UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE
AIX-MARSEILLE I

Thi Nguyet TRINH

Étude de la production d'événements multi-électrons auprès du collisionneur HERA

RAPPORT DE STAGE

mars-juin 2005

Stage réalisé au Centre de Physique des Particules de Marseille.

Maître de stage : Emmanuel SAUVAN.

Table des matières

Introduction

Le but de la physique des particules est de sonder le coeur de la matière. Depuis la découverte des diffusions profondément inélastique (DIS) à SLAC en 1968, les collisions ep ont joué un rôle important dans l'établissement du Modèle Standard. L'unique collisionneur ep existant à HERA a permis l'étude des interactions ep dans un domaine cinématique inaccessible aux expériences sur cible fixe. HERA a permis d'apporter un très grand nombre de résultats dans le domaine de QCD, mais aussi certains aspects de la physique électrofaible peuvent y être étudiés, de façon complémentaire par rapport aux autres collisionneurs. HERA est actuellement dans une phase appelée HERA-II, visant à augmenter la luminosité de l'accélérateur.

La production des multi-leptons à grande impulsion transverse a été mesurée en collisions ep par l'expérience H1 à HERA. Avec une luminosité de 118 pb^{-1}, six événements sont observés avec un paire d'électrons de grande masse invariante (au-dessus de 100 GeV), alors que la prédiction du Modèle Standard est asssez petite dans ce domaine, de l'ordre de 0.5 événements [1]

Dans mon stage, je vais étudier la production des événements multi-électrons dans les collisions ep à HERA et analyser les données des périodes 2004 et 2005.

Dans le premier chapitre, nous allons présenter le cadre théorique et les processus du Modèle Standard intervenant dans notre analyse. La description de l'accélérateur HERA et de l'expérience H1 est abordée dans le deuxième chapitre, plus précisément les parties du détecteur qui ont données les informations utilisées dans notre analyse. La définition des objets physiques et la selection des événements multi-électrons sera présentée dans le troisième chapitre. Le quatrième chapitre est réservé pour l'analyse des événements multi-électrons et l'interprétation des résultats de la période 2005. Les résultats sont comparés à ceux de la période 2004. Dans le dernier chapitre, nous utilisons notre sélection multi-électrons pour la recherche d'un événement signal de la production du boson de Higgs doublement chargé. Enfin, la conclusion.

Chapitre 1

Le cadre théorique : Le Modèle Standard

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie qui s'applique aux objets quantiques et qui tente d'expliquer les observations que nous faisons du monde qui nous entoure. Elle est bâtie sur le trityque particule, force, médiateur, c'est-à-dire qu'elle distingue les familles de particules par les forces auxquelles elles sont sensibles. De plus chaque force possède un médiateur que peuvent s'échanger les particules qui y sont soumises.

1. **Les particules de matière ou fermions**
   Les *fermions* constituent la matière de notre univers, ils ont pour *spin* 1/2. Le tableau 1.1 énumère les différents fermions connus, la charge électrique de chacun est indiquée, l'unité élémentaire étant la charge du proton, soit $1{,}602.10^{-19}$ Coulomb.
   A chaque fermion correspond une antiparticule identique, mais de charge opposée. Les antiparticules et les antiatomes décrits par la mécanique quantique ont disparu de l'univers au début de sa formation.

fermions					
leptons		quarks		hadrons	
électron	-1	down	$-1/3$	proton	$+1$
neutrino électronique	0	up	$2/3$	neutron	0
muon	-1	strange	$-1/3$	méson et hypérons sont formés d'une paires quark-antiquark	
neutrino muonique	0	charm	$2/3$		
tau	-1	bottom	$-1/3$		
neutrino taunique	0	top	$2/3$		

Tableau 1.1 : *Particules élémentaires*

   Les leptons et les quarks sont les 12 particules élémentaires. Quatre seulement subsistent à l'état naturel qui nous entourne : les électrons, les neutrinos et les

quarks *ups* et *downs*. On les appelle la première génération.
En effet, les hadrons sont un assemblage de trois quarks. Les protons et neutrons sont formés à partir des quarks ups et downs et sont les constituants du noyau atomique : c'est pourquoi on les appelle aussi nucléons.

2. **Les forces fondamentales de l'univers**. Elles sont au nombre de quatre :
   - la force de gravitation : elle s'exerce sur toutes les particules proportionnellement à leur masse.
   - la force électromagnétique : elle s'exerce sur les particules de matière électriquement chargées.
   - la force forte : elle s'exerce sur les quarks et assure la cohésion du noyau atomique.
   - la force faible : elle concerne certains quarks et leptons et est responsable des radioactivités β^- et β^+.

   Ces quatre forces sont décrites respectivement par quatre théories :
   - la relativité générale,
   - l'électrodynamique,
   - la chromodynamique,
   - la théorie électrofaible (elle associe force faible et force électromagnétique),

   Les trois dernières étant décrites par le Modèle Standard.
3. **Les particules messagères dites virtuelles, ou médiateurs**
   Pour chacunes des forces fondamentales, on a défini des particules supports de ces forces qui sont observées indirectement par leur action :
   - le graviton (spin 2) pour la force de gravitation, il n'a jamais été observé.
   - le photon (spin 1, masse et charge nulles) pour la force électromagnétique.
   - 8 gluons (spin 1 et masse nulle) pour la force forte.
   - 3 bosons (spin 1) les bosons intermédiaires ($W^\pm$ *et* Z^0).

1.2 Processus du Modèle Standard à HERA

Dans cette section, nous définirons les variables cinématiques utillisées lors de l'étude des interactions électron-proton et nous présenterons les processus γ-γ qui sont la source principale de production de paires de leptons à HERA. Nous passerons en revue quelques processus physiques qui constituent les bruits de fond rencontrés lors de l'étude de la production des événements multi-électrons.

1.2.1 La diffusion profondément inélastique

La diffusion profondément inélastique (DIS en anglais) correspond à la diffusion d'un électron sur un quark provenant du proton. Ce processus peut être décrit au premier ordre dans le cadre du modèle des partons. Il permet de sonder la structure du proton. Le processus de base est illustré dans la figure 1.1

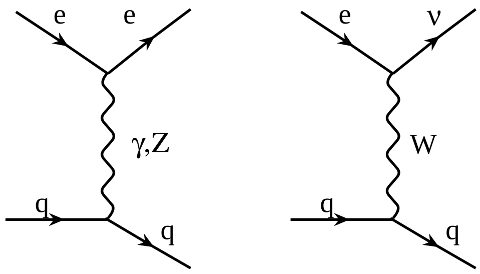

Figure 1.1 : *Diagramme de diffusion profondément inélastique par Courant Neutre (gauche) et Courant Chargé (droite).*

La cinématique de l'interaction est décrite de la façon suivante : soit k le quadri-vecteur de l'électron incident et k' celui du lepton diffusé (électron ou neutrino), l'impulsion transférée au proton est alors $q = k - k'$. En notant p le quadri-vecteur du proton incident, nous pouvons introduire les grandeurs cinématiques suivantes :

- $e = (0{,}0,-E_e{,}E_e)$ et $p = (0{,}0{,}E_p{,}E_p)$, les quadri-impulsion de l'électron et du proton incidents.
- $s = (e+p)^2 = 4E_eE_p$, carré de l'énergie dans le centre de masse.
- $q^2 = (e-e') = -Q^2$, carré de la quadri-impulsion de transfert.
- $\nu = q.p/m_p$, énergie du courant J dans le système du proton au repose.
- $y = q.p/e.p$, fraction de l'énergie de transfert.
- $x = Q^2/(2q.p) = Q^2/(2m_p\nu) = Q^2/(y.s)$, variable d'échelle de Bjorken.
- $W^2 = (p+q)^2 = {m_p}^2 - Q^2 + 2m_p\nu$, masse au carré du système hadronique total produit.
- $\Delta{\approx}\hbar/\sqrt{Q^2}$, taille tranverse du plus petit objet résolu dans le proton.

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

$$(E-p_z)_{had} = \textstyle\sum_h (E_h - p_{z,h})$$
$$p_{T,had} = \textstyle\sum (\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2$$
$$\tan\gamma/2 = \frac{(E-p_z)_{had}}{p_{T,had}}$$

Remarque :

- On somme sur tous les objets h, qui constituent l'état hadronique final.
- $(E-p_z)$ décrit le flux energétique longitudinal dans la direction de l'électron. Cette quantité est égale à $2E_0 = 55$ GeV.
- p_T est l'impulsion tranverse.
- γ est l'angle entre la direction de l'électron incident et celle du quark diffusé.

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

$$(E-p_z)_e = E_e(1-\cos\theta_e)$$

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

1.2.2 La diffusion Compton QED

Dans le cas de la diffusion Compton QED $ep \rightarrow e\gamma p(X)$, l'interaction a lieu entre l'électron incident et un photon émis par le proton, c'est donc une diffusion électron-photon. (figure 1.2).
Il existe une constribution élastique dans laquelle le proton reste intact, et une contribution inélastique, où le photon initial est émis par un quark du proton incident.
La figure 1.3 montre un événement Compton QED élastique.

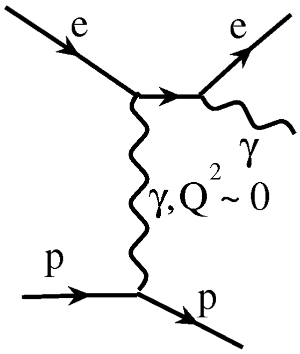

Figure 1.2 : *Diagrammes de diffusion Compton QED*

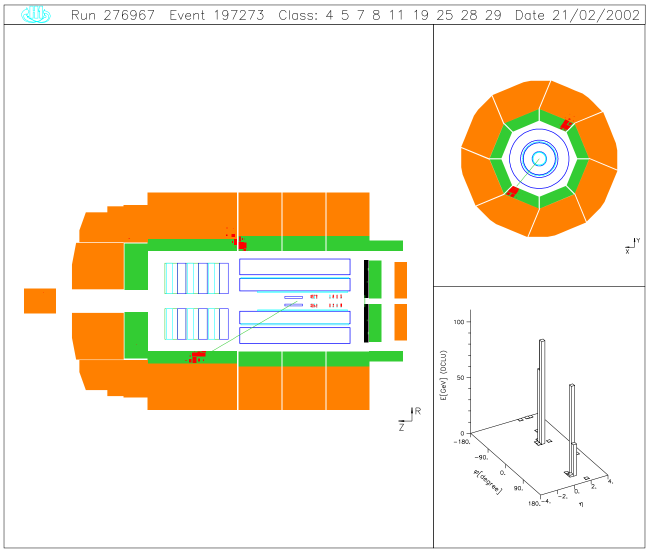

Figure 1.3 : *Événement Compton QED élastique avec l'électron qui est émis vers le bas du calorimètre et le photon vers le haut.*

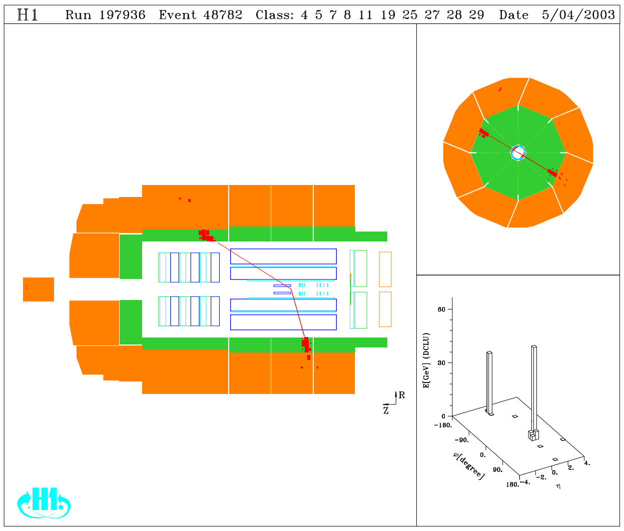

Figure 1.4 : *Un exemple d'événement $\gamma - \gamma$, l'interaction de deux photons a produit deux électrons visibles dans le calorimètre électromagnétique.*

1.2.3 Le processus à deux photons

Le processus $\gamma - \gamma$ est à HERA la source principale de production de paires de leptons [3, 4]. Il s'appelle aussi processus 2γ-Bethe-Heitler. Ce processus est une interaction entre deux photons quasi réels émis par l'électron et le proton incidents, matérialisée en une paires de leptons ou de quarks (diagramme 1.5a).
Comme dans les processus de diffusion Compton, il existe deux processus: l'interaction inélastique ou celle élastique. Dans le cas où le proton est dissocié, on parle de processus inélastique, sinon c'est un processus ep élastique.
La section efficace de la production de paire de leptons d'impulsion tranverse supérieure à 20 GeV est 0.09 pb par exemple. Elle décroit en fonction des impulsions transverses des leptons produits, avec une dépendance en ${P_T}^{-8}$.
Un exemple de production de paire d'électrons est donné sur la figure 1.4.

1.2.4 Les processus Cabibbo-Parisi et Drell-Yan

Un autre processus pouvant produire des états finaux contenant une paire de leptons est le processus de Bremsstrahlung "Cabibbo-Parisi" schématisé dans la figure 1.5b. La paire de leptons créée est issue de l'annihilation de l'électron incident avec un électron provenant de la matérialisation d'un photon émis par le proton. Ce processus prédit préférentiellement des paires d'électrons. La signature de ce processus est la même que celle des processus γ-γ, mais sa contribution est faible dans le domaine cinématique considéré.

Les processus Drell-Yan (figure 1.5c) mettent en jeu un photon émis par l'électron incident, qui va interagir avec le proton par intermédiaire d'une paire quark-antiquark. Un antiquark issu du photon s'annihile avec un quark du proton pour donner une paire de leptons. La contribution du Drell-Yan à la production de paire de leptons en collision ep est négligable.

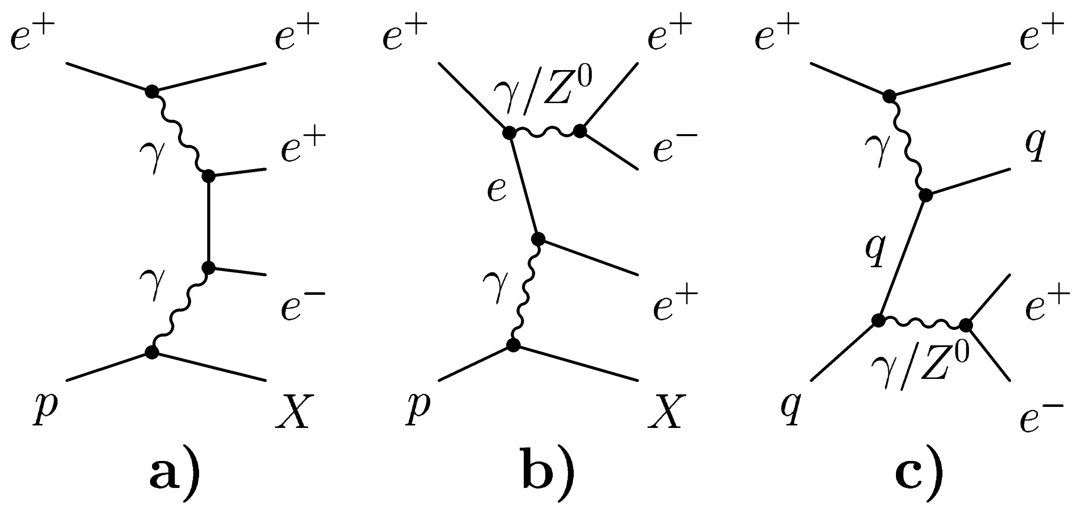

Figure 1.5 : *Processus principaux de la production de paire de lepton. Exemples de diagrammes Feynman sont indiqués pour: a) interaction photon-photon; b) et c) γ/Z^0 conversion de boson. L'état hadronique (X) peut être un proton (processus élastique) ou une système de grande masse (processus quasi-élastique et inélastique).*

Chapitre 2

L'expérience H1

Ce chapitre décrit l'appareillage expérimental utilisé pour l'analyse des interaction *ep*: le détecteur H1. On s'attachera à décrire H1 en détail et plus particulairement les sous-détecteurs qui fournissent l'information utile à notre analyse.

2.1 L'accélérateur HERA

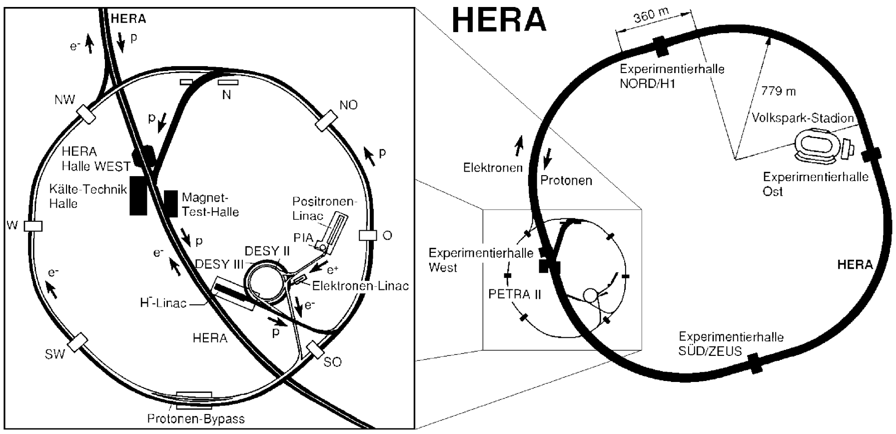

Figure 2.1 : *HERA et les préaccélérateurs de DESY*

HERA est le premier accélérateur électron(positrons)-protons jamais réalisé dans le monde (voir figure 2.1). Il a été construit au centre de DESY situé à Hambourg en Allemagne. C'est un accelérateur de particule de type circulaire de 6,3 kilomètres de long qui accélère des protons et des électrons à des énergies de 920 GeV et 27,6 GeV respectivement, l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse est ainsi d'environ 318 GeV.

Les quatre expériences qui se trouvent sur le site de DESY sont HERA-B, HERMES (cible fixe pour les deux), ZEUS et H1. Entre 1992 et 2000 une luminosité d'environ 120 pb^{-1} a été accumulée par les expériences H1 et ZEUS. Cette

période de prise de données est appelé 'HERA-I'. Entre 2000 et 2002, des améliorations importantes ont été apportées à l'accélérateur pour, en premier lieu, améliorer la luminosité instantanée d'un facteur 5, et en second lieu, polariser le faisceau d'électrons longitudinalenment. La période de prise de données ayant débuté en 2003 est appelée HERA-II.
L'amélioration d'HERA-I à HERA-II a été l'occasion de changer certains sous détecteurs de H1.

Au cours de la phase HERA-II des luminosités 52 pb^{-1} de collision $e^{+}p$ et 40 pb^{-1} de collisions $e^{-}p$ ont pu être accumulées en 2004 et 2005.

2.1.1 Les expériences installées à HERA

Quatre expériences ont été installées à HERA. Des collisions entre les deux faisceaux sont réalisées dans les Halls Nord et Sud où sont installés les détecteurs multiusages H1 et ZEUS qui étudient divers aspects de la physique des collisions *ep*. Dans le Hall Est HERMES est installé depuis 1995. C'est un détecteur de type spectromètre qui utilise un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement en collision avec une cible de gaz polarisé (H_2, He, D) pour étudier en particulier la physique du spin du proton. Dans le Hall Ouest l'expérience HERA-B, qui a pris des données entre 2000 et 2003, était un spectromètre utilisant les collisions entre les protons du faisceau de protons et des fils. L'expérience, qui s'est soldée par un échec, devait couvrir la physique de la violation de CP dans le secteur du quark b.

2.2 Le détecteur H1

Le détecteur H1, schématisé dans la figure 2.2, se trouve au nord de HERA et occupe un des 4 points de croisement des faisceaux. Il s'agit d'un détecteur multifonctions hermétique et centré sur le point d'interaction, capable de mesurer l'énergie et l'impulsion des particules issues des collisions. Le détecteur pèse environ 2800 tonnes et fait 15 m de long. Comme le faisceau de protons est plus énergétique le détecteur a une forme asymétrique. Le système de référence utilisé par H1 est défini de la façon suivante :

- La direction incidente des protons définit l'axe z positif
- L'axe y est vertical et pointe vers le haut
- L'axe x est défini tel que le repère x, y, z soit direct
- L'angle ϕ (azimutal) est défini dans le plan (x-y) à partir de la direction x
- L'angle θ (polaire) est défini par rapport à l'axe z positif. On utilise plus souvent la pseudorapidité η définie par $\eta = -\log[\tan(\theta/2)]$. Nous distinguerons la partie avant du détecteur correspondant à $\theta < 90^0$ et la partie arrière correspondant à $\theta > 90^0$.

Partant du point d'interaction, le détecteur est constitué de [2]:

- Détecteurs de traces : ils servent à déterminer l'impulsion des particules de faible énergie et à identifier le vertex de l'interaction (2 et 3 sur la figure 2.2).

- Un calorimètre à Argon liquide qui entoure les détecteurs de traces et sert à mesurer l'énergie des particules issues de l'interaction. (4 et 5 sur la figure 2.2).
- Une bobine supraconductrice (notée 6 sur la figure 2.2) crée un champ magnétique de 1,15 Tesla qui courbe les trajectoires des particules chargées, ce qui permet par la suite de déterminer l'impulsion des particules dans les détecteurs de traces.
- Une structure en fer (notée 10 dans la figure 2.2) située à l'extérieur du détecteur : elle abrite des chambres à fils permettant de détecter des muons et de compléter la mesure des hadrons non absorbés dans le LAr.
- Autres détecteurs : calorimètre avant et arrière, spectromètre à muon.
  On va en suite décrire plus en détails les trajectographes, le calorimètre LAr, le calorimètre avant, PLUG, et le calorimètre arrière SPACAL.

2.2.1 Les trajectographes

Le système de trajectographes (figure 2.3) a été conçu pour pouvoir reconstruire les trajectoires des particules, ce qui est spécialement important à l'avant où sont enregistrés la plupart des jets, donc un grand nombre de particules chargées. Il couvre la région $7^0 < \theta < 176^0$ et permet de mesurer l'impulsion des particules avec une précision de $\sigma_p/p^2 \approx 5.10^{-3}\ GeV$. La résolution sur l'angle polaire est de l'ordre de 1 mrad.

Trajectographes en silicium:

Ce sont des semi-conducteurs situés au centre du détecteur, qui laissent passer le courant lorsqu'ils sont traversés par des particules chargées. Leur très bonne résolution spatiale permet de déterminer avec précision la position du vertex d'interaction.

Détecteur central de traces chargées:

Les chambres à dérive apportent la majeure partie de l'information trajectographique pour la partie centrale du détecteur. Les deux pièces les plus importantes sont les chambres à dérives CJC1 et CJC2 (Central Jet Chamber) emboitées l'une dans l'autre. Elles apportent une précision radiale sur le point de passage du faisceau de l'ordre de 170 μm, mais une précision longitudiale relativement faible de 22mm. Afin d'améliorer la résolution longitudiale, deux autres chambre, CIZ (Central Inner Z chamber) et COZ (Central Outer Z chamber), plus petites, apportent une résolution de l'ordre de 300 μm en z. Ces quatre chambres sont complétées par des chambres proportionnelles, CIP (Central Inner Proportional chamber) et COP (Central Outer Proportional chamber), dont le temps de réponse plus court permet l'utilisation pour le premier niveau de déclenchement, En partant du point d'interaction, une particule rencontre successivement CIP, CIZ, CJC1, COZ, COP et à la fin CJC2.

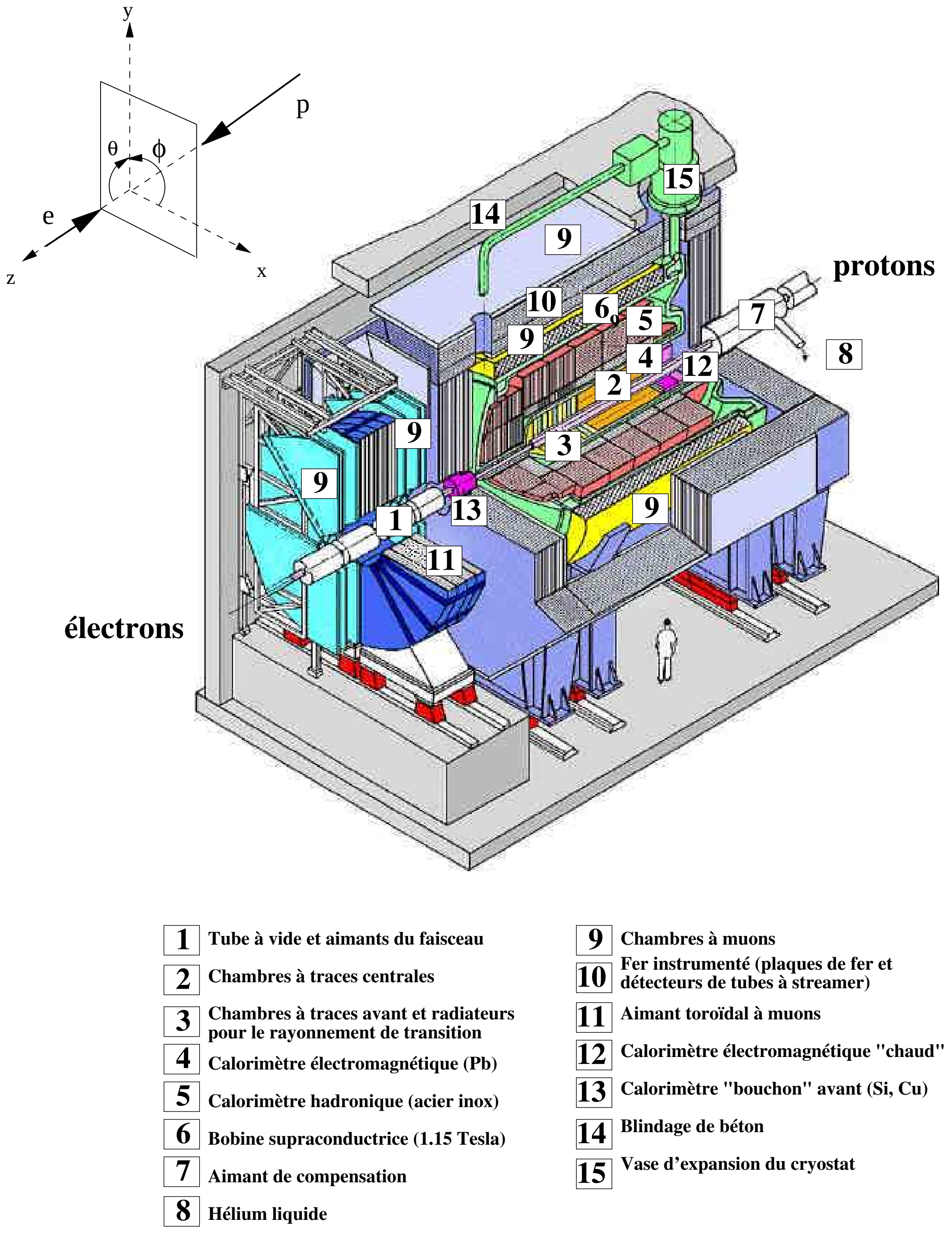

Figure 2.2 : *Vue schématique du détecteur H1, tel qu'il était pour HERA-I*

Le détecteur avant de traces chargées:

Situé à l'avant du détecteur central, il est composé de trois modules contenant chacun deux chambres à dérive (planaire et radiale), une chambre proportionnelle et un détecteur de rayonnement de transition. Il couvre la région $5^0 < \theta < 15^0$.

Le trajectographe arrière:

La chambre à dérive BDC (Backward Drift chamber) plaçée à l'arrière permet de mesurer les trajectoires des électrons diffusés à petit angle.

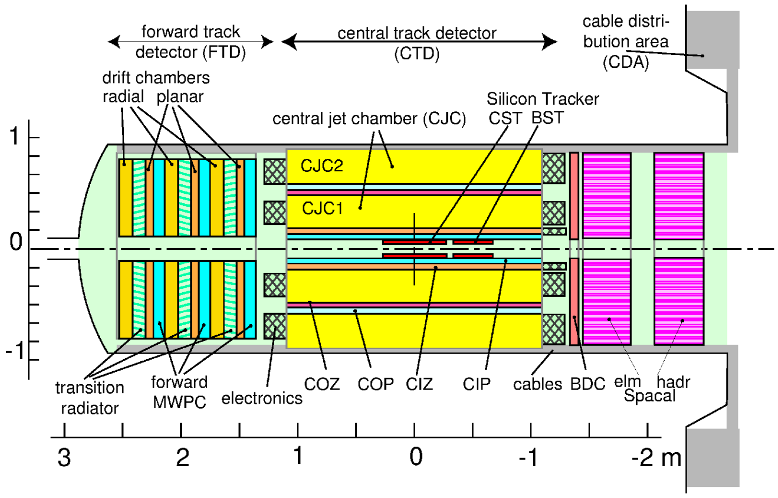

Figure 2.3 : *Coupe longitudinale du système de trajectographe*

2.2.2 Les calorimètres

Quatre calorimètres constituent le système calorimètrique de H1. Le plus important est le LAr (Liquid Argon calorimeter) qui couvre la partie centrale et la partie avant du détecteur ($4^0 < \theta < 153^0$). A l'avant, il est complété par le PLUG ($0.5^0 < \theta < 3.5^0$) et à l'arrière par le SpaCal (Spaghetti Calorimeter) qui couvre l'angle polaire ($153^0 < \theta < 178^0$). Le fer instrumenté permet de mesurer les fins de gerbes hadroniques non contenues dans le LAr.

Le calorimètre LAr

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

⋆ La partie électromagnétique : les électrons et les photons y sont absorbés. Elle permet de mesurer l'énergie de ceux-ci.

⋆ La partie hadronique : Ce calorimètre est destiné à fournir une mesure précise de l'énergie des particules hadrons. Il recouvre un angle polaire θ allant de

4^0 à 154^0. Ses principaux atouts sont : une facilité de calibration, une bonne homogénéité, une bonne stabilité dans le temps.

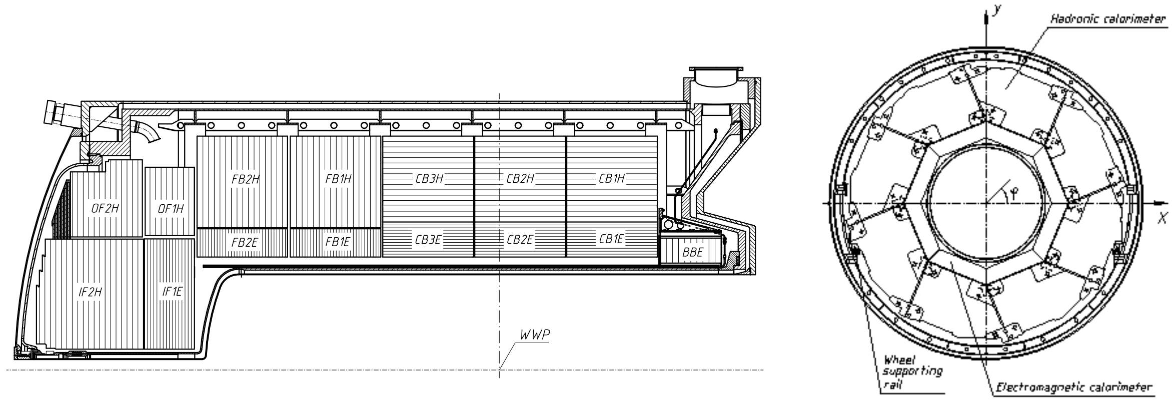

Figure 2.4 : *Coupes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) du calorimètre à Argon liquide*

Le SpaCal

Le SpaCal est constitué de plomb et de fibres scintillantes. Il contient une partie électromagnétique et une partie hadronique. Sa résolution est de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{7.5\%}{\sqrt{E}}$ pour la partie électromangétique et de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{56\%}{\sqrt{E}}$ pour la partie hadronique. Il sert principalement à mesurer l'énergie des électrons faiblement déviés vers la partie arrière du détecteur.

Le PLUG

Le PLUG permet de mesurer l'énergie des objets émis très en avant (principalement des jets). Formé de couches de plaques de cuivre avec une électronique de lecture en silicium entre les plaques, il a une résolution de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{150\%}{\sqrt{E}}$.

2.3 Générateur Monte Carlo

Afin de comparer les données au prédictions théoriques, il est nécessaire de simuler les processus des collisions *ep* intervenant dans l'analyse. La simulation est effectuée en trois étapes distinctes :

- Génération des particules primaires à l'interaction
- Simulation des signaux déposés dans le détecteur
- Reconstruction des particules à partir des signaux des détecteur

La simulation, basée sur le programme GEANT [10], inclut d'une part la géométrie du détecteur, et d'autre part la description des matériaux. Pour le processus de production de paire de leptons nous avons utilisé GRAPE [6]. Ce générateur est basée sur les éléments de matrice électrofaible dans la collisions photon(Z)-photon(Z).

Pour notre analyse, trois lots Monte Carlo distincts été générés, correspondant à différentes valeurs de $Q^2 = -q^2$ et de masse du système hadronique final M_X. (q^2 est le quadri-moment de transfert et Q^2 la masse de la particule échangée).

- Lot élastique : $M_X = M_P$. Le proton reste sur sa couche de masse, on utilise les facteurs de forme hadronique pour le décrire.
- Lot quasi-élastique : M_X légérement supérieure à M_P. Le proton est excité lors de l'interaction. L'état final est une particule plus lourde appelée résonance. Les factures de forme sont modifiés dans cette région.
- Lot inélastique : $M_X > M_P$. C'est un quark qui participe à l'interaction, on utilise donc des fonctions de structure. Le proton éclate et ses différents constituants s'hadronisent. L'état final est constitué d'un grand nombre de particules dont la masse totale est supérieure à celle du proton.

Chapitre 3

Identificateurs de particules

Dans ce chapitre, nous allons détailler les identificateurs de particules chargées électromagnétiques (électron), utilisés lors de cette analyse.

3.1 Les critères de sélection pour les particules chargées

Nous distinguons deux types de traces selon leur qualité de mesure :

– Les traces DTNV
Il s'agit de segments de traces élémentaires. Ces traces DTNV ne sont pas obligatoirement contraintes au vertex primaire. De plus, la même trace physique peut être présente plusieurs fois: en effet, une particule chargée peut être reconstruite lorsqu'elle traverse les trajectographes centraux (CJC) et avant (FTD), avec des paramètres différents. De plus, elle peut être contrainte au vertex primaire et/ou au vertex secondaire reconstruit. Toutes les différentes hypothèses sont gardées.
– Les traces contraintes au vertex DTRA
Les traces DTRA sont définies à partir de toutes les traces DTNV ajustées au point d'interaction primaire de l'événement. Les différentes hypothèses sont aussi gardées.
Nous sélectionnons ensuite parmi ces traces DTRA uniquement les traces de bonne qualité (appelées aussi "Lee West"). Cette sélection permet aussi de résoudre le problème des traces à plusieurs hypothèses en imposant un ordre de préférence.

Une trace DTRA quelconque peut être reconstruite avec les hypothèses suivantes :

- Elle est uniquement mesurée par le trajectographe central CJC (trace dénommée C).
- Elle est mesurée par le trajectographe avant FTD (dénommée F).
- Elle est mesurée par la combinaison des deux (dénommé K).

De plus, elle peut être associée au vertex primaire (dénommée "1") ou vertex secondaire (dénommée "2"). L'ordre de préférence "KCF" et "12" par exemple, va contraindre l'algorithme à reconstruire préférentiellement les traces qui ont été mesurées en même temps par les trajectographes centraux et avant, et contraintes au vertex primaire. S'il ne trouve pas de trace, il sélectionnera les traces purement centrales et ainsi de suite. Dans la reconstruction standard, l'ordre "KCF" et "12" a été choisi afin d'améliorer l'efficacité d'identification des traces à grande impulsion transverse dans la partie avant du détecteur.

3.2 Identification des amas électromagnétiques

Nous allons présenter les principales propriétés du dépôt électromagnétique dans le calorimètre LAr utilisées pour identifier les électrons ou les photons [8].
Les amas candidats doivent remplir tout d'abord les critères suivants :

- L'impulsion transverse du dépôt : $P_t^{ele} > 3\ GeV$.
- L'énergie du dépôt : $E^{ele} > 5\ GeV$.

  Nous définissons ensuite des candidats électrons à partir des caractéristiques suivantes du dépôt :

- La fraction électromagnétique : f_{em} Afin de rejeter les pions qui n'interagissent presque pas dans la section électromagnétique (dont la longueur est d'environ 1λ), on définit $f_{em} = E_{em}/E_{tot}$ où seules les cellules ayant une énergie positive sont considérées. Cette fraction est proche de un pour les électrons, excepté dans les zones mortes du LAr en ϕ et en z, et autour de $\theta \approx 90^0$ où l'électron dépose de l'énergie dans la première couche hadronique.

- Le rayon transverse : σ_r La taille transverse d'une gerbe électromagnétique est de l'ordre du rayon de Molière R_M, qui est bien inférieur à la longueur d'interaction λ_l. On calcule pour cela l'écart type transverse $\sigma_r = \sqrt{< r^2 > - < r >^2}$ où r^n sont les moments d'ordre n des distances transverses (r_i) des cellules par rapport à l'axe de la gerbe. Ces moments s'écrivent : $< r^n >= W^{-1} \sum w_i r_i^n$ avec $W_i = E_i/V_i$ et $W = \sum w_i.V_i$ et E_i sont respectivement les volumes et les énergies des cellules. Pour les électrons, ce rayon est faible.

- La fraction contenue dans le coeur chaud : $f_{Hot\ N}$ Le profil longitudinal de dépôt d'énergie étant caractérisé par une courbe en cloche et puisque la taille transverse est faible, la gerbe comporte un coeur chaud. Une grande fraction de l'énergie d'un électron est donc déposée dans un nombre restreint de cellules voisines. Cette fraction est définie par $f_{Hot\ N} = E_{Hot\ N}/E_{em}$ où $E_{Hot\ N}$ correspond à l'énergie contenue dans le groupe de N cellules voisines les plus énergétiques. Ici encore on ne considère que les cellules ayant une énergie positive. La taille des cellules variant avec θ, il faut faire varier N pour que cet estimateur soit à peu près indépendant de l'angle polaire.

- Le critère d'isolation du candidat : f_{iso} Pour estimer l'isolation du candidat on utilise l'estimateur $f_{iso} = E_{tot}/E_{iso}$ où E_{tot} est l'énergie de l'amas et E_{iso} est

l'énergie comprise dans le cône d'isolation dont l'axe passe par le vertex et le barycentre de l'amas, dont le sommet est le vertex et l'ouverture en pseudo-rapidité η et l'angle azimutal ϕ de $\sqrt{\eta^2 + \phi^2} < 0.25$ radian. Pour qu'un amas soit considéré comme un candidat électron il faut qu'il vérifie :
   - soit $f_{iso} > 0.98$.
   - ou $f_{iso} > 0.95$ et $E_{iso}^{had} < 300$ MeV où E_{had} est l'énergie hadronique dans le cône d'isolation entourant l'électron.

- Critère d'isolation calorimétrique : Afin de sélectionner des électrons et photons isolés par rapport à des hadrons, l'énergie calorimétrique supplémentaire contenue dans un cône de rayon 0.75 ($E_{cone}^{0.75}$) dans le plan ($\eta - \phi$) autour de l'électron (ou photon) doit être inférieure à 2.5% de l'énergie de l'électron (ou photon).
- Pour distinguer entre un électron et un photon. Nous calculons la distance de la trace la plus proche au point d'impact dans le calorimètre par rapport au dépôt calorimétrique (appelée DCA). Si celle-ci est inférieure à 12 cm, la trace est associée au dépôt et la particule est identifiée comme électron.

3.3 Critères d'électron

Nous définissons dans cette partie les critère utilisés dans notre analyse pour identifier un bon électron.

De façon générale, nous demandons un amas électromagnétique isolé dans le calorimètre LAr avec les critères décrits dans la partie (3.2).
Mais, dans cette analyse, fais de réduire le taux de mauvaise identification de faux électrons, nous devons ajouter des critères plus strictes. Ces critères sont résumés dans le tableau 3.1 Nous avons séparé l'identification de l'électron en trois régions distinctes :

- la partie avant : $5^0 < \theta_{ele} < 20^0$
- la partie centrale : $20^0 < \theta_{ele} < 150^0$
- la partie arrière : $150^0 < \theta_{ele} < 175^0$

L'efficacité de reconstruction de l'électron dépends fortement de l'efficacité d'associer une trace à l'amas électromagnétique du calorimètre. L'efficacité totale de reconstruction est d'environ 85% [1].

Pour supprimer les faux électrons (l'électron du photon ou l'électron viennant du processus courant neutre), nous demandons que l'électron identifié ait une trace associée.

Dans la partie centrale, où l'efficacité de reconstruction des trajectographes est plus élevée, on demande l'association à une seule trace, isolée dans un cône de 0.5 radians dans le plan ($\eta - \phi$), qui doit être identifiée comme particule chargée selon les critères définis dans la partie 3.1. Nous imposons des critères supplémentaires dans la partie centrale afin de diminuer le taux d'électrons mal identifiés. Ainsi, la quantité $1/P_T^{trace} - 1/P_T^{amas}$ (notée "P_T^{match}") , imposant la compatibilité entre la mesure de l'impulsion transverse de la trace et celle de l'amas, doit être petite ($<$

0.04 GeV). De plus, on demande aussi que les dépôts dans le premier trajectographe central (CJC 1) associés à cette trace soient reconstruits à une distance radiale R_{start} inférieure à 30 cm. Ceci permet d'éliminer les reconversions de photons en paire e^+e^- qui donnent naissance à des traces pointant vers des amas électromagnétiques.

<table>
<tr><th>Region centrale</th><th>Region avant</th></tr>
<tr><td rowspan="3">$E_{ele} > 5$ GeV
$E^{0.75}_{cone}/E_{ele} < 2.5$ %
Bonne trace isolée avec $P_T > 1$ GeV
$DCA_{track-cluster} < 12$ cm
$R_{start} < 30$ cm
$D^{tr-tr}_{\eta-\phi} > 0.5$ rad
Track-cluster matching: $P_T^{match} < 0.02$ GeV^{-1}
($P_T^{match} < 0.04$ GeV^{-1} pour HERA-II)
$P_{T_{e1}} > 10$ GeV, $P_{T_{e2}} > 5$ GeV
$D^{e-e/j}_{\eta-\phi} > 0.5$ rad</td><td>$E_{ele} > 10$ GeV
$E^{0.75}_{cone} < 0.75)/E_{ele} < 2.5$ %
$D^{e-e/j}_{\eta-\phi} > 0.5$ rad</td></tr>
<tr><td>Region arrière</td></tr>
<tr><td>$E_{ele} > 5$ GeV
$D^{e-e/j}_{\eta-\phi} > 0.5$ rad</td></tr>
</table>

Tableau 3.1 : *Résumé des critères de sélection pour électron.*

Chapitre 4

Analyse des événements multi-électrons

Ce chapitre décrit en détail l'étude de la production d'événements multi-électrons dans les deux périodes 2004 et 2005 dans la phase de HERA-II pour les luminosités intégrées d'environ 52 pb^{-1} et 40 pb^{-1}, respectivement.
Dans un premier temps nous nous intéresserons à l'étude du contrôl des processus de bruit de fond provenant de la mauvaise identification d'un second électron dans des événements Courant neutre (NC) ou Compton. Les résultats de la sélection multi-électrons seront présentés dans un deuxième temps. Nous allons présenter les résultats de HERA-II et les comparer avec la prédiction du Modèle Standard. Enfin dans un troisième temps, afin d'essayer d'augmenter l'efficacité de notre sélection pour les événements avec une grande masse invariante et une grande impulsion, nous allons élargir la région de la sélection vers l'avant du détecteur. Cette étude sera faite sur les données enregistrées en 2000.

4.1 Étude du contrôle des processus de bruit de fond

4.1.1 Processus courant neutre

On sait que deux processus sont susceptibles de se glisser dans notre sélection : les courants neutres (NC-DIS) et les diffusions Compton, présentés sur les figure 1.1 et 1.2. Pour le bruit de fond de courant neutres, les mésons neutres π^0 dans des jets de hadrons de faible énergie sont confondus avec des électrons : les π^0 forment un dépôt d'énergie similaire à celui d'un électron, et les hadrons chargés qui l'accompagnent dans le jet laissent des traces près de ce dépôt. Donc, on pourrait identifier par erreur un pion pour un "*faux*" électron. Nous allons donc vérifier que dans notre analyse nous contrôlons bien cette mauvaise identification des électrons et que celle-ci est bien décrite par notre simulation Monte Carlo.

Pour ceci nous sélectionnons des événements avec un bon électron (critère du tableau 3.1) et un second amas électromagnétique.

Alors, nous allons tout d'abord sélectionner les événements deux électrons avec les conditions suivantes:

- un bon électron central, $P_T^{e1} > 10\ GeV$.
- un second amas électromagnétique, $P_T^{e2} > 5\ GeV$.
- $E - P_z > 45\ GeV$

Le coupure sur $E - Pz$ nous assure que cette sélection va être dominée par des événements de courant neutre.
Nous allons ensuite renforcer, étape par étape, les critères d'identification du second amas électromagnétique pour arriver à notre sélection finale di-électrons.
Les différents critères successifs appliqués à chaque étape sont décrits dans le tableau 4.1

étape	Commentaires	Control pour faux e2
A	pas isolé calorimétriquement	inclusif
B	isolé calo. sans trace	$E_{cone}^{0.75} < 1.025\ GeV$
C	isolé calo. + trace	$DCA^{e2} < 12\ cm$,$D_{e2}^{track} > 0.5\ cm$, $P_T^{match} < 0.04\ GeV^{-1}$
D	isolé calo.+trace+P_T^{match}+R_{start}	$R_{start} < 30\ cm$

Tableau 4.1 : *Critères appliqués au second électron à chaque étape pour le processus NC.*

étape	Donnée	SM	GRAPE	NC-DIS	Compton
A	2514	2630±484	44.8±3	2240±471	348±73
B	861	905±139	39±2.5	519.5±112.4	346±72
C	74	73.8±8.5	33±2.1	29.2±7.2	12±2.6
D	38	31.5±3.5	28.6±1.9	4.2±2.6	2.08±0.8

Tableau 4.2 : *Nombre des événements après chaque étape pour NC 2005.*

Résultats pour 05

Nous n'allons présenter ici que les résultats obtenus pour les données enregistrées en 2005. Les résultats de la période 2004 sont présentés en annexe A.

Les histogrammes correspondant à chaque étape sont présentés dans les figures 4.1, 4.2, 4.3, 4.4. Les taux d'événement observés à chaque étape sont résumés dans le tableau 4.2 et comparés avec prédictions du MS.

On peut observer que coupure supplémentaire permet de réduire la contribution des évènements NC et Compton. Les événements $\gamma - \gamma$ ne sont pas trop réduits.

étape A

Le figure 4.1 nous donne les résultats initiaux. Les distributions de l'impulsion transverse, de l'angle du faux électron et de la masse invariante sont présentées. Surtout la distribution de l'énergie dans le cône d'isolation dans le calorimétrique avant la coupure est présentée (histogramme en bas à droite). 9 événements avec une grande masse invariante $M > 100$ GeV sont observés à ce étape. Le prédiction du MS est donnée par les processus NC, comme attendue (tableau 4.2)

étape B

Les histogrammes d'impulsion transverse, d'angle du faux électron et de masse invariante après le coupure sur $E_{cone}^{0.75}$ sont présentés. Il reste les deux valeurs de grande masse invariante $M > 100$ GeV. Les distributions de DCA et de D_{e2}^{track} (distance minimal entre deux trace) avant l'étape C sont indiquées (histogramme en bas). Ces deux distributions sont bien décrites par le Monte Carlo.

étape C

Après la coupure sur DCA et D_{e2}^{track} on trouve les distributions d'impulsion transverse, d'angle et de masse invariante présentées dans les histogrammes en haut de la figure 4.3. L'événement de masse $M > 100$ GeV a disparu. Ensuite nous présentons les histogrammes de P_T^{match} et R_{start} avant coupure.

étape D

Le figure 4.4 nous donne la valeur finale d'impulsion, d'angle et de masse invariante après les 4 étapes. Les valeurs de masse les plus grande sont : $M_{12} = 68.5$ GeV, $P_T^{e1} = 21.6$ GeV, $P_T^{e2} = 17.3$ GeV.

Nous voyons qu'a chacune des étapes les données sont bien décrites par la simulation MC. L'erreur entre les données et le MC est inférieure à 20%. Nous pouvons donc en déduire que l'identification de faux électrons provenant des processus de courant neutre est bien contrôlée.

4.1.2 Diffusion Compton élastique

Dans cette section, nous voulons sélectionner les événements di- ou tri-électrons à partir des processus de diffusion Compton (élastique ou inélastique). La radiation Compton ne constitue un bruit de fond que dans le cas bien précis où l'électron diffusé est visible dans le détecteur et le photon émis a fluctué en une paire e^+e^- avant d'arriver dans le calorimètre (il interagit avec la matière des chambres centrales). Une ou plusieurs traces sont associées au photon qui possède alors tous les attributs d'un électron.
Alors, on pourait identifier par erreur un photon pour un "*faux*" électron.

Comme dans le cas courant neutre nous allons sélectionner des événements avec un bon électron et un second amas électromagnétique qui satisfont les conditions suivantes :

- un électron central, $P_T^{e1} > 10$ GeV.
- 1 extra amas électromagnétique central, $P_T^{e2} > 5$ GeV.
- $E - P_z > 45$ GeV

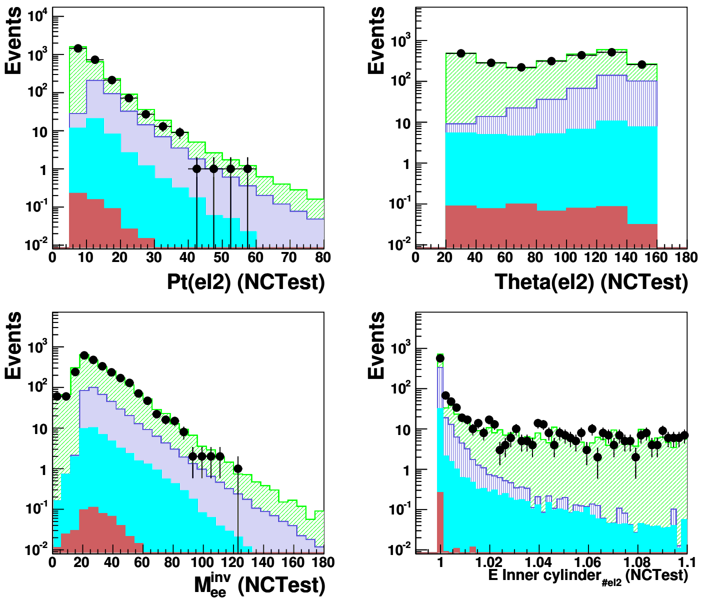

Figure 4.1 : *Distribution de l'impulsion, l'angle, la masse invariante et l'énergie $E^{0.75}_{cone}$ avant coupure (étape A, sélection NC).*

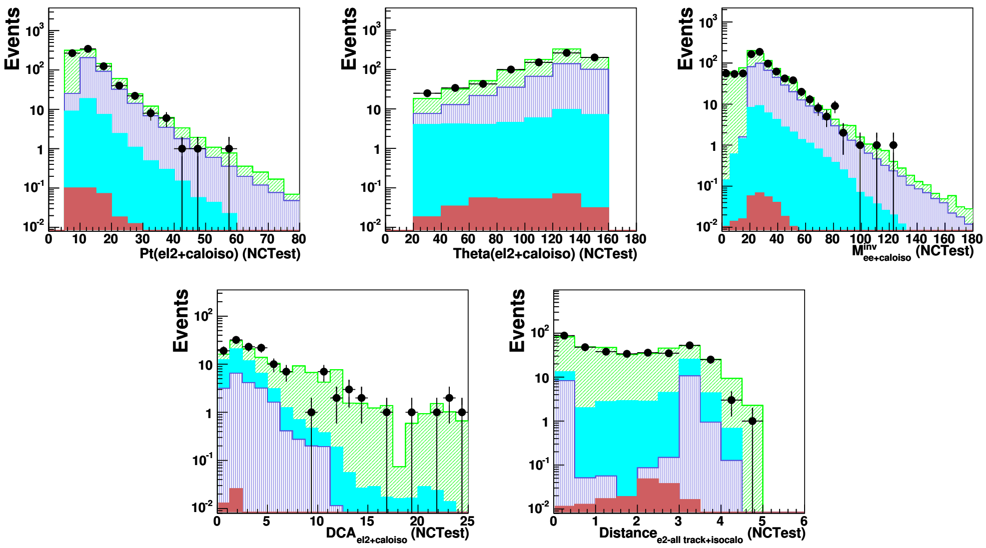

Figure 4.2 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle, de la masse invariante et deux variables: DCA et D^{e2}_{track} avant coupure (étape B, sélection NC).*

– $E^h/E^{e1+e2} < 0.05$ où E^h est l'énergie hadronique totale de l'événement.

Grâce à ces deux derniers critères, cette sélection va être dominée par des événements de diffusion Compton élastique.
Comme dans le cas des courant neutre, nous allons ensuite renforcer, étape par

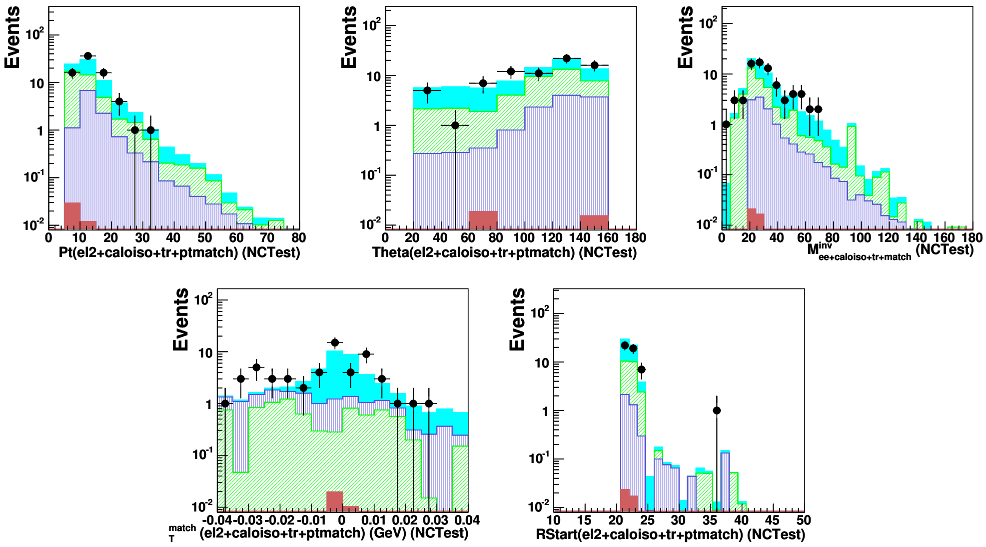

Figure 4.3 : *Distribution de l'impulsion, l'angle, la masse invariante et deux variables: P_T^{match} et R_{start} avant coupure (étape C, sélection NC).*

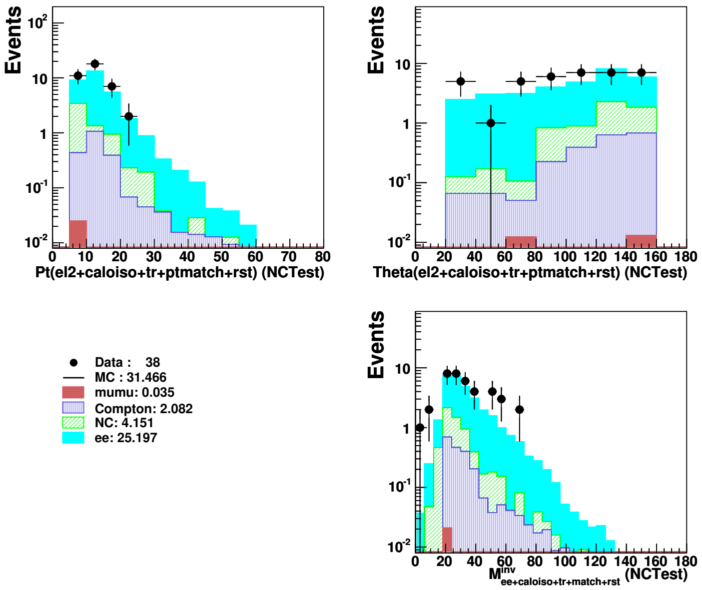

Figure 4.4 : *L'impulsion transverse, l'angle, la masse invariante du faux électron après toutes les coupures (étape D, sélection NC).*

étape, les critères d'identification du second amas électromagnétique pour arriver à notre sélection finale di-électrons.

étape	Trace dans région centale	Commentaire
A	Pas de trace requise	inclusif
B	1 Trace LW	A+bonne trace
C	$D_{e2}^{track} > 0.5$ rad	B+isolation de trace
D	$R_{start} < 30$ cm	C+$R_{start} < 30$ cm

Tableau 4.3 : *Critères appliqués au second électron à chaque étape pour la diffusion Compton.*

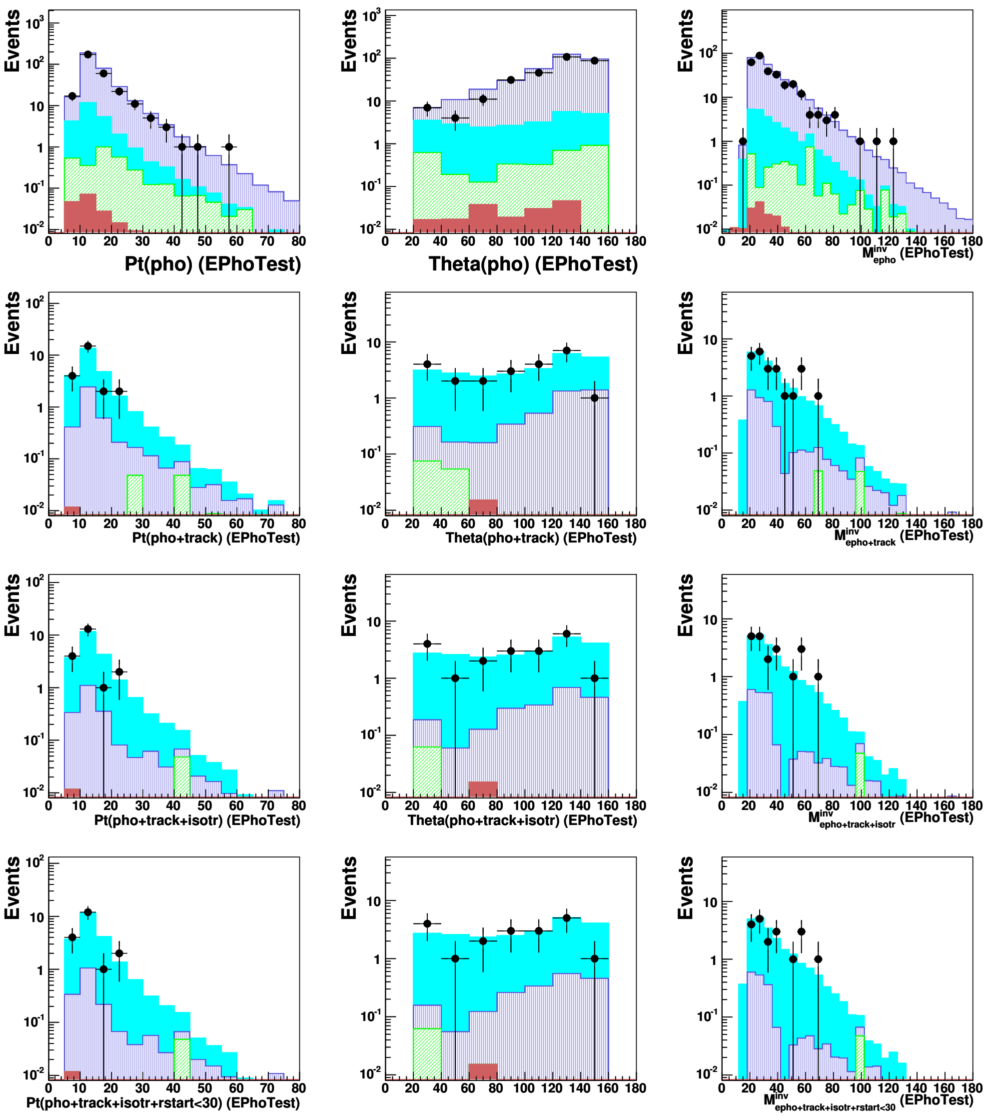

Figure 4.5 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle de le faux électron et de la masse invariante à chacune des 4 étapes de la sélection Compton pour 2005.*

Résultats pour 05

La table 4.4 nous donne le nombre des événements correspondant à chaque étape de la sélection, pour la période 2005.

Sélection	Data	SM	GRAPE	NC-DIS	Compton
A	294	343±67	22.4±1.5	3.1±0.97	317.4±66
B	23	26±1.8	21.6±1.4	0.12±0.07	4.1±0.9
C	20	23±1.5	20.4±1.3	0.06±0.05	2.07±0.53
D	19	22.3±1.5	20.4±1.3	0.06±0.05	1.86±0.51

Tableau 4.4 : *Nombre des événements après chaque étape.*

Les distributions de l'impulsion transverse, de l'angle du faux électron et de la masse invariante après chaque étape de la coupure sont présentées dans la figure 4.5. Ensuite la figure 4.6 présente les histogrammes de D_{e2}^{track}, R_{start} et le nombre de bonnes traces (LW) associées au second amas selon chaque étape.

À partir des figures 4.5 et 4.6 nous trouvons que :

- à chaque étape les données et les prédictions sont en accord.
- les distributions P_T, θ, M sont bien décrites.
- la contribution de bruit de fond diminue à chaque étape et le GRAPE augmente. Le bruit de fond est dominant dans la première étape.
- les distributions sur lesquelles ont coupe d'une étape sur l'autre sont bien décrites.

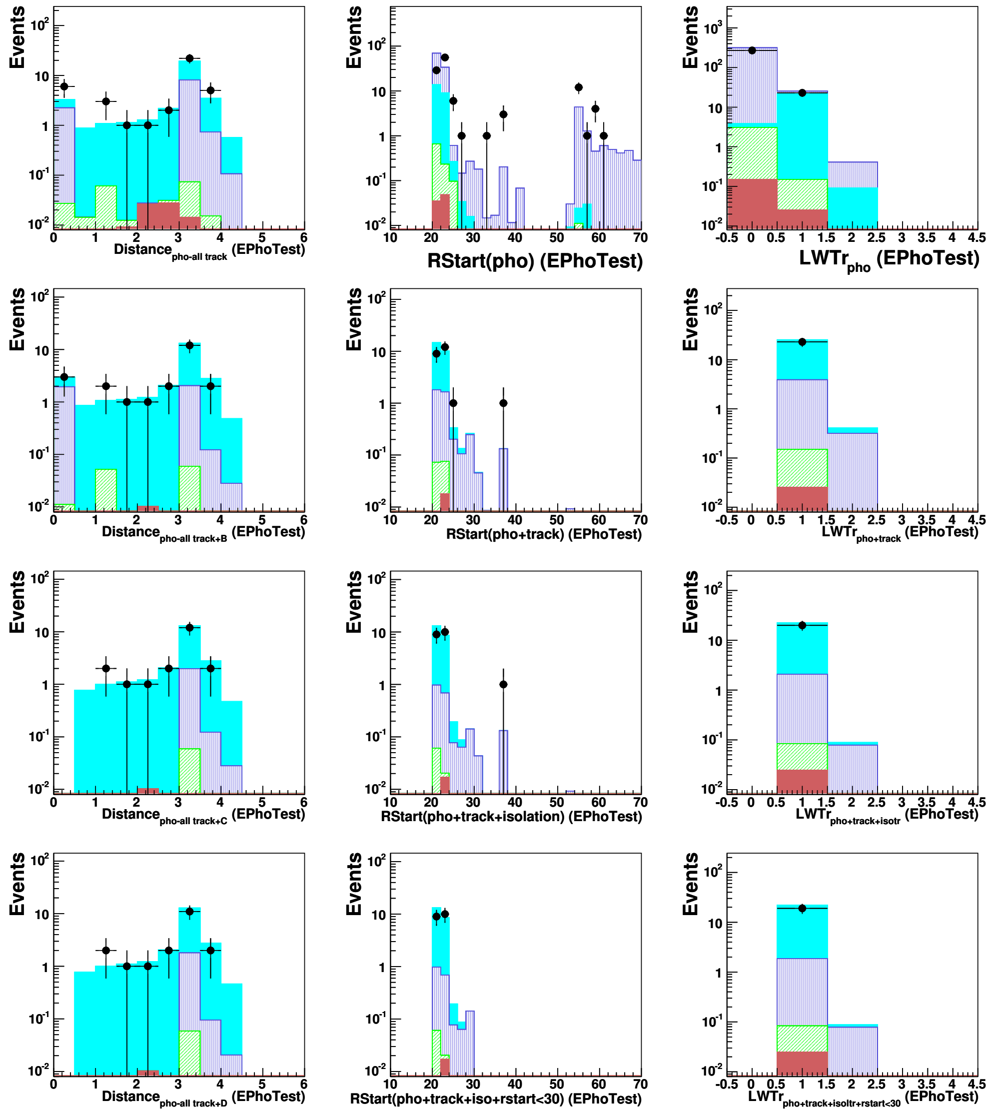

Figure 4.6 : D_{e2}^{track}, R_{start}, *nombre de trace LW à chacune des 4 étapes pour 2005.*

4.1.3 Diffusion Compton inélastique et élastique

Dans cette partie, nous allons étudier la probabilité d'identification d'un troisième électron à la région avant. Nous considìrons des événements de diffusion Compton élastique et inélastique.

Pour celà, dans un premier temps nous ne sélectionnons que les évènements avec un électron et un photon centraux comme dans la classe pour la sélection de la diffusion Compton élastique mais sans appliquer la coupure $E^h/E^{e1+e2} < 0.05$ (car cette coupure est appliqué pour supprimer les événements inélastique).

Ensuite, pour que l'on puisse calculer la probabilité d'identification d'un faux électron dans un jet dans la région avant on doit demander le présence d'un troisième amas électromagnétique e' dans la région avant du détecteur qui va satisfaire les critères suivants :

- $5^0 < \theta^{e'} < 20^0$
- $E(e') > 10$ GeV

Les résultats sont donnés dans la table 4.5. Les disibutions de l'impulsion des hadrons sont présentées dans la figure 4.7. Elle indique que la probabilité pour trouver un troisième faux électron dans la région avant est de 0.1%. Cette probabilité est également bien décrite par le Monte Carlo.

Sample	Donnée	MC
$e\gamma$	2514	2633±483.58
$e\gamma + e'(\theta_{e'} < 20^0)$	1	1.129±0.19

Tableau 4.5 : *Comparaision données et MC entre les événements $e\gamma$ et $e\gamma + e'$*

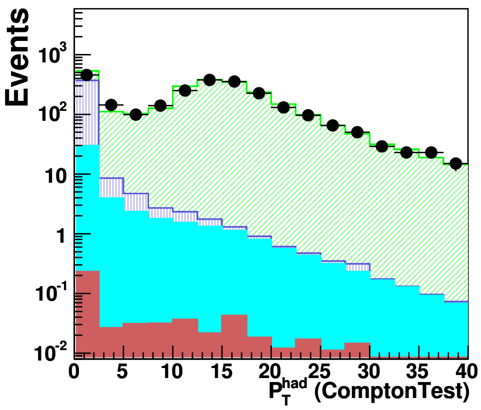

Figure 4.7 : *Distribution de l'impulsion transverse de hadrons dans deux périodes 2005.*

4.2 Résultats de la sélection multi-électrons

Maintenant que nous avons montré dans la partie 4.1 que les événements de bruit de fond pouvant entrer dans notre analyse sont bien sous contrôle et décrits par le Monte-Carlo, nous allons présenter ici les résultats de l'analyse multi-électrons.

4.2.1 Coupures pour la sélection des événements multi-électrons

Ici, les événements multi-électrons sélectionnés sont les événements di-électrons et tri-électrons (C.à.d, le nombre d'électron finale est $n_e = 2$ et $n_e = 3$, respectivement). Les événements avec $n_e > 3$ ne sont plus acceptés.
Les coupures des variables cinématiques et celle d'angle sont résumés ci-dessus:

Coupures pour les di-électrons

Le lot appelé di-électrons par le suite correspond à la sélection d'exactement 2 électrons, selon les critères définis en 3.3. On demande de plus que ces deux électrons aient une impulsion transverse $P_T^{e1} > 10\ GeV$ et $P_T^{e2} > 5\ GeV$ et soient identifiés dans la région centrale du détecteur ($20^0 < \theta < 150^0$).

Coupures pour les tri-électrons

- Il comprend tout les coupures pour di-électrons.
- Le troisième électron est partout dans le calorimètre ($5^0 < \theta < 175^0$).

Mais dans les deux cas, l'impulsion des particules doivent satisfaire la condition :

$$P_{T\,e1} \ > \ P_{T\,e2} \ > \ P_{T\,e3} \tag{4.1}$$

Et l'isolation entre les électrons est réalisée par la coupure :

$$\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \ > \ 0.5\ rad \tag{4.2}$$

4.2.2 Résultat pour les deux périodes

Il nous a semblé intéressant d'analyser les résultats sous plusieures formes : d'abord les nombres totaux d'événements, en distinguant les périodes de prise de données et les canaux di-électrons et tri-électrons.

La table 4.6 résume les nombres d'événements simulés et collectés dans les données pour chacune des deux périodes dans la sélection de di-électrons.

	2004 (52 pb^{-1})	2005 (40 pb^{-1})
Données	45	38
Monte Carlo Total	49.98±5.23	38.5±4.2
Grape	42.1±4.8	32.018 ±3.34
NC-DIS+Compton	7.83±2.21	6.44±2.03

Tableau 4.6 : *Présentation des résultats pour la selection di-électron pour deux les périodes.*

La tableau 4.7 présente les résultats sélectionnés dans le cas tri-électrons pour chaque période.

	2004	2005
Données	7	11
Monte Carlo Total	9.89±1.4	7.59±0.78
Grape	9.89±1.4	7.52±0.76
NC-DIS+Compton	0	0.07±0.05

Tableau 4.7 : *Présentation des résultats par la sélection tri-électron pour deux périodes.*

Nous commençons par considérer la sélection dans la période 2004.

Dans la figure 4.8, l'impulsion des électrons des canaux di- et tri-électrons est présentée. On trouve que les données s'accordent avec bien la théorie (selon la distribution de P_T). 45 événements di-électrons sont trouvés alorsque la prédiction du MC est de 49.98±5.23. Et 7 événements tri-électrons observés se comparent à 9.89±1.4 événements prédit par le MS. La probabilité d'observer un événement tri-électrons est plus faible que pour un événement di-électrons.

Le figure 4.9 nous permet de comparer le résultat de l'expérience avec la prédiction théorique en fonction de l'angle θ^e.

Les distributions de la masse invariante des deux électrons de plus grand P_T, M_{12} des sélections di-électrons et tri-électrons sont présentées dans la figure 4.12. Nous n'observons pas d'événement ayant une grande masse invariante $M_{12} > 100$ GeV.

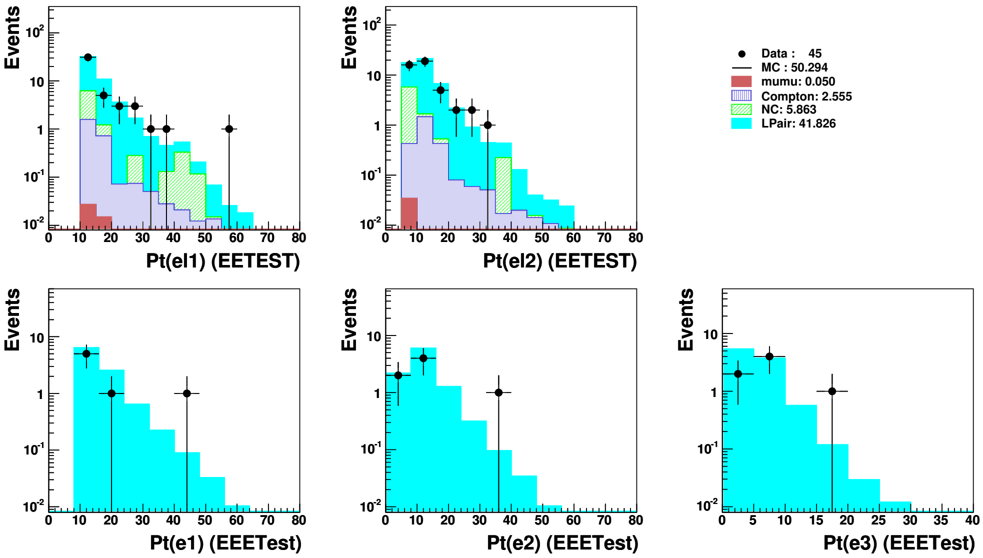

Figure 4.8 : *Distribution de l'impulsion des électrons des événements di-électrons (en haut) et tri-électrons (en bas) dans 2004.*

Ensuite, nous allons considérer le résultat de la période 2005.

On trouve 38 événements di-électrons et 11 événements tri-électrons. Les nombres d'événements prédits pour les di- et tri-électrons sont respectivement 38.5±4.2 et

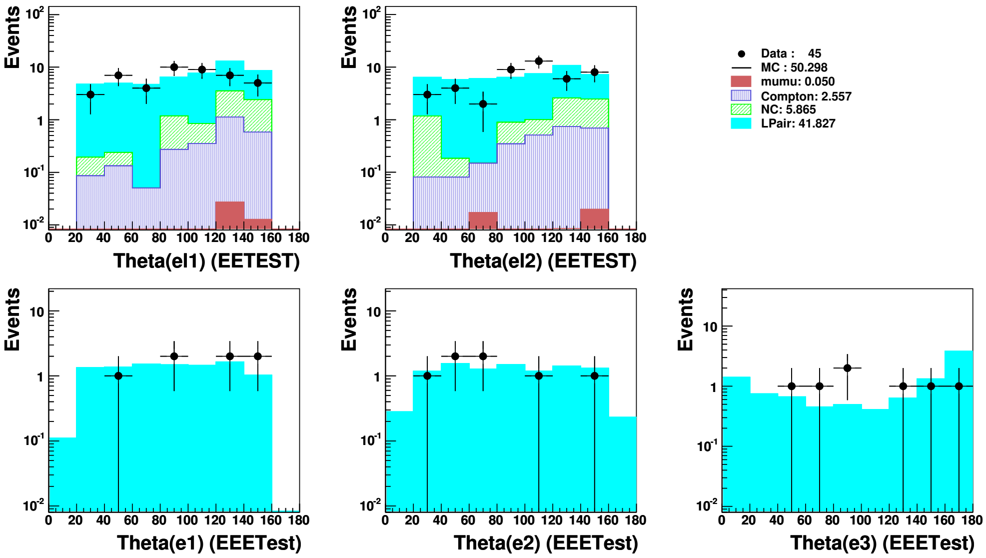

Figure 4.9 : *Distribution de l'angle des électrons des événements di-électrons (en haut) et tri-électrons (en bas) dans 2004.*

7.57±0.78. Dans cette période (2005), il y a une bonne description entre l'expérience et les prédictions. Comme dans la période 2004, on ne trouve pas d'événements de grande masse invariante.

Les distributions de l'impulsion transverse, de l'angle et de la masse invariante dans les deux cas di- et tri-électrons sont présentées dans les figures 4.10, 4.11, 4.12.

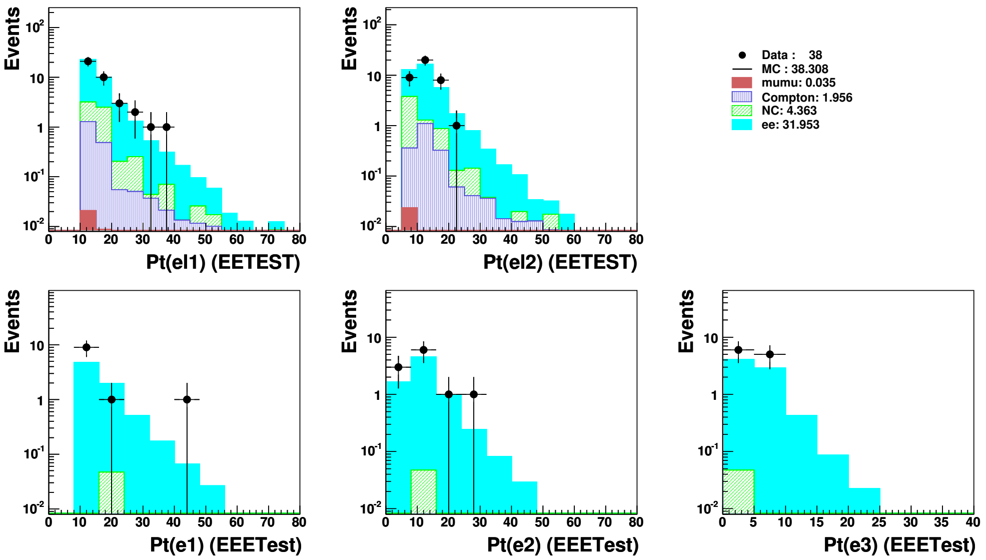

Figure 4.10 : *Distribution de l'impulsion transverse des électrons des événements di-électrons (haut) et tri-électrons (bas) dans 2005.*

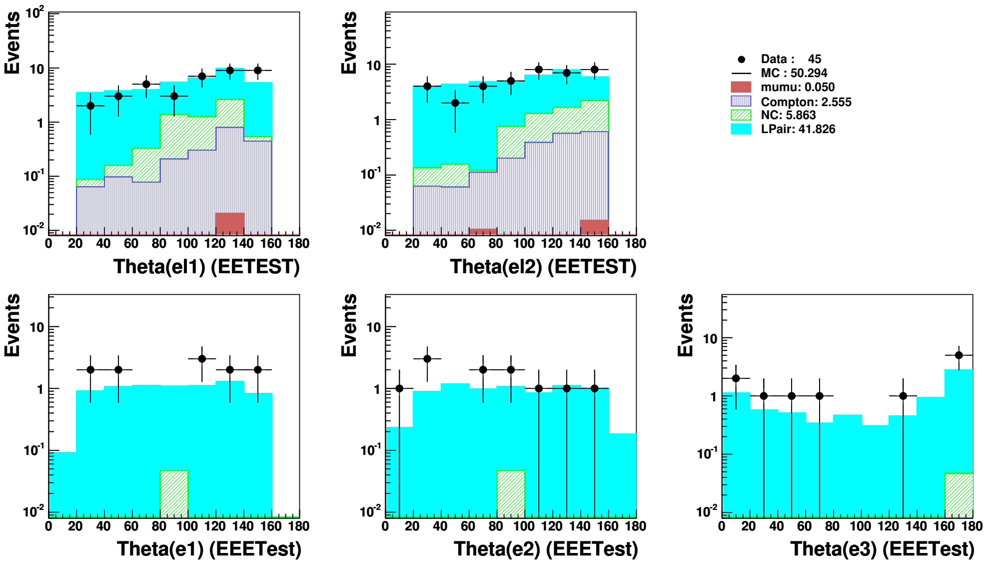

Figure 4.11 : *Distribution de l'angle des électrons des événements di-électrons (haut) et tri-électrons (bas) dans 2005.*

4.2.3 Comparaison des résultats entre les deux périodes

Les tableaux 4.6, 4.7 font le bilan des résultats trouvés (di-électrons et tri-électrons) dans 2004 et 2005. Le figure 4.12 nous permet de comparer les résultats entre les deux périodes en fonction de la masse invariante. Dans les deux périodes, il n'y a pas d'événements de grande masse invariante. L'accord entre les données et le Monte Carlo est bon dans les deux cas. Dans le cas tri-électrons de 2004, un événement 3e est trouvé avec la plus grande masse invariante : $M_{12(04)} = 78.12$ GeV, $P_{T1} = 40.84$ GeV, $P_{T2} = 38.08$ GeV, $P_{T3} = 16.22$ GeV.

L'événement di-électron de 2004 avec la plus grande masse est: $M_{12(04)} = 73.59$ GeV, $P_{T1} = 36.93$ GeV, $P_{T2} = 34.47$ GeV.

Dans le cas tri-électrons de 2005, un événement 3e est trouvé avec la plus grande masse invariante : $M_{12(05)} = 71.70$ GeV, $P_{T1} = 41.27$ GeV, $P_{T2} = 30.67$ GeV $P_{T3} = 7.75$ GeV. Cet événement est indique dans le figure E.1 dans annexe E.

L'événement di-électrons de 2005 avec la plus grande masse est: $M_{12(05)} = 68.45$ GeV, $P_{T1} = 21.63$ GeV, $P_{T2} = 17.26$ GeV.

Dans cette partie, nous avons recherché des événements di- et tri-électrons dans les données de collisions e^+p (2004) et e^-p 2005.
Dans les deux cas, les observations sont en bon accord avec les prédictions MC. Aucun événement de grande masse invariante ($M_{12} > 100$) GeV n'a été observé.

4.3 Extension de la sélection multi-électrons

Dans la partie 4.2, nous avons considéré les événements di-électrons et tri-électrons avec deux électrons centraux. Le but de cette partie est d'élargir la région de sélection di-électrons, en l'étendant à la région avant afin d'augmenter notre

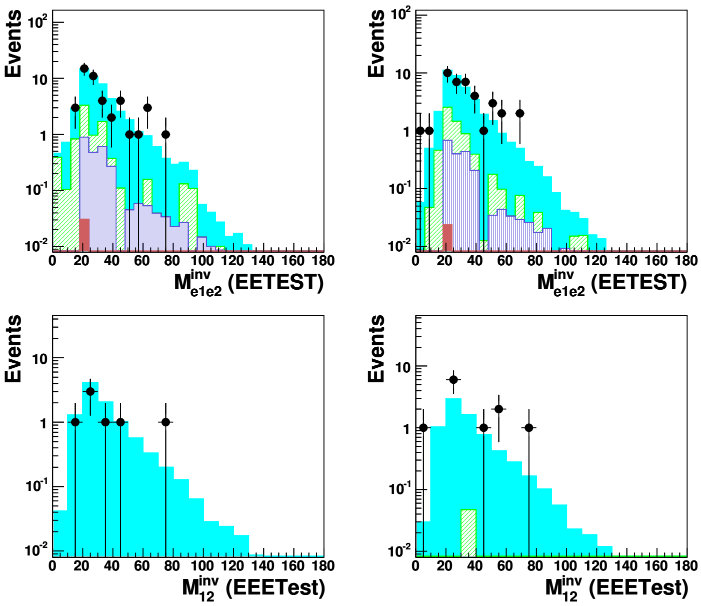

Figure 4.12 : *Comparaison 2004 (gauche) /2005 (droite) de la masse invariante dans les deux cas di-électrons (en haut) et tri-électrons (en bas).*

acceptance pour les événements de grande masse invariante. Nous allons dans un premier temps chercher à optimiser les critères d'identification à appliquer aux électrons dans cette région avant ($10^0 < \theta < 20^0$).

4.3.1 Étude de l'identification des électrons dans la région avant.

Le but est de trouver les bons paramètres permettant d'optimiser le rapport entre signal (GRAPE) et bruit (NC+Compton). On va donc considérer les événements di-électrons ayant un électron central et un électron avant. Les coupures d'angle et d'impulsion utilisées sont les suivantes :

- $20^0 < \theta_{e1} < 150^0$ et $P_{Te1} > 10$ GeV.
- $10^0 < \theta_{e2} < 20^0$ et $P_{Te2} > 5$ GeV.

Ici, l'électron central est bien défini comme expliqué en 4.2 mais l'électron avant ("electron forward" en anglais) n'est pas encore défini. Nous allons l'étudier. Nous allons faire cette étude sur le lot de données pris pendant l'année 2000.

Selon la partie 4.1, on pourrait identifier par erreur un pion pour un "*faux*" électron. Le but est donc d'ajouter des coupures à la sélection du deuxième électron afin de trouver plus de paire 'ee' et moins de courant neutre. C.à.d, la fraction F entre le nombre de Grape et le nombre de courant neutre augmente après chaque coupure. On note la formule entre le nombre d'événements Grape et le nombre de courant neutre comme suivante :

$$F = \frac{Nb_{Grape}}{Nb_{NC-DIS+Compton}}$$

Après quelques essais sur les coupures des variables disponibles, en plus des condition ci-dessus nous avons trouvé que les coupures suivantes permettaient de réduire fortemente bruit de fond :

- il existe une trace ajustée au vertex ($N_{DTRA} \geq 1$)
- trace $DTRA$ associée $DCA < 12$ cm (DCA est la distance entre DTRA et l'amas)
- isolation en énergie de l'électron dans un cône de rayon 1 : $E^{1.0}_{cone} < 1.025$
- isolation par rapport aux traces Lee West : $D^{track}_{e2} > 1$ rad dans le plan $(\eta - \phi)$
- le rayon transverse de l'amas électromagnétique : $f_{cra} < 2.5$ cm
- $dZCip < 10$ cm. Ce critère permet de tester si la particule a laissée ou non un dépôt d'énergie dans le détecteur CIP (voir figure 2.3). Ce détecteur permet une discrimination supplémentaire entre les particules chargées (électron) et non chargées (photon).

Le tableau 4.8 présente le nombre des événements initiaux et ceux qu'on sélectionne après chaque coupure.

étape	Donnée	MC	Grape	NC-DIS	Compton	F
initial	28	15.37±2.69	5.16±0.414	10.01±2.59	0.19±0.002	0.51
critères e2	4	5.36±1.46	3.17±0.28	2.11±0.013	0.08±0.013	1.45
critères e2 $+dZCip$	4	3.58±0.34	3.16±0.28	0.40±0.17	0.018±0.006	7.56

Tableau 4.8 : *Nombre d'événement donnée/MC ayant un électron central et un électron avant pour 2000 selon chaque étape de coupure.*

La présentation de l'impulsion, de l'angle du faux électron et la masse invariante avant et après coupure pour l'année 2000 sont dans le figure 4.13. On trouve que les distributions de DCA, de D_{LW}, de N_{DTRA} et de rayon transverse sont relativement bien décrites par le MC avant coupure. Avant la coupure on trouve deux événements de grande masse invariante, après coupure les événements de grande masse invariante $M_{12} > 100\ GeV$ ne sont pas sélectionné. Avant les coupures additionnelles, le nombre de courant neutre à grande masse est très grande (voir figure 4.13) et dominant par rapport aux événements $\gamma - \gamma$. Ces coupures permettent de le réduire très fortement.

Mais, ici on veut s'intéresser à l'effet de la variable $dZCip$ sur le résultat final. Grâce à la fraction F (étant définie dans la formule ci-dessus), on trouve que les résultats avec la condition $dZCip < 10$ cm sont meilleurs que ceux qui ne demandent pas cette coupure sur $dZCip$, $F_{avecdZCip} = 7.56 >> F_{sansdZCip} = 1.45$. On peut donc conclure que la condition sur $dZCip$ est une condition importante pour l'extension de la sélection multi-électrons à la région avant.

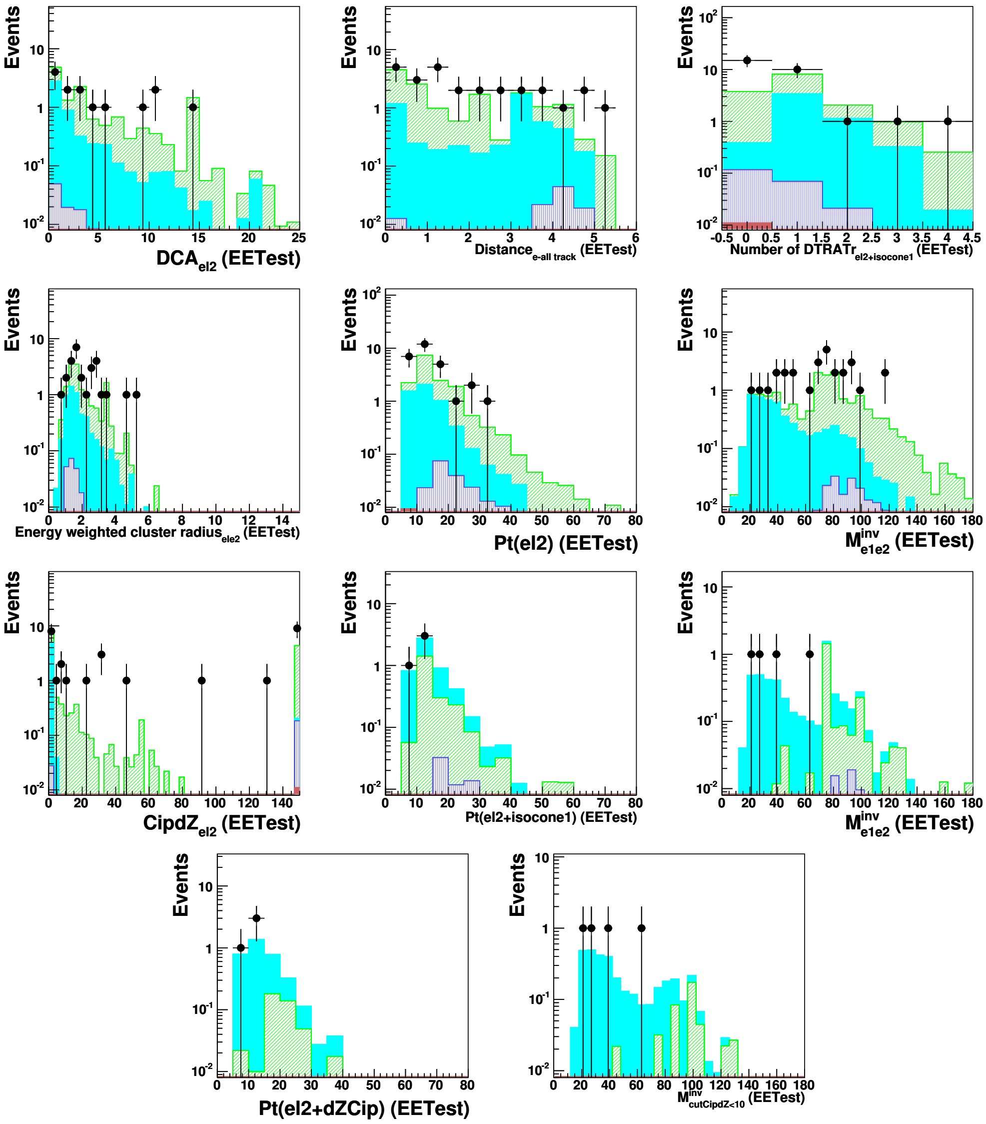

Figure 4.13 : *Distribution de DCA, D_{LW}, N_{DTRA}, f_{cra}, $dZCip$ avant les critères (deux lignes en haut) et celle de l'impulsion, l'angle du faux électron et la masse invariante avant coupure et après la dernière coupure sans demander $dZCip < 10$ cm et la dernière coupure en ajoutant la condition $dZCip < 10$ cm*

4.3.2 Sélection di-électrons étendue

Dans le partie 4.3.1, nous avons étudié et définis des critères permettant une bonne identification des électrons dans la région avant ($10^0 < \theta^e < 20^0$). Dans cette partie, nous allons étendre la classe di-électrons en demandant deux électrons qui situent dans la région $10^0 < \theta_{(e1,e2)} < 150^0$. Dans la région $10^0 < \theta^e < 20^0$, l'électron sera définis selon les critères de la partie 4.3.1. Avec les données de la période 2000, en dehors des critères pour di-électrons définis dans 3.3 nous allons ajouter le critère sur la variable $dZCip$ (c.à.d, $dZCip_{(e1,e2)} < 10\ cm$). Le résultat est présenté dans le tableau 4.9.

Nous voyons que dans les deux cas, avec ou sans critère sur $dZCip$, le nombre d'événements observé est relativement bien décrit par la prédiction MC.

sélection	pas de critère $dZCip$	$+dZCip < 10$cm
Donnée	64	60
MC	75.8±5.6	71.3
Grape	63.1±3.9	62.5±3.9
NC-DIS+Compton	12.7±3.9	8.75±3

Tableau 4.9 : *Distribution du nombre d'événements donnée/MC dans les deux cas sans critère dZCip et avec le critère $dZCip < 10\ cm$ pour la sélection di-électrons de la période 2000.*

classe 2e	Donnée	MC	Grape	NC-DIS	Compton
$20^0 < \theta_{(e1,e2)} < 150^0$	1	0.196±0.024	0.14±0.02	0.015±0.009	0.041±0.009
$10^0 < \theta_{(e1,e2)} < 150^0$	1	0.646±0.081	0.44±0.042	0.175±0.07	0.028±0.006

Tableau 4.10 : *Événements de grande masse invariante $M_{12} > 100\ GeV$ de la sélection di-électrons dans les deux régions.*

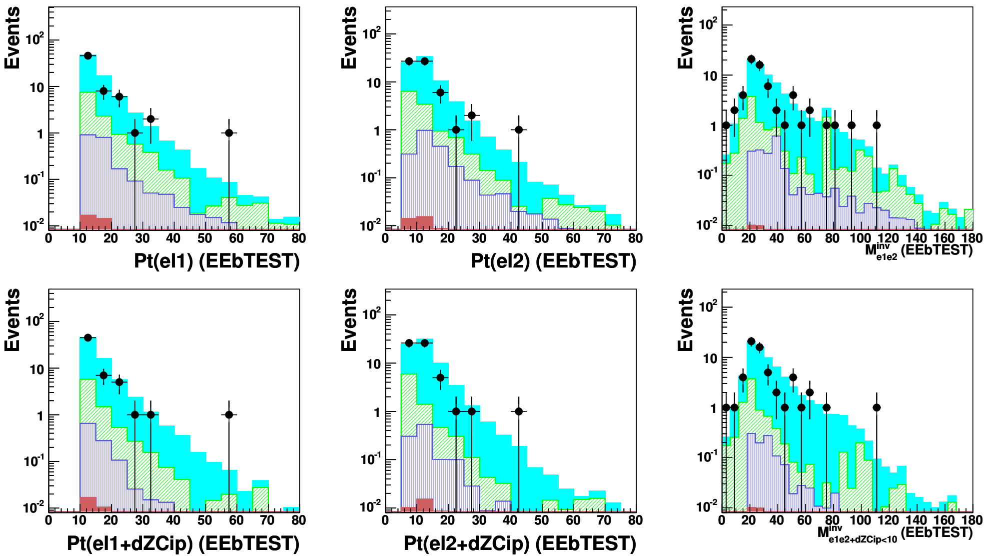

Figure 4.14 : *Distribution de l'impultion, de l'angle et de la masse invariante de la sélection di-électrons avant et après coupure dZCip(e1,e2)<10 cm.*

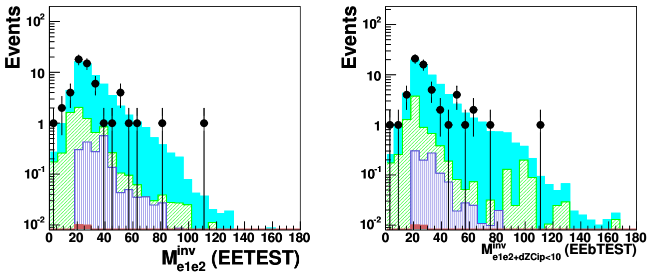

Figure 4.15 : *Distribution de la masse invariante dans les événements di-électrons centraux (gauche) et avec la sélection élargie (droite).*

Le nombre d'événements di-électrons et la prédiction du MC à grande masse invariante sont augmentés dans la région $10^0 < \theta_{(e1,e2)} < 150^0$ (voir les figure 4.15 et table 4.10) mais aucun nouvel événement avec $M_{12} > 100\ GeV$ n'apparaît. Donc, on ne trouve pas encore de nouveaux événements et le bruit de fond dû aux événements courant neutre est plus grand dans ce cas.

Pour conclure, la sélecction avec deux électrons centraux reste la plus optimale pour sélectionner les événements $\gamma - \gamma$ du Modèle Standard tant en gardant un taux de bruit de fond bas.
Cependant, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant cette sélection étendue à l'avant va être utile pour la recherche d'événements de grande masse invariante.

Chapitre 5

Recherche du bosons de Higgs doublement chargé

Le but de mon stage est d'étudier la production de multi-électrons avec une grande masse invariante et une grande impulsion transverse dans les collisions *ep* à HERA.

Nous savons que la collaboration H1 a déjà étudiée la production de multi-leptons (électron et muon) avec une grande impulsion transverse en collisions *ep*. Six événements ont été observés avec un paire d'électrons de grande masse invariante ($M_{12} > 100\ GeV$) alors que la prédiction du Modèle Standard est assez petite, de l'ordre de 0.5 événements (pour une luminosité intégrée de 118 pb^{-1}).

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié la production de multi-électrons dans les nouvelles périodes 2004 et 2005. Nous avons ensuite fait l'extension de la sélection multi-électrons dans la région avant pour augmenter notre acceptance pour les événements de grande masse invariante qui sont peut-être dûs à la production de bosons de Higgs doublement chargés (H^{++}).

Donc, dans ce chapitre, à partir des classes de sélection di-électrons et tri-électrons (sélection centrale et sélection étendue à l'avant), nous allons essayer de rechercher le signal d'un évétuel boson des Higgs doublement chargés. On va calculer les limites obtenues sur la section efficace de production de H^{++} et comparer les deux cas : la sélection di- et tri-électrons centraux et la sélection di- et tri-électrons étendue à l'avant.

5.1 Analyse de la désintégration du boson de Higgs doublement chargé en une paire d'électrons $H^{\pm\pm} \rightarrow e^{\pm\pm}$

5.1.1 Supersymétrie et Boson de Higgs doublement chargé

La principale question laissée sans réponse par le Modèle Standard est l'origine de la masse des particules élémentaires.

Un mécanisme ad-hoc, appelé mécanisme de Higgs, a été proposé mais il repose sur une particule (appelé boson de Higgs) qui n'a pas encore été observée.

Le Modèle Standard n'explique pas non plus pourquoi quarks et leptons peuvent être regroupés en 3 générations. La manière dont la gravitation agit sur les particules élémentaires n'est pas non plus bien décrite par le Modèle Standard. D'autre question restent aussi sans réponses.

Pour toutes ces raisons les physiciens pensent qu'il existe une autre théorie "au delà du Modèle Standard" et quelques théories candidates ont été proposées. La plus populaire de ces théories est appelée "Supersymétrie" (SUSY). Selon cette théories chaque particule aurait un "super-partenaire" qui n'a pas encore été découvert. D'autre théories évoquent l'existence de particule plus petites qui composeraient les "particules élémentaires" actuelles.

Le boson de Higgs doublement chargé apparaît dans une extension du Modèle Standard, dans laquelle le secteur de Higgs est étendu par un ou plusieurs triplet(s) avec une hypercharge non nulle. Un exemple est fournit par des modèles de symétrie gauche-droite (Left-Right Symetric) (LRS). La symétrie gauche-droite est basé sur le groupe de gauge $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$. Cette extension symétrique est brisée spontanément vers la symétrie du MS $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ par un champ triplet $SU(2)_R$ scalaire. Le triplet Higgs peut être couplé aux champs de matière à travers les couplages de Yukawa. Le boson de Higgs doublement chargée ne se couple qu'aux leptons chargés, aux autres Higgs et aux bosons de gauge. Ses couplages aux leptons chargés peuvent être décrits de manière générique par le Lagrangien :

$$L = h_{ij}^{L,R} H^{--} \overline{l}_i^c P_{L,R} l_j + h.c$$

où i,j sont les indices de générations, $P_{L,R} = (1 \mp \gamma^5)/2$, l sont les champs de leptons et l'exposant ^{c} note les spineurs conjugués de charge. Les couplages Yukawa $h_{ij}^{L,R}$ sont les paramètres libres du modèle.

Le figure 5.1 présente la diagramme du processus de la production de paire de leptons à travers la désintégration du boson de Higgs doublement chargé.

La production possible du boson de Higgs doublement chargé a déjà été étudiée dans la collaboration H1 dans une analyse préliminaire présentée à la conférence ICHEP04 [5].

5.1.2 Les critères de la sélection du signal du boson de Higgs doublement chargé

Ici, nous allons prendre les données des périodes 2000-2005. Ceci correspond à une luminosité totale intégrée de 159 pb^{-1} (66.6 pb^{-1} pour 2000, 52 pb^{-1} pour 2004, 40 pb^{-1} pour 2005) pour la collision ep.

Le tableau 5.1 nous indique les critères principaux pour la sélection multi-électrons de cette analyse. Par rapport aux sélections di- et tri-électrons de la section 4, on doit ajouter ici des critères supplémentaires sur la charge des deux électrons finaux. On demande que ces deux électrons aient le même charge (négative ou positive pour un faisceau d'électron ou de positron, respectivement), la résolution sur la reconstruction de la masse du H^{++} doit satisfaire la condition suivant:

$|M_{ee} - M_{H^{++}}| < 10$ GeV. Ces critères additionals permettent de réduire le nombre d'événements du Modèle Standard (production de paires de leptons), dans la région en masse correspondant au signal de H_{++} recherché. (Les analyses sont présentées en détail dans [5]).

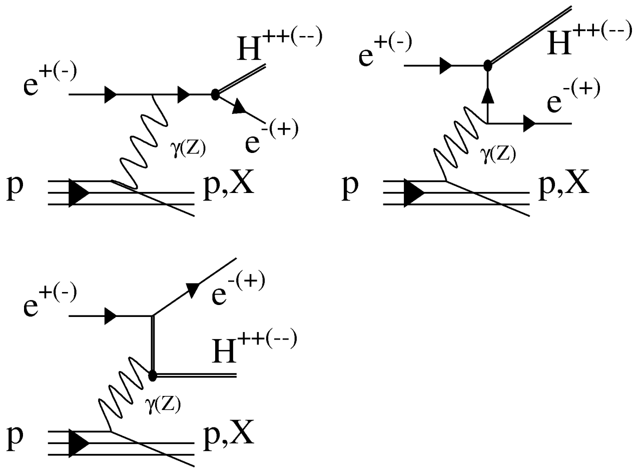

Figure 5.1 : *Diagrammes de Feynman pour le signal de la production du boson de Higgs doublement chargé en collisions ep à HERA.*

multi-électrons centraux	multi-électrons avant
$P_T^{e1} > 10$ GeV $P_T^{e2} > 15$ GeV $20^0 < \theta^{e1,e2} < 150^0$	$P_T^{e1} > 10$ GeV $P_T^{e2} > 5$ GeV $10^0 < \theta^{e1,e2} < 150^0$
$|M_{ee} - M_H| <$10 GeV $P_T^{e1} + P_T^{e2} > 30$ GeV	$|M_{ee} - M_H|<$10 GeV $P_T^{e1} + P_T^{e2} > 30$ GeV $dZCip < 10$ cm

Tableau 5.1 : *Les critères de la sélection multi-électrons à partir de la désintégration du boson de Higgs doublement chargées dans les deux région : central et avant.*

5.2 Résultat de la sélection du signal du boson de Higgs doublement chargé

Á partir du figure 5.2, on trouve que les signaux de Higgs sont situés préférentiellement dans la région avant du détecteur. C'est la raison pour laquelle dans le chapitre 4 nous avons étudié l'extension de la sélection multi-électrons à la région avant. La distribution de l'impulsion des deux électrons nous indique que le boson de Higgs doublement chargé va se trouver dans la région de plus grand P_T. Donc, le critère sur la somme d'impulsions ($P_T^{e1} + P_T^{e2} > 30\ GeV$) nous permet de bien supprimer les événements qui viennent du bruit de fond MS.

La somme des distributions de la masse invariante M_{12} de H^{++} pour les événements di-électrons et tri-électrons est présentée dans la figure 5.3.

Les histogrammes de la sélection di-électron centraux sont présentées dans l'annexe D.

Nous allons considérer l'efficacité de notre analyse pour observer un boson de Higgs doublement chargé, pour trois valeurs de masse prédites du boson de Higgs H^{++} (ce sont des $M_{H^{++}} = 90$ GeV, $M_{H^{++}} = 120$ GeV, $M_{H^{++}} = 150$ GeV). Et on va calculer la limite de section efficace du H^{++} dans chacun des cas.

Le tableau 5.2 nous indique l'efficacité de la sélection pour le signal de H^{++} dans trois cas : la sélection central, la sélection avant sans coupure sur $dZCip$ et la sélection avant avec le critère sur $dZCip < 10$ cm. Et il indique le nombre d'événement de bruit de fond du Modèle Standard et de données observés avec la sélection du signal de la production de Higgs.

- Avec la sélection di-électrons centraux, les limites sur la section efficace (σ_H^{++}) à 95% de niveau de confiance sont 0.084, 0.149, 0.127 pour $M_{H^{++}} = 90\ GeV$, $M_{H^{++}} = 120\ GeV$, $M_{H^{++}} = 150\ GeV$, respectivement.
- Avec la sélection di-électrons avant sans le coupure $dZCip$, les limites de section efficace de $H^{H^{++}}$ sont 0.099, 0.124, 0.098 pour $M_{H^{++}} = 90$ GeV, $M_{H^{++}} = 120$ GeV, $M_{H^{++}} = 150$ GeV, respectivement.
- Avec la sélection 2e avant en ajoutant le coupure $dZCip < 10$ cm les limites sont 0.079, 0.128, 0.099 pour $M_{H^{++}} = 90$ GeV, $M_{H^{++}} = 120$ GeV, $M_{H^{++}} = 150$ GeV, respectivement.

Donc, on trouve que la sélection di-électrons avant sans le critère sur $dZCip$ va être meilleure que les autres pour la zone de grande masse de H^{++} ($M_{H^{++}} > 120$ GeV). Cette sélection nous permet en effet d'obtenir une section efficace $\sigma_{H^{++}}$ plus faible.

Alors, nous avons ensuite calculé la limite de section efficace de Higgs en prenant toutes les données des périodes 2000-2005. Nous allons utiliser la sélection deux électrons étendue à l'avant sans le critère sur $dZCip$. Les nombres d'événements de données et la prédiction du MS pour trois régions de masses différentes M_{12} sont présentés dans le tableau 5.3. Dans le figure 5.4 la courbe en noir nous présente la limite de section efficace de Higgs obtenue dans la collaboration H1 dans l'année 1994-2000, et la courbe en rouge nous présente la limite de section efficace de Higgs obtenue dans notre analyse dans les périodes 2000-2005. Nous trouvons que le résultat nouveau est meilleur que celui de la collaboration H1 obtenue dans la période 1994-2000 puisque nous avons pris les données avec une luminosité plus grand et avec la sélection di-électrons étendue à la région avant qui est meilleure que la sélection limitée à la région centrale du détecteur.

En effet, avec cette sélection l'efficacité sur le signal de H^{++} augmente et le nombre d'événements de bruit de fond du MS reste faible.

Sélection		$M_{H^{++}} = 90\ GeV$	$M_{H^{++}} = 120\ GeV$	$M_{H^{++}} = 150\ GeV$
2e centraux	Donnée	0	1	0
	MC	0.865	0.089	0.018
	Eff. H^{++}	54.1%	47.1%	35.63%
	$\sigma_{H^{++}}$	0.084	0.149	0.127
2e avant	Donnée	1	1	0
	MC	2.107	0.396	0.073
	Eff. H^{++}	57.33%	54.13%	46.4%
	$\sigma_{H^{++}}$	0.099	0.124	0.098
2e avant $+dZCip$	Donnée	0	1	0
	MC	1.877	0.228	0.042
	Eff. H^{++}	56.73%	53.6%	45.6%
	$\sigma_{H^{++}}$	0.079	0.128	0.099

Tableau 5.2 : *Nombre d'événements observés (Donnée) et celui de prédiction du Modèle Standard (MC) à partir du analyse multi-électrons qui satisfait tout les critères de la sélection du signal de la production du boson de Higgs doublement chargée pour chacune de masse prédite de Higgs. Les efficacités de la sélection du signal de Higgs ($\sigma_{H^{++}}$) sont présentés et les limites de section efficace de Higgs sont calculées pour chacun des cas de la sélection multi-électrons, il correspond au nombre de signal d'événement attendu.*

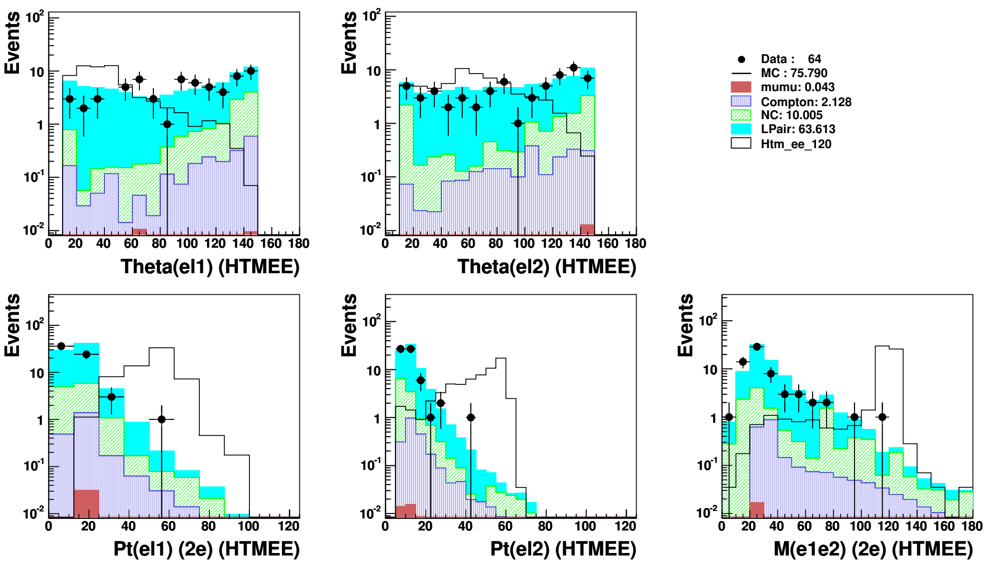

Figure 5.2 : *Distribution de l'angle, de l'impulsion des deux électrons avec la sélection présentée dans le tableau 5.1. Les histogrammes de couleur correspondant aux contributions des processus du MS. L'histogrammes en trait noir représente un signal de H^{++} d'une masse de 120 GeV.*

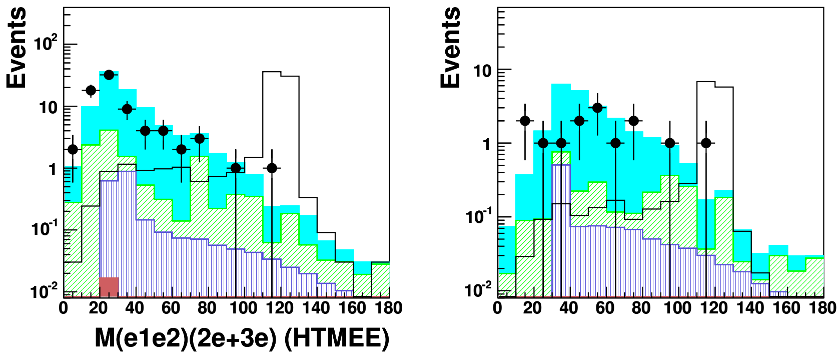

Figure 5.3 : *Distribution de la masse invariante M_{12} de Higgs des deux électrons de plus grand P_T pour les événements di-électrons et tri-électrons avant l'application des critères supplémentaires (gauche) et après (sans coupure sur dZCip) (droite) pour la sélection éttendue à la région avant du détecteur.*

Sélection	$M_{H++} = 90$ GeV	$M_{H++} = 120$ GeV	$M_{H++} = 150$ GeV
Donnée	2	1	0
MC	4.28	0.942	0.146
Eff. H^{++}	57.33%	54.13%	46.4%
σ_{H++}	0.045	0.048	0.041

Tableau 5.3 : *Nombre d'événements observés (Donnée) et celui de prédiction du MS (MC) et les limites de section efficace de Higgs dans les périodes 2000-2005 .*

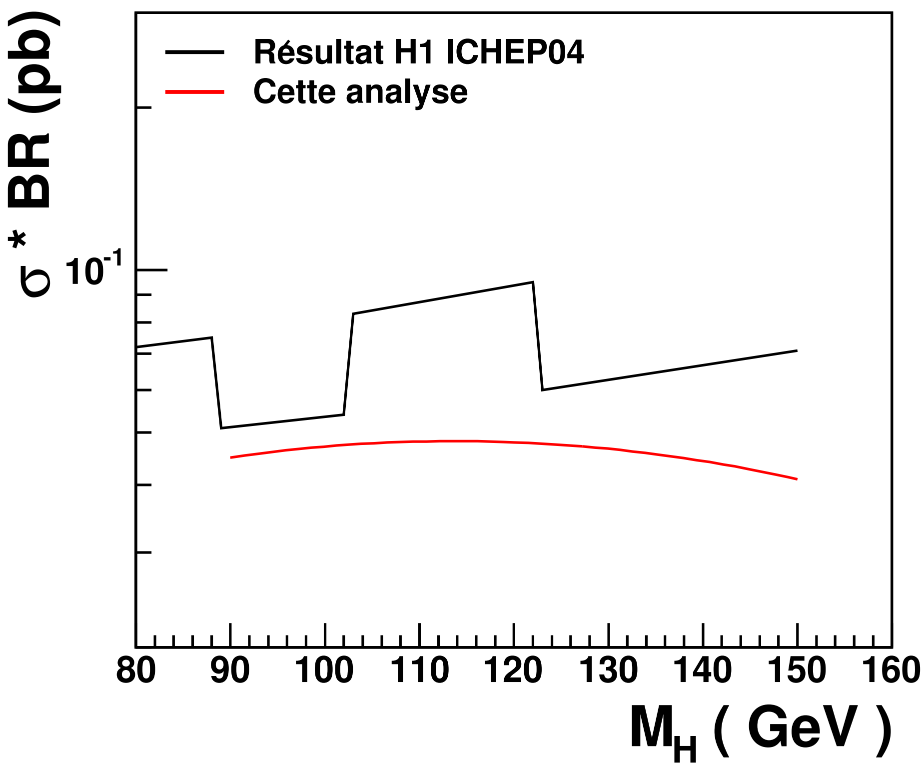

Figure 5.4 : *Limites sur* $\sigma(e^- p \to e^\pm H^{\pm\pm} X) \times BR(H^{\pm\pm} \to e^\pm e^\pm)$ *à 95% de niveau de confiance dans en fonction de la masse du boson de Higgs doublement chargé.*

Conclusion

La production multi-électrons est mesurée dans la collision ep à HERA avec les nouvelles données HERA-II correspondant à une luminosité intégrée de 40 pb^{-1} pour la période 2005 et 52 pb^{-1} pour la période 2004. Nous avons étudié la probabilité d'identifier par erreur un pion (ou un photon) pour un *"faux"* électron. Pour cela, nous avons étudié du control des processus de bruit de fond (NC-DIS et les difusions Compton). On a renforcé, étape par étape, les critères d'identification du second amas électromagnétique pour arriver à notre sélection finale di-électrons. Le bon accord obtenu à chaque étape nous à permet de déduire que l'identification de faux électrons provenant des processus de bruit de fond est bien contrôlée. Nous avons ensuite implementé les sélections des événements di- et tri-électrons. L'événement di- et tri-électrons étant sélectionnée s'accorde bien avec la prédiction Monte Carlo. Pas d'événement avec plus que 3 électrons identifiés est observé.

Dans la classe di- et tri- électrons, la masse invariante de deux électrons avec une grande impulsion transverse est considérée. Aucun événement avec une grande masse invariante $M_{12} > 100$ GeV n'est observé dans les deux cas (di- et tri-électrons), comparé à la prédiction théorique de 0.136$\pm$ 0.032, 0.016 $\pm$ 0.006, respectivement pour la période 2005 et 0.156 $\pm$ 0.035, 0.019 $\pm$ 0.006 respectivement pour la période 2004.

Pour les di-électrons, nous avons ensuite fait l'extension à la région avant ($10^0 < \theta(e1,e2) < 150^0$). Dans ce cas les données s'accordent bien avec la prédiction de Monte Carlo et les résultats sont augmentés mais on n'a pas non plus trouvé d'événement de grande masse invariante $M_{12} > 100$ GeV.

Nous avons dans un premier temps recherché du signal de production du boson de Higgs doublement chargée à partir des classes de sélection di-électrons "classiques" et di-électrons éttendus. On a calculé la limite de la section efficace du boson de Higgs doublement chargée obtenue à partir de l'ensemble des données 2000-2005. Nous avons pu obtenir une limite meilleur que l'analyse actuelle de H1. On trouve que les meilleurs signaux de la production du boson de Higgs doublement chargée va venir de la sélection multi-leptons éttendus à la région avant.

L'ensemble de ces résultats concernant les nouvelles données de 2005 a été présenté à la collaboration H1.

Ce travail a permit de montrer que les nouvelles données prisent en 2005 étaient bien comprises. Ces résultats concernant les analyses di- et tri-électrons des données 2005 devraient faire l'objet d'une communication préliminaire aux conférences de cet été.

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, *Multi-electrons production at high transverse momenta in ep collision at HERA.*, Eur. Phys. J. c31, 17(2003) [arXiV : hep-ex/0307015].

[2] H1 Collaboration, *The H1 detector at HERA*, Internal report, DESY H1-96-01, mars 96.

[3] P.J.Bussey, *Photon-photon processes at HERA*, Physics at HERA vol.1,1991.

[4] J.A.M.Vermaseren, *Two-photon processes at very high energies*, Nuclear Physics B229,1983.

[5] H1 Collaboration, *Search for doubly charged Higgs production at HERA*, E.Sauvan, presented at ICHEP2004, H1prelim-04-161.

[6] T.Abe, *GAPRE-Dilepton (Version 1.1): A generator for dilepton production in ep collisions*, Comput. Phys. Commun. *136* (2001) 126 [arXiv:hep-ph/0012029].

[7] N. Arteaga-Romero, C. Carimalo, P. Kessler, *High P_T lepton pair production at ep colliders: Comparison between various production mechanisms*, Z.Phys. C 52, 289 (1991).

[8] M. Peez, *Recherche de déviations au Modèle Standard dans les processus de grande énergie transverse sur le collisionneur électron-proton HERA*, PhD Thesis, Univ. Claude Bernard Lyon (2003).

[9] OPAL Collaboration, *Search for doubly charged Higgs bosons with the OPAL detecteur at LEP*, Physics Letters B 526 (2002) 221-232.

[10] R.Brun et al., *GEANT Dectector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library, W5013, (1994).

Annexe A

Processus courant neutre 2004.

Dans cet annexe nous allons présenter les résultats d'étude du contrôl des processus de bruit de fond de courant neutre qu'on trouve pour la période 2004.

Les résultats après chaque étape nous donne dans le tableau A.1

étape	Donnée	SM	GRAPE	NC-DIS	Compton
A	3427	3759.4 ± 300	58.4 ± 4.1	3241.7 ± 271.7	458.6 ± 33.7
B	1067	1304 ± 95.8	51.2 ± 3.6	796.6 ± 67.3	456 ± 33.4
C	142	184.4 ± 14.2	49.3 ± 3.5	109.14 ± 11.22	26 ± 2.14
D	32	46.5 ± 3.8	37.5 ± 2.8	6 ± 1.9	3.1 ± 0.5

Tableau A.1 : *Nombre des événements après chaque étape pour NC 2004*

Les histogrammes après chaque étape dans le cas courant neutre qui sont présentés dans les figures A.1, A.2, A.3, A.4.

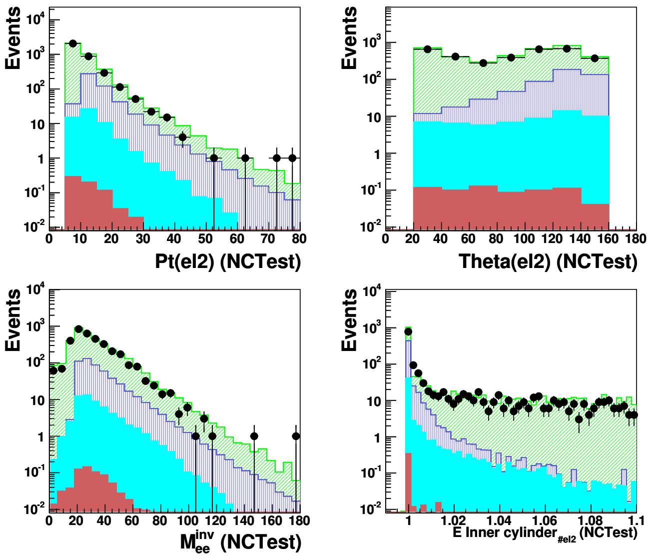

Figure A.1 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle, de la masse invariante et de l'énergie dans cone075 avant coupure (étapeA de NC).*

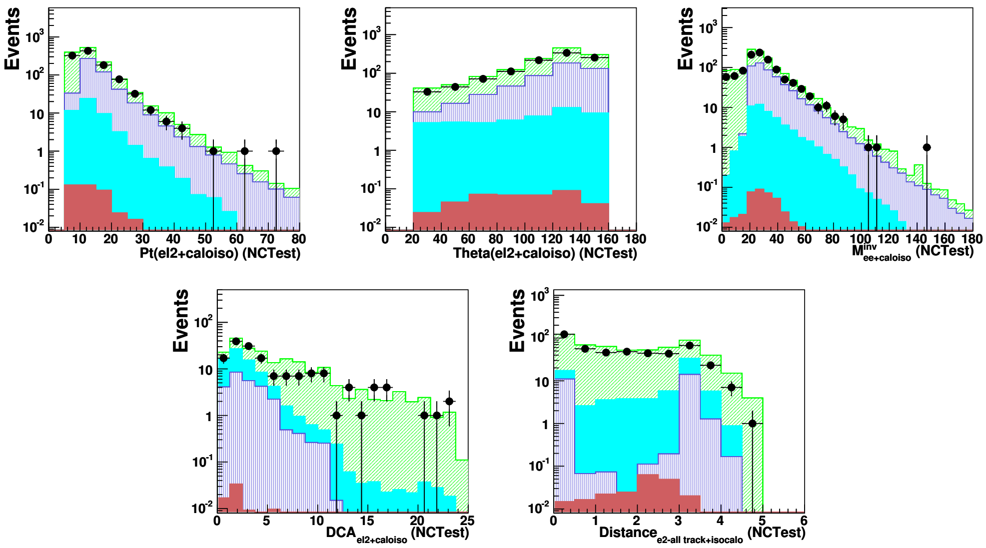

Figure A.2 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle, de la masse invariante et deux variables: DCA et DMin avant coupure (étapeB de NC).*

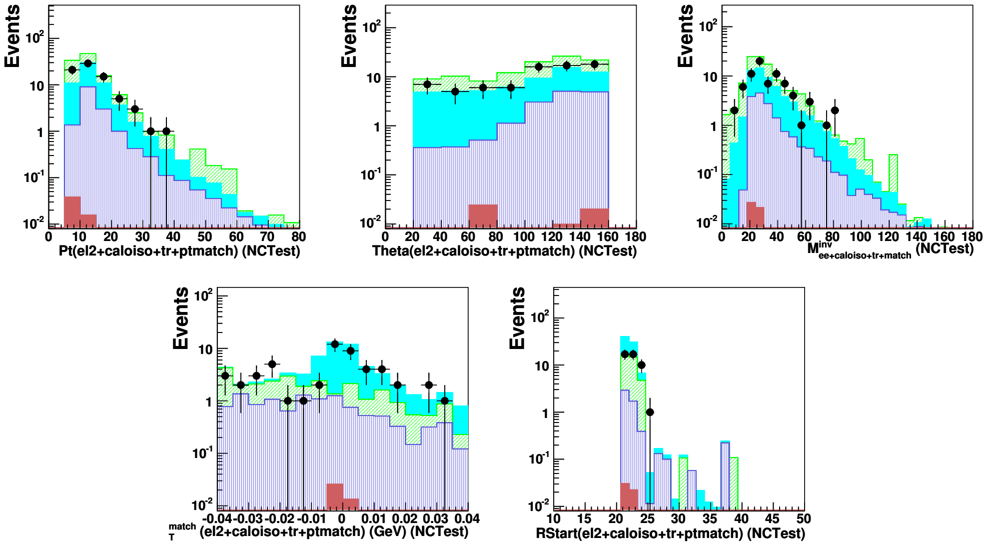

Figure A.3 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle, de la masse invariante et deux variables: P_T^{match} et R_{start} avant coupure (étapeC de NC).*

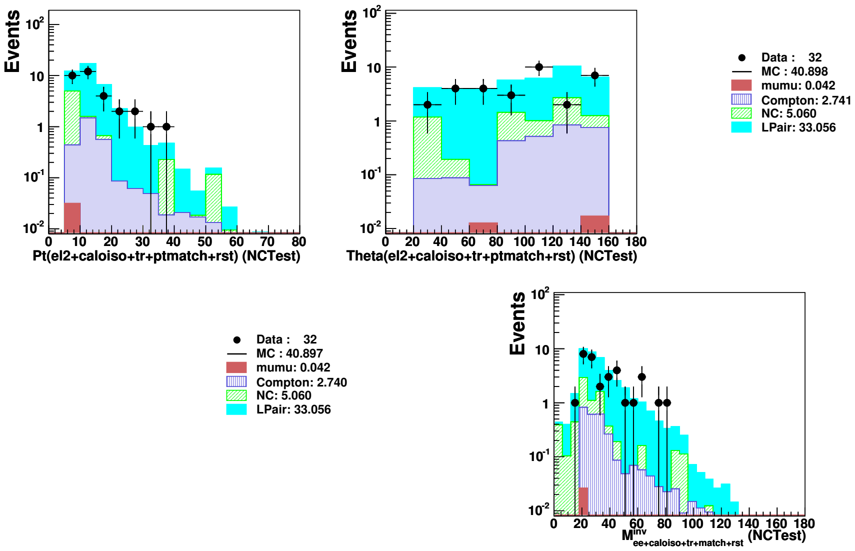

Figure A.4 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle, de la masse invariante du faux électron après tout coupure dans la période 2004 (étapeD de NC).*

Annexe B

Processus diffusion Compton 2004.

Dans cet annexe nous allons présenter les résultats d'étude du contrôl des processus de bruit de fond de courant neutre qu'on trouve pour la période 2004.

Selection	Data	SM	GRAPE	NC-DIS	Compton
A	407	473±32.8	29.1±2	26.4±4	417.2±30
B	26	33.4±3	28.14±1.8	0.6±0.07	5.2±1.3
C	21	29.3±2	26.5±1.8	0.03±0.03	2.73±0.5
D	21	28.9±2	26.5 ±1.8	0.0014±0.002	2.4±0.44

Tableau B.1 : *Nombre des événements après chaque étape.*

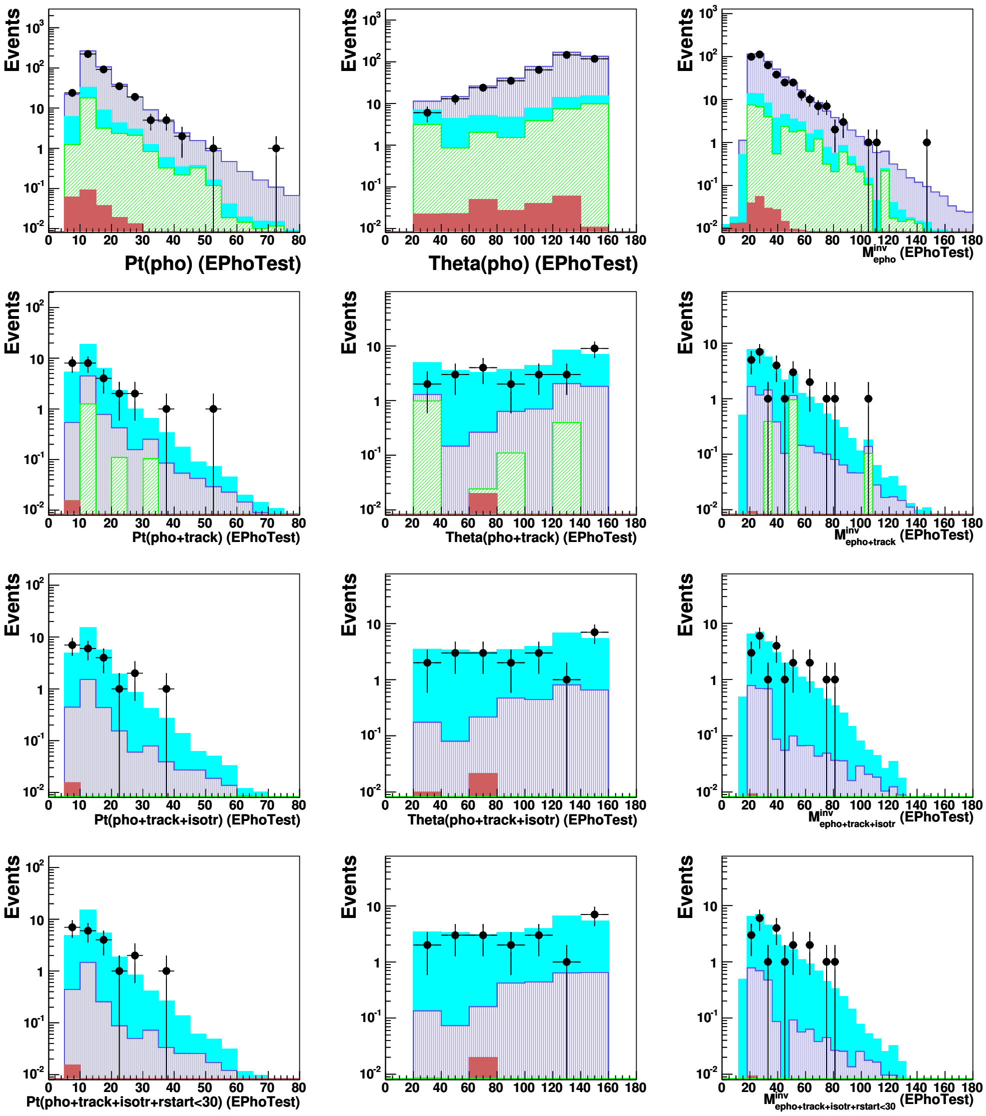

Figure B.1 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle et de la masse invariante apès 4 étapes pour faux électron dans 2004*

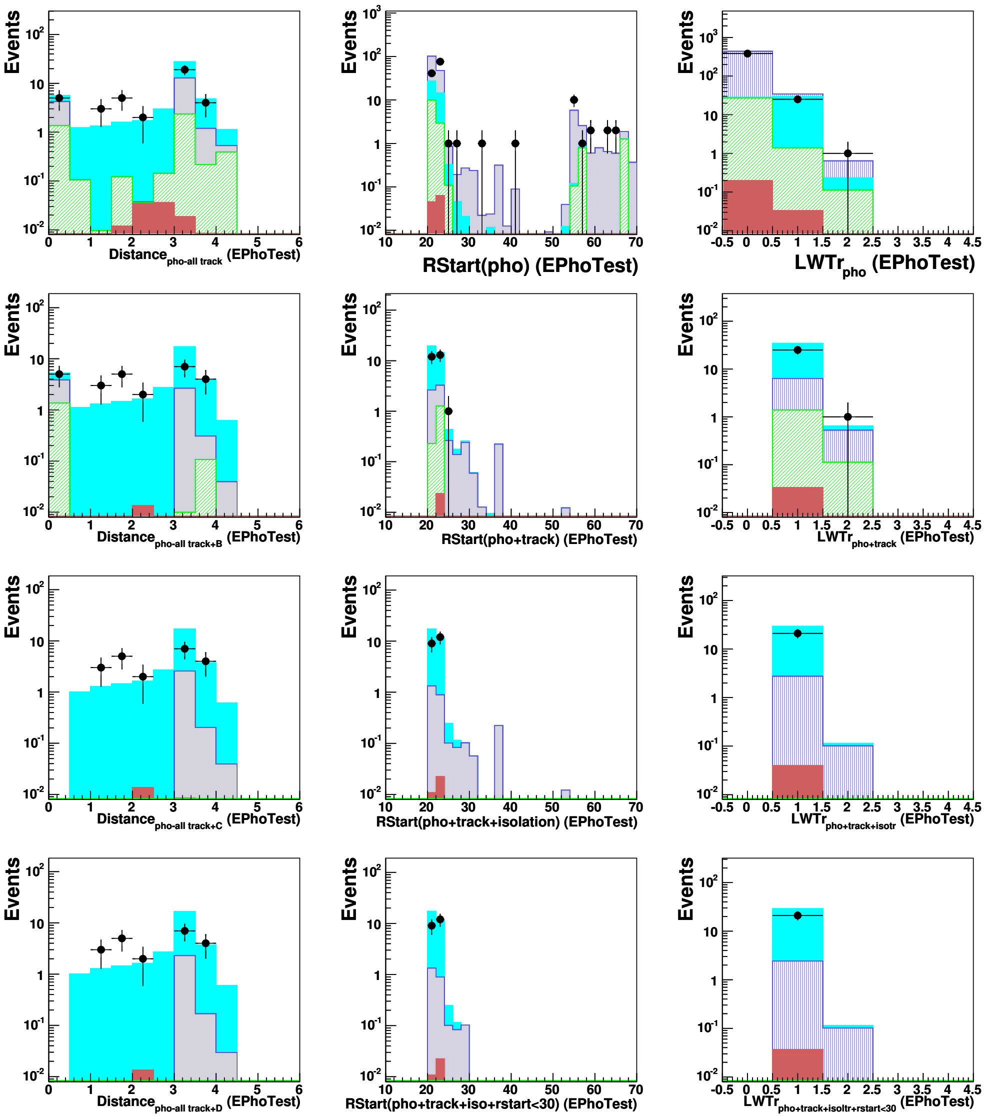

Figure B.2 : *D_{track}, R_{start}, nombre de LW trace après 4 étapes pour 2004.*

Annexe C

Extension de la sélection multi-électrons pour les deux périodes 2004 et 2005.

Dans cette annexe figurent les résultats et les figures d'extension de la selection multi-électrons pour deux périodes 2004 et 2005.

étape	Donnée	MC	Grape	NC-DIS	Compton	F_{2004}
nombre initial	25	26.2±5.6	5.2±0.6	20.6±5.3	0.46±0.1	0.25
dernier étape	3	3.9±0.6	3.04±0.3	0.7±0.45	0.14±0.02	4.33

Tableau C.1 : *Nombre des événement données/MC ayant un électron central et un électron avant pour 2004.*

étape	Donnée	MC	Grape	NC-DIS	Compton	F_{2005}
nombre initial	14	11.6±2.23	3.84±0.35	7.4±2.2	0.4±0.05	0.522
dernier étape	1	2.53±0.23	2.3±0.2	0.17±0.08	0.11±0.02	13.62

Tableau C.2 : *Nombre des événement données/MC ayant un électron central et un électron avant pour 2005.*

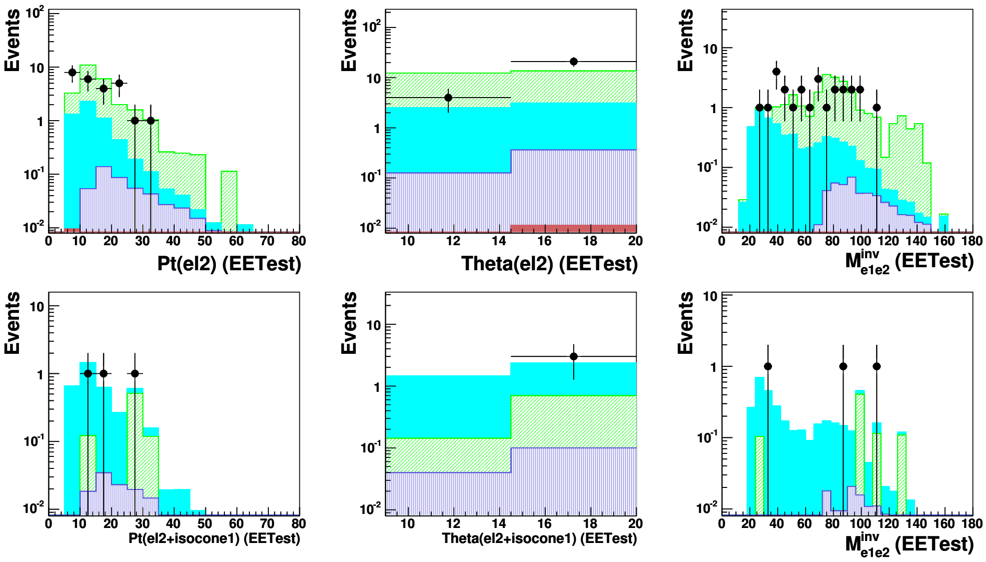

Figure C.1 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle du faux électron et de la masse invariante avant coupure et après coupure pour 2004.*

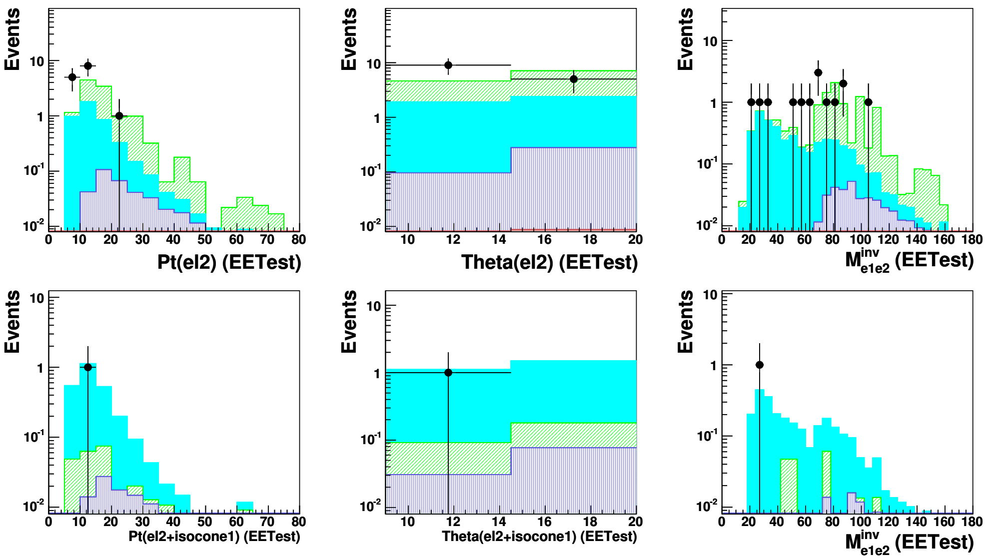

Figure C.2 : *Distribution de l'impulsion, de l'angle du faux électron et de la masse invariante avant coupure et après coupure pour 2005.*

Annexe D

Histogrammes de la sélection du signal du boson H^{++} dans la région centrale.

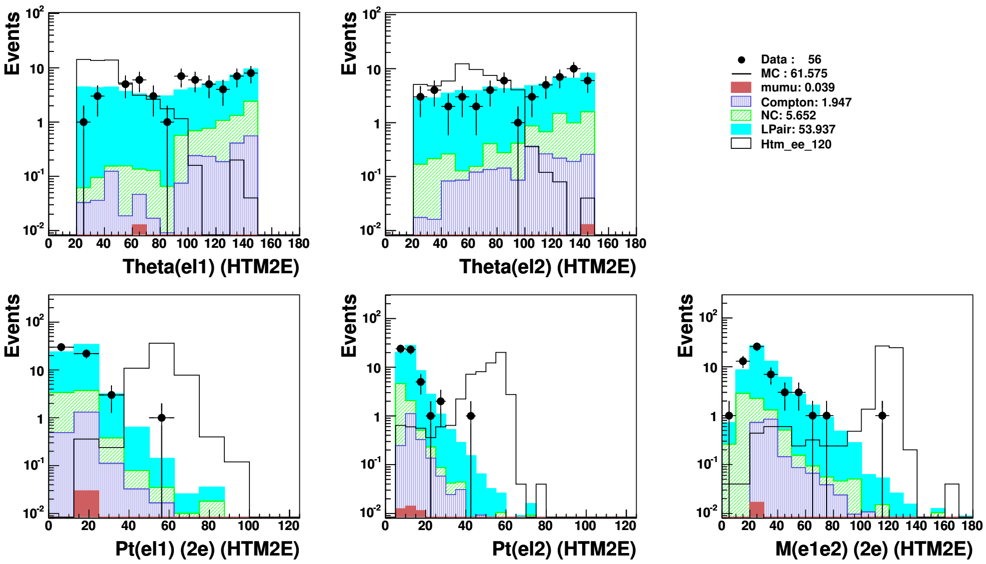

Figure D.1 : *Distribution de l'angle, de l'impulsion des deux électrons avant avec la sélection présentée dans le tableau 5.1 pour la sélection du signal du boson H^{++} dans la région centrale.*

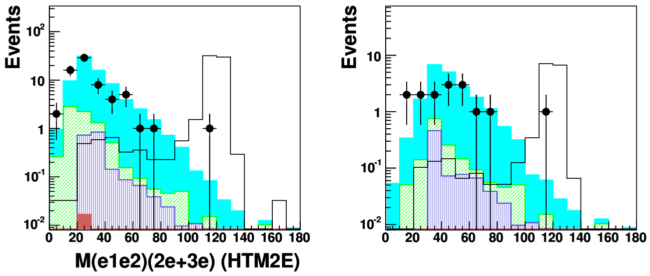

Figure D.2 : *Distribution de la masse invariante M_{12} de Higgs des deux électrons de plus grand P_T pour les événements di-électrons et tri-électrons avant critère (gauche) et après critère (sans coupure sur dZCip) (droite) pour la région centale du détecteur.*

Annexe E

Visualisation d'un événement tri-électrons dans la période 2005.

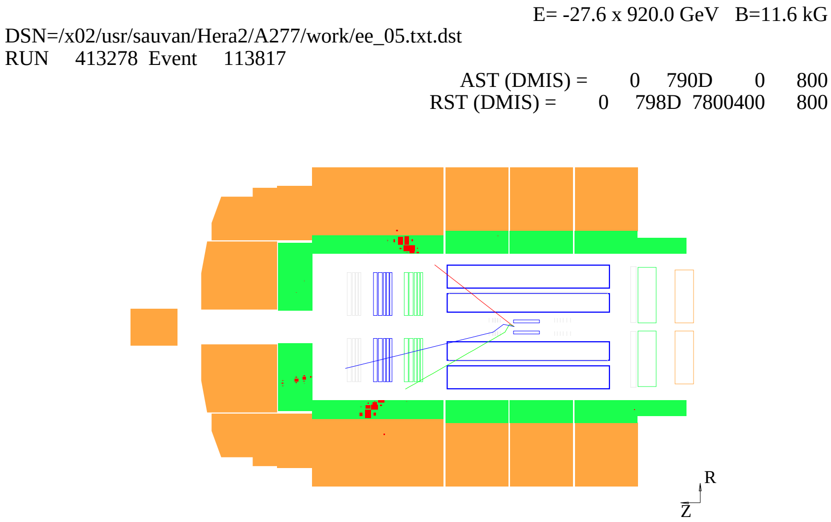

Figure E.1 : *Visualisation d'un événement tri-électrons avec une masse invariante ($M_{12} = 71.7\ GeV$) dans la période 2005 sur la vue longitudinale du détecteur. Les deux grande impulsions sont trouvées dans cet événement ($P_{T1} = 41.27\ GeV$) et $P_{T2} = 30.67\ GeV$).*

Remerciements

Je remercie Dr. Claude Vallée pour l'accueil gentil au sein du groupe H1 au Centre de Physique des Particules de Marseille. Merci pour m'avoir offert ce sujet intéressant de mon stage.

Je remercie également Dr. Franca Cassol-Brunner pour sa bonne humeur et ses diverses aides informatiques.

Je remercie tout particulièrement Dr. Emmanuel Sauvan pour sa constante disponibilité ainsi que pour ses nombreuses corrections et remarques très utiles pendant la préparation de mon rapport.

Je tiens à remercier les thésards du CPPM pour leurs conseils, leur bonne humeur et les rencontres sympathiques à part du travail. Grace à eux, je me suis senté très bien intégré à l'institut. Je remercie tout particulièrement mon ami Florian qui m'a toujours soutenu et encouragé pendant le stage et la rédaction.