Université Blaise-Pascal, Clermont-Ferrand

Xavier Defay

Analyse du processus Compton au sein de l'expérience H1

Centre de Physique des particules de Marseille

Stage de maîtrise effectué sous la tutelle d'Emmanuel Sauvan

Avril-juin 2003

Table des matières

Remerciements

Je remercie le directeur du Centre de Physique des Particules de Marseille, Elie Aslanides, pour m'avoir acueilli dans son laboratoire.

Merci à Claude Vallée, directeur du département H1 à Marseille, sans qui le stage n'aurait pas été possible.

Je tiens à remercier mon maître de stage, Emmanuel Sauvan, qui s'est toujours montré disponible et m'a parfaitement encadré durant toute la durée de mon stage.

Je remercie les doctorants pour tous les conseilles, les informations ou la sympathie qu'ils m'ont apportée.

Merci à Franca Cassol pour l'aide informatique.

Et enfin, je remercie Benoit Forestier et Louis-Pierre Says pour leurs conseils concernants le choix du stage.

Introduction

Le but de la physique des particules est de sonder le coeur de la matière. Pour ceci, on accélére des particules à des vitesses proches de celle de la lumière puis on les fait se collisionner. Le résultat de cette collision permet de nous renseigner sur la structure et les interactions qui existent au sein de la matière. Le collisionneur électron-proton HERA à Hambourg permet d'obtenir une énergie dans le centre de masse de 300 GeV. La résolution spaciale, étant fonction de $\frac{1}{energie}$, atteind 10^{-18}m, ce qui fait de HERA un des microscopes les plus puissants au monde pour observer la structure du proton.

Le centre de physique des particules de Marseille possède une équipe travaillant sur H1, une des quatre expériences se situant à HERA. C'est au sein de cette équipe que j'ai choisi d'effectuer mon stage de maîtrise de sciences-physiques pour une durée de trois mois. La tâche qui m'a été proposée est une analyse de données prises sur le détecteur H1 de 1994 à 2000 : l'étude du canal de désintégration QED Compton, afin de calculer sa section efficace.

Après une brève présentation du laboratoire, une partie théorique puis une présentation du détecteur et de l'accélérateur, nous passerons à l'analyse du canal de désintégration QED Compton.

Chapitre 1

Le Centre de Physique des Particules de Marseille

Le Centre de Physique des Particules de Marseille est un laboratoire qui relève de l'IN2P3 (institut regroupant les activités physique des particules et physique nucléaire au sein du CNRS) et de l'Université de la Méditerranée (Aix-Marseille II). Il est situé sur le campus de la Faculté de Luminy, proche des Calanques. Le laboratoire compte une centaine de personnes, dont 34 chercheurs CNRS et enseignants-chercheurs de l'Université et 65 ingénieurs, techniciens et administratifs, auxquels s'ajoutent 15 doctorants et visiteurs étrangers. Il est dirigé par Elie Aslanides.

1.1 Les services techniques et les liens avec l'université

Les services techniques du laboratoire, électronique, informatique, mécanique, assurent la conception et la construction des différents détecteurs nécéssaires aux expériences. La réalisation de ces grands détecteurs de particules requiert le développement et l'application de technologies avancées en instrumentation, en micro-électronique et en informatique.

Le niveau des compétences développées au CPPM dans plusieurs domaines technologiques permet au laboratoire d'accéder à une communauté plus large. Les dernières réalisations en matière de transferts technologiques comprenent un module de comunication optique, l'application des détecteurs à pixels à l'imagerie par rayons-X ainsi qu'une réalisation muséographique liée aux rayons cosmiques. Le laboratoire est centre de compétences agréé par Jessica, progamme visant à sensibiliser les PME, PMI aux techniques microélectroniques. Le CPPM fait aussi partie du CREMSI, Centre Régional d'Etude en microélectronique sur le Silicium qui a vocation de renforcer la filière microélectronique dans la région Provences Alpes Côtes d'Azur.

Le CPPM contribut activement à la diffusion des connaissances, à l'enseignement supérieur et à la formation par la recherche au niveau du second cycle de l'enseignement secondaire, des classes préparatoires aux grandes écoles et tous les cycles universitaires. Un tiers de nos chercheurs sont enseignants-chercheurs à l'Université de la Mediterranée. De nombreux chercheurs CNRS et ingénieurs participent également aux enseignements de l'UFR Sciences, de l'Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Luminy et des Universités de provences et d'Aix-Marseille III. Le CPPM assure des enseignements au DEA Physique des particules, Modélisation et Physique Mathématique. Il est aussi laboratoire d'accueil de six écoles doctorales .

1.2 Les différentes expériences étudiées au centre de physique des particules

La vocation principale du laboratoire est la recherche fondamentale en physique des particules, physique des constituants élementaires de la matière et leurs interactions et en astroparticules, l'observations des particules élémentaires dans l'univers.

Les programmes expérimentaux du laboratoire s'inscrivent dans les problématiques et interactions fondamentales de notre discipline :

- les tests du Modèle Standard, cadre théorique actuel, décrivant de manière unifiée, les interactions électromagnétiques et faibles;
- la compréhension du mécanisme à l'origine de la masse des particules élémentaires;
- la recherche des phénomènes ou des particules prédits dans le cadre de théorie proposées pour une description unifée de l'ensemble des forces d'interactions élémentaires, telles qu'elles ont prévalu au début de notre univers;
- l'étude la violation de CP, indispensable pour l'explication de l'assymétrie matière-antimatière observée dans l'univers.

Le CPPM participe, au sein de collaborations internationales, aux expériences H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA à DESY Hambourg, et D0 auprés du collisionneur proton-antiproton Tevatron à Fermilab, près de Chicago. Il participe également au montage des détecteurs des expériences ATLAS LHCb pour la physique auprès du LHC au Cern. Ce grand collisionneur permettra, à patrir de 2007, d'aborder l'ensemble de ces recherches dans un domaine d'énergie et avec des luminosités inégalables. La détection de neutrinos cosmiques de hautes énergies complète et élargit ces champs d'investigation et permet l'observation de l'univers par l'expérience ANTARES, détecteur de neutrinos sous la mer.

1.3 L'expérience H1

L'expérience H1, au sein de laquelle j'ai effectué mon stage, est basée sur le site DESY à Hambourg. En étudiant les collisions électron-proton à très haute énergie, il est possible d'étudier les interactions fondamentales des particules et de faire de la recherche de particules élémentaires au delà du Modèle Standard [2] et ceci dans de nombreux canaux de désintégration [1].

Récemment, des évènements intéressants contenants deux ou trois électrons ont été observés à grande masse invariante du système multiélectronique. Six évènements ont été détectés pour environ 0.5 prédits par l'ensemble des processus du Modèle Standard.

Le canal de désintégration QED Compton, comportant un électron et un photon dans l'état final, représente un bruit de fond potentiel pour le canal multiélectron car le photon peut se convertir en pair électron-positron par interaction dans les matériaux constituants les trajectographes, et être alors reconstruit comme un électron. De plus, la section efficace du procédé Compton est élevée par rapport à celle de création de paires d'électrons, ce qui rend ce bruit de fond non négligeable. Ces états finaux à un électron et un photon ont été etudiés auparavant lors des analyses à la recherche de fermions excités ([4]) mais en utilisant des coupures moins restrictives que celles de la présente analyse (cf Chapitre 4). Une étude du canal m'a donc été confiée d'autant plus que la section efficace du procédé QED Compton n'a jamais été calculée pour une impulsion transverse élevée.

Chapitre 2

Partie théorique : le Modèle Standard et le processus Compton

2.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit les particules connues ou prédites et la manière dont elles interagissent entre elles [3]. A l'heure actuelle, on dénombre douze particules fondamentales de la matière (et autant d'antiparticules) décomposées en deux familles de fermions (spin 1/2) contenants trois leptons et trois quarks (cf tableau 2.1). Ces particules peuvent être soumises a quatre forces fondamentales :
- interaction electromagnétique
- interaction faible
- interaction forte
- interaction gravitationnelle

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

Tableau 2.1 : *Les trois familles de fermions.*

Ces forces sont véhiculées par douze bosons de jauge (cf tableau 2.2).

Interaction	Boson(s) de jauge	Masse (GeV)
électromagnétique	γ	0
forte	Gluons	0
faible	$Z^0, W^\pm$	91.2, 80.3

Tableau 2.2 : *Les Bosons des différentes interactions.*

Le Modèle Standard ne tient pas compte de l'interaction gravitationnelle car, aux échelles considérées, celle-ci est négligeable.

L'interaction forte qui décrit les interactions entre quarks, est associée à la ChromoDynamique Quantique (QCD). Elle définit une charge dite de couleur pour les quarks et les Gluons.

L'attraction entre deux particules ayant une charge opposée et la répulsion de deux particules de même charge résulte de la force électromagnétique. Celle-ci est décrite par l'électrodynamique quantique (QED) qui explique tout les phénomènes électromagnétiques comme résultants de l'interaction entre un photon et un fermion chargé.

L'interaction faible est véhiculée par les bosons Z^0 et $W^\pm$. Elle explique la radioactivité β. La théorie électrofaible unifie l'interaction électromagnétique et l'interaction faible (le mécanisme de Higgs permet même de leur prévoir une masse en ajoutant un champ auquel les particules se couplent).

Cependant, le Modèle Standard connait des limites : le boson de Higgs n'a toujours pas été découvert, la gravitation n'est pas incluse dans le Modèle Standard, la charge fractionnaire des quarks reste inexpliquée... Pour répondre à ces questions laissées par le Modèle Standard, plusieurs théories ont été développées. La Supersymétrie, les dimensions supplémentaires, la théorie des cordes...

2.2 Physique des interactions électron-proton et de la diffusion

A HERA, on procède à des collisions électron-proton à des énergies de 920 GeV pour le proton et 27.5 GeV pour l'électron. La figure 2.1 représente le diagramme de Feynman de la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton.

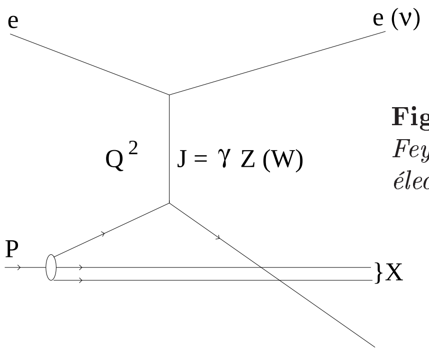

Figure 2.1 : *Diagramme de Feynman de la diffusion d'un électron sur un proton*

Suivant la charge du boson de l'interaction, on parle de courant neutre ou de courant chargé. Les bosons de courant neutre sont le photon (γ) et le Z^0. Le $W^{\pm}$ est le boson caractéristique des courants chargés.

2.3 Les évènements QED Compton

Les évenements "QED Compton", aussi appelés évènements avec émission d'un rayonnement de freinage à grand angle, sont des évènements prédits par l'électrodynamique quantique (QED), dans lesquels, à la suite de l'échange d'un boson neutre entre l'électron et un quark du proton, l'électron ne se trouve plus sur sa couche de masse et émet un photon Compton (rayonnement de freinage) pour redevenir réel (cf figure 2.2). Ce processus peut être soit élastique si le proton reste intact, soit inélastique [4]. Les figures B.1 et B.2 montrent deux candidats élastique et inélastique de reconstruction d'évènements Compton dans le détecteur.

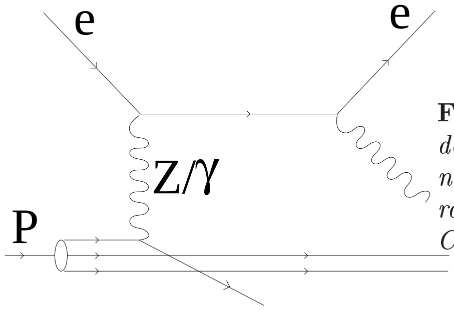

Figure 2.2 : *Diagramme de Feynman d'un évènement inélastique avec rayonnement de photon Compton à HERA*

Chapitre 3

L'accélérateur HERA et le détecteur H1

3.1 L'accélérateur HERA

HERA (Hadron Elecktron Ring Anlage) est un accélérateur circulaire de 6.3 km de circonférence situé sur le site de DESY (Deutche Elektronen SYnchrotron) à Hambourg (cf figure 3.1).

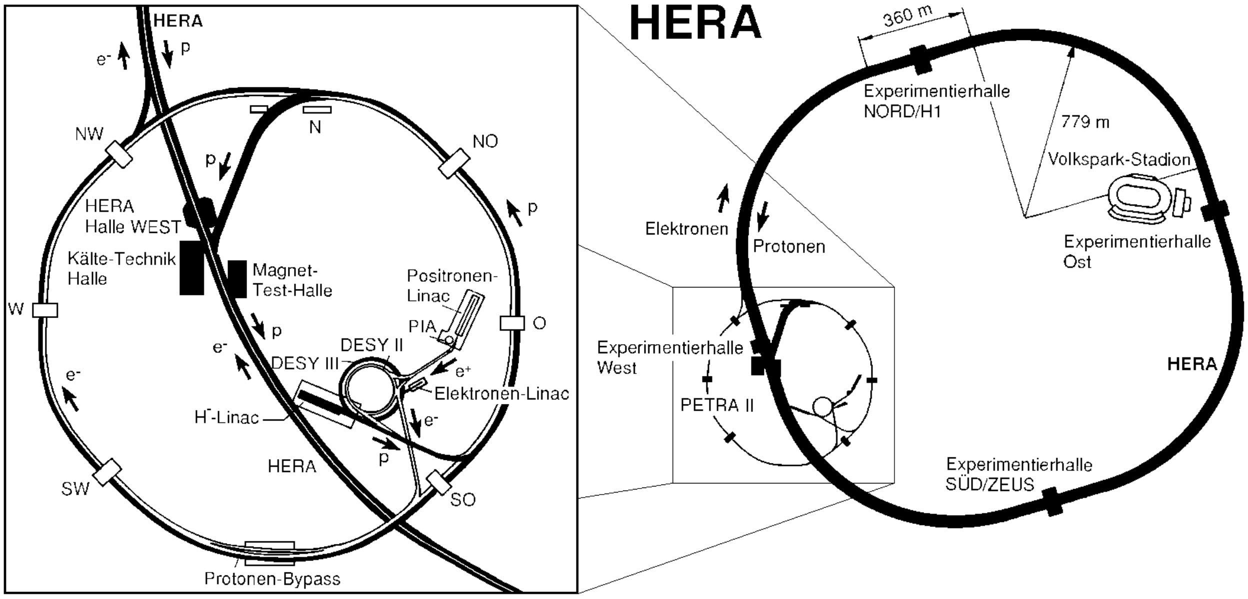

Figure 3.1 : *Le site DESY à Hambourg*

L'accélérateur est constitué de deux anneaux indépendants dans lesquels tournent en sens inverse un faisceau de protons et d'électrons (ou de positrons). Le faisceau d'électrons est composé de 210 paquets de 4.10^{10} particules séparés de 96 ns produits dans le préaccélérateur LINAC I, accélérés jusqu'a 12 GeV dans PETRA II et finalement injectés dans HERA où ils acquièrent l'énergie de 27.5 GeV. Les protons sont créés à partir d'hydrogène, par paquets de 10^{11} particules; le faisceau est composé de 210 paquets séparés de 96 ns avec des protons accélérés à 40 GeV puis injectés dans HERA où ils atteignent leur énergie nominale de 920 GeV, soit une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 300$ GeV. Le collisionneur fonctionne depuis 1992 et actuellement quatre expériences sont en cours sur le site :

- H1 et ZEUS, expériences généralistes, qui étudient la structure du proton et recherchent des processus au-delà du Modèle Standard.
- HERA-B, qui étudie la structure du quark b (violation CP)
- HERMES, dédiée à la fonction de structure des protons polarisés.

3.2 Le détecteur H1

Le détecteur H1 pèse environ 2800 tonnes et mesure 15 m de long [5]. Il doit être capable de détecter les particules qui résultent de l'interaction d'un proton avec un électron. La dissymétrie du détecteur s'explique par le fait que l'énergie des protons est supérieure à celle des électrons. La figure 3.2 présente les différentes parties du détecteur.

3.2.1 Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces((2) et (3) sur le schéma du détecteur) permettent de reconstruire la trajectoire de chaque particule produite et d'en déduire la position précise du point d'interaction. Une bobine supraconductrice délivre un champ de 1.2 Tesla qui permet de courber les trajectoires des particules chargées et ainsi de calculer leur impulsion transverse et leur charge [6].

3.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres permettent de mesurer précisement l'énergie des particules en absorbant celles-ci totalement. Le détecteur H1 possède plusieurs calorimètres.

Le calorimètre LAr à argon liquide((4) et (5)) est composé d'une partie électromagnétique (partie intérieure). Les électrons et les photons sont rapidement absorbés (à cause du rayonnement de Bremsstrahlung pour les électrons et des créations de paires e^- e^+ pour les photons) et détectés dans la partie électromagnétique. Les hadrons sont absorbés dans la partie hadronique par interaction nucléaire.

Le calorimétre SPACAL, situé à l'arrière du détecteur (12), permet de détecter les électrons faiblement déviés. Il possède lui aussi une partie électromagnétique.

Le calorimètre PLUG, situé à l'avant du détecteur (13), permet de détecter les hadrons produits avec un angle trés faible.

3.3 Le système de déclenchement et d'acquisition

Avec un croisement de paquets de particules toutes les 96 ns, il est impensable de conserver les informations relatives à tous ces évènements (d'autant plus que la probabilité de collision est de 10^{-3} à chaque croisement de faisceaux). Une analyse rapide des données de l'évenement est donc effectuée pour en déterminer l'intérêt et choisir d'en conserver les informations ou non. Cette analyse, chargée de déclencher ou non l'acquisition des données, est effectuée par le système de déclenchement (trigger en anglais). Elle est divisée en 4 niveaux, disposant de temps d'analyse et de quantités de données à traiter différents. Chaque niveau traite de plus en plus d'information mais est de plus en plus lent. Un évènement retenu aura donc franchi le niveau de sélection 4 et donc tous les autres niveaux. Chaque évènement est ensuite stocké sous forme de n-tuple qui est un tableau qui contient toutes les variables importantes concernant l'expérience [7].

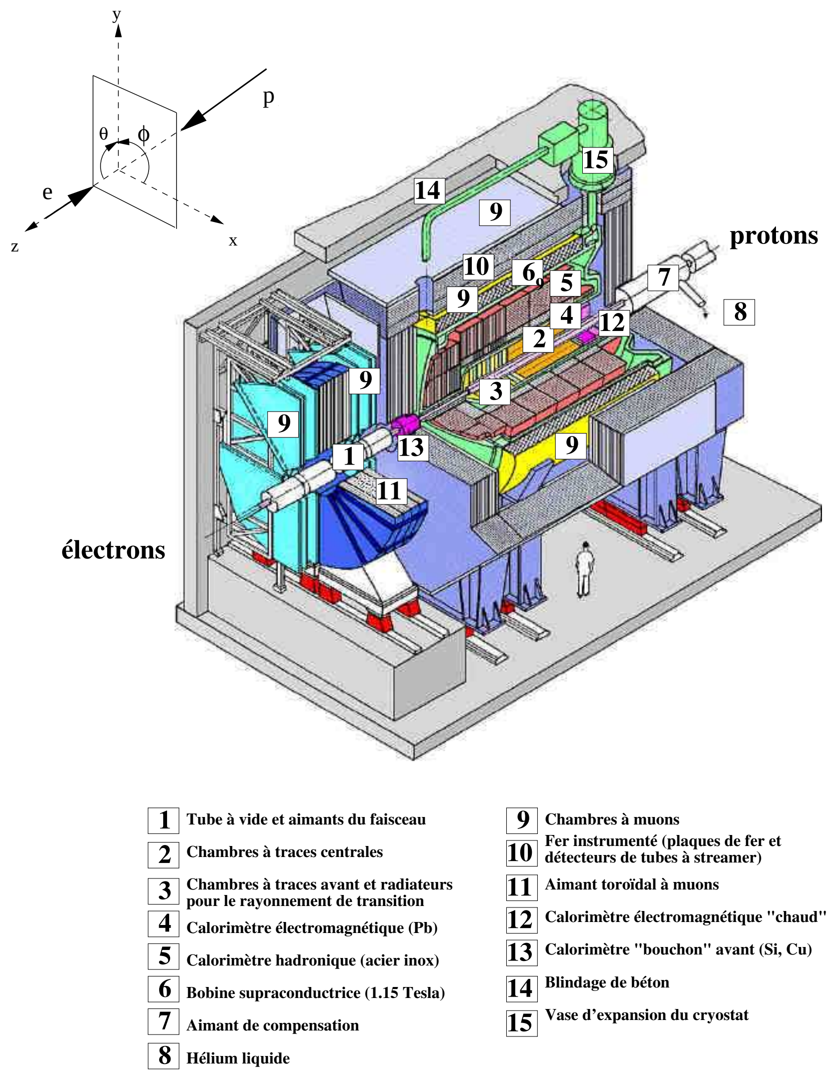

Figure 3.2 : *Les différentes parties du détecteur H1*

3.4 Reconstruction des objets physiques

Chaque partie du détecteur fournit un ensemble de signaux électriques qui doivent être ensuite interprétés par des algorithmes de reconstruction pour permettre l'identification des objets physiques composants l'évènement. Les trajectographes produisent une liste de points correspondants au passage d'une particule chargée. Ces points sont analysés pour créer des morceaux de traces qui proviennent du vertex. Les cellules du calorimètre qui ont été touchées sont regroupées par amas et la somme de toutes leurs énergies donne l'énergie de la particule. Avec toutes ces informations, on peut ainsi reconstruire la particule qui a été émise aprés l'interaction.

Chapitre 4

Analyse du canal QED Compton

Cette analyse porte sur les évènements Compton contenant dans l'état final, un électron et un photon. Elle a pour but de calculer avec précision la valeur de la section efficace du canal électron-photon, en s'assurant que l'on mesure bien le bon canal. Il sera ainsi possible de tester les générateurs Monte-Carlo et le Modèle Standard, le détecteur et la reconstruction des objets physique.

4.1 Variables et outils nécessaires à l'analyse

4.1.1 Les variables cinématiques de l'analyse

Le repère permettant de déterminer les différentes variables cinématiques est défini ci-dessous [8] :
- l'origine du repère est prise au point nominal de l'interaction électron-proton (vertex).
- l'axe des z est pris selon la direction du faisceau de protons.
- l'axe des y est pris selon la verticale ascendante.
- l'axe des x est horizontal et défini de sorte que le trièdre x,y,z soit directe.
- θ est l'angle polaire entre l'axe des z et la particule produite par la réaction.
- ϕ est l'angle azimuthal mesuré à partir de l'axe des x.

L'impulsion transférée au proton incident est q = k-k' avec k quadrivecteur de l'électron incident et k' quadrivecteur de l'électron diffusé. De plus p est le quadrivecteur de l'électron incident. On définit donc les variables suivantes :

– énergie totale du systeme électron-proton dans le centre de masse (autour de 300 GeV) :

$$s = (k+p)^2 \tag{4.1}$$

– masse virtuelle du boson échangé :

$$Q^2 = -q^2 \tag{4.2}$$

– fraction d'énergie d'impulsion longitudinale du proton, emportée par le quark dans le référentiel où le proton a un moment infini :

$$x = -\frac{k.q}{p.q} = \frac{Q^2}{2p.q} \tag{4.3}$$

– pour l'état hadronique final :

$$(E - P_z)_{had} = \sum_h (E - P_{z,h}) \tag{4.4}$$

Rq : Pour le proton $E - P_z = 0$ car son énergie est égale à son impulsion suivant z mais pour l'électron, E et P_z sont opposés et donc $E - P_z = 55GeV$.

– impulsion transverse :

$$P_{t,had} = (\Sigma P_{x,h}^2) + (\Sigma P_{y,h}^2) \tag{4.5}$$

– la masse du système résultant électron-photon est calculée ainsi :

$$M^2 = (E_{e^-} + E_\gamma)^2 - (P_{x\,e^-} + P_{x\gamma})^2 - (P_{y\,e^-} + P_{y\gamma})^2 - (P_{z\,e^-} + P_{z\gamma})^2 \tag{4.6}$$

4.1.2 Les générateurs Monte-Carlo

Le Modèle Standard permet de connaître la probabilité qu'un type d'évènement se produise : c'est de nos jour le modèle le plus avancé. Les générateurs Monte-Carlo permettent de produire aléatoirement des évènements en tenant compte des sections efficaces calculées à partir des divers processus du Modèle Standard (la section efficace est liée à la probabilité d'un évènement). En générant de nombreux évènements, on peut ainsi obtenir une statistique d'évènements que l'on peut confronter aux données enregistrées par le détecteur (si les données et Monte-Carlo sont ramenés à la même luminosité). Après avoir généré des processus physiques, on simule la réponse des détecteurs. Pour être significatif, le Monte-Carlo tient compte de tous les paramètres du détecteur : forme, cracks (zone non active du détecteur), période où une partie du détecteur était en panne, efficacité de détection (grâce à un étalonnage)...

Il existe différents générateurs Monte-Carlo : certains simulent les processus à courant neutre, d'autres à courant chargé. Pour simuler le processus Compton, on fait la somme de différents Monte-Carlo. Le générateur DJANGO simule les processus à courant neutre (NC) qui sont profondéments inélastiques, le Monte-Carlo Wabgen simule les processus élastiques et quasi-élastique, et enfin le générateur Grape génère des processus contenant dans l'état final deux électrons. Ce dernier représente donc un bruit de fond pour notre canal mais nous devons le générer car il est possible que l'un des électrons soit identifié comme un photon si la trace de l'électron est mal reconstruite. A l'aide de ces générateurs, l'ensemble des processus du Modèle Standard influant sur notre analyse ont été simulés.

Pour que les données et Monte-Carlo soient comparables, les périodes ou le détecteur ne fonctionnait pas ont été prises en compte : on utilise seulement les données qui ont été prises lorsque le détecteur était en bon état de marche. De plus, on pratique des coupures fiducielles pour tenir compte des régions locales où le détecteur n'a pas une efficacité optimale.

4.1.3 Le bruit de fond non physique

Le bruit de fond non physique est consitué d'évènements pouvant perturber une analyse car ils sont comptés comme provenant d'un canal de désintégration particulier alors que ce n'est pas le cas.

Le bruit de fond non physique peut être dû à de nombreux phénomènes tels que :

- les rayons cosmiques (même si le détecteur se trouve à 20 mètres de profondeur)
- un halo de muons se trouve à proximité du faisceau de protons
- le vide à l'intérieure de la cavité n'étant pas parfait, des collisions avec les atomes du gaz résiduel peuvent se produire
- si deux collisions se produisent avec un écart temporel trop faible, deux évènements peuvent se superposer au moment de l'enregistrement.

Le bruit de fond physique peut être simulé par les générateurs Monte-Carlo.

4.1.4 Les données exploitées

Les données que nous analysons ont été prises entre 1994 et 2000, et représentent une luminosité intégrée de 118.3 pb^{-1}. Ce qui veut dire que l'on peut espérer obtenir 118.3 évènements pour un processus d'une section efficace de 1 pb (un picobarn (pb) correspondant à $10^{-12} barn = 10^{-36} cm^2$). Notre analyse porte sur des lots de données déjà présélectionnés et sur des n-tuples de Monte-Carlo qui ont été générés.

4.2 Sélection des évènements

4.2.1 Coupure sur la topologie des évènements et l'espace de phase

On demande à avoir dans l'état final un électron et un photon. Cependant, on se limite en énergie : pour rester dans un intervalle d'énergie où le détecteur mesure le mieux possible les évènements et traiter des évènements d'énergie suffisamment élevée, tout en conservant une statistique relativement importante. On demande donc que l'électron et le photon aient une impulsion transverse supérieure à 5 GeV et que l'un des deux au moins ait une impulsion transverse supérieure à 10 GeV. Cependant, on ne fixe pas de limite supérieure car ce sont les évènements à haute énergie qui nous intéressent.
Afin de mesurer le plus grand nombre d'évenements et que ceux-ci soient bien mesurés, on demande que l'angle de diffusion de l'électron soit compris entre 20° et 150°. En effet, la mesure des traces associées à un électron est plus difficile dans la région avant (pour un angle de diffusion inférieur à 20°). Les jets (gerbe de particules dûe à l'hadronisation des restes du proton ou du quark diffusé lors d'une interaction inélastique) se trouvent pour de faibles angles de diffusion entre 0° et 20°, ce qui peut perturber la mesure. De plus, la partie avant du détecteur présentant beaucoup de matière, elle favorise les créations de paires électron-positron par les photons ce qui peut aussi perturber la mesure. La limite supérieure est fixée à cause de la limite géométrique du calorimètre à argon liquide (154°).
Pour éliminer le bruit de fond cosmique et celui dû au gaz résiduel, on impose que le point d'interaction (vertex) soit au centre du détecteur. Les évènements dont le point d'interaction est éloigné de plus de 40 cm du centre sont donc éliminés.
Les coupures sont choisies de façon à supprimer les évènements qui sont mals mesurés, tout en gardant un nombre d'évènements le plus élevés possible afin de disposer d'une statistique suffisante. Nous allons étudier les différentes coupures élaborées pour reconnaître l'électron et le photon de l'état final. Même si il existe des identificateurs de particules, on rajoute des critères de qualité.

4.2.2 Identification de l'électron

Pour s'assurer que le cluster électromagnétique de l'électron soit bien isolé, c'est à dire que ce cluster est éloigné d'autres dépots dans le calorimètre du détecteur, on définit un cône d'angle solide variable centré sur le cluster.

$$F_{cone} = \frac{E_{cone}}{E_{clus.}} \tag{4.7}$$

On choisit un cône d'angle solide de 0.75 radian. Si la valeur du rapport (F_{cone}) entre l'énergie du cluster et l'énergie contenue dans le cône est supérieure à 1.03, on ne sélectionne pas l'évènement car cela veut dire qu'il a un cluster proche de celui qui nous intéresse. Si cette condition n'est pas remplie, l'évènement ne sera pas sélectionné.
On décide de couper à 1.03 car on ne coupe pas trop d'évènements mais on coupe les plus mals mesurés.
L'électron étant une particule chargée, une trace de son passage peu donc être détectée a l'intérieure des chambres à traces. La trace d'un électron est associée au cluster électromagnétique de celui-ci. Si l'extrapolation de cette trace se situe à plus de 12 cm du centre du cluster électromagnétique, on décide alors de ne pas conserver cet évènement (cf figure 4.2).
Un photon qui traverse le détecteur de trace peut être converti en paire élecron-positron. Dans ce cas là, il est impossible de séparer les deux clusters électromagnétiques trop proches. On demande donc que la trace commence à moins de 30 cm du début des trajectographes. Pour ne pas confondre un photon en un électron, on effectue donc une coupure sur la distance des traces entre elles : en effet les traces des deux électrons sont toutes deux discernables. On demande donc de couper tous les évènements où un électron possède une trace à moins de 0.5 radians de la sienne.

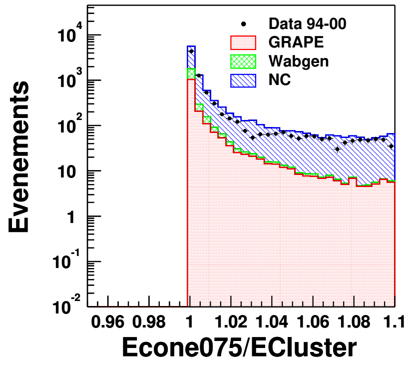

Figure 4.1 : *Nombre d'évenements en fonction de la valeur du rapport de l'énergie dans le cône de 0.75 radian et celle du cluster électromagnétique*

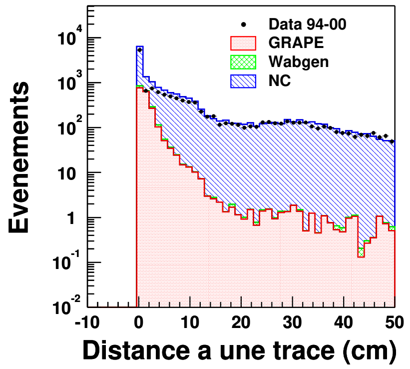

Figure 4.2 : *Nombre d'évenements en fonction de la valeur de la distance entre l'extrapolation de la trace et la position du cluster*

De plus l'électron laisse un dépot d'énergie dans la partie électromagnétique du détecteur : un cluster électromagnétique. La trajectoires des électrons étant courbées par le champ électromagnétique, il est ainsi possible de calculer leur énergie de deux manières : avec la trace de l'électron et avec son cluster électromagnétique.
La variable P_{tMatch} permet de connaître l'accord entre l'impulsion transverse calculée avec la trace et le cluster :

$$P_{tMatch} = \frac{1}{P_{tTrace}} - \frac{1}{P_{tCluster}} \tag{4.8}$$

Une coupure sur le P_{tMatch} permet de s'assurer que la valeur de l'impulsion transverse est équivalente pour le calcul utilisant le cluster de l'électron et pour le calcul utilisant la trace de cet électron. Si la différence des deux méthodes de calcul est faible, on considère que l'impulsion transverse de l'électron est bien mesurée. On choisit donc d'imposer $P_{tMatch} < 0.02$ GeV^{-1} (cf figure 4.3). Ainsi, tout les évènements dont la trace ou le cluster électromagnétique sont mals mesurés ne seront pas sélectionnés. Cependant, cette coupure n'est effectuée que d'un côté car lorsque la trace de la particule est trés rectiligne (à grande impulsion transverse), son impulsion transverse peut être mal mesurée : cette partie est donc mal décrite et on préfère donc ne pas effectuer de coupure.
Un jet étant une gerbe de nombreuses particules, si un électron a été reconstruit trop proche d'un jet, il peut s'agir d'un électron faussement identifié (ou d'un photon créé dans un jet). On impose donc, en plus de l'isolation dans le cône, une distance minimale au jet de 0.5 radian (calculé en ϕ et en $\eta = -log(tan(\frac{\theta}{2}))$). Cette coupure est un peu redondante par rapport à celle de l'énergie dans le cône mais représente dans le plan $\eta - \phi$ une sécurité supplémentaire.

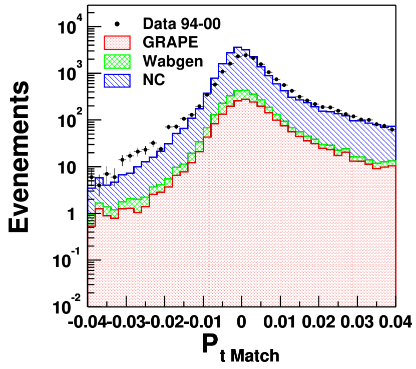

Figure 4.3 : *Nombre d'évenements en fonction du P_{tMatch} de l'électron*

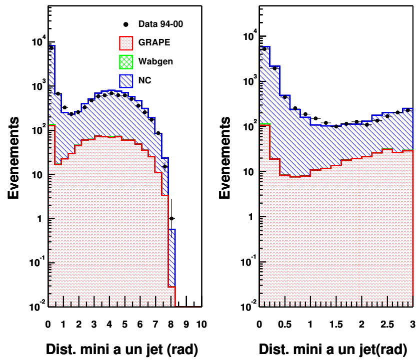

Figure 4.4 : *Nombre d'évenements en fonction de la distance minimale à un jet (gauche) et agrandissement autour de 0.5 (droite)*

4.2.3 Identification du photon

Comme pour l'électron, le photon laisse un dépot énergétique dans le calorimètre. On applique la même coupure au niveau de l'isolation que celle appliquée à l'électron.
Le photon n'est pas détecté dans le détecteur de traces car il consitue une particule non chargée. Pour exclure les cas où l'électron est mal mesuré et dont sa trace est relativement éloignée et où il peut donc être pris pour un photon, on ne sélectionne pas les évènements qui possèdent une trace à moins de 24 cm du cluster du photon. De plus on impose une distance minimale aux traces de 0.5 radian dans le plan $\eta - \phi$.
De même que pour l'électron, on impose une distance aux jets supérieure à 0.5 radians dans le plan $\eta - \phi$.

4.3 Accord entre les données et les Monte-Carlo

La figure 4.5 représente les distributions en impulsion transverse (Pt) et angle de diffusion (θ) des électrons et photons pour le lot final d'évènements sélectionnés. On observe bien que les coupures ont été effectuées entre 20 et 150 degrés pour l'angle de diffusion et à partir de 5 GeV pour l'impulsion transverse. On peut voir que le nombre d'évènements diminue de façon exponentielle à mesure que l'impulsion transverse augmente. Le nombre d'évènements diminue aussi avec l'angle de diffusion : il est rare de trouver un évènement où l'électron ou le photon est trés dévié. Sur tous les spectres, l'accord entre les données et les Monte-Carlo est bon. A grande impulsion transverse, on observe 2 évènements pour 0.5 prédits ce qui est également en bon accord (les données expérimentales ne peuvent contenir qu'un nombre entier d'évènements).
Le spectre en masse invariante du photon et de l'électron (figure 4.6) est lui aussi bien décrit. On retrouve à grande masse les évènements qui sont en excés.

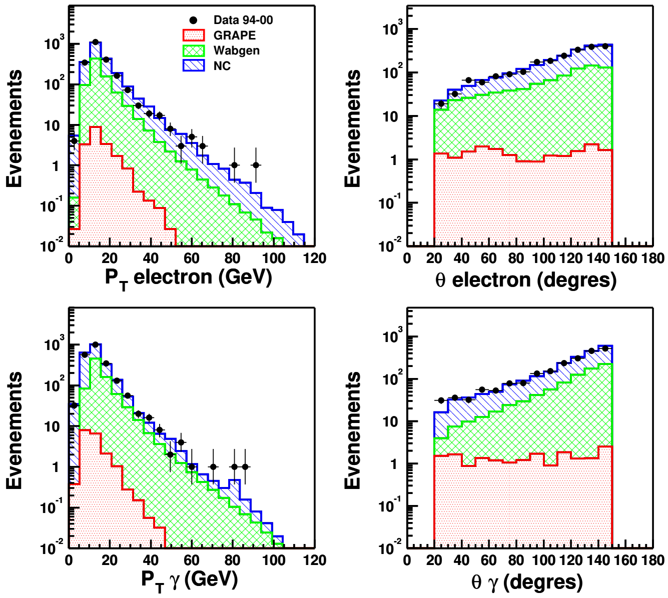

Figure 4.5 : *Distribution du nombre d'évènements en fonction de l'impulsion transverse et de l'angle de diffusion pour l'électron et le photon*

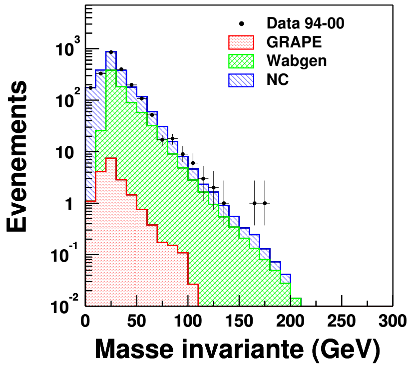

Figure 4.6 : *Distribution du nombre d'évènements en fonction de la masse invariante de l'électron et du photon*

Le tableau 4.1 permet d'étudier l'évolution de l'accord entre les données et les Monte-Carlo lorsque l'on modifie la valeur limite de la coupure sur les impulsions transverses de l'électron et du photon.

$P_{telectron}$	$P_{tphoton}$	Evènements expérimentaux	Evènements MC	Ecart données MC(%)	erreur MC(%)
>10(>5)	>5(>10)	2175	2240	2.90%	3.60%
>10	>10	1436	1430	0.42%	4.22%
>15	>15	505	507	0.40%	6.07%
>20	>20	208	216	3.70%	8.04%

Tableau 4.1 : *Ecart des Monte-Carlo (MC) par rapport aux données en fonction des coupures sur l'impulsion transverse de l'électron et du photon*

Les Monte-Carlo décrivent les valeurs expérimentales aux erreurs systématiques près et ce sur l'ensemble en impulsion transverse considérée. Pour les coupures effectives de l'analyse, la part des Monte-Carlo est la suivante : 35% par le Monte-Carlo Wabgen, 64% pour le Monte-Carlo DJANGO et 1% pour le Monte-Carlo GRAPE. Cependant, à partir de 40 GeV la part des Monte-Carlo est la suivante : 50% pour Wabgen, 49% pour DJANGO, 1% pour GRAPE.

L'erreur d'étalonnage est évaluée à 1% en impulsion transverse et à 3 mrad pour l'angle de diffusion. Pour évaluer l'erreur systématique, on refait l'analyse en augmentant puis en diminuant l'énergie des électrons et des photons de 1% par rapport à celle effective. L'écart entre ces deux valeurs extrêmes permet de déduire une erreur systématique. On trouve 1.3% d'erreur relative sur l'énergie. On opère de la même manière avec l'angle de diffusion. L'erreur relative sur l'angle de diffusion est de 0.5%. De plus, on rajoute une erreur systématique de 2% dûe à la reconnaissance des objets physiques. On tient compte d'une erreur sur la luminosité évaluée à 1.5%. Et enfin, on tient compte de l'erreur statistique des évènements de données.

4.4 section efficace

Nous allons calculer la section efficace du processus Compton.

4.4.1 Efficacité et Pureté

La pureté (P) permet de donner la proportion d'évènements qui sont bons : certains évènements sont faux car l'électron ou le photon ont pu être faussements identifiés. Ce taux de fausses identifications se vérifie en regardant la topologie des évènements générés (avant leur reconstruction dans le détecteur et leur sélection dans notre analyse).

$$P = \frac{Evts\, recgen}{Evts\, rec} \tag{4.9}$$

L'efficacité (Eff) rend compte de l'efficacité de détection : certains évènements ont été générés mais pas forcément reconstruits.

$$Eff = \frac{Evts\ recgen}{Evts\ gen} \tag{4.10}$$

La pureté et l'efficacité doivent être prises en compte lors du calcul de sections efficaces.

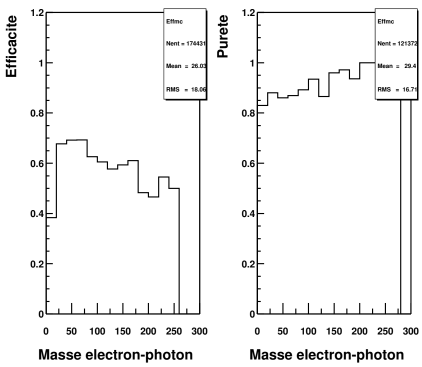

Figure 4.7 : *Pureté et efficacité en fonction de la masse invariante de l'électron et du photon*

Sur la figure 4.7, on observe que l'efficacité de détection diminue avec la masse invariante du système électron-photon : plus l'énergie des particules est élevée et plus il est difficile de les détecter correctement. La pureté augmente avec la masse invariante.

4.4.2 Calcul de la section efficace

Aprés avoir sélectionné au mieux notre canal de désintégration en enlevant le bruit de fond, nous pouvons désormais effectuer un calcul de section efficace (σ). Le calcul prend en compte l'efficacité du détecteur, la pureté des évènements reconstruits et la luminosité intégrée des données expérimentales (L).

$$\sigma = \frac{N_{Donnees} * P}{L * Eff} \tag{4.11}$$

La section efficace est donc calculée bin par bin (un bin correspond à un intervalle) en fonction de la masse. La figure 4.8 montre le tracé de $\frac{d\sigma}{d(M_{e^-,\gamma})}$ en fonction de la masse invariante de l'électron et du photon : on observe que la section efficace diminue de façon exponentielle avec l'augmentation de la masse. Les évènements qui se produisent à grande énergie sont plus rares. Il s'agit donc d'une région potentiellement plus intéressante pour la recherche de signaux de nouvelles physiques.
Une coupure sur le P_{tMatch} ou sur l'isolation des particules par exemple ne modifie donc pas la section efficace d'un processus car cette coupure agit sur l'efficacité de détection et sur la pureté.

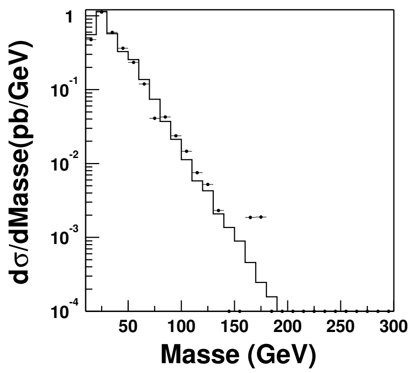

Figure 4.8 : *section efficace du processus Compton en fonction de la masse invariante du système électron-photon*

4.5 Confrontation des résultats de l'étude face aux valeurs théoriques

Si l'on intègre la section efficace à partir de 30 GeV, on trouve une valeur de 9.05±0.18±0.26 pb pour les données et 8.92 pb pour les Monte-Carlo (la première incertitude est statistique, la seconde est systématique). L'accord entre la section efficace mesurée et prédite est donc très bon.

Si l'on intègre la section efficace à partir de 40 GeV, on trouve une valeur de 4.56±0.09±0.13 pb pour les données et 4.62 pb pour les Monte-Carlo. Les Monte-Carlo décrivent bien les données. Donc, on peut dire que le processus Compton est bien décrit par le modèle Standard.

Cette étude a donc permi le calcul précis de la section efficace du processus Compton (dans un certain espace des paramètres), de vérifier et de mieux comprendre le fonctionnement du détecteur et enfin d'observer un bon accord entre Monte-Carlo et mesures expérimentales.

4.5.1 Séparation de la partie élastique et de la partie inélastique

Afin de connaître le rapport des parties élastique et inélastique, on effectue une coupure sur l'impulsion transverse hadronique. Plus elle est élevée et plus on considère le processus comme inélastique.

Le générateur de Monte-Carlo Wabgen qui simule un processus élastique est surtout présent quand l'impulsion transverse hadronique est inférieure à 0.5 GeV : on fixe donc à ce seuil la séparation élastique-inélastique. La figure A.2 montre les sections efficaces pour les parties élastiques et inélastiques.
Les parties élastique et inélastique sont bien décrites par les Monte-Carlo. Si on calcul la section efficace intégrée à partir de 30 GeV on trouve :

- pour la partie élastique : 5.27 pb pour les données expérimentales et 5.29 pb pour les Monte-Carlo

- pour la partie inélastique : 3.79 pb pour les données expérimentales et 3.63 pb pour les Monte-Carlo.

  La somme de la section efficace élastique et de la section efficace inélastique correspond bien à la valeur de la section efficace intégrée totale (cf paragraphe suivant)
  Le processus Compton est donc dominé à 58% par la contribution élastique. La figure B.1 représente un évènement élastique à grande masse : on ne trouve aucun jet donc le proton est resté intact. La figure B.2 représente un évènement inélastique à grande masse : on retrouve un jet résultant de l'hadronisation des restes du proton.

Conclusion

L'analyse du canal Compton a donc mise en évidence un bon accord entre générateurs Monte-Carlo et données expérimentales. Celle-ci a aussi permi la mesure de la section efficace du processus Compton. Cette section efficace est de $9.05 \pm 0.18 \pm 0.26$ pb pour les données expérimentales et de 8.92 pb pour les valeurs théoriques (en intégrant à partir de 30 GeV).

Au cours de ce stage j'ai pu approfondir mes connaissances de la physique des particules, comprendre les principes de bases du fonctionnement du détecteur H1 et de l'accélérateur de particules DESY. De plus, une analyse de données m'a été confiée, ce qui m'a permi d'en comprendre les rouages.

Pour la première fois j'ai découvert la façon dont travaillent les chercheurs, j'ai observé le fonctionnement d'un laboratoire et discuté avec des doctorants.

Enfin, de par mon travail, j'ai amélioré mon utilisation des logiciels informatiques utilisés dans un laboratoire à savoir C++ Root et Latex, le tout sous environnement UNIX.

Bibliographie

[1] Thèse : Matti Peez, "Recherche de déviation au Modèle Standard dans les processus de grande énergie transverse sur le collisionneur électron-proton HERA.",2003.

[2] Internet : http ://marwww.in2p3.fr/

[3] Thèse : Melle Isabelle Négri, "Recherche de fermions excités dans l'expérience H1 auprés du collisionneur positron-proton HERA", 1998.

[4] Thèse : Nicolas Delerue, "Recherche de leptons excités dans les données de l'expérience H1", 2002.

[5] Internet : http ://www-h1.desy.de

[6] Thèse : Richard Maracek, "A study of quasi-real QED Compton events at HERA", 1998.

[7] Thèse : Smaïn Kermiche, " Etude du Compton à HERA : Luminosité et calibration du détecteur H1", 1994.

[8] Rapport de stage : Matti Peez, "Etude de courants neutres à trés grand transfert d'impulsion sur le collisionneur électron-proton HERA", 1999.

Annexe A

Séparation de la partie élastique et de la partie inélastique

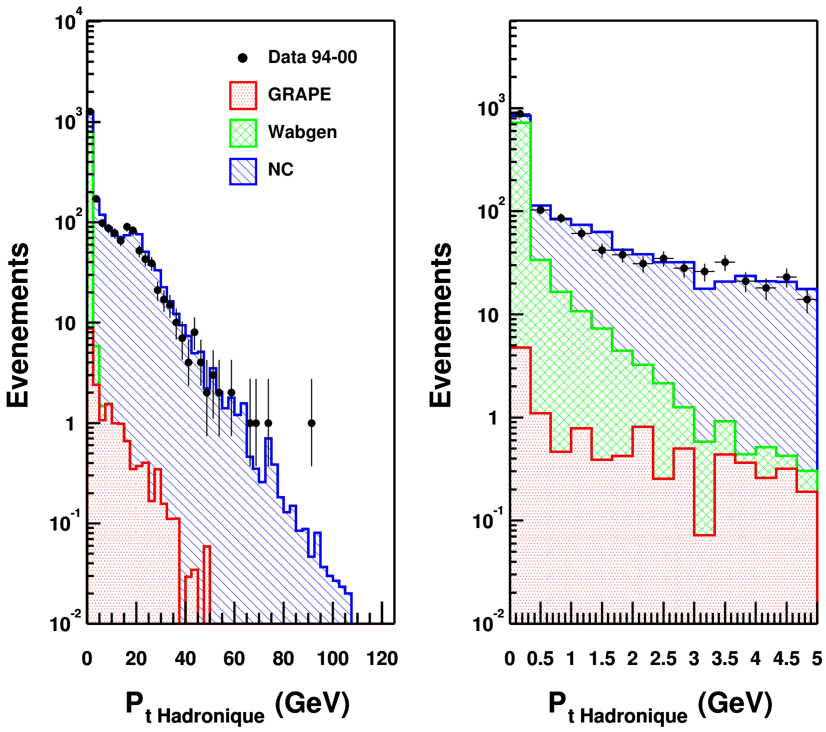

Figure A.1 : *Nombre d'évènements en fonction de l'impulsion transverse hadronique*

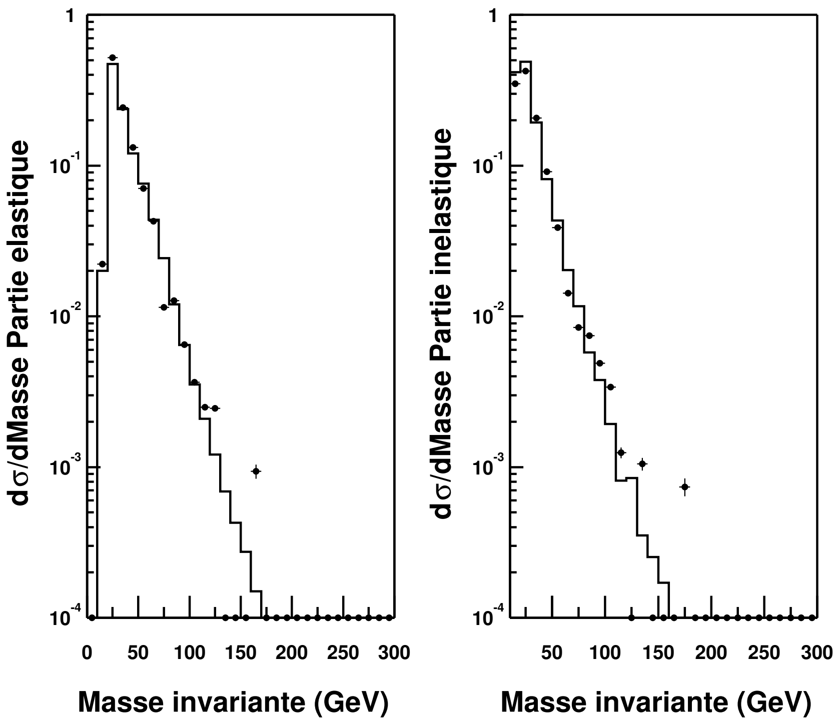

Figure A.2 : *sections efficaces du processus Compton en fonction de la masse invariante du système électron-photon pour la partie élastique* ($P_{tHadronique}$<*0.5*) *et la partie inélastique* ($P_{tHadronique}$>*0.5*)

Annexe B

Visualisations d'évènements sur les coupes longitudinale et transversale du détecteur

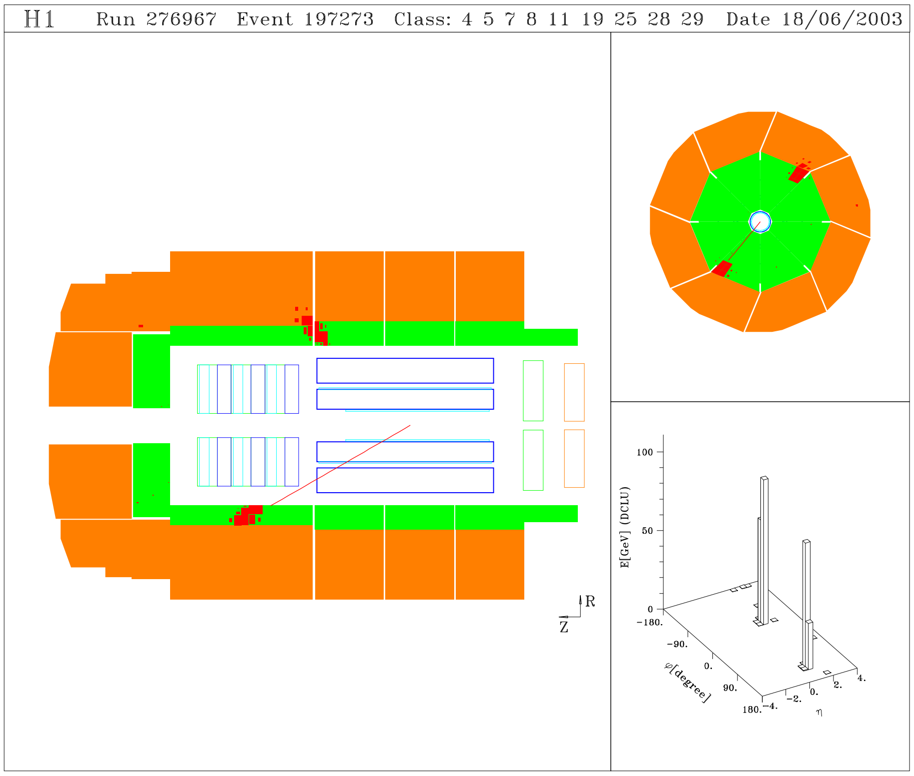

Figure B.1 : *Visualisation d'un évènement Compton sur les vues transverse et longitudinale du détecteur : évènement élastique*

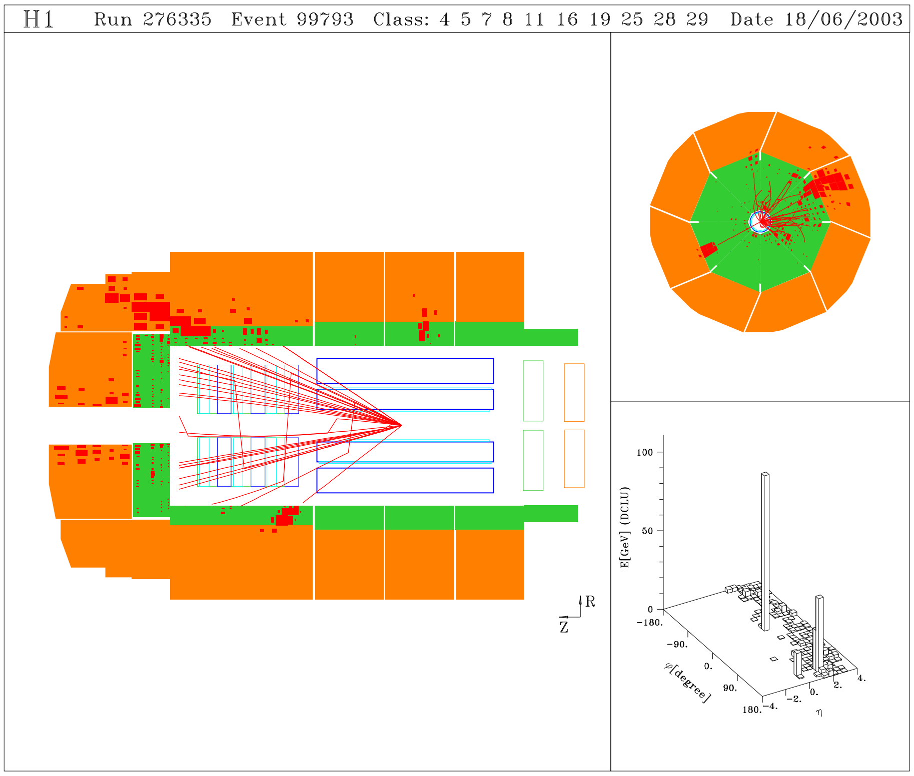

Figure B.2 : *Visualisation d'un évènement Compton sur les vues transverse et longitudinale du détecteur : évènement inélastique*

Résumé

Analyse du processus QED Compton au sein de l'expérience H1

Ce rapport présente une analyse de données du processus de désintégration QED Compton. Ces données ont été prises durant la période de 1994 à 2000 sur le détecteur H1, installé sur le collisionneur électron-proton HERA à Hambourg en Allemagne. Il résulte de cette analyse que les générateurs Monte-Carlo du modèle standard simulant le processus QED Compton de la physique des particules décrivent bien les données expérimentales. De plus, une mesure de la section efficace à grande impulsion transverse de ce processus a été effectuée. Cette section efficace vaut 9.05±0.18±0.26 pb pour une masse invariante électron-photon supérieure à 30 GeV. La valeur théorique correspondante est de 8.92 pb.

Mots-clefs: HERA, Détécteur H1, QED Compton, Monte-Carlo, section efficace.

Abstract

QED Compton process analysis in the H1 data

An experimental study of the QED Compton process using the data recorded between 1994 and 2000 by the H1 detector at the electron-proton collider HERA is presented. From these results, we can conclude that the H1 Data are well described by the

Monte-Carlo generator used to simulate the Standard Model. Moreover, the cross section of the QED Compton process has been calculated. The value of this cross section is 9.05±0.18±0.26 pb for the experimental data and 8.92 pb for the theorique prediction.

Keywords: HERA, H1 Detector, QED Compton, Monte-Carlo, cross section.