différentielle en x, pour les courants neutres, la limite de la mesure due à la résolution sur l'énergie du positron diffusé se manifeste par l'augmentation importante de l'erreur pour le dernier intervalle en x. La résolution de la méthode hadronique se détériore aussi à grand x, mais dans une moindre mesure. Ceci est également vrai pour les courants chargés.
Les erreurs systématiques des distributions courant neutre de section efficace différentielle en fonction de y ont un comportement opposé à celles en x. La méthode “électron”, très précise à grand y, se détériore à mesure que y décroît (facteur en $1/y$ dans la résolution, équation 5.25 et 5.26). La méthode hadrons voit son erreur augmentée avec y croissant (terme en $\frac{1}{1-y}$).

Q^2 (GeV^2) centre	[625 – 1500[1050	[1500 – 5000[3250	[5000 – 12000[8500	[12000 – 40000[26000
N brut	33 ±5.7	56 ±7.5	10 $^{+3.1}_{-4.3}$	3 $^{+2.9}_{-1.6}$
$\varepsilon_{trg+vtx+IBF}$	83.9 ±1.5 ±0.7	87.0 ±1.5 ±0.7	79.9 ±5.3 ±0.7	83.7 ±14.5 ±0.7
Acceptance	1.038 ±0.008 $^{+.006}_{-.051}$	1.146 ±0.013 $^{+.011}_{-.068}$	1.235 ±0.035 $^{+.224}_{-.191}$	0.737 ±0.083 $^{+.101}_{-.323}$
c_{bin}	1.160	0.853	0.759	0.191
$\frac{\mathbf{d}\sigma^{CC}}{\mathbf{dQ^2}}$ (fb.GeV^{-2})	$\mathbf{8.24 \pm 1.44\ ^{+0.15}_{-0.43}}$	$\mathbf{2.74 \pm 0.37\ ^{+0.28}_{-0.17}}$	$\mathbf{(2.55\ ^{+1.11}_{-0.93}\ ^{+0.05}_{-0.04})\ 10^{-1}}$	$\mathbf{(2.74\ ^{+2.70}_{-2.17}\ ^{+0.38}_{-1.20})\ 10^{-3}}$

Tableau 6.3: Section efficace différentielle en fonction de Q^2 des interactions à courant chargé d'impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV.

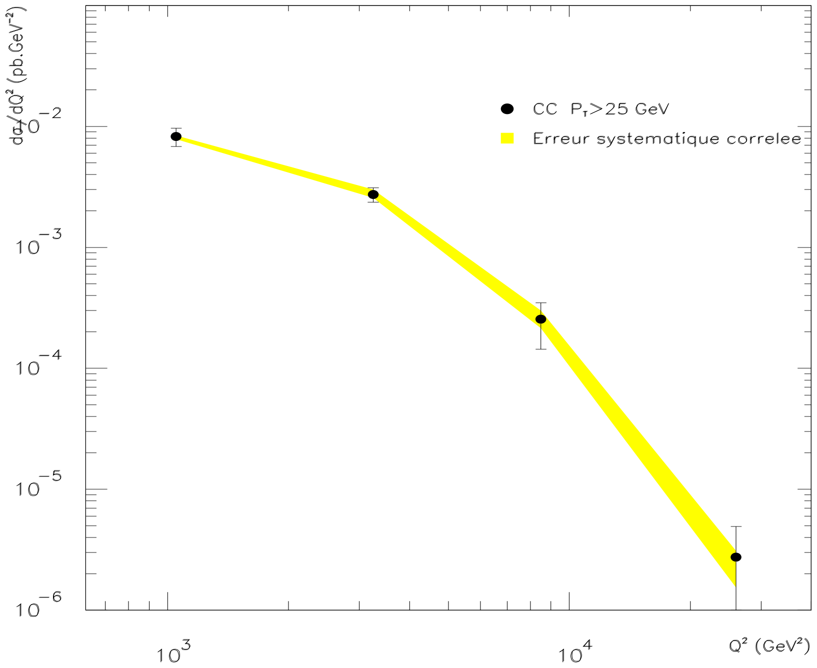

Figure 6.4: Section efficace différentielle en fonction de Q^2 des interactions à courant chargé d'impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV (voir table 6.3).

x centre	[0.03 – 0.08[0.055	[0.08 – 0.16[0.12	[0.16 – 0.30[0.23	[0.30 – 0.60[0.45
N brut	43 ±6.6	31 ±5.6	24 $^{+6.0}_{-4.9}$	3 $^{+2.9}_{-1.6}$
$\varepsilon_{trig+vtx+IBF}$	87.2 ±1.1 ±0.7	88.3 ±1.7 ±0.7	77.5 ±3.8 ±0.7	73.2 ±8.4 ±0.7
Acceptance	1.133 ±0.014 $^{+0.042}_{-0.080}$	1.064 ±0.010 $^{+0.068}_{-0.041}$	1.094 ±0.017 $^{+0.135}_{-0.103}$	1.352 ±0.081 $^{+0.679}_{-0.548}$
c_{bin}	1.069	0.978	0.939	0.736
$\frac{\mathbf{d}\sigma^{CC}}{\mathbf{dx}}$ (pb)	$\mathbf{182 \pm 28} \; ^{+7}_{-13}$	$\mathbf{69.5 \pm 12.6} \; ^{+4.4}_{-2.7}$	$\mathbf{34.6} \; ^{+8.8}_{-7.3} \; ^{+4.3}_{-3.2}$	$\mathbf{2.07} \; ^{+2.02}_{-1.13} \; ^{+1.04}_{-0.84}$

Tableau 6.4: Section efficace différentielle en fonction de x des interactions à courant chargé d'impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV.

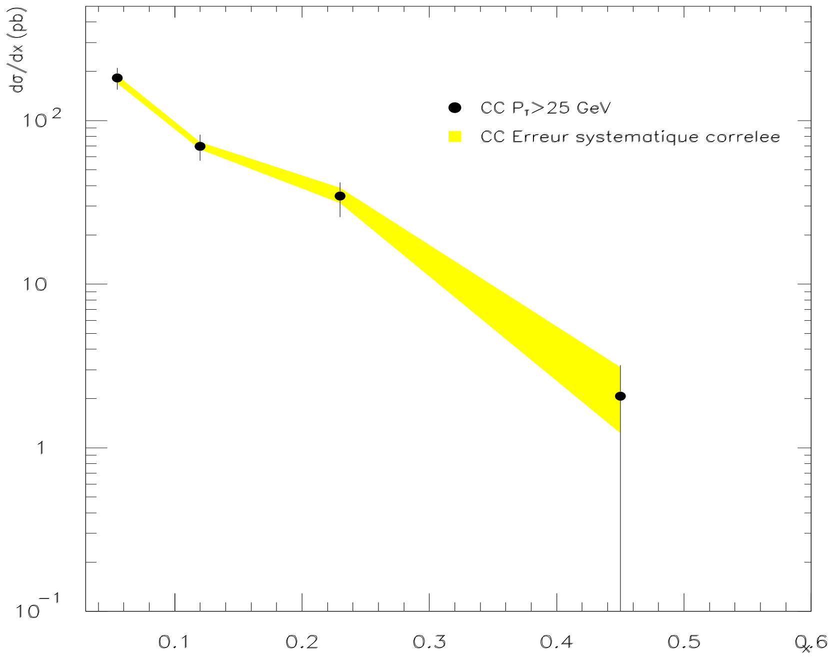

Figure 6.5: Section efficace différentielle en fonction de x des interactions à courant chargé d'impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV (voir table 6.4).

y centre	[0.05 – 0.14[0.095	[0.14 – 0.30[0.22	[0.30 – 0.60[0.45	[0.60 – 0.95[0.775
N brut	23 $^{+5.9}_{-4.8}$	34 ±5.8	33 ±5.7	12 $^{+5.5}_{-3.4}$
$\varepsilon_{trg+vtx+IBF}$	80.3 ±1.9 ±0.7	90.1 ±1.3 ±0.7	90.0 ±1.7 ±0.7	74.2 ±4.0 ±0.7
Acceptance	0.989 ±0.006 $^{+0.046}_{-0.037}$	1.027 ±0.007 $^{+0.017}_{-0.035}$	1.191 ±0.019 $^{+0.099}_{-0.094}$	1.255 ±0.036 $^{+0.345}_{-0.271}$
c_{bin}	1.036	1.004	0.980	1.008
$\frac{\mathbf{d}\sigma^{\mathrm{CC}}}{\mathbf{dy}}$ (pb)	$\mathbf{49.6\ ^{+12.8}_{-10.4}\ ^{+2.3}_{-1.8}}$	$\mathbf{37.0 \pm 6.4\ ^{+0.6}_{-1.3}}$	$\mathbf{21.7 \pm 3.8\ ^{+1.8}_{-1.7}}$	$\mathbf{8.90\ ^{+4.1}_{-2.6}\ ^{+2.4}_{-1.9}}$

Tableau 6.5: Section efficace différentielle en fonction de x des interactions à courant chargé d'impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV.

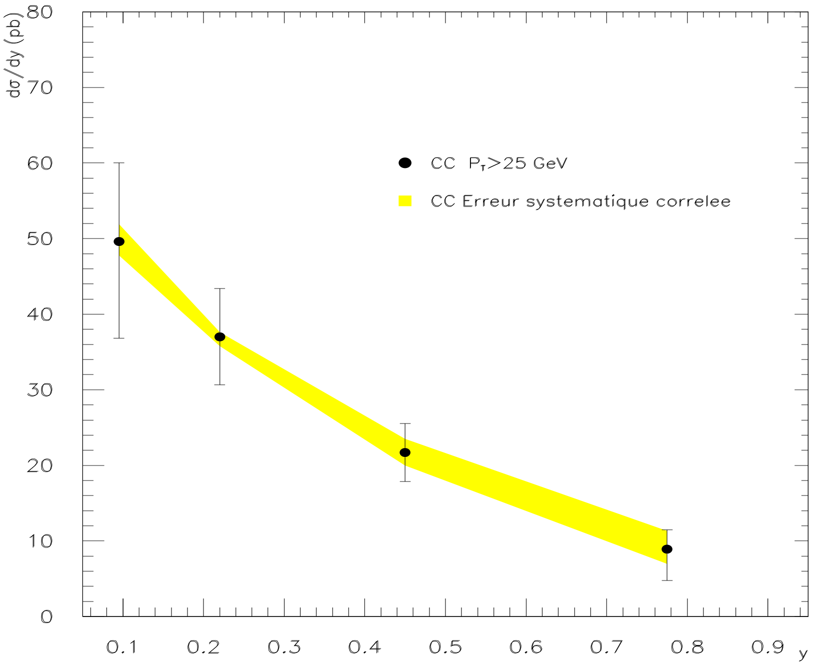

Figure 6.6: Section efficace différentielle en fonction de y des interactions à courant chargé d'impulsion transverse manquante supérieure à 25 GeV (voir table 6.5).

Q^2 (GeV^2) centre	[625 – 1500[1050	[1500 – 5000[3250	[5000 – 12000[8500	[12000 – 40000[26000
N PSCC brut	712 ±27	428 ±21	52 ±7	$9 \;{}^{+4.1}_{2.9}$
$\varepsilon_{selection}$	78.6 ±1.3 ±0.5	85.8 ±1.5 ±0.5	78.9 ±5.1 ±0.5	73.1 ±12.5 ±0.5
Accept. had.	$1.256 \pm 0.008 \;{}^{+0.181}_{-0.142}$	$1.254 \pm 0.012 \;{}^{+0.206}_{-0.216}$	$1.193 \pm 0.030 \;{}^{+0.339}_{-0.395}$	$0.647 \pm 0.102 \;{}^{+0.452}_{-0.254}$
c_{bin}	1.063	0.602	0.683	0.257
$\frac{\mathbf{d\sigma^{PSCC}}}{\mathbf{dQ^2}}$ (fb.GeV^2)	$\mathbf{210 \pm 9 \;{}^{+31}_{-24}}$	$\mathbf{16.4 \pm 0.9 \;{}^{+2.7}_{-2.8}}$	$\mathbf{1.17 \pm 0.18 \;{}^{+0.33}_{-0.39}}$	$\mathbf{(1.11 \;{}^{+0.55}_{-0.42} \;{}^{+0.78}_{-0.44})\, 10^{-2}}$

N NC brut	1110 ±33	595 ±24	62 ±8	$6 \;{}^{+3.6}_{-2.4}$
$\varepsilon_{selection}$	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4
Accept. e^+	$1.114 \pm 0.005 \;{}^{+0.088}_{-0.067}$	$1.052 \pm 0.005 \;{}^{+0.035}_{-0.035}$	$1.045 \pm 0.014 \;{}^{+0.022}_{-0.055}$	$1.375 \pm 0.153 \;{}^{+0.0}_{-0.083}$
c_{bin}	1.063	0.602	0.683	0.257
$\frac{\mathbf{d\sigma^{NC}}}{\mathbf{dQ^2}}$ (fb.GeV^2)	$\mathbf{230 \pm 7 \;{}^{+18}_{-14}}$	$\mathbf{16.2 \pm 0.7 \;{}^{+0.6}_{-0.6}}$	$\mathbf{0.97 \pm 0.12 \;{}^{+0.03}_{-0.05}}$	$\mathbf{(1.16 \;{}^{+0.72}_{-0.50} \;{}^{+0.02}_{-0.07})\, 10^{-2}}$

Tableau 6.6: Sections efficaces différentielles en fonction de Q^2 pour les interactions à courant neutre d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV.

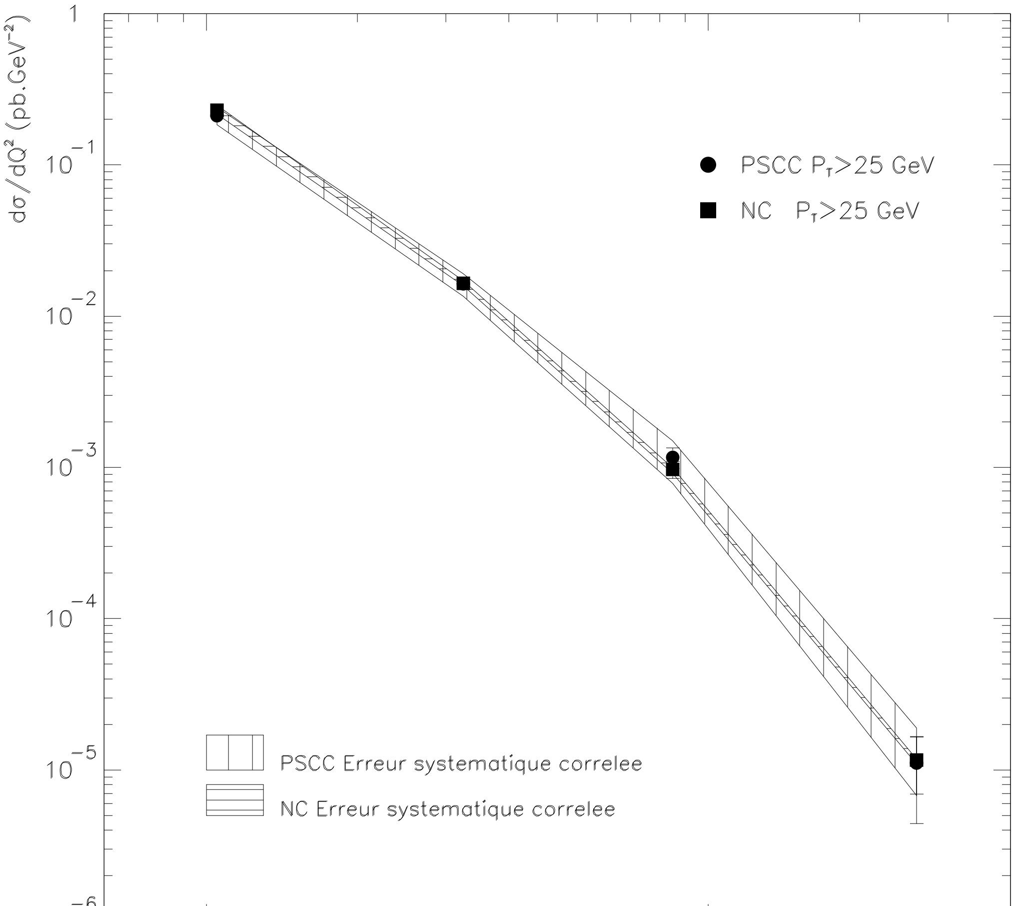

Figure 6.7: Sections efficaces différentielles en fonction de Q^2 des interactions à courant neutre d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV (voir table 6.6).

x centre	$[0.03 - 0.08[$ 0.055	$[0.08 - 0.16[$ 0.12	$[0.16 - 0.30[$ 0.23	$[0.30 - 0.60[$ 0.45
N PSCC brut	591 ±24	394 ±20	172 ±13	24 $^{+6}_{-5}$
$\varepsilon_{selection}$	89.0 ±1.1 ±0.5	84.8 ±1.6 ±0.5	59.7 ±2.9 ±0.5	68.8 ±7.8 ±0.5
Acceptance had.	1.213 ±0.009 $^{+0.193}_{-0.232}$	1.192 ±0.010 $^{+0.136}_{-0.135}$	1.128 ±0.010 $^{+0.218}_{-0.121}$	3.283 ±0.120 $^{+1.211}_{-0.666}$
c_{bin}	1.046	0.972	0.960	0.845
$\frac{\mathbf{d}\sigma^{\mathbf{PSCC}}}{\mathbf{dx}}$ (pb)	$\mathbf{2565 \pm 113\ ^{+408}_{-490}}$	$\mathbf{1025 \pm 55\ ^{+117}_{-116}}$	$\mathbf{339 \pm 31\ ^{+65}_{-36}}$	$\mathbf{49.1\ ^{+14.6}_{-12.8}\ ^{+18.1}_{-10.0}}$

N NC brut	804 ±28	567 ±25	248 ±16	100 ±10
$\varepsilon_{selection}$	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4
Acceptance e^+	0.955 ±0.004 $^{+0.018}_{-0.032}$	1.001 ±0.001 $^{+0.047}_{-0.015}$	1.461 ±0.022 $^{+0.465}_{-0.215}$	2.474 ±0.084 $^{+0.314}_{-0.299}$
c_{bin}	1.063	0.602	0.683	0.257
$\frac{\mathbf{d}\sigma^{\mathbf{NC}}}{\mathbf{dx}}$ (pb)	$\mathbf{2457 \pm 87\ ^{+47}_{-81}}$	$\mathbf{1056 \pm 44\ ^{+50}_{-16}}$	$\mathbf{380 \pm 25\ ^{+121}_{-56}}$	$\mathbf{107 \pm 14\ ^{+135}_{-13}}$

Tableau 6.7: Sections efficaces différentielles en fonction de x des interactions à courant neutre d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV.

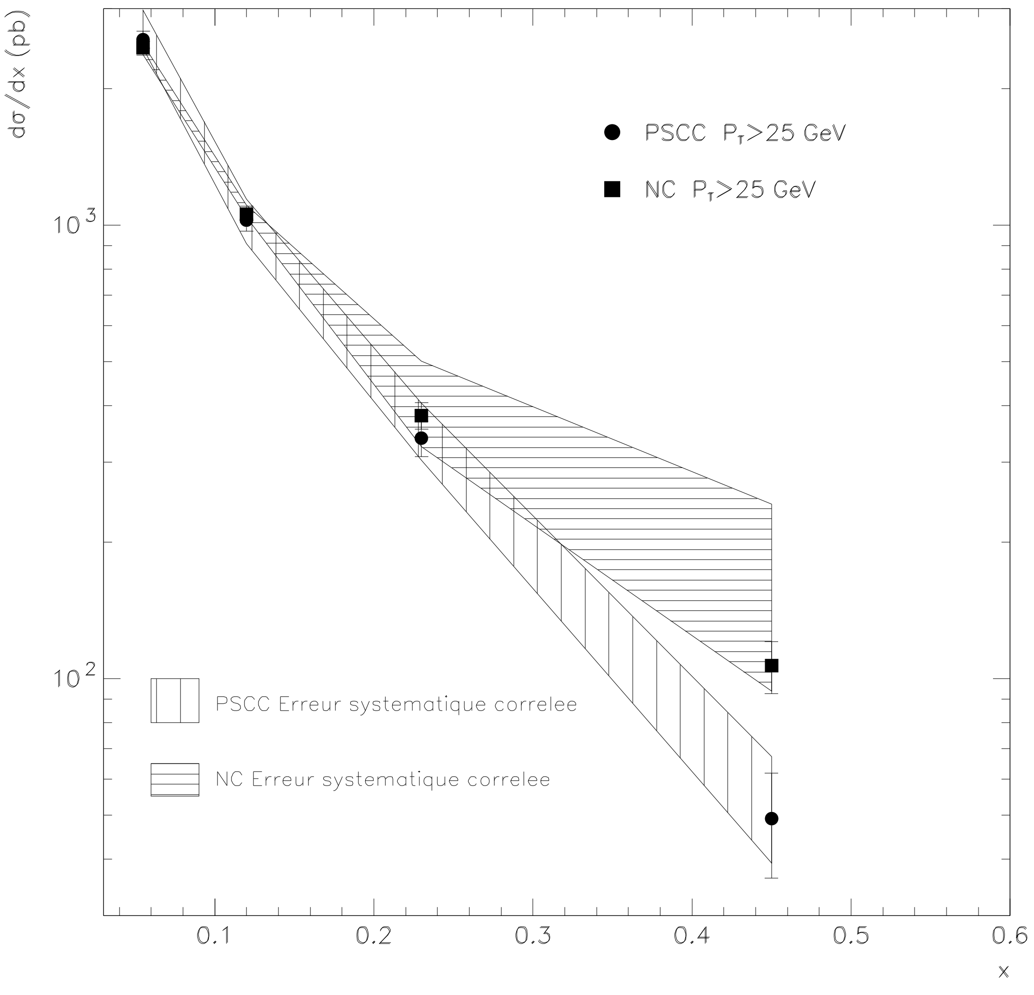

Figure 6.8: Sections efficaces différentielles en fonction de x pour les interactions à courant neutre d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV (voir table 6.7).

y centre	$[0.05 - 0.14[$ 0.095	$[0.14 - 0.30[$ 0.22	$[0.30 - 0.60[$ 0.45	$[0.60 - 0.95[$ 0.775
N PSCC brut	385 ±20	432 ±21	272 ±16	89 ±9
$\varepsilon_{selection}$	79.0 ±1.8 ±0.5	89.0 ±1.3 ±0.5	89.2 ±1.6 ±0.5	76.8 ±4.1 ±0.5
Acceptance had.	$1.188 \pm 0.010 \; ^{+0.157}_{-0.128}$	$1.163 \pm 0.009 \; ^{+0.170}_{-0.137}$	$1.268 \pm 0.015 \; ^{+0.217}_{-0.243}$	$1.088 \pm 0.017 \; ^{+0.313}_{-0.472}$
c_{bin}	0.982	0.966	0.930	0.871
$\frac{\mathbf{d}\sigma^{\mathbf{PSCC}}}{\mathbf{dy}}$ (pb)	$\mathbf{962 \pm 54 \; ^{+127}_{-104}}$	$\mathbf{519 \pm 26 \; ^{+76}_{-61}}$	$\mathbf{182 \pm 12 \; ^{+31}_{-35}}$	$\mathbf{47.8 \pm 5.7 \; ^{+13.8}_{-20.7}}$

N NC brut	545 ±23	577 ±24	418 ±20	79 ±9
$\varepsilon_{selection}$	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4
Acceptance e^+	$1.144 \pm 0.008 \; ^{+0.088}_{-0.145}$	$0.947 \pm 0.005 \; ^{+0.037}_{-0.047}$	$0.977 \pm 0.004 \; ^{+0.015}_{-0.016}$	$1.062 \pm 0.014 \; ^{+0.016}_{-0.044}$
c_{bin}	0.982	0.966	0.930	0.871
$\frac{\mathbf{d}\sigma^{\mathbf{NC}}}{\mathbf{dy}}$ (pb)	$\mathbf{1042 \pm 46 \; ^{+80}_{-132}}$	$\mathbf{505 \pm 22 \; ^{+19}_{-25}}$	$\mathbf{194 \pm 9 \; ^{+3}_{-3}}$	$\mathbf{31.9 \pm 3.6 \; ^{+0.5}_{-1.3}}$

Tableau 6.8: Sections efficaces différentielles en fonction de y pour les interactions à courant neutre d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV.

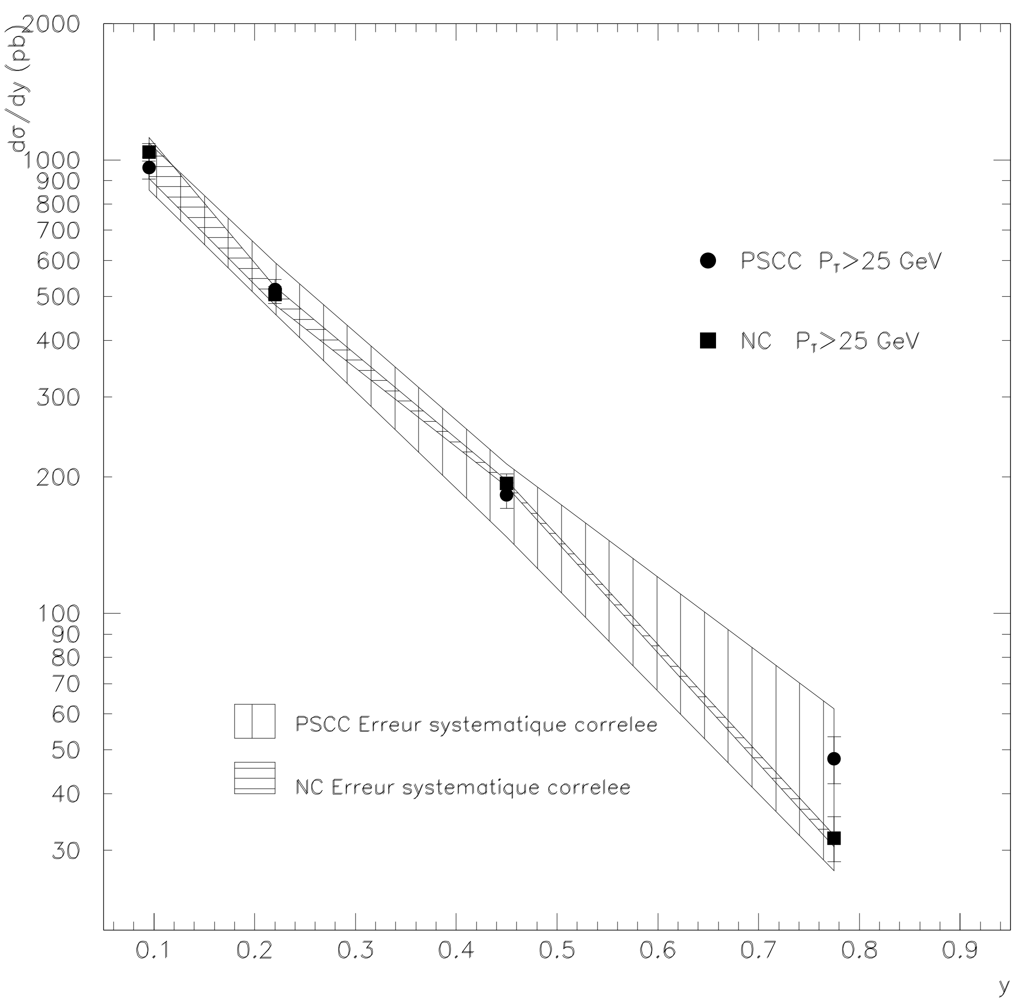

Figure 6.9: Sections efficaces différentielles en fonction de y des interactions à courant neutre d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV (voir table 6.8).

Chapitre 7

Interprétation des Résultats

Les sections efficaces totales et différentielles en fonction de x, y et Q^2 ont été présentées dans le chapitre précédent. Il convient à présent de les comparer aux prédictions du modèle standard, et d'en extraire le plus d'information possible pour contraindre le modèle lui-même et étendre les mesures des expériences antérieures à notre nouveau domaine cinématique.

I PREDICTIONS THÉORIQUES

Dans l'état actuel de nos connaissances expérimentales, les interactions entre particules peuvent s'expliquer par la théorie du modèle standard. Ce modèle possède des contraintes théoriques internes, qui sont testées par les expériences. Certains paramètres restent cependant libres et doivent donc être contraints par la mesure.

Pour les diffusions *ep* profondément inélastiques, ils sont rassemblés en deux catégories :

- les paramètres des interactions electro-faibles et ceux de la chromodynamique quantique ("QCD")
- les fonctions de structure du proton, et par conséquent les distributions des quarks, qui varient en fonction de x et Q^2, échelle à laquelle le proton est sondé.

I.1 Les paramètres du modèle électro-faible et de la chromodynamique quantique

Le modèle standard complet ($SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ est déterminé à l'aide de 19 paramètres si l'on néglige les masses des neutrinos et leur mélange. Parmi ces 19, une fois retirés ceux associés uniquement à la chromodynamique quantique (comme Λ_{QCD}), il n'en reste que 4 indépendants qui doivent être fournis par les expériences. Le choix quant à ces quatre paramètres est assez libre. Il suffit donc de prendre l'ensemble le plus adapté à notre étude. Le meilleur choix semble être :

- la constante de couplage électromagnétique α,
- la constante de Fermi G_F,
- les masses du Z^0 (M_Z) et du boson de Higgs (dans le cas du modèle où un seul doublet de Higgs suffit, avec une valeur dans le vide non nulle pour le boson neutre).

L'intérêt d'un tel choix est la précision avec laquelle sont connus ces paramètres. M_Z est très précisément mesuré au LEP; G_F est mesuré grâce au temps de vie du muon. Le boson de Higgs n'est pas encore découvert, mais, s'il existe, sa masse est relativement bien contrainte en supposant la validité du modèle standard minimal.

I.2 Paramétrisations des fonctions de structure du proton

Les interactions profondément inélastiques permettent de mesurer le contenu en quarks et gluons du proton. L'ensemble du domaine cinématique en x et y accessible à notre étude a déjà été mesuré par les expériences sur cible fixe, mais à des échelles de quadri-transfert Q^2 inférieures d'un ordre de grandeur à celle de notre mesure. En utilisant les équations d'Altarelli-Parisi (voir chapitre 1,III.5), il est possible de prédire, à partir d'une échelle Q_0^2, les valeurs que prendra une fonction de structure à un Q^2 plus élevé quelconque, pourvu que les processus physiques associés restent identiques. Nos mesures sont donc comparées à celles réalisées sur cible fixe après extrapolations de celles-ci dans notre domaine en Q^2.

On définit les fonctions $q_v(x, Q^2)$ (où $q = u, d$) qui désignent les distributions des quarks de valence, $q(x, Q^2)$ (où $q = u, d, s, c$) qui désignent celles des quarks (valence+mer), et $\bar{q}(x, Q^2)$ celles des antiquarks.

I.2.A Contraintes imposées par les expériences sur cible fixe

Les expériences contraignant les fonctions de structure ont été rapidement rappelées au chapitre 1 (I.1 et I.3). Leurs résultats sont ici plus détaillés, afin de bien comprendre les contraintes qu'elles imposent sur les prédictions théoriques concernant notre mesure.

Le tableau 7.1 résume les expériences dont les données sont utilisées pour contraindre les paramétrisations. Le domaine cinématique en (x,Q^2) qu'elles couvrent par leurs mesures est précisé.

L'étude des interactions *ep* dans le domaine des grands transferts d'impulsion à HERA conduit à une forte sensibilité aux distributions de quarks u, d et s, et des antiquarks correspondants. Les masses des quarks b et t sont telles qu'on peut négliger leur contribution dans les interactions à grand transfert d'impulsion. La contribution effective du quark c est également négligeable devant celles de u, d et s, pour $x > 0.01$.

Plusieurs groupes de travail rassemblent et combinent les résultats des diverses expériences dans une “analyse globale”, afin de parvenir à la meilleure connaissance possible du nucléon, et des distributions de ses partons internes. Comme certaines expériences se recoupent, les différents groupes de travail ont dû faire un choix sur :

- les données des expériences (laquelle “favoriser” quand des résultats sont compatibles mais non équivalents),
- la forme analytique des paramétrisations et le nombre de paramètres correspondants,
- la manière d'ajuster ces paramètres aux données,
- les présupposés théoriques (dont l'ordre de développement en α_s désiré, l'échelle de départ Q_0^2, et la valeur $\alpha_s(Q_0^2)$.

Ceci fait qu'il existe un grand nombre de paramétrisations, qui évoluent et se précisent avec l'arrivée des nouvelles données des expériences en cours. Notre choix s'est porté sur une fonction de chacun des trois principaux groupes de travail : MRSH(DIS) [50] pour le groupe Martin, Roberts, et Stirling, GRVHO [52] pour le groupe de Glück, Reya, et Vogt, et enfin CTEQ3M [51] pour la collaboration CTEQ. Le choix des paramétrisations a été fait en fonction de leur date de parution et des données qu'elles utilisent.

I.2.B MRS

Les paramétrisations de Martin, Roberts et Stirling sont déterminées à une échelle de départ Q_0^2 égale à 4 GeV^2. Vingt-deux paramètres sont utilisés pour ajuster des courbes continues sur l'ensemble des mesures des expériences choisies. Le schéma de renormalisation est *DIS* (voir I.2.d). Ces paramètres sont évalués ou estimés de telle sorte qu'ils puissent avoir une signification physique.

A Q_0^2=4 GeV^2, il est imposé :

$$\bar{s}(x,Q_0^2) = \frac{1}{4}(\bar{u}(x,Q_0^2) + \bar{d}(x,Q_0^2)) \quad \text{et} \quad c(x,Q_0^2) = 0$$

Par ailleurs, $\bar{s}(x,Q^2) = s(x,Q^2)$ et $\bar{c}(x,Q^2) = c(x,Q^2)$ pour tout Q^2.

Les paramétrisations des distributions sont en général de la forme :

$$xf_i(x,Q_0^2) = A_i x^{-\lambda_i}(1-x)^{\beta_i}(1+\gamma_i x^{1/2} + \delta_i x) \quad \text{avec} \quad f_i = g,\ u_v,\ d_v,\ u_s,\ d_s, \ldots$$

Processus	Expériences	Année articles	Sous-processus recherché	Distributions contraintes	Domaine cinématique
DIS($\mu N \rightarrow \mu N$)	BCDMS NMC E665	87,89,90 95	$\gamma^* q \rightarrow q$	$u + \bar{u}$, $d + \bar{d}$, α_s et $\bar{u} + \bar{d}$ s (avec $\bar{s} = s$)	$0.03 < x < 0.8$ $3 < Q^2 < 250\ GeV^2$
DIS($\nu N \rightarrow \mu X$)	CCFR (CDHSW)		$W^* q \rightarrow q\prime$	$q_{mer}(x)$	$Q^2 \approx 100\ GeV^2$
$\nu N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	CCFR		$W^* s \rightarrow c$	$s \simeq \frac{\bar{u}}{2}$	
$\mu N \rightarrow c\bar{c}X$	EMC	89	$\gamma^* c \rightarrow c$	$c \simeq 0.1s$	$Q^2 = 4\ GeV^2$
DIS($ep \rightarrow eX$)	H1, ZEUS	95	$\gamma^* q \rightarrow q$	$xg \sim x^{-\lambda_g}$, $x\bar{q} \sim x^{-\lambda_s}$	$1 < Q^2 < 100\ GeV^2$ $x \rightarrow 10^{-4}$
$pp \rightarrow \gamma X$	WA70+CDF,E706, (UA6,R806,UA2)		$qg \rightarrow \gamma q$	$g(x \simeq 0.4)$	
$pN \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	E605+Tevatron, NA 51		$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*$ $u\bar{u}$,$d\bar{d}$,$u\bar{d}$,$d\bar{u} \rightarrow \gamma^*$	$\bar{q} \sim (1-x)^{\beta_s}$ $(\bar{u} - \bar{d})$	$Q^2 \approx 100\ GeV^2$ $x \simeq 0.18$
$p\bar{p} \rightarrow W^{\pm}$ asym.	CDF		$ud \rightarrow W^+$ $d\bar{u} \rightarrow W^-$	u/d	$x \simeq 0.05$ $Q^2 \sim 10^4\ GeV^2$
$p\bar{p} \rightarrow jets$	CDF,D0	95	$gg, gq, q\bar{q} \rightarrow 2jets$	g q, α_s	$(5.10^{-3} < x < 0.1)$ $(x \sim 0.2)$
$\gamma^* p \rightarrow dijets$	H1, ZEUS	95	$\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}, g\bar{q}$	g, α_s	$(5.10^{-3} < x < 0.1)$
$\gamma p \rightarrow J/\Psi X$	EMC, HERA		$\gamma^* g \rightarrow (c\bar{c})g$	g	$10 < Q^2 < 100$ GeV^2 $(x \sim 10^{-3})$

Tableau 7.1: Résumé des expériences dont les résultats sont utilisés dans les paramétrisations des fonctions de structure du proton. N représente un nucléon quelconque pouvant appartenir à un noyau.

I.2.C CTEQ

Les paramétrisations du groupe CTEQ sont fondées sur les mêmes principes que celles du groupe MRS, mais avec des formes analytiques différentes. Il y a au moins 21 paramètres. La symétrie de saveur de la mer est imposée à l'échelle de départ Q_0^2. Le but est plus un bon ajustement de l'ensemble des données qu'une justification physique de tous les paramètres employés.

I.2.D GRV

L'esprit des paramétrisations du groupe Glück, Reya et Vogt est assez différent de celui des deux groupes précédents. L'échelle de départ (μ_{HO}^2) se situe aux environs de 0.3 GeV^2. A cette échelle, le proton est supposé composé de trois quarks de valence et d'un certain nombre de gluons (fixé à 2 à l'origine). La contrainte $\bar{u}(x,\mu_0^2) = \bar{d}(x,\mu_0^2)$ est également requise.

Les paramétrisations des densité de partons sont de la forme :

$$\begin{array}{lrcl} \text{valence :} & xv(x,Q^2) & = & Nx^a(1+x^{1/2}+Bx)(1-x)^D \\ \text{mer et gluons :} & xw(x,Q^2) & = & \left[x^a(A+Bx+Cx^2)(ln(\frac{1}{x}))^b + s^\alpha exp(-E+\sqrt{E' s^\beta ln\frac{1}{x}})\right](1-x)^D \end{array}$$

où tous les coefficients utilisés sont des réels. Les densités de partons dans le domaine perturbatif de QCD sont simplement obtenues par évolution d'Altarelli-Parisi à partir de l'échelle non pertubative μ_0^2.

I.3 Obtention pratique des paramétrisations et des sections efficaces

En pratique, l'obtention des distributions de partons et des sections efficaces différentielles repose sur deux outils : le premier, PDFLIB [71], permet de calculer et représenter les fonctions de structure du proton, et le second, HERACLES [69] calcule les sections efficaces totales et différentielles des interactions à courant neutre et courant chargé dans le cadre du modèle standard. HERACLES utilise les fonctions de structure de PDFLIB pour ses calculs.

L'un et l'autre sont utilisés pour la représentation des courbes théoriques dans leur domaine de définition. HERACLES est utilisé pour les sections efficaces totales et différentielles, pour les corrections des effets radiatifs, ainsi que pour le calcul des corrections de centre d'intervalle. Les distributions de quarks en fonction de x pour divers domaines en Q^2 ou différentes paramétrisations sont fondées sur PDFLIB.

I.4 Sensibilité aux paramétrisations

I.4.A Extrapolation des paramétrisations à grand Q^2

Connaissant une fonction de structure à Q_0^2, il est possible de la calculer en Q_1^2 grâce aux équations d'évolution d'Altarelli-Parisi [27] (Chapitre 1,III.5). Celles-ci permettent de prédire les distributions de quarks à un (x, Q^2) quelconque à partir d'une paramétrisation connue à Q_o^2 fixé. Les équations d'évolution sont les mêmes pour les trois paramétrisations choisies. Il suffit donc d'étudier le comportement de l'une d'entre elles, sachant que les autres suivent des variations similaires.

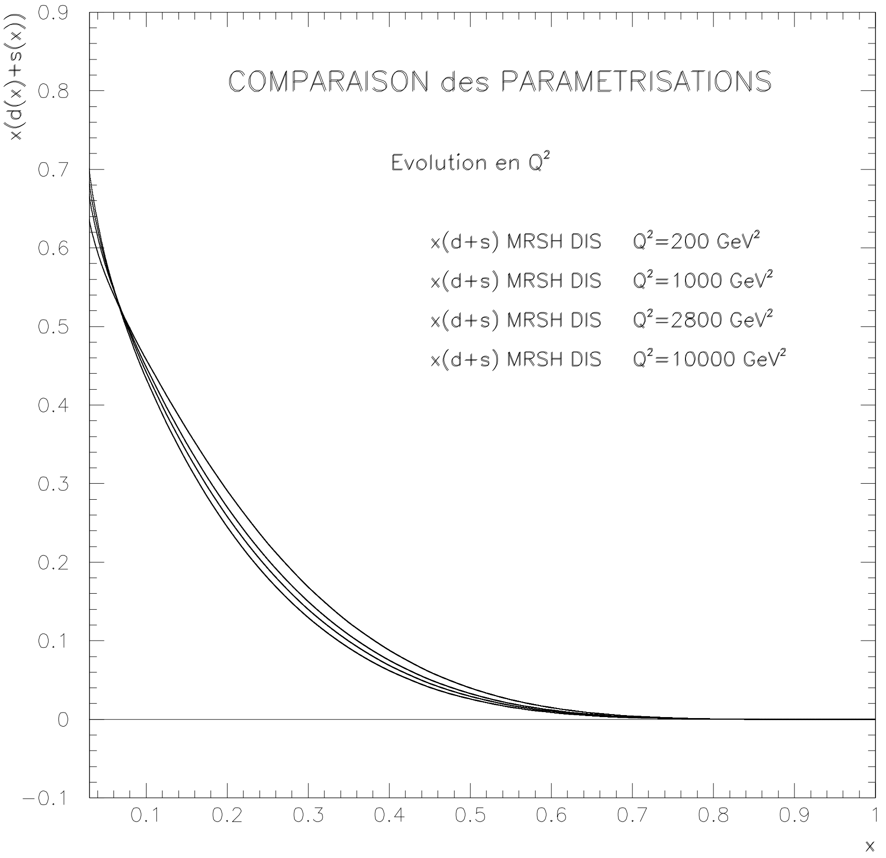

Figure 7.1: Evolution de la fonction de structure paramétrisée **MRSH DIS**. La fonction représente $x[d(x,Q^2)+s(x,Q^2)]$ à $Q^2 = 200$ (courbe supérieure à $x = 0.3$), 1000, 2800 et 10000 GeV^2. La ligne horizontale sert de guide pour rappeler le 0.

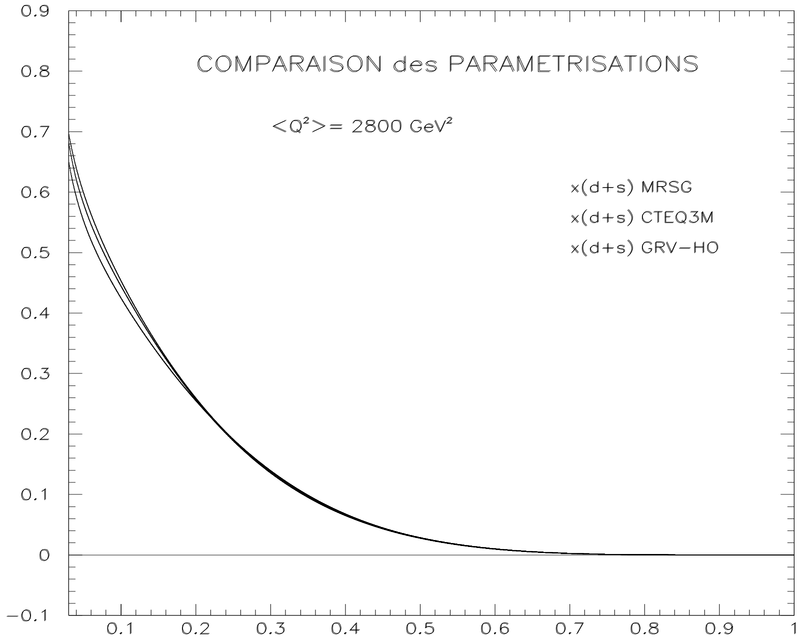

Figure 7.2: Comparaison des paramétrisations de fonctions de structure : **MRSG**, **CTEQ3M**, et **GRV-HO**. La fonction représente $x[d(x) + s(x)]$ à $Q^2 = 2800\ GeV^2$.

Les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi varient comme le logarithme de Q^2. Il ne faut donc pas s'attendre à des grandes différences entre $Q^2 = 200$ GeV^2 (domaine supérieur atteint par les expériences sur cible fixe) et $Q^2 = 10^4$ GeV^2.

La figure 7.1 met en évidence ce phénomène. Elle montre les courbes des distributions de quarks $x[d(x,Q^2) + s(x,Q^2)]$ à différents Q^2, de 200 à 10000 GeV^2. L'écart entre les quatre courbes se manifeste essentiellement à moyen x ($0.2 < x < 0.4$) et à bas x ($x < 0.03$), en dehors du domaine d'étude. A moyen x, l'écart maximum entre les courbes extrêmes, couvrant donc deux ordres de grandeur en Q^2, est inférieur à 30%. L'erreur liée à l'extrapolation reste petite comme l'ont montré les différentes mesures de F_2^p à HERA en fonction de Q^2 [73].

I.4.B Comparaison des paramétrisations à grand Q^2

La figure 7.2 compare les distributions de la densité de quarks $x[d(x) + s(x)]$ en fonction de x pour un Q^2 moyen de 2800 GeV^2. La région en x de 0.1 à 1.0 est déjà très contrainte par les expériences sur cible fixe. La figure 7.2 montre que la différence entre les paramétrisations reste petite dans le domaine cinématique délimité par la coupure en P_T (voir chapitre 6.II.4.A). En conséquence, le choix de la paramétrisation pour comparer les données à la théorie importe peu. L'erreur systématique qui pourrait être associée au choix de la paramétrisation reste faible (4%).

I.5 Les corrections radiatives

Ces corrections sont particulièrement importantes pour les courants neutres comme cela a été signalé au chapitre 1 (III.3). Elles proviennent essentiellement de la radiation d'un photon par le positron initial ou final. Le programme HERACLES permet d'obtenir le rapport de la section efficace différentielle à l'ordre de Born et de celle au premier ordre. Ce facteur est pris en compte par c_{rad} :

$$\frac{d\sigma^{Born}}{dX} = c_{rad} * \frac{d\sigma^{rad}}{dX}$$

où X est l'une des trois variables cinématiques habituellement utilisées.

Dans le cas des interactions à courant neutre, l'identificateur de positron choisi permet de limiter les effets des radiations dans l'état final aux radiations "dures" (voir chapitre 1.III.3 et chapitre 4.II.2.B). Dans la suite, nous avons choisi de comparer directement les sections efficaces mesurées aux prédictions théoriques, et de n'appliquer les corrections radiatives que pour l'extraction des densités de quarks.

II SECTIONS EFFICACES TOTALES

La section efficace totale théorique pour $P_T > 25$ GeV est :

$$Th\acute{e}orie\ :\ \sigma_{CC}^{e^+}(P_T > 25\ GeV) = 15.4 \pm 0.6\,\mathrm{pb}$$

$$Th\acute{e}orie\ :\ \sigma_{NC}^{e^+}(P_T > 25\ \mathrm{GeV}) = 268 \pm 11\,\mathrm{pb}$$

L'incertitude théorique de 4% provient des différentes fonctions de structure disponibles.

Les sections efficaces totales mesurées ont été données au chapitre 6 (table 6.1) :

$$\sigma_{CC}^{e^+}(P_T > 25\ \mathrm{GeV}) = 21.1 \pm 2.1^{+1.4}_{-1.7}\,\mathrm{pb}$$

$$\sigma_{PSCC}^{e^+}(P_T > 25\ \mathrm{GeV}) = 281 \pm 9^{+39}_{-43}\,\mathrm{pb}$$

$$\sigma_{NC}^{e^+}(P_T > 25\ \mathrm{GeV}) = 303 \pm 7^{+18}_{-17}\,\mathrm{pb}$$

Les deux mesures de la section efficace d'interaction à courant neutre sont en bon accord avec la prédiction théorique. La mesure de la section efficace d'interaction à courant chargé est légèrement supérieure à la prédiction théorique, mais la différence est inférieure à deux écarts standards si l'on tient compte de l'incertitude systématique.

Il est à noter que les erreurs de mesure des interactions à courant chargé sont surtout statistiques, alors que celles pour les courants neutres proviennent essentiellement de l'incertitude sur l'échelle d'énergie et la résolution du détecteur. Ceci reste vrai pour les sections efficaces différentielles.

III SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

III.1 Comparaison systématique aux prédictions théoriques

Les figures 7.3 à 7.5 reproduisent les résultats du chapitre 6, et les comparent aux prédictions du modèle standard, calculées avec HERACLES (sections efficaces radiatives), avec la paramétrisation MRSH(DIS). La coupure en P_T agit sur le moment transverse du lepton diffusé. Comme toute la discussion qui suit s'appuie sur les sections efficaces différentielles des interactions à courant chargé et courant neutre, les formules 1.14 et 1.15 sont rappelées ici (Chapitre 1.III) :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(\mathrm{e^+p} \rightarrow \bar{\nu}\mathrm{X})}{\mathrm{dx\,dQ^2}} = \frac{\mathrm{G_F^2}}{2\pi}\left(\frac{1}{1+\mathrm{Q^2/M_W^2}}\right)^2 [\ (\bar{\mathrm{u}}+\bar{\mathrm{c}})\ +\ (1-\mathrm{y})^2(\mathrm{d}+\mathrm{s})\ ] \tag{7.1}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(\mathrm{e^+p} \rightarrow \mathrm{e^+X}))}{\mathrm{dx\,dQ^2}} = 2\pi\alpha^2\mathrm{s}\left(\frac{1}{\mathrm{xQ^4}}\right)\left[(1+(1-\mathrm{y})^2)\tilde{\mathrm{F}}_2 - (1-(1-\mathrm{y})^2)\mathrm{x}\tilde{\mathrm{F}}_3\right] \tag{7.2}$$

avec

$$\tilde{\mathrm{F}}_2(\mathrm{x},\mathrm{Q^2}) = \sum_{\mathrm{f}} \mathrm{A_f}(\mathrm{Q^2})\,(\mathrm{xq_f}(\mathrm{x},\mathrm{Q^2}) + \mathrm{x\bar{q}_f}(\mathrm{x},\mathrm{Q^2}))$$

$$\mathrm{x}\tilde{\mathrm{F}}_3(\mathrm{x},\mathrm{Q^2}) = \sum_{\mathrm{f}} \mathrm{B_f}(\mathrm{Q^2})\,(\mathrm{xq_f}(\mathrm{x},\mathrm{Q^2}) - \mathrm{x\bar{q}_f}(\mathrm{x},\mathrm{Q^2}))$$

III.2 Etude en fonction de Q^2

La figure 7.3 rassemble les sections efficaces différentielles en fonction de Q^2 des interactions à courant chargé et courant neutre (méthode électron et hadrons) montrées au chapitre précédent (figure 6.4 et 6.7, table 6.3 et 6.6), et les compare à la prédiction du modèle standard.

Plusieurs informations peuvent en être extraites :

- Les sections efficaces d'interaction à courant neutre et courant chargé, très différentes à bas Q^2, deviennent du même ordre de grandeur pour $Q^2 \sim 10^4$ GeV^2 $\sim M^2_{W,Z}$, ainsi que le prédit l'unification des forces faibles et électromagnétiques.
- A grand Q^2, la contribution de l'interférence γZ^o devient non négligeable par rapport à l'échange photonique lors des interactions à courant neutre, mais notre précision statistique ne permet pas encore de la mettre en évidence.
- Les variations mesurées en fonction de Q^2 sont en bon accord avec les prédictions théoriques du modèle standard.
- La combinaison de la mesure des interactions à courant chargé e^+p et e^-p récoltées en 1993 et 1994 a permis une estimation de la masse du W en tant que propagateur (voir chapitre 1.III.3) : $M_W^{H1} = 84^{+9+5}_{-6-4}$ GeV [2], en accord avec la mesure précise du Tevatron : $M_W = 80.33 \pm 0.15$ GeV [72].

III.3 Etude en fonction de x et y

Les sections efficaces différentielles suivant x et y sont présentées figure 7.4 et 7.5 pour les interactions à courant chargé et courant neutre.

Pour les interactions à courant neutre, la forte décroissance en x et en y s'explique par la corrélation de ces variables avec la variable Q^2 du propagateur. Toute la physique au niveau des partons est "voilée" par cet effet.

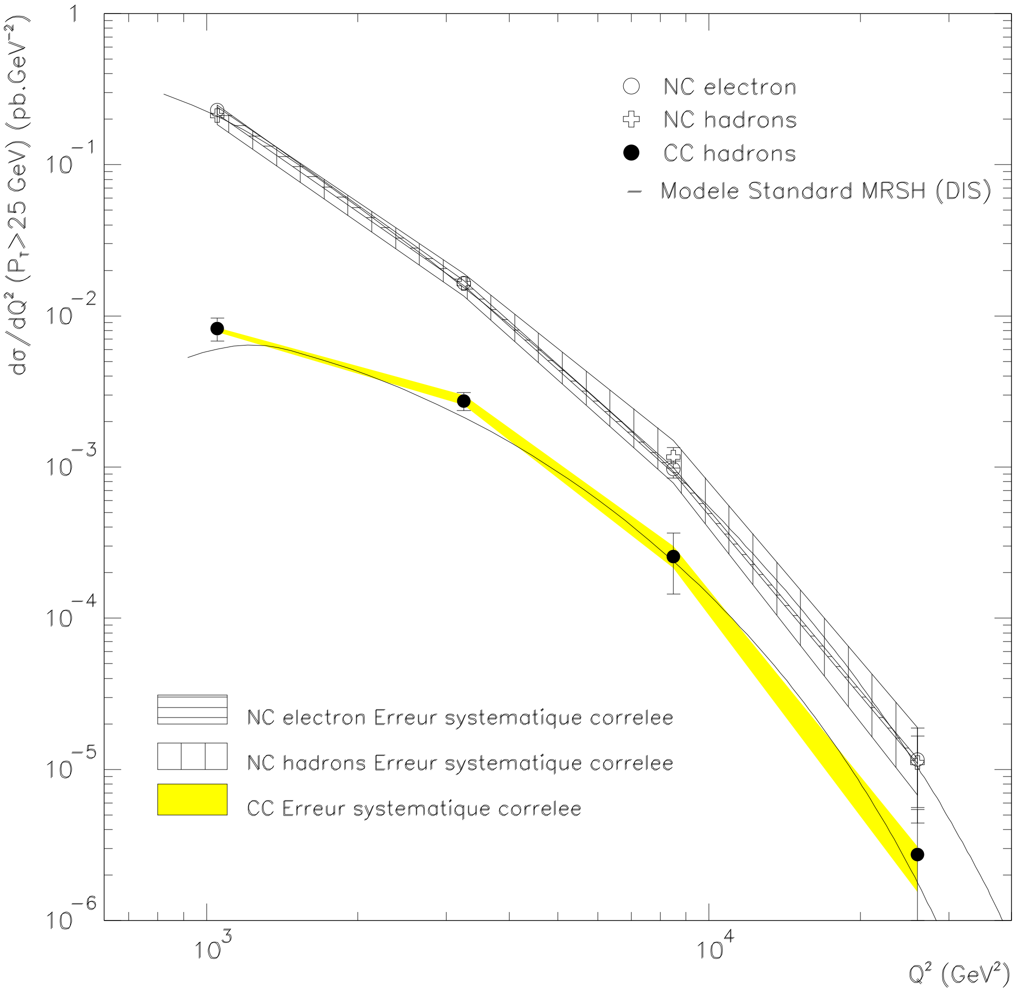

Figure 7.3: Section efficace différentielle en fonction de Q^2 pour les interactions à courant neutre (points blancs) et à courant chargé (points noirs) d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV.

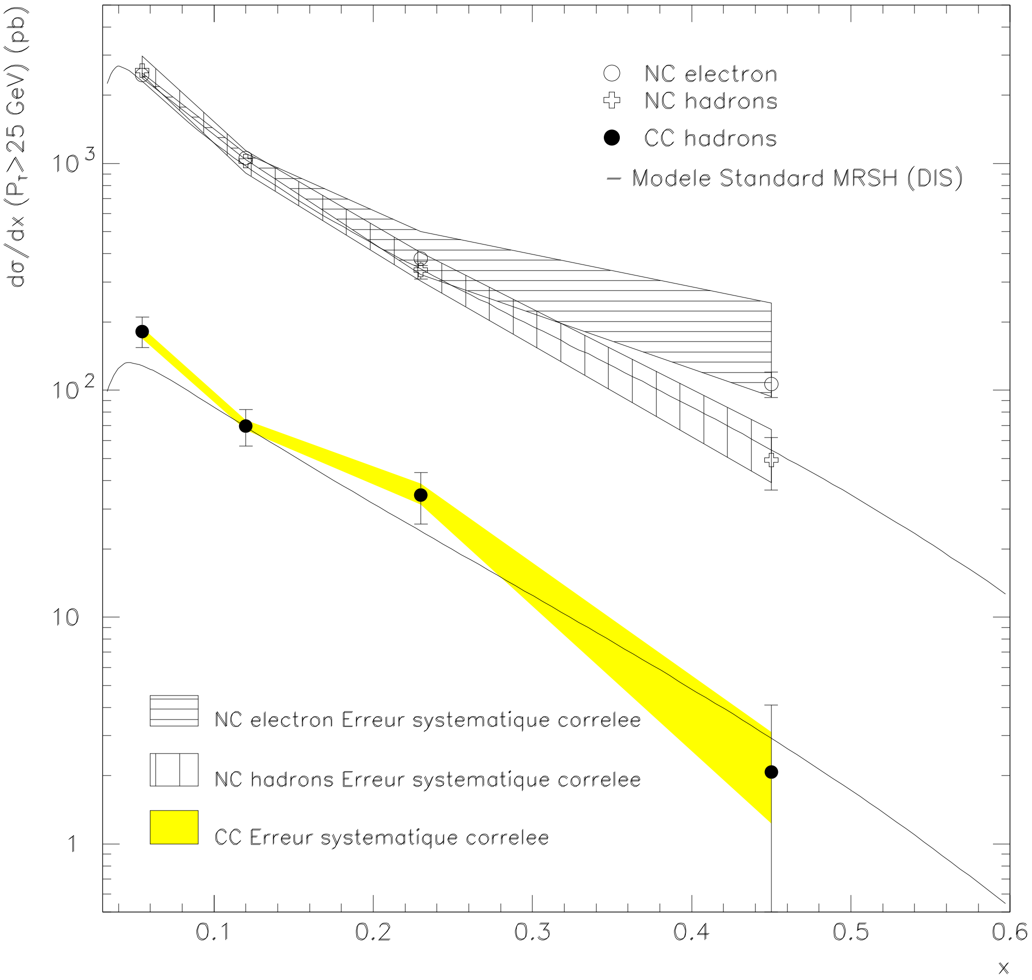

Figure 7.4: Section efficace différentielle en fonction de x pour les interactions à courant neutre (points blancs) et à courant chargé (points noirs) d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV.

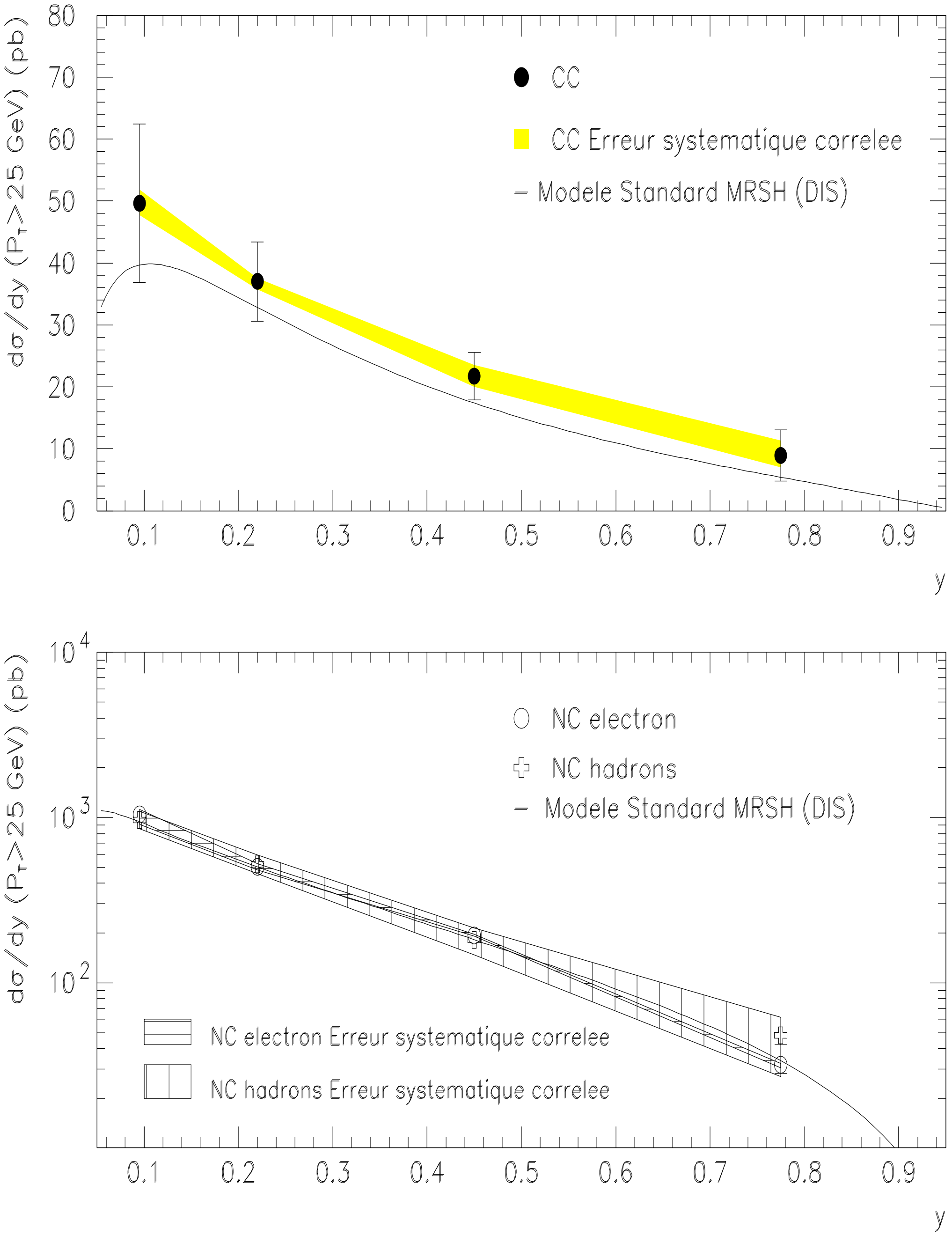

Figure 7.5: Section efficace différentielle en fonction de y pour les interactions à courant neutre (points blancs) et à courant chargé (points noirs) d'impulsion transverse leptonique supérieure à 25 GeV.

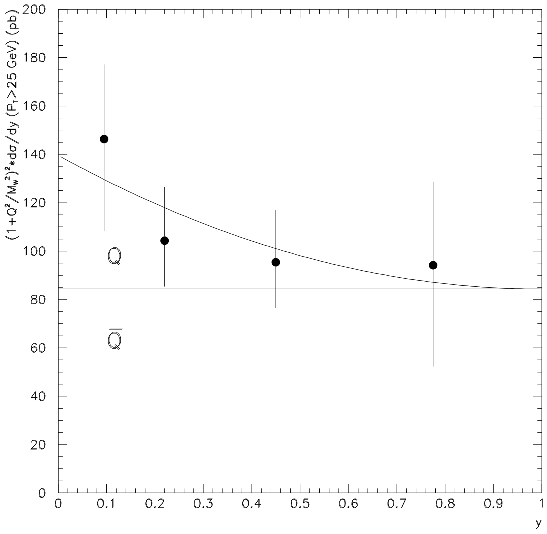

Figure 7.6: Section efficace différentielle d'interaction à courant chargé, corrigée pour la coupure en P_T, pondérée par le propagateur. La courbe ajustée est une fonction paramétrisée par $f(y) = C_1 + C_2(1-y)^2$.

Pour les interactions à courant chargé, cet effet est moins important. Cependant, la contribution des quarks, dominante à grand x (dans la région de valence), est diminuée par le facteur d'hélicité en $(1-y)^2$, ce qui accentue la décroissance de la distribution en x.

Le comportement des sections efficaces différentielles CC et NC en x et y est en bon accord avec leur prédiction théorique (MRSH(DIS)).

En étudiant plus particulièrement la section efficace différentielle courant chargé en fonction de y, on peut souligner la différence entre la contribution des quarks et celle des antiquarks. Les antiquarks n'étant pas sensibles au facteur en $(1-y)^2$, la section efficace différentielle tend lentement vers 0 à grand y. Ce phénomène peut être mis en valeur en supprimant l'effet du propagateur.

Soit $\bar{q}(x,Q^2) = \bar{u}(x,Q^2) + \bar{c}(x,Q^2)$ et $q(x,Q^2) = d(x,Q^2) + s(x,Q^2)$. L'équation 7.1 se réécrit :

$$x\bar{q}(x,Q^2) + (1-y)^2 xq(x,Q^2) = \frac{2\pi}{G_F^2 s}(1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2 \frac{d\sigma^{CC,e^+}}{dxdy} \tag{7.3}$$

La partie gauche de l'équation 7.3 est à peu près indépendante de Q^2 (dépendance logarithmique, voir I.3.A). Après intégration sur x de l'équation 7.3, et en définissant :

$$Q = \int_{xmin}^{xmax} dx\ xq(x,Q^2) \qquad \text{et} \qquad \bar{Q} = \int_{xmin}^{xmax} dx\ x\bar{q}(x,Q^2)$$

L'équation précédente se met sous la forme (aux constantes près) :

$$\bar{Q} + (1-y)^2 Q = \int_{xmin(y,P_T)}^{xmax} dx\, \delta(Q^2 - sxy)\,(1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2 \frac{\partial\sigma^{CC,e^+}}{\partial x \partial y} =< Propagateur >_y .\frac{d\sigma^{CC,e^+}}{dy}$$

où $< Propagateur >_y$ est le propagateur moyenné en x pour la valeur y considérée. Ici, le fait que la coupure en P_T introduit une dépendance entre x et y ($P_T^2 = sxy(1-y)$) est négligé. Cette approximation n'est pas valable dans le premier intervalle en x.

La figure 7.6 montre cette section efficace différentielle pondérée, avec un ajustement par un polynôme de degré deux : $f(y) = C_1 + C_2(1-y)^2$. Cette courbe donne une première estimation grossière de la contribution des antiquarks, la partie uniforme en y, et celle des quarks, en $(1-y)^2$.

Il est donc possible, dans l'approximation du modèle des partons, de revenir à la distribution des quarks (et des anti-quarks) dans le proton. La partie suivante est dédiée à l'extraction complète de ces informations, en limitant les approximations, à partir des sections efficaces différentielles pondérées par le propagateur de l'interaction étudiée.

IV EXTRACTION DES DISTRIBUTIONS DE QUARKS A GRAND Q^2

Les contraintes sur les distributions des quarks dans le proton (voir I.2) ont été définies à bas Q^2, à partir des mesures des expériences sur cible fixe. Une extraction similaire est à présent effectuée, adaptée au problème spécifique du collisionneur HERA, et restreinte au domaine des grands Q^2.

IV.1 La distribution $d + s$

Le paragraphe précédent a mis en évidence la différence de comportement entre quarks et antiquarks en fonction de y pour les interactions à courant chargé : le coefficient de $q(x)$ décroît en $(1-y)^2$ alors que celui de $\bar{q}(x)$ reste uniforme. Il est donc possible de supprimer la contribution des antiquarks dans un certain domaine de taille Δy, en soustrayant à la section efficace de ce domaine celle mesurée dans une autre région en y de taille identique.

La figure 7.1 montre que nous pouvons négliger les faibles variations des densités de quarks en fonction de Q^2 dans notre domaine cinématique. Si l'on intègre sur deux régions symétriques par rapport à $y = 0.5$:

$$\int_{y_{cut}}^{0.5} dy(1-y)^2 x(d(x)+s(x)) + \int_{y_{cut}}^{0.5} dy x(\bar{u}(x)+\bar{c}(x)) = \frac{2\pi}{G_F^2 s}\int_{y_{cut}}^{0.5} dy(1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2\frac{d\sigma CC}{dxdy} \quad (7.4)$$

et

$$\int_{0.5}^{1-y_{cut}} dy(1-y)^2 x(d(x)+s(x)) + \int_{0.5}^{1-y_{cut}} dy x(\bar{u}(x)+\bar{c}(x)) = \frac{2\pi}{G_F^2 s}\int_{0.5}^{1-y_{cut}} dy(1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2\frac{d\sigma CC}{dxdy} \quad (7.5)$$

où les distributions de quarks $q(x, Q^2)$ sont supposées ne dépendre que de x, et où y_{cut} est la borne inférieure (libre) de y. En soustrayant 7.5 de 7.4, la contribution des antiquarks est éliminée. Il reste :

$$x(d(x)+s(x)) \underbrace{\left[\int_{y_{cut}}^{0.5} dy(1-y)^2 - \int_{0.5}^{1-y_{cut}} dy(1-y)^2\right]}_{C_0(y_{cut})} = \frac{2\pi}{G_F^2 s} \quad .$$

$$\left[\int_{y_{cut}}^{0.5} dy(1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2\frac{d\sigma CC}{dxdy} - \int_{0.5}^{1-y_{cut}} dy(1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2\frac{d\sigma CC}{dxdy}\right] \quad (7.6)$$

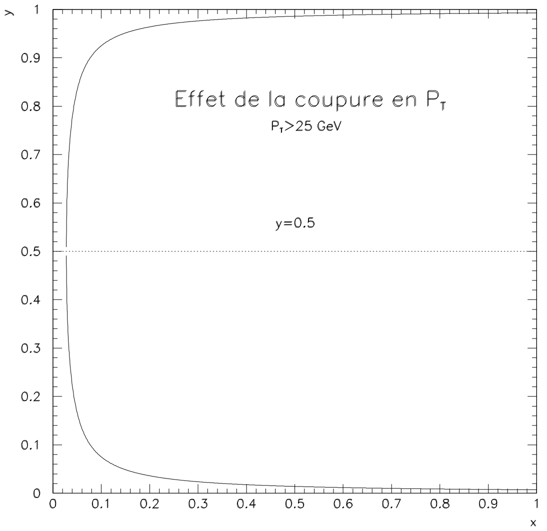

Figure 7.7: Effet de la coupure à $P_T > 25$ dans le plan (x, y), avec $P_T^2 = sxy(1-y)$.

Numériquement, en tenant compte des intervalles en x, cela donne :

$$\begin{aligned} x(d(x)+s(x))|_{\Delta x_i} = \frac{2\pi}{G_F^2 s}\frac{1}{\mathcal{L}}C_0^{-1}(y_{cut}) \; & [\sum_{y=y_{cut}}^{0.5}(1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2\frac{c_i^{bin}\ c_i^{rad}\ N_i^{CC}}{\Delta x_i} - \\ & \sum_{y=0.5}^{1-y_{cut}}(1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2\frac{c_i^{bin}\ c_i^{rad}\ N_i^{CC}}{\Delta x_i}] \end{aligned} \quad (7.7)$$

où c_{bin} est la correction de centre d'intervalle, et c_i^{rad} la correction de radiation, obligatoire pour cette extraction.

L'avantage de cette méthode est de ne pas dépendre de quelque méthode d'ajustement que ce soit. Le second avantage vient de l'effet mineur de la coupure en P_T. Celle-ci est en effet symétrique en y (figure 7.7), ce qui rend la soustraction de la contribution des antiquarks rigoureuse même avec la coupure en P_T. Par contre, celle-ci affecte la distribution résiduelle des quarks, qui doit être corrigée en conséquence. Cette correction est surtout sensible dans le premier intervalle en x, qui est donc exclu de notre mesure.

La table 7.2 rassemble l'ensemble des informations de l'extraction de $x(d(x)+s(x))$. Le facteur d'intégration sur y ($C_0^{-1}(y_{cut})$) vaut environ 4.94 pour $y_{cut} = 0.05$. L'avantage d'un tel choix pour y_{cut} est de ne pas être trop sensible aux événements mal mesurés ($y \simeq 1$, donc très grand Q^2) qui détériorent inutilement la mesure. Le facteur multiplicatif global est alors égal à $6.49\ 10^{-3}$ pb^{-1}.

La table 7.2 est divisée en trois parties. La première concerne la section efficace différentielle en fonction de x, pondérée par le propagateur, pour les interactions à courant chargé, pour les trois plus grands intervalles en x avec la restriction $y \in [0.05; 0.50[$. La seconde partie contient cette information pour $y \in [0.50; 0.95[$. Enfin, la dernière partie donne la distribution en quarks $x[d(x)+s(x)]$, déduite de la différence des deux sections efficaces pondérées précédemment calculées. La dernière ligne de la table combine les estimations de $x[d(x)+s(x)]$ pour les deux intervalles en x, $[0.08; 0.16[$ et $[0.16; 0.30[$.

Pour chaque colonne, la première valeur est la mesure, suivie de l'erreur statistique, et de l'erreur systématique.

Sont regroupés dans la partie de section efficace différentielle pondérée :

- Le nombre d'événements mesurés (N CC brut),
- L'efficacité (à deux dimensions) de sélection, rappel de la table 4.5 du chapitre 4 ; l'erreur statistique provient du nombre d'événements PSCC ayant servi à l'évaluer, et l'erreur systématique provient des identificateurs de positron et de bruit de fond,
- Le propagateur moyen mesuré dans le domaine en (x, y) considéré ; l'erreur statistique est calculée par la formule suivante :

  $$\Delta(< P >) = \frac{\sigma(< P >)|MC}{\sqrt{N_{Donnees}}}$$

  où $\sigma(< P >)|MC$ est l'écart-type du propagateur évalué par le Monte-Carlo,
- L'acceptance, avec comme erreur systématique l'effet de l'incertitude sur l'échelle d'énergie,
- Les corrections de centre d'intervalle (c_{bin}) et de radiations (c_{rad}), dont les erreurs sont négligeables en comparaison de l'effet de l'incertitude sur l'échelle d'énergie,
- La section efficace différentielle pondérée à deux dimensions pour les interactions à courant chargé.

La figure 7.8 montre la distribution de quarks $x(d(x) + s(x))$ obtenue de cette façon. La mesure est comparée à la distribution paramétrisée MRSH(DIS), évaluée à $Q^2 = 2800$ GeV^2, Q^2 moyen des interactions à courant chargé ayant $P_T > 25$ GeV. Afin d'améliorer la précision statistique, les résultats des deux premiers intervalles ($x \in [0.08; 0.16]$ et $x \in [0.16; 0.30]$) sont combinés dans la figure. Le point est placé à $x = 0.185$ sans correction de centre d'intervalle (mineure pour cette moyenne). Le résultat est en accord avec la prédiction théorique. Les grandes erreurs sont dues à la faible précision statistique de chaque intervalle, essentiellement à grand y (voir table 7.2) et à l'effet d'amplification du propagateur. De plus, l'effet d'échelle d'énergie reste important, car il affecte le coefficient de pondération du propagateur. Afin de pouvoir contraindre de manière intéressante ces paramétrisations, une plus grande luminosité est nécessaire, ainsi qu'une meilleure maîtrise de l'échelle d'énergie hadronique du calorimètre à argon liquide.

IV.2 La distribution $u + \bar{u}$

La distribution $x(d+s)$ vient d'être estimée dans le domaine des grands Q^2. Cette distribution est une propriété du proton indépendante de l'interaction étudiée, à courant chargé dans ce cas. Elle peut donc être utilisée pour d'autres calculs, en se rappelant les hypothèses émises. En particulier, cette mesure peut-être combinée avec la mesure de la distribution de quarks effectuée par les interactions à courant neutre.

En se plaçant dans le domaine cinématique où la contribution du mélange γZ^0 est négligeable, il est possible de mettre en valeur les distributions de quarks du proton à partir des interactions à courant neutre.

$y < 0.5$; x	[0.08 – 0.16[	[0.16 – 0.30[	[0.30 – 0.60[
N CC brut	$24 \ {}^{+6}_{-4.9}$	$22 \ {}^{+5.8}_{-4.7}$	$2 \ {}^{+2.6}_{-1.3}$
$\varepsilon_{trg+vtx+IBF}$	90.1 ±1.6 ±0.7	81.5 ±3.4 ±0.7	78.2 ±8.6 ±0.6
$< (1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2 >$	1.60 ±0.10	2.20 ±0.23	6.01 ±1.70
Acceptance	$1.054 \ \pm 0.093 \ {}^{+0.070}_{-0.020}$	$1.044 \ \pm 0.141 \ {}^{+0.128}_{-0.083}$	$1.255 \ \pm 0.439 \ {}^{+0.538}_{-0.247}$
c_{bin}	1.004	0.967	0.793
c_{rad}	1.045	1.063	1.232
Propag $* \frac{\mathbf{d}\sigma^{CC}}{\mathbf{dx}}$ (pb)	$\mathbf{89.9^{+24.6+5.8}_{-20.8-1.1}}$	$\mathbf{69.4^{+22.0+8.4}_{-19.3-5.4}}$	$\mathbf{9.6^{+13.3+4.1}_{-7.7-1.6}}$
$y > 0.5$; x	[0.08 – 0.16[	[0.16 – 0.30[	[0.30 – 0.60[
N CC brut	$7 \ {}^{+3.8}_{-2.6}$	$2 \ {}^{+2.6}_{-1.3}$	$1 \ {}^{+2.3}_{-0.8}$
$\varepsilon_{trg+vtx+IBF}$	79.8 ±6.7 ±0.6	84.5 ±7.5 ±0.6	96.3 ±96.3 ±0.7
$< (1+\frac{Q^2}{M_W^2})^2 >$	3.89 ±0.31	11.2 ±1.7	18.6 ±15.4
Acceptance	$1.142 \ \pm 0.235 \ {}^{+0.353}_{-0.183}$	$1.006 \ \pm 0.354 \ {}^{+0.896}_{-0.396}$	$1.103 \ \pm 1.020 \ {}^{+1.055}_{-0.707}$
c_{bin}	0.988	0.935	0.700
c_{rad}	0.970	0.989	0.436
Propag $* \frac{\mathbf{d}\sigma^{CC}}{\mathbf{dx}}$ (pb)	$\mathbf{71.1^{+42.1+21.9}_{-31.3-11.4}}$	$\mathbf{26.9^{+32.5+24.0}_{-20.5-10.6}}$	$\mathbf{3.3^{+7.3+3.2}_{-5.9-2.2}}$
c_{pt}	1.052	1.000	1.000
$\mathbf{x\,(d(x)+s(x))}$	$\mathbf{0.13^{+0.27}_{-0.32}\,{}^{+0.06}_{-0.11}}$	$\mathbf{0.28^{+0.20}_{-0.25}\,{}^{+0.05}_{-0.11}}$	$\mathbf{0.04^{+0.10}_{-0.07}\,{}^{+0.01}_{-0.01}}$
$x_{combinaison}$	0.19		0.45
Combinaison	$\mathbf{0.22^{+0.16+0.04}_{-0.20-0.08}}$		$\mathbf{0.04^{+0.10+0.01}_{-0.07-0.01}}$

Tableau 7.2: Table rassemblant les étapes intermédiaires pour la mesure de $x[d(x)+s(x)]$ dans les interactions à courant chargé, ayant $P_T > 25$ GeV. La dernière ligne est la combinaison des deux premiers intervalles. Elle correspond aux deux points de la figure 7.8.

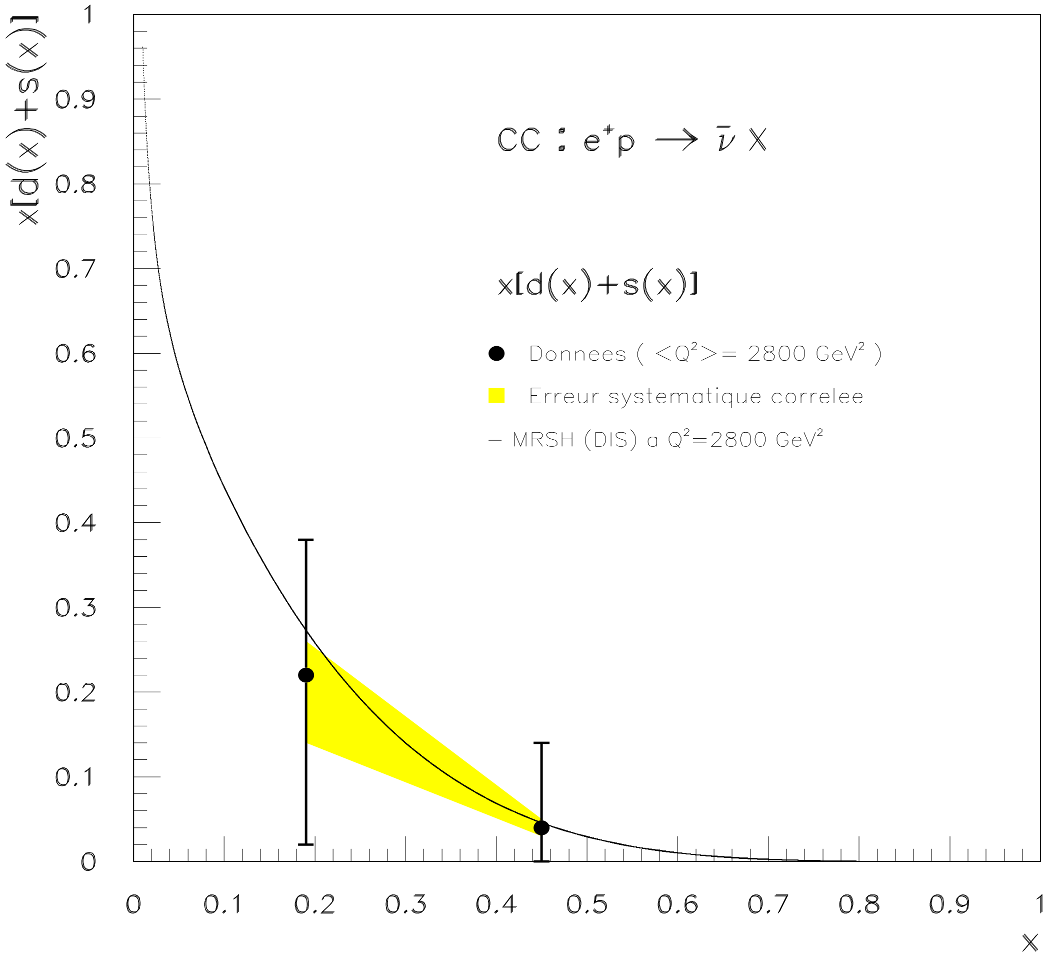

Figure 7.8: Mesure de la distribution en quark $x[d(x)+s(x)]$ à Q^2 moyen de 2800 GeV^2 par les interactions à courant chargé.

Pour cela, il faut d'abord revenir à la section efficace différentielle à deux dimensions pour les interactions à courant neutre (équation 7.2), pour la réécrire en fonction de x et y :

$$\frac{d\sigma^{NC}}{dxdy} = 4\pi\alpha^2\frac{s}{Q^4}(1-y+\frac{y^2}{2})F_2^{em} \tag{7.8}$$

où F_2^{em} est définie par :

$$F_2^{em} = \frac{4}{9}x[u+\bar{u}+c+\bar{c}] + \frac{1}{9}x[d+\bar{d}+s+\bar{s}]$$

F_2^{em} est la contribution purement électromagnétique des fonctions F_2 et xF_3. C'est une bonne approximation de la contribution electrofaible totale, parce que la contribution non électromagnétique est inférieure à 5% dans le domaine $x \leq 0.7$ et $y \leq 0.3$ [28].

$x(d+s)$ est mesuré dans l'intervalle $x \in [0.08; 0.6]$ par l'intermédiaire des interactions à courant chargé. En négligeant la contribution du quark c (car $x > 0.08$, voir [74]), il suffit de retrancher de la mesure de F_2^{em} celle de $x(d+s)$, en tenant compte des charges, pour obtenir les distributions de quarks u et $\bar{u}$:

$$[xu(x)+x\bar{u}(x)] + \frac{1}{4}[x\bar{d}(x)+x\bar{s}(x)] = \frac{9}{4}\left[\frac{1}{4\pi\alpha^2}\int_{y_{min}}^{y_{max}} dy\frac{Q^4}{s(1-y+\frac{y^2}{2})}\frac{d\sigma^{NC}}{dxdy}\right] - \frac{1}{4}x(d(x)+s(x)) \tag{7.9}$$

L'intérêt de cette formule est que le facteur 1/4 devant $x(d(x)+s(x))$, réduit l'effet de l'erreur sur sa mesure.

La méthode est donc la suivante : chaque événement courant neutre appartenant au domaine cinématique de cette étude ($0.05 < y < 0.3$ et $0.08 < x < 0.6$) est pondéré par son propagateur purement électromagnétique et son facteur en y. Après intégration sur tout le domaine en y, et sur l'intervalle Δx considéré, il faut rajouter les facteurs habituels de correction de centre d'intervalle, d'efficacité, et de déconvolution, plus la correction de radiation qui est ici strictement nécessaire, puisque le but est de revenir à la section efficace de Born, dans le modèle des partons. Enfin, la correction pour l'effet de coupure en P_T est aussi nécessaire, comme cela a été fait pour l'extraction de $x(d+s)$.

Numériquement, pour l'intervalle i de x, cela donne :

$$\left[x(u+\bar{u})+\frac{1}{4}(\bar{d}+\bar{s})\right]|_i = \frac{9}{4}\left[\frac{1}{4\pi\alpha^2}\frac{c_{bin}\,c_{pt}\,c_{rad}}{\mathcal{L}\varepsilon_i}|_i \sum_{n^{NC}\in\mathcal{A}_i}\frac{1}{\mathcal{A}_i}\frac{Q_n^4}{(1-y_n+\frac{y_n^2}{2})s}\right] - \frac{1}{4}x(d+s)(x)|_i$$

où $\mathcal{A}_i$ représente la région sur laquelle l'intégration a portée. Dans notre cas, $\mathcal{A}_i$ est simplement un rectangle joignant les deux valeurs extrêmes de y et les deux valeurs extrêmes de l'intervalle x choisi, $[x_i; x_{i+1}]$:

$$\mathcal{A}_i = (y_{max} - y_{min}) * (x_{i+1} - x_i)$$

Lors de la soustraction du terme en $x(d+s)$, nous négligeons le fait que le Q^2 moyen du lot d'interactions à courant chargé (2800 GeV^2) est plus important que celui du lot d'interactions à courant neutre (1700 GeV^2), quelque soit l'intervalle considéré. Cependant, cette approximation est mineure puisque l'évolution des densités de quarks en fonction de Q^2 est logarithmique (paragraphe I.3.A).

Les étapes intermédiaires de cette procédure sont reportées dans la table 7.3. α est pris égal à 1/137, ce qui donne un facteur multiplicatif global égal à $3.836\ 10^{-6}\ \mathrm{pb}^{-1}\mathrm{GeV}^{-2}$.

La table 7.3 a la même configuration que la table 7.2, à ceci près qu'il s'agit de sections efficaces différentielles en x pour les interactions à courant neutre, séparées entre méthode électron (NC) et méthode hadrons (PSCC). Le poids est également adapté à ce type d'interaction. Le facteur supplémentaire de correction d'espace de phase est rajouté (c_{P_T}). Une ligne rappelle le résultat de la table 7.2, utilisé pour retirer la composante en quarks d et s de F_2^{em}.

La combinaison des erreurs systématiques corrélées lors de la soustraction de $x[d(x)+s(x)]$ est délicate. Pour les courants neutres sélectionnés avec la méthode électron, ces deux erreurs sont indépendantes, et une simple somme quadratique des erreurs systématiques est effectuée. Dans le cas de la méthode hadrons, l'effet d'échelle d'énergie s'applique de manière corrélée aux deux distributions. On s'attendrait a priori à une compensation partielle lors de la soustraction, mais ce n'est pas le cas car une même variation de l'échelle d'énergie hadronique a des effets opposés sur la mesure de $x(d+s)$ et F_2^{em}.

La figure 7.9 montre la distribution de $x\ [u(x)+\bar{u}(x)+0.25(\bar{d}(x)+\bar{s}(x))]$ en fonction de x. Les mesures de $x[u(x)+\bar{u}(x)+0.25(\bar{d}(x)+\bar{s}(x))]$ par la méthode électron et hadrons sont en bon accord. Le lot NC électron donne une meilleure estimation à bas x de la distribution de quarks que le lot NC hadrons à cause essentiellement de l'erreur systématique sur l'échelle d'énergie (gain d'un facteur 4). Il est à noter que l'erreur statistique sur la mesure de $x[d(x)+s(x)]$ contribue de manière importante à celle de $x[u(x)+\bar{u}(x)]$, malgré le facteur 1/4 avant la soustraction.

Ces distributions sont également en bon accord avec la paramétrisation MRSH (DIS) extrapolée au Q^2 moyen des courants neutres (1700 GeV^2). Comme on pouvait s'y attendre, la contribution de $\bar{d}(x)+\bar{s}(x)$ reste très petite, de l'ordre de quelques pourcents, visible uniquement pour $x < 0.2$, dans la région de la mer. La contribution de $\bar{u}(x)$ dans ce domaine est de l'ordre de 10%. Notre mesure est donc une bonne approximation de $x[u(x)+\bar{u}(x)]$ pour $x > 0.1$.

Connaissant $x[d(x)+s(x)]$, avec plus de luminosité afin d'avoir une précision statistique suffisante, il serait possible d'extraire $\bar{u}(x)$ des interactions à courant chargé, et d'en déduire $xu(x)$, dans le domaine des grands transferts d'impulsion. Lorsque des collisions électrons-protons seront disponibles, il sera possible de combiner les résultats courant chargé et courant neutre entre les données positron et électron. L'extraction complète de toutes les densités de quarks sera alors possible [28].

x	[0.08 – 0.16[	[0.16 – 0.30[	[0.30 – 0.60[
N NC brut	473 ±22	159 ±13	36 ±6
$\varepsilon_{e+trg+vtx+IBF}$	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4	98.1 ±0.4
$< \frac{Q^4}{s(1-y+\frac{y^2}{2})} >$	31.3 ±1.3	103.4 ±7.1	266 ±50
Acceptance	0.994 ±0.001 $^{+0.034}_{-0.0}$	1.075 ±0.024 $^{+0.122}_{-0.087}$	1.424 ±0.154 $^{+0.647}_{-0.214}$
c_{bin}	0.984	0.853	0.664
c_{rad}	1.029	1.159	1.366
c_{P_T}	1.064	1.000	1.000
$\frac{9}{4}\frac{F_2^{em}}{4\pi\alpha^2}$	$\mathbf{1.03 \pm 0.07^{+0.04}_{-0.01}}$	$\mathbf{0.65 \pm 0.07^{+0.07}_{-0.05}}$	$\mathbf{0.21 \pm 0.06^{+0.10}_{-0.03}}$
$\mathbf{x\,(d(x) + s(x))}$	$\mathbf{0.13^{+0.27}_{-0.32}{}^{+0.06}_{-0.11}}$	$\mathbf{0.28^{+0.20}_{-0.25}{}^{+0.05}_{-0.11}}$	$\mathbf{0.04^{+0.10}_{-0.07}{}^{+0.01}_{-0.01}}$
$x(u+\bar{u}+(\bar{d}+\bar{s})/4)$ (NC électron)	$\mathbf{1.00^{+0.11+0.05}_{-0.10-0.02}}$	$\mathbf{0.58^{+0.10+0.08}_{-0.09-0.05}}$	$\mathbf{0.20^{+0.07+0.10}_{-0.07-0.03}}$

N PSCC brut	335 ±19	133 ±12	17 $^{+5.2}_{-4.1}$
$\varepsilon_{e+trg+vtx+IBF}$	85.1 ±1.6 ±0.4	75.9 ±3.0 ±0.4	73.3 ±7.9 ±0.4
$< \frac{Q^4}{s(1-y+\frac{y^2}{2})} >$	37.9 ±1.6	82.6 ±7.8	487 ±72
Acceptance	1.159 ±0.013 $^{+0.161}_{-0.116}$	1.065 ±0.011 $^{+0.172}_{-0.156}$	1.779 ±0.154 $^{+0.418}_{-0.275}$
c_{bin}	0.984	0.853	0.664
c_{rad}	1.029	1.159	1.366
c_{P_T}	1.064	1.000	1.000
$\frac{9}{4}\frac{F_2^{em}}{4\pi\alpha^2}$	$\mathbf{1.04 \pm 0.08^{+0.15}_{-0.11}}$	$\mathbf{0.43 \pm 0.06^{+0.07}_{-0.06}}$	$\mathbf{0.23^{+0.09+0.06}_{-0.07-0.04}}$
$\mathbf{x\,(d(x) + s(x))}$	$\mathbf{0.13^{+0.27}_{-0.32}{}^{+0.06}_{-0.11}}$	$\mathbf{0.28^{+0.20}_{-0.25}{}^{+0.05}_{-0.11}}$	$\mathbf{0.04^{+0.10}_{-0.07}{}^{+0.01}_{-0.01}}$
$x(u+\bar{u}+(\bar{d}+\bar{s})/4)$ (NC hadrons)	$\mathbf{1.01^{+0.12+0.21}_{-0.11-0.10}}$	$\mathbf{0.36^{+0.09+0.11}_{-0.08-0.06}}$	$\mathbf{0.22^{+0.09+0.09}_{-0.08-0.01}}$

Tableau 7.3: Table rassemblant les étapes intermédiaires pour la mesure de $x(u+\bar{u}+(\bar{d}+\bar{s})/4)$ dans les interactions à courant neutre, ayant $P_T > 25$ GeV.

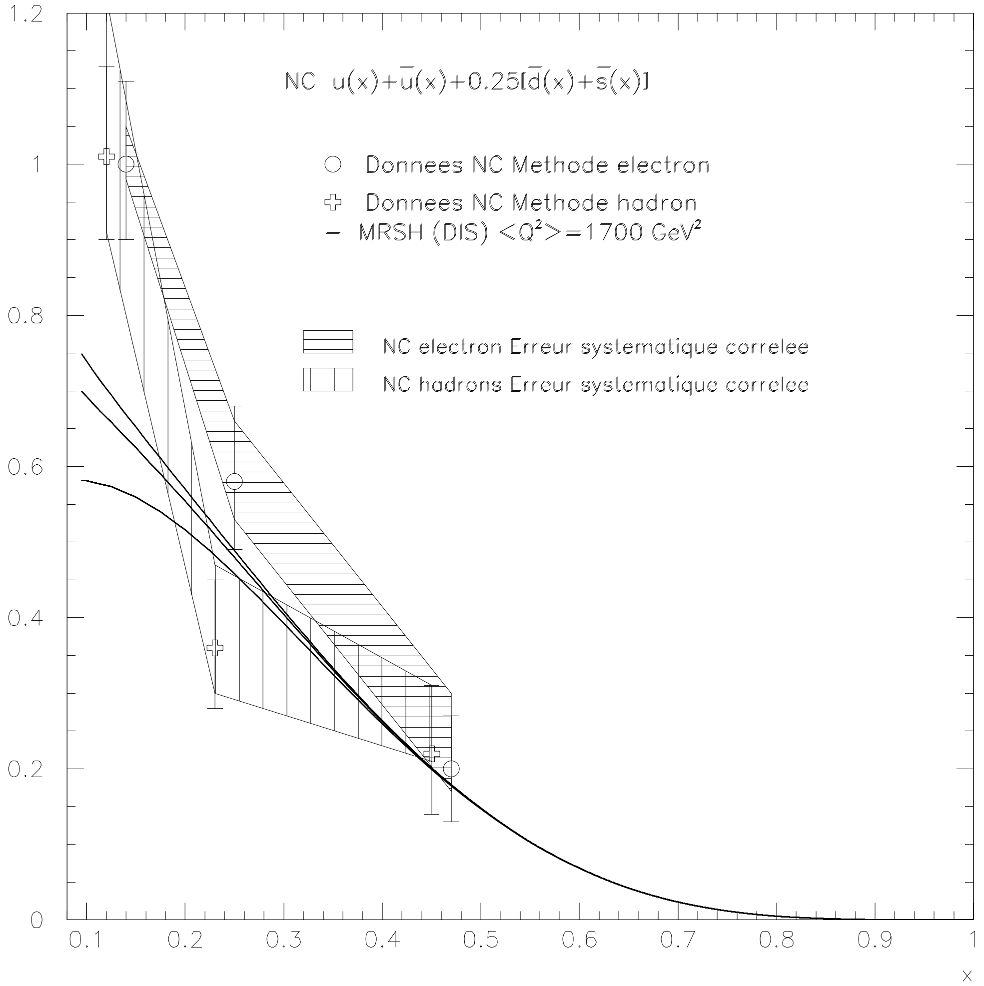

Figure 7.9: Mesure de la distribution de la densité de quarks $x\,[u(x)+\bar{u}(x)+0.25(\bar{d}(x)+\bar{s}(x))]$ dans le proton pour Q^2=1700 GeV^2. La mesure avec la méthode électron a été décalée de 0.02 vers la droite pour faciliter la comparaison avec la méthode hadrons. Les courbes représentent la paramétrisation MRSH (DIS) pour $xu(x)$ (la plus basse), $x\,(u(x)+\bar{u}(x))$ (au milieu), et $x\,(u(x)+\bar{u}(x))+0.25\,x\,(\bar{d}(x)+\bar{s}(x))$ (en haut), pour $Q^2=1700$ GeV^2.

CONCLUSION

Les interactions positron-proton de grande énergie à HERA ont rendu possible les tests du modèle standard dans un domaine cinématique inaccessible aux expériences précédentes sur cible fixe. Ce travail a porté toute son attention sur les interactions à courant chargé et courant neutre à grand transfert d'impulsion.

Afin de sélectionner les candidats, un nouvel outil, fondé sur les informations temporelles du calorimètre à argon liquide, a été installé pour rejeter les événements de bruit de fond typiques de ces interactions. Il a l'avantage d'être général, efficace, et relativement indépendant de la topologie particulière du signal physique. Cet estimateur sera un bon outil lors du passage en mode "haute luminosté" de HERA prévu fin 99.

L'analyse des interactions à courant neutre a été effectuée de deux manières différentes, orthogonales, l'une fondée sur l'information hadronique, l'autre sur l'information du positron diffusé. L'avantage d'un tel choix est la sensibilité a des effets systématiques différents. Les deux mesures correspondantes de la section efficace totale d'interactions à courant neutre sont en bon accord entre eux et compatibles avec la prédiction du modèle standard :

$$\sigma^{hadrons}_{NC\,e^+}(P_T > 25\,\mathrm{GeV}) = 281 \pm 9^{+39}_{-43}\ \mathrm{pb}$$
$$\sigma^{positron}_{NC\,e^+}(P_T > 25\,\mathrm{GeV}) = 303 \pm 7^{+18}_{-18}\ \mathrm{pb}$$

Il est à noter que l'erreur la plus importante est due à la méconnaissance de l'échelle d'énergie du calorimètre à argon liquide. Pour les interactions à courant chargé, seule la mesure hadronique est possible, et donne :

$$\sigma^{hadrons}_{CC\,e^+}(P_T > 25\,\mathrm{GeV}) = 21.0 \pm 2.1^{+1.3}_{-1.7}\ \ \mathrm{pb}$$

qui est également compatible avec la prédiction du modèle standard.

Le comportement des sections efficaces différentielles d'interaction à courant chargé et courant neutre en fonction de Q^2, du même ordre de grandeur à grand transfert d'impulsion, ont mis en évidence les effets des propagateurs de chaque interaction. L'étude des sections efficaces en fonction de x et y a permis de définir des méthodes d'extraction des distributions de quarks dans le proton.

Si l'intérêt de l'extraction de la densité $x\,d(x, < Q^2 >) + x\,s(x, < Q^2 >)$, effectuée pour la première fois dans ce domaine cinématique, reste modeste à cause de la précision statistique des interactions à courant chargé, la combinaison de cette mesure avec celles des interactions à courant neutre a permis d'obtenir les distributions de quarks $x\,u(x, < Q^2 >) + x\,\bar{u}(x, < Q^2 >)$. Bien qu'encore insuffisante, la précision statistique et systématique actuelle permet déjà de signaler le bon accord entre cette mesure et l'extrapolation des mesures expérimentales sur cible fixe.

Avec plus de luminosité, il sera possible d'extraire à la fois $x(d+s)$ et $x\bar{u}$ de la section efficace différentielle en x des courants chargés, ce qui permettra de déduire directement $xu(x)$ de la section efficace d'interaction à courant neutre.

Pour atteindre une bonne mesure de ces distributions à grand Q^2, il suffira que les trois conditions suivantes soient réunies :

- Une baisse du seuil de coupure en P_T qui aura pour effet d'augmenter l'espace de phase accessible pour les interactions à courant chargé,
- Une maîtrise complète de l'échelle d'énergie électromagnétique et hadronique à 1% ou mieux,
- Une augmentation importante de la luminosité : un facteur 100 serait le bienvenu.

Ces directions correspondent aux programmes actuels de H1 et de HERA.

Bibliographie

[1] H1 Collab., S. Aid *et al.*, “Measurement of the e^+ and e^- induced charged current cross-section at HERA”, *Z. Phys.* **C 67**, (1995) 565.

[2] H1 collaboration, “Measurement of the Q^2 Dependence of the Charged and Neutral Current Cross Sections in $e^{\pm}p$ Scattering at HERA”, *Phys. Lett.* **B 379**, (1996) 319.

[3] F. Lediberder, Cours de Physique des particules, DEA Champs, Particules, Matière 1993-1994, non publié.

[4] E. Rutherford, *Phil. Mag.* vol.21 (1911) 669.

[5] M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B 21**, (1970) 288.

[6] C.N. Yang and R.L. Mills, *Phys. Rev.* **96**, (1954) 191.

[7] J. Goldstone, *Nuovo Cimento* **19**, (1960) 154.

[8] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, (1962) 965.

[9] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12**, (1964) 132, *Phys. Rev. Lett.* **13**, (1964) 508 et *Phys. Rev.* **145**, (1966) 1156.

[10] A. Salam, Nobel Symposium (1968)

[11] B.J. Bjorken and S.L. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, (1964) 255.

[12] C. Bouchiat, J. Iliopoulos and Ph. Meyer, *Phys. Lett.* **B 38B**, (1972) 519.

[13] D.J. Gross and R. Jackiv, *Phys. Rev.* **D 6**, (1972) 477.

[14] R. Hofstadter,“Electron Scattering”, New York, Benjamin (1963).

[15] C.S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.* **105**, (1957) 1413.

[16] J.H.Christenson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, (1964) 138.

[17] E.De Raphael, école du CERN 96, Carry-le Rouet, Septembre 96.

[18] F.J.Hasert, *Phys. Lett.* **B 46**, (1973) 138.

[19] J.J. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33**, (1974) 1404 et J.E. Augustin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33**, (1974) 1406.

[20] M.L. Perl *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35**, (1975) 1489.

[21] S.W.Herb. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39**, (1977) 252.

[22] UA1 Coll., *Phys. Lett.* **B 122**, (1983) 103 ; *Phys. Lett.* **B 126**, (1983) 398 et UA2 Coll., *Phys. Lett.* **B 122**, (1983) 476 ; *Phys. Lett.* **B 129**, (1983) 130.

[23] CDF Coll., F.Abe *et al.,Phys. Rev. Lett.* **74**, (1995) 2626, et D0 Coll., S. Abachi *et al.,Phys. Rev. Lett.* **74**, (1995) 2632.

[24] R.G. Roberts, "Parton Distributions in Nucleon", Proceedings of the Workshop DIS'96, Roma, Avril 96, publication en cours.

[25] C.G.Callan and D.Gross, *Phys. Rev. Lett.* **22**, (1969) 156.

[26] A. Schöning, "Discussion of the Structure Function F_3 and the Z^0 contribution in Neutral Current Events and their Measurement at HERA", Note interne H1, H1-04/95-437.

[27] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B 126**, (1977) 298.

[28] G. Ingelman and R. Rückl, "Quark momentum distributions from *ep* collisions : strategies and prospects", *Z. Phys.* **C 44**, (1989) 291.

[29] G. Ingelman *et al.*, "Radiatives corrections", Proceedings of the HERA workshop, Oct 87, Ed. R.D.Peccei, Vol. 2, 577.

[30] G. Ingelman *et al.*, "Radiatives corrections", Proceedings of the workshop "Physics at HERA", Hamburg, Oct 91, W.Buchmüller. and G.Ingelman (ed.) DESY Hamburg, Vol. 1 (1992), 787.

[31] H. Spiesberger, communication privée et G. Kramer et H. Spiesberger, "Radiative corrections to *ep* scattering, a survey", Proceedings of the workshop "Physics at HERA", Hamburg, Oct 91, W.Buchmüller. and G.Ingelman (ed.) DESY Hamburg, Vol. 2 (1992).

[32] H1 collaboration, "The H1 detector at HERA", Rapport interne, DESY H1-96-01, Mars 1996.

[33] H1 calorimeter group, B. Andrieu *et al.*, "the H1 liquid argon calorimeter system", *Nucl. Instrum. Methods* **A 336**, (1993) 460-498.

[34] H1 calorimeter group, B. Andrieu *et al.*,"Electron/pion separation with the H1 LAr calorimeter",*Nucl. Instrum. Methods* **A 344**, (1994) 492 et J.F. Laporte,"Diffusion profondément inélastique à HERA et calibration absolue de la mesure en énergie d'unu électron dans le calorimètre à argon liquide de H1", thèse de Doctorat, 1991.

[35] DESY Rep. 95-165 (Sept. 1995)

[36] DESY Rep. 94-248 (Dec. 94)

[37] H. Bergstein *et al.*, "Beam calibration of the H1 tail catcher at CERN", H1 report 10/91-197, DESY, Hamburg(1991), non publié.

[38] "Time of Flight efficiency as a function of the time strobe positions", H1-08/93-308.

[39] J. Reidlberger, "The H1 trigger with Emphasis on Tracking Triggers", Note interne, H1-0195-419.

[40] S. Burke *et al.*, "FTD track finding and fitting in the H1 forward Track Detector", Note interne H1, H1-03/95-434.

[41] Rainer Prosi, “pedestrian’s guide to the L4 Filter Farm”, Note interne H1-1194-412, et “the 1994 L4 Filter Farm selection Algorithm”, note interne, H1-95/03-433.

[42] V. Blobel, G. Martin , communication privée.

[43] V. Shekelyan, “Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry”, Note interne, H1-0493-288.

[44] H. Abramowicz *et al.*, NIM 180 (1981) 429.

[45] H1 coll., “Guide to Simulation program H1SIM”, Ed. J. Meyer, Note informatique 3, vol 1, et communications privées.

[46] R. Brun *et al.*, GEANT-CERN Program Library W5013.

[47] H. Fesefeldt, PITHA-Report 85-02, RWTH Aachen (1985), H. Fesefeldt, *Nucl. Instrum. Methods* **A 263**, (1988) 114.

[48] P.A.Aarnio *et al.*, *FLUKA*89 *User's Guide*, Geneva, 1990.

[49] G.A.Schuler and H. Spiesberger, “DJANGO : the interface for the event generators HERACLES and LEPTO”, version 2.1, manuel informatique, CERN library.

[50] A.D. Martin, R.G.Roberts, W.J.Stirling, preprint RAL-93-077 (1993) et A.D. Martin, *et al*, “Proceedings of the Workshop on Quantum Field Theoretical Aspects of HE Physics”, Kyffhässer, Germany, eds. B. Geyer and E.-M. Ilgenfritz, Leipzig (1993) p.11.

[51] H.L.Laï *et al*, CTEQ collaboration, “Global QCD analysis and the CTEQ parton distributions”, *Phys. Rev.* **D 51**, (1995) 4763.

[52] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, *Z. Phys.* **C 67**, (1995) 433.

[53] A. Pieuchot, J. Marks and C. Vallée, “Pile-up energy detection using the Liquid Argon big tower timing information”, Note interne H1, H1-01/95-423 (1995) et “LAr timing in H1UTIL and DMIS bank”, Note informatique 55-11/95.

[54] S. Kermiche, J. Marks, “LAr electromagnetic energy scale studies using NC DIS (1+1) jet and QED Compton events for the e^+p 1994 H1 data”, Note interne H1, H1-12/95-466 (1995).

[55] A. Schöning, “Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen $W^\pm$-Bosonen am H1-Detektor bei HERA”, Thèse de Doctorat, DESY F11/F22-96-02, Août 1996.

[56] Y. Ban, “Etudes de la partie électrofaible des interactions Electron(Positron)-Proton à HERA”, Thèse de Doctorat, LAL 96-43, Juin 1996.

[57] I. Négri *et al.*, “A minimal comprehensive set of muon background topological finders for high P_T physics analysis”, Note interne H1, H1-11/96-498 (1996).

[58] G. Martin, communication privée.

[59] J.F. Laporte, EPOKEPIK version 1.00/00, H1-03/93-280, 1993.

[60] A. Babaev, H1 collaboration,”Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter”, Note interne H1,H1-12/94-413.

[61] ZEUS Collab., *Phys. Lett.* **B 293**, (465) 1992.

[62] F. Jacquet and A. Blondel, Proceedings of the "Study for an ep facility in Europe"(1979) 391.

[63] A. Coureau,"Remarques au sujet des formules de Jacquet-Blondel", communication privée, non publié.

[64] U. Bassler, G. Bernardi, "On the kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA : the Σ method", DESY 94-231 (1994).

[65] L. Montanet *et al.*, *Phys. Rev.* **D 50**, (1173) 1994.

[66] ZEUS Collaboration, "Study of Charged-Current *ep* Interactions at $Q^2 > 200\ GeV^2$ with the ZEUS detector at HERA", DESY 96-104, (1996).

[67] V. Blobel, "Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments", DESY 84-118 (December 1984), et "Proceedings of the 1984 CERN School of Computing", Aiguablava (Espagne), CERN 1985.

[68] Günter Martin, communication privée.

[69] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H.-J. Möhring, Comp. Phys. Comm. 69 (1992) 155.

[70] S. Bentvelsen, J. Engelen, and P. Kooijman, Proceedings of the workshop "Physics at HERA", "Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA", Hamburg, Oct 91, W.Buchmüller. and G.Ingelman (ed.) DESY Hamburg, Vol. 1, p.23 (1992).

[71] H. Plothow-Besch, "PDFLIB : Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s Calculations", User's Manual-version 6.06, W5051 PDFLIB, 1995.03.15, CERN-PPE.

[72] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D 54**, (1995) 207.

[73] H1 Collab., S. Aid *et al,Nucl. Phys.* **B 470**, (1996) 3 et ZEUS Collab., M. Derrick *et al*, DESY preprint 96-76.

[74] H1 Collab., S. Aid *et al,Nucl. Phys.* **B 468**, (1996) 3.

Liste des figures

Liste des tableaux

Résumé

Le collisionneur positron-proton HERA à Hambourg permet de sonder le proton dans un domaine resté inaccessible aux expériences antérieures sur cible fixe. L'objet de cette thèse est la compréhension des interactions de diffusion profondément inélastique de type électrofaible à grand transfert d'impulsion, sur H1, un des deux détecteurs multi-tâches du collisionneur HERA. On distingue deux catégories d'interactions electrofaibles : les interactions à courant chargé (CC), où la particule échangée est un W virtuel, et les interactions à courant neutre (NC), où la particule échangée est soit un Z^0 , soit un photon virtuel.

La sélection des interactions à courant chargé à grand transfert d'énergie s'effectue par la mesure de l'énergie transverse manquante (P_T^m), correspondant au neutrino non détecté. Le bruit de fond associé est classé en deux catégories : physique (photoproduction), qui est réduit par la valeur élevée de coupure sur P_T^m ($P_T^m > 25$ GeV), et non physique (muons cosmiques ou muons provenant d'interactions secondaires du faisceau avec les parois du tube à vide). Ces derniers sont rejetés en grande partie par les estimateurs temporels combinés à des identificateurs topologiques de bruit de fond. Ces estimateurs temporels, créés pour cette analyse, sont fondés sur les informations du système de déclenchement du calorimètre à argon liquide. Ils sont à présent utilisés de manière plus générale pour la mesure en temps des dépôts de grande énergie dans ce calorimètre. La sélection des interactions à courant neutre s'effectue par le positron diffusé ou les hadrons. Chaque sélection est sensible à des effets systématiques différents. Cela permet de vérifier les résultats et de prendre la sélection la plus adaptée à la mesure recherchée.

Les sections efficaces totales d'interaction à courant chargé et courant neutre ont été mesurées et sont compatibles avec la prédiction du modèle standard. Les sections efficaces différentielles en fonction des variables cinématiques x, y, et Q^2 ont également été mesurées. Les deux mesures NC restent toujours compatibles entre elles, et les distributions sont en accord avec les prédictions du modèle standard. Enfin, une extraction des distributions de quarks en fonction de x a été réalisée à l'aide des sections efficaces différentielles CC et NC, pondérées par leur propagateur respectif. Les interactions CC ont fourni une première mesure de la distribution $x(d(x,Q^2)+s(x,Q^2))$ à grand Q^2. Leur combinaison avec les interactions à courant neutre a permi l'extraction de la densité $x(u(x,Q^2)+antiu(x,Q^2)+(antid(x,Q^2)+antis(x,Q^2))/4)$, et sa comparaison à la théorie.

Abstract

The positron-proton HERA collider in Hamburg allows to test the proton structure in a new kinematical domain, unreachable with previous fixed target experiments. The goal of this thesis is the understanding of charged and neutral current processes, in deep inelastic scattering, with the H1 detector, one of the two multi-purpose experiments of the HERA collider. The vector boson responsible for the charged current interactions is the W ; for neutral current, it is the Z^0 or the photon.

Charged current interactions at high momentum transfer (Q^2) are caracterized by a high transverse momentum (P_T) unbalance (due to the undetected neutrino). Background can be physical (photoproduction), or "unphysical" (cosmics, or muons from secondaries of up-stream

beam-wall interactions). The former is suppressed with the high P_T cut requirement ($P_T > 25$ GeV), The latter is rejected with pile-up estimators using timing information, combined with topological finders. These pile-up estimators, created for this analysis, use the liquid argon calorimeter trigger timing information. They are now used more generally within H1 to estimate the time of energy deposits in the calorimeter.

The selection of high Q^2 neutral currents rely on the identification of the positron. Kinematical variables as x, y, and Q^2 can be calculated from hadrons only or the positron. Systematic effects are different in each case, which allows us to use the best estimate for a given measurement.

Total and differential positron-proton charged and neutral current cross-sections have been measured for P_T of the scattered lepton greater than 25 GeV, as function of x, y, and Q^2 variables. They are compatible with the standard model predictions. The extraction of quark densities extraction has been realised using charged and neutral current differential cross-sections as a function of x, weighted with the corresponding propagator of the interaction. The first measurements at high Q^2 of $x(d(x,Q^2) + s(x,Q^2))$ from charged currents, and $x(u(x,Q^2) + antiu(x,Q^2)+(antid(x,Q^2)+antis(x,Q^2))/4)$, with a similar technique from charged and neutral currents, are presented in this thesis.