Stéphanie BAFFIONI

DEA Physique de la Matière et du Rayonnement
& $3^{ème}$ année ENSPG

Identification du lepton τ à HERA

mars-juin 2000
Responsables: Marie-Claude Cousinou & Claude Vallée

Centre de Physique des Particules de Marseille

Table des matières

Remerciements

Je voudrais adresser mes remerciements à:

- Elie Aslanidès pour m'avoir accueillie au sein de son laboratoire,
- Marie-Claude Cousinou pour son aide précieuse, son écoute et son attention,
- Claude Vallée pour son dynamisme et ses remarques avisées,
- Cristini Diaconu pour ses encouragements et ses conseils efficaces,
- Smain Kermiche pour sa disponibilité et son aide en informatique,
- Jessica Levêque, Mireille Schneider, Matti Peez et Nicolas Delerue pour leur sympathie et leur aide fréquente,
- et enfin tout le personnel du laboratoire pour son accueil chaleureux.

Introduction

Depuis 1992, le collisionneur HERA, permettant l'interaction d'électrons ou de positrons avec des protons, a ouvert une nouvelle ère des expériences de diffusion profondément inélastique. Deux expériences, H1 et ZEUS, étudient les collisions produites à HERA. Le groupe H1 du CPPM s'est spécialisé dans l'étude des événements rares à grande impulsion transverse.

Le but de cette étude est le développement d'un algorithme d'identification du lepton τ, en vue de son application dans les études *lepton isolé* et *multi-leptons* actuellement en cours au sein du groupe H1. L'extension au canal τ pourra compléter ces études, à ce jour restreintes aux canaux électroniques et muoniques.

La première partie de ce rapport est consacrée à la description du collisionneur HERA et du détecteur H1. Puis les principaux processus physiques présents à HERA, constituant le signal et les bruits de l'analyse, sont présentés en deuxième partie. La troisième partie développe alors l'élaboration de l'algorithme d'identification du τ à partir de l'analyse des données et simulations Monte-Carlo, ainsi que les premiers résultats obtenus. Enfin, l'application de cet algorithme au canal W est exposée en quatrième partie.

Chapitre 1

Cadre expérimental

1.1 Le collisionneur HERA

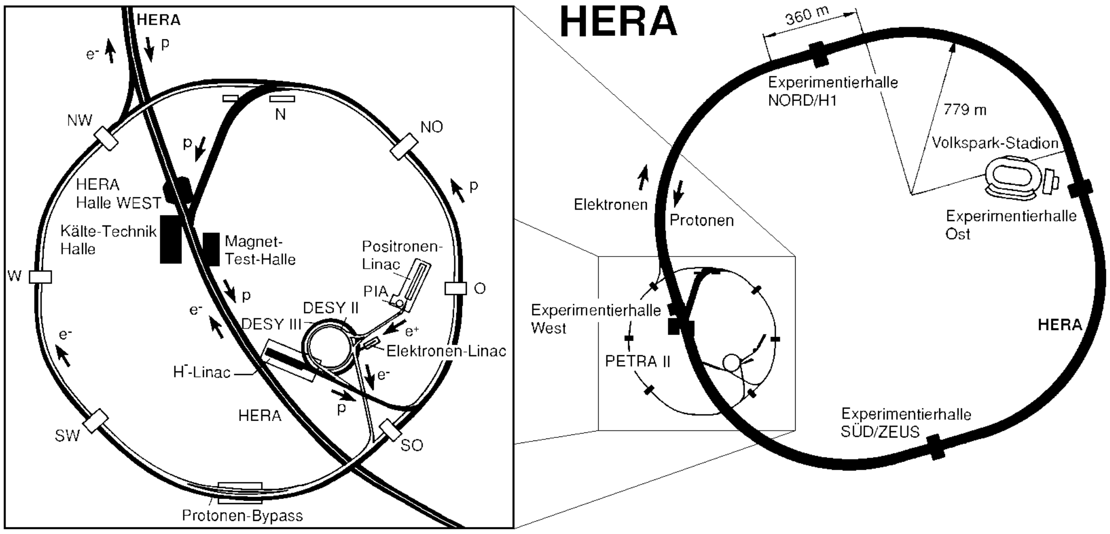


Figure 1.1: accélérateur HERA à DESY

1.1.1 Description

HERA est un collisionneur de haute énergie électron (ou positron) proton, mis en service en 1992 sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) à Hambourg (cf. figure 1.1). Il permet de sonder le contenu en quarks et en gluons du proton avec une résolution dix fois meilleure que les expériences sur cible fixe, et de rechercher des phénomènes nouveaux parmi les événements rares. Les faisceaux ont une énergie de 27.5 GeV pour les électrons et actuellement de 920 GeV pour les protons (cette énergie était de 820 GeV pour les années 94-97).

1.1.2 Cheminement des faisceaux

- Les électrons et protons sont regroupés par paquets tournant en sens inverses, ce qui permet la réutilisation d'un même paquet à chaque croisement.
  Chaque faisceau circule dans un anneau qui lui est propre, où il règne un vide poussé (1 à 2.10^{-9} hPa), autorisant une durée de vie maximale du faisceau et limitant les interactions faisceaux-gaz.

- Les électrons, produits par un préaccélérateur, sont regroupés par paquets de 4.10^{10} particules et accélérés jusqu'à 12 GeV dans l'anneau PETRA II. Ces 70 paquets sont ensuite envoyés dans l'anneau de HERA où ils sont accélérés jusqu'à 27.5 GeV. Puis cette opération est renouvelée pour atteindre 210 paquets.

- Les protons, provenant d'ions Hydrogène, sont aussi regroupés par paquets et accélérés jusqu'à 40 GeV dans PETRA 2, puis sont injectés dans HERA par groupes de 70 paquets, où ils sont accélérés jusqu'à 920 GeV. L'opération est ensuite répétée pour obtenir 210 paquets.

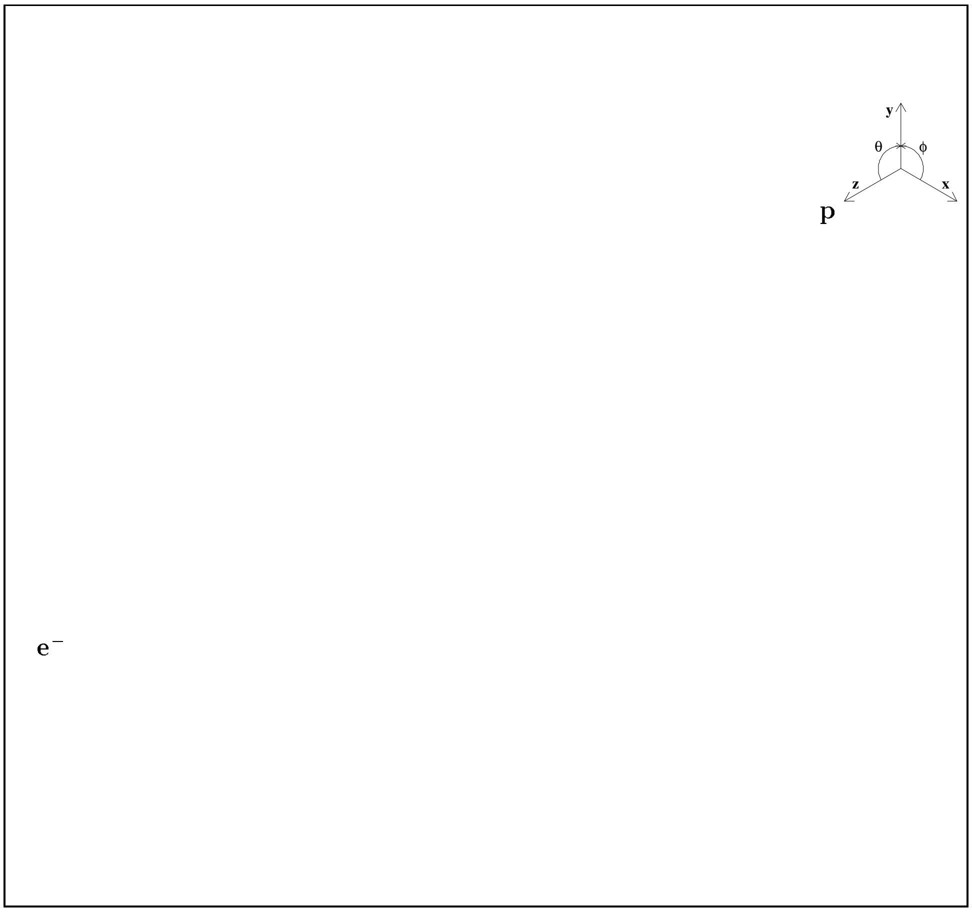
1.1.3 Expériences à HERA

Les faisceaux se croisent en deux points: au Nord où se situe le détecteur H1 et au Sud où se trouve le détecteur ZEUS. Le faisceau positron est utilisé seul à l'Est par l'expérience HERMES et le faisceau de protons est utilisé seul à l'Ouest par l'expérience HERA-B.
Les expériences H1 et ZEUS ont débuté en 92, l'expérience HERMES en fin 95 et l'expérience HERA-B en 98.

Le tableau ci-dessous décrit les caractéristiques des prises de données suivant les années. $\sqrt{s}$ est l'énergie dans le centre de masse. Pour un processus donné, le nombre d'événements sera le produit de la luminosité des faisceaux et de la section efficace du processus.

années	leptons	protons	luminosité	$\sqrt{s}$
94-97	positrons 27.5 GeV	820 GeV	35.6 pb^{-1}	300 GeV
98-99	electrons 27.5 GeV	920 GeV	14.2 pb^{-1}	318 GeV
99-2000	positrons 27.5 GeV	920 GeV	31.4 pb^{-1}	318 GeV

La prise de données étant encore en cours, la luminosité présentée ici pour 99-2000 correspond au nombre d'événements présélectionnés jusqu'en Mai 2000.



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

Figure 1.2: schéma du détecteur H1

1.2 Le détecteur H1

1.2.1 Vue générale

- Le détecteur H1 (cf. figure 1.2) est asymétrique à cause de la différence d'énergie entre les faisceaux de protons et d'électrons (particules entraînées dans la direction du proton incident). Les protons arrivent par la droite et les électrons par la gauche. L'interaction se situe à peu près au centre du détecteur.

- L'origine du repère est situé au point nominal d'interaction. L'axe des z est dirigé selon la direction du faisceau de protons (vers la gauche), l'axe des y suivant la verticale ascendante, et l'axe des x suivant l'horizontale. L'angle polaire θ est défini par rapport à la direction $z > 0$ et l'angle azimutal ϕ à partir de l'axe x.

- De l'intérieur vers l'extérieur, H1 est constitué principalement du système de *détecteurs à traces*, des *calorimètres* (électromagnétique et hadronique), de la *bobine supraconductrice*, et du *détecteur à muons*.

1.2.2 Les différents détecteurs

- L'ensemble des *détecteurs à traces* est composé des chambres centrales, avant et arrière. Ces chambres permettent l'identification du vertex de l'interaction, la reconstruction de la trajectoire de chaque particule et la mesure de la charge et de l'impulsion des particules de faible énergie.
  Les chambres à traces peuvent être classées en deux catégories. Les chambres *rapides* sont des chambres proportionnelles à fils (à l'avant, à l'arrière et au centre), elles permettent l'identification rapide du type d'événement et servent ainsi au déclenchement. Les chambres *lentes* sont des chambres à dérive et permettent la reconstruction précise de la trajectoire des particules. De la mesure de la courbure des traces, une mesure de l'impulsion des particules est déduite.

- Le *calorimètre à Argon Liquide (LAr)* couvre un angle $4^0 \leq \theta \leq 153^0$. Il permet la mesure de l'énergie de l'ensemble des particules de l'événement. La partie électromagnétique du LAr permet la mesure de l'énergie des électrons et des photons, alors que l'énergie des autres particules est déterminée par la partie hadronique. Chaque partie est composée d'une succession de milieux absorbants (plomb pour la partie électromagnétique et acier pour la partie hadronique) et de milieux détecteurs (Argon liquide).
  Le LAr est découpé en huit roues, segmentées en ϕ en huit octants identiques. Cette structure implique la présence de zones mortes ("cracks") en z et en ϕ, auxquelles il faudra faire attention lors de l'analyse.

- La *bobine supraconductrice* fournit un champ magnétique (1.15 T) courbant la trajectoire des particules chargées, permettant ainsi la mesure de l'impulsion transverse et de la charge des particules.

- Les *muons*, seules particules chargées à pouvoir traverser tout le détecteur, sont détectés en bout de chaîne soit dans le fer instrumenté entourant la partie centrale du détecteur, soit dans le spectromètre à muons situé à l'avant du détecteur.

- A l'arrière le calorimètre *SpaCal*, constitué d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique, permet la mesure de l'énergie des particules émises vers l'arrière, en particulier des électrons faiblement déviés. Ce calorimètre contient du plomb et des fibres scintillantes. Il donne également une information en temps, utile au système de déclenchement.

- A l'avant le *PLUG* est un petit calorimètre permettant la fermeture de l'angle solide. Il est destiné à mesurer l'énergie des particules émises très à l'avant, notemment celle du rémanent du proton.

Chapitre 2

Cadre théorique

Le but de cette étude est l'élaboration d'un algorithme d'identification du lepton τ. Il est donc nécessaire de bien comprendre les différentes caractéristiques topologiques et cinématiques des processus de production et de désintégration du τ, afin de bien identifier les différents bruits de fond.

2.1 Caractéristiques du τ

2.1.1 Description générale

Le lepton τ a été découvert par Perl en 1975. A une masse de 1.77 GeV, il est le plus lourd des leptons connus; sa durée de vie est de $2.91.10^{-13}$ s. Ses principaux modes de désintégration sont:

- *avec une seule particule chargée* (85% des désintégrations)
  $\tau \rightarrow e\ \nu_e\ \nu_\tau$ ($\sim 18\%$)
  $\tau \rightarrow \mu\ \nu_\mu\ \nu_\tau$ ($\sim 17\%$)
  $\tau \rightarrow 1\ hadron + \geq 0\ neutres + \nu_\tau$ ($\sim 50\%$)

- *avec trois particules chargées*
  $\tau \rightarrow 3\ hadrons + \geq 0\ neutres + \nu_\tau$ ($\sim 15\%$)

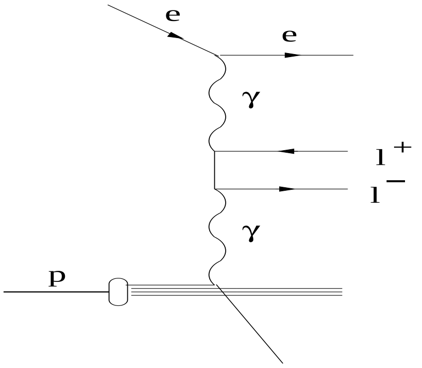
Cette analyse ne concerne que la désintégration hadronique du τ (65%), les désintégrations muoniques et électroniques faisant appel à des algorithmes de recherche de l'électron et du muon déjà existants. L'identification de la désintégration hadronique du τ implique donc la recherche de 1 ou 3 hadrons chargés, d'un neutrino (c'est-à-dire de l'énergie et de l'impulsion manquantes car le neutrino n'est pas détecté), et éventuellement de particules neutres (π^0 dans la plupart des cas).

Cette topologie s'apparente à celle d'un jet, provenant de l'hadronisation d'un quark par exemple. L'essentiel des bruits de fond sera donc constitué de jets à faible nombre de particules, ou d'électrons mal identifiés.

2.1.2 Processus de production du τ (modèle standard)

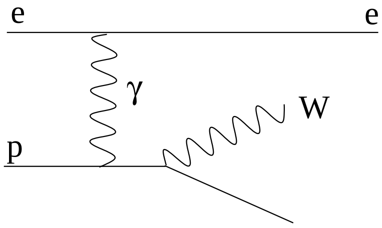
Dans le cadre de la physique à HERA, il existe trois processus standards principaux produisant des τ.

- *Le processus photon-photon* est le résultat de l'interaction d'un photon émis par le proton et d'un photon émis par l'électron, représentée par le diagramme suivant:

  Ce processus peut mener à la production d'une paire $\tau^+\tau^-$ et se divise en trois sous-processus: élastique (le proton reste intact et est peu dévié), quasiélastique (le proton est excité et peut être dévié) et inélastique (un quark du proton peut être éjecté). Un tel événement sera caractérisé par deux leptons isolés et de l'énergie longitudinale manquante.

- *Le W* peut se désintégrer en $\tau\nu_\tau$. Il peut être produit par le processus suivant:

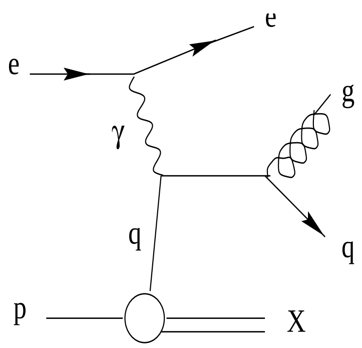
  Un tel événement sera caractérisé par la présence d'un lepton isolé, et de l'énergie et impulsion transverse manquantes.

- *Le Z* peut se désintégrer en $\tau^+\tau^-$. Un tel événement présentera les mêmes caractéristiques topologiques que le processus photon-photon, à plus grande impulsion transverse. Le processus de production du Z est le même que celui du W, cependant sa section efficace de production est très faible devant celle du W. Ce processus Z ne sera pas considéré pour la suite de l'analyse.

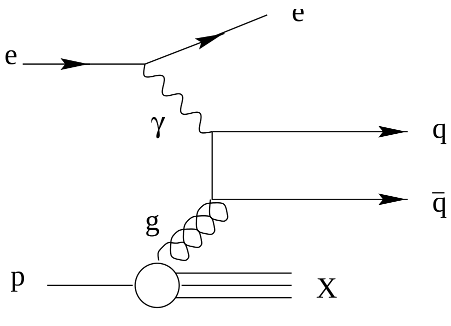
2.2 Le processus photoproduction (γp)

Ce processus est le résultat de l'interaction d'un photon quasi-réel émis par le positron (ou l'électron) avec le proton. Il existe deux sous-processus principaux de photoproduction:

- *Le processus "direct"* où le photon interagit directement avec un quark du proton, représenté par le diagramme principal ci-dessous:



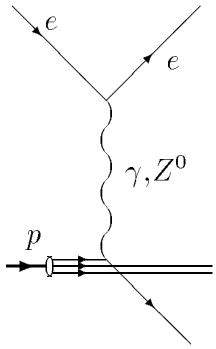
- *Le processus "résolu"* où le photon oscille en méson vecteur. Dans ce cas c'est une interaction hadron-hadron, qui peut être représenté par le diagramme suivant:



Ces processus sont caractérisés par la non-conservation apparente de l'énergie longitudinale (l'électron étant très peu dévié il n'est pas détecté) et par la présence d'un ou plusieurs jets dans le détecteur.

2.3 Le processus courant neutre (NC)

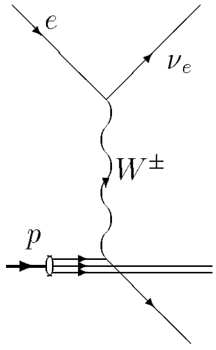
Ce processus est très semblable au processus de photoproduction directe à la différence près que pour le courant neutre le photon échangé est virtuel, ce qui implique une diffusion à grand angle de l'électron. Cet électron sera donc détecté. Le diagramme de ce processus est le suivant:



Une interaction de type courant neutre se caractérise par la présence d'un jet (le plus souvent) ou plusieurs jets et d'un électron dans le détecteur, avec conservation de l'énergie longitudinale et de l'impulsion transverse totale.
Le processus courant neutre est une "double" source de bruit pour l'identification du τ. En effet, l'électron diffusé peut être identifié comme un τ si son énergie est mal mesurée (s'il tombe dans un "crack" du détecteur par exemple et "déborde" dans le calorimètre hadronique), et le jet NC lui-même peut présenter les mêmes caractéristiques topologiques qu'une désintégration hadronique d'un τ.

2.4 Le processus courant chargé (CC)

Un processus à courant chargé donne lieu à de l'énergie et impulsion transverse manquantes (à cause du neutrino) et le plus souvent à un seul jet, pouvant présenter les mêmes caractéristiques qu'une désintégration hadronique d'un τ. Un tel processus est représenté par le diagramme suivant:



Chapitre 3

Identification du τ

Le but de cette analyse est l'élaboration d'un algorithme d'identification du lepton τ le plus inclusif possible, applicable par la suite à des canaux physiques particuliers.

3.1 Démarche de l'analyse

La démarche adoptée pour cette analyse est la comparaison de différentes caractéristiques du τ (se désintégrant hadroniquement) avec celles des bruits. Pour les caractéristiques du τ on utilise deux simulations différentes:

- *Monte Carlo quarks excités* où un quark excité donnerait la réaction $q^{*}\rightarrow qW \rightarrow q\tau\nu_{\tau}$, avec une désintégration hadronique du τ. Cette simulation d'un processus exotique permet de disposer d'un lot de τ à grande impulsion transverse.

- *Monte-Carlo LPAIR* (cf. chap.2.1.2), élastique, quasiélastique et inélastique $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$, avec une désintégration hadronique d'un ou des deux τ. Cette simulation fournit des τ à plus petite impulsion transverse que la précédente.

Les événements avec production de τ étant des événements rares, les données seront en première approximation considérées intégralement comme du bruit. L'analyse des différentes caractéristiques des τ simulés et des données permet l'élaboration d'un jeu de coupures topologiques pour l'identification d'une désintégration hadronique du tau.

Pour compléter l'analyse des événements sélectionnés, on utilise les simulations Monte-Carlo de :

- *Photoproduction* (cf. chap.2.2) directe et résolue

- *Courants neutres* (cf. chap.2.3) et *courants chargés* (cf. 2.4)

3.2 Sélection

3.2.1 Présélection

- Toutes les coupures sont élaborées sur des lots (Monte-Carlo et données) présélectionnés avec au moins deux jets hadroniques dans l'événement.

- Afin d'étudier les événements avec un jet hadronique à grande impulsion tranverse, on présélectionne les futurs jets candidats à une impulsion transverse supérieure à 15 GeV.

3.2.2 Critères d'identification du τ

- Sachant que la reconstruction des traces n'est plus précise en deçà de 10°, et que le LAr est le calorimètre offrant la meilleure résolution, on ne sélectionne que les jets avec un angle $\theta \in [10°; 140°]$.

- Un τ étant chargé, il doit avoir au moins une particule chargée dans ses désintégrations. On impose donc un minimum d'une trace chargée dans un cône d'ouverture $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)} = 0.2$ autour de la direction du jet candidat, où $\eta = -log(tan(\frac{\theta}{2}))$ est la pseudo-rapidité.

- D'autre part, les traces chargées dans les désintégrations hadroniques du τ sont au nombre de 1 ou 3 dans la quasi-totalité des cas. Une coupure sur le nombre de traces chargées du jet candidat est donc intéressante, mais il faut prendre en compte la mauvaise détermination des traces à l'avant du détecteur, qui implique un nombre de traces biaisé. On observe donc le nombre de traces dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0.2$ autour de la direction du jet candidat (à cause de la petite taille des jets hadroniques de τ) pour différents secteurs angulaires du jet candidat (cf. figure 3.1).

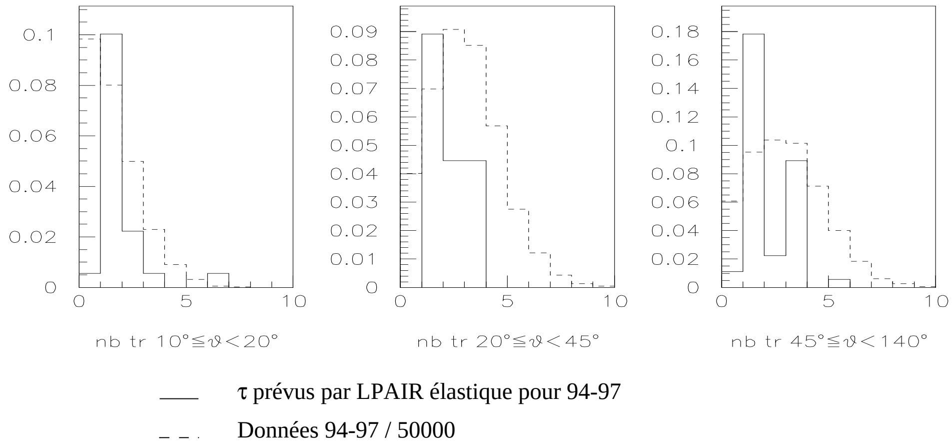


Figure 3.1: nombre de traces dans un cône 0.2 pour différents θ

On en déduit les coupures suivantes:
si $\theta \in [10°; 20°[$ alors nombre de traces $= 1$
si $\theta \in [20°; 45°[$ alors nombre de traces ≤ 3
si $\theta \in [40°; 140°]$ alors nombre de traces $= 1$ ou 3

- Les processus principaux de production du τ impliquent que celui-ci soit isolé. Il faut donc introduire un critère d'isolation du jet. On le choisit en imposant que le nombre de traces situées entre deux cônes (η, ϕ) de tailles respectives 0.2 et 1 autour de la direction du jet candidat soit nul (cf figure 3.2 ci-dessous).

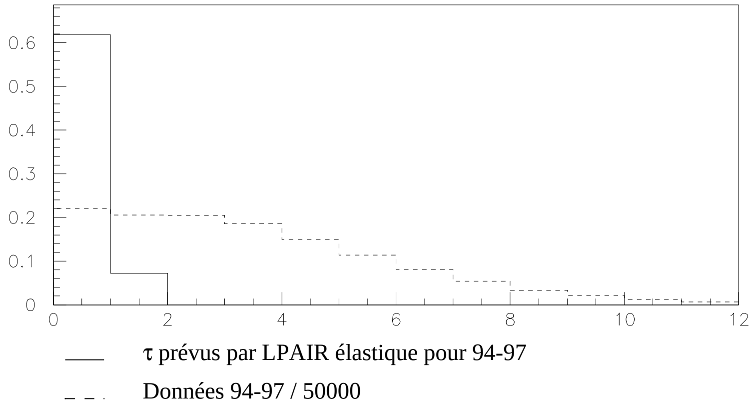


Figure 3.2: nombre de traces entre le cône de 0.2 et le cône de 1

- Afin de minimiser le nombre d'électrons identifiés comme τ, la fraction électromagnétique de l'énergie déposée (*fem*) doit être au maximum égale à 90%. En effet, une désintégration hadronique du τ doit déposer de l'énergie dans la partie hadronique, et un électron ayant théoriquement une *fem* de 100% peut avoir une énergie mal déterminée (il peut tomber dans un "crack" où "déborder" dans le calorimètre hadronique). C'est ce phénomène qu'on observe sur le lot de données 94-97 (cf. figure 3.3): le pic à *fem* proche de 1 est formé par des électrons. La coupure est optimisée à 90% pour être sûr de ne pas méconnaître des électrons.

- L'observation de la "taille transverse" du jet (rayon moyen en (η, ϕ) du cône contenant le jet candidat) montre une taille assez faible pour les jets hadroniques de τ par rapport aux autres jets. Ce jet "serré" s'explique par le double-fait que les désintégrations hadroniques du τ ont peu de particules et que l'angle d'ouverture entre les particules est faible aux énergies considérées. La coupure est optimisée pour une "taille transverse" <0.12 (cf. figure 3.4).

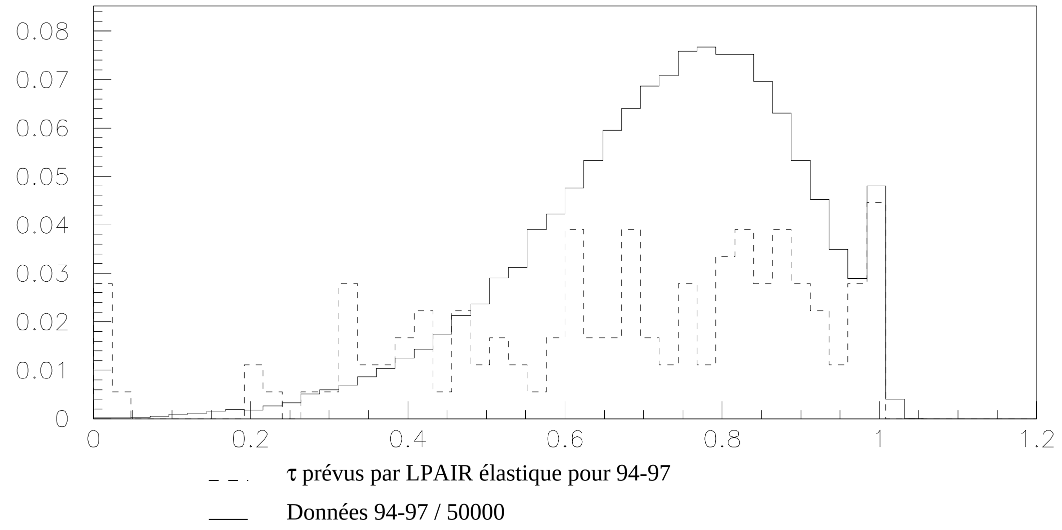


Figure 3.3: fraction électromagnétique du jet

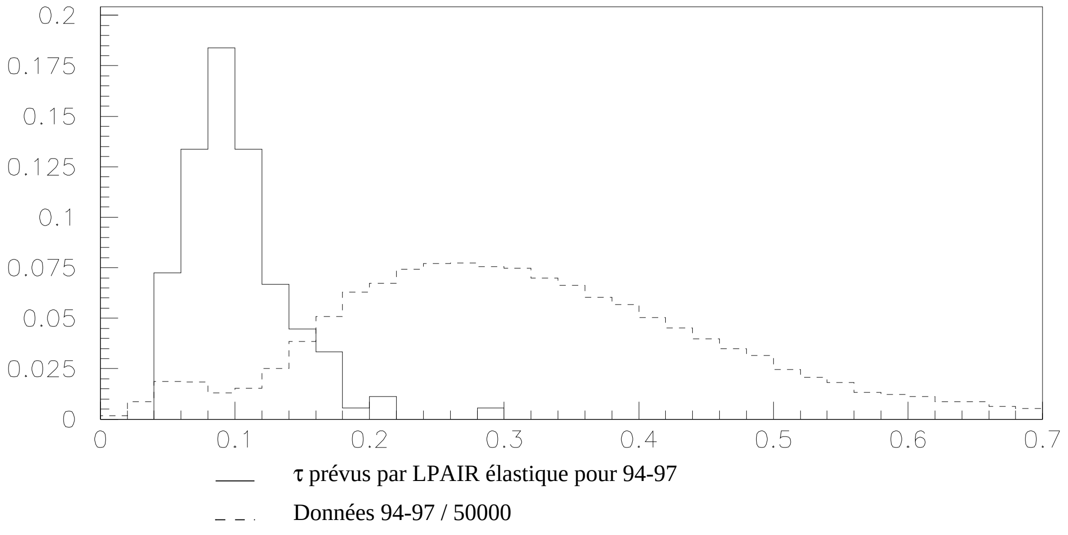


Figure 3.4: taille transverse du jet

- De plus le jet hadronique du τ doit se situer à petite masse invariante (car $m_\tau = 1.77$ GeV). Il faut donc considérer la coupure optimale en masse sur les jets candidats. Cependant le plot de la variable seule (cf. figure 3.5) ne suffit pas . En effet, en traçant l'impulsion tranverse du jet en fonction de sa masse invariante, on constate que plus l'impulsion transverse est grande, plus la masse invariante reconstruite peut être grande. Ceci est dû au fait que, pour des jets collimés, la masse reconstruite est liée à la résolution spatiale du calorimètre et augmente donc avec l'énergie du jet. Or on veut conserver les jets à grande impulsion tranverse, on applique donc une coupure à deux dimensions en (P_t,M): on garde ce qui se trouve au-dessus de la droite (cf. figure 3.6).

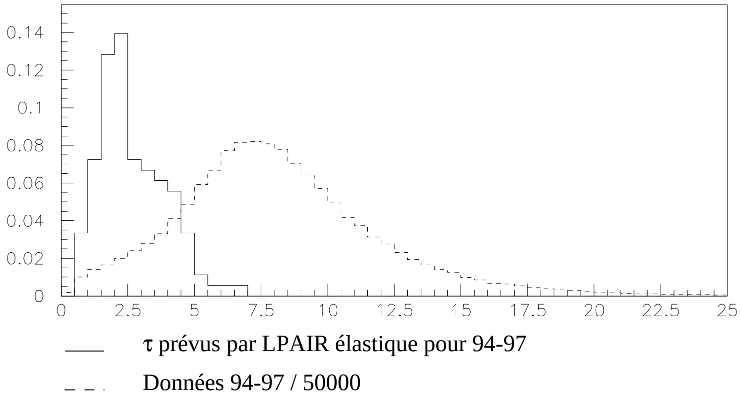


Figure 3.5: masse invariante du jet

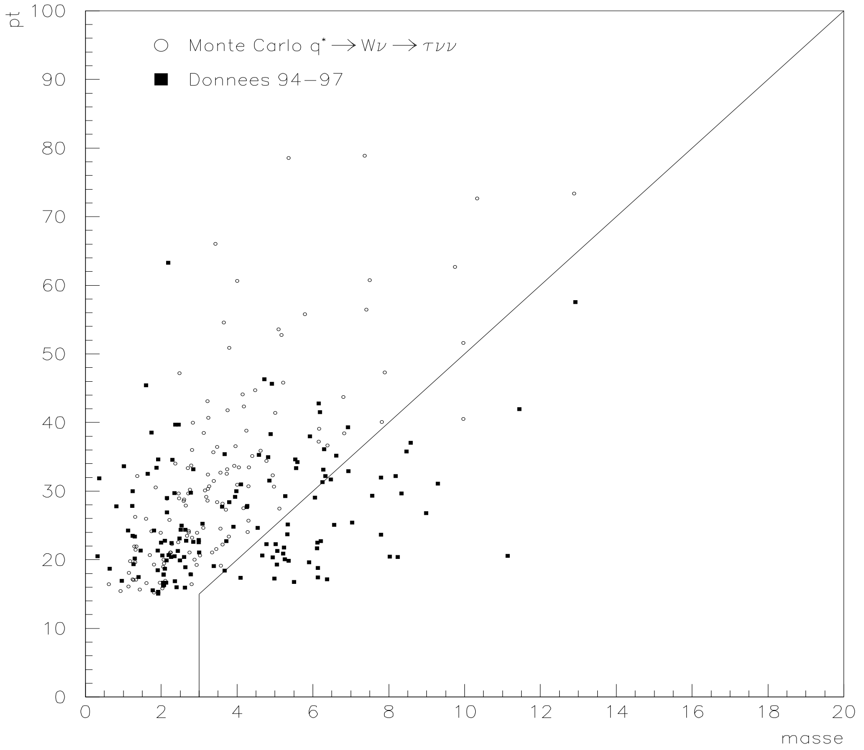


Figure 3.6: impulsion transverse du jet en fonction de sa masse invariante

- Les *"cracks"* nécessitent une attention particulière. En effet, un électron tombant dans un "crack" en z ou en ϕ subit un "manque" de détection et peut alors remplir tous les critères d'identification du τ. Les jets candidats arrivant dans les "cracks" doivent donc être rejetés. A la suite de toutes les sélections précédentes, deux types de coupures sont appliquées pour être sûr de ne pas garder des jets dans les "cracks".
  - *en z_{impact} et ϕ_{impact}*: pour cette coupure sont pris en compte le z et le ϕ d'impact dans le calorimètre de la trace de plus grande impulsion transverse du jet. En effet on ne veut pas que cette trace pointe vers un "crack". Cette coupure est déterminée par l'observation de pics dans les histogrammes des variables z_{impact} et ϕ_{impact}: on observe un excès de jets candidats dans les "cracks" par rapport au reste du détecteur (cf. figure 3.7).

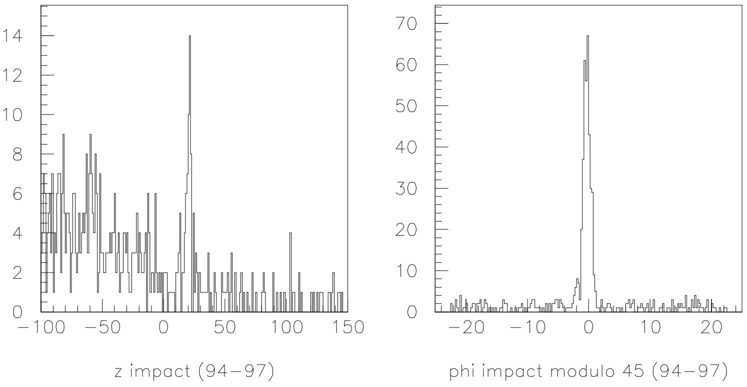


Figure 3.7: z impact et phi impact après coupures

La coupure est donc:
ϕ_{impact} (modulo 45) $\notin [-2.5°; 1.5°]$ et
$z_{impact} \notin ([-62; -58[$ *or* $[18; 23[)$

  - *en z_{jet} et ϕ_{jet}*: ici ce sont les dépôts calorimétriques et non plus les traces qui sont pris en compte, c'est-à-dire le z et le ϕ du centre de gravité du dépôt calorimétrique. En effet, outre le fait que la trace de plus grande impulsion tranverse ne doit pas pointer vers un "crack", le centre de gravité du jet ne doit pas non plus se trouver dans le "crack". Cette coupure est élaborée de la même façon que la précédente (cf figure 3.8).
La coupure est donc:
$\phi_{\ jet}$ (modulo 45) $\notin [-3°; 3°]$ et
$z_{jet} \notin ([-71; -67[$ *or* $[23; 29[)$

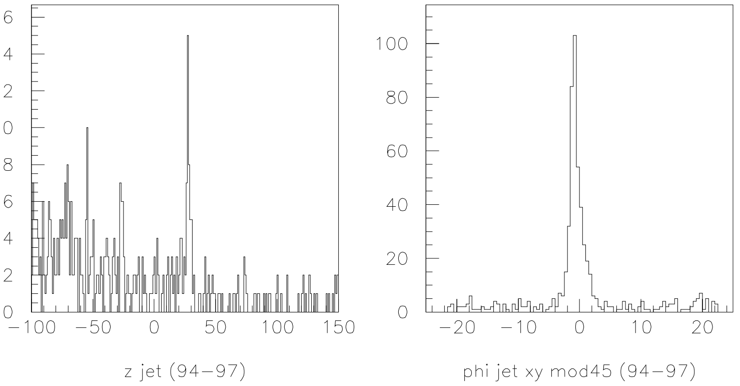


Figure 3.8: z jet et phi jet après coupures

Remarques:

- Il existe d'autres "cracks" en z mais aucun pic n'apparaît dans les données donc il n'est pas nécessaire de les couper.
- Les coupures en ϕ ne sont effectuées que pour un angle θ supérieur à 20°. En effet en deçà de 20° il n'y a plus de "cracks" en ϕ dans la structure du détecteur.

3.3 Premiers résultats

3.3.1 Résultats généraux

- L'application de l'algorithme d'identification du τ précédemment décrit sur les données 94-2000 et sur les différents Monte-Carlo (courants neutres, photoproduction, LPAIR et courants chargés) sélectionne 194 événements en données contre 211.4±11.9 prédits par les simulations. L'accord global simulations/données est donc correct.

- Sur les 211.4 événements Monte-Carlo prédits, 1.3 sont des processus $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$, 118.9 sont des processus photoproduction, 90.4 des courants neutres, et 0.8 des courants chargés. A ce stade, le signal est donc bien dissimulé...

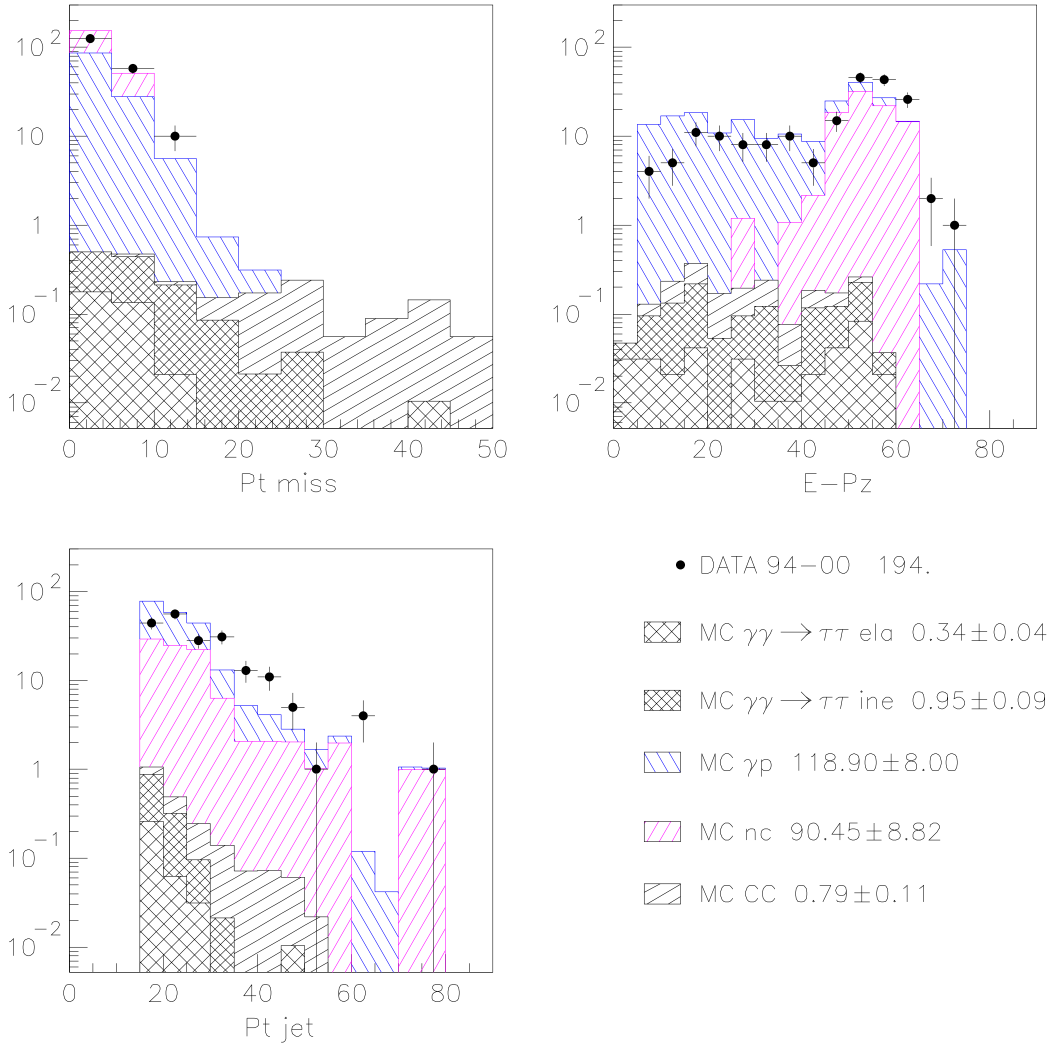
3.3.2 Contrôle des variables

Il est important de vérifier, en particulier sur les variables cinématiques, que les Monte-Carlo simulent bien la réalité.

- Les principales variables utilisées sont les suivantes:
  - Pt_{miss} est l'impulsion tranverse manquante. Avant la collision l'impulsion transverse totale est nulle, on estime donc Pt_{miss} par l'impulsion transverse totale mesurée dans le calorimètre.

- E-P_z est l'énergie totale mesurée dans le calorimètre à laquelle est retranchée l'impulsion longitudinale totale. Avant la collision, on a:
  $p_e = (E_e, 0, 0, -|\vec{p_e}|)$ et
  $p_p = (E_p, 0, 0, |\vec{p_p}|)$,
  soit $E - P_z = 2\ E_e$, en négligeant les masses de l'électron et du proton. Cette variable permet de vérifier la conservation ou la non-conservation de l'énergie longitudinale.
- P_t *jet* est l'impulsion transverse du jet candidat.
- θ, ϕ et z du jet.

- Pour ces différentes variables, on obtient les distributions suivantes:[1]



---

[1] L'erreur sur un Monte-Carlo est la racine carrée de la somme quadratique de la contribution de chaque événement de ce Monte-Carlo.

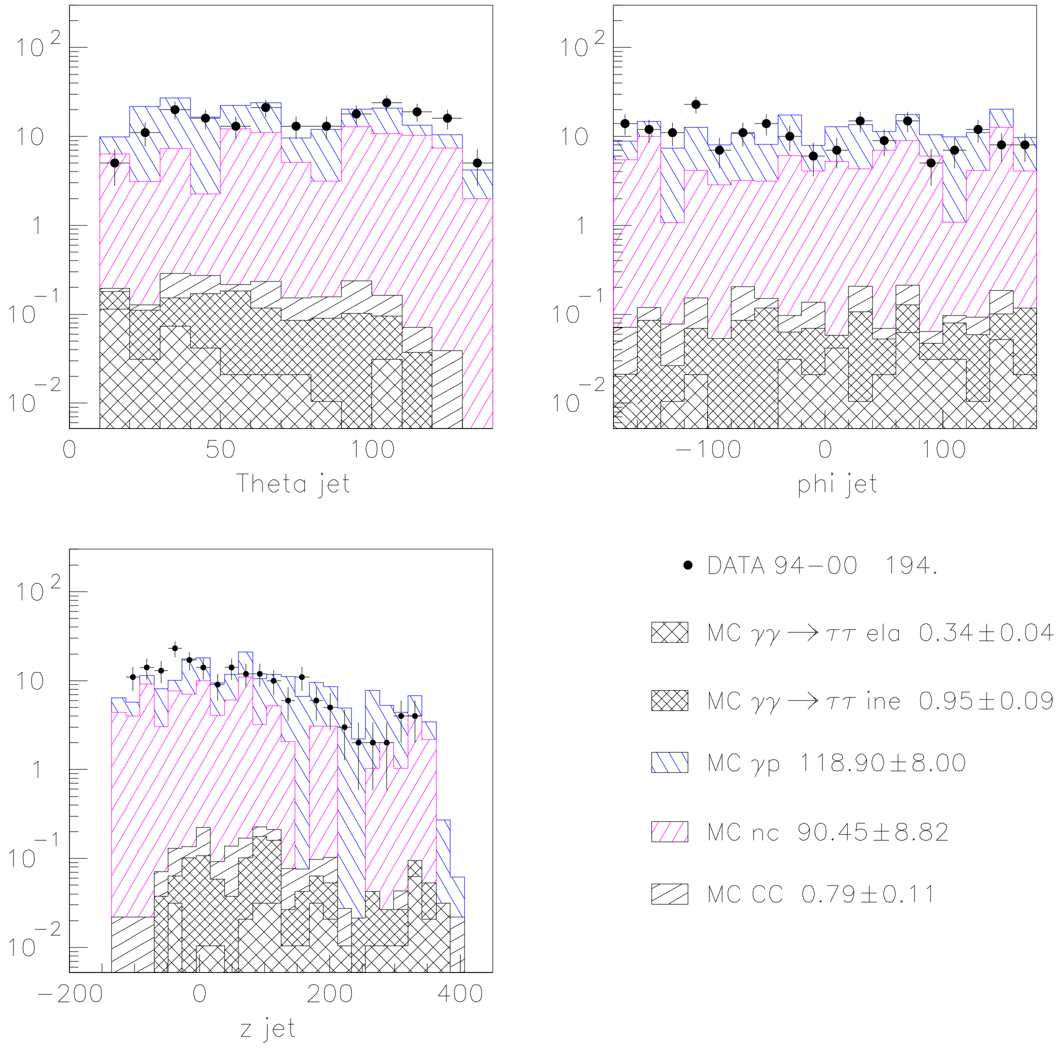


Figure 3.9: plots de contrôle des principales variables cinématiques

La variable Pt_{miss} présente un bon accord données/Monte-Carlo. La variable E-P_z est correcte mis à part pour les petites valeurs où les Monte-Carlo surestiment les données réelles. Il existe aussi un léger désaccord pour les grandes valeurs de la variable $P_{t\ jet}$. Les variables θ, ϕ et z sont bien décrites.
Les petits désaccords observés peuvent être dus à plusieurs effets: effet de calibration en énergie, d'approximations dans le calcul des sections efficaces des simulations, de différences de déclenchement entre simulations et données...

3.3.3 Conclusions

- De façon générale, l'accord est satisfaisant et les données sont bien décrites par les différentes simulations. Cependant le rapport *signal sur bruit* est très faible (0.6%), et compte tenu de la rareté des événements $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ et de la difficulté à les différencier du bruit, il est nécessaire d'utiliser des coupures cinématiques supplémentaires , dépendantes du canal de production du τ étudié.

- Le tableau ci-dessous résume les efficacités calculées sur les Monte-Carlo avec les présélections précédemment décrites. La faiblesse de l'efficacité sur le Monte-Carlo $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ inélastique par rapport à celle sur le Monte-Carlo $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ élastique se comprend; en effet dans le cas inélastique, un τ a moins de chances de passer les coupures à cause de la proximité du jet provenant du proton (pour le critère d'isolation par exemple).

Monte-Carlo	efficacité
$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ élastique	31.1%
$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ inélastique	16.0%
quarks excités	19.5%

Chapitre 4

Application au canal $W \to \tau\nu_T$

Le canal recherché est la production d'un W (masse=80.3 GeV) se désintégrant en $\tau\nu_\tau$, avec désintégration hadronique du τ. Ce processus est très rare, et il est intéressant d'étudier si ce canal présente un excès de données par rapport aux prédictions Monte-Carlo. En effet des études ont été effectuées au sein du groupe H1 concernant les canaux $W \to e\nu_e$ et $W \to \mu\nu_\mu$, lesquelles ont montré un excès d'événements à grande impulsion transverse hadronique ([10, 11]).

4.1 Echantillon et présélection

- Pour cette analyse, les données de 1994 à 2000 sont traitées (ici la luminosité 2000 est L=10.5 pb^{-1}, différente de l'analyse précédente où L=17.4 pb^{-1}). Les simulations utilisées sont les Monte-Carlo $W \to \tau\nu_\tau$ pour le signal, et les Monte-Carlo LPAIR, photoproduction, courants neutres et courants chargés pour les bruits de fond.

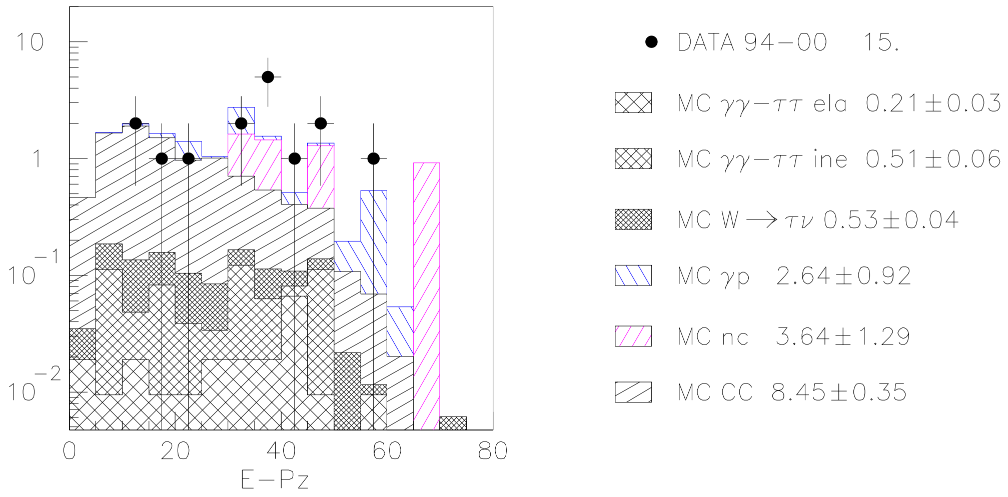
- Le lot étudié est présélectionné avec un $Pt_{miss}>$ 12 GeV. En effet, le présence de neutrinos dans le canal recherché implique une énergie et une impulsion tranverse manquantes.

- De même, on impose que l'impulsion transverse du jet candidat soit supérieure à 12 GeV. En effet , s'il n'y a qu'un seul jet dans l'événement, il apporte toute l'impulsion transverse mesurée dans le calorimètre, donc le Pt_{miss}. La coupure à $P_{t\ jet}>$ 12 GeV est donc cohérente avec la coupure $Pt_{miss}>$ 12 GeV pour une étude à grande impulsion tranverse des jets candidats.

- Plusieurs types d'événements "non physiques" peuvent se glisser dans le lot de données présélectionné, en particulier les muons cosmiques traversant le détecteur et déclenchant l'acquisition, et les "halos" de muons, résultant d'interactions résiduelles proton/gaz dans le tube à vide en amont du détecteur. Ces types d'événements ne sont pas simulés par les Monte-Carlo. Il est nécessaire d'appliquer les coupures préétablies habituelles (*"background finders"*), basées sur des critères topologiques et temporels (réponse temporelle du calorimètre Lar).

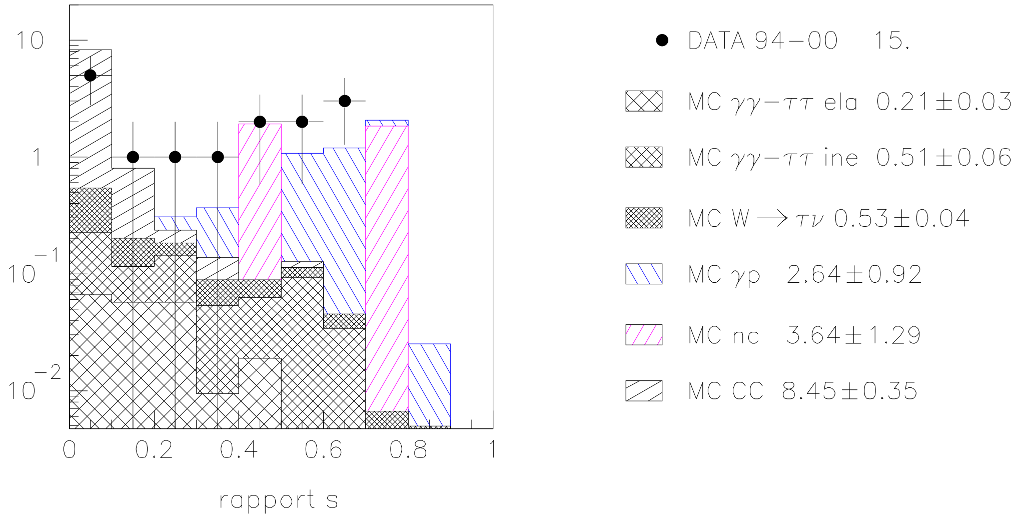
4.2 Coupures

- L'identificateur de τ précédemment établi est appliqué à l'échantillon données et Monte-Carlo présélectionné.
- A ce stade, il reste 15 événements sélectionnés pour 15.98±1.62 prédits, dont 0.53 ±0.04 prédictions W et 15.45±1.62 prédictions autres, ce qui est un très bon accord. L'efficacité sur le monte-Carlo $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ avec les présélections précédemment décrites est alors de 13.5%. Cependant, la domination du bruit de fond courant chargé sur les prédictions rend nécéssaire l'application de coupures supplémentaires.
- Les candidats W doivent se situer à E-P$_z$< $2E_e$ ($2E_e$ = 55 GeV), car les neutrinos impliquent une perte d'énergie longitudinale. L'observation de cette variable pour le signal et pour les différents bruits montre une coupure optimale à E-P$_z$< 45 GeV (cf. figure ci-dessous)



- Les événements courants neutres et photoproduction sont des processus dont l'impulsion transverse manquante est théoriquement nulle. Cependant certains subsistent même après la coupure en Pt_{miss}. Leur importante impulsion transverse manquante est due à des défauts de détection: résolution du calorimètre LAr ou pertes dans le bouchon PLUG.
  On projette l'impulsion des différentes particules constituant l'événement sur la direction du Pt_{miss}. Le rapport s des composantes parallèle et antiparallèle à la direction du Pt_{miss} est proche de 1 pour les photoproductions et les courants neutres (la direction du Pt_{miss} est celle d'un des jets) et proche de 0 pour les courants chargés et les W (la direction du

Pt_{miss} est celle du ν et l'impulsion totale est opposée à celle du ν).
Une coupure sur cette variable s est donc intéressante pour éliminer les courants neutres et photoproductions. Celle-ci est optimisée à $s \leq 0.4$ (cf. figure ci-dessous).



- Après ces coupures, les prédictions restent dominées par le bruit de fond courants chargés (8 prédictions courants chargés pour 9.2 prédictions totales et 8 événements). Il est donc nécessaire de resserrer les coupures d'identification du τ si on veut les éliminer. On choisit de resserrer la coupure sur le nombre de traces. En effet, 50% des désintégrations du τ sont hadroniques avec une seule trace chargée, contre 15% hadroniques avec trois traces chargées; par contre les courants chargés ont dans la plupart des cas plus d'une trace. On garde alors les candidats à une seule trace.

4.3 Résultats

- A l'issue de l'application de toutes les coupures précédentes sur les Monte-Carlo et sur les données 94-2000, il reste 3 événements sélectionnés pour 4.03±0.29 événements prédits. Sur ces 4 prédictions, 0.31±0.03 sont des $W \rightarrow \tau\nu_\tau$, 3.17±0.21 des courants chargés, 0.19±0.19 de la photoproduction et 0.36±0.05 des processus $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$. L'accord global données/Monte-Carlo est donc correct, mais on constate que le bruit de fond courants chargés reste dominant et que le rapport *signal sur bruit* est très faible (8.3%). L'efficacité sur le Monte-Carlo $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ avec les présélections précédemment décrites est alors de 7.8%.
  Les variables cinématiques des événements sélectionnés sont bien décrites par les simulations (cf. figure 4.1): il n'y a pas d'événement dans des zones d'espace de phase inattendues.

- La visualisation des 3 événements sélectionnés permet de distinguer 2 événements susceptibles d'être réellement des événements $W \rightarrow \tau\nu_\tau$, mais indiscernables d'éventuels courants chargés (cf.figure 4.2).
  Le troisième événement est probablement un muon cosmique résiduel, car l'information temporelle du détecteur de traces (non utilisée dans cette analyse) est incompatible avec l'instant de croisement des faisceaux.

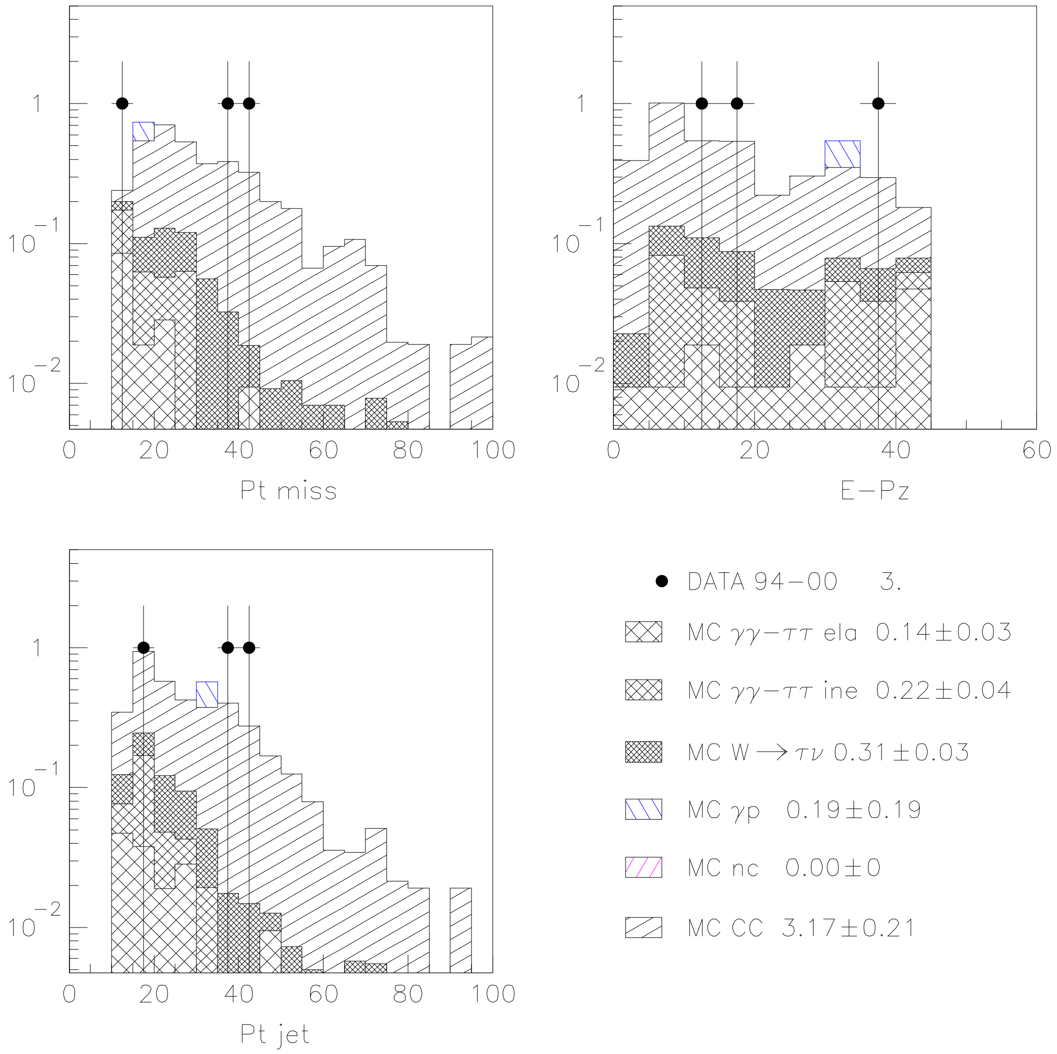


Figure 4.1: plots de contrôle après toutes les coupures

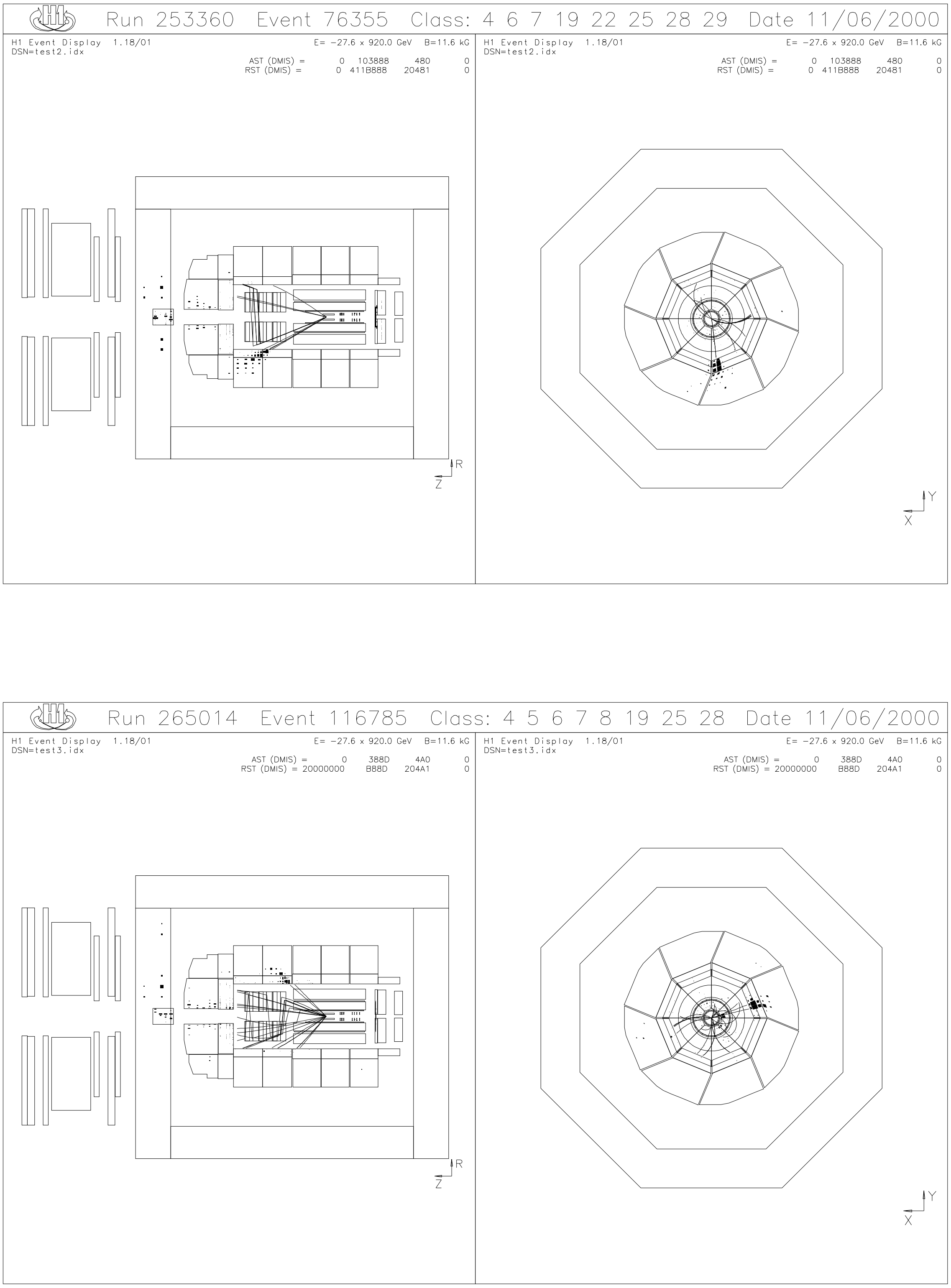


Figure 4.2: visualisation des événements sélectionnés susceptibles d'être des W

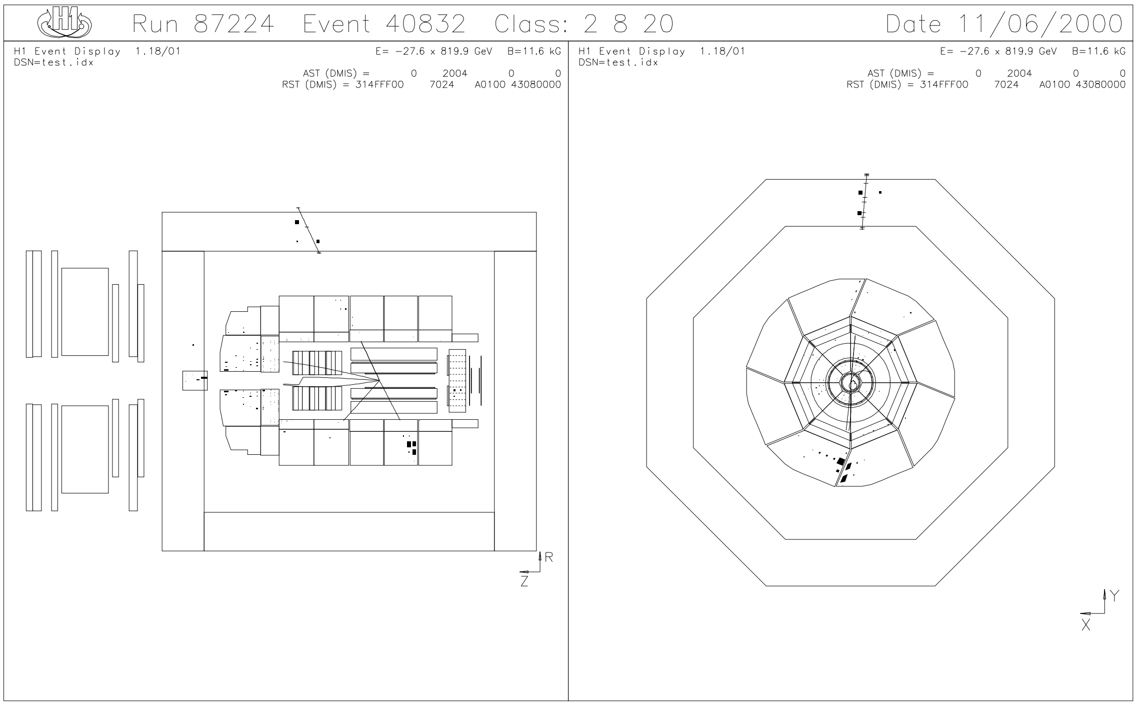


Figure 4.3: visualisation du troisième événement sélectionné

L'analyse du canal $W \to \tau\nu_\tau$ ne montre ainsi aucun excès d'événement par rapport à la prédiction du Modèle Standard. En particulier, aucun candidat n'est trouvé à très grande impulsion transverse hadronique. Cette étude ne révèle donc aucun signe de phénomènes exotiques dans le canal $W \to \tau\nu_\tau$.

Conclusion

Cette étude a permis la création d'une première version d'un algorithme d'identification du lepton τ aux vues de ses désintégrations hadroniques. Son élaboration et ses résultats ont mis en évidence la difficulté à différencier un jet de désintégration hadronique du τ d'un jet de bruit de fond photoproduction, courant neutre ou courant chargé. L'application de l'algorithme à un canal physique particulier est nécessaire; l'étude du canal $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ permet une meilleure sélection d'une désintégration hadronique du τ, mais le rapport signal sur bruit reste faible.

Pour l'ensemble des résultats, les simulations Monte-Carlo utilisées semblent bien décrire les données. Aucun excès n'est observé dans le canal $W \rightarrow \tau\nu_\tau$, dominé par le bruit de fond courant chargé.

Par la suite , cet algorithme devra être amélioré et appliqué à d'autres analyses, en particulier en complément des études sur les leptons isolés et sur les multi-leptons actuellement en cours à H1. La phase haute luminosité, prévue pour fin 2001, permettra de vérifier si les différents résultats des analyses, obtenus depuis 1994, restent valables à haute luminosité.

Bibliographie

[1] Axel Pieuchot, “Mesure des diffusions positron-proton profondément inélastiques à courant chargé et à courant neutre sur le collisionneur HERA”, thèse, 1996

[2] H1 collab., “A search for Leptoquark Bosons and Lepton Flavor Violation in e^+p collisions at HERA”, Juin 1999

[3] Boris Gralak, “Interprétation des événements rares observés dans l'expérience H1 à HERA”, rapport de stage de DEA, 1997

[4] Günter Wolf, “HERA physics”, 1994

[5] The American physical society, “Physical Review D Particles and Fields”, 1996

[6] David Calvet, “Particules élémentaires: aspects expérimentaux”, cours de DEA Physique des Particules, Modélisation, Physique Mathématique, 1998

[7] H1 collab., “Physic at HERA”, HEP-EX/9903037

[8] H1 collab., “The H1 detector at HERA”, DESY h1-96-01, mars 1996

[9] H1 collab., “The Tracking, Calorimeter and Muon detectors of the H1 experiment at HERA”, 1996

[10] H1 Collab., “Observation of Events with a High Energy Isolated Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA”, Eur. Phys. J. C5, 1998, 575

[11] H1 Collab., “Isolated leptons events and W production at HERA”, conférence DIS 2000, Liverpool