MAITRISE DE PHYSIQUE
Université de Provence

Etude de courants neutres à très grand transfert d'impulsion sur le collisionneur électron-proton HERA

Matti Peez

Stage effectué au Centre de Physique des Particules de Marseille

Responsable: Mr. Cristinel Diaconu

Date: 17 Mai - 18 Juin 1999

Table des matières

Chapitre 1

Remerciements

Nous remercions tout d'abord notre tuteur de stage, Mr. Christinel Diaconu, qui nous a aidé et guidé au long de l'analyse et de la rédaction du rapport. De même nous adressons nos remerciements à Mme M.C. Cousinou dont l'encadrement nous a permis de saisir rapidement le but et l'intérêt du travail. En fin, nous voulons remercier Mr. Smaïn Kermiche pour l'aide informatique.

Chapitre 2

Introduction

Les études de réactions à diffusion avec des grands transferts d'impulsion se poursuivent depuis un siècle déjà. Elles sont à la base de toute étude de structure de la matière, car on atteint une résolution spaciale de l'orde de 1/energie. Donc, pour approfondir les connaissances de la matière on a besoin de sonder celle-ci avec des energies de plus en plus grandes.

Au sein du synchrotron allemand (DESY) à Hambourg se trouve l'accélérateur HERA, dans lequel on met en collision des électrons ou positrons d'energie de 27 GeV, avec des protons de 820 GeV ou 920 GeV. L'énergie au centre de masse est alors de l'orde de 300 GeV. HERA est en ce moment, avec une résolution de 10^{-18} m, le "microscope" le plus puissant au monde pour étudier la structure du proton. A HERA on peut mettre en collision des protons et des elctrons à quatre endroits differents. Les réactions de diffusion sont étudiées dans les expériences H1, HERA-B, HERMES et ZEUS. Dans notre cadre, on se sert des données prises à H1. On y étudie les réactions profondément inélastiques (DIS en anglais) avec des transferts d'impulsion élevée. Cela permet d'étudier entre autre les thèmes suivants:

- Structure des protons: Mesure de la fonction de structure du proton $F_2(x,Q^2)$
- Physique électrofaible: Courants neutres et chargés

Ici, on essaye d'étudier la réaction profondément inélastique à grand transfert d'impulsion en se spécialisant sur les courants neutres (cf. partie théorique). Pour cela on utilise les données issues de la réaction e^-p de H1 des années 1998 jusqu'à mai 1999. En première partie, il s'agit de fournir quelques bases sur le modèle standard, ainsi que sur les grandeurs cinématiques utiles pour la suite. Le chapitre suivant est consacré à l'environnement de HERA et aux détecteurs de H1. A la fin, on passe à l'analyse et au traitement des données.

Chapitre 3

Le modèle standard et cinématique de la réaction de diffusion *ep*

3.1 Modèle standard

Le modèle standard est une théorie quantique des champs renormisables basée sur le groupe de jauge $\mathrm{SU}(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et permet d'expliquer les comportements des particules à partir des différentes interactions qui existent entre elles. Pour l'instant on dénombre 12 particules fondamentales (+ 12 antiparticules) de la matière, qui sont regroupées en 3 familles de 2 quarks et 2 leptons. Ces fermions, particules de spin 1/2, subissent 4 sortes d'interactions. Les porteurs, qui les véhiculent, sont les bosons de jauge de spin entier. Les 4 interactions fondamentales sont:

- L'interaction électromagnétique
- L'interaction faible
- L'interaction forte
- La gravitation

Ces faits sont résumés dans les tableaux 3.1 et 3.2.

Le modèle standard ne tient pas compte de la force de la gravitation car, aux échelles considérées, elle est négligeable par rapport aux autres interactions. En fait, la base du modèle standard est l'Electrodynamique Quantique (QED en anglais), qui a été développée par Dirac, Feynman, Schwinger et Tomonaga. La QED décrit tout phénomène électromagnétique comme une interaction entre fermions chargés et photons. Une généralisation de celle-ci tenant compte de l'interaction faible est mise sous forme théorique dans le modèle standard.

Interaction	Boson de jauge	Masse (en GeV)
électromagnétique	γ	0
forte	gluons	0
faible	Z^0, $\mathrm{W}^\pm$	91.2, 80.3

Tableau 3.1: Tableau des interactions

Fermions	Charge (en unités de q)
ν_e, ν_μ, ν_τ	0
e, μ, τ	-1
quarks u, c, t	+2/3
quarks d, s, b	-1/3

Tableau 3.2: Particules élémentaires

3.2 Physique des interactions électron-proton et Cinématique

Dans ce chapitre, on va étudier les réactions mises en jeu ainsi que les grandeurs cinématiques importantes. De plus, on va aborder les différentes méthodes de recontruction de celles-ci.

3.2.1 Physique de la diffusion

A HERA on procède actuellement à une collision entre protons et électrons à des énergies de 920 GeV et 27.5 GeV respectivement. La réaction étudiée est schematisée en 3.1.

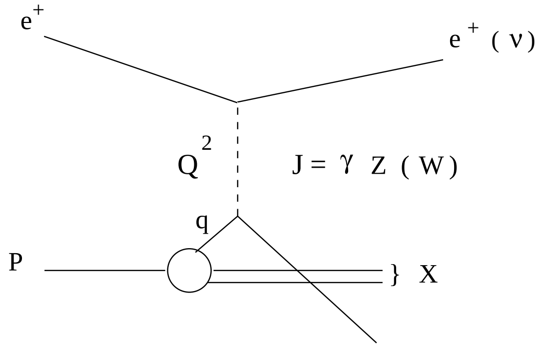


Figure 3.1: Diffusion d'un électron sur un proton (diagramme de Feynman)

Suivant la charge du boson virtuel, médiateur de l'interaction électrofaible, on parle de courant neutre ou de courant chargé. Ici, nous allons nous restreindre aux courants neutres. Les bosons courant neutre sont d'une part le photon (γ) et d'autre part le Z^0. Le boson caractéristique des courants chargés est le $W^\pm$. Lors de cette interaction, l'électron est "transformé" en neutrino, qui ne laisse directement aucune trace dans le détecteur, car il ne subit uniquement l'interaction faible.

En fait, aux énergies considérées ici, la diffusion fondamentale est celle d'un électron avec un quark à l'intérieur du proton. Les quarks se comportent comme des particules quasi libres à de grands transferts d'impulsion. Ce processus est alors le point de départ de notre démarche. A la suite de cette diffusion, le quark diffusé hadronise (en raison du confinement) et génère un jet, tout comme les autres quarks à l'intérieur du proton (appelé remnant).

3.2.2 Cinématique

En terme de cinématique on a l'image suivante. Soit k le quadrivecteur de l'électron incident et k' celui de l'électron diffusé. L'impulsion transférée au proton est alors q = k - k'. Avec p le quadrivecteur du proton incident, on peut alors introduire les grandeurs cinématiques suivantes:

- $s = (k + p)^2$
- $Q^2 = - q^2$
- $x = \frac{-k\cdot q}{p\cdot q} = \frac{Q^2}{2p\cdot q}$
- $y = \frac{p\cdot q}{p\cdot k}$
- $Q^2 = x \cdot y \cdot s$

Il y a deux variables indépendantes si on tient compte de la dernière relation (s étant connue). On peut quantifier ce processus de diffusion, si on connaît 2 de ces 3 variables (Q^2, x ou y). L'interprétation physique de ces grandeurs est la suivante:

- s: Energie totale du système e-p au centre de masse
- Q^2: Masse virtuelle du boson échangé
- x: La fraction d'énergie d'impulsion longitudinale du proton emportée par le quark dans les référentiel où le proton a un moment infini
- y: La fraction d'énergie perdue par l'électron incident dans le référentiel du proton au repos

A HERA, les angles polaires θ sont mesurés par rapport à l'axe du proton incident z. On définit pour l'état hadronique final les variables suivantes:

$$(E - p_z)_{had} = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \tag{3.1}$$

$$p_{T,had} = \sqrt{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2} \tag{3.2}$$

$$\tan \gamma/2 = \frac{(E - p_z)_{had}}{p_{T,had}} \tag{3.3}$$

Rem.:

- On somme sur tous les objets h, qui constituent l'état hadronique final. (pour 3.1)
- (E-p$_z$) décrit le flux energétique longitudinal dans la direction de lélectron. Cette quantité est égale à 2E$_0$ = 55 GeV.
- p$_T$ est l'impulsion transverse.
- γ est l'angle entre la direction de l'électron incident et celle du quark diffusé.

De la même manière on peut caractériser les grandeurs de l'électron:

$$(E - p_z)_e = E_e \cdot (1 - \cos\theta_e) \tag{3.4}$$

$$p_{T,e} = E_e \cdot \sin\theta_e \tag{3.5}$$

$$\tan\theta_e = \frac{(E - p_z)_e}{p_{T,e}} \tag{3.6}$$

En tout, on a 4 quantités de mesure indépendantes, 2 venant de l'électron et 2 venant du hadron. Comme le problème est surdéterminé, on a le choix de plusieurs méthodes pour reconstruire les variables nécessaires (cf. Méthodes de reconstruction).

3.3 Effets radiatifs

Le processus décrit en 3.1 schématise l'interaction électrofaible suivant un diagramme de Feynman. Mais, on a seulement tenu compte du premier ordre, en négligeant les corrections radiatives. Or, il ya des réactions de diffusion, pendant lesquelles l'électron émet et absorbe des photons. On différencie alors:

- ISR: L'électron émet un photon avant l'interaction
- FSR: L'électron émet un photon après l'interaction
- L'électron emet un photon avant la diffusion et le réabsorbe après

Ces effets sont difficilement détectables et ne seront point abordés par la suite.

3.4 Méthodes de reconstruction cinématique

La mesure de la section efficace nécessite une connaissance précise des variables cinématiques, qui caractérisent la diffusion. Dans le cas des courants neutres, il existe plusieurs méthodes de reconstruction de variables, car la mesure de l'état final électronique et hadronique fournit des informations redondantes. Le choix de la méthode décide alors des erreurs systématiques et des corrections radiatives, négligées en premier abord.

3.4.1 Méthode électron

A travers cette méthode on reconstruit la cinématique uniquement à partir des grandeurs de l'électron E$_e$ et θ_e. Elle possède une très bonne résolution en Q^2, mais manque de précision en x et y à bas y.

$$y_e = 1 - \frac{(E - p_z)_e}{2E_0} \tag{3.7}$$

$$Q_e^2 = \frac{p_{T,e}^2}{(1 - y_e)} = p_{T,e}^2 \cdot \frac{2E_0}{(E - p_z)_e} \tag{3.8}$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{s \cdot y_e} = \frac{p_{T,e}^2}{s \cdot (E - p_z)_e} \cdot \frac{(2E_0)^2}{2E_0 - (E - p_z)_e} \tag{3.9}$$

3.4.2 Méthode Σ

La méthode Σ tient compte de la possibilité que l'électron émette un photon avant la collision, qui disparaît ensuite dans le tube à vide. On utilise à la place de $(E - p_z)_e$ la quantité $(E - p_z)_h$ qui est moins sensible à la radiation d'un photon dans l'état initial. On aboutit à:

$$y_\Sigma = \frac{(E - p_z)_{had}}{(E - p_z)_{tot}} \tag{3.10}$$

$$Q_\Sigma^2 = \frac{p_{T,e}^2}{(1 - y_\Sigma)} = p_{T,e}^2 \cdot \frac{(E - p_z)_{tot}}{(E - p_z)_e} \tag{3.11}$$

$$x_\Sigma = \frac{Q_\Sigma^2}{s \cdot y_\Sigma} = \frac{p_{T,\Sigma}^2}{s \cdot (E - p_z)_e} \cdot \frac{(E - p_z)_{tot}^2}{(E - p_z)_{had}} \tag{3.12}$$

3.4.3 Méthode Double-angle

La méthode utilise seulement les deux angles θ_e et γ. Donc, on n'est pas mené à se servir de l'énergie déposée par l'électron ou par les hadrons dans le calorimètre LAr. Etant indépendant de l'énergie, on peut utiliser cette méthode pour calibrer le calorimètre par exemple.

$$y_{DA} = \frac{\tan \gamma/2}{\tan \gamma/2 + \tan \theta_e/2} \tag{3.13}$$

$$Q_{DA}^2 = 4E_0^2 \cdot \frac{\cot \theta_e/2}{\tan \gamma/2 + \tan \theta/2} \tag{3.14}$$

$$x_{DA} = \frac{Q_{DA}^2}{s \cdot y_{DA}} = \frac{4E_0^2}{s} \cdot \cot \theta_e/2 \cdot \cot \gamma/2 \tag{3.15}$$

Cette méthode nous sera utile ensuite pour la calibration.

Chapitre 4

L'accélérateur HERA et le détecteur H1

4.1 L'accélérateur HERA

Les études faites au trosième chapitre se basent sur des données prises à H1, expérience placée au sein de HERA, sur le site DESY à Hambourg. Il s'agit du premier collisionneur protons-positrons jamais réalisé au monde. Il consiste en deux anneaux indépendants de 6,3 km de périmètre, qui accélèrent les protons à une energie de 920 GeV et les électrons (positrons) à une energie de 27,5 GeV. L'énergie au centre de masse est $\sqrt{s} = 320$ GeV.

4.2 Le détecteur H1

Le détecteur H1 se trouve au nord de HERA et occupe un des 4 points de croisement de faisceaux. Il est schématisé en 4.1.

Le détecteur H1 pèse environ 2800 tonnes et fait 15 m de long. Comme le faisceau de protons est plus énergétique - rayonnement synchrotron négligeable par rapport aux électrons -, le détecteur a été construit en forme asymétrique. Le repère est défini de la manière suivante:

- La direction incidente des protons définit l'axe z positif

Les différents constituants de H1 sont:

- Le calorimètre LAr: il permet de mesurer l'énergie des particules
- Les détecteurs de traces CJC1 et CJC2: ils déterminent l'impulsion des particules et les points d'interaction
- La bobine supraconductrice: elle créée un champ magnétique qui courbe les trajectoires, ce qui permet par la suite de déterminer l'impulsion des particules
- Structure en fer: elle permet la détection des muons
- Autres détecteurs: calorimètre avant et arrière, spectromètre à muons

On va en suite décrire plus en détails le calorimètre LAr et le calorimètre arrière SPACAL.

4.2.1 Le calorimètre LAr

Le calorimètre est constitué de plusieurs couches de matériaux absorbants et actifs. En gros il y a deux parties importantes:

- La partie électromagnétique: les électrons et les photons y sont absorbés. Elle permet de mesurer l'énergie de ceux-ci.
- La partie hadronique: elle fournit une idée de l'énergie des hadrons

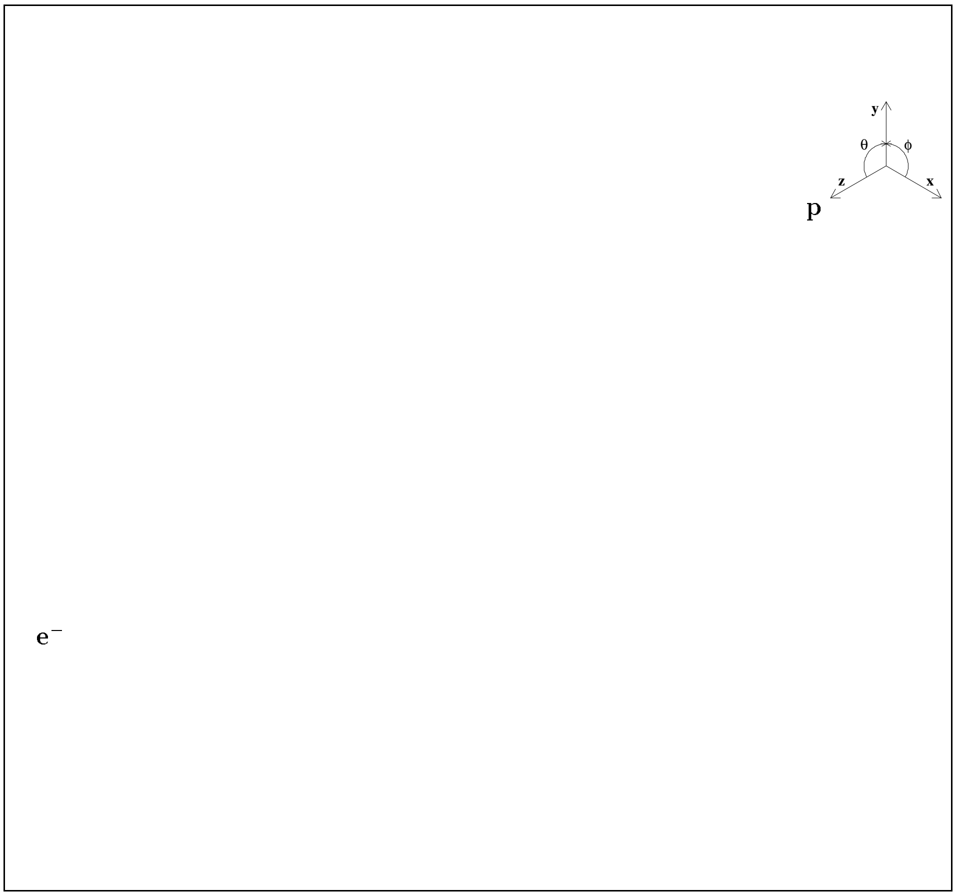
Ce calorimètre est destiné à fournir une mesure précise de l'énergie des particules. Il recouvre un angle polaire θ allant de 4° à 154°. Ses principaux atouts se résument alors:

- Une facilité de calibration
- Une bonne homogénéité de réponse
- Une bonne stabilité dans le temps. les variations de la pureté de l'argon liquide sont inférieures à 1 % et l'atténuation du signal due à la pollution est de 0,5 %.

Par contre un principal défaut semble être les cracks. La géométrie du calorimètre LAr laisse des espaces libres ou "trous" ("cracks") constituant autant de zones mortes pour la détection. Celles en z se situent à -150 cm, -62 cm et + 26 cm du point d'interaction, celles en ϕ tous les 45° dans la partie électromagnétique mais pas dans la partie hadronique, ce qui fait que les particules traversant le calorimètre dans un trou en ϕ peuvent être quand même détectées dans l'octant hadronique voisin.

4.2.2 Le SPACAL

Le SPACAL est le calorimètre arrière, recouvrant un angle polaire allant de 151° à 176°. Contrairement au BEMC qu'il a remplacé en 1995, il ne possède non seulement une partie életromagnétique mais aussi une partie hadronique. De plus, le système sur l'information temporelle lui a été incorporé. Le SPACAL est composé de 1192 cellules dans la partie électromagnétique et 128 cellules dans la partie hadronique. Ces cellules sont elles-mêmes constituées de fibres optiques scintillantes entourées de plomb.



$\boxed{1}$ Beam pipe and beam magnets
$\boxed{2}$ Central tracking device
$\boxed{3}$ Forward tracking device
$\boxed{4}$ Electromagnetic LAr calorimeter
$\boxed{5}$ Hadronic LAr calorimeter
$\boxed{6}$ Superconducting coil (1.15 T)
$\boxed{7}$ Compensating magnet
$\boxed{8}$ Helium supply for $\boxed{7}$
$\boxed{9}$ Muon chambers
$\boxed{10}$ Instrumented iron yoke
$\boxed{11}$ Forward muon toroid
$\boxed{12}$ Backw. electromagn. calorimeter (BEMC)
$\boxed{13}$ PLUG calorimeter
$\boxed{14}$ Concrete shielding
$\boxed{15}$ Liquid argon cryostat

Figure 4.1: Description du détecteur H1

Chapitre 5

Analyse et traitement

5.1 La réaction à étudier

Nous étudions la diffusion profondément inélastique suivante:

$$e^- p \rightarrow e^- X$$

Voici un exemple d'un événement de ce type enregistré par H1 (cf. 5.1):

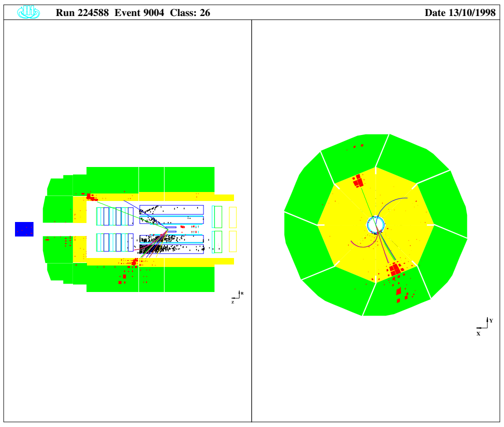


Figure 5.1: Image de courants neutres en coupe longitudinal (à gauche) et transverse (à droite)

Nous observons un électron mesuré sous la forme d'un dépôt compact dans la section électromagnétique du LAr, opposé à un jet hadronique. L'interaction a lieu à travers un boson neutre. L'idée de base est de vérifier dans le cadre du modèle standard les sections efficaces $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx}$, prédites par la théorie. Pour cela, on essaye de reconstituer l'état final après diffusion. Cet état final est constitué d'un jet de hadrons venant du quark, d'un électron et du remnant.

5.2 Caractéristiques des données

Les données de H1 ont été prises entre 1998 et 1999. Les études sur les sections efficaces ont été menées à partir de ces données sous forme de n-tuple, déjà préselectionné. Un n-tuple est en fait un tableau contenant toutes les variables importantes concernant l'expérience. On y trouve d'une part les grandeurs cinématiques propres à HERA telles que Q^2, y et x, puis d'autre part des grandeurs propres au détecteur. En effet, ces données sont issues d'une nouvelle configuration de l'accélérateur HERA. Une grandeur significative liée à tout n-tuple est la luminosité intégrée. C'est l'intégrale sur le temps de la luminosité instantanée. Pour les données 1998-1999 elle vaut:

- $L_{donnees} = 15\ pb^{-1}$

Les n-tuples des données utilisées ici ont déjà subi une préselection.

5.3 Génération des événements

Il faut connaitre la réponse spécifique du détecteur au cours d'un processus physique, pour mener des études sur celui-ci avec l'analyse d'événements. Comme le détecteur H1 a atteint un grade important de complexité, où l'une des composantes peut influencer les autres, on ne peut pas, facilement, prévoir une telle réponse. C'est pour cela, que l'on utilise des simulations Monte-Carlo, qui génèrent en première partie des processus physiques, pour lesquels on simule alors une réponse spécifique du détecteur. Le point de départ pour mener les études sur les courants neutres était le suivant: Il existait deux simulations Monte-Carlo, l'une à grand Q^2 et l'autre à petit Q^2, sous forme de n-tuple. La luminosité intégrée est la suivante:

- $L_{MC}(100\ \mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 < 1000\ GeV^2) = 30.64\ pb^{-1}$
- $L_{MC}(Q^2 \geq 1000\ GeV^2) = 341.33\ pb^{-1}$

Le Monte-Carlo est une simulation sur des événements courant neutre (NC) uniquement. En utilisant une luminosité importante pour la simulation Monte-Carlo, on diminue les erreurs statistiques.

5.4 Préselection sur les n-tuples

En générant les n-tuples on a procédé à une certaine préselection d'événements. Les données ont été déjà coupées à une impulsion transverse P_{ele}^T supérieure à 10 GeV. De plus, une coupure de Q^2 à 60 GeV^2 a été faite, ainsi qu'une sur θ qui ne varie plus qu'entre 5° et 150°. En dernier, $(E - p_z)$ appartient plus qu'à l'intervalle entre 30 GeV et 200 GeV.

5.5 Coupures pour sélectionner des événements NC

5.5.1 Coupures Haut Voltage

On accepte uniquement les événements, où les détecteurs sont en ordre de marche, afin d'en avoir qui sont bien mesurés dans le détecteur. C'est pour cela que l'on surveille la haute tension des composantes suivantes:

- CJC1 ou CJC2 (détecteurs de traces)
- CP (chambre proportionelle)

- Calorimètre LAr
- Détecteur de luminosité
- TOF (time of flight)
- SPACAL (calorimètre, placè à l'arrière)

L'analyse se fait sur la base des données du LAr. On se restreint au premier point à un "ou" pour obtenir une statistique plus élevée par rapport au "et": On augmente par là la luminosité intégrée de 13 à 15 pb^{-1}. Le système de luminosité détermine la luminosité instantanée, à partir de laquelle on peut alors calculer la luminosité intégrée, puis la section efficace. Le système du temps de vol (TOF) nous permet d'enlever les événements ne venant pas de la réaction **ep**. La composante CP joue le rôle d'un système de déclenchement: un événement est retenu à condition de satisfaire à quelques critères. Par ces coupures on élimine les données qui ont été prises alors que les détecteurs n'étaient pas encore en route.

5.5.2 Coupures sur le temps

En utilisant des coupures sur le temps on peut, en partie, éliminer les bruits de fond. Les événements interessants laissent des traces dans le CJC et dans le calorimètre LAr. Dans le LAr, le dépôt d'énergie des particules est une fonction du temps. Ce temps est directement corrélé avec l'instant de la réaction **ep**. Si par exemple, le paquet de protons interagit avec le gaz dans le tube à vide, et non pas avec un paquet d'électrons, le temps de dépôt d'énergie dans le LAr sera totalement indépendant du temps découlé depuis la réaction **ep**. Or, il arrive que les temps t_{lar} et t_{cjc} n'ont pas pu être mesurés. Dans ce cas, on ne fait pas de coupure.

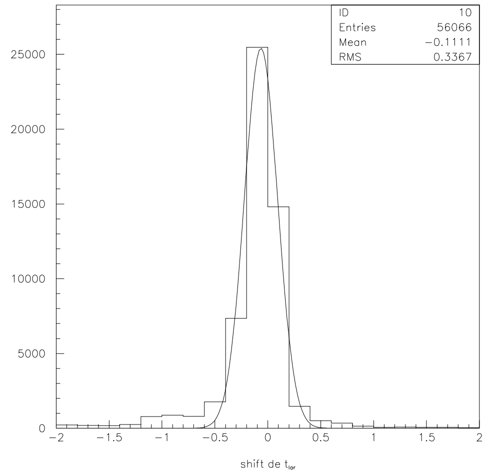


Figure 5.2: Décalage de $t_{lar,donnees(98)}$ par rapport à l'origine

Les temps t_{lar} et t_{cjc} se mesurent en "bunch crossing", c'est- à-dire en intervalle de temps entre deux réactions (96 ns). Lors de la prise de données en 1999, on a remarqué un petit décalage de 0.1 dont on tient compte ici (cf. 5.2).

5.5.3 Coupures fiducielles

Lorsqu'on fait l'analyse d'événements il faut tenir compte des régions locales, où l'efficacité des triggers (système de déclenchement) diminue à cause du dysfonctionnement de quelques cellules. Ces coupures dépendent largement de la géométrie du détecteur.

5.5.4 Coupures cinématiques

L'isolement des vrais événements NC se fait par les coupures suivantes dites cinématiques, car on restreint l'intervalle d'enjeu des grandeurs cinématiques:

1. $N_e \geq 1$: on cherche des événements à un électron, car pour des événements NC à grand Q^2, l'électron est diffusé dans l'angle solide du LAr. L'électron est trouvé par la forme du dépôt dans la section électromagnétique du LAr.
2. $z_{vertex} \leq 35$ cm: Pour la sélection des événements, on doit avoir un point d'interaction spécifique (vertex). Il doit se trouver dans la partie centrale du détecteur. En raison de cette condition, on limite le point d'interaction à une distance de 35 cm de l'origine et on élimine l'interaction des protons satellites du faisceau avec le gaz et les électrons.
3. $p_e^T \geq 11$ GeV: De plus, on veut différencier un électron des hadrons à basse énergie dans le calorimètre LAr. L'impulsion transverse des candidats électrons doit alors être plus grande que les valeurs minimales (ici 11 GeV).
4. $p_{miss}^T \leq 20$ GeV: En théorie, les événements NC ont une certaine symétrie intrinsèque: L'impulsion transverse du système hadronique devrait exactement compenser celle de l'électron. En pratique, on définit une impulsion transverse manquante, qui est la somme de toutes les impulsions déposées dans le calorimètre. Et on fait une coupure de telle sorte, que l'on élimine tous les événements, où ce p_{miss}^T est plus grand que 20 GeV.
5. $\theta_e \leq 154°$: Lors d'événements NC à grand Q^2, l'électron diffusé et pratiquement tous les hadrons de l'état final sont mesurés dans le calorimètre LAr, qui couvre un angle $\theta \leq 154°$.
6. $(E - p_z)_{tot} \geq 35$ GeV: La quantité $(E - p_z)_{tot}$ permet d'éliminer des événements de la photoproduction où l'électron disparaît presque non diffusé dans le tube à vide;
7. $y_e \leq 0.95$: Les corrections du rayonnement deviennent surtout à grand y très important, car pour $Q^2 \rightarrow 0$ GeV^2, y tend vers 1.

A part ces coupures générales, il existe aussi une coupure sur l'angle θ_e. En dessous de 35°, on ne demande pas de traces, car les particules ne traversent pratiquement plus les détecteurs de traces. Un résumé des sélections faites est donné sous forme de tableau ci-dessous:

$N_e \geq 1$
$z_{vertex} \leq 35$ cm
$p_e^T \geq 11$ GeV
$p_{miss}^T \leq 20$ GeV
$\theta_e \leq 154°$
$(E - p_z)_{tot} \geq 35$ GeV
$y_e \leq 0.95$

Tableau 5.1: Aperçu des coupures cinématiques

5.5.5 Coupures annexes

Malheureusement, il existe des phénomènes perturbatifs qui introduisent des erreurs non négligeables. Des muons cosmisques traversent parfois le détecteur et dépose sur le chemin de l'énergie dans les calorimètres. On peut alors restituer leur trace, car c'est un événement qui n'est pas corrélé avec l'instant de diffusion. A l'aide de logiciels de reconnaissance de bruit spécialement conçus, on peut retrouver ces muons.

5.6 Effets de l'appareillage de H1

5.6.1 Variation thermique de la géométrie du LAr

Les mesures du calorimètre LAr sont faites à température ambiante ("chaud"), mais doivent être transposés aux mesures à température LAr ("froid"), si on veut tenir compte de la variation de température. Ici, il s'agit de mettre en évidence un changement de la géométrie.

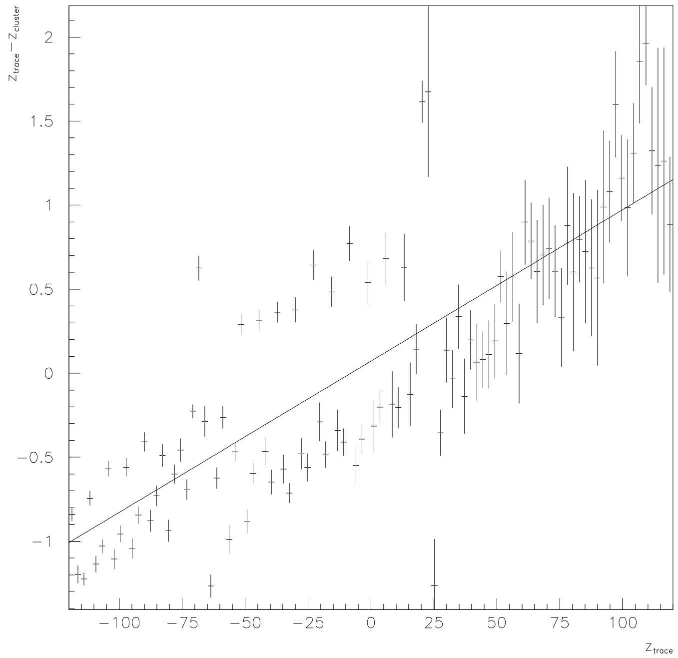


Figure 5.3: Différence du point d'impact en z de la trace et du cluster en fonction du point z de la trace: Les points correspondent aux données et la droite à un fit sur celles-ci.

En 5.3 ont été tracé les différences moyennées $z_{cluster}$ - z_{trace} en fonction de la position en z de la trace (c'est la position en z de référence). A partir de la figure 5.3 on remarque que la pente est non nulle. Ce fait souligne bien qu'il existe variation de la géométrie, ici en z. Cela veut dire que le calorimètre LAr et les détecteurs de traces ne sont pas alignés.

5.6.2 Torsion et Déplacement du LAr

Le système de détection de traces se trouve à l'intérieur du calorimètre LAr et peut, pendant le montage par exemple, se tordre ou se déplacer par rapport à celui-ci. Comme le système de détection de traces définit le repère de H1, il faudrait ajuster les données en fonction de la position relative par rapport au calorimètre LAr.

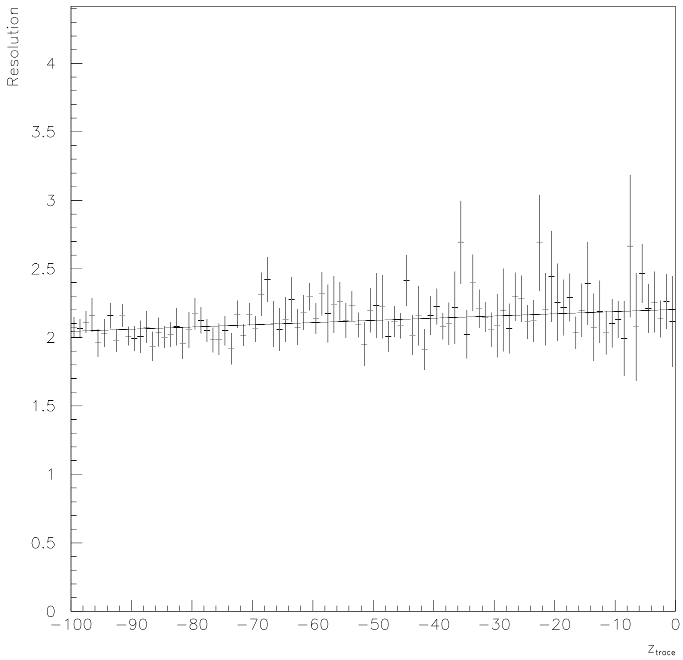


Figure 5.4: Résolution du cluster en fonction de z_{trace}; Les points correspondent aux données et la droite à un fit sur celles-ci

En 5.4, la pente étant quasiment nulle, on ne remarque pas de déplacement important.

5.7 Sections efficaces différentielles et totales

L'évaluation de la section efficace repose évidemment sur la comparaison entre les données et les simulations Monte-Carlo correspondantes. Dans ce cadre, on n'a toutefois pas pu tenir compte des affinités suivantes:

- Calibration du calorimètre LAr pour le système hadronique.
- Alignement du calorimètre suivant le système de détection de traces

Par contre, la préselection sur les n-tuples inclut:

- Calibration du calorimètre LAr pour les électrons

Ces faits sont mis en évidence dans les graphes qui suivent:

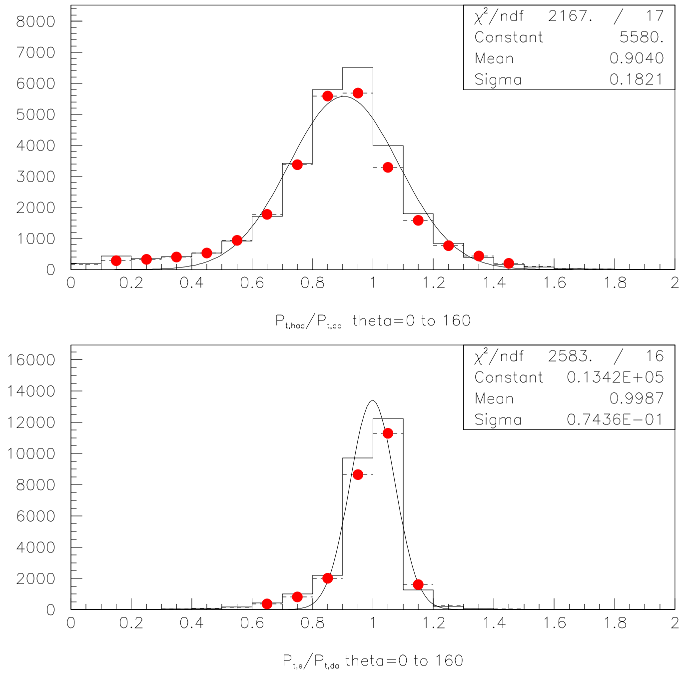


Figure 5.5: En haut on trouve le graphe de calibration des hadrons et en bas celui des électrons.

Les données sont indiquées avec des points et les simulations Monte-Carlo correspondent aux histogrammes. Lorsqu' on fait un “fit”, on remarque que la gaussienne des hadrons n'est pas centrée sur 1, mais sur 0.9. Celle des électrons est bien centrée sur 1. Ceci rend compte du fait que le calorimètre est calibré pour les électrons, mais pas pour les hadrons. En fin, après toutes les sélections, on conserve environ 50 000 événements.

5.7.1 Distributions

Dans cette partie, on montre quelques distributions de variables cinématiques importantes pour mettre en évidence la correctitude des simulations. On utilise la méthode électron pour calculer les grandeurs, telles que Q^2 et y. En fait, ces graphes servent de base à la compréhension du détecteur. Les différences entre le Monte-Carlo et les données peuvent alors indiquer une mauvaise connaissance de celui-ci.

Le spectre de l'angle polaire est schématisé dans 5.6. On voit bien que les simulations sont proches des données. Les ruptures à 35° et à 154° correspondent aux coupures faites. De cette manière, on se base uniquement sur les données fournies par le calorimètre LAr.

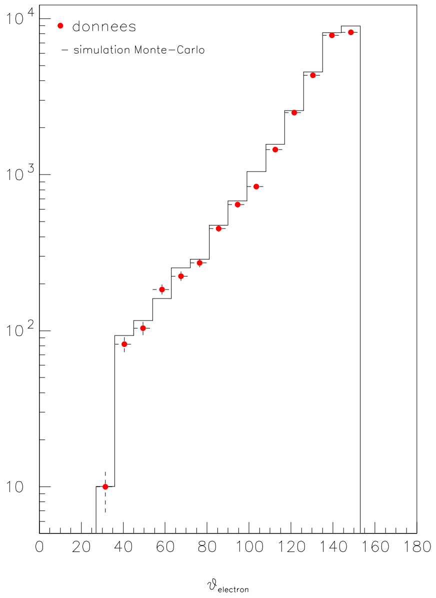


Figure 5.6: Spectre de θ_e

De la même façon, on traite les autres grandeurs cinématiques significatives, telles que $(E-p_z)_{cal}$ par exemple. La grandeur $(E-p_z)$ est une quantité qui permet de juger s'il existe un problème de calibration.

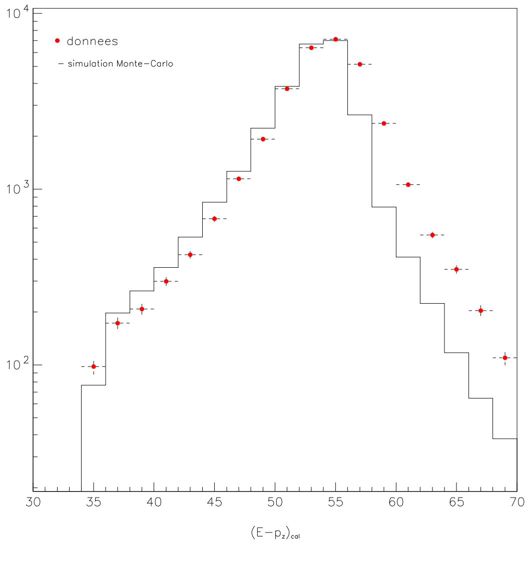


Figure 5.7: Spectre de $(E-p_z)_{cal}$

Le n-tuple contient des variables avec lesquelles on peut déterminer les quantités suivantes:

- $(E - p_z)_{electrons}$
- $(E - p_z)_{hadrons}$

Ces grandeurs ont été tracées en 5.8:

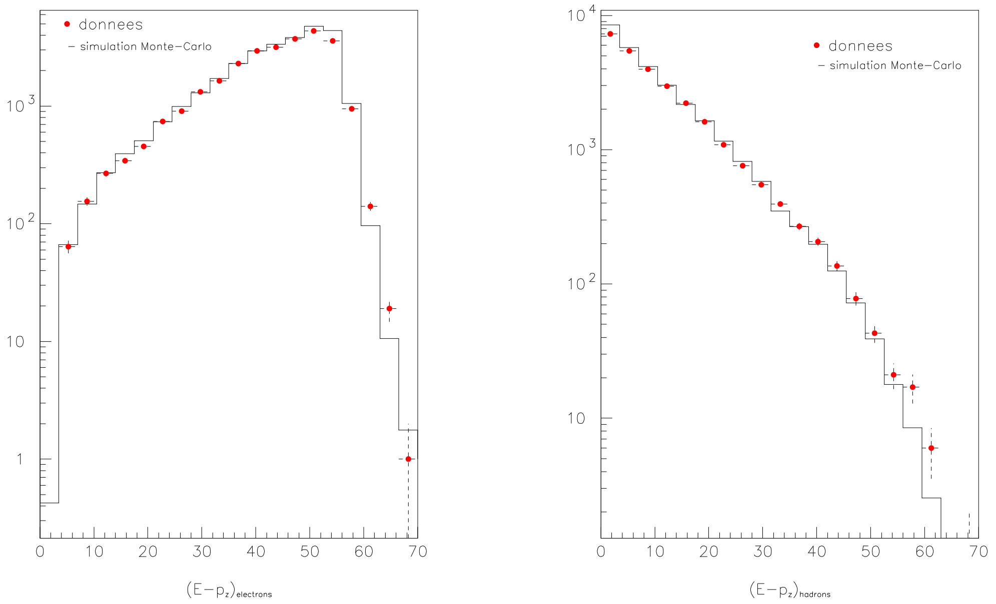


Figure 5.8: Spectre de $(E - p_z)_e$ et $(E - p_z)_h$

Si on fait la somme des ces deux graphes on remarque un bon accord entre le Monte-Carlo et les données.

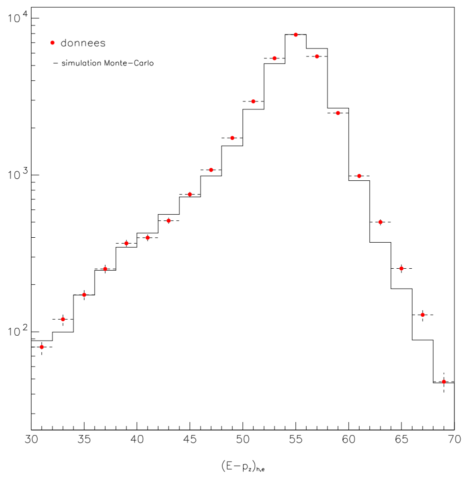


Figure 5.9: Spectre de $\sum_{h,e}(E - p_z)$

De plus, le plus grand nombre d'événements se trouve à 55 GeV. En effet, ceci correspond tout à fait à la théorie sachant que l'énergie des électrons incidents vaut 27.5 GeV. On a donc:

- $(E - p_z)_h = p_z - p_z = 0$ (l'axe z étant défini positif par la direction du faisceau de protons)
- $(E - p_z)_e = E_e + E_e = 2E_e = 2 * 27.5$ GeV $= 55$ GeV

Le flanc gauche reste probablement important à cause de l'ISR (Initial State Radiation).

On peut extraire encore plus d'informations de ces n-tuples. Ainsi, l'angle ϕ_e représente l'angle de diffusion de l'électron. Il est tracé en 5.10:

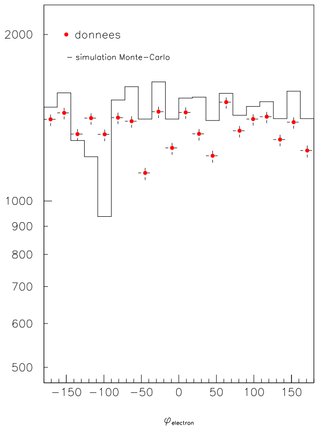


Figure 5.10: Spectre de ϕ_e

Ici, le Monte-Carlo semble moins bien rendre compte des données. Ceci est en autre lié au fait qu'il existe dans la simulation des régions mortes, où on ne peut reconnaître, de manière efficace l'électron. Dans ce cadre, il faudrait introduire les erreurs d'une part statistique (moins importantes pour les NC en raison du nombre important d'événements par rapport aux CC), d'autre part systématique. Les erreurs systématiques proviennent soit des propriétés du détecteur, soit des méthodes de mesure.

5.7.2 Section efficace simple différentielle

Il y a un lien fondamental entre la luminosité intégrée introduite auparavant et la section efficace. Soit N le nombre total d'événements . On alors:

- $N = \sigma * L$

D'habitude on introduit le paramètre d'efficacité. On est mené à l'utiliser car, en général, le nombre d'évévenements trouvés n'est pas égal au nombre d'évévenements réels. L'efficacité ϵ se définit alors par le rapport de ces deux nombres. Dans notre cas, le seul moyen de la déterminer est de passer par la simulation Monte-Carlo. On obtient donc la relation suivante, utilisée par la suite:

- $\sigma = \frac{N}{L * \epsilon}$ où $\epsilon = N_{MC}^{trouves} / N_{MC}^{reels}$

En 5.11 on trouve l'efficacité pour la section efficace simple différentielle $\frac{d\sigma}{dQ^2}$. Ainsi cette valeur reste au-dessus de 0.6 et avoisine 0.9 pour des Q^2 inférieures à 30000 GeV^2.

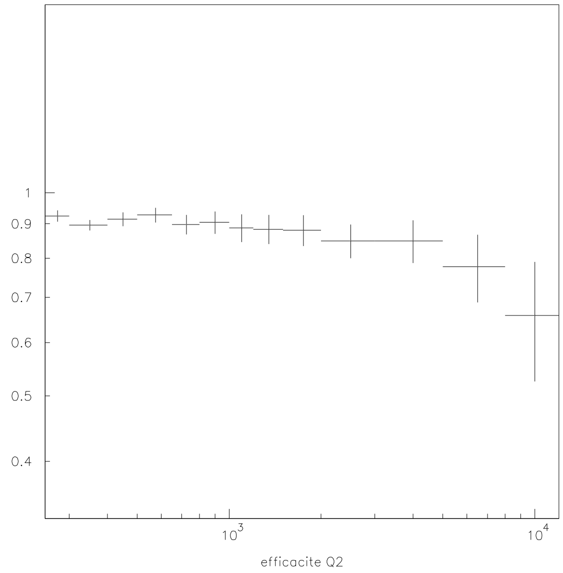


Figure 5.11: Efficacité en fonction de Q^2

Le graphe 5.12 schématise la dépendance de la section efficace $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ de Q^2. La section efficace totale calculée par l'intégrale sur $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ et celle extraite à partir du Monte-Carlo sont sensiblement égales. On a fait l'approximation suivante pour la calculer. On assimile la section efficace sur un bin à: N(bin$_i$) = σ*taille(bin$_i$), avec i = 1,..., n$_{tot}$($bins_{Q^2}$).

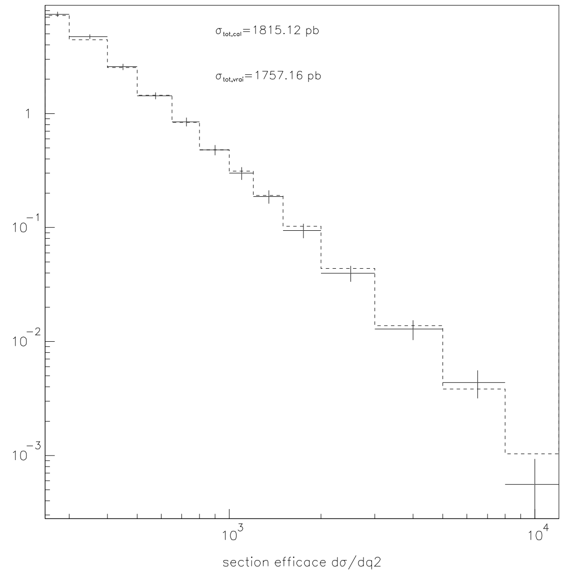


Figure 5.12: Section efficace $\frac{d\sigma}{dQ^2}$

On peut de la même manière tracer la section efficace simple différentielle $\frac{d\sigma}{dx}$. Il est alors très interessant, à partir des graphes (cf. 5.13), d'établir la section efficace double différentielle.

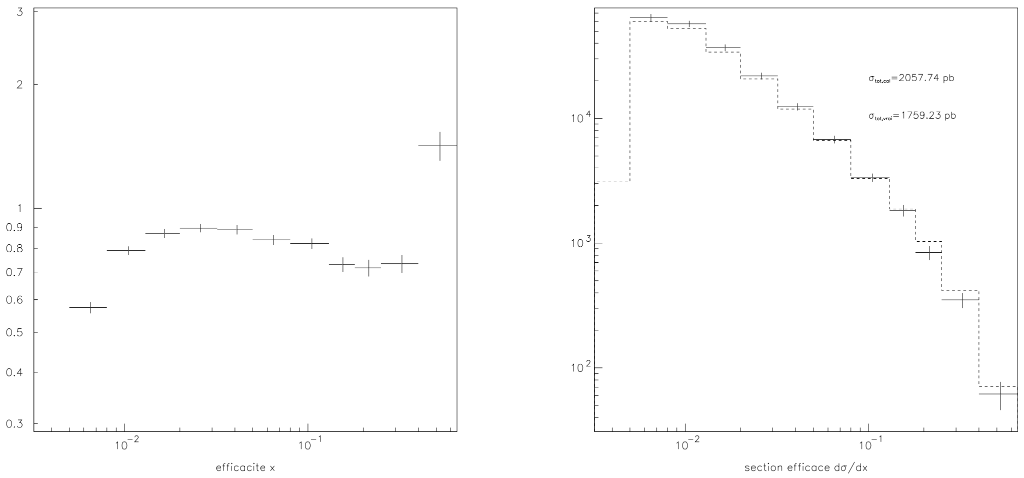


Figure 5.13: Efficacité en fonction de x (à gauche) et la section efficace $\frac{d\sigma}{dx}$ (à droite)

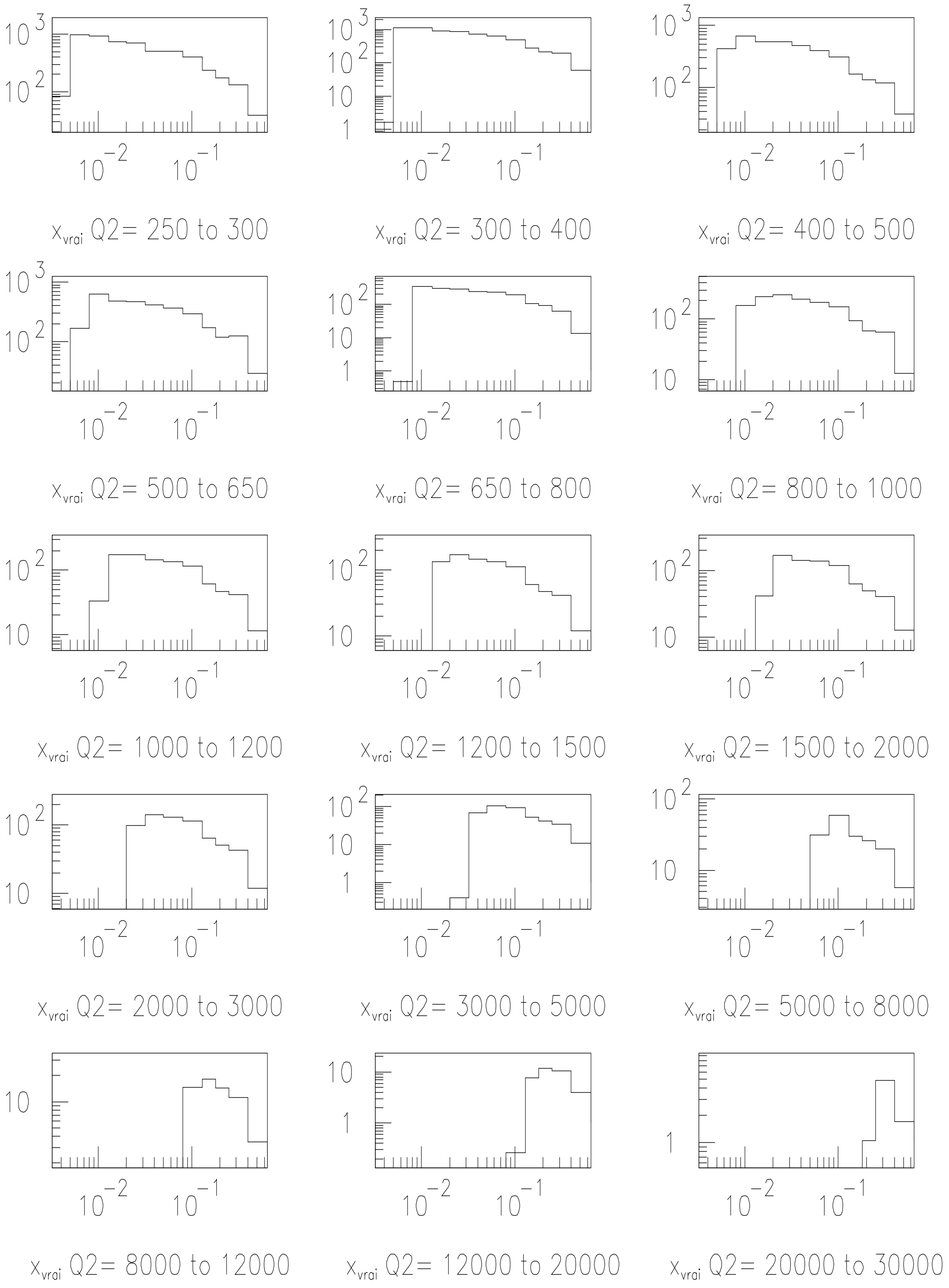
5.7.3 Section efficace double différentielle

En tracant la quantité x en bin de Q^2, on peut alors décrire la section efficace simple différentielle $\frac{d\sigma}{dx}$ en bin de Q^2 (un "bin" étant un intervalle).

Comme pour la section efficace simple différentielle, on peut schématiser l'efficacité. Cette fois ci, on montre qu'il existe un phénomène de migration. Il s'agit du fait, que, suivant le choix du binning, c'est-à-dire de l'intervalle, il y plus d'événements calculés dans un bin que de vrais. Ceci se traduit par une efficacité supérieure à un (cf. 5.15):

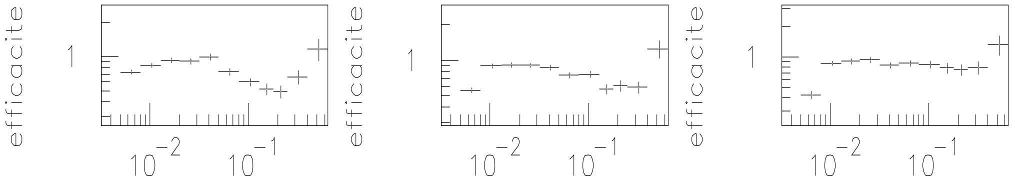
Cette approche pour tracer la section efficace donne directement la section efficace double différentielle $\frac{d^2\sigma}{dQ^2dx}$. Les graphes représentent en fait le nombre d'événements en bin de Q^2.

On remarque une propriété de HERA: $\frac{d^2\sigma}{dQ^2dx}$ diminue lorsque Q^2 augmente. De plus, les données correspondent bien à la simulation Monte-Carlo.
Voici les graphes correspondants:

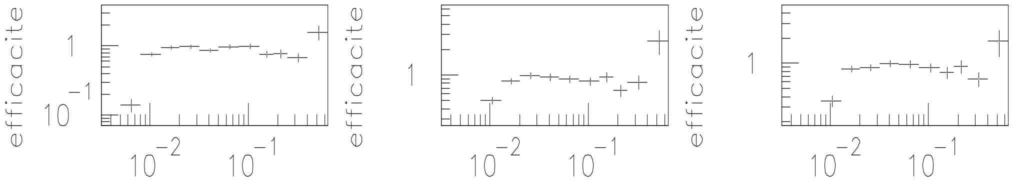


x_{vrai} Q2= 250 to 300
x_{vrai} Q2= 300 to 400
x_{vrai} Q2= 400 to 500
x_{vrai} Q2= 500 to 650
x_{vrai} Q2= 650 to 800
x_{vrai} Q2= 800 to 1000
x_{vrai} Q2= 1000 to 1200
x_{vrai} Q2= 1200 to 1500
x_{vrai} Q2= 1500 to 2000
x_{vrai} Q2= 2000 to 3000
x_{vrai} Q2= 3000 to 5000
x_{vrai} Q2= 5000 to 8000
x_{vrai} Q2= 8000 to 12000
x_{vrai} Q2= 12000 to 20000
x_{vrai} Q2= 20000 to 30000

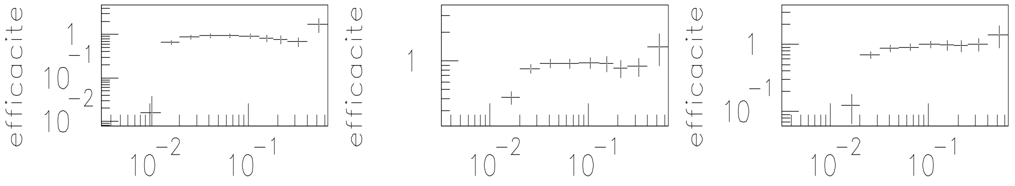
Figure 5.14: x_{vrai} en bins de Q^2



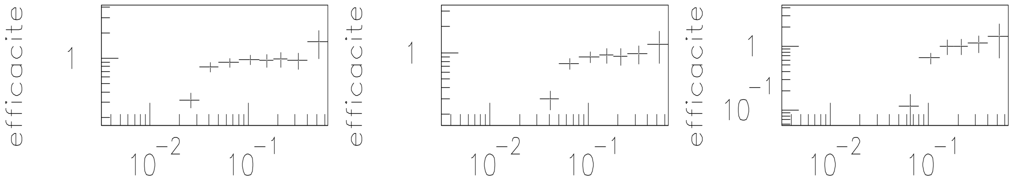
Q2=250 to 300 Q2=300 to 400 Q2=400 to 500



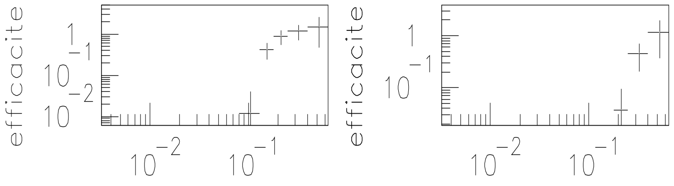
Q2=500 to 650 Q2=650 to 800 Q2=800 to 1000



Q2=1000 to 1200 Q2=1200 to 1500 Q2=1500 to 2000

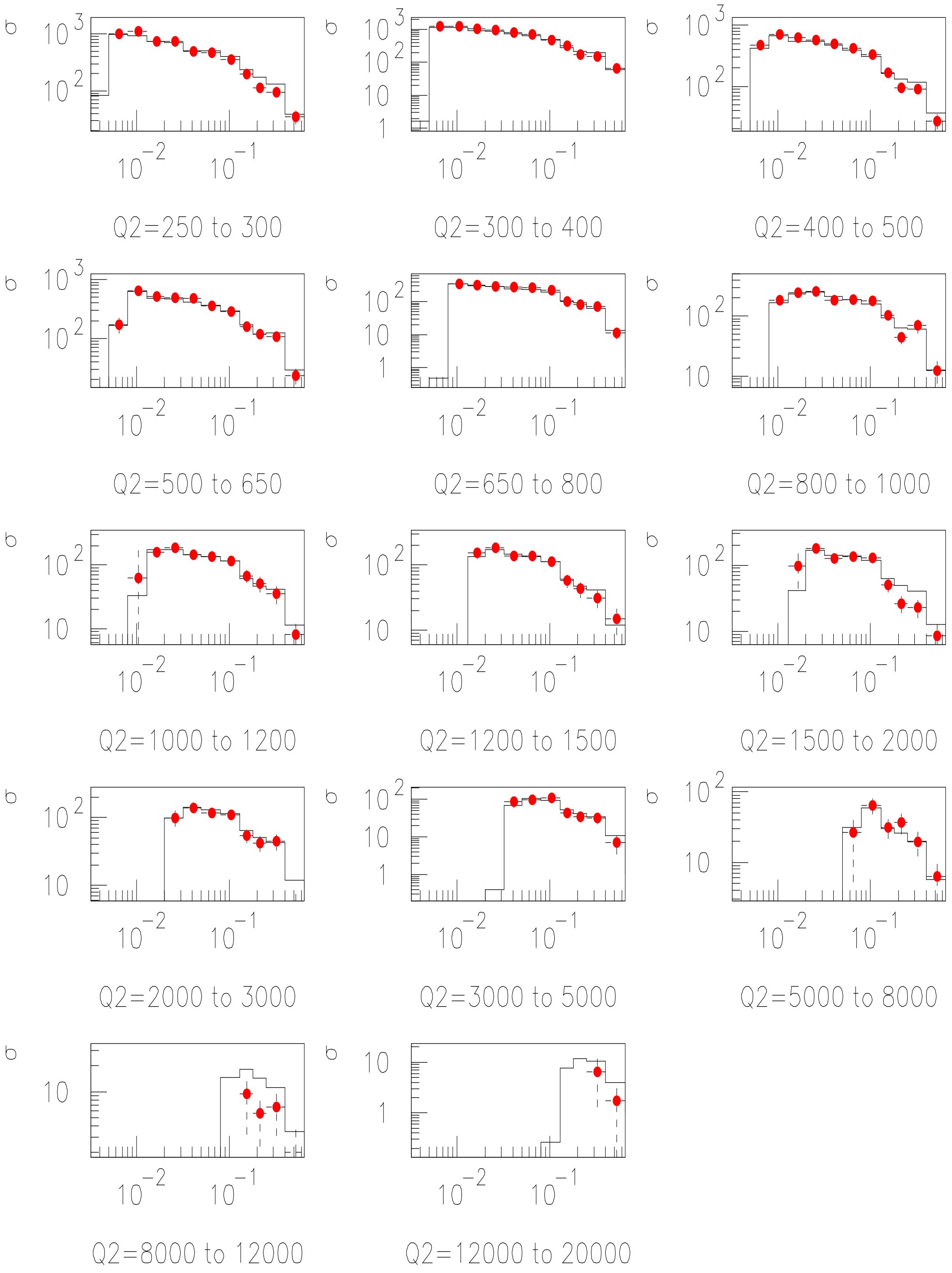


Q2=2000 to 3000 Q2=3000 to 5000 Q2=5000 to 8000



Q2=8000 to 12000 Q2=12000 to 20000

Figure 5.15: Efficacité en bins de Q^2



Q2=250 to 300

Q2=300 to 400

Q2=400 to 500

Q2=500 to 650

Q2=650 to 800

Q2=800 to 1000

Q2=1000 to 1200

Q2=1200 to 1500

Q2=1500 to 2000

Q2=2000 to 3000

Q2=3000 to 5000

Q2=5000 to 8000

Q2=8000 to 12000

Q2=12000 to 20000

Figure 5.16: Section efficace double différentielle $\frac{d^2\sigma}{dQ^2\,dx}$

Chapitre 6

Conclusion

Ce stage était le premier au sein d'un centre de recherche. Il nous a permis d'avoir une idée de la manière, dont travaillent les chercheurs. De plus, on a appris à vite s'adapter et à s'intégrer. Il s'agissait alors d'apprendre rapidement à se servir des logiciels scientifiques utilisés, tels que PAW, qui permet de traiter et de visualiser les données, et LATEX, qui permet de mettre sous forme écrite l'analyse et le traitement. Le sujet du stage a permis d'approfondir nos connaissances sur la physique des particule, les détecteurs et la manière dont sont gérées les informations obtenues. On a pu faire le lien entre la physique et les données enregistrées. Il y a un bon accord entre les prédictions théoriques et les données.

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, ICHEP98, contributed paper 581: “Measurement of Neutral and Charged Current Cross-Sections at Large Momentum Transfer”

[2] “Electroweak Physics at HERA: Introduction and Summary” of R.J. Cashmore, E. Elsen, B.A. Kniehl, H. Spiesberger

[3] HERA Physics of Günther Wolf

[4] La Diplomarbeit “Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes bei höchsten Impulsüberträgen” de M. Ellerbrock

[5] Thèse de Mr. Axel Pieuchot sur “Mesure de diffusions positron-proton profondément inélastique à courant chargé et courant neutre sur le collisionneur HERA”

[6] Thèse de Mlle. Isabelle Négri sur la “Recherche de fermions excités dans l’expérience H1 auprès du collisionneur positron-proton HERA”

[7] Internet: www-h1.desy.de