Contribution à la recherche d'un électron excité dans les données de l'expérience H1 auprès de l'accélérateur HERA à DESY.

Nicolas Delerue
Sous la direction de Marie-Claude Cousinou

Mars-Juin 1999

Résumé

Les données recueillies en 1998 et 1999 par la collaboration H1 sur le collisionneur électron-proton HERA ont été étudiées. Des indices en faveur de l'existence de l'électron excité ont été recherchés mais avec 258 candidats contre un bruit de fond prédit par le modèle standard de 312 événements, aucun signal n'a été observé. Grâce à ces résultats des limites vont pouvoir être mises sur l'échelle de la sous-structure de l'électron.

Abstract

The data collected during the years 1998 and 1999 by the H1 collaboration on the electron-proton collider HERA have been studied and analysed. Evidences for an excited electron have been searched for but with 258 candidates and a standard model background prediction of 312 events, no signal was seen. From these results, limits will be set on the scale of compositness of the electron.

Remerciements

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers Marie-Claude Cousinou, à la fois pour m'avoir accepté comme stagiaire et pour m'avoir encadré tout au long de ce stage ainsi que lors de la rédaction de ce rapport.

Je tiens aussi à remercier Critinel Diaconu pour ses nombreux conseils. Je remercie Smaïn Kermiche pour son aide lorsque j'étais confronté à des problèmes informatiques. Un merci aussi à Claude Vallée, responsable du groupe H1-Marseille pour m'avoir accepté au sein de son équipe.

Enfin, je souhaite remercier Elie Aslanidés, directeur du CPPM, de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et tout le personnel du CPPM pour son accueil sympathique.

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

Le modèle standard décrit parfaitement tous les phénomènes observés dans les accélérateurs de particules actuels. Toutefois, il requiert un grand nombre de paramètres libres (18) et ne répond pas à certaines questions fondamentales qui préoccupent les physiciens (Pourquoi 3 et seulement 3 générations de quarks légers ?, pourquoi la brisure de symétrie?, pourquoi cette "hiérarchie" des échelles d'énergie,...). C'est pourquoi des théories ont été développées, décrivant des phénomènes "au-delà du modèle standard". Parmi eux se trouvent les différents modèles décrivant l'électron comme une particule composite. C'est cette hypothèse qui a été testée lors de ce stage.

Les données utilisées pour ces tests sont celles recueillies en 1998 et 1999 par le détecteur H1 installé sur l'anneau de collision électron-proton HERA à DESY en Allemagne. Les électrons sont accélérés à 27.6 GeV et les protons à 920 GeV, ce qui correspond à une énergie totale dans le centre de masse d'environ 315 GeV.

Chapitre 2

Aspects théoriques

2.1 Limites du modèle standard

Le modèle théorique décrivant le mieux la physique que l'on observe à l'échelle des quarks est le "modèle standard". C'est une théorie quantique des champs renormalisable. Elle repose sur le groupe de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce modèle décrit le comportement des particules de matière ainsi que leurs interactions.

Expérimentalement, 3 générations de particules "fondamentales" ont été observées (chaque génération étant composée de deux quarks, d'un lepton et d'un neutrino ainsi que des anti-particules associées). La mesure de la largeur du Z^0 au LEP a permis d'établir qu'il existait au maximum 3 types de neutrinos légers (et donc implicitement 3 générations de particules "fondamentales"), mais le modèle standard n'apporte aucune justification de ce nombre de 3 générations...

Le modèle standard nécessite aussi l'introduction de paramètres mesurés expérimentalement afin de pouvoir prédire les masses des particules et leurs couplages. Le grand nombre de ces paramètres (18) est une limite à la force prédictive du modèle standard.

La théorie électrofaible en elle-même, théorie sur laquelle repose le modèle standard, ne prévoit pas de mécanisme permettant de donner une masse aux particules. Afin d'adapter cette théorie aux observations expérimentales de particules massives, le mécanisme de Higgs a été ajouté à cette théorie. Toutefois, l'origine de ce mécanisme et de la brisure de symétrie associée n'est pas expliquée par le modèle standard.

Cette brisure de symétrie qui se produit à une échelle de masse de l'ordre de la centaine de GeV est loin de la masse de Planck (de l'ordre de 10^{19} GeV). La coexistence de ces deux échelles d'énergie très différentes est appelé "hiérarchie", mais rien ne justifie théoriquement cette "hiérarchie".

Enfin, s'il permet des prédictions correctes pour l'interaction forte, l'interaction faible et l'électromagnétisme, le modèle standard n'inclut pas du tout la gravitation.

2.2 Au-delà du modèle standard

Les limites du modèle standard évoquées à la section précédente ont amené les physiciens à chercher d'autres théories pouvant expliquer les points où le modèle standard atteint ses limites, tout en conservant les résultats où le modèle standard a fait ses preuves.

Voici un bref aperçu de deux de ces théories:

La Supersymétrie (SUSY)

La théorie quantique des champs utilise des symétries d'espace-temps, la supersymétrie [1] (SUSY) généralise cette notion en associant bosons et fermions par une relation de symétrie. La supersymétrie permet d'inclure la gravité à une échelle d'énergie de l'ordre de l'énergie de Planck.

L'adaptation la plus simple de la supersymétrie au modèle standard est l'"extension minimale supersymétrique du modèle standard" (*Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model; MSSM*). Dans cette extension, on ajoute à toutes les particules du modèle standard un partenaire supersymétrique: aux bosons on associe un superpartenaire fermionique de spin $\frac{1}{2}$ et aux fermions on associe un superpartenaire bosonique de spin 0. Etant donné que pour l'instant aucun superpartenaire n'a été détecté, le plus léger d'entre eux appelé LSP (Lightest Supersymmetric Particle) doit avoir une masse supérieure à une dizaine de GeV [2] et inférieure au TeV.

La grande unification (GUT)

Unifier trois des quatre interactions connues (Electromagnétique, forte, faible), à l'image de ce qu'a fait Maxwell avec l'électricité et le magnétisme, est le but des théorie dites de "Grande Unification" (*Grand Unified Theory; GUT*) [3]. Pour réaliser cette unification, on doit choisir un groupe qui inclut $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, Ce groupe pourrait-être $SO(10)$, $O(18)$ ou E_6, toutefois, les résultats expérimentaux récents semble montrer que ces groupes conviendraient difficilement. De plus, certains problèmes du modèle standard tel que le nombre de générations ne sont pas résolus.

2.3 De Mendeleïv à Gell-Mann, structures et sous-structures

Lorsqu'ils sont confrontés à un trop grand nombre d'éléments fondamentaux les physiciens cherchent à les classer afin de mettre en évidence une sous-structure. Ainsi, à la fin du XIX^{eme} siècle Mendeleïv en classant les composés chimiques s'est aperçu que seule une petite centaine d'entre eux étaient fondamentaux. Forts de cette découverte, Ernest Rutherford et Niels Bohr ont mis au point un modèle atomique conférant une sous-structure aux atomes.

Plus tard, l'étude de la radioactivité β par Pauli et Fermi ainsi que la découverte du Neutron par Chadwick en 1937 amenèrent à l'hypothèse de l'existence d'une sous-structure du noyau.

Puis dans les années 50, devant la profusion de particules ayant des propriétés comparables à celles des nucléons, Gell-Mann les classa et mis en évidence la possibilité d'une sous-structure basée sur le groupe SU(3), puis il identifia les trois générateurs de ce groupe à trois particules qu'il nomma "Quarks".

Il est donc très séduisant d'envisager la même démarche aujourd'hui et de rechercher une sous-structure aux particules qu'aujourd'hui nous considérons comme fondamentales.

2.3.1 Les modèles composites

Plusieurs types de modèles théoriques ont été mis au point pour proposer une sous-structure à certaines des particules actuellement ponctuelles. Selon les modèles les bosons, les fermions ou toutes les particules peuvent être composites.

La technicouleur

Dans le modèle technicouleur [4], seul le boson de Higgs est composite. Ce modèle est une analogie de la brisure de la symétrie chirale à l'échelle de la QCD ($\Lambda_{QCD} \sim 100MeV$) qui donne des états léger (les pions). Le Higgs est alors composé de deux technipions liés par une force d'hypercouleur. Ce modèle résout le problème de hiérarchie, toutefois, pour pouvoir générer les masses des fermions, il faut avoir recours au modèle "technicouleur étendu" qui introduit des bosons vectoriels supplémentaires.

Les Rishons

Dans le modèle des Rishons[1] [5] [6] seuls les fermions et les bosons intermédiaires de l'interaction faible (W, Z) sont composites. Ceux-ci sont composés de triplets de "Rishons", les "Rishons" étant des fermions appelés T et V. Un nouveau nombre quantique est introduit, l'Hypercouleur H, le modèle repose alors sur le groupe $SU(3)_C \times SU(3)_H$. On obtient deux échelles de masse Λ_{QCD} et Λ_H associées respectivement à $SU(3)_C$ et $SU(3)_H$, cette dernière étant beaucoup plus élevée pour satisfaire les données expérimentales.

Dans ce modèle, les fermions T et V ont les propriétés suivantes:

En les combinant, on obtient les fermions usuels ou les bosons intermédiaires de l'interaction faible.

[1] "Rishon" signifie "premier", "initial" en Hébreux. Le choix des lettres T et V fait référence à la Genèse (1,2), car avant la création de la matière, tout était "Tohu va-Vohu" (informe et vide).

Particule	Spin	Charge électrique	$SU(3)_C$	$SU(3)_H$
T	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	3	3
V	$\frac{1}{2}$	0	$\bar{3}$	3

Figure 2.1: Nombres quantiques des "Rishons"

$$\begin{array}{cc} \nu_e \sim (VVV)_{1,1} & u \sim (TTV)_{3,1} \\ e^- \sim (\bar{T}\bar{T}\bar{T})_{1,1} & d \sim (\bar{V}\bar{V}\bar{T})_{3,1} \end{array}$$
$$W^+ \sim (TTTVVV)_{1,1}$$

(Le premier indice dénote un singlet ou un triplet de couleur et le second l'hypercouleur.)

Un modèle très similaire à celui-ci à été proposé par M. Shupe [7] sous le nom de modèle des *quips*.

Les Haplons

Dans le modèle des Haplons [8], le photon, les gluons, $n^2 - 1$ hypergluons ainsi que deux fermions (α et β) et deux scalaires (x et y) sont les seules particules fondamentales, toutes les autres étant composites. Ce modèle repose sur le groupe $U(1)_{EM} \times SU(3)_C \times SU(n)_H$. Dans cette théorie, nous avons à nouveau deux échelles de masses distinctes.

Ce modèle fait apparaître deux fermions α et β et deux scalaires x et y dont les propriétés sont les suivantes:

Particule	Spin	Charge électrique	$SU(3)_C$	$SU(n)_H$
α	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	3	n
β	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	3	n
x	0	$-\frac{1}{6}$	3	$\bar{n}$
y	0	$+\frac{1}{2}$	$\bar{3}$	$\bar{n}$

Figure 2.2: Nombres quantiques des "Haplons"

A l'aide de ces deux fermions et de ces deux scalaires, l'on peut générer tous les fermions et bosons vecteurs usuels (W^0 et W^3 étant les bosons neutres avant la rotation de l'angle de Weinberg) :

$$\begin{array}{rr} \nu_e = (\bar{\alpha}\bar{y})_1 & u = (\bar{\alpha}\bar{x})_3 \\ e^- = (\bar{\beta}\bar{y})_1 & d = (\bar{\beta}\bar{x})_3 \\ W^+ = (\bar{\alpha}\beta)_1 & W^- = (\bar{\beta}\alpha)_1 \\ W^3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\beta}\beta - \bar{\alpha}\alpha)_1 & W^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\beta}\beta + \bar{\alpha}\alpha)_1 \end{array}$$

(l'indice dénote un singlet ou un triplet de couleur)

Toutefois, à chacun des leptons est aussi associé un octet de couleur (par exemple au neutrino électronique, on associe l'octet $\nu_e \sim (\bar{\alpha}\bar{y})_8$) or aucune particule de cet octet n'a, pour l'instant, été observé...

Limite des modèles composites

Ces modèles composites permettent de résoudre le problème de la brisure de symétrie de jauge; par contre, ils ne permettent d'expliquer ni la violation de parité (ils subissent les même limites que le modèle standard dans ce domaine) ni l'existence de 3 générations de quarks.

Expérimentalement, la recherche d'une sous-structure peut se faire indépendamment d'un modèle donné, les résultats permettant alors aux théoriciens d'affiner leurs modèles, soit de donner ses propriétés dans le cas d'une découverte, soit en fournissant des limites le contraignant, en l'absence de découverte.

2.3.2 Approche phénoménologique des leptons excités

Que les modèles cités précédemment soient corrects ou qu'il faille en utiliser d'autres, certains effets liés à la structure composite des fermions seraient observables pour une large gamme de modèles. Il est donc très intéressant de rechercher ces effets.

Ces effets sont de plusieurs types selon l'échelle d'énergie ($\sqrt{s}$) à laquelle on se place (par rapport à l'énergie Λ qui lie les constituants):

> *A basse énergie:* Certaines réactions considérées comme interdites pourraient se produire ($\mu \longrightarrow e+\gamma$ par exemple) et des facteurs de formes pour les couplages bosons-bosons et bosons-leptons pourraient apparaître. Certaines réactions pourraient aussi être modifiées du fait de la possibilité d'échanger un fermion excité ($e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + \gamma$). Des réarrangements de structure ajoutent des termes dits de "contact" aux termes d'échanges de bosons de jauge.
>
> *A énergie comparable:* Des fermions excités peuvent se former, faisant apparaître des résonances. C'est cette formation de fermions excités qui a été étudiée lors de ce stage.

2.3.3 Lagrangien effectif de contact

L'existence d'une sous-structure peut provoquer des interférences entre les champs de jauge classiques par l'échange d'une particule virtuelle. Ces interférences provoquent l'ajout de termes d'interactions de contact au lagrangien du modèle standard.

Le Lagrangien effectif le plus général invariant en chiralité est [9]:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{contact} &= \frac{g^2}{2\Lambda^2}[\eta_{LL}(\overline{\psi}_L\gamma_\mu\psi_L)(\overline{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L) + \eta_{RR}(\overline{\psi}_R\gamma_\mu\psi_R)(\overline{\psi}_R\gamma^\mu\psi_R) + \\ &\quad +2\eta_{LR}(\overline{\psi}_L\gamma_\mu\psi_L)(\overline{\psi}_R\gamma^\mu\psi_R)] \qquad (2.1)\end{aligned}$$

le couplage g et η_{if} étant des coefficients sans dimension, les indices $i, f = L, R$ sont mis pour les chiralités gauche et droite des fermions.

Usuellement [9] on choisit $g^2/4\pi = 1$ et $|\eta_{if}| < 1$.

2.3.4 Lagrangien effectif d'un fermion excité

A condition de disposer de suffisamment d'énergie dans le centre de masse, la production, suivie de la désintégration d'un fermion excité pourrait aussi être observée directement.

Certains modèles composites, parmi les plus simples, prévoient des fermions excités regroupés en doublets d'isospin faible, ayant un spin $\frac{1}{2}$ et acquérant leur masse avant la brisure de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pour la première génération, nous avons donc:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e^-_R, \begin{pmatrix} \nu_e^* \\ e^{-*} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e^* \\ e^{-*} \end{pmatrix}_R$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{matrix} u_R \\ d_R \end{matrix} \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_R$$

Afin de ne pas être dépendant d'un modèle composite particulier, il est conventionnel d'utiliser le lagrangien phénoménologique de Hagiwara, Komamiya et Zeppenfeld [10]. Ce lagrangien qui décrit les transitions de type magnétique entre un fermion excité F^* de spin $\frac{1}{2}$ et d'échelle de sous-structure Λ et son état fondamental F s'écrit:

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_{V=\gamma,Z,W^\pm} \frac{e}{\Lambda} F^* \sigma^{\mu\nu}(c_{VF^*F} - d_{VF^*F}\gamma^5) F \partial_\mu V_\nu + h.c. \qquad (2.2)$$

c_{VF^*F} et d_{VF^*F} étant les constantes de couplage au vertex de transition $F - F^*$ pour chaque boson vecteur V et e la charge de l'électron.

Les mesures expérimentales faites sur le moment magnétique anormal du muon et de l'électron impliquent [11] que $|c_{VF^*F}| = |d_{VF^*F}|$ et l'absence de moment dipolaire impose qu'ils soient presque réels (pour Λ de l'ordre du TeV). Pour éviter que les fermions légers aient un moment magnétique anormal trop grand, seule la composante droite de F^* couple avec eux.

Le lagrangien d'interaction doit être invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et inclure les quarks et les leptons. On utilise le lagrangien suivant ([12]):

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{2\Lambda} F_R^* \sigma^{\mu\nu} \left[g f \frac{\tau^a}{2} W_{\mu\nu} + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu} + g_s f_s \frac{\lambda^a}{2} G_{\mu\nu}^a \right] F_L + h.c. \quad (2.3)$$

$W_{\mu\nu}$, $B_{\mu\nu}$ et $G^a_{\mu\nu}$ étant les tenseurs de champs respectivement associés aux champs de jauge $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ et $SU(3)_c$, τ^a, Y et λ^a les générateurs des groupes de jauges correspondants (c'est à dire les matrices de Pauli, l'hypercharge faible et les matrices de Gell-Mann) et g, g' et g_s les constantes de couplage associées.

On paramétrise la sous-structure à l'aide des constantes de couplages f, f' et f_s que l'on associe respectivement aux groupes de jauges $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ et $SU(3)_c$. Ces 3 constantes sont, bien-sûr, inconnues et dépendent de la dynamique de la sous-structure. Les constantes de couplage c_{VF^*F} et d_{VF^*F} de l'équation 2.2 s'expriment alors par les relations:

$$\begin{aligned}
c_{\gamma F^*F} &= \frac{1}{2}(fI_3 + f'\frac{Y}{2}) \\
c_{ZF^*F} &= \frac{1}{2}(fI_3 \cot\theta_W - f'\frac{Y}{2}\tan\theta_W) \\
c_{WF^*F} &= \frac{f}{2\sqrt{2}\sin\theta_W}
\end{aligned}$$

où I_3 est la troisième composante de l'isospin faible, Y l'hypercharge faible et θ_W l'angle de mélange faible.

A condition de faire des hypothèses reliant f, f' et f_s, les taux de branchement en fonction des modes de désintégration sont connus et l'on peut exprimer les sections efficaces en fonction d'un seul paramètre (f/Λ) de dimension GeV^{-1}. Les largeurs partielles de désintégration d'un fermion excité F^* de masse M_{F^*} en un fermion F et un boson V de masse M_V se calculent à l'aide la formule:

$$\Gamma(F^* \to FV) = \alpha\frac{M^3_{F^*}}{\Lambda^2}c^2_{VF^*F}(1 - \frac{M^2_V}{M^2_{F^*}})^2(1 + \frac{M^2_V}{2M^2_{F^*}}) \tag{2.4}$$

(où α est la constante de couplage électrofaible).

2.3.5 Le canal $e^* \to e + \gamma$

Dans le cadre de ce stage, c'est le canal de désintégration $e^* \to e + \gamma$ qui a été étudié. En effet, ce canal a un taux de branchement assez important que l'on peut calculer à l'aide de la formule 2.4. En faisant l'hypothèse $f = f' = 1$ et $\Lambda = 1TeV$, on obtient par exemple:

$M_{e^*}(GeV)$	$e^* \to e\gamma$	$e^* \to \nu W$	$e^* \to eZ$	$\Gamma_{tot}(GeV)$
100	71%	27,6%	1,4%	2,6×10^{-3}
250	30%	58%	12%	9,4×10^{-2}

Ces largeurs de désintégrations étant de l'ordre du MeV ou de la dizaine de MeV, le libre parcours moyen des particules sera inférieur au picomètre, il n'est donc pas envisageable de rechercher un vertex secondaire pour les événements comportant des électrons excités.

Par contre, la désintégration de l'électron excité en électron et photon à l'avantage d'avoir une signature très claire, puisque dans le cas de production élastique ou quasi-élastique (ce qui représente, aux énergies considérées, environ 50% de la section efficace), on ne doit retrouver dans l'état final qu'un électron et un photon. Dans le cas de production inélastique, c'est à dire dans les 50 % restant de la statistique, on doit retrouver, en plus de l'électron et du photon, un jet hadronique correspondant au quark qui a été frappé et éjecté du proton et, éventuellement, d'autres restes du proton qui se sont hadronisés vers l'avant.

Nous allons donc devoir mener deux analyses parallèles, dans l'une pour tenir compte des cas élastiques et inélastiques, nous rechercherons des événements où l'on retrouve un électron et un photon et rien d'autre. Dans l'autre nous réclamerons, en plus de l'électron et du photon, la présence d'un jet hadronique et la présence de "reste" de l'hadronisation du proton ne sera pas interdite.

Chapitre 3

Aspect Expérimentaux

Les données qui ont été utilisées pour cette recherche ont été collectées par le détecteur H1 qui est installé sur le collisionneur électron-proton HERA à Hambourg (Allemagne).

3.1 HERA à DESY

Le collisionneur HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) a été mis en service en 1992. Construit à Hambourg en Allemagne, c'est le premier collisionneur fonctionnant en mode leptons-protons.

Le collisionneur a une circonférence de 6,3 km, les leptons et les protons circulant en sens inverse dans des anneaux indépendants.

Durant les cinq premières années de son fonctionnement, le collisionneur a fonctionné en mode positron-proton avec des positrons de 27,5 GeV et des protons de 820 GeV. Depuis début 1998, il fonctionne en mode électron-proton avec des électrons de 27,6 GeV et des protons de 920 GeV. Ce qui donne une énergie dans le centre de masse de plus de 300 GeV.

Avant d'être injectés dans HERA, les électrons et les protons sont accélérés par des accélérateurs linéaires (LINAC II et LINAC III), puis des accélérateurs circulaires (DESY II et DESY III, puis PETRA II). Lors de leur injection, les protons ont une énergie de 40 GeV et les électrons une énergie de 12 GeV, la dernière phase de l'accélération est faite dans HERA pour amener les particules à leur énergie nominale. Plus de renseignements à ce sujet peuvent être trouvés dans [13] et [14], le site de DESY est montré sur la figure 3.1.

Quatre expériences sont installées sur HERA:

HERA-B est la plus récente et a pour but d'étudier la violation de CP en étudiant la désintégration d'états liés contenant un quark b.

HERMES a débuté en 1995 et a pour but de mesurer la répartition du spin des quarks au sein du proton.

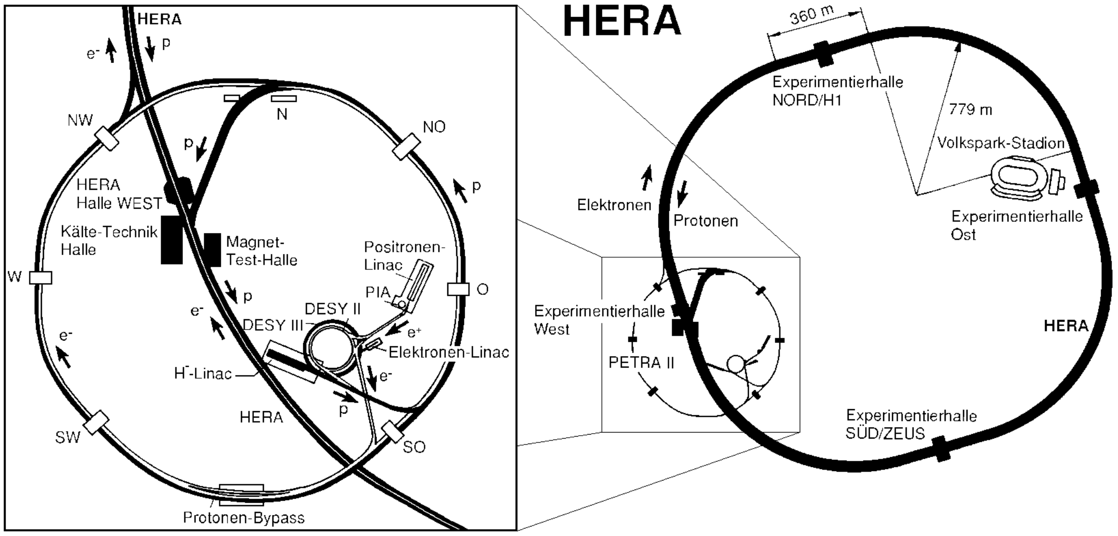


Figure 3.1: Le site de DESY à Hambourg

ZEUS est une expérience généraliste ayant débuté en même temps que H1 en 1992. Les analyses menées par Zeus et H1 sont très similaires ce qui permet une vérification indépendante des résultats.

H1 est aussi une expérience généraliste. Le détecteur H1 est détaillé dans la section suivante.

3.2 H1

Le détecteur H1 est un détecteur généraliste, c'est à dire qu'il n'a pas été conçu pour un type d'analyse physique en particulier, mais pour toutes les analyses que permet HERA. Du fait de la différence d'énergie entre le proton (920 GeV) et l'électron (27,6 GeV), le centre de masse des collisions n'est pas au repos dans le référentiel du détecteur (comme cela se voit au LEP ou au Tevatron); en effet il possède une forte impulsion dans la direction des protons, que l'on appelle direction "avant". Pour cette raison, le détecteur H1 a une forme asymétrique (voir les figures 3.2 et 3.3, pages 15 et 19 pour une vue d'ensemble du détecteur; Une description plus détaillée du détecteur a été publiée dans [15]). Pour localiser un point dans un élément détecteur, on utilise les angles θ et φ entre ce point et le point d'interaction appelé "vertex" ainsi que la distance r. On utilise aussi l'axe z qui est l'axe des faisceaux. La direction $z > 0$ (qui est équivalente à $\theta = 0$) est définie comme étant celle faisceau de protons.

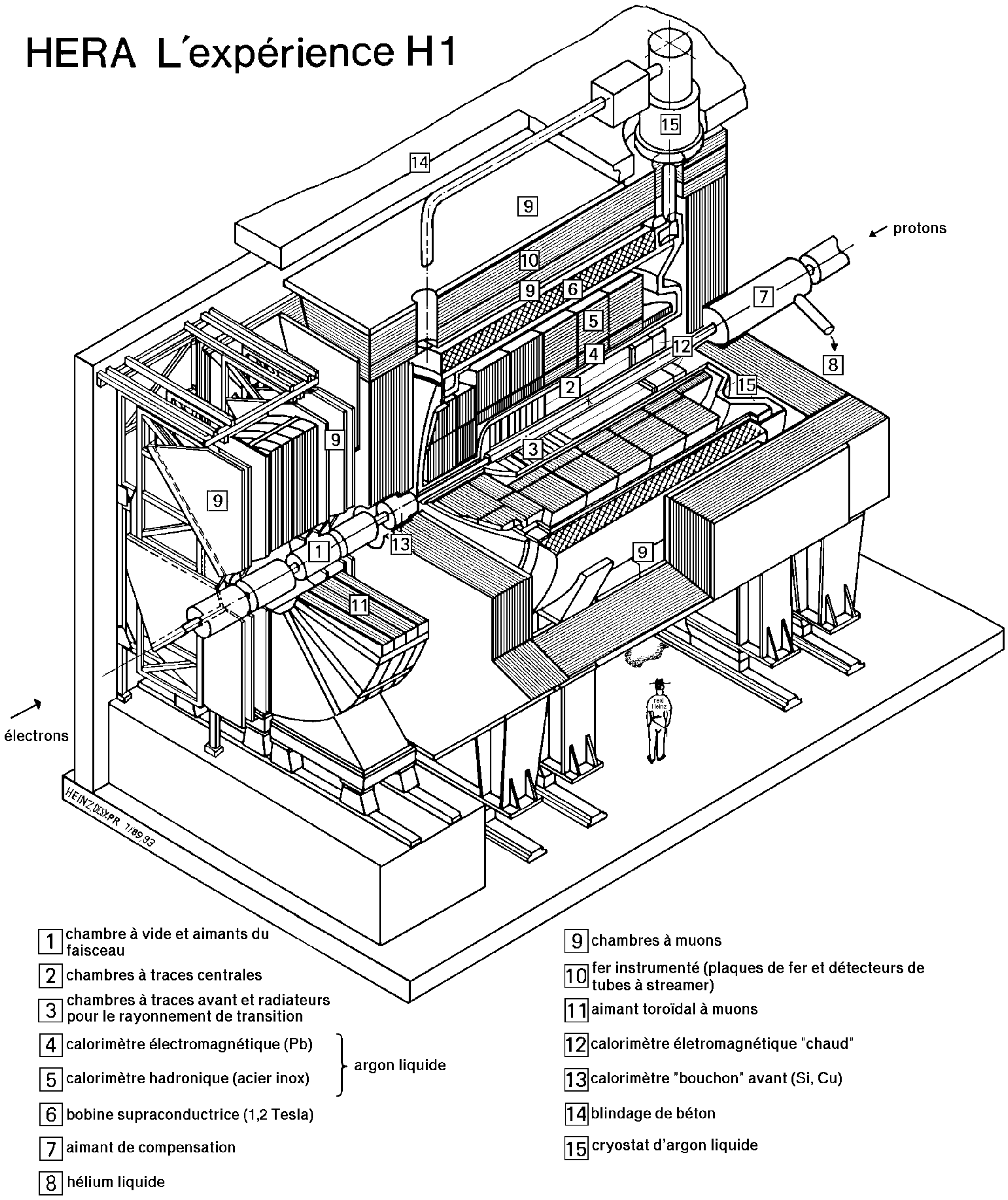


Figure 3.2: Vue de profil du détecteur H1

3.2.1 Détection des traces

Deux systèmes de détection de traces sont utilisés par le détecteur:

- Au coeur du détecteur, des trajectographes en silicium permettent une mesure très précise de la position du vertex et, éventuellement, de détecter des vertex secondaires.
- Autour de ces détecteurs en silicium se trouvent des chambres à dérive permettant de reconstituer la trajectoire des particules chargées. Ces chambres étant entourées d'un aimant supraconducteur de 1,2 Tesla, les particules chargées ont une trajectoire courbée et la mesure de cette courbure permet de connaître leur charge électrique et de calculer leur impulsion.

3.2.2 Calorimétrie

Afin de mesurer l'énergie des particules (chargées ou neutres), les physiciens des particules utilisent des calorimètres.

Le principe d'un calorimètre est de forcer les particules à perdre leur énergie en interagissant avec de la matière. En effet, les électrons (ou positrons) se trouvant dans le champ d'un atome vont rayonner des photons par "bremsstrahlung". Les photons (que ce soit un photon issu de la collision électron-proton ou un photon issu du "bremsstrahlung") vont se transformer en paires $e^+ - e^-$ qui vont à leur tour émettre du "bremsstrahlung". Les hadrons, de leur coté vont interagir surtout par ionisation mais aussi un peu par interaction forte avec les noyaux qu'ils rencontrent, mais l'interaction sera moins fréquente.

Si dans tous les cas l'énergie perdue dans le détecteur sera reliée à celle de la particule initiale, la forme des gerbes sera par contre différente: celle des électrons et des photons sera beaucoup plus compacte que celle des hadrons.

En intercalant des matériaux où la production de gerbe est importante et un système de détection des particules qui passent, on peut mesurer la taille de la gerbe et l'énergie de la gerbe.

S'il y a suffisamment de couches de matériaux, la particule va perdre toute son énergie dans le calorimètre, ce qui permet d'en déduire l'énergie qu'elle avait initialement.

Pour connaître de manière très précise la relation entre l'énergie mesurée et l'énergie déposée, il faut, lors de la construction d'un calorimètre, comparer l'énergie mesurée des gerbes pour des particules d'énergie connue. Cette mesure et la fonction que l'on en déduit s'appelle la "calibration" du calorimètre.

De plus, la compacité des gerbes étant différente pour les particules interagissant de manière électromagnétique et celles interagissant de manière forte, la première partie du système de calorimètrie a souvent une résolution beaucoup plus fine que la seconde partie. En effet, les gerbes électromagnétiques étant très compactes, elles vont se trouver totalement dans la première partie que l'on qualifie alors d'"électromagnétique". Les gerbes hadroniques commencent aussi dans la partie électromagnétique, mais étant donné leur taille, elles se prolongent au-delà dans la seconde partie du calorimètre, dite "hadronique" où la segmentation longitudinale est plus faible (et donc la résolution moins bonne).

Malheureusement, certaines particules interagissent très faiblement avec les calorimètres. C'est le cas en particulier des muons qui n'y laissent qu'une partie de leur énergie, et les neutrinos qui traversent l'ensemble du système de détection sans être détectés.

Le détecteur H1 est équipé de 4 calorimètres différents, chacun ayant sa propre finalité.

- Le LAr (Liquid Argon calorimeter) est le plus volumineux, il couvre la partie centrale ainsi que l'avant du détecteur ($4^\circ < \theta < 154^\circ$). C'est un calorimètre à Argon liquide disposant à la fois d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique. C'est le détecteur le plus important pour cette analyse.

  La taille du calorimètre rendait impossible sa construction en un seul bloc. Il a donc été divisé en 8 roues (le plan des roues étant perpendiculaire à l'axe du faisceau), chaque roue étant elle même subdivisée en 8 octants (chaque octant ayant en taille en φ de 45°). L'épaisseur des parois de chacune de ces sections du LAr fait qu'il existe entre les roues et entre les octants des interstices appelés "cracks" où l'on ne peut pas détecter les particules.

  La partie électromagnétique du LAr est constituée de couches de plomb et d'argon liquide, ce qui permet d'atteindre une résolution de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{12\%}{\sqrt{E}}$. Pour la partie hadronique, on remplace les plaques de plomb par des plaques plus épaisses (19 mm contre 2,4mm) d'acier, la résolution devient alors $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{50\%}{\sqrt{E}}$.

  Une description plus précise du LAr peut être trouvée dans [16].

- Le PLUG permet de réduire l'espace non instrumenté entre le tube à vide et le LAr. Il couvre l'espace compris entre $0{,}6^\circ$ et $3{,}5^\circ$. Il est formé de couches de cuivre avec des détecteurs en silicium et a une résolution de seulement $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{150\%}{\sqrt{E}}$.

- Le SpaCal (Spaghetti Calorimeter) couvre le domaine angulaire 155°-178° à l'arrière du détecteur. Séparé en une partie électromagnétique et une partie hadronique, il permet de mesurer l'énergie des particules allant vers l'arrière. Il est formé de plomb et de fibres optiques scintillantes. Sa résolution est de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{7{,}1\%}{\sqrt{E}}$ pour la partie électromagnétique et de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{56\%}{\sqrt{E}}$ pour la partie hadronique.

- Le fer instrumenté sert au retour des lignes de champ magnétique. Il permet de mesurer l'énergie des gerbes hadroniques qui ne sont pas totalement contenues dans les autres calorimètres. Sa résolution est de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{100\%}{\sqrt{E}}$.

3.2.3 Recherche de la signature d'un électron excité dans l'état final à H1

Nous avons vu (section 2.3.5) que l'état final du canal de désintégration $e^* \rightarrow e + \gamma$ est caractérisé par la présence d'un électron et d'un photon dans le cas élastique ou quasi-élastique et par la présence, en plus, d'un jet hadronique et d'éventuels restes du proton dans le cas inélastique.

Du point de vue calorimètrique, électrons et photons ont la même signature (voir la section 3.2.2), à savoir une gerbe très compacte laissée dans le calorimètre électromagnétique.

L'électron étant une particule chargée, il laisse une trace dans les trajectographes alors que le photon, neutre, n'en laisse pas. Il est donc possible de distinguer les électrons des photons. Toutefois, pour une meilleure efficacité, lors de cette analyse tous les événements contenant deux gerbes électromagnétiques dans le LAr ont été recherchés. En effet, il se peut qu'un photon interagisse avec de la matière du détecteur près du point d'interaction et se convertisse en une paire $e^+ - e^-$.

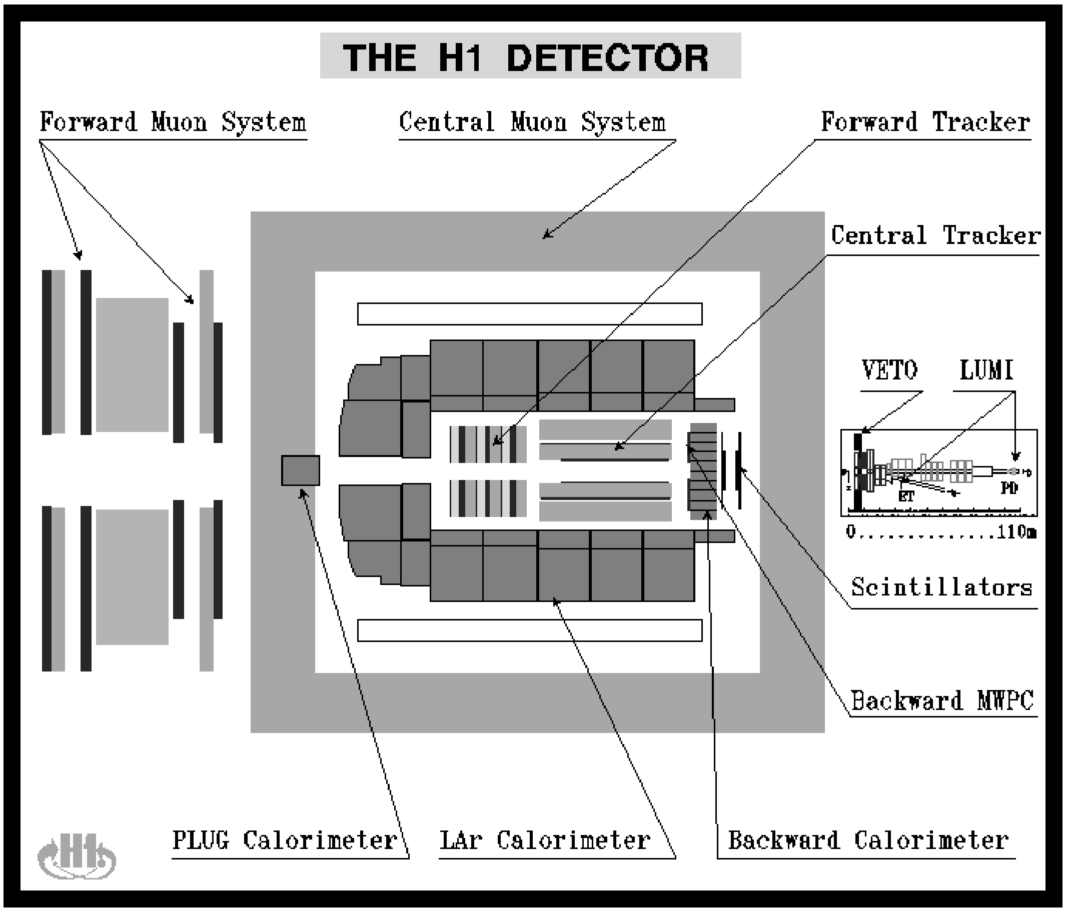
Comme décrit à la section 2.3.5, deux analyses parallèles ont été menées, l'une tenant compte des cas élastiques et quasi-élastiques où l'on recherche un électron et un photon dans l'état final et rien d'autre. Pour cette analyse on réclame donc la présence de deux gerbes électromagnétiques uniquement. Dans l'autre, qui prend en compte le cas inélastique, on autorise, en plus des deux gerbes électromagnétiques, la présence d'énergie suplémentaire dans le calorimètre afin de prendre en compte le jet hadronique et les éventuels restes du proton.

3.3 Les campagnes de prises de données 1998-99

Les données qui ont étudiées lors de ce stage ont été recueillies sur le détecteur H1 entre début août 1998 et fin avril 1999. Elles totalisent environ 15.1 pb^-1, ce qui représente, à titre de comparaison, environ un tiers de la luminosité recueillie en mode positron-proton entre 1994 et 1997.

Dans ces données une première sélection très grossière a été faite afin de limiter la quantité de données à traiter, puis une sélection plus fine a été faite lors de l'analyse (voir chapitre 5).

Figure 3.3: Vue schématique du détecteur H1



Chapitre 4

Les bruits de fond

De nombreux phénomènes physiques sont possibles à HERA, certains d'entre eux, prédits par le modèle standard, ont la même signature que le signal recherché, ils vont donc constituer les bruits de fond de l'analyse:

4.1 La diffusion profondément inélastique

La diffusion profondément inélastique (Deep Inelastic Scattering, DIS en anglais) correspond au couplage de l'électron avec l'un des constituants du proton par le biais d'un courant électrofaible (neutre ou chargé) comme le montrent les diagrammes de la figure 4.1.

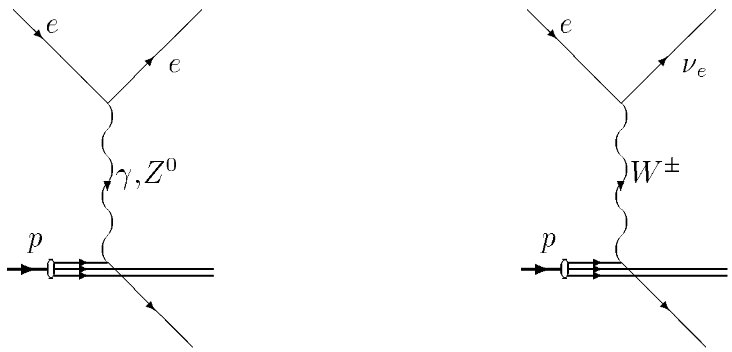


Figure 4.1: Diagramme de deux collisions profondément inélastiques, l'une avec échange d'un boson neutre (à gauche), l'autre avec échange d'un boson chargé (à droite).

Dans un Courant Neutre (Neutral Current, NC), le boson échangé est neutre (γ ou Z^0), l'électron est alors diffusé dans une direction et un ou plusieurs jets hadroniques issus du proton lui sont opposés dans le plan perpendiculaire à la direction des faisceaux pour assurer la conservation de l'impulsion transverse.

La signature de ce genre d'événements va donc être une gerbe électromagnétique correspondant à l'électron et une ou plusieurs gerbes hadroniques correspondant aux jets hadroniques issus du proton. Cette signature est donc légèrement différente de la signature que nous recherchons, mais deux phénomènes peuvent rendre cette signature très proche de celle recherchée:

- Avant d'atteindre les calorimètres l'électron peut rayonner un photon. On va alors obtenir deux gerbes électromagnétiques (dont l'une avec une trace) et une gerbe hadronique, ce qui est exactement la signature que nous recherchons (voir figure 4.2 et l'événement de la figure 4.3).

- Si le quark de l'état final s'hadronise de telle façon qu'une partie importante de son énergie est portée par un π^0. Comme ce π^0 se désintègre en deux photons avant d'atteindre le calorimètre, il va produire une gerbe avec une forte composante électromagnétique et ayant quelques traces (venant des autres hadrons initialement présents dans le jet). On aura donc finalement deux gerbes électromagnétiques.

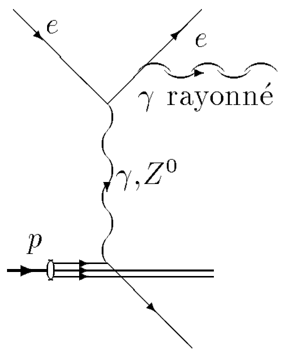


Figure 4.2: Diagramme de diffusion profondément inélastique par Courant Neutre où l'électron diffusé a rayonné un photon. La signature de cet événement est très proche de celle recherchée pour le signal.

Dans un Courant Chargé (Charged Current, CC), au contraire, le boson échangé (W^-) emporte la charge de l'électron qui deviens alors un neutrino. Le neutrino n'étant pas détecté, l'équilibre en énergie transverse ne sera plus assuré. Les événements de type Courant Chargé se caractérisent donc par un fort déséquilibre en énergie transverse. La signature de ces événements étant assez différente de celle du signal, les risques de confusion sont assez faibles.

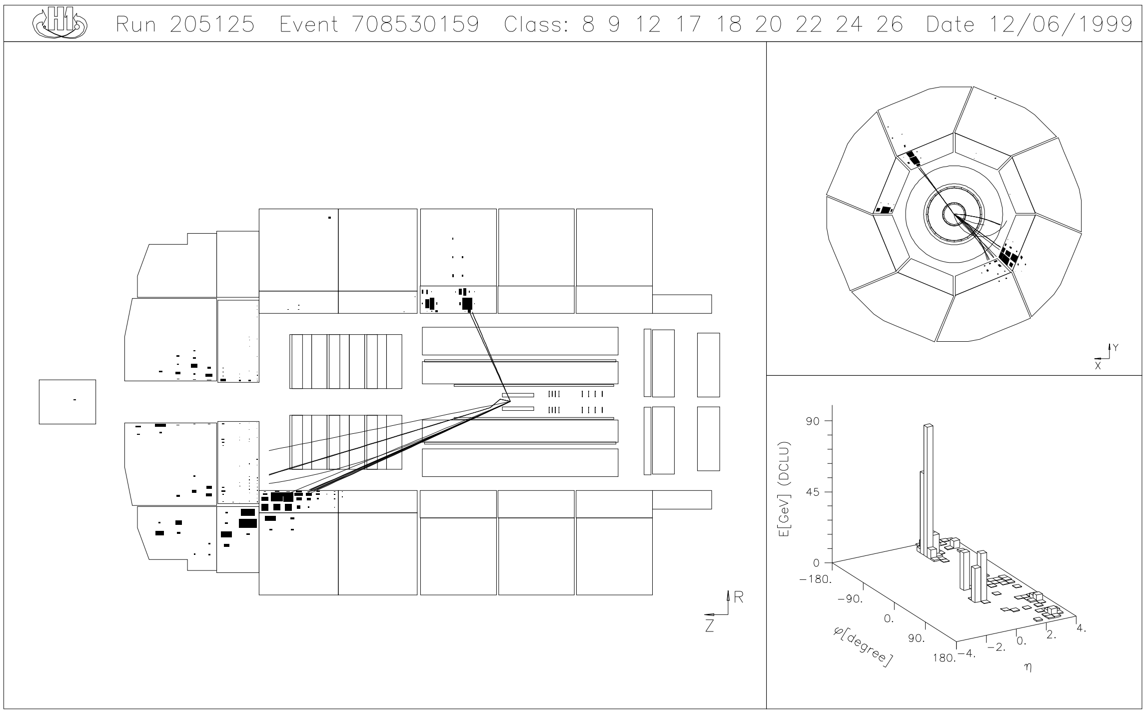


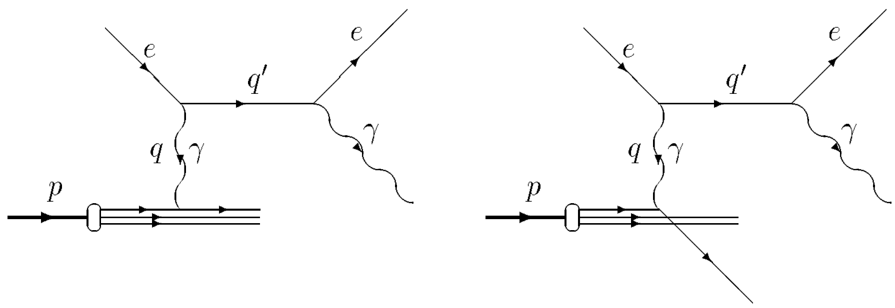
Figure 4.3: Un événement de type Courant Neutre (événement simulé).

4.2 La diffusion Compton QED

La diffusion Compton QED est un processus qui se fait suivant les diagrammes de Feynman de la figure 4.4, pour de faible valeur de q (masse de la particule virtuelle échangée)

On constate que dans le cas inélastique le diagramme est le même que pour les événements de type Courant Neutre profondément inélastique (NC DIS) avec un photon rayonné. Toutefois, alors que dans un processus profondément inélastique l'énergie de la particule virtuelle échangée entre le proton et l'électron (q) est grande, dans un événement de type QED Compton cette énergie va être faible et au contraire, c'est l'impulsion du lepton entre l'émission du boson d'échange et le rayonnement du photon (notée q' sur le diagramme de la figure 4.4) qui va être élevée.

Ce genre d'interaction peut être élastique (le proton n'est pas altéré par l'interaction), quasi-élastique (le proton se transforme alors en une résonance Δ ou un autre état excité) ou inélastique (l'un des constituants du proton est éjecté et les autres constituants s'hadronisent).



Cas élastique Cas inélastique

Figure 4.4: Diagrammes de diffusion Compton QED.

La diffusion QED Compton est parfois aussi appelée "Bremsstrahlung à grand angle" (Wide Angle Bremsstrahlung, "WAB"), car son diagramme est aussi très similaire à celui d'un événement de type "Bremsstrahlung" (rayonnement de freinage), mais dans le cas du Bremsstrahlung, à la fois l'impulsion de la particule échangée et l'impulsion q' du lepton après diffusion (et avant rayonnement) sont faibles. L'angle entre le photon rayonné et le lepton étant relié à l'énergie cédée par le lepton, pour des valeurs plus élevées de q', cet angle sera plus grand (Un exemple d'événement de type QED Compton élastique est visible sur la figure 4.5).

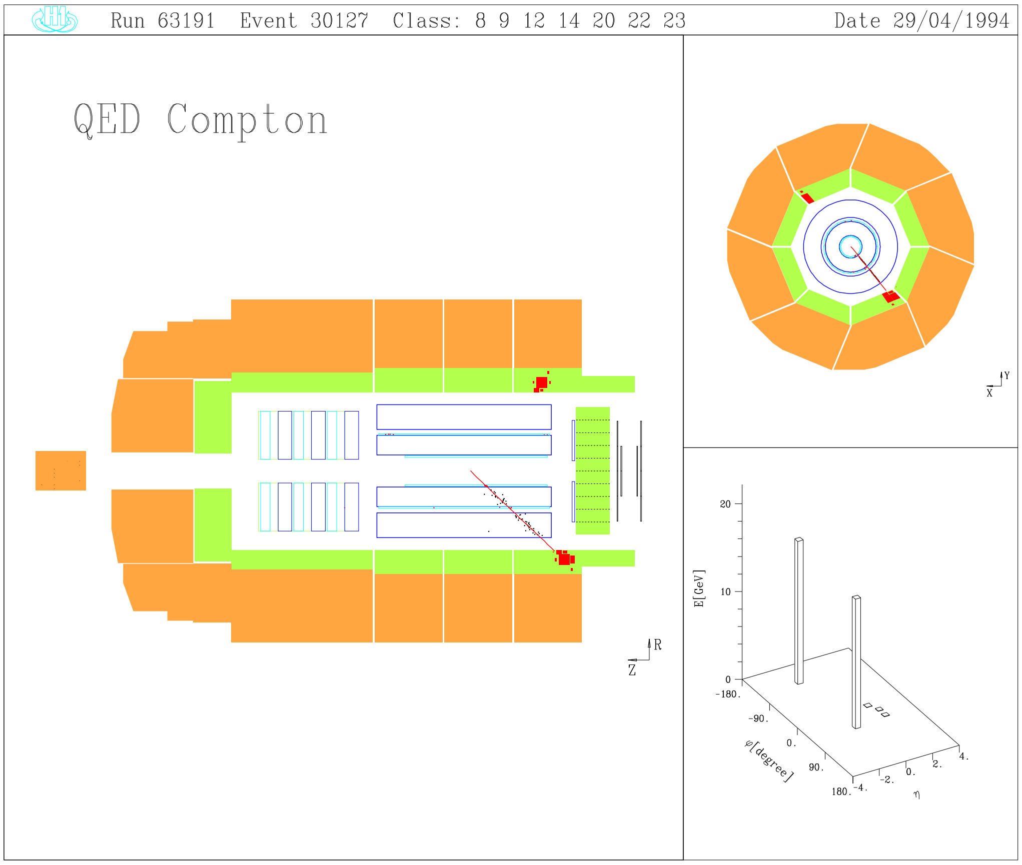


Figure 4.5: Un événement de diffusion QED Compton.

4.3 Simulation des événements du bruit de fond

Afin de pouvoir comparer nos données aux prédictions du modèle standard, des algorithmes de simulation "Monte-Carlo" ont été utilisés pour produire des événements de chacun des bruits de fond connus. Ainsi nous pourrons évaluer l'impact de chacune de nos coupures sur les différents bruits de fond afin d'obtenir la meilleure réjection possible.

Deux simulations différentes ont été faites, l'une simule les événements de type "Courant Neutre" alors que l'autre simule les événements de type QED Compton. Pour chacune de ces simulations, on a d'abord les chaînes de particules résultant de la collision, puis l'on a calculé quelle aurait été la réponse du détecteur au passage de ces particules. Les informations obtenues à l'issue de cette procédure sont donc identiques à celles que l'on aurait obtenu si cet événement s'était réellement produit dans le détecteur H1.

Ces ensembles d'événements vont être traités lors de l'analyse exactement comme si il s'agissait d'événements réels. Il sera donc possible de connaître avec précision les effets de notre analyse sur les bruits de fond.

Chapitre 5

Analyse du canal de désintégration $e^* \rightarrow e + \gamma$

Les données collectées par le détecteur H1 représentent une quantité de données trop importante pour qu'elle soit intégralement ramenée de Hambourg à Marseille. Une première sélection très grossière est donc faite sur place en fonction de la qualité des événements et de quelques paramètres physiques. Cette première sélection permet de n'avoir que des événements dans lesquels certains algorithmes spéciaux ont trouvé au moins deux amas électromagnétiques ayant une énergie supérieure à 5 GeV.

5.1 Nettoyage des données

Toutefois, après cette première sélection, la quantité de données restante est encore importante. De plus, elle contient encore de nombreux événements n'ayant aucun intérêt pour l'analyse ou étant non-physiques, il va donc falloir purifier ce lot de données.

Tout d'abord, l'usage d'algorithmes [17] de rejet du bruit de fond basés sur des critères topologiques permet d'éliminer des événements où l'interaction ne s'est pas produite entre les deux faisceaux, mais entre l'un des faisceaux et le gaz résiduel ou quand des muons "extérieurs" (cosmiques ou du halo) ont interagi.

D'autre part, il se peut qu'une cellule du calorimètre devienne défectueuse et fournisse en permanence un signal identique à celui créé par le passage d'une particule. Cette cellule risque alors de faire croire, à tort, qu'une particule a été détectée à cet endroit. Il faut donc repérer ces cellules et ne pas tenir compte des particules identifiées à cet endroit.

La meilleure méthode pour identifier ces cellules dites "chaudes" est de tracer la distribution en φ des particules retrouvées par des algorithmes destinés à rechercher les électrons et/ou les photons dans l'ensemble des données. Le détecteur étant totalement identique dans toutes les directions en φ (aux cracks prêts), aucun pic ne doit apparaître dans cette distribution(en dehors de légères fluctuations statistiques, bien entendu).

A titre d'exemple, si l'on regarde les données 1999 (avant application des algorithmes de rejet du bruit de fond), on constate rapidement la présence de 3 pics qui dominent la statistique dans la distribution en φ (voir figure 5.1).

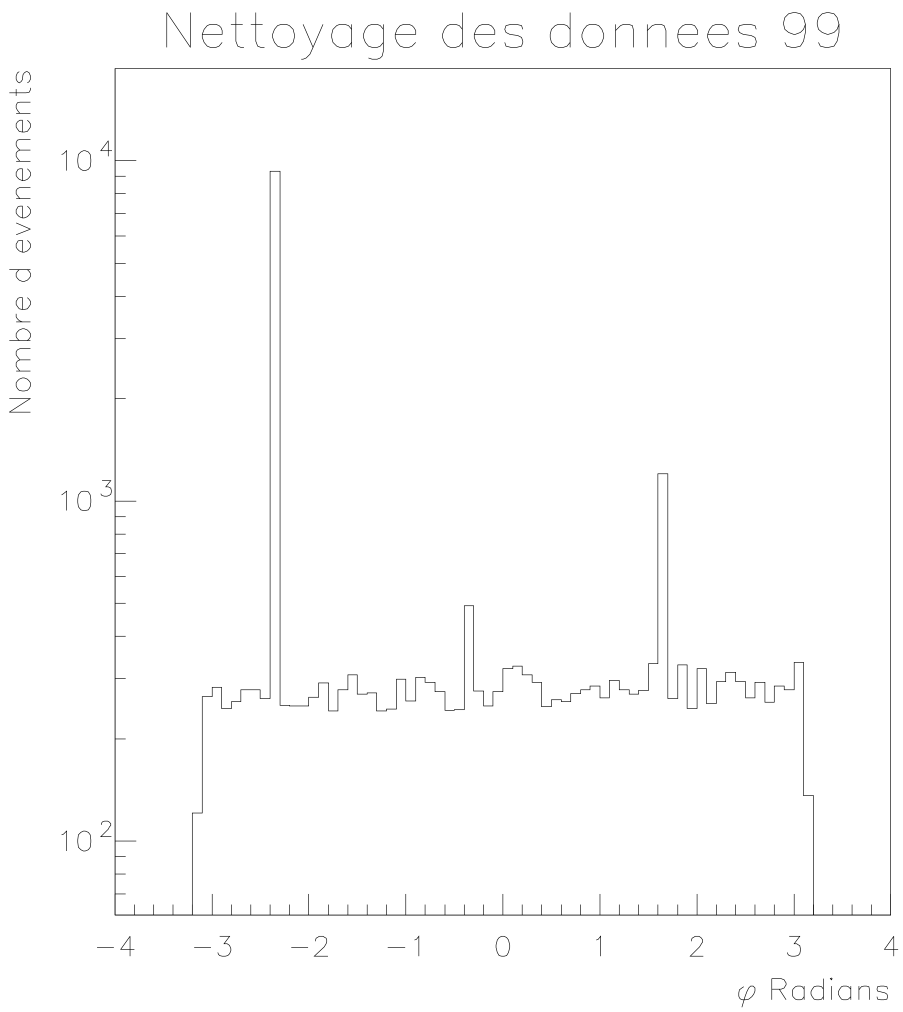


Figure 5.1: Distribution en φ des photons dans toutes les données 1999 (avant application des algorithmes de rejet du bruit de fond). On voit clairement la présence de 3 pics qui dominent la statistique.

La simple application des algorithmes de rejet du bruit de fond permet de faire disparaître deux de ces pics et de réduire considérablement le troisième (voir figure 5.2).

On peut ensuite localiser très précisément les coordonnées du pic restant et l'éliminer en ne prenant pas en considération les particules trouvées dans cette (toute petite) partie du détecteur (voir figure 5.3).

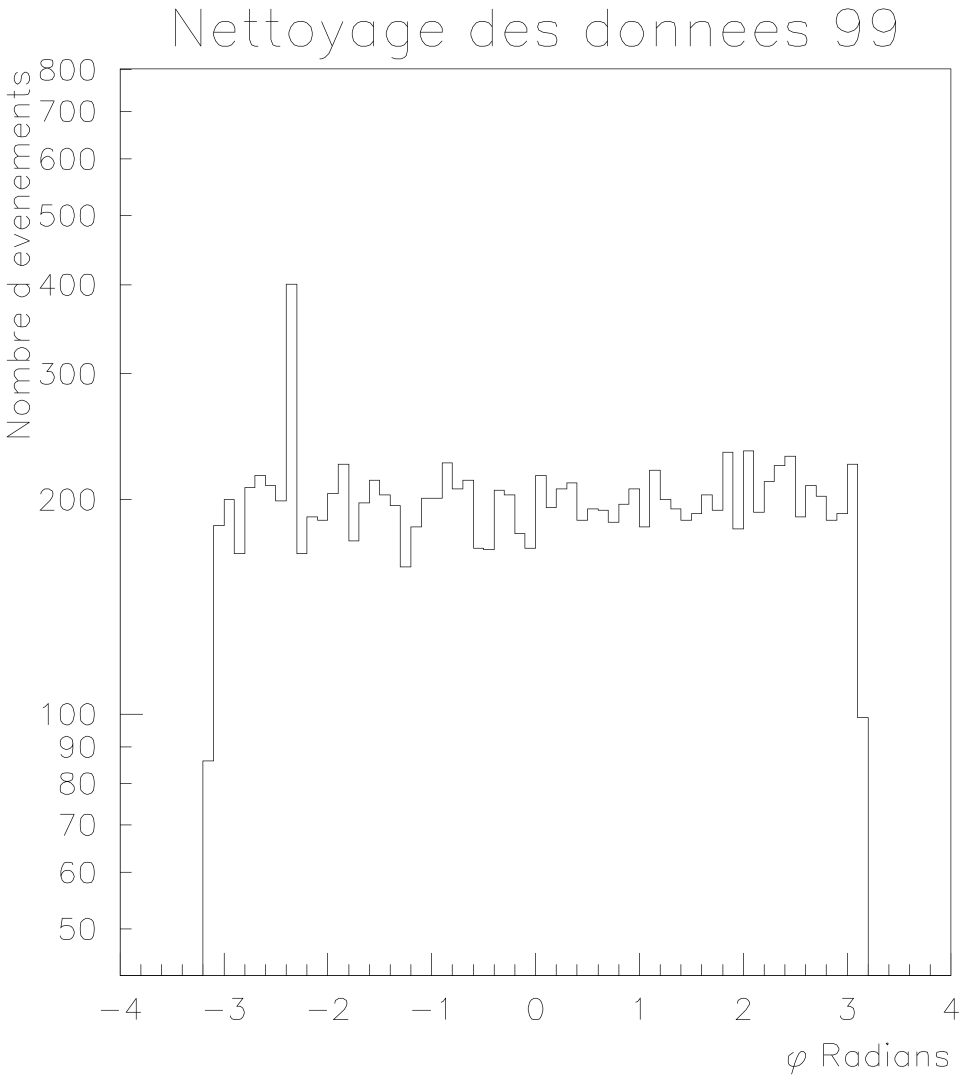


Figure 5.2: Distribution en φ des photons dans toutes les données 1999 (après application des algorithmes de rejet du bruit de fond). Deux pics ont disparu et le troisième a été considérablement réduit.

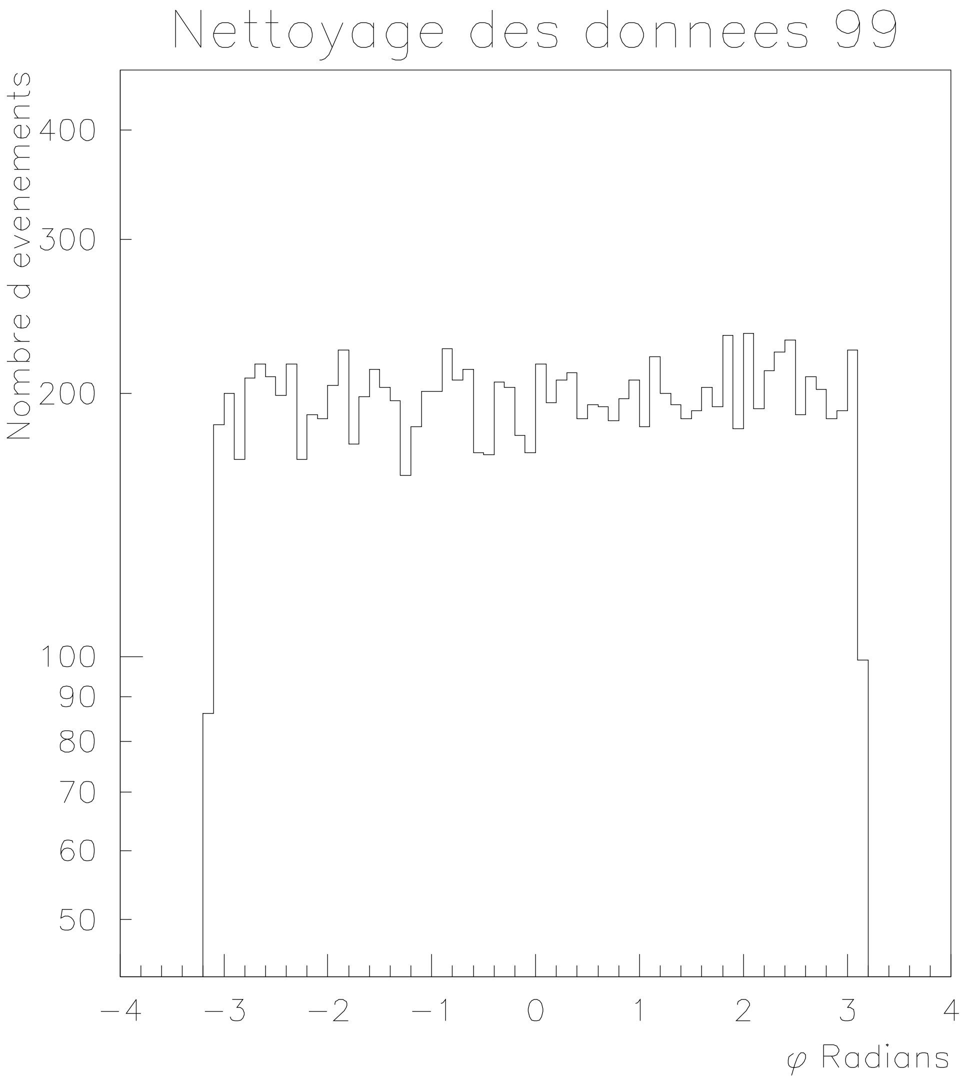


Figure 5.3: Distribution en φ des photons dans toutes les données 1999 (après application des algorithmes de rejet du bruit de fond et suppression de la cellule "chaude"). Tous les pics ont disparu et l'on a une distribution quasiment plate.

Si l'on regarde quelques événements affectés par la cellule chaude, on constate qu'effectivement en bas à gauche du détecteur se trouve un amas de cellules toujours allumé. Sa forme et son isolation confirment l'hypothèse selon laquelle il s'agit d'un problème technique plutôt que d'une particule physique (voir figure 5.4).

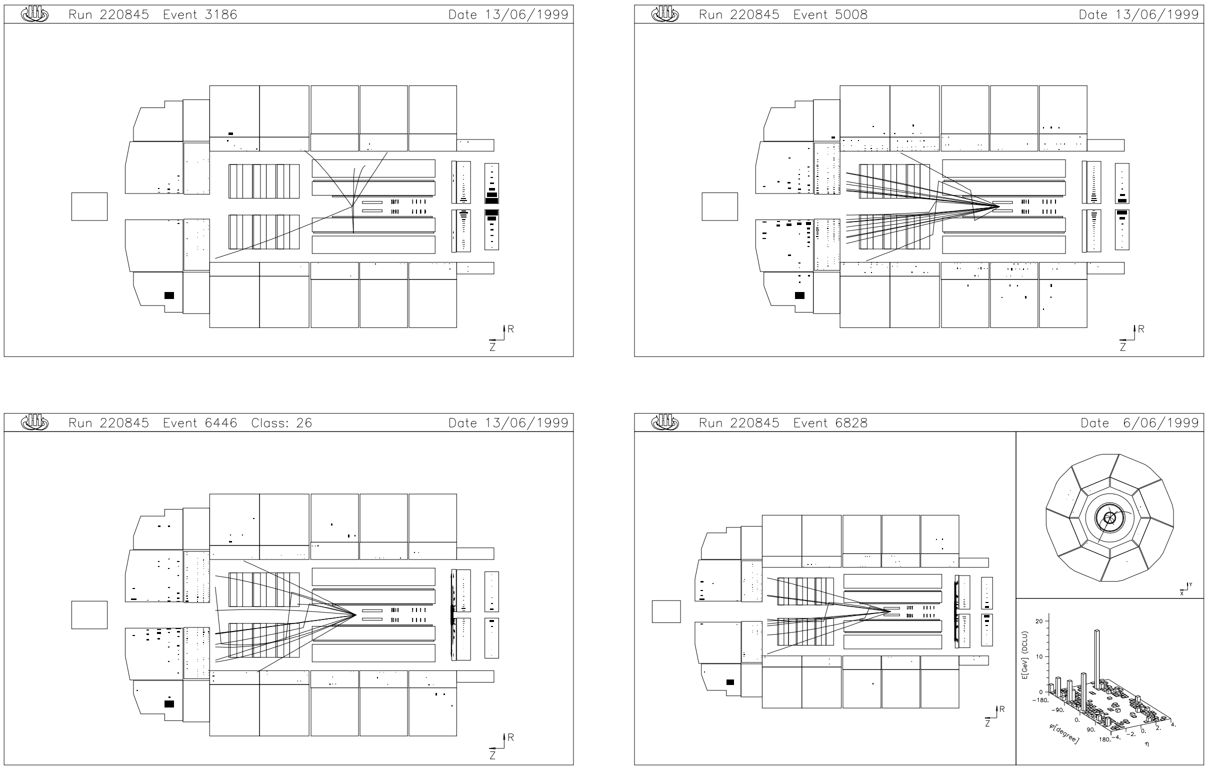


Figure 5.4: 4 événements où l'on voit la présence d'une cellule défectueuse (chaude) en bas à gauche du détecteur.

D'autres distributions sur diverses variables dont la répartition globale est bien connue permettent de s'assurer qu'il n'existe pas d'autres problèmes du même genre.

Il est maintenant possible d'utiliser un lot "propre" de données pour l'analyse physique.

5.2 Comparaison des données 1997 et 1998-99

Avant de commencer à analyser les nouvelles données, il est intéressant de les comparer à des données similaires que l'on sait être de bonne qualité. Les données 1998-99 ont donc été comparées aux données de l'année 1997 (à l'époque HERA provoquait des collisions positron-proton avec des protons à seulement 820 GeV, mais les données restent tout de même très comparables, l'énergie dans le centre de masse ne différant que de quelques pourcents).

Différentes distributions issues de cette comparaison sont visibles sur les figures 5.5 à 5.7). Les variables intéressantes à comparer sont, entre autres:

- L'énergie "$E - P_z$", qui est définie comme la somme de l'énergie déposée dans le détecteur moins l'impulsion des particules suivant l'axe z. Etant donné que le proton se déplace suivant l'axe z positif, son $E - P_z$ est nul, alors que celui de l'électron vaut le double de son impulsion. Le $E - P_z$ de l'état final est donc un bon indicateur de la proportion de l'état final qui a été détecté. En effet, une valeur de $E - P_z$ égale à deux fois l'énergie de l'électron incident ($\simeq 57\ GeV$) indique que toutes les particules de l'état final (fragments du proton excepté, puisque leur $E - P_z$ est nul) ont été trouvées.

- La différence entre l'énergie totale déposée dans le détecteur et l'énergie des deux premiers amas électromagnétiques. Cette variable nous permet de savoir si seules nos deux particules sont présentes dans le détecteur ou si d'autres particules ont laissé de l'énergie dans le détecteur. Cela sera en particulier important pour l'étude de la partie élastique et quasi-élastique.

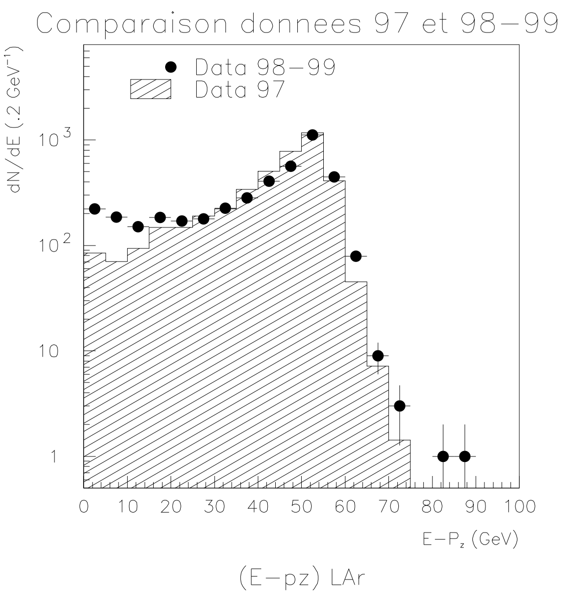


Figure 5.5: Comparaison en $E - P_z$ des données 1998-99 avec celles de 1997. On constate un excès d'événements à faible $E - P_z$. Il est possible que cet excès provienne d'un changement du code de présélection entre 1997 et 1998-99.

Ces distributions correspondent aux données prise en 1997 (zone hachurée) d'une part et aux données prises en 1998-99 (points) d'autre part.

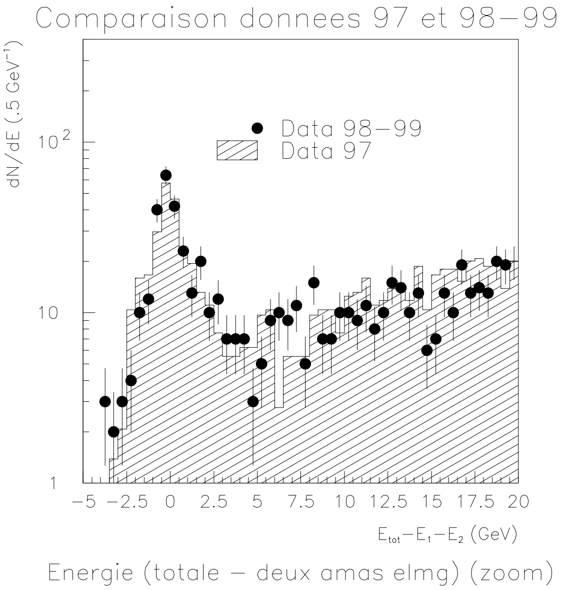


Figure 5.6: Comparaison de l'énergie totale déposée dans le LAr, moins l'énergie des deux amas électromagnétiques pour les données 1998-99 et celles de 1997.

Globalement ces distributions montrent que les données 1998-99 sont assez similaires aux données 1997 sur les variables qui ont été choisies. Toutefois, on peut constater une différence notable à faible $E - P_z$ ($E - P_z < 20\ GeV$; voir figure 5.5). Etant donné que le signal que nous recherchons correspond à des valeurs de $E - P_z$ comprises entre 35 et 65 GeV (voir figure 5.8), notre analyse ne porte que sur cet intervalle et la différence à bas $E - P_z$ ne l'affecte nullement. Il semble qu'elle provienne d'une différence dans le code de présélection entre 1997 et 1998-1999.

Les différentes distributions en φ montrent une répartition uniforme ce qui est conforme à la géométrie du détecteur. De même la distribution en θ reflète bien l'asymétrie des collisions où l'énergie cinétique du proton domine largement celle des électrons.

Afin d'éliminer les événements ayant un vertex loin du vertex nominal et des événements qui sortent du cadre de notre analyse, dans toutes ces distributions (sauf la distribution en $E - P_z$), une coupure a été effectuée sur le vertex de l'événement et sur son $E - P_z$ ($|vtx| < 35cm$ et $35 < E - P_z < 65\ GeV$).

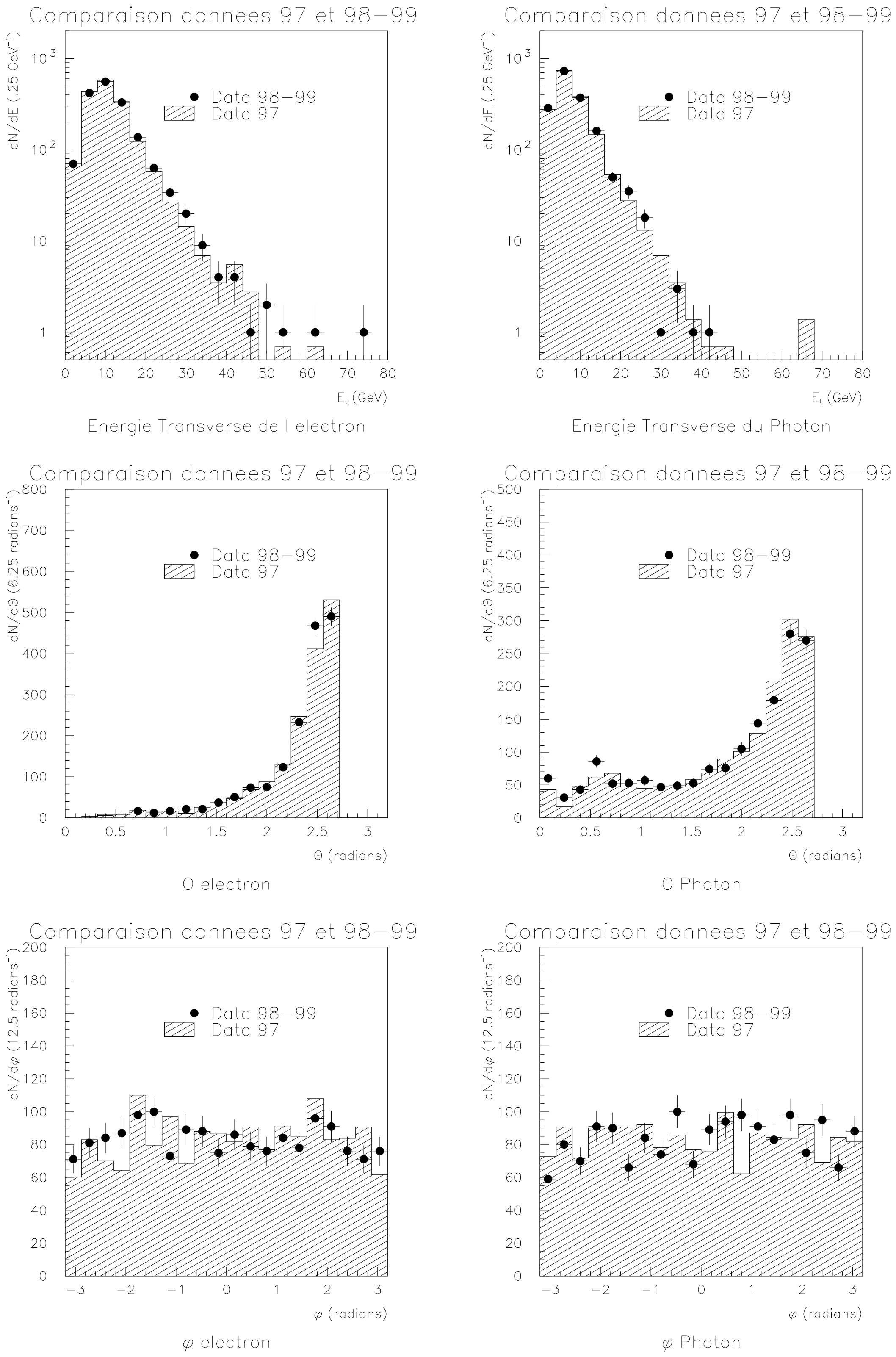


Figure 5.7: Comparaison de l'énergie transverse, de θ et φ des électrons et photons retrouvés pour les données 1998-99 et celles de 1997.

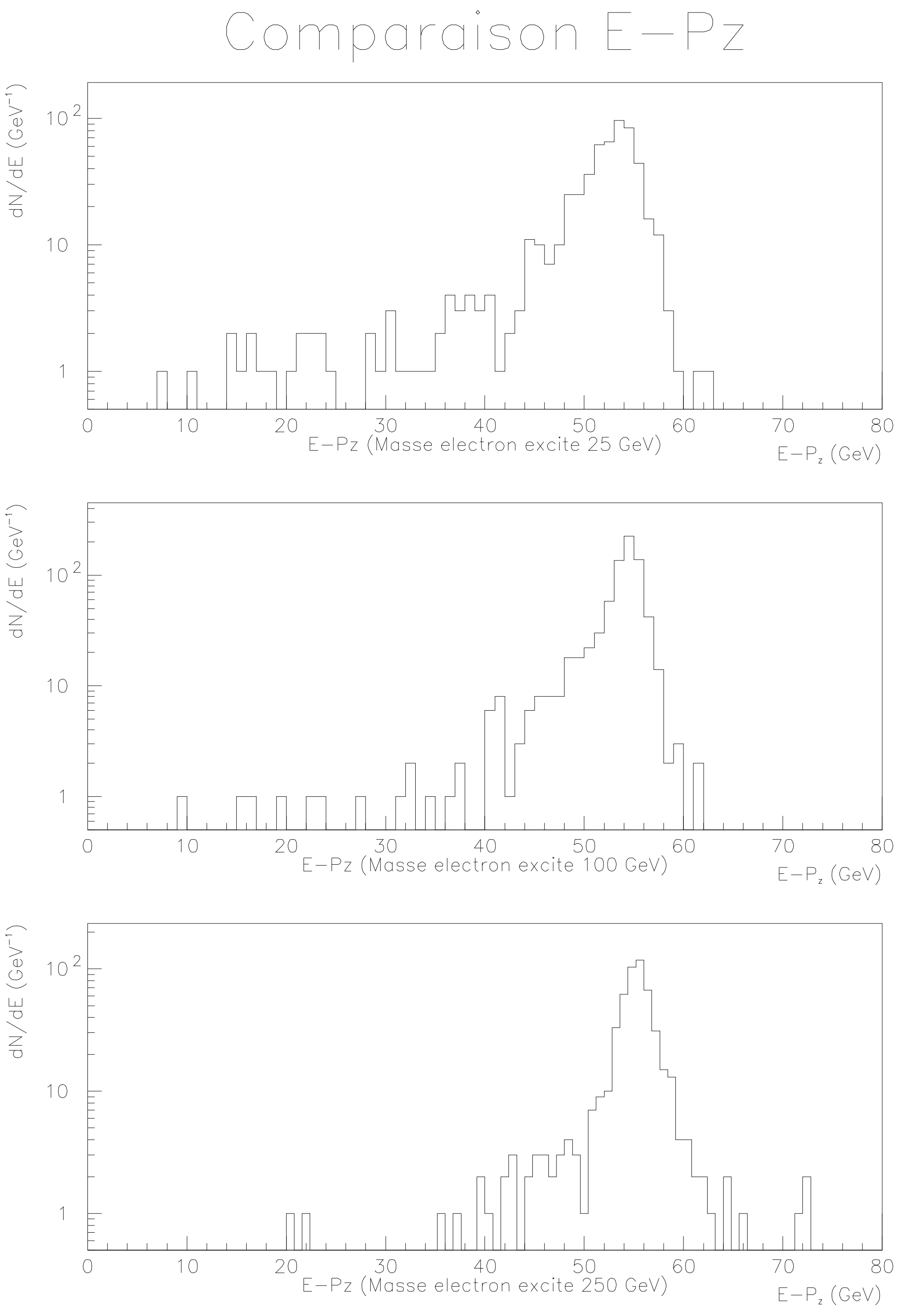


Figure 5.8: $E - P_z$ du signal pour 3 masses différentes (25 GeV, 100 GeV et 250 GeV) de l'électron excité. On constate que la plus grosse partie du signal se trouve dans la zone entre 35 et 65 GeV.

5.3 Analyse des événements sélectionnés.

L'utilisation des algorithmes de réjection du bruit de fond non-physique et l'élimination des cellules chaudes nous permet de disposer d'un lot d'événements sans parasites qui peut maintenant être analysé.

Deux analyses ont été effectuées sur ce lot d'événements afin de déterminer les cohésions entre les prédictions du modèle standard et les données observées.:

- Une analyse "exclusive" où l'on exige que en dehors de deux amas électromagnétiques le détecteur soit vide. Cette analyse correspond à la partie du signal où la collision à été élastique ou quasi-élastique et où il n'y a donc eu que les produits de désintégration de l'électron excité qui ont laissé des traces dans le détecteur. La condition "détecteur vide" permettant d'éliminer la très grande majorité des événements n'ayant pas la topologie recherchée, il est possible d'utiliser une limite minimale sur l'énergie des amas électromagnétiques assez basse. La fait d'avoir une coupure très basse sur l'énergie des deux amas nous permet d'accéder à des masses de l'électron excité très basses (jusqu'à 25 GeV).

- Une analyse "inclusive" où l'on ne limitera pas l'énergie déposée en dehors des deux amas, mais où l'on demandera alors une énergie transverse plus élevée aux deux amas. Cette analyse permettra de prendre en considération la partie inélastique du signal en plus des parties élastiques et quasi-élastiques, mais elle n'a une bonne efficacité que pour une masse de l'électron excité élevée.

Certaines coupures ont été appliquées de manière commune afin de sélectionner les événements des deux analyses. Ce sont les coupures suivantes:

1. Composants du détecteur en bon état de marche: lors de certaines périodes de prise de données, certains éléments du détecteur peuvent être défectueux; pour nos analyses, il faut absolument que les détecteurs sur lesquels repose notre analyse (LAr, trajectographes, ...) soient opérationnels.

2. Pas de bruit de fond (voir section 5.1).

3. Rejet de la cellule chaude (mais l'événement est conservé si, après avoir retirée cette cellule il passe les autres critères de sélection).

4. Deux amas électromagnétiques dans les calorimètres.

5. Dans le cas où les deux amas électromagnétiques possèdent des traces, on demande à ce que le moins énergétique des deux ait moins de 3 traces dans un cône de 30 $^\circ$ autour du point d'impact. Cette coupure permet de rejeter une partie du bruit de fond Courant Neutre profondément inélastique où le jet hadronique est dominé par un π^0 qui se désintégre en un photon (d'où une forte composante électromagnétique) sans éliminer les événements où un photon s'est converti en une paire $e^+ - e^-$ (qui possède alors 2 traces).

5.3.1 Analyse exclusive

Sur la figure 5.9 on constate que l'énergie totale moins l'énergie des deux premiers amas électromagnétiques peut descendre jusqu'à -5 GeV. Le fait d'obtenir une énergie négative peut paraître surprenant, cela résulte des corrections qui sont appliquées à l'énergie de certaines cellules pour tenir compte du bruit de l'électronique. Lorsque cette correction est trop forte, il se peut que l'énergie d'une cellule, après correction, apparaisse comme négative. On en déduit que les erreurs de mesures expérimentales sur ces énergies sont de l'ordre de 5 GeV. On peut donc considérer que la condition "détecteur vide" sera remplie dès lors que l'énergie totale moins l'énergie des deux premiers amas sera inférieure à 5 GeV.

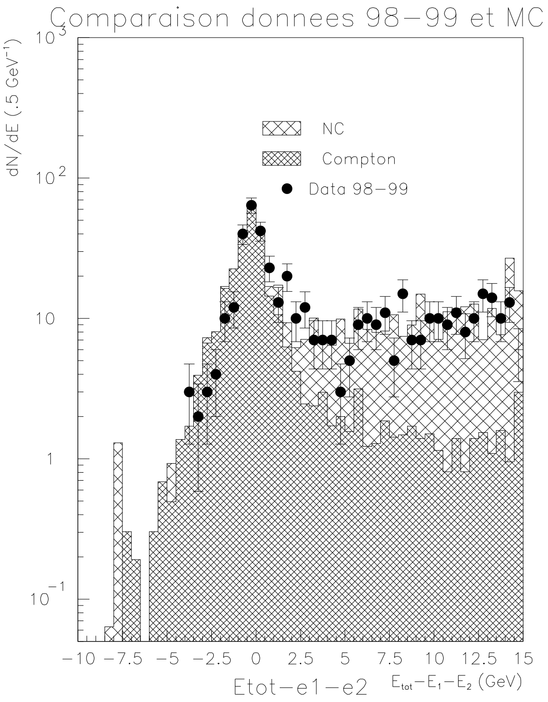


Figure 5.9: Comparaison de l'énergie totale déposée dans le LAr, moins l'énergie des deux premiers amas électromagnétiques pour les données 1998-99 et les simulations Monte-Carlo.

Pour l'analyse exclusive les coupures à faire avaient été analysée dans [18] [19]. Les résultats de ces travaux ont été repris et les sélections suivantes ont donc été appliquées

1. Deux amas électromagnétiques dans le LAr avec $10^\circ < \theta < 150^\circ$ et énergie de chaque amas supérieure à 5 GeV.

2. Somme des énergies des deux amas supérieure à 20 GeV.

3. Energie résiduelle dans le détecteur inférieure à 5 GeV (condition "détecteur vide").

4. La différence entre l'énergie mesurée dans le calorimètre et l'énergie $E_{e,\gamma}$ reconstruite en utilisant les angles polaires des deux amas[1] doit être inférieure à l'énergie déposée dans le calorimètre. Le but de cette coupure ainsi que de la coupure suivante est de tirer partie du fait que le système est cinématiquement sur-contraint pour s'assurer qu'il n'y a pas eu d'erreur lors de la mesure de l'énergie.

5. La différence entre la masse invariante reconstruite en utilisant les angles polaires des deux amas[2] et la masse invariante mesurée dans le calorimètre doit être inférieure au double de la masse invariante mesurée dans le calorimètre.

5.3.2 Analyse inclusive

Pour l'analyse inclusive, les coupures spécifiques sont [18] [19]:

1. Somme des énergies des deux amas supérieure à 20 GeV.

2. Deux amas électromagnétiques dans le LAr avec $\theta < 150^\circ$.

3. Energie transverse de l'un des deux amas supérieure à 20 GeV et énergie transverse de l'autre supérieure à 10 GeV.

5.3.3 Résultats de l'analyse

Ces coupures ont été appliquées à la fois aux données 1998-99 et aux simulations Monte-Carlo pour les événements de type "Courant Neutre" et les événements de type "QED Compton".

Nous pouvons donc maintenant comparer les données avec les simulations pour nos deux analyses. Le nombre d'événements trouvés dans les données et le nombre prévu par les Monte-Carlo se trouvent sur le tableau 5.1.

[1] En appelant $E_e^{incidente}$ l'énergie de l'électron incident, on calcule l'énergie déduite des angles polaire par la formule:

$$E(\theta_e, \theta_\gamma) = \frac{2E_e^{incidente} \sin\theta_{\gamma,e}}{\sin\theta_\gamma + \sin\theta_e + \sin(\theta_\gamma + \theta_e)}$$

[2] De même:

$$M(\theta_e, \theta_\gamma) = 2E_e^{incidente} \sqrt{\frac{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma + \sin(\theta_\gamma + \theta_e)}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_\gamma + \theta_e)}}$$

		Données 1998-99	Monte-Carlo Courants Neutres	Monte-Carlo QED Compton	Total Monte-Carlo
	e-e	5	10.5	2.4	12.9
Analyse	e-γ	90	50.8	46.9	97.7
inclusive	γ-γ	3	2.9	0	2.9
	Total	98	64.3	49.3	113.6
	e-e	26	2.6	13.2	15.9
Analyse	e-γ	150	9.1	197.2	206.4
exclusive	γ-γ	6	0	0.9	0.9
	Total	182	11.8	211.4	223.2
Analyse	e-e	29	12.0	15.0	27.0
inclusive	e-γ	221	58.6	222.3	280.9
ou	γ-γ	8	2.9	0.9	3.9
exclusive	Total	258	73.6	238.2	311.9

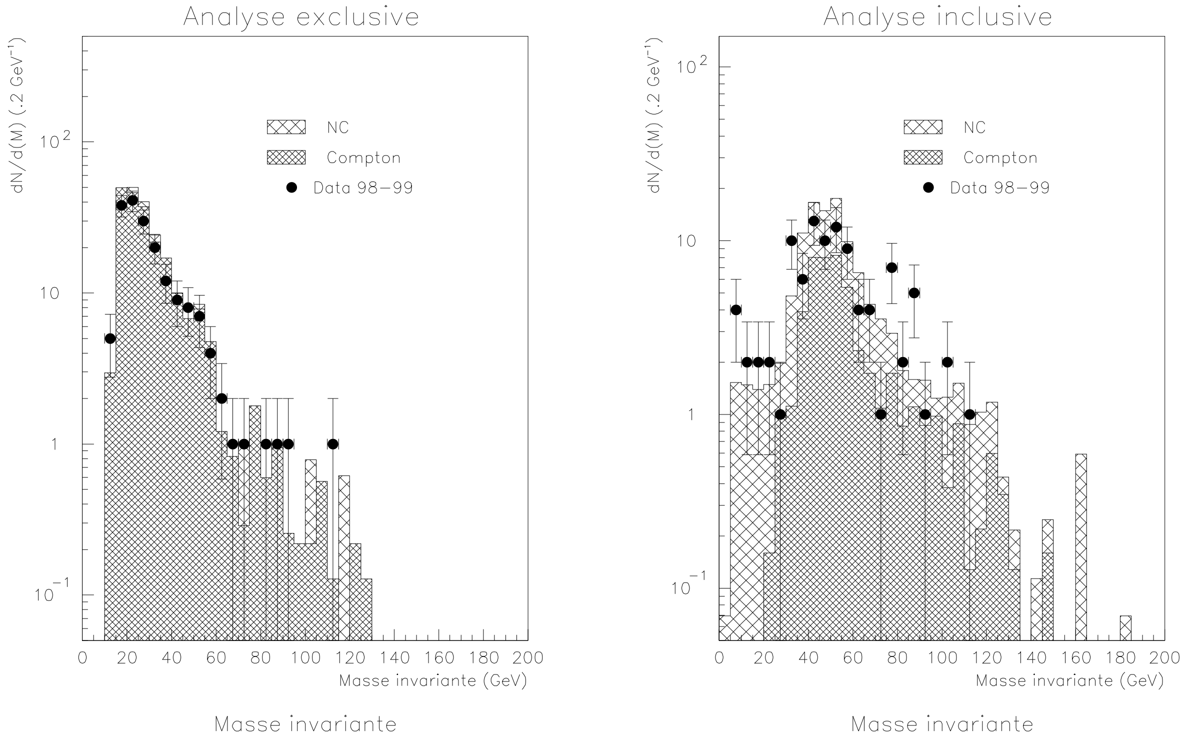
Tableau 5.1: Nombre d'événements trouvés pour chacune des analyses pour les Monte-Carlo et pour les données

Si l'on regarde la distribution des masses invariantes pour les deux analyses (voir figure 5.10), on constate l'absence de pic spécifique dans les données, ce qui signifie qu'aucun signal n'a été observé (le signal provoquerait une resonnance à sa masse).

Outre l'absence de pic dans les données, on remarque la présence d'un excès d'événements Monte-Carlo. Cela s'explique très probablement par un recouvrement des domaines cinématiques des deux échantillons Monte-Carlo générés.

En effet, si l'on compare le carré de la quadri-impulsion de transfert (Q^2) pour les deux Monte-Carlo il apparaît clairement qu'il y a un recouvrement en Q^2 entre ces deux échantillons (voir 5.11) et il y a donc un double comptage des événements dans la plage du recouvrement. Ce double comptage peut aussi se voir sur la figure 5.12 où il y a un excès d'événements Monte-Carlo à bas Q^2, dans la zone de recouvrement des Monte-Carlo.

Pour résoudre ce problème, il faut faire une coupure sur la valeur du Q^2 de chacun des deux échantillons. Toutefois, la valeur de cette coupure, n'a pas encore été définie.



Analyse exclusive Analyse inclusive

Figure 5.10: Masse invariante des deux amas électromagnétiques des événements correspondants à chacune des deux analyse.

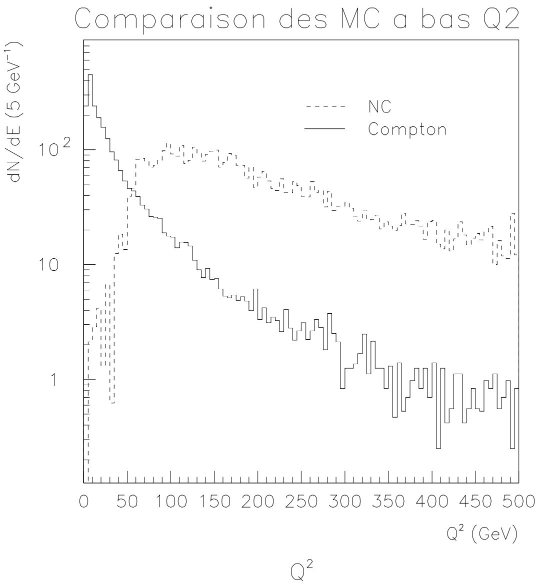


Figure 5.11: Domaines cinématiques en Q^2 couverts par les deux Monte-Carlo utilisés pour cette étude. On voit clairement que les domaines cinématiques se recouvrent.

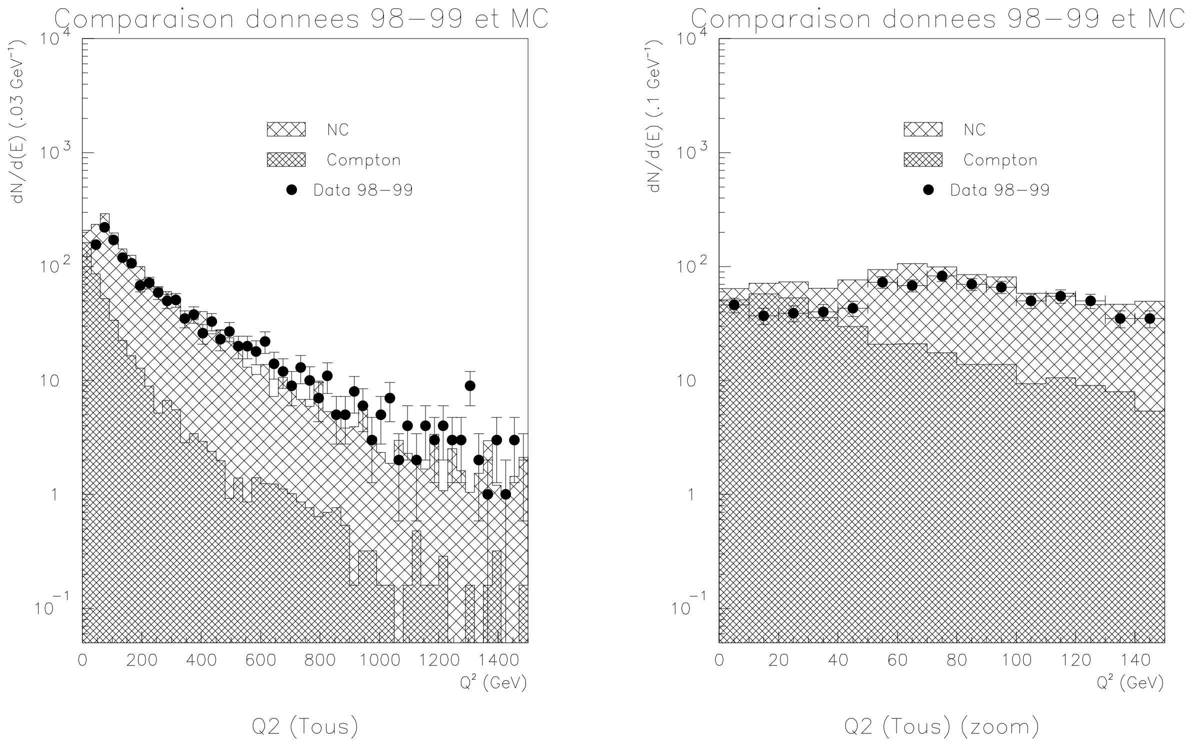


Figure 5.12: Comparaison du Q^2 des données avec celui du Monte-Carlo. On constate un excès d'événements Monte-Carlo à bas Q^2.

5.4 Effet des analyses sur le signal

Le but des analyses définies précédemment est de détecter l'éventuelle présence d'un électron excité dans les données, il est donc important de connaître la fiabilité de ces analyses dans la recherche du signal.

Pour cela, le lagrangien correspondant au signal recherché a été implémenté dans des algorithmes de type Monte-Carlo et utilisé pour produire des événements consécutifs à la production et la désexcitation d'un électron excité.

Ces fichiers se sont vu appliquer les mêmes algorithmes que les fichiers de données et les fichiers Monte-Carlo correspondants aux bruits de fond physique, afin de s'assurer qu'un maximum d'événements contenant un électron excité serait effectivement vu tout en ayant la meilleure réjection possible du bruit de fond. Pour couvrir tout le domaine cinétique d'HERA ($\sqrt{s} \simeq 310\ GeV$), 7 ensembles de données, contenant chacun un millier d'événements ont été crées avec une masse de l'électron excité allant de 25 à 250 GeV.

Pour le signal, on obtient les efficacités de sélection suivantes résumées dans le tableau 5.2.

	Masse de l'électron excité (en GeV)						
	25	50	75	100	150	200	250
$\epsilon(e^* \rightarrow e + \gamma)$ Analyse exclusive (%)	23,3	41,5	50,4	48,1	29,9	18,9	11,8
$\epsilon(e^* \rightarrow e + \gamma)$ Analyse inclusive (%)	3,1	61,0	78,3	84,1	83,2	81,2	72,2
$\epsilon(e^* \rightarrow e + \gamma)$ Total (%)	26,4	73,7	82,3	85,5	83,2	81,2	72,2

Tableau 5.2: Efficacité de détection pour des échantillons d'environ 1000 événements

5.5 Perspectives

Afin de compléter l'analyse du canal $e^* \rightarrow e + \gamma$, deux tâches restent à accomplir: Supprimer le problème du double comptage et déterminer des limites sur l'échelle d'apparition de la sous-structure de l'électron.

Pour s'affranchir du problème du double comptage, on peut envisager de ne pas prendre en compte les événements de type Courant Neutre ayant un Q^2 inférieur à une certaine valeur et de la même façon, on peut ne pas prendre en compte les événements Compton de Q^2 supérieur à cette même valeur. Une étude préliminaire à été menée et semble indiquer qu'une coupure aux alentours de 70 GeV^2 pourrait-être envisagée. Une autre solution serait de se procurer des événements de type Courant Neutre profondément inélastiques avec un Q^2 plus faible et l'on pourrait alors ne pas utiliser le générateur d'événements Compton inélastiques.

Une fois ce problème résolu, des limites sur l'échelle d'apparition de la sous-structure de l'électron pourront-être déterminées. Pour ce faire, il va falloir évaluer le nombre d'événements e^* observés par intervalle de masse invariante donnée et le comparer au bruit de fond. On utilise ensuite une loi de Poisson qui relie, avec une certaine probabilité, le nombre d'événements e^* possible au nombre d'événements observés. En faisant coïncider cette probabilité avec le niveau de confiance voulu (95 % par exemple) on obtient la valeur maximale possible pour l'échelle de la sous-structure excluant donc toutes les valeurs supérieures...

Chapitre 6

Conclusion

Lors de ce stage, j'ai eu l'occasion de me familiariser avec les outils utilisés au sein de la collaboration H1 et avec les modèles théoriques décrivant une éventuelle sous-structure de l'électron.

Les dernières données enregistrées sur le détecteur H1 ont été nettoyées et analysées. Aucun signal n'a été remarqué ce qui va permettre d'améliorer les limites actuelles sur l'échelle d'apparition d'une sous-structure à l'électron.

Toutefois, le canal de désintégration $e^* \rightarrow e + \gamma$ n'est que l'un des canaux de désintégration possible pour l'électron excité et cette étude ne saurait être complète sans une analyse similaire pour d'autre canaux de désintégration de l'électron excité ainsi que pour les canaux de désintégration du neutrino et du quark excité. La méthodologie acquise lors de ce stage pouvant être réutilisée pour ces analyses à venir.

A plus long terme, l'augmentation de luminosité de HERA en 2001 permet d'espérer entrevoir un signal ou fixer de meilleures limites donnant ainsi des informations précises aux théoriciens qui pourront affiner leurs modèles et mieux guider les physiciens du LHC...

Bibliographie

[1] J.Wess and B.Zumino, "Supergauge transformation in four dimension", Nuclear Physics, B70(1974) 39.

[2] Particle Data Group, C.Caso *et al.*, "Review of Particle Physics", The European Physical Journal C3 (1998) 1.

[3] H. Georgi and S.L. Glashow, Physical Review Letters, 32(1974) 438.

[4] S. Weinberg, Physical Review, D13 (1976) 974.

[5] H.Harari, "A schematic model of quarks and leptons", Physics Letters, 86B(1979) 83.

[6] H.Harari and N.Seiberg, "A Dynamical theory for the Rishon model", Physics Letters, 98B(1981) 269.

[7] M.A. Shupe, "A composite model of leptons and quarks", Physics Letters, 86B(1979) 87.

[8] H.Fritzsch and G.Mandelbaum, "Weak interactions as manifestations of the substructure of leptons and quarks", Physics Letters, 105B(1981) 319.

[9] E.J, Eichten, K.D. Lane and M.E. Peskin, "New tests for leptons and quarks substructure", Physical Review Letters 50, (1983) 811.

[10] "Excited lepton production at LEP and HERA", K.Hagiwara, S.Komamiya and D.Zeppenfeld, Zeitschritt für Physik C29(1995) 115.

[11] F. Low, "Heavy electrons and muons", Physical Review Letters, 14 (1965) 238.

[12] "Excited-quark and -lepton production at hadron colliders", U.Baur, M.Spira and P.M.Zerwas, Physical Review D, D42 (1990) 815.

[13] B.H.Wiik, "HERA Status", proceedings of the HERA workshop, vol 1, Hamburg, 29-20, Octobre 1991.

[14] "Wissenschaftlicher Jahresbericht DESY" (rapport scientifique de DESY), ISSN 0179-9282, 187-203 (1995).

[15] "The H1 detector at HERA", Collaboration H1, Nuclear Instruments and Methods, A386, 310-347(1997).

[16] Collaboration H1, "The H1 liquid argon calorimeter system", Nuclear Instrumentation and Methods, A336(1993)460-498.

[17] E. Chabert et Al., "An Updated Phan Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High P_T Physics Analysis", Note interne H1 H1-11/98-556.

[18] Isabelle Négri, "Recherche de fermions excités dans l'expérience H1 auprès du collisionneur positron-proton HERA",Thèse de Doctorat, CPPM-T-1998-02.

[19] Collaboration H1, S. Aid *et al.*, "Search for excited fermions with the H1 detector", DESY 96-163, Nucl. Phys. B 483, (1997), 44.