Stage de maîtrise
sous la direction de Cristinel Diaconu

Mesure de la section efficace des courants chargés à grand transfert d'impulsion dans l'expérience H1

Jessica LEVEQUE

17 Mai-18 Juin 1999

Centre de Physique des Particules de Marseille

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

Une expérience de physique des particules a pour objectif de tester les théories susceptibles de fournir une explication de la structure de la matière . Les résultats permettent aux théoriciens d'affiner leurs modèles ou de poser des limites les contraignant lorsque les prédictions ne sont pas vérifiées .

Le sujet de ce stage est de présenter la méthode utilisée pour l'analyse des données recueillies auprès du détecteur H1 , et de l' appliquer à la mesure de la section efficace des courants chargés. L'étude de ces événements permet de tester les prédictions de la chromodynamique quantique (calcul de la probabilité de réalisation du processus).De plus cette étude ayant déjà été faite pour les positrons ,elle fournit un moyen de comparer le comportement particule/antiparticule.

Dans une première partie , nous décrirons quelques aspects du modèle actuellement adopté pour décrire la structure de la matière ainsi que les processus sur lesquels porte notre étude. La seconde partie traitera du dispositif expérimental et de la prise de données . Enfin , la dernière partie sera consacrée à l'analyse de ces données et aux résultats expérimentaux .

Chapitre 2

La physique à HERA

Notre objectif ici est d'abord de décrire aussi brièvemment que possible les différentes représentations actuelles de la structure de la matière afin de justifier les expériences menées dans le domaine des haute énergies à HERA , et d'autre part , de présenter la physique des phénomènes que nous étudierons dans la suite.

2.1 Le modèle standard

2.1.1 Particules

Le modèle standard est la théorie actuellement adoptée pour décrire la structure de la matière. Il comprend:

- 12 particules (et leurs anti-particules) classées en 3 familles de fermions (tableau 2.1)
- 4 interactions portées par des bosons vecteurs (tableau 2.2)

	Fermions			Charge
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e	μ	τ	-1
Quarks	u	c	t	+2/3
	d	s	b	-1/3

Tableau 2.1: les 3 familles de fermions

interaction	médiateur	masse	action
électromagnétique	photon	0	particules chargées
faible	$Z°$,$W^{\pm}$	91.2,80.3 GeV	toutes les particules
forte	gluons(8)	0	quarks

Tableau 2.2: interactions fondamentales

La gravitation n'est pas prise en compte ici car son action sur les particules est beaucoup plus faible que les 3 autres (de l'ordre de 10^{-41} plus faible que la force électromagnétique)

2.1.2 L'interaction électrofaible

Tout phénomène électromagnétique peut se comprendre dans le cadre de l'ElectroDynamique Quantique (QED) comme l'interaction entre un fermion électriquement chargé et un photon.Cette théorie à été développée par Dirac et finalisée par les travaux de Feynman,Schwinger et Tomonaga à la fin des années 40.

L'interaction électrofaible est élaborée par Fermi en 1933 pour expliquer la radioactivite β.

Une première tentative d'unification de ces deux interactions est proposée par Glashow en 1961 à partir de théories développées par Yang et Mills.Le problème de son modèle réside dans l'abscence d'une explication pour les masses des particules.

La théorie électrofaible finale est proposée en 1967 par Weinberg et Salam qui intègrent au modèle de Glashow le mécanisme de Higgs : introduction du champ de Higgs et de son boson vecteur qui confèrent la masse aux particules.

La découverte des courants neutres et chargés, ainsi que celle des bosons massifs Z° et W^{+},W^{-} a permis de vérifier une grande partie des prédictions. Cependant,le boson de Higgs n'a pas encore été mis en évidence par les expériences de physique des particules.

2.1.3 L'interaction forte

Cette théorie développée par Gell-Mann au début des années 70 décrit les interactions entre quarks.Elle permet de calculer la fonction de structure du proton (répartition et densité de quarks) , que l'on peut relier à la section efficace. Ce modèle porte aussi le nom de ChromoDynamique Quantique (QCD) car seules y sont sensibles les particules portant une charge de couleur : les quarks et les gluons, porteurs de l'interaction. La nécéssité d'introduire la couleur s'est présentée lors de la découverte de particules de spin 3/2 comme le Δ^{++} et le Δ^{--}, dont les contenus en quarks $(u^{\uparrow}u^{\uparrow}u^{\uparrow}etd^{\uparrow}d^{\uparrow}d^{\uparrow})$ sont interdits par le principe de Pauli. Il fallait donc inventer un nouveau nombre quantique pour différencier ces quarks. Il existe trois couleurs différentes (rouge,bleu,vert) ainsi que leurs "anti-couleurs" portées par les antiquarks et ces état de base ne peuvent former que des combinaisons de couleur neutre:

- trois quarks de couleurs différentes : ce sont des baryons
- un quark et un antiquark : ce sont les mésons

Ce qui nous interdit d'observer des quarks à l'état libre.

2.2 Au-delà du modèle standard

2.2.1 Les problèmes du modèle standard

Le modèle standard donne une explication satisfaisante des interactions entre particules. Il a été maintes fois testé et ses prédictions n'ont jamais été mises en défaut jusqu'ici . Cependant , il existe un certain nombre de questions auxquelles il ne répond pas .

- Le modèle ne fournit aucune explication sur le nombre de générations de quarks et de leptons . Expérimentalement , la mesure de la largeur du Z° implique que ce nombre doit être égal à trois .

- Le modèle standard compte 18 paramètres dont il ne fixe pas la valeur :

  - masse des quarks et des leptons (9)
  - 3 angles de mélange et la phase de la matrice CKM *
  - constante de couplage électromagnétique
  - constante de couplage forte
  - masse des bosons intermédiaires Z° et $W^\pm$
  - masse du boson de Higgs

  Une grande partie des expériences a pour but de contraindre les valeurs de ces paramètres , et à l'heure actuelle , seul le dernier n'a pas été mesuré.Il existe quand même des limites : si le Higgs a une signification physique, sa masse doit être inférieure à 1 TeV , et les recherches actuellement menées au LEP nous fixent $M_H > 89 GeV/c^2$.

- Brisure de symétrie : seules les particules de chiralité gauche participent à l'interaction faible , ce que le MS n'explique absolument pas .

- Les charges des fermions ne sont pas fixées.

- Enfin , le MS ne tient pas compte de la gravitation .

2.2.2 Autres modèles

Le modèle standard n'est pas une théorie unificatrice puisqu'elle laisse de coté une des interactions , et ses manques semblent en faire une " approximation à basse énergie" d'une théorie plus fondamentale qui reste à déterminer . Divers modèles ont été proposés pour tenter de combler ses lacunes.

- La supersymétrie (SUSY): généralisation des symétries d'espace-temps, qui associe un fermion à un boson et vice-versa .L 'extension Minimale Supersymétrique du Modèle Standard (MSSM) consiste à ajouter au MS les partenaires supersymétriques des fermions et des bosons .Ce modèle explique la brisure de symétrie électrofaible , mais aucune preuve expérimentale des nouvelles particules n'a été trouvée .

- Grande unification (GUT) : les interactions faible ,forte et électromagnétique sont unifiées à des énergies très élevées (10^{15} GeV). Les charges des particules sont quantifiées , mais le nombre de générations reste inexpliqué.

- Les modèles composites : le nombre de constituants actuellement considérés comme élémentaires (6 quarks,6 leptons et leurs anti-particules) est relativement important.C'est pourquoi certains pensent qu'il existe une structure commune à ces particules . Ces modèles ont pour ambition d'expliquer les 3 familles de particules et leur masse . La manifestation expérimentale d'une telle sous-structure serait la découverte de fermions excités (actuellement recherchés dans H1) , ou de nouvelles interactions entre les constituants des fermions et des bosons.

2.3 La physique des interactions électron-proton à HERA

Dans cette section , nous allons nous attacher à décrire les phénomènes physiques observables lors d'une collision électron-proton , en insistant plus particulièrement sur les diffusions profondément inélastiques et la cinématique des courants chargés , puisque ce sera notre sujet d'étude.

2.3.1 Diffusion profondément inélastique (DIS)

Les diffusions profondément inélastiques sont gouvernées par les interactions faible et électromagnétique.Pour pouvoir distinguer les processus faibles de ceux issus des autres interactions , il faut se placer dans une configuration pour laquelle le transfert d'énergie de l'électron au proton (notée Q^2) est très grande . Or la résolution spatiale explorée par la particule échangée lors de l'interaction s'écrit $\Delta \approx \frac{hc}{\sqrt{Q^2}}$. Dans notre cas , en considérant des transferts d'impulsion supérieurs à 100 Gev, c'est en fait une interaction électron-quark que l'on étudie puisque les dimensions sondées sont de l'ordre de $10^{-18}m$.

- Interaction à courant neutre (NC) : $ep \longrightarrow eX$

  La particule échangée entre l'électron et le proton incidents est un boson de jauge γ ou Z° . L'électron est diffusé à grand angle et un ou plusieurs jets de hadrons lui sont opposés. La figure 2.6 montre un événement reconstruit dans H1 .

- Interaction à courant chargé (CC) : $ep \longrightarrow \nu X$

  La particule échangée est un W^- . L'électron se "transforme" en un neutrino qui n'est pas détecté . L'état final est seulement constitué du jet provenant du quark éjecté . Ce type d'événements n'est pas balancé en impulsion transverse,comme on peut le voir sur la coupe du détecteur de la figure 2.7

L'étude des courants chargés nécéssite l'utilisation de variables cinématiques permettant d'isoler leurs caractéristiques et de reconstruire l'interaction . Nous utiliserons les quantités suivantes :

$e = (0, 0, -E_e, E_e)$ quadri impulsion de l'électron incident

$p = (0, 0, E_p, E_p)$ quadri impulsion du proton incident

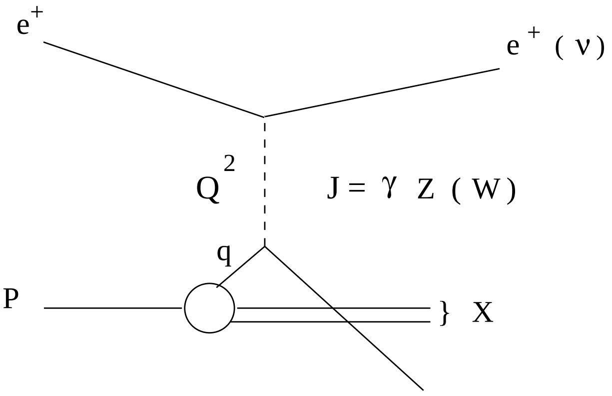


Figure 2.1: diffusion profondément inélastique positron/proton

$e' = (E_e' sin\theta_e sin\phi_e, E_e' sin\theta_e, E_e' cos\theta_e, E_e')$ quadri impulsion de l'électron diffusé

$s = (e + p)^2 = 4E_e E_p$ carré de l'énergie disponible dans le CM

$q^2 = (e - e')^2 = -Q^2$ carré de la quadri impulsion de transfert

$y = \frac{q.p}{e.p}$ fraction de l'énergie de l'électron incident transférée au proton

$x = \frac{Q^2}{2q.p} = \frac{Q^2}{y.s}$ fraction de l'impulsion du proton emportée par le quark diffusé

${P_T}^{hadrons} = \sqrt{[({P_x}^{had})^2 + ({P_y}^{had})^2]} = E_h sin\theta_h$ impulsion transverse des hadrons

${P_z}^{hadrons} = E_h cos\theta_h$ impulsion selon z des hadrons

${P_T}^{miss} = -(\Sigma {P_T}^{hadrons})$ impulsion transverse manquante

L'état final du système n'est défini que par l'ensemble des jets hadroniques. Les quadri impulsions initiales e et p étant connues , l'ensemble de la cinématique peut être exprimée à partir de 2 variables indépendantes , nous prendrons Q^2 et x. Il existe quatre méthodes de reconstruction de la cinématique :

- la méthode électron , qui utilise l'énergie de l'électron diffusé et son angle de diffusion θ_e (pour les NC)
- la méthode Jacquet-Blondel , qui utilise les variables hadroniques E_h et θ_h
- la méthode sigma utilise un mélange des 2 méthodes précédentes qui minimise les erreurs
- la méthode double angle utilise les angles de diffusion des hadrons θ_h et de l'électron θ_e.

Dans notre cas , seule la méthode Jacquet-Blondel est utilisable. Les variables cinématiques x , y , Q^2 sont calculées à partir du système hadronique:

$$y_{jb} = \frac{\Sigma(E_h - {P_z}^{had})}{2E_e} \tag{2.1}$$

$${Q^2}_{jb} = \frac{(\Sigma {P_x}^{had})^2 + (\Sigma {P_y}^{had})^2}{1 - y_{jb}} \tag{2.2}$$

$$x_{jb} = \frac{{Q^2}_{jb}}{y_{jb}.s} \tag{2.3}$$

2.3.2 Autres processus

- Processus à deux photons :

  Interaction entre deux photons quasi-réels émis par les particules incidentes. Cette interaction est matérialisée en une paire de leptons ou de quarks.

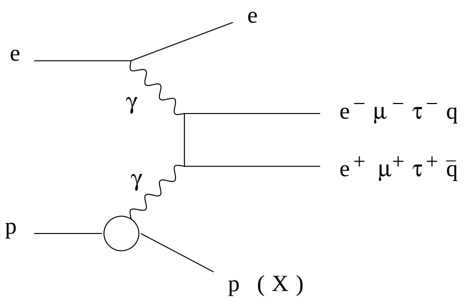


Figure 2.2: processus à deux photons

- Diffusion Compton (QED) : $ep \longrightarrow e\gamma p(X)$

  L'interaction a lieu entre l'électron incident et un photon émis par le proton . Cette diffusion peut être élastique $ep \longrightarrow e\gamma p$ ou inélastique $ep \longrightarrow e\gamma X$ (le proton explose en jets).

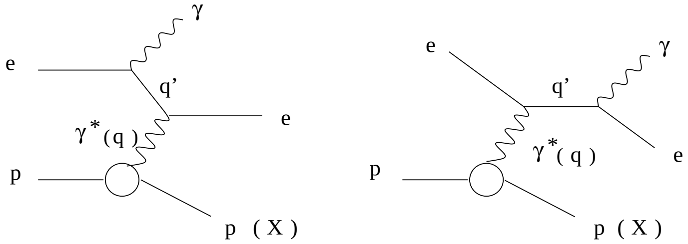


Figure 2.3: Diagrammes de diffusion compton

- Photoproduction : $\gamma + p \longrightarrow X$

  Un photon quasi-réel ($Q^2 \approx 0$) interagit avec les constituants du proton (quark ou gluon).

  - photon résolu : il se matérialise en méson avant d'interagir

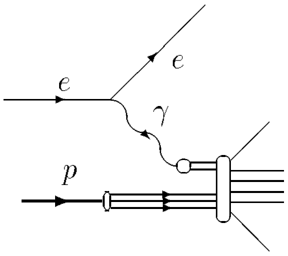


Figure 2.4: processus avec un photon résolu

  - processus direct

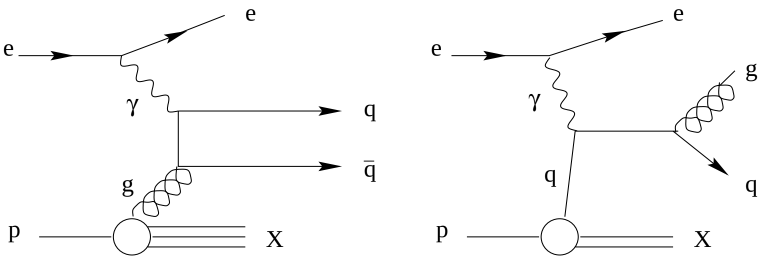


Figure 2.5: processus avec photon direct

- Production de W et $Z°$:

  Les sections efficaces de ces événements sont très faibles : 70 fb pour le W, et encore 10 fois moins pour le $Z°$.

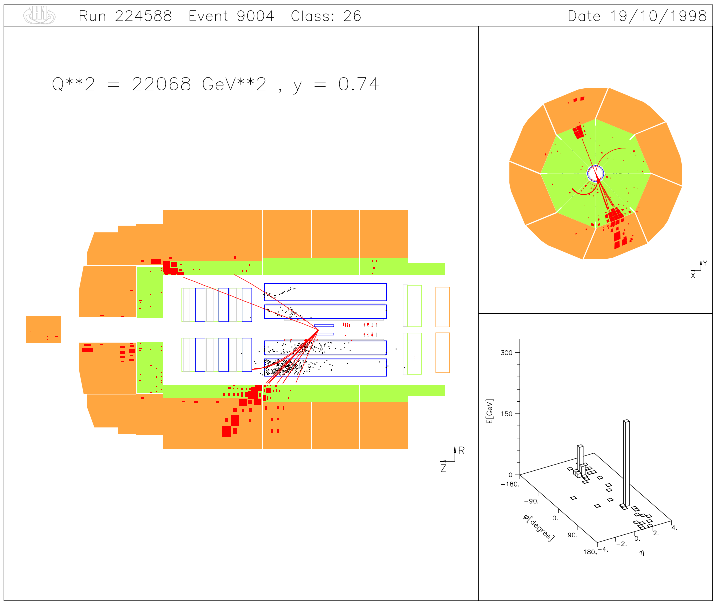


Figure 2.6: événement courant neutre

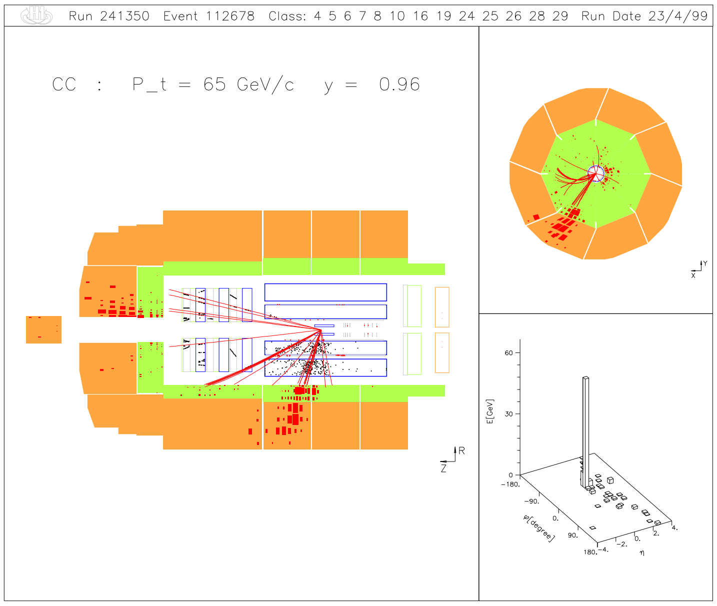


Figure 2.7: événement courant chargé

Chapitre 3

L'accélérateur HERA et le détecteur H1

Il est nécéssaire de décrire les instruments par lesquels se fait l'acquisition des données .Après une description générale du collisionneur HERA et du détecteur H1, nous insisterons sur les sous-détecteurs les plus utiles pour notre étude: le calorimètre à argon liquide et les détecteurs de traces .

3.1 L'accélérateur HERA

Le collisionneur HERA est construit sur le site de DESY à Hambourg.C'est un anneau de 6.3 km de circonférence en fonctionnement depuis 1992.Il est représenté sur la figure 3.1 .

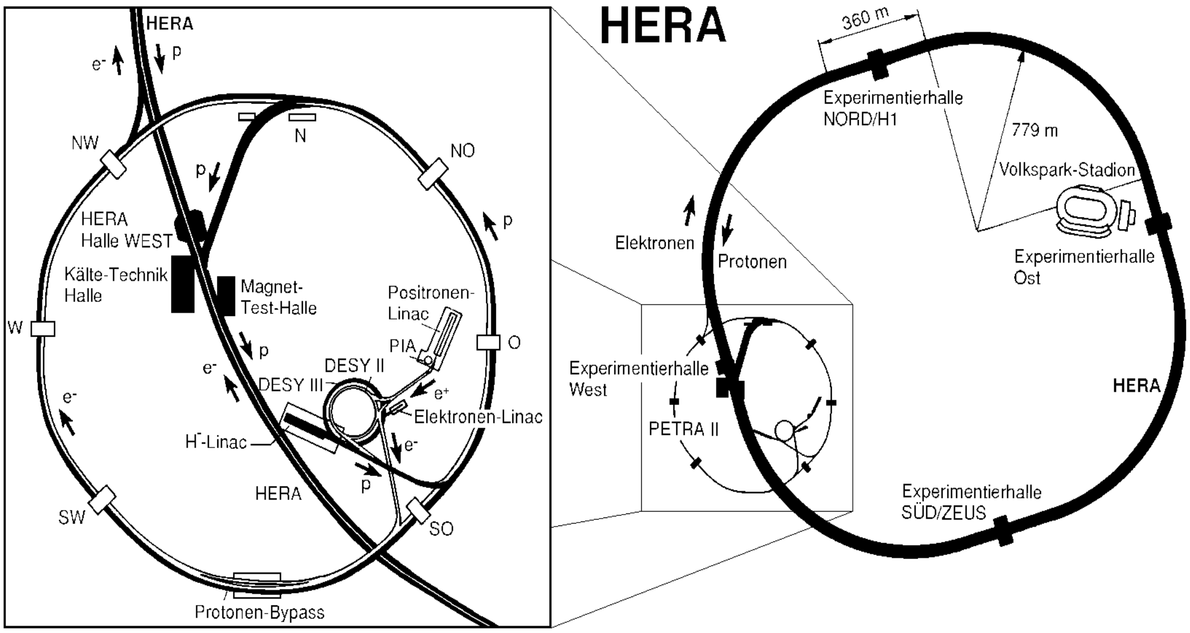


Figure 3.1: Le site de DESY à Hambourg

Quatre expériences sont actuellement installées sur HERA :

- H1 et ZEUS ayant comme but principal la mesure de la fonction de structure du proton
- HERMES , une experience dédiée à l'étude de la fonction de structure des protons polarisés
- HERA-B , orienté vers l'étude du quark b.

3.1.1 Préaccélérateurs

La probabilité des DIS étant faible par rapport aux photoproductions , de nombreuses collisions sont nécéssaires pour pouvoir observer les phénomènes qui nous intéressent . Les protons et les électrons sont regroupés par paquets et tournent en sens inverse dans des anneaux différents . Ainsi , un même paquet peut être réutilisé à chaque croisement .

Les faisceaux sont crées et préaccélérés avant d'entrer dans HERA.

- Les électrons sont produits dans le préaccélérateur LINAC I , regroupés par paquets de 4.10^{10} particules et accélérés jusqu'à 12 GeV dans l'anneau PETRA II avant d'être injectés puis accélérés dans HERA. On obtient alors 70 paquets d'électrons d'énergie 27.5 GeV. L'opération est répétée trois fois pour atteindre 210 paquets .
- Les protons proviennent d'ions hydrogène .Les 70 paquets sont accélérés à 40 GeV dans PETRA puis envoyés dans HERA . L'opération est répétée pour obtenir 210 paquets de protons de 920 GeV.

Les paquets de particules sont séparés de 96 ns . L'énergie disponible dans le centre de masse est importante : $\sqrt{s} \approx 318 GeV$

3.1.2 Luminosité

La luminosité est une caractéristique importante des faisceaux , correspondant au nombre de particules fournies par unité de surface et de temps. Elle est déterminée en étudiant des diffusions dont la section efficace est parfaitement calculable (collisions e^+ - e^-) : c' est le rapport entre le nombre d'événements observés et la section efficace. La figure 3.2 montre la luminosité intégrée mesurée dans H1 depuis sa mise en service. Entre 92 et 98 , HERA a fonctionné en mode positrons - protons , et le faisceau de positrons a été remplacé en 1998 par des électrons.

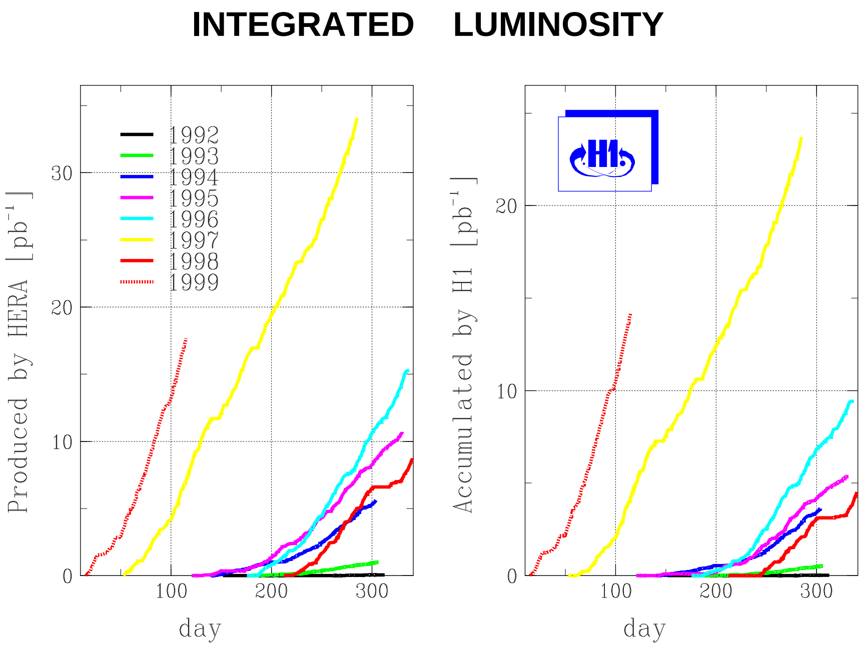


Figure 3.2: Luminosité intégrée délivrée par HERA depuis 1992

3.2 Le détecteur H1

3.2.1 Description générale

La direction z est celle des protons incidents . L'axe y pointe vers le haut du détecteur et x est tel que le trièdre xyz soit direct.L'origine du repère est le point où doivent avoir lieu les interactions . L'angle θ est défini par rapport à la direction $z > 0$ et l'angle azymutal ϕ par rapport à l'axe x .

Le détecteur est asymétrique du fait de l'importante énergie donnée aux protons : la majorité des produits de l'interaction sera projetée vers l'avant (direction des protons incidents).

Description rapide des différents éléments qui le composent :

- détecteurs de traces : chambres centrales , avant et arrière , qui permettent de reconstruire les trajectoires .
- 4 calorimètres différents permettent de mesurer l'énergie des particules.
- Bobine supraconductrice : fournit un champ magétique suffisamment puissant (1.2 T) pour courber les trajectoires des particules , ce qui permet de mesurer leur impulsion transverse et leur charge.
- détecteur de muons : ces particules interagissent très peu avec la matière. On ne peut pas mesurer leur énergie mais seulement détecter une trace.Ce détecteur encercle complètement H1 . (voir Ch 4.3 "événements particuliers")

3.2.2 Les détecteurs de traces

Ces détecteurs ne sont sensibles qu'aux particules chargées.La reconstruction des traces permet de trouver la position du vertex (lieu de l'interaction) et de mesurer les angles de diffusion des jets de hadrons. L'application d'un champ magnétique courbe les trajectoires , dont le rayon de courbure R est relié à la charge des particules et à leur impulsion transverse P_T :

$P_T = qRB$ et $Pc \approx 300RB$ (avec R en mètre et B en Tesla)

3.2.3 Le calorimètre

Principe : les particules interagissent avec la matière du calorimètre et perdent la totalité de leur énergie en créant des gerbes de particules secondaires. L'alternance de matériaux où la production de gerbes est importante avec des zones de détection permet de mesurer l'énergie déposée par la particule incidente.La relation entre son énergie et celle mesurée dans le calorimètre est donnée par la calibration (mesures effectuées en connaissant l'énergie des particules incidentes). Ce type de détecteur possède plusieurs avantages , en particulier celui de différencier les électrons et les photons des hadrons par la forme des gerbes créées : les premières sont très compactes (dues à l'interaction électromagnétique) et situées au début du calorimètre , tandis que les hadrons doivent traverser davantage de matière pour perdre toute leur énergie (ionisation et interaction forte). Le calorimètre est donc partagé en deux parties , électomagnétique et hadronique. Un second intérêt provient de la segmentation de ce détecteur , qui permet d'obtenir des informations sur le développement de la gerbe et ainsi de remonter à la trajectoire et à l'angle des particules incidentes.

Quatre calorimètres différents sont utilisés dans H1 :

- LAr : calorimètre à Argon Liquide . C'est le plus volumineux et le plus utilisé dans l'analyse , il couvre la partie centrale et l'avant du détecteur ($4° < \theta < 154°$). Il est constitué de plaques de plombs baignées dans l'argon Liquide pour la partie électomagnétique , remplacées par de l'acier pour la partie hadronique.
- PLUG : constitué de couches de cuivres et de détecteurs en silicium.
  ($0.6° < \theta < 3.5°$)
- SpaCal : (Spaghetti Calorimeter) mesure l'énergie des particules diffusées vers l'arrière. ($155° < \theta < 178°$)
- fer instrumenté : permet de mesurer l'énergie des gerbes hadroniques qui ne sont pas totalement absorbées par les autres calorimètres.

3.3 Aquisition des données et analyse des événements dans H1

Les croisements de faisceaux ont lieu toutes les 96 ns ,tandis que la lecture de tous les détecteurs et la reconstruction complète de l'événement prend 200 ms.Il n'est donc pas possible de reconstruire toutes les interactions provoquant un signal dans le détecteur.D'autre part , le volume des données mises en mémoire devient rapidement important.Ceci explique la nécéssité d'avoir un système de lecture rapide des informations fournies par les détecteurs , ainsi qu'un système de décision pour identifier les événements susceptibles de nous interesser.Ce système est basé sur plusieurs niveaux de sélection , utilisant des informations de plus en plus complètes afin de rejeter au maximum le bruit de fond sans gêner la physique attendue ,et en limitant les effets systématiques qui peuvent avoir lieu : particules secondaires issues d'interactions protons/tube ou proton/gaz résiduel , muons cosmiques ...

3.3.1 Les niveaux de décision

- Niveau L1 : vérifie si le temps d'arrivée d'une particule dans le détecteur est corrélée à un croisement de faisceau.
- Niveau L2 et L3 : vérifient la corrélation des réponses données par les différents détecteurs.Les événements sont rejetés en faisant avorter la procédure de lecture des détecteurs.
- Niveau L4 : l'écriture sur le disque est amorcée ainsi que la reconstruction des traces . On peut ansi effectuer des tests et supprimer les événements qui ne vérifient pas certains critères.
- Niveau L5 : reconstruction des trajectoires et réduction des données au format DST (Data Summary Tape),structurées par événements.Chaque utilisateur peut ensuite créer des n-tuples ($\approx$ tableaux dont les lignes représentent les événements et les colonnes des variables telles que l'énergie, l'impulsion...) à partir de ces DST.

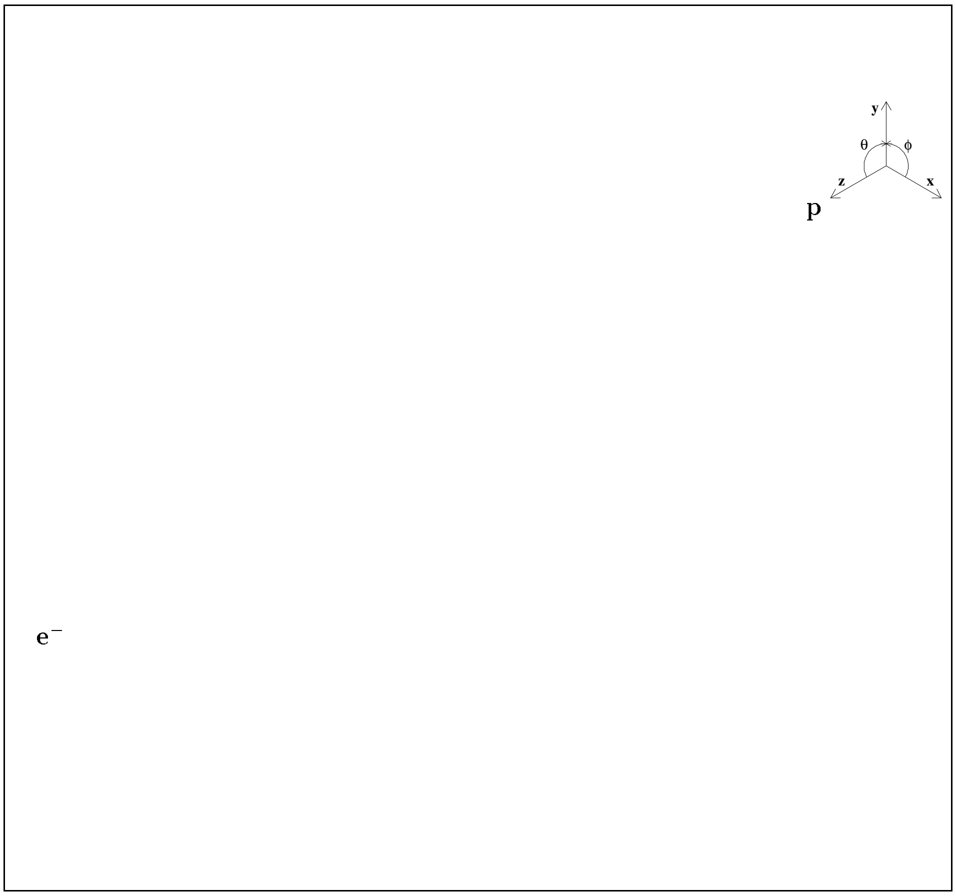
Notre travail se situe au niveau de l'utilisation des n-tuples sur lesquels a déjà été appliqué le critère $P_T > 10GeV$

3.3.2 Simulations Monté-Carlo

L'utilisation de logiciels de simulation présente plusieurs étapes :

- La simulation des processus de base dans l'interaction électron-proton permet de générer des événements conformes aux prédictions théoriques (probabilité de l'événement , valeurs des variables cinématiques).
- La simulation de l'interaction des particules résultantes avec le détecteur permet d'obtenir la fonction de réponse du détecteur en comparant les variables cinématiques réelles (simulées) aux variables mesurées.

La simulation étant idéale , il faut lui ajouter des événements réels de bruits de fond.Elle nous fournit alors une représentation des phénomènes physiques attendus et un moyen de comparer les données réelles aux prédictions.



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

Figure 3.3: Le détecteur H1

Chapitre 4

Analyse de données

Les données utilisées ont été prises en 1998 et de janvier à mai 1999. Elles contiennent environ 30 000 événements . Après l'application des coupures , il nous reste environs 600 candidats CC .Ce petit nombre d'événements implique une erreur statistique importante . Malgré celà , la comparaison de ces données avec les prédictions théorique apporte une information nouvelle sur la structure du proton et les paramètres de l'interaction faible. .

4.1 Recherche des courants chargés (CC)

Comme nous l'avons vu précédemment , les courants chargés se caractérisent principalement par de l'impulsion transverse manquante (notée ${P_T}^{miss}$).D'autre part , il faut tenir compte d'un certain nombre de contraintes apportées par les bruits de fond et la réponse des différents détecteurs. Pour isoler nos événements CC , nous devons appliquer des critères de sélections (ou *coupures*) aux données. Ils seront de deux types :

1. Coupures liées à la qualité des mesures et au bon fonctionnement des détecteurs.
2. Coupures liées aux caractéristiques des CC et à l'élimination des bruits de fond .

Enfin , il existe un certain nombre de corrections à apporter aux mesures.

4.1.1 Coupures 1

- BG-finder : ensemble de logiciels qui suppriment les bruits de fond dûs aux muons cosmiques qui traversent le détecteur .
- Timing : cherche une corrélation entre les temps de déclenchement des différents détecteurs et les croisements de faisceaux . Il permet la suppression des bruits de fond liés aux interactions faisceaux/gaz résiduel ou faisceaux/parois en utilisant les temps de passage dans le calorimètre à argon liquide et le détecteur de traces (CJC).
- Détection du vertex : il est important que le lieu de l'interaction soit correctement reconstruit , afin de pouvoir mesurer avec précision les angles

des jets (utilisés pour calculer les variables cinématiques).Pour passer la coupure , le vertex doit se situer à ± 40 cm du centre du détecteur.

- Pour avoir une mesure fiable des événements, nous demandons à ce que les principaux détecteurs soient en état de prendre des données (que les bits contenant l'information sur l'état de la haute tension soient "ON").

4.1.2 Coupures 2

- ${P_T}^{miss} > 15$ GeV : isole les courants chargés.
- $\frac{V_{AP}}{V_P} < 0.15$: on projette l'impulsion des différentes particules constituant l'événement sur la direction du ${P_T}^{miss}$.Le rapport entre les composantes parallèles (V_P)et anti-parallèles (V_{AP}) est proche de 0 pour les CC. Cette coupure nous permet d'éliminer les événements de photoproduction , pour lesquelles ce rapport est de 0.5.
- e-finder : repère les courants neutres en cherchant un électron dans le calorimètre ou dans le détecteur de traces .Un événement est supprimé si l'angle entre l' électron et le jet de hadrons vérifie $\Delta\phi > 120°$.
- Pour éliminer le bruit de fond tout en gardant une bonne efficacité pour les événements ayant des jets à petit angle , nous demandons à ce que les événements dont l'angle hadronique $\theta_{had} > 25°$ contiennent une trace de bonne qualité correctement recontruite dans les détecteurs.
- Cluster Tracks-links : cherche une corrélation entre les traces laissées par les particules et les amas d'énergie déposés dans le calorimétre.
- Coupure sur la mesure de la corrélation entre les traces et la proportion d'énergie électromagnétique des jets hadroniques,pour supprimer les muons cosmiques et de halos (issus de l'interaction proton/tube ou proton/gaz). Cette coupure est illustrée sur la figure 4.1.
- Scanning : rejet des derniers bruits de fond par visualisation des traces et des dépots d'énergie (logiciel Events Display).Sur environ 600 événements scannés,15 ont été identifiés comme des muons cosmiques, 5 comme des courants neutres .Dans les données 98 ,une vingtaine d'événements ont été supprimés à cause d'un mauvais fonctionnement du SPACAL.
- $y < 0.9$: la résolution sur la valeur de Q^2 est mauvaise pour des valeurs de y trop grandes .

4.1.3 Corrections

- Efficacité de trigger : Le déclenchement des détecteurs n'est pas toujours efficace pour les événements ayant un jet à faible impulsion transverse. Sans cette correction ,on observe un surplus de Monté-Carlo à bas P_T. Cet effet n'est pas directement simulé dans le MC .La correction est appliquée sous forme d'une fonction de ${P_T}^{miss}$ et de θ_{had}.

- Calibration du calorimètre hadronique : le rapport entre l'énergie hadronique calculée à partir de la méthode double angle (et donc indépendante de l'échelle d'énergie du calorimètre) et de l'énergie hadronique mesurée n'est pas tout à fait égal à 1 . On utilise donc des variables corrigées qui rectifient la réponse donnée par le calorimètre. (Remarque : ce calcul est effectué sur des courants neutres).

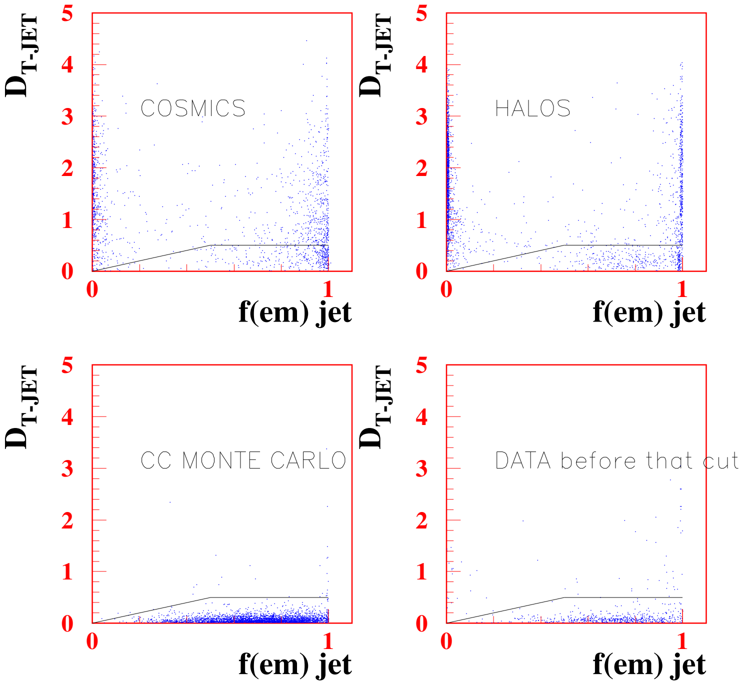


Figure 4.1: coupure des événements de bruit de fond dus aux muons cosmiques et de halos à parti de la corrélation trace/fraction d'énergie électromagnétique portée par le jet

4.2 Analyse des données

4.2.1 Comparaisons données/Monte-Carlo

La figure 4.3 montre un certain nombre de comparaisons entre les données et les simulations afin de vérifier la validité des mesures :

- E-P_Z : somme de l'énergie déposée dans le détecteur moins l'impulsion des particules selon l'axe z . Le proton se déplace initialement dans la direction $z > 0$, donc son E-P_Z est nul tandis que pour l'électron qui se déplace en sens inverse ,il vaut deux fois son énergie initiale .Le E-P_Z de l'état final devant être égal à $\approx 55 GeV$, c'est donc une variable qui nous indique si toutes les particules de l'état final ont été détectées (à l'exception des restes du proton dont le E-P_Z est quasiment nul)

- la position du vertex ,l'impulsion manquante et les angles de diffusion des jets permettent de vérifier la qualité de la sélection des événements .

- Le 3^{ieme} graphique de la figure 4.3 illustre la coupure $\frac{V_{AP}}{V_P}<0.15$.

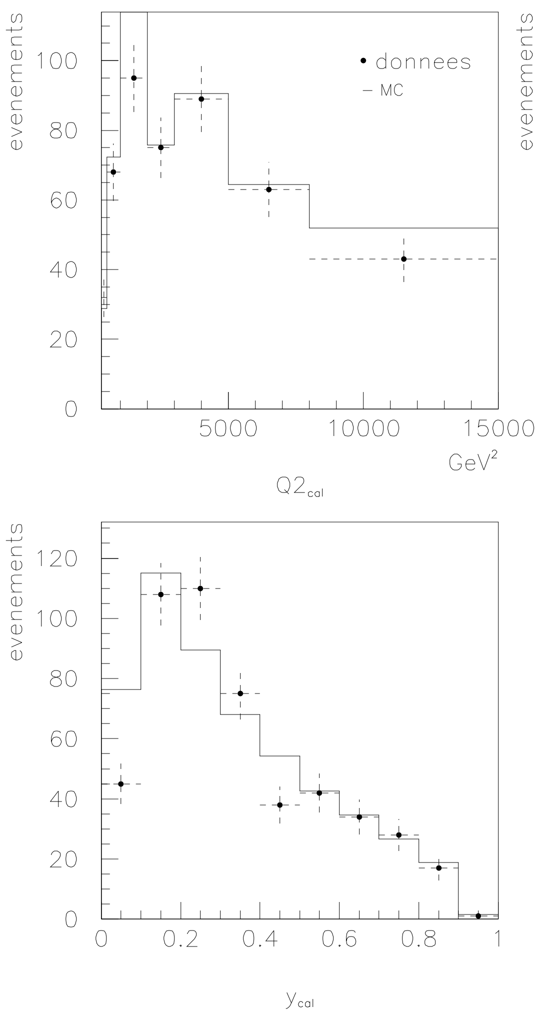


Figure 4.2: comparaison données - Monté Carlo des variables cinématiques

La figure 4.2 montre la distribution des valeurs des variables cinématiques Q^2 , x et y simulées (histogramme) et celle des données (points).Les variables cinématiques des données ont été calculées à partir des mesures d'impulsion et d'énergie fournies par le calorimètre hadronique (cf Ch2 , expressions (2.1),(2.2) et (2.3))

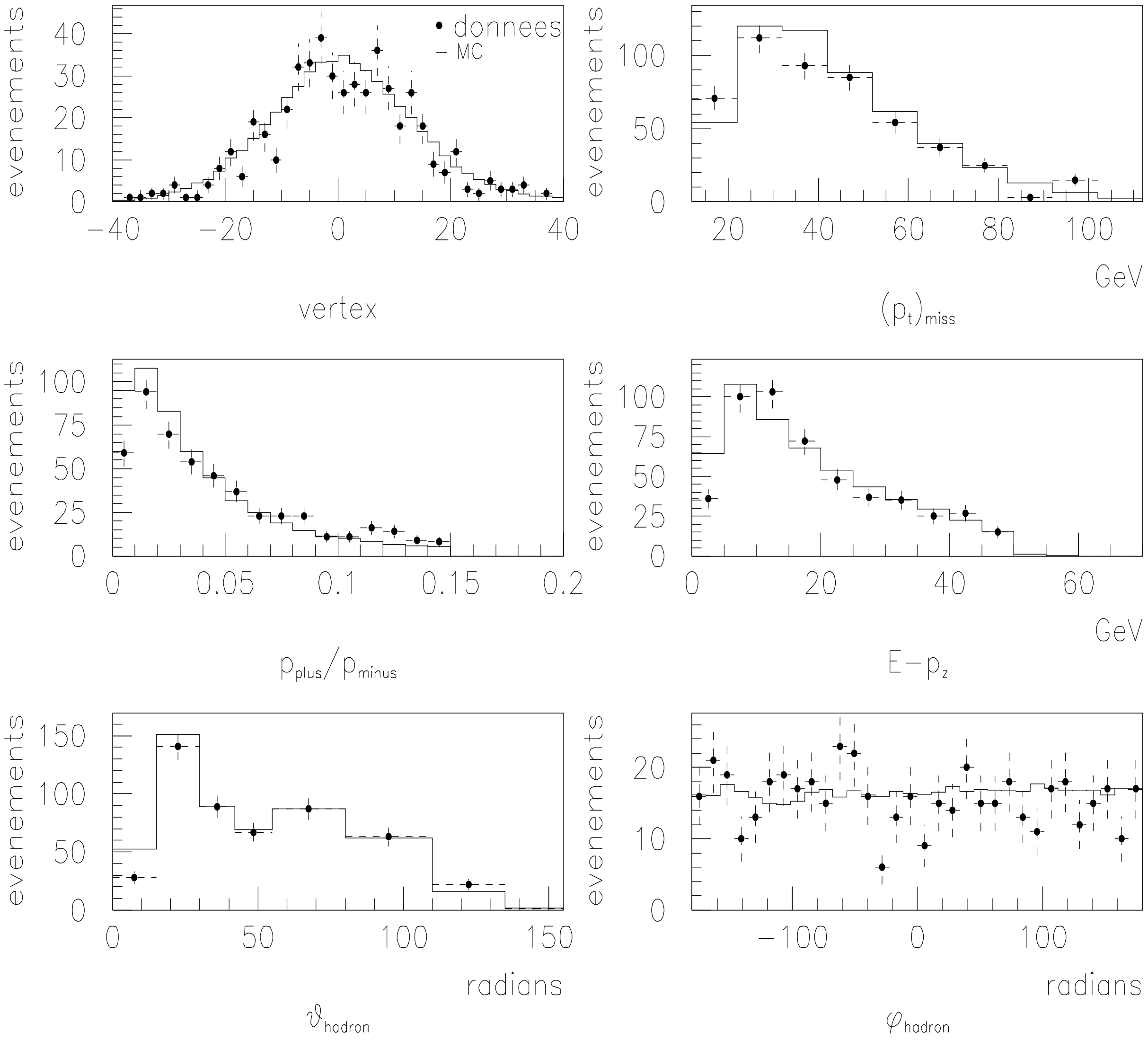


Figure 4.3: comparaison données - Monté Carlo

4.2.2 extraction des sections efficaces

La section efficace représente la probabilité de réalisation d'un processus . Si on note N^{vrai} le nombre d'événements qui se sont produits et $\mathcal{L}$ la luminosité du détecteur , on a $N^{vrai} = \sigma\ \mathcal{L}$. L'intérêt de cette grandeur est qu'elle peut être déterminée grâce aux équations de la QCD , offrant ainsi un moyen de comparer directement les mesures aux prédictions.

Le calcul de la section efficace des données doit se faire sur le nombre d'événements enregistrés ($N^{trouvé}$) , corrigé par l'efficacité de détection ϵ: $N^{trouve} = \epsilon\ N^{vrai}$. Cette efficacité est déterminée à partir des Monté Carlo :c'est le rapport entre le nombre réel de CC simulés et celui qui reste après l'application de toutes les coupures.Elle tient compte de 2 effets différents :

- l'efficacité intrinsèque du détecteur $= \frac{nb\ de\ particules\ détectées}{nb\ de\ particules\ incidentes}$
- la migration d'événements : la valeur mesurée des variables cinématiques n'est pas celle qui a été générée.

La figure 4.4 montre la superposition simulations/données réelles du nombre d'événements trouvés en fonction du domaine cinématique (bins de x et de Q^2). Si on considère $N^{trouvé}(x,Q^2) = \sigma \cdot bin(x) \cdot bin(Q^2)$ comme une aproximation de l'intégrale de la section efficace différentielle sur un bin , la section efficace s'obtient en divisant le résultats précédent par la largeur des intervalles de x et de Q^2 (cf 4.1). Elle est représenté sur les graphes 4.5

$$\sigma = \frac{N^{trouvé}}{\epsilon\ \mathcal{L}} \cdot \frac{1}{bin(x)\ bin(Q^2)} \tag{4.1}$$

La figure 4.6 représente la comparaison données/simulations du nombre d'événements en fonction de Q^2 et 4.7 les sections efficaces différentielles. L'intégration de cette dernière quantité nous donne une section efficace totale de 52.4 pb pour les données. Le même calcul effectué sur les simulations fournit un chiffre proche : 55.4 pb. (1 barn = $10^{-24} cm^2$).

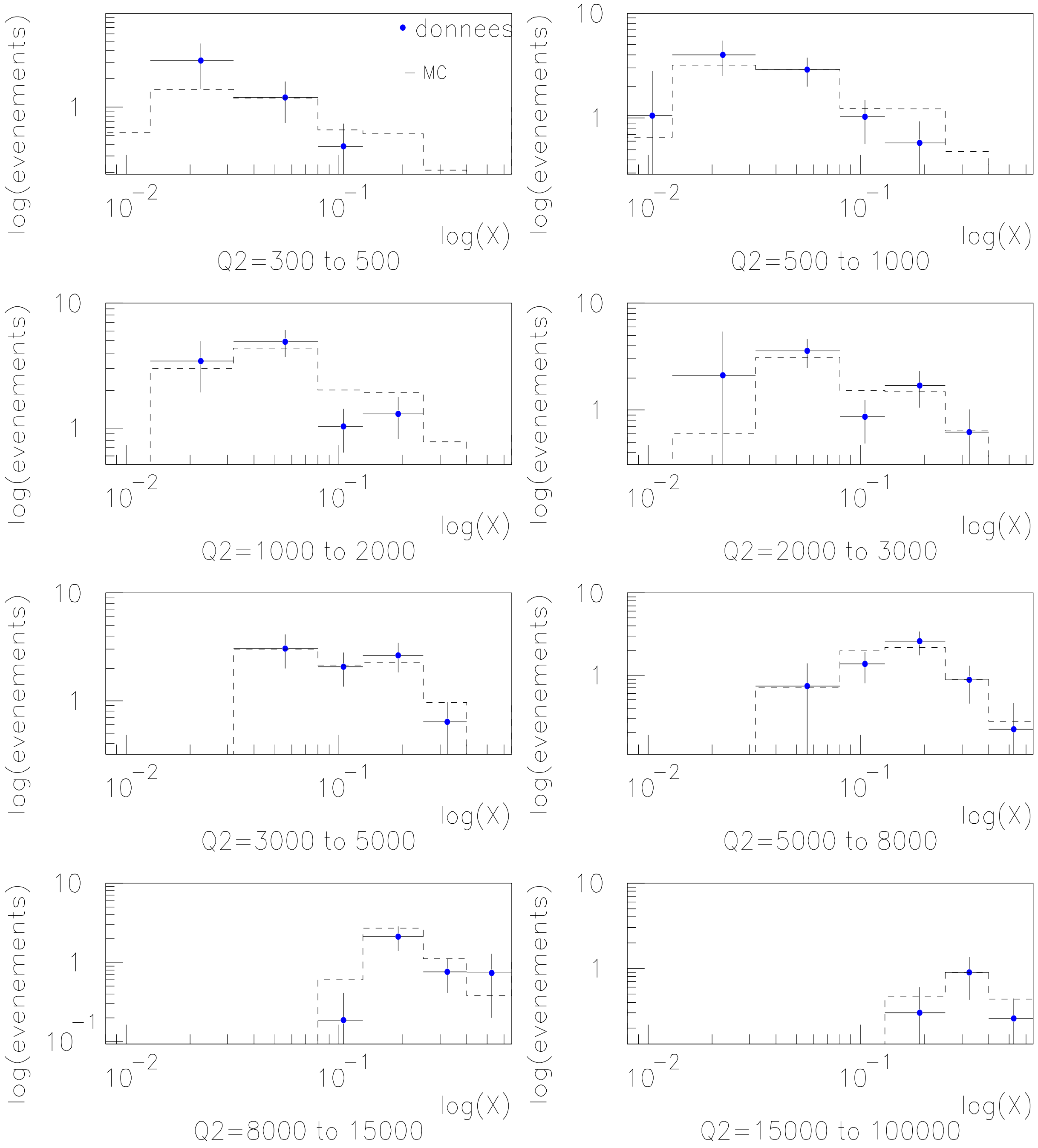


Figure 4.4: Nombre d'événements trouvés en fonction du domaine cinématique (x ,Q^2)

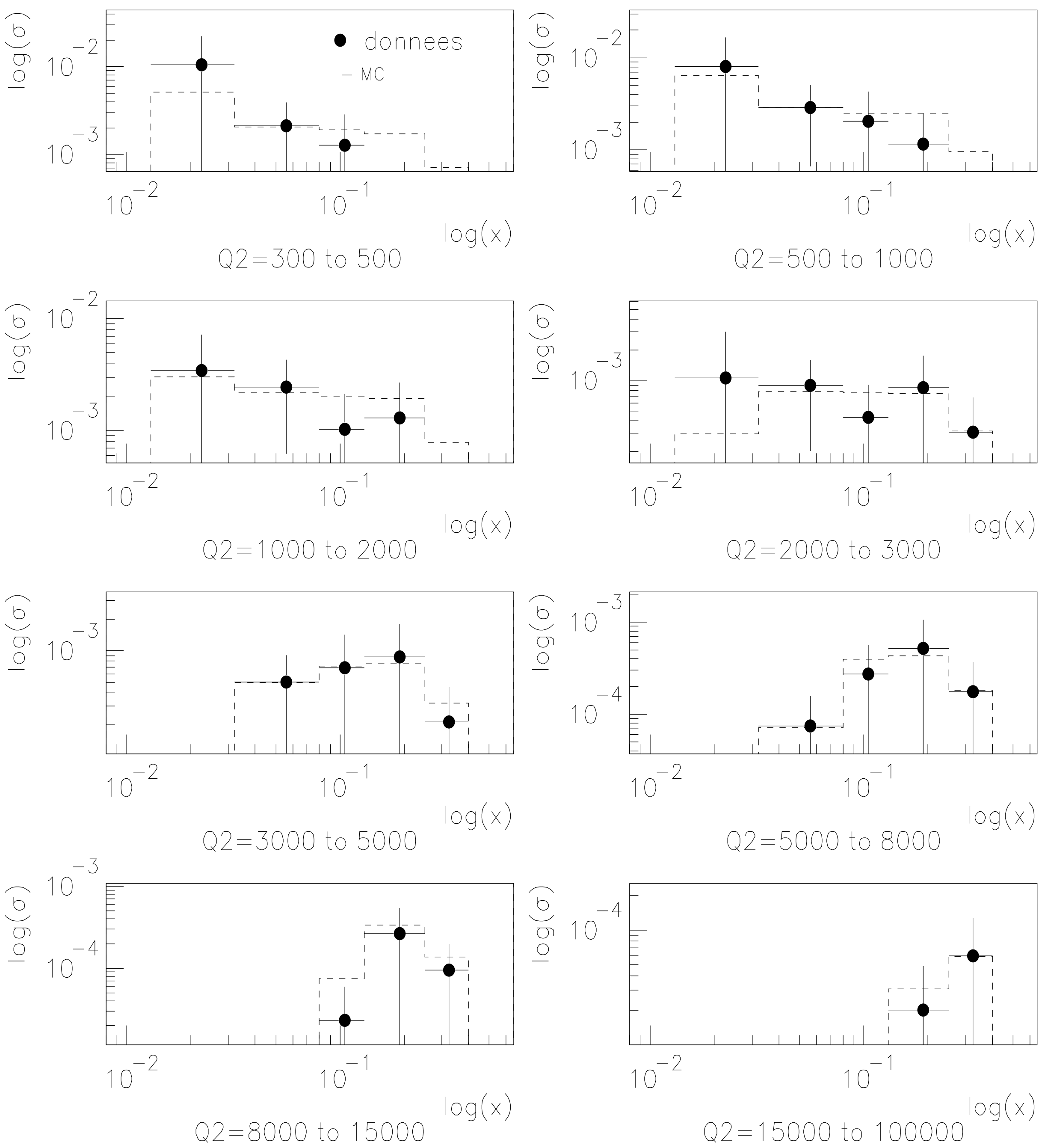


Figure 4.5: $\frac{d\sigma}{dQ^2dx}$

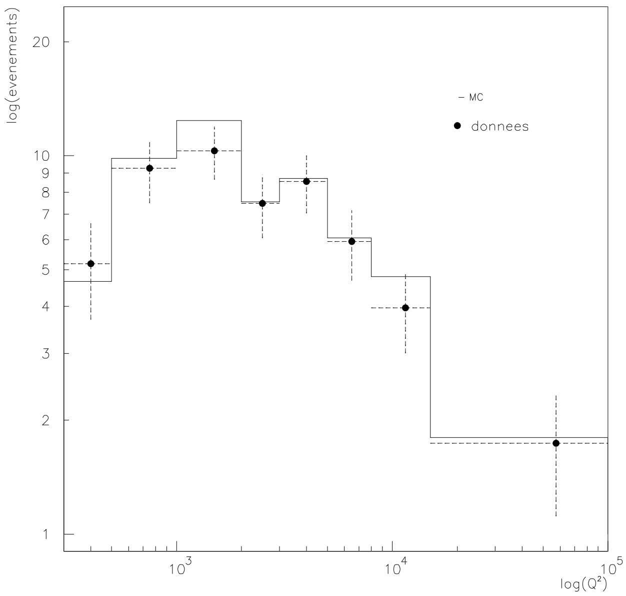


Figure 4.6: Nombre d'événements trouvés en fonction de Q^2

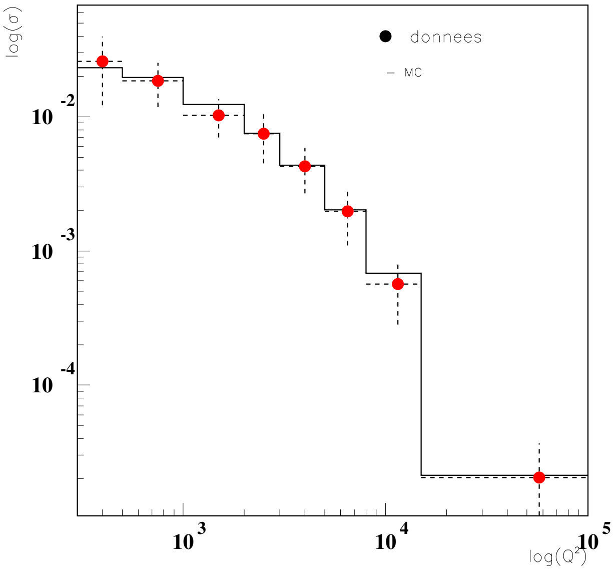


Figure 4.7: $\frac{d\sigma}{dQ^2}$

Q^2 (GeV^2)	$\frac{d\sigma}{dQ^2}$ (pb/GeV^2)
300	$2.59051 \cdot 10^{-2}$
500	$1.85219 \cdot 10^{-2}$
1 000	$1.02936 \cdot 10^{-2}$
2 000	$7.48396 \cdot 10^{-3}$
3 000	$4.27479 \cdot 10^{-3}$
5 000	$1.97596 \cdot 10^{-3}$
8 000	$5.66352 \cdot 10^{-4}$
15 000	$2.04474 \cdot 10^{-5}$

Figure 4.8: section efficace simple différentielle $\frac{d\sigma}{dQ^2}$

Les tableaux 4.8 et 4.1 regroupent les valeurs de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ et $\frac{d\sigma}{dQ^2 dx}$. Ils nous permettent ainsi de comparer ces résultats avec ceux obtenus pour les collisions positron/proton et publiés dans [2] (placés en annexe).

Q^2 (GeV^2)	x	$\frac{d\sigma}{dxdQ^2}$ (pb$/GeV^2$)	Q^2 (GeV^2)	x	$\frac{d\sigma}{dxdQ^2}$ (pb$/GeV^2$)
300	0.008	0	3 000	0.008	0
300	0.013	$1.04815 \cdot 10^{-2}$	3 000	0.013	0
300	0.032	$2.11848 \cdot 10^{-3}$	3 000	0.032	$5.09275 \cdot 10^{-4}$
300	0.08	$1.27692 \cdot 10^{-3}$	3 000	0.08	$6.8922 \cdot 10^{-4}$
300	0.13	0	3 000	0.13	$8.7901 \cdot 10^{-4}$
300	0.25	0	3 000	0.25	$2.11793 \cdot 10^{-4}$
300	0.4	0	3 000	0.4	0
300	0.65	0	3 000	0.65	0
500	0.008	0	5 000	0.008	0
500	0.013	$8.02799 \cdot 10^{-3}$	5 000	0.013	0
500	0.032	$2.89406 \cdot 10^{-3}$	5 000	0.032	$7.44511 \cdot 10^{-5}$
500	0.08	$2.05245 \cdot 10^{-3}$	5 000	0.08	$2.73743 \cdot 10^{-4}$
500	0.13	$1.16329 \cdot 10^{-3}$	5 000	0.13	$5.1629 \cdot 10^{-4}$
500	0.25	0	5 000	0.25	$1.75768 \cdot 10^{-4}$
500	0.4	0	5 000	0.4	0
500	0.65	0	5 000	0.65	0
1 000	0.008	0	8 000	0.008	0
1 000	0.013	$3.45104 \cdot 10^{-3}$	8 000	0.013	0
1 000	0.032	$2.45479 \cdot 10^{-3}$	8 000	0.032	0
1 000	0.08	$1.03173 \cdot 10^{-3}$	8 000	0.08	$2.33167 \cdot 10^{-5}$
1 000	0.13	$1.305 \cdot 10^{-3}$	8 000	0.13	$2.64972 \cdot 10^{-4}$
1 000	0.25	0	8 000	0.25	$9.53402 \cdot 10^{-5}$
1 000	0.4	0	8 000	0.4	0
1 000	0.65	0	8 000	0.65	0
2 000	0.008	0	15 000	0.008	0
2 000	0.013	$1.06222 \cdot 10^{-3}$	15 000	0.013	0
2 000	0.032	$8.90701 \cdot 10^{-4}$	15 000	0.032	0
2 000	0.08	$4.3251 \cdot 10^{-4}$	15 000	0.08	0
2 000	0.13	$8.47155 \cdot 10^{-4}$	15 000	0.13	$2.01325 \cdot 10^{-5}$
2 000	0.25	$3.11081 \cdot 10^{-4}$	15 000	0.25	$5.97847 \cdot 10^{-5}$
2 000	0.4	0	15 000	0.4	0
2 000	0.65	0	15 000	0.65	0

Tableau 4.1: section efficace double différentielle $\frac{d\sigma}{dQ^2}$

4.3 Evénements particuliers

Les événements ayant un lepton isolé et de l' impulsion transverse manquante passent les coupures que nous avons utilisées .Ces événements rares sont l'objets d'études spécifiques , c'est pourquoi j'expose ici deux d'entre eux , découverts par hasard en visualisant les CC .

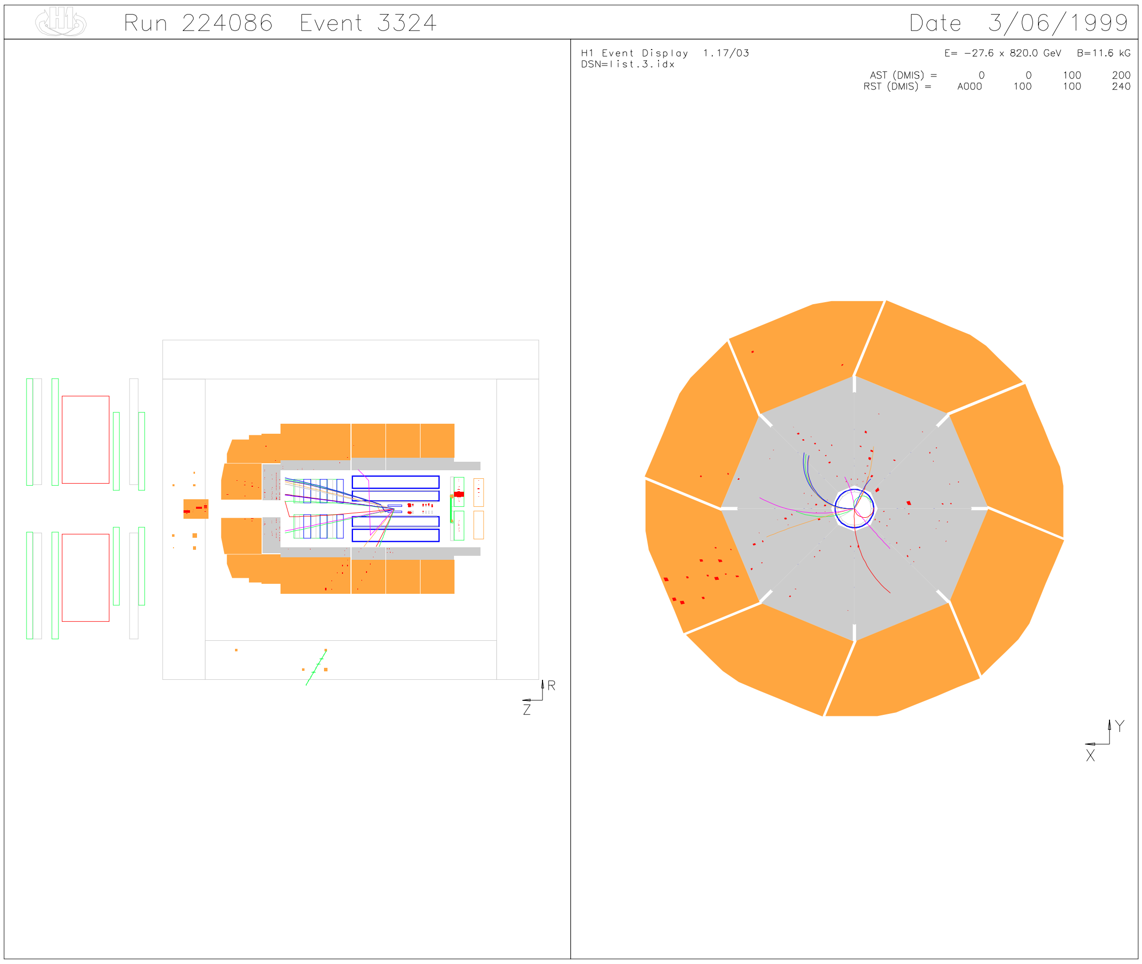


Figure 4.9: muon isolé à grande impulsion transverse

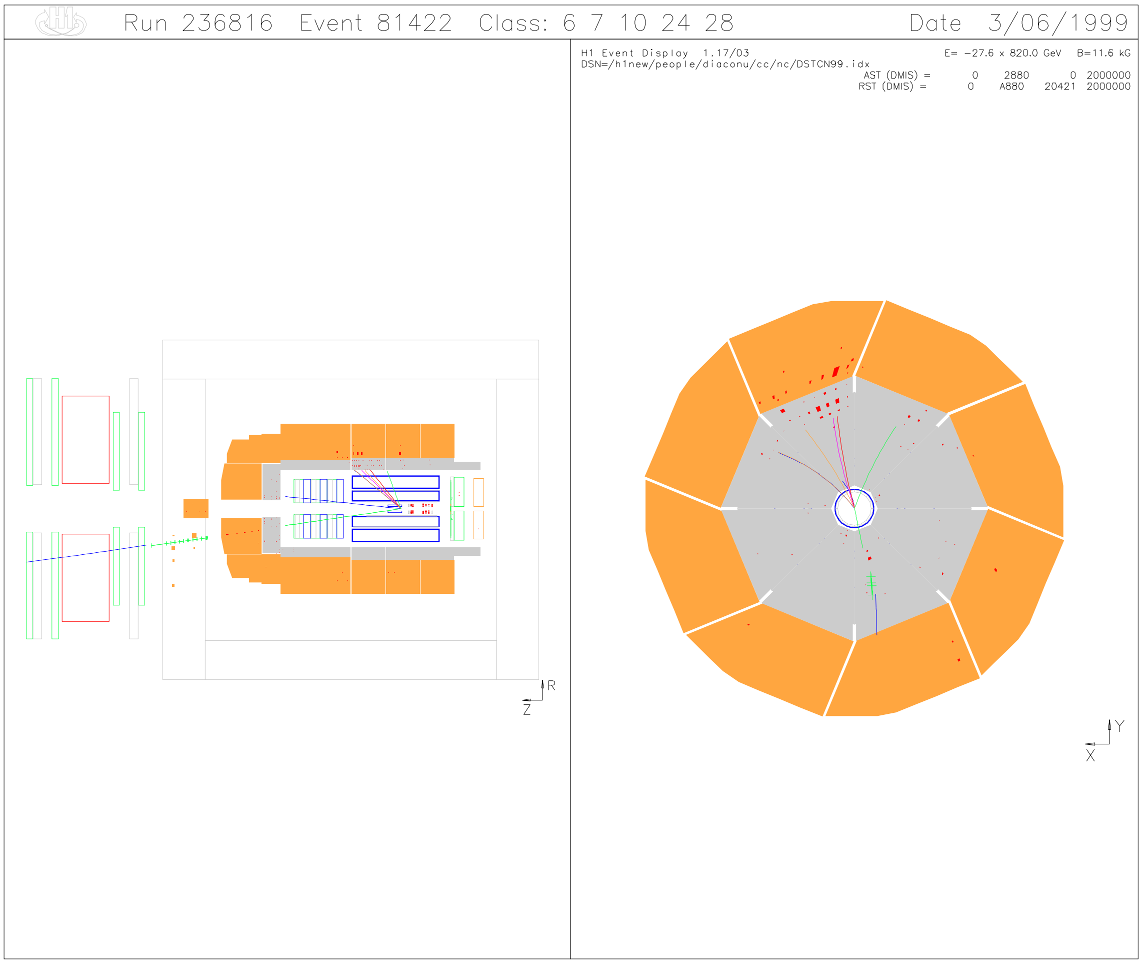


Figure 4.10: muon isolé et impulsion transverse manquante

Chapitre 5

Conclusion

Les résultats obtenus montrent une bonne concordance entre les mesures et les prédictions théoriques . Une déviation par rapport au modèle standard doit être recherchée à des énergies dans le centre de masse beaucoup plus élevées. La comparaison électron/positron n'est pas très concluante , il serait interessant de recommencer lorsque les volumes des mesures seront plus importants.

Malgré sa courte durée ,ce stage m' a permis de voir ce que peut être le travail d'un chercheur dans le domaine de l'expérimentation ,et en particulier l'importance de la collaboration entre les différentes équipes de recherche ,puisque H1 réunit plus de 300 chercheurs de 12 pays différents . Le travail personnel est basé sur l'utilisation d'outils informatiques nécéssaires à l'analyse des données. Ceci m'a permis d' appliquer mes connaissances en programmation lors de la recherche des événements.J'ai pu me familiariser avec l'environnement UNIX , le logiciel PAW (Physics Analysis Workstation) pour le traitement des données, et LATEX lors de la rédaction de ce rapport.

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, ICHEP98, contributed paper 581.

[2] H1 Collaboration, "Mesurement of Neutral and Charged Current Cross-Sections in Positron-Proton Collisions at Large Momentum Transfert", publication avril 99

[3] G*ü*nter Wolf , "HERA Physics",février 1994

[4] Isabelle Négri , "Recherche de fermions excités dans l'expérience H1 auprès du collisionneur positron-proton HERA",Thèse ,1998

[5] Axel Pieuchot ,"Mesure des diffusions positron-proton profondément inélastiques à courant chargé et courant neutre sur le collisionneur HERA " Thèse 1996

[6] Cristinel Diaconu ,"Mesure de la polarisation du baryon Λ_b dans les événements Z $\longrightarrow b\bar{b}$ à l'expérience ALEPH au LEP", Thèse 1996

[7] Particle Data Group , "Particle Physics Booklet" , juillet 1998