CPPM-T-2002-01
DESY-THESIS-2002-017

UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE
AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY
163, avenue de Luminy
F-13288 MARSEILLE Cedex 09
FRANCE

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique Mathématique, Physique des Particules et Modélisation

présentée par

Nicolas Delerue

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

Recherche de leptons excités dans les données de l'expérience H1 auprès du collisionneur HERA

Search for excited leptons in the data of the H1 experiment at the HERA Collider

soutenue le 23 mai 2002

devant le jury composé de

M.	Ziad	Ajaltouni	Rapporteur
M.	Elie	Aslanides	
Mme	Marie-Claude	Cousinou	Directrice de thèse
M.	Abdelhak	Djouadi	
M.	Eckhard	Elsen	
M.	Pierre	Lutz	Rapporteur
Mme	Emmanuelle	Perez	

Je m'engage à travailler pour un monde meilleur, où la science et la technologie seront utilisées à bon escient socialement. En aucun cas, je ne mettrai mon éducation au service d'un but visant à nuire aux êtres humains ou à l'environnement. Tout au long de ma carrière, je tiendrai compte des implications éthiques de mon travail avant d'agir. Bien que les exigences en soient grandes, je signe cette déclaration car je reconnais que la responsabilité individuelle est le premier pas sur le chemin vers la paix.

(d'après G. Toulouse, Pugwash France, 1998)

Remerciements

C'est avec la crainte d'oublier quelqu'un que j'écris cette partie consacrée à ceux que je souhaite remercier.

Je tiens tout d'abord à remercier Elie Aslanides qui m'a accueilli au sein du Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) et a présidé mon jury.

C'est grâce à Marie-Claude Cousinou que j'ai eu la chance de découvrir la physique des particules lors d'un stage en 1995. Elle m'a de nouveau accompagné et dirigé tout au long des recherches exposées dans cette thèse. Je tiens à l'en remercier très vivement.

J'aimerais aussi remercier Ziad Ajaltouni et Pierre Lutz qui ont accepté d'être les rapporteurs de mes travaux et qui m'ont aidé à améliorer la qualité de ce manuscrit. Je remercie également Emmanuelle Perez pour son aide et ses nombreux conseils qui ont contribué à la progression de mes travaux ainsi que pour la relecture de la partie théorique de ce mémoire. Je la remercie également, ainsi qu'Abdelhak Djouadi et Eckhard Elsen, d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je tiens a remercier Cristi Diaconu pour ses conseils ainsi que les autres membres du groupe H1 de Marseille. Je remercie aussi pour son aide le personnel administratif du CPPM.

Je tiens à ne pas oublier les doctorants du CPPM avec qui j'ai passé de nombreux bon moments ces trois dernières années.

J'aimerais aussi remercier l'équipe pédagogique que j'ai cotoyé lors de mes trois années de monitorat à Luminy et qui m'a guidé dans mon rôle de moniteur.

Enfin, j'aimerais remercier ma famille et mes amis pour leur soutien durant ces trois années. En particulier, je souhaite ne pas oublier Sveta qui m'a souvent encouragé malgré les frontières qui nous séparent.

Table des matières

Introduction

Les interactions entre les particules que nous connaissons sont très bien décrites par le modèle standard de la physique des particules. Pourtant, un certain nombre d'élements tels que le nombre de générations de quarks et de leptons ou le nombre de paramètres libres laissent supposer qu'il doit être possible d'étendre le modèle standard en l'incluant dans un modèle plus complet. L'existence d'une sous-structure aux leptons est l'une des hypothèses avancées pour cette extension du modèle standard que l'observation de leptons excités permettrait de vérifier.

J'ai utilisé les données du détecteur H1 situé sur le collisionneur électron-proton HERA au DESY à Hambourg pour rechercher des états excités des leptons de la première génération du modèle standard. Les données utilisées représentent une luminosité intégrée totale de 120 pb^{-1} collectés entre 1994 et 2000 dont 83 pb^{-1} avec une énergie disponible dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) de 318 GeV et le reste ayant une énergie disponible dans le centre de masse de 300 GeV.

Cette thèse décrit les travaux effectués dans le cadre de cette recherche.

Le premier chapitre de ce document rappelle le cheminement historique ayant amené les physiciens au modèle standard. Les principaux aspects de ce modèle ainsi que ses limites sont décrites. Plusieurs extensions possibles sont présentées, dont les modèles envisageant que certaines particules du modèle standard aient une sous-structure. En l'absence de modèle unique de référence pour les leptons composites, une approche phénoménologique a été adoptée. Suite à une brève présentation des leptons excités dans ce cadre, les principaux processus à grande impulsion transverse observés à HERA sont developpés.

Le deuxième chapitre s'attache à décrire le dispositif expérimental utilisé. Il décrit donc le collisionneur HERA et le détecteur H1. Il explique ensuite comment les objets physiques sont reconstruits à partir des données recueillies et quelles sont les principales variables utiles pour mon analyse. La simulation des principaux bruits de fond physique et du signal sont aussi traités dans ce chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude des troix canaux de désexcitation d'un électron excité alors que le quatrième chapitre se consacre aux canaux de désexcitation du neutrino excité.

Le cinquième chapitre, enfin, explique comment traduire les résultats des deux chapitres précédents en termes de limites d'exclusion. Ces limites sont alors comparées aux limites obtenues par d'autres expériences sur le collisionneur électron-positron LEP ainsi que les limites attendues lors de la seconde phase de luminosité du collisionneur proton-antiproton TeVatron et du collisionneur proton-proton LHC actuellement en construction.

Chapitre 1

Les fermions excités: une nouvelle échelle pour la matière?

1.1 Du cristal aux quarks

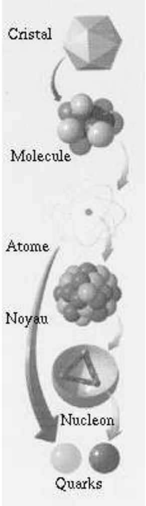


Fig. 1.1 – Du cristal aux quarks, la matière vue à différentes échelles.

A la fin du XIX$^{\text{ème}}$ siècle, le chimiste russe Dimitri Mendeleïv montra que les éléments chimiques pouvaient être classés en fonction de leurs propriétés. Cette classification confirma l'existence de briques constituant la matière et appelées atomes. Rutherford, au début du XX$^{\text{ème}}$ entreprit de sonder ces atomes en envoyant des particules α sur une feuille d'or. En étudiant la direction dans laquelle les particules α étaient déviées par la feuille d'or, il montra que les atomes étaient formés d'un noyau autour duquel se trouve un nuage d'électrons. En 1932, Chadwick découvrit le neutron qui, avec le proton, constitue le noyau des atomes.

L'étude des protons et des neutrons amena à la découverte de nombreuses autres particules ayant des propriétés assez semblables. Murray Gell-Mann proposa [1] donc à la fin des années 1950 une classification de ces particules en fonction de leurs propriétés. Cette classification postulait l'existence d'une symétrie basée sur le groupe $SU(3)$ régissant les particules ressemblant au proton et au neutron. Cette symétrie fut plus tard associée à l'existence de particules appelées quarks et constituant les protons, les neutrons et les nombreuses autres particules similaires. La classification établie par Gell-Mann comportait des emplacements correspondant à des particules qui n'avaient pas encore été mises en évidence comme par exemple la particule Ω découverte en 1964. La vérification expérimentale, quelques années plus tard, de l'existence de ces particules confirma la théorie des quarks.

Initialement cette théorie prévoyait 3 quarks (u, d et s) mais la découverte de nouvelles particules ne pouvant être incluses dans la classification de Gell-Mann avec seulement 3 quarks amena à l'ajout d'un quatrième quark (le quark c), puis d'un cinquième (le quark b). Ces cinq quarks semblaient pouvoir être rangés en 3 familles de 2 quarks laissant supposer l'existence d'un sixième quark, partenaire du quark b, le quark t. Ce quark fut découvert en 1995.

1.2 Le modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules décrit les particules connues ou prédites et la manière dont elles interagissent entre elles. Trois familles de deux quarks ont été observées (voir table 1.1). A chacune de ces familles correspondent deux leptons, l'un étant porteur d'une charge électromagnétique (électron, muon ou tau), l'autre étant au contraire neutre (neutrino électronique, muonique ou tauique).

	Quarks		Leptons	
Charge	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1	0
$1^{\text{ère}}$ génération	(u) up	(d) down	(e) électron	(ν_e) neutrino électronique
$2^{\text{ème}}$ génération	(c) charme	(s) étrange	(μ) muon	(ν_μ) neutrino muonique
$3^{\text{ème}}$ génération	(t) top	(b) bottom	(τ) tau	(ν_τ) neutrino tauique

TAB. 1.1 – *Les fermions du modèle standard.*

Ces douze particules ont chacune une anti-particule possédant la même masse et des propriétés (charge, hypercharge,...) opposées. Elles ont toutes un spin $\frac{1}{2}$ et obéissent donc à la statistique de Fermi-Dirac, d'où leur nom de fermions.

L'attraction entre deux particules ayant des charges électriques différentes et la répulsion entre deux particules de même charge électrique résulte de la force électromagnétique. Celle-ci est décrite au niveau quantique par l'Electrodynamique Quantique (QED: *Quantum ElectroDynamics* en anglais). Cette théorie a été développée par Dirac avant d'être complétée à la fin des années 1940 grâce aux travaux de Feynman, Schwinger et Tomonaga. Cette théorie décrit tous les phénomènes électromagnétiques comme résultant de l'interaction entre un photon et un fermion chargé. Cette force est véhiculée par les photons.

Parallèlement, en 1933 E. Fermi expliqua la radioactivité β par une interaction à quatre fermions qu'il appela "interaction faible". Cette force s'exerce entre toutes les particules du modèle standard et est véhiculée par les bosons $W^\pm$ et Z^0. Le nom d'interaction faible a été donné à cette force par opposition à l'interaction forte, plus intense (voir table 1.2), qui fut proposée par Yukawa en 1935 pour expliquer la cohésion du noyau. Les vecteurs de cette force sont maintenant identifiés comme étant les gluons.

En 1961, Glashow unifia l'interaction électromagnétique et l'interaction faible en une seule: la théorie électrofaible. Cette théorie ne prévoyait pas de masse aux particules, ce qui était contraire aux observations expérimentales. Le mécanisme de Higgs permit de résoudre ce problème en ajoutant un champ auquel les particules se couplent, ce couplage étant responsable de leur masse.

La théorie de l'interaction électrofaible fut confirmée par la découverte des courants neutres en 1973 puis par celle des bosons $W^\pm$ et Z^0 au CERN dans les année 1980. Le mécanisme de Higgs, lui, reste à vérifier.

La gravitation, responsable de l'attraction entre les objets massifs, est la quatrième et dernière force connue. L'existence de la particule supposée la véhiculer, le graviton, n'a pas encore été démontrée expérimentalement. Il n'existe pas encore de formalisme quantique de la gravitation dont les premiers effets quantiques ont été observés très récemment [3]. La table 1.2 montre qu'elle est la plus faible des forces, mais elle est la seule qui s'exerce à très longue distance entre tous les objets (puisque pour les autres forces de longue portée les charges opposées se compensent à longue distance).

Toutes ces particules possèdent un spin entier et obéissent donc à la statistique de Bose-Einstein, d'où leur appelation de Bosons.

force	vecteur	Intensité relative
Electromagnétique	Photon (γ)	10^{-2}
Faible	$W^\pm$ et Z^0	10^{-13}
Forte	8 gluons	1
Gravitationnelle	graviton?	10^{-38}

TAB. 1.2 – *Les bosons, vecteurs des interactions fondamentales. L'intensité des forces est donnée en valeurs relatives comme dans [2].*

1.3 Limites du modèle standard

Malgré les nombreux succès du modèle standard, celui-ci n'explique pas tout et certaines questions restent en suspens:

- **Le boson de Higgs**, particule sur laquelle repose le mécanisme de Higgs, n'a pas encore été observé avec certitude. Ce mécanisme est la clef de voûte du modèle standard et il est nécessaire pour expliquer comment chaque particule acquiert une masse. Les recherches menées au LEP [4] ont permis de restreindre la plage de masses possibles pour le boson de Higgs sans confirmer, ni infirmer son existence.
- **Les paramètres libres** du modèle standard sont :
    1. Les masses des 12 fermions.
    2. La phase et les angles de la matrice de mélange des quarks (matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) ainsi que la phase et les angles de la matrice de mélange des neutrinos (matrice de Maki-Nakagawa-Sakata).
    3. Les constantes de couplage électromagnétique (α) et forte (α_s).
    4. Les masses des bosons $W^\pm$ et Z^0.
    5. La masse du boson de Higgs.

  Ce grand nombre de paramètres libres est surprenant et laisse supposer l'existence d'une théorie sous-jacente pour régir les relations entre ces paramètres libres.
- **La charge fractionnaire des quarks** reste inexpliquée. En effet, les quarks sont les seules particules du modèle standard ayant une charge qui ne soit pas un multiple entier de celle de l'électron.
- **Les 3 générations de fermions** n'ont, elles aussi, aucune explication dans le cadre du modèle standard. Le nombre de neutrinos légers a été contraint par le LEP [5] à 3, mais rien dans le modèle standard ne justifie ce nombre de 3 neutrinos légers et donc de 3 générations de fermions.
- **La gravitation**, l'une des 4 forces fondamentales, n'est pas incluse dans le modèle standard. Le modèle standard ne peut donc pas expliquer les phénomènes à très haute énergie où l'influence de la gravité n'est plus négligeable.
- **Le problème de naturalité** résulte de la présence d'un champ scalaire fondamental (le champs de Higgs) dans le modèle standard. Ce problème résulte de la nécessité, pour éviter que les masses des particules scalaires fondamentales ne présentent des divergences quadratiques, de les renormaliser. Le seuil de cette renormalisation (c'est à

dire l'échelle d'énergie à laquelle les divergences sont coupées) peut être, par exemple, l'échelle de Planck or l'écart entre l'échelle d'énergie électrofaible, masse des bosons électrofaibles (de l'ordre de 100 GeV), et l'échelle de Planck (10^{19} GeV), échelle d'énergie à laquelle la mécanique quantique entre en conflit avec la gravitation telle que nous la connaissons. Or l'écart entre ces deux échelles est mal compris car rien dans le modèle standard n'explique cet écart.

Il faut donc rechercher une théorie étendant le modèle standard qui sans remettre en cause ses résultats, vérifiés avec une extrême précision, permette d'aller au delà et de répondre aux questions laissées inexpliquées par celui-ci.

1.4 Au delà du modèle standard

Plusieurs théories existent pour apporter des réponses à certaines des questions laissées en suspens par le modèle standard. En voici quelques-unes.

1.4.1 La supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) [6] généralise à l'espace-temps la notion de symétrie, en particulier en associant aux fermions des partenaires de spin entier et réciproquement. La présence d'un partenaire supersymétrique au Higgs, le Higgsino, un fermion, permet de compenser les contribution radiatives entrainant le problème de naturalité dans le modèle standard. La supersymétrie résoud aussi le problème de l'absence de théorie pour la gravitation, puisque, dans sa version locale, la supersymétrie inclut la gravitation.

Le modèle le plus simple de supersymétrie est appelé MSSM (**M***inimal* **S***uper***S***ymmetric* **M***odel*). Il associe à chaque particule du modèle standard (fermion ou boson) un partenaire supersymétrique. Les plus légers de ces partenaires auraient une masse inférieure au TeV mais aucun d'entre eux n'a pour l'instant été identifié expérimentalement.

Ce modèle est actuellement considéré comme le candidat le plus sérieux pour étendre le modèle standard.

1.4.2 Les dimensions supplémentaires

Nous sommes habitués à vivre dans un espace à 3 dimensions, cependant l'existence de dimensions supplémentaires [7] n'est pas exclue à condition que celles-ci soient compactifiées (c'est à dire repliées sur elles-mêmes) pour expliquer le fait qu'elles n'aient pas été observées jusqu'à présent. Dans certains modèles de dimensions supplémentaires où le volume de compactification est relativement large, la valeur importante de l'échelle de Planck en 4 dimensions résulte d'un effet géométrique. L'échelle fondamentale de Planck dans l'espace complet serait du même ordre que l'échelle électrofaible ce qui résoud le problème de hiérarchie.

1.4.3 Grande unification et théorie des cordes

Le modèle standard est contenu dans un groupe qui, pour des masses inférieures à la masse d'unification, c'est à dire la masse à laquelle les couplages des 3 forces (forte, faible et électromagnétique) sont identiques, se décompose en $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. L'unification de trois forces [8] en une seule nécessite un groupe de dimension plus grande. Plusieurs groupes $(SU(5), SO(10),$ etc) ont été étudiés dans ce but. Certaines théories de grande unification (voir la revue faite dans [9]) prédisent en outre que, aux énergies où ces phénomènes se produisent, les particules ne sont plus ponctuelles mais comparables à des cordes vibrantes dont les différents modes refléteraient les propriétés que nous observons. Ces théories sont basées sur des groupes plus complexes tels que $SO(32)$ ou $E_8 \times E_8$ et incluent souvent la gravitation. Elles requièrent un espace de 11 dimensions.

Ces modèles ne sont, à l'heure actuelle, pas vérifiables aux énergies atteintes par les accélérateurs de particules.

1.4.4 Les modèles composites

Pour résoudre les problèmes du modèle standard, on peut être tenté de voir celui-ci comme une théorie effective basée sur un autre modèle plus fondamental[10], c'est à dire de considérer qu'une particule au moins du modèle standard soit en fait composite. Trois catégories de théories se distinguent selon que l'on attribue la structure composite au boson de Higgs, aux bosons faibles ou aux fermions.

Modèle avec un Higgs composite: la technicouleur

Le Higgs du modèle standard ne peut résoudre seul le problème de hiérarchie à cause de problèmes de divergences lors du calcul de la masse des particules scalaires, par contre, un Higgs composite pourrait apporter une solution à ce problème, puisqu'il ne souffrirait pas des mêmes problèmes lors des calculs de la correction radiative à apporter aux masses des particules. Similairement aux mésons, initialement supposés par Yukawa être les vecteurs de la force forte et qui sont en fait des particules composites formées d'une paire quark-antiquark, le Higgs, selon le modèle *technicouleur*[11, 12], pourrait être formé par un état lié de deux fermions (appelé *technifermion*) analogue aux paires de Cooper expliquant la supraconductivité. Ce modèle permet de résoudre le problème de hiérarchie mais pour éviter que les technifermions n'acquièrent eux aussi une masse (causant des problèmes de renormalisation), il est nécessaire d'introduire des bosons supplémentaires appelés "bosons technicouleurs étendus".

Modèle avec des bosons faibles composites

La force faible est de courte portée et c'est la seule force dont les bosons vecteurs sont massifs. La masse des bosons faibles nécessite l'existence d'un mécanisme leur apportant une masse. La force de Van der Waals fut, elle aussi, initialement considérée comme une force de courte portée avant d'être expliquée comme une manifestation de la force électromagnétique, de portée infinie. En l'absence d'observations incontestables du boson de Higgs, une force faible émanant d'une autre force de portée infinie résoudrait certains des problèmes du modèle standard. Suzuki[13] a proposé un modèle théorique où les bosons faibles (W et Z) seraient composites, cependant ce modèle ne prévoit pas de violation de parité et il est difficilement compatible avec la précision des vérifications expérimentales du LEP.

Modèle avec des fermions composites

La réplication en trois familles des quarks et des leptons, les similarités de leur couplage avec la force faible, leurs charges et enfin le fait qu'au total il y ait (en comptant les antiparticules) 48 fermions dans le modèle standard incitent à imaginer l'existence d'une sous-structure qui réduirait le nombre de particules "fondamentales". D'une manière générique les particules formant les leptons sont appelées des "Préons"[10].

Le modèle des Haplons Le modèle des Haplons [14] fait apparaître deux fermions α et β et deux scalaires x et y dont les propriétés sont présentées dans la table 1.3. A l'aide de ces quatre particules, appelées "Haplons", il est possible de générer tous les fermions et bosons vecteurs usuels comme le montre la table 1.4

Dans ce modèle, le photon, les gluons, $n^2 - 1$ hypergluons ainsi que les fermions (α et β) et les scalaires (x et y) sont les particules fondamentales, toutes les autres étant composites. Un nouveau nombre quantique est introduit, l'Hypercouleur H et le modèle repose alors sur le groupe $U(1)_{EM} \times SU(3)_C \times SU(n)_H$. Dans cette théorie, nous avons deux échelles d'énergie distinctes, l'échelle qui régit les particules que nous connaissons Λ_{QCD} et son équivalent à l'échelle des haplons Λ_H.

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

TAB. 1.3 – *Nombres quantiques des "Haplons"*

$\nu_e = (\bar{\alpha}\bar{y})_1$ $\quad$ $u = (\bar{\alpha}\bar{x})_3$

$e^- = (\bar{\beta}\bar{y})_1$ $\quad$ $d = (\bar{\beta}\bar{x})_3$

$W^+ = (\bar{\alpha}\beta)_1$ $\quad$ $W^- = (\bar{\beta}\alpha)_1$

$$Z^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\beta}\beta + \bar{\alpha}\alpha)_1$$

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

TAB. 1.4 – *Composition de quelques particules du modèle standard dans le modèle des Haplons*

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

Le modèle des Rishons Dans le modèle des Rishons[15] les fermions et les bosons intermédiaires de l'interaction faible (W et Z) sont composites. Ceux-ci sont composés de triplets de "Rishons", les "Rishons" étant des fermions appelés T et V. Cette théorie utilise aussi un nouveau nombre quantique appelé Hypercouleur (H) et le modèle repose sur le groupe $SU(3)_C \times SU(3)_H$. On introduit de nouveau deux échelles d'énergie Λ_{QCD} et Λ_H associées respectivement à $SU(3)_C$ et $SU(3)_H$. Λ_H étant beaucoup plus élevée que Λ_{QCD} pour satisfaire les données expérimentales.

Les propriétés des fermions T et V sont résumées dans la table 1.5. En les combinant, on obtient les fermions usuels ou les bosons intermédiaires de l'interaction faible comme le montre la table 1.6.

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

TAB. 1.5 – *Nombres quantiques des "Rishons"*

$\nu_e \sim (VVV)$	$u \sim (TTV)$
$e^- \sim (\bar{T}\bar{T}\bar{T})$	$d \sim (\bar{V}\bar{V}\bar{T})$

TAB. 1.6 – *Composition de quelques particules du modèle standard dans le modèle des Rishons*

Un modèle très similaire à celui-ci a été proposé par M. Shupe [16] sous le nom de modèle des *quips*.

Autres modèles de préons D'autres modèles prévoyant des fermions composites existent avec leurs avantages et leurs défauts. Ils reprennent les modèles cités ci-dessus en y apportant quelques améliorations. La plupart de ces modèles sont présentés dans [10].

1.4.5 Approche phénoménologique des modèles de fermions composites

Cependant, même si la plupart de ces modèles permettent de résoudre certaines des faiblesses du modèle standard, aucun de ces modèles n'est complet. Tous sont confrontés à des difficultés théoriques qu'ils ne peuvent résoudre qu'au prix de complications faisant perdre au modèle une partie de son attractivité.

Vu qu'aucun modèle n'est unanimement accepté, il est préférable d'adopter une approche effective des conséquences aux énergies actuellement atteintes d'une sous-structure aux fermions sans se préoccuper du modèle à plus haute énergie. L'existence d'une sous-structure implique la possibilité de plusieurs arrangements différents des constituants d'un fermion. L'un de ces arrangements, celui d'énergie la plus basse, sera l'état fondamental de cette particule, les autres arrangements constituant des états excités. L'observation de fermions excités mettrait donc en évidence l'existence d'une sous-structure aux fermions.

Observation indirecte: interactions de contact

L'existence de préons affecterait les sections efficaces d'interactions entre particules usuelles du modèle standard par l'apport de termes supplémentaires correspondant à la contribution de fermions excités et ce même pour des échelles de sous-structure nettement supérieures à l'énergie disponible dans le centre de masse ($\Lambda \gg \sqrt{s}$). Un tel phénomène est recherché en étudiant l'interaction de contact ponctuelle $(\bar{e}e)(\bar{f}f)$, $(\bar{e}e)(\bar{q}q)$ et $(\bar{q}q)(\bar{f}f)$. Le lagrangien effectif le plus général invariant en chiralité pour une interaction de contact de type vectorielle entre fermions est [17]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{contact} &= \frac{g^2}{2\Lambda^2}[\eta_{LL}(\overline{\psi}_L\gamma_\mu\psi_L)(\overline{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L) + \eta_{RR}(\overline{\psi}_R\gamma_\mu\psi_R)(\overline{\psi}_R\gamma^\mu\psi_R) + \\ & +2\eta_{LR}(\overline{\psi}_L\gamma_\mu\psi_L)(\overline{\psi}_R\gamma^\mu\psi_R)] \end{aligned} \tag{1.1}$$

les indices $i,f = L,R$ sont mis pour les chiralités gauche et droite des fermions et les couplages g et η_{if} sont des coefficients sans dimension. Les valeurs usuellement [17] choisies sont: $g^2/4\pi = 1$ et $|\eta_{if}| < 1$. L'étude [18] de ces interactions de contact permet d'exclure l'existence de fermions excités jusqu'à une échelle Λ de plusieurs TeV cependant cette étude n'est sensible qu'aux préons ayant un couplage Λ^{-2} de l'ordre de 10^{-1} TeV^{-2}.

Autre observation indirecte: moment magnétique anomal du muon

L'annonce de l'observation d'un écart entre les prédictions théoriques et la valeur mesurée du moment magnétique anomal $(g-2)$ du muon [19] aurait pu, entre autres hypothèses, être une observation indirecte d'une sous-structure aux leptons[20, 21] (par le biais de boucles où contribuent les fermions excités) si cet écart n'avait pas été expliqué par d'autres calculs [22, 23].

Observation directe: production et désexcitation d'un fermion excité

Un fermion excité ayant une masse inférieure à l'énergie disponible dans le centre de masse peut être produit lors d'une collision *ep*. Cette production est immédiatement suivie d'une désintégration, permettant l'observation de ces produits de désintégration dans l'état final.

Pour prédire la manière dont se manifesterait cette production et désexcitation, nous avons besoin d'un lagrangien effectif décrivant la transition entre les fermions et leur état excité. Le spin et l'isospin de ces fermion excités dépends du modèle choisi, cependant une comparaison de différents cas a été faite dans [24]. Pour notre étude, nous avons choisi l'hypothèse la plus courante dans laquelle ces fermions ont un spin et un isospin de $\frac{1}{2}$ et ils acquièrent leur masse avant la brisure de symétrie $SU(2) \times U(1)$, ce qui permet d'expliquer pourquoi les états fondamentaux sont plus légers que les états excités. Les fermions excités forment deux isodoublets (gauche et droit). La première génération de leptons (états fondamentaux et excités) peut donc être représenté de la sorte [25]:

$$\begin{array}{c|c} \begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L, e^-_R & \begin{pmatrix}\nu_e^*\\ e^{-*}\end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix}\nu_e^*\\ e^{-*}\end{pmatrix}_R \\ \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L, \begin{matrix}u_R\\ d_R\end{matrix} & \begin{pmatrix}u^*\\ d^*\end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix}u^*\\ d^*\end{pmatrix}_R \end{array}$$

Dans cette hypothèse, une description possible des interactions entre états fondamentaux et excités des fermions sont proposées dans [24, 26, 27]. Nous avons choisi d'utiliser le formalisme de K.Hagiwara, S.Komamiya et D.Zeppenfeld [27] utilisant le lagrangien effectif suivant :

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_{V=\gamma,Z,W^\pm} \frac{e}{\Lambda}\bar{F}^*\sigma^{\mu\nu}(c_{VF^*F} - d_{VF^*F}\gamma^5)F\partial_\mu V_\nu + h.c. \qquad (1.2)$$

Λ étant l'échelle d'énergie du modèle composite, e la charge de l'électron et c_{VF^*F} et d_{VF^*F} les constantes de couplage au vertex FF^*V de transition entre un fermion F, un état excité F^* et un boson vecteur V. Notre étude s'étant limitée aux leptons excités, nous nous limiterons à ce cas par la suite.

Les mesures des moments magnétiques anomaux de l'électron et du muon imposent [28] $|c_{VF^*F}| = |d_{VF^*F}|$ et l'absence d'observation de moment dipolaire pour ces particules impose que ces coefficients soient presque réels si Λ est de l'ordre du TeV [29].

Les contraintes sur le moment magnétique du muon imposent aussi que seul l'un des doublets de leptons excités se couple aux leptons légers. L'invariance selon $SU(2)_L$ impose que ce soit le doublet droit des leptons excités qui se couple au doublet gauche des leptons légers. Ce couplage des leptons légers gauches avec les leptons excités droits est assuré par le terme $\sigma^{\mu\nu}$ du lagrangien. Nous obtenons, pour le couplage entre leptons excités et leptons légers le lagrangien suivant:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{2\Lambda}\bar{F}^*_R\sigma^{\mu\nu}\left[gf\frac{\tau}{2}W_{\mu\nu} + g'f'\frac{Y}{2}B_{\mu\nu}\right]F_L + h.c. \qquad (1.3)$$

$W_{\mu\nu}$ et $B_{\mu\nu}$ étant les tenseurs de champs respectivement associés aux champs de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, τ et Y les générateurs des groupes de jauge correspondants (c'est à dire les matrices de Pauli et l'hypercharge faible) et g et g' les constantes de couplage associées. Les coefficients f et f' caractérisent de manière effective les interactions correspondant à ces deux groupes. Leurs relations avec les constantes de couplages de l'équation 1.2 sont données par [27] les équations 1.4 à 1.7.

$$c_{\gamma e^* e} = -\frac{1}{4}(f + f') \qquad c_{Z e^* e} = -\frac{1}{4}(f \cot\theta_W - f' \tan\theta_W) \tag{1.4}$$

$$c_{\gamma \nu^* \nu} = \frac{1}{4}(f - f') \qquad c_{Z \nu^* \nu} = \frac{1}{4}(f \cot\theta_W + f' \tan\theta_W) \tag{1.5}$$

$$c_{W^+ \nu^* e} = c_{W^- e^* \nu} = \frac{f}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} \tag{1.6}$$

$$|c_{VF^*F}| = |d_{VF^*F}| \tag{1.7}$$

où θ_W est l'angle de mélange faible. En fixant des relations entre f et f', il devient possible d'écrire ce lagrangien en fonction d'un seul paramètre: $\frac{f}{\Lambda}$.

1.4.6 Les leptons excités à HERA

A HERA, les leptons excités sont produits par courant neutre ou chargé, l'électron incident s'excitant lors de son interaction avec le boson. Si le boson est neutre, le lepton conserve sa charge et devient un électron excité. Si au contraire le boson est chargé, le lepton devient un neutrino excité. Les diagrammes de la figure 1.2 montrent les différents canaux de production et de désexcitation d'un lepton excité. Seuls les canaux où le boson émis lors de la désexcitation est sur sa couche de masse ont été étudiés.

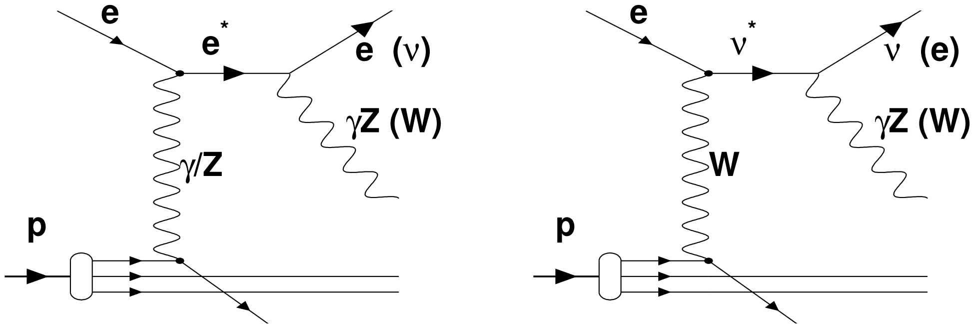


FIG. 1.2 – *Diagramme de production inélastique à HERA d'un électron excité (à gauche) et d'un neutrino excité (à droite) avec leurs trois canaux de désexcitation.*

La section efficace de production inélastique d'un lepton excité de masse m_{F^*} lors de collisions ep où les partons prenant part à la collision ont une énergie $\sqrt{\hat{s}}$ disponible dans le centre de masse est donnée par [27]:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dQ^2}(eq \to F^* q') &= \frac{2\pi\alpha^2}{\hat{s}^2\Lambda^2} Q^2 \sum_{VV'} \{[2\hat{s}^2 - (Q^2 + m_{F^*}^2)(2\hat{s} - m_{F^*}^2)] A_4^{VV'} \\ &\quad \pm m_{F^*}^2 (2\hat{s} - Q^2 - m_{F^*}^2) A_5^{VV'}\} D_V(t) D_{V'}(t)^* \end{aligned} \tag{1.8}$$

où les coefficients $A_i^{VV'}$ sont les couplages des bosons de jauge avec les leptons, $Q^2 = -q^2 = -t$ est l'énergie transférée entre l'électron et le proton, et les termes D_V sont les propagateurs des bosons:

$$A_4^{VV'} = (a_{Vq'q}a^*_{V'q'q} + b_{Vq'q}b^*_{V'q'q})(c_{VFe}c^*_{V'Fe} + d_{VFe}d^*_{V'Fe}) \tag{1.9}$$

$$A_5^{VV'} = (a_{Vq'q}b^*_{V'q'q} + b_{Vq'q}a^*_{V'q'q})(c_{VFe}d^*_{V'Fe} + d_{VFe}c^*_{V'Fe}) \tag{1.10}$$

$$D_V(q^2) = [q^2 - m_V^2 + im_V\Gamma_V\theta(q^2)]^{-1} \tag{1.11}$$

avec $\theta(q^2)$ la fonction de Heaviside (nulle à gauche de q^2 et valant 1 à droite de q^2) et Γ_V la largeur des bosons. Les couplages c_{VFe} et d_{VFe} sont donnés dans les équations 1.4 à 1.7 et les $a_{Vq'q}$et $b_{Vq'q}$ sont les couplages des fermions avec les bosons.

A bas Q^2, la production élastique et semi-élastique d'électrons excités est non négligeable (alors que le neutrino excité ne peut pas être produit élastiquement puisque sa production requiert l'échange d'un W). La section efficace de production élastique et semi-élastique d'un électron excité lors de collisions *ep* utilise des facteurs de forme F_1 et F_2, ainsi que α la constante de couplage électrofaible, W la masse du système hadronique final et m_p la masse du proton, elle est donnée par [27]:

$$\frac{d^2\sigma}{dW^2dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{\Lambda^2}\frac{|c_{\gamma e^*e}|^2 + |d_{\gamma e^*e}|^2}{(s-m_p^2)^2Q^4} \times \tag{1.12}$$

$$\times \Big\{2F_1(x,Q^2)(2m_{F^*}^2 - Q^2)(m_{F^*}^2 + Q^2) + F_2(x,Q^2)\times \tag{1.13}$$

$$\times \left[\frac{4(s-m_p^2)^2Q^2}{W^2+Q^2-m_p^2} - (m_F^2 + Q^2)\times\right. \tag{1.14}$$

$$\times \left.\left(4s - W^2 - Q^2 - 3m_p^2 + \frac{4m_p^2m_{F^*}^2}{W^2+Q^2-m_p^2}\right)\right]\Big\} \tag{1.15}$$

Dans cette équation, la contribution élastique, caractérisée par $W^2 = m_p^2$, utilise les facteurs de formes suivants (indépendants de x):

$$\begin{aligned} F_1(x,Q^2)|_{ela} &= \delta(W^2 - m_p^2)\frac{Q^2}{2}G_M^2(Q^2) \\ F_2(x,Q^2)|_{ela} &= \delta(W^2 - m_p^2)\times \\ &\times Q^2[G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4m_p^2}G_M^2(Q^2)](1 + \frac{Q^2}{4m_p^2})^{-1} \end{aligned} \tag{1.16}$$

où G_E et G_M sont les facteurs de forme électrique et magnétique du proton:

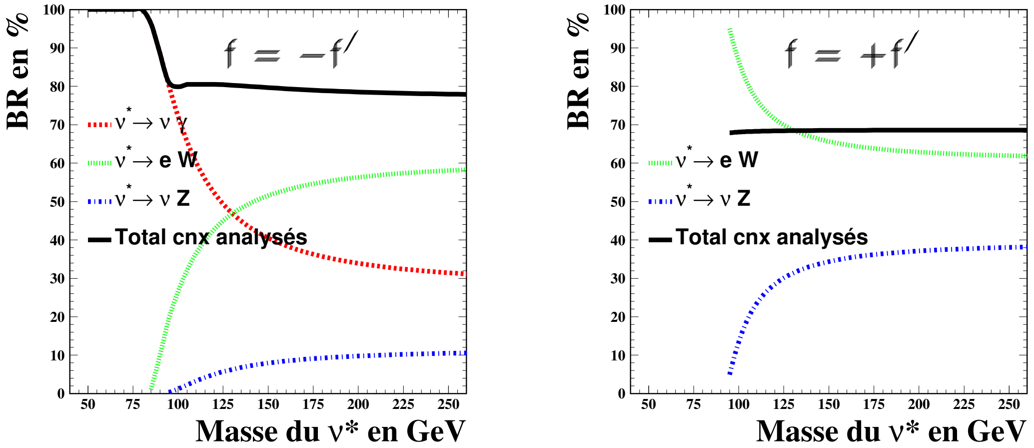
$$G_E(Q^2) \simeq G_M(Q^2)/2{,}79 \simeq [1 + Q^2/0{,}71\mathrm{GeV}^2]^{-2} \qquad (1.17)$$

La contribution semi-élastique, correspondant au cas où $W^2 > (m_p+m_\pi)^2$ mais où le Q^2 est inférieur à un seuil Q_0 (dans [27] une valeur de 5 GeV est choisie pour ce seuil) dépend de la fonction de structure électromagnétique du proton exprimée par ses composantes $F_1(x,Q^2)$ et $F_2(x,Q^2)$. Les valeurs utilisées proviennent d'un polynôme ajusté aux données expérimentales à bas Q^2 [30].

Selon [27], à 100 GeV, la contribution du processus élastique à la section efficace totale est de 40% et elle atteint 50% à 250 GeV.

Les neutrinos excités étant produits par courant chargé, la charge du lepton incident influe sur celle du W échangé et donc sur le quark pouvant contribuer à l'échange. La section efficace de production d'un ν^* dépend donc de la distribution des quarks de valence u et d ainsi que des quarks de la mer. Cette section efficace est aussi influencée par un terme $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ correspondant à la dépendance en hélicité de l'interaction électrofaible. Elle est plus grande dans les collisions e^-p, où les quarks de valence u du proton interviennent (puisque, pour conserver la charge, le quark doit perdre une unité de charge pour que l'électron incident en gagne une et devienne un neutrino neutre), que dans les collisions e^+p où c'est le quark de valence d qui entre en jeu le plus souvent (cette différence atteint de deux ordres de grandeur à grande masse). Cependant la section efficace intégrée de production du ν^* reste nettement inférieure à celle du e^* provenant principalement de l'échange d'un photon de plus faible Q^2.

A HERA il est possible de produire des leptons excités par courant neutre ou chargé jusqu'à des masses proches de l'énergie disponible dans le centre de masse, c'est à dire 318 GeV (pour les données prises à partir de 1998). Lorsque la relation entre les constantes de couplages f et f' (données dans les équations 1.4 à 1.7) du lagrangien de la formule 1.2 interdit la production électromagnétique d'un électron excité (c'est à dire lorsque $c_{\gamma e^* e} = 0$ car $f = -f'$), la section efficace de production de celui-ci devient très faible puisque seule la production par échange d'un Z reste possible ainsi par exemple, à 250 GeV, la section efficace intégrée de production d'un e^* est de $7{,}1 \times 10^{-3}$ pb si $f = +f'$ alors qu'elle n'est que de $7{,}8 \times 10^{-6}$ pb si $f = -f'$. Je n'ai pas étudié ce cas. La production d'un neutrino excité se fait toujours par l'échange d'un boson faible W et le couplage $c_{W\nu^* e}$ est indépendant de la relation entre f et f'. Le rapport de branchement d'un neutrino excité et d'un électron excité suivant chacun de ces trois canaux avec les hypothèses usuelles sur la relation entre f et f' est donnée par la figure 1.3. Les états finals analysés ($e^* \to e+\gamma$, $e^* \to e+Z_{\hookrightarrow qq}$ et $e^* \to \nu+W_{\hookrightarrow qq}$ pour le e^* et $\nu^* \to \nu+\gamma$, $\nu^* \to e+W_{\hookrightarrow qq}$ et $\nu^* \to \nu+Z_{\hookrightarrow qq}$ pour le ν^*) dans cette thèse couvrent la totalité du rapport de branchement de désexcitation de l'électron et du neutrino excité et une grosse proportion des états finals possibles.



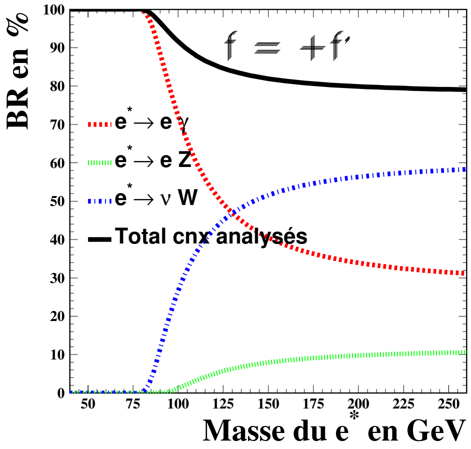


FIG. 1.3 – *Rapport de branchement des trois canaux de désexcitation d'un neutrino excité (figures du haut) dans les hypothèses $f = -f'$ (à gauche) ou $f = +f'$ (à droite) et ceux d'un électron excité dans l'hypothèse $f = +f'$ (en bas). La ligne noire (total des canaux analysés) tient compte du rapport de branchement de la désintégration hadronique des bosons faibles.*

La largeur de désintégration d'un lepton excité est donnée par [31]:

$$\Gamma(F^* \to FV) = \frac{\alpha}{4}\frac{M_{F^*}^3}{\Lambda^2}c_{VF^*F}^2(1-\frac{M_V^2}{M_{F^*}^2})^2(1+\frac{M_V^2}{2M_{F^*}^2}) \tag{1.18}$$

La figure 1.4 montre, grâce à l'équation 1.18, l'évolution totale de la largeur du ν^* et du e^* comparée aux limites obtenues à la fin de cette thèse.

Lorsque la largeur de désintégration dépasse la résolution de l'expérience (de l'ordre d'une dizaine de GeV), il n'est plus possible de faire ce qui s'appelle

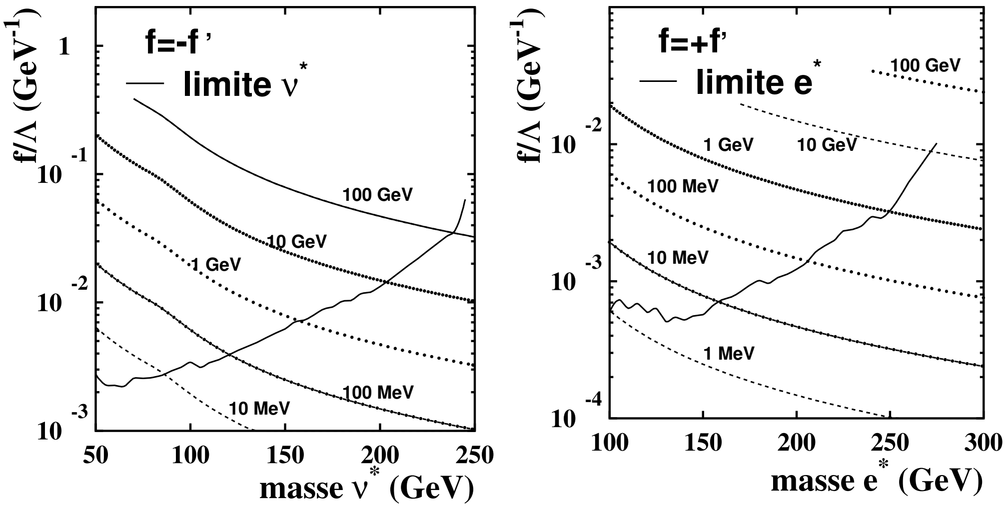


FIG. 1.4 – *Largeur d'un neutrino excité (figure de gauche) ou d'un électron excité (figure de droite) en fonction de sa masse et de son couplage* $\frac{f}{\Lambda}$. *Les limites obtenues sont aussi présentées.*

l'approximation de largeur étroite et qui revient à considérer séparément la production $ep \to l^*X$ et la désexcitation $l^* \to lV$ du lepton excité (l^*) où V représente un boson de jauge (γ,W ou Z) et X le système hadronique.Il faut alors considérer simultanément la production et la désintégration du lepton excité ($ep \to lVX$).

La distance parcourue par les leptons excités avant leur désexcitation varie suivant leur énergie, leur impulsion et leur durée de vie (inversement proportionnelle à la largeur de désintégration). Cependant, elle reste, même dans les hypothèses les moins favorables, inférieure à 10^{-11}m comme le montre la figure 1.5, nettement inférieure à la résolution du système de trajectographie. La reconstruction d'un vertex secondaire faisant suite à la désexcitation du lepton excité n'est donc pas possible dans les accélérateurs actuels.

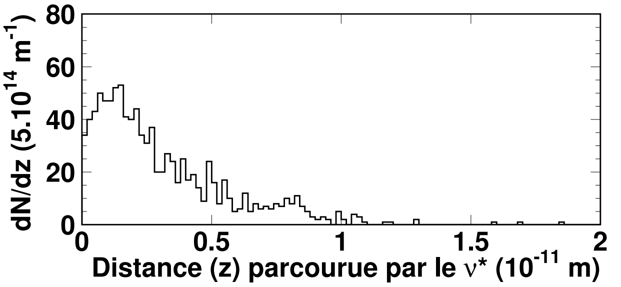


FIG. 1.5 – *Distance parcourue par un neutrino excité ayant une masse de 50 GeV et une largeur de 1 MeV (hypothèses donnant une grande longueur de vol).*

1.5 La physique à grande impulsion transverse à HERA

Lors d'une collision *ep* différentes réactions physiques peuvent se produire. Certaines de ces réactions auront des topologies proches de celles attendues lors de la désexcitation de leptons excités et constitueront donc des bruits de fond pour notre analyse. Ce chapitre présente ces topologies qu'il est important de bien connaître pour pouvoir les distinguer d'un éventuel signal.

1.5.1 La diffusion profondément inélastique

La diffusion profondément inélastique (DIS, **D***eep* **I***nelastic* **S***cattering*) se produit par l'échange d'un boson de jauge entre l'un des quarks du proton et l'électron. Le quark et le lepton acquièrent alors chacun une impulsion transverse. Le quark ayant interagi s'hadronise ainsi que le reste du proton. Si le boson de jauge est neutre, il s'agit d'un événement à courant neutre (NC, **N***eutral* **C***urrent*) et la topologie finale est un électron et un jet. Si au contraire le boson est chargé, il s'agit d'un courant chargé (CC, **C***harged* **C***urrent*). Lors de l'échange du boson chargé le quark change de saveur et l'électron devient un neutrino. La topologie finale est donc un jet plus de l'énergie transverse manquante. Dans ces deux cas (courant neutre ou chargé), les restes du proton peuvent en s'hadronisant former un jet supplémentaire très à l'avant. Les diagrammes de Feynman de ces deux topologies sont visibles sur la figure 1.6. La figure 1.7 montre un exemple d'événement NC et la figure 1.8 un exemple d'événement CC.

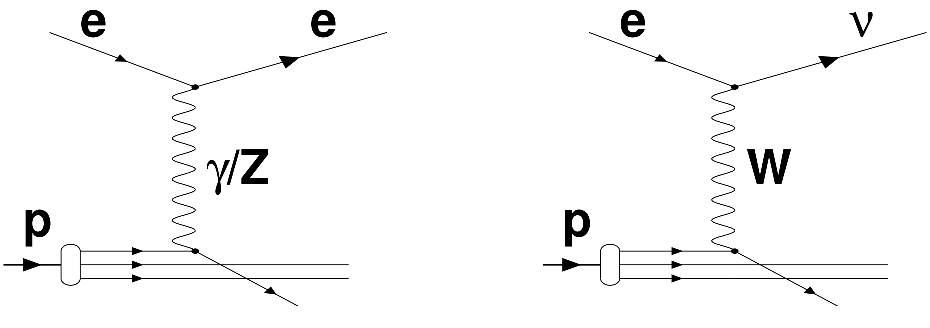


FIG. 1.6 – *Les diagrammes de Feynman d'événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre (à gauche) et par courant chargé (à droite).*

Les particules participant à la réaction peuvent rayonner un photon ou (pour le quark) un gluon. La topologie finale peut donc aussi comporter d'autres photons ou d'autres jets.

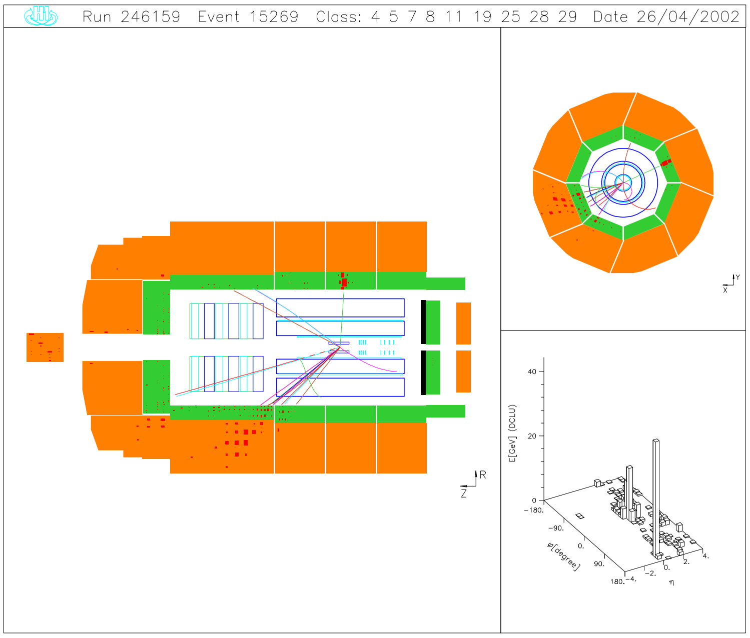


Fig. 1.7 – *Un exemple d'événement NC. Sur la vue dans le plan transverse (en haut à droite), les directions des dépôts d'énergie sont opposées, ce qui indique que l'énergie transverse est probablement conservée.*

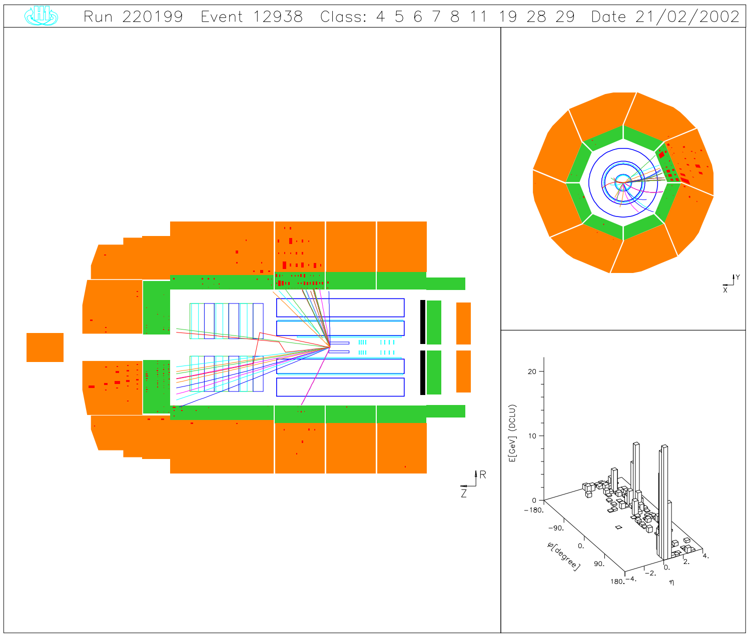


Fig. 1.8 – *Un exemple d'événement CC. Sur la vue dans le plan transverse, l'absence de dépôt d'énergie vers la gauche de la figure montre un déséquilibre de la quantitée d'énergie transverse déposée. Ce déséquilibre indique qu'une particule (un neutrino) n'a pas été détectée.*

Les événements de diffusion profondément élastique par courant chargé se produisant par l'échange d'un W, la charge du lepton incident influe sur la charge et l'hélicité du W et donc sur le quark pouvant contribuer à l'échange. Comme pour la production de neutrino excité, la section efficace intégrée CC est donc plus grande dans les collisions e^-p, où les quarks u du proton interviennent, que dans les collisions e^+p où c'est le quark d qui entre en jeu. Cependant cette section efficace intégrée reste nettement inférieure à la section efficace intégrée NC produite principalement par l'échange d'un photon beaucoup plus léger. Les sections efficaces CC lors de collisions e^-p et e^+p sont comparées dans [32].

Les principales variables cinématiques utilisées pour décrire la diffusion profondément inélastique sont [33]:

$q^2 = -Q^2 = (e - e')^2 = -2E_eE_{e'}(1 + \cos\theta'_e)$, le carré du quadri-vecteur de l'impulsion transférée lors de la collision.

$y = \frac{(q \cdot p)}{(e \cdot p)}$, la fraction de l'énergie transférée lors de la collision par rapport au maximum d'énergie transférable dans les référentiel du centre de masse.

$x = \frac{Q^2}{2q \cdot p} = \frac{Q^2}{ys}$, la variable d'échelle de Bjorken.

dans ces équations, E_e (E_p) est l'énergie de l'électron (proton) incident, θ'_e l'angle avec lequel l'électron est diffusé par rapport à la direction du proton incident, e et e' sont les quadri-vecteurs du lepton incident et diffusé,
p est le quadri-vecteur du proton,
$s = 4E_eE_p$ le carré de l'énergie totale disponible dans le centre de masse. xp représente donc le quadri-vecteur du quark participant à l'interaction.

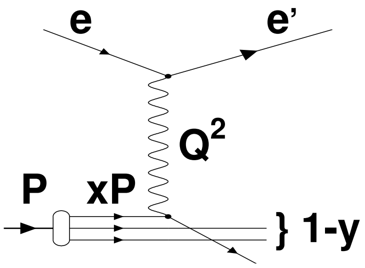


FIG. 1.9 – *Les principales variables utilisées pour décrire une diffusion profondément inélastique.*

Ces variables peuvent être calculées de plusieurs manières, cela permet de surcontraindre les événements profondément inélastiques, ce qui est intéressant surtout dans les cas où une partie de l'événement est difficilement mesurable ou pour calibrer ces variables comme nous le verrons dans la section 3.4.1, page 57. De plus, elles sont reliées les unes aux autres et il suffit de préciser deux de ces variables (par exemple x et Q^2) pour caractériser l'événement. Ces différentes variables sont représentées sur la figure 1.9.

L'énergie disponible dans le centre de masse à HERA augmente d'un facteur 100 le Q^2 maximal accessible par rapport aux expériences sur cible fixe antérieures [33]. Pour atteindre la même énergie une expérience de diffusion profondément inélastique sur cible fixe aurait besoin d'un faisceau d'électrons de plus de 50 TeV.

1.5.2 Les événements de photoproduction

Lors d'un événement de photoproduction (γp), l'électron émet un photon quasi-réel qui interagit avec un quark ou un gluon émis par l'un des quarks du proton. Soit cette interaction produit une paire quark-antiquark (processus direct) soit le photon se résoud en un système hadronique dont un parton interagit avec la particule (quark ou gluon) issue du proton pour donner une paire de quark-antiquark (processus résolu). Lors de ces événements, l'électron incident est presque toujours perdu dans le tube des faisceaux. La figure 1.10 montre des exemples de diagrammes de photoproduction et la figure 1.11 montre l'un de ces événements.

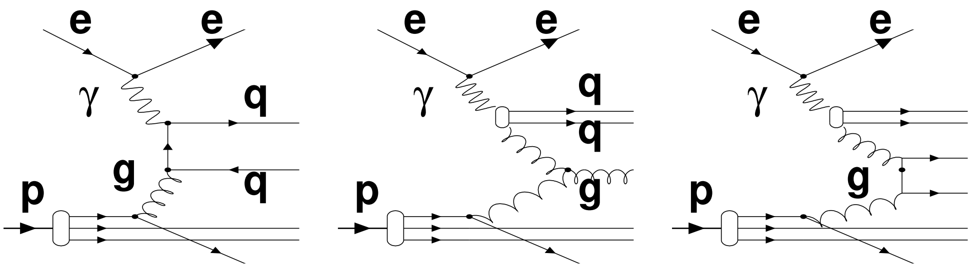


FIG. 1.10 – *Exemples de diagrammes d'événements de photoproduction à HERA. A gauche, un événement où le processus est direct, au centre et à droite des événements où le photon est résolu.*

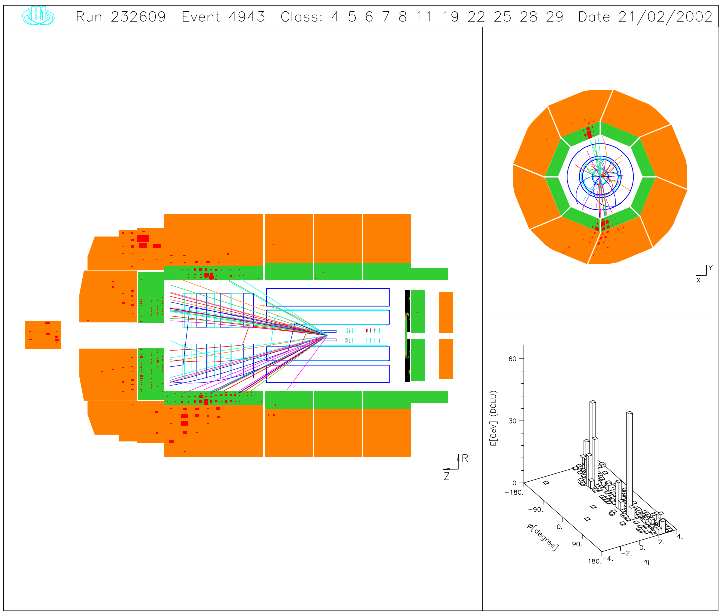


FIG. 1.11 – *Un exemple d'événement de photoproduction. Sur la vue transverse, les deux jets de directions opposées correspondent à l'hadronisation de la paire de quarks.*

1.5.3 Les événements QED Compton

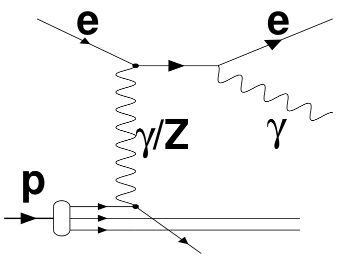


FIG. 1.12 – *Diagramme d'un événement inélastique avec rayonnement de photon compton à HERA*

Les événements "QED Compton", aussi appelés événements avec émission d'un rayonnement de freinage à grand angle (*Wide-Angle Bremsstrahlung* en anglais), sont des événements prédits par l'électrodynamique quantique, dans lesquels, à la suite de l'échange d'un boson neutre entre l'électron et un quark du proton, l'électron ne se trouve plus sur sa couche de masse et émet un photon compton (rayonnement de freinage) pour redevenir réel. Ce processus peut être soit élastique, soit inélastique. La figure 1.12 montre le diagramme de tels événements et la figure 1.13 montre un candidat élastique pour l'un de ces événements.

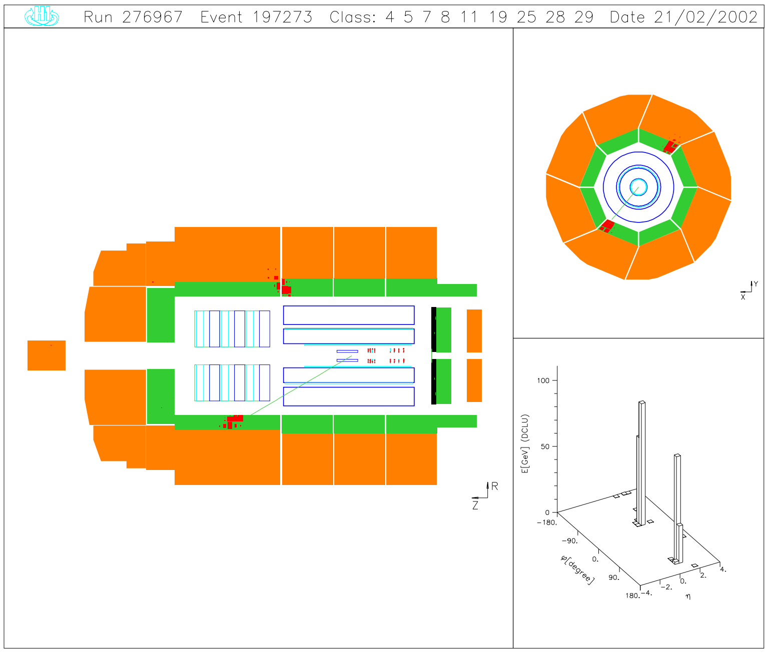


FIG. 1.13 – *Un événement QED Compton élastique avec l'électron qui part vers le bas du calorimètre et le photon vers le haut.*

1.5.4 Les événements photon-photon

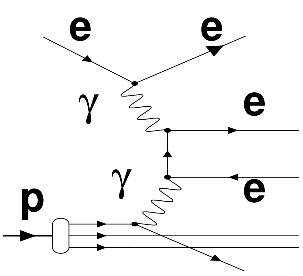


FIG. 1.14 – *Diagramme d'un événement photon-photon donnant 2 électrons à HERA.*

Lorsque le lepton incident et l'un des constituants du proton rayonnent chacun un photon, ceux-ci peuvent interagir et donner naissance à différents types de paires particule-antiparticule. Ces événements photon-photon auront donc dans l'état final le lepton diffusé, une paire particule-antiparticule et éventuellement un jet de recul et des restes d'hadronisation du proton (cas d'une interaction inélastique). Ce processus est décrit sur le diagramme de la figure 1.14 et un candidat pour le processus photon-photon donnant deux électrons est montré sur la figure 1.15.

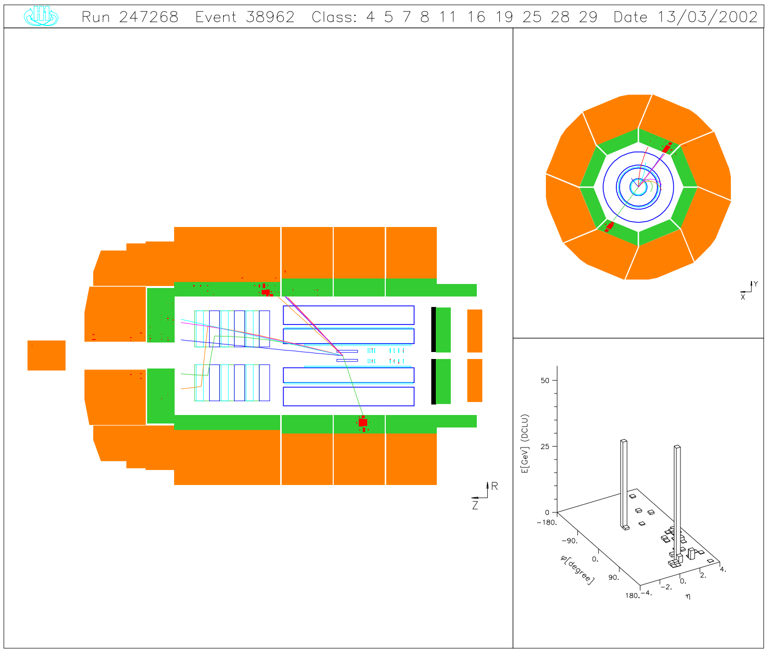


FIG. 1.15 – *Un exemple d'événement photon-photon, l'interaction des deux photons a produit deux électrons visibles dans le calorimètre électromagnétique, ainsi qu'un jet provenant probablement de l'hadronisation des restes du proton.*

1.5.5 Les événements W et Z

La production de bosons vecteurs faibles à HERA peut se fait comme sur le diagramme de la figure 1.16, par rayonnement du boson par un quark du proton. La figure 1.17 montre un exemple d'événement de production de W.

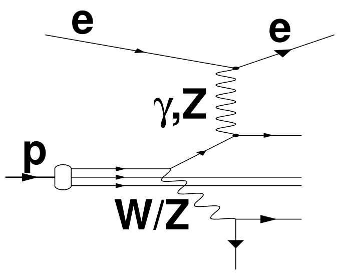


FIG. 1.16 – *Diagramme de production de W à HERA.*

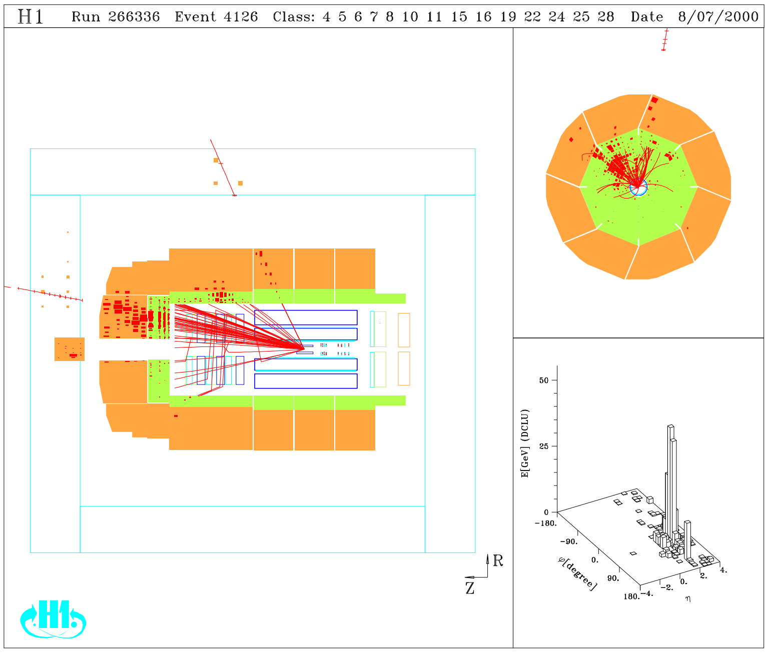


FIG. 1.17 – *Un candidat pour le processus de production de W (ici le W se serait désintégré leptoniquement en un muon et son neutrino). L'électron diffusé n'est pas retrouvé car il a été diffusé à trop petit angle.*

1.5.6 Comparaison des sections efficaces des différents processus

Certains des processus décrits ci-dessus se produisent très fréquemment à HERA (NC DIS, photoproduction) alors que d'autres n'ont été observés que très rarement. La table 1.18 donne une comparaison des sections efficaces prédites de ces processus.

Processus	Restriction	Section efficace (pb) prédite par le modèle standard
NC DIS	$Q^2 > 60$ GeV	11290
NC DIS	$Q^2 > 100$ GeV	7619
NC DIS	$Q^2 > 1000$ GeV	273
CC DIS	$Q^2 > 100$ GeV (e^+p)	37
CC DIS	$Q^2 > 100$ GeV (e^-p)	70
Photoproduction	Directe, $\hat{p}_t > 6$ GeV	14292
Photoproduction	Résolue, $\hat{p}_t > 6$ GeV	66406
QED Compton	Elastique	98
QED Compton	Quasi-élastique	58
QED Compton	Inélastique	90
Photon-photon	Elastique	10
Photon-photon	Inélastique	26
W	Désintégration leptonique	0.05
Z	Désintégration leptonique	0.007
e^*	M=250 GeV, $\frac{f}{\Lambda} = 1$ TeV^{-1} $f = +f'$	7.1×10^{-3}
ν^*	M=250 GeV, $\frac{f}{\Lambda} = 1$ TeV^{-1}, e^+p	7.7×10^{-7}
ν^*	M=250 GeV, $\frac{f}{\Lambda} = 1$ TeV^{-1}, e^-p	3.1×10^{-4}

FIG. 1.18 – *Section efficace prédite par le modèle standard des principaux processus physiques observés à HERA lors des collisions ayant une énergie disponible dans le centre de masse de 318 GeV.* $\hat{p}_t$ *est défini comme le moment transverse des partons lors de la génération de l'événement.*

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

La recherche de leptons excités présentée dans cette thèse a été conduite sur le collisionneur électron-proton HERA (**H***adron*-**E***lektron*-**R***ing*-**A***nlage* en allemand) avec le détecteur H1.

2.1 Le collisionneur HERA et ses injecteurs

HERA [34] est le seul collisionneur lepton-proton au monde. Il accélère des électrons ou des positons jusqu'à 27,6 GeV et des protons jusqu'à 920 GeV (jusqu'en 1997 les protons avaient une énergie de seulement 820 GeV), ce qui donne une énergie disponible dans le centre de masse de 318 GeV (300 GeV jusqu'en 1997). Il est situé sur le site du DESY (**D***eutsches* **E***lektonen* **SY***nchrotron*) à Hambourg en Allemagne et a une circonférence de 6336 m.

Les électrons (ou positons) se trouvant dans HERA dissipent une grande partie de leur énergie par rayonnement synchrotron. L'intensité du rayonnement est proportionnelle à la puissance quatrième de l'énergie et inversement proportionnelle à la puissance quatrième de la masse de la particule accélérée [35], il est donc plus économique d'augmenter l'énergie des protons (plus de mille fois plus lourds que les électrons) que celle des électrons, c'est ce qui explique l'asymétrie entre l'énergie des protons (920 GeV) et celle beaucoup plus faible des électrons (27,6 GeV).

Le site du DESY regroupe plusieurs accélérateurs permettant d'atteindre progressivement l'énergie requise pour l'injection dans HERA (voir figure 2.1 et [34]). Les électrons sont produits à partir d'une cathode et accélérés jusqu'à une énergie de 450 MeV dans un accélérateur linéaire (Linac II) de 70m de long. Si les leptons désirés sont des positons et non des électrons, les électrons produits par le Linac sont injectés dans un convertisseur de positons où ils émettent par bremsstrahlung un photon énergétique qui va se

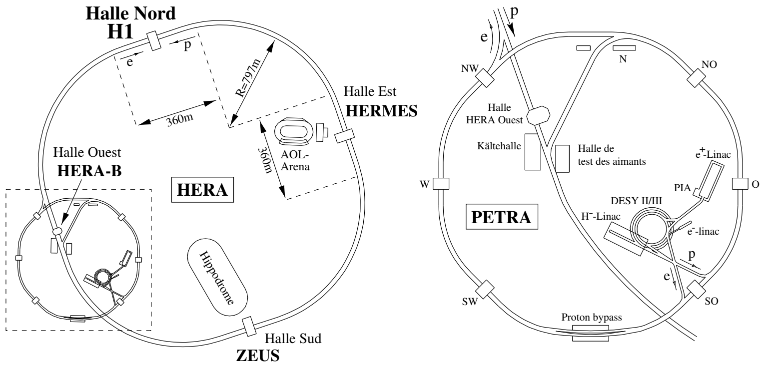


FIG. 2.1 – *Les expériences installées sur les points d'interaction (à gauche) et les différents accélérateurs préparant l'injection dans HERA (à droite).*

désintégrer en une paire électron-proton. Ce procédé ne permettant pas de produire des faisceaux de positons aussi intenses que les faisceaux d'électrons, les positons sont accumulés, après leur accélération dans le Linac II, dans un anneau d'accumulation (PIA) à 450 MeV. Les leptons (électrons ou positons) sont ensuite regroupés par paquets et injectés dans un autre accélérateur (DESY II) où ils atteignent une énergie de 7 GeV. Ils vont ensuite dans l'accélérateur PETRA II où ils sont accélérés jusqu'à 12 GeV ce qui permet leur injection dans HERA. Une fois dans HERA, ils atteignent l'énergie des collisions (27,6 GeV). Dans cet anneau, les leptons circulent dans un champ magnétique crée par des aimants conventionnels et ils sont accélérés par des cavités supraconductrices radio-fréquence.

Les protons sont produits par la dissociation puis l'ionisation d'une molécule d'hydrogène. Ils sont ensuite portés à 50 MeV dans un accélérateur linéaire (LINAC III) puis sont regroupés par paquets et successivement injectés dans DESY III, PETRA II et enfin HERA ce qui leur permet d'atteindre les énergies de 7,5 GeV, 40 GeV et enfin 920 GeV. Ils circulent dans un anneau composé d'aimants supraconducteurs où ils sont eux aussi accélérés par des cavités radio-fréquence.

Une fois l'énergie requise atteinte pour les deux faisceaux, leur trajectoire est légèrement modifiée pour qu'ils se croisent en deux points et y produisent des collisions. L'intervalle de temps entre le croisement de deux paquets de particules est de 96 ns.

Afin de limiter les interactions entre les faisceaux et le gaz résiduel se trouvant dans les accélérateurs, la pression dans les tubes des faisceaux est de l'ordre de 10^{-7} Pascals. Cependant, des collisions entre ce gaz résiduel et les faisceaux se produisent malgré cette faible pression et produisent un bruit de fond qu'il faut soustraire des données accumulées à HERA.

La figure 2.2 montre la luminosité intégrée produite par HERA (à gauche) et celle enregistrée par H1 (à droite). La luminosité instantanée maximale atteinte est de l'ordre de $1{,}4\times10^{-31}$ $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Cette valeur est déterminée par le comptage des événements de Bethe-Heitler ($ep \rightarrow ep\gamma$). Les interactions entre les électrons[1] et le gaz résiduel constituent un bruit de fond à la mesure de la luminosité ($eA \rightarrow eA\gamma$). L'intensité de ce bruit de fond est évaluée grâce à la présence de paquets d'électrons n'entrant pas en collision avec des paquets de protons et qui vont donc produire uniquement du bruit de fond.

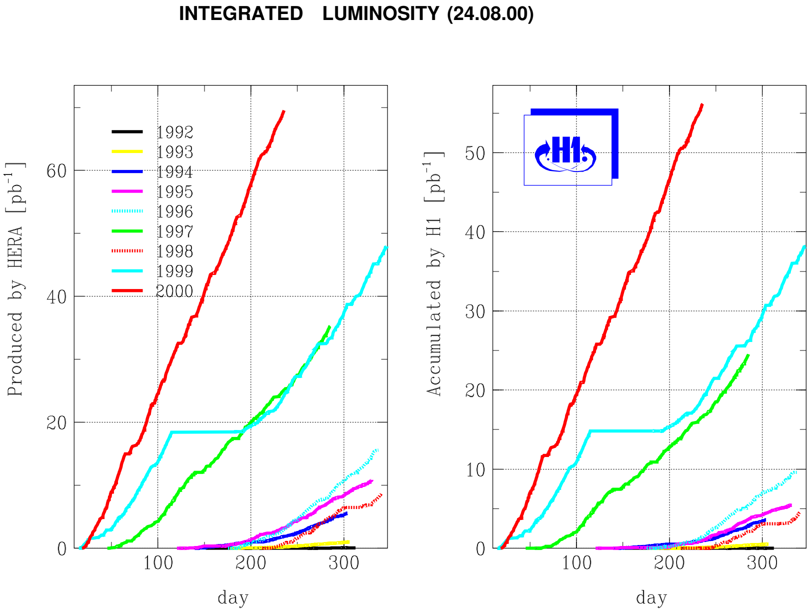


FIG. 2.2 – *La luminosité produite par HERA au point d'interaction de H1 (à gauche) et la luminosité enregistrée par H1 (à droite). Pour chacune des deux figures, les deux courbes les plus basses, presque confondues avec l'axe horizontal, correspondent à la luminosité mesurée lors de collisions e^-p en 1992 (en noir) et 1993 (en gris). Les quatres courbes légérement au dessus correspondent aux collisions e^+p produites en 1994 (en noir), 1995 (gris très sombre), en 1996 (gris clair) et 1998 (gris strié). Les deux courbes en gris encore au-dessus correspondent aux années 1997 (courbe la plus sombre) et 1999 (courbe plus claire reconnaissable au long palier horizontal entre le 110e et le 200e jour correspondant au passage des collisions e^- aux collisions e^+p. Enfin, la courbe noire supérieure correspond aux collisions e^+p de l'année 2000.*

---

[1] A partir de maintenant, le terme électron désigne indifféremment un électron ou son anti-particule, le positon.

2.1.1 Les expériences utilisant HERA

Il y a 4 points d'interaction sur HERA (2 points de collision entre les deux faisceaux et deux points de collision entre un faisceau et une cible fixe), ces quatre points sont chacun utilisés par une expérience différente comme le montre la figure 2.1:

HERMES utilise uniquement le faisceau d'électrons polarisés longitudinalement grâce à des rotateurs de spin. Cette expérience s'intéresse aux distributions de spin des quarks et des gluons en étudiant les interactions entre une cible de gaz polarisé et le faisceau d'électrons polarisé. Elle étend à bas x certaines mesures de fonction de structure[2] faites par H1 et ZEUS.

HERA-B s'intéresse à la violation de CP dans le système du quark b. Pour cela elle utilise uniquement le faisceau de protons qu'elle fait interagir avec une cible fixe (en fait des fils de cuivre) insérée dans le faisceau.

ZEUS est une expérience qui s'intéresse comme H1 aux interactions électron-proton. La physique étudiée sur ZEUS est donc la même que sur H1.

H1 est l'expérience dont les données ont été utilisées pour cette thèse. Le détecteur H1 est décrit dans la section 2.2.

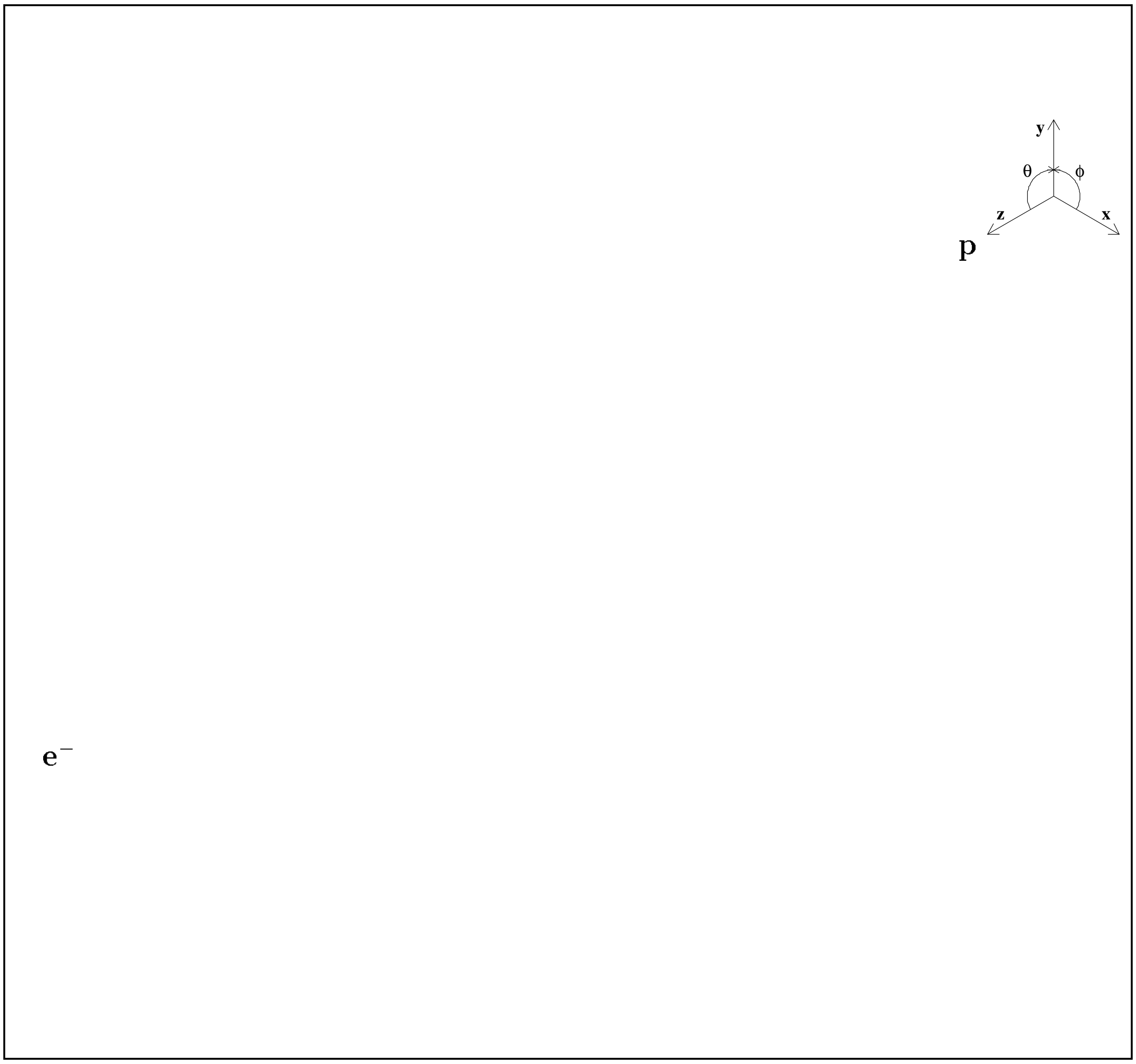
2.2 Le détecteur H1

Une description complète du détecteur H1 a été publiée [36]. La différence d'énergie entre les protons et les leptons incidents induit un fort entraînement du centre de masse dans la direction des protons, cette direction sert donc à définir l'avant du détecteur (voir figure 2.3). Dans le référentiel utilisé, l'axe z est défini comme étant l'axe du faisceau de protons, les valeurs de z positives correspondant à l'avant du détecteur. L'angle entre la direction d'une particule et cet axe est défini par la variable θ. Les axes x et y permettent de former un repère direct, l'axe x étant horizontal et y vertical, pointant vers le haut (voir figure 2.3). L'angle entre la direction d'une particule et l'axe x dans le plan $(\vec{x},\vec{y})$ est appelé φ. La pseudo-rapidité $\eta = -\log(\tan\frac{\theta}{2})$ est parfois utilisée à la place de θ.

L'arrangement général des sous-détecteurs est similaire à celui de la plupart des autres détecteurs utilisés pour des expériences sur collisionneur en physique des particules (avec cependant pour H1 une forme fortement asymétrique résultant de la différence d'énergie entre les protons et les électrons). En partant du point d'interaction et en allant vers l'extérieur, on rencontre

---

[2] Une fonction de structure décrit la dynamique des quarks et des gluons au sein d'un nucléon.



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

FIG. 2.3 – *Le détecteur H1.*

successivement un système de trajectographie, des calorimètres, un aimant puis un système de détection de muons. Des éléments de détection complémentaires ont été installés dans le tunnel de HERA pour permettre la mesure de la luminosité et des phénomènes où une particule incidente est très peu déviée. La sélection et l'enregistrement des données produites sont effectués par le système d'acquisition et de déclenchement. Chacune de ces parties est décrite dans l'une des sections suivantes. La figure 2.4 présente la vue d'un événement de H1 avec des jets, des muons et un électron.

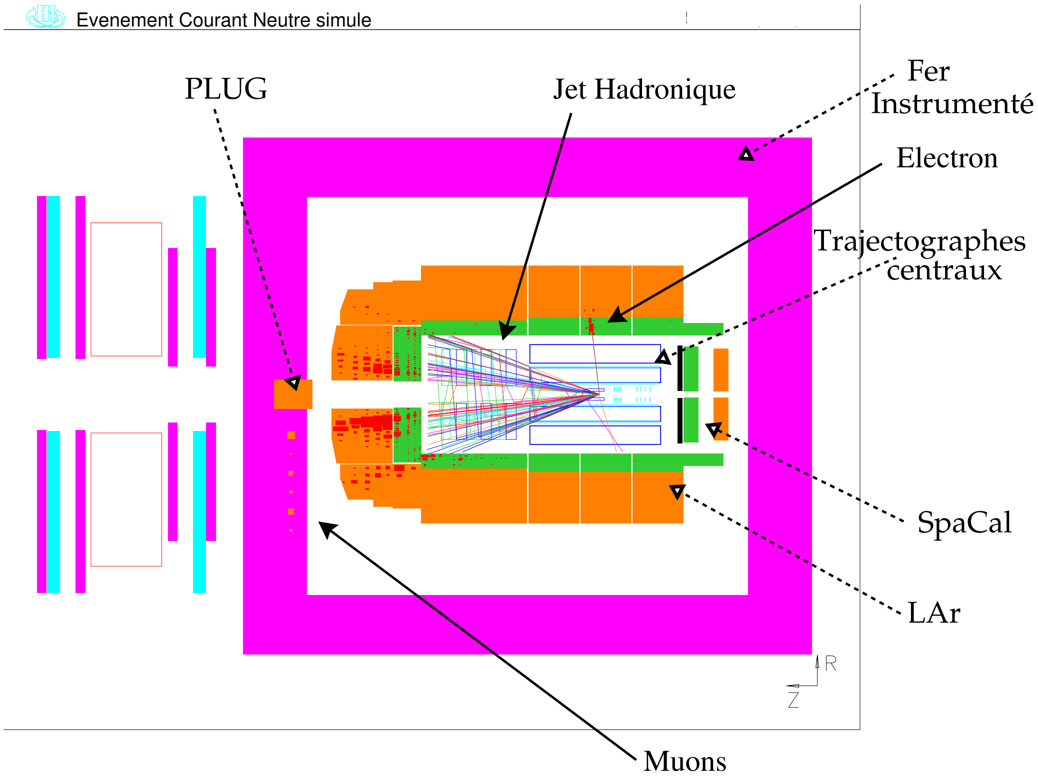


FIG. 2.4 – *Un exemple d'événement contenant des jets, des muons et un électron dans le détecteur H1.*

2.2.1 Le système de trajectographie

Le système de trajectographie a été conçu pour pouvoir reconstruire les trajectoires des particules, y compris vers l'avant où sont enregistrés de nombreux jets contenant un grand nombre de particules chargées. Il permet de mesurer l'impulsion des particules avec une précision de $\sigma_p/p^2 \simeq 3\times10^{-3}$ GeV^{-1} avec une résolution angulaire de l'ordre de 1 mrad et couvre la région comprise dans l'intervalle $7^o < \theta < 176^o$. Les trajectographes de H1 sont visibles sur la figure 2.5. La position des trajectographes les uns par rapport aux autres et leur alignement sont connus avec précision grâce à l'analyse des traces laissées par le passage de rayons cosmiques.

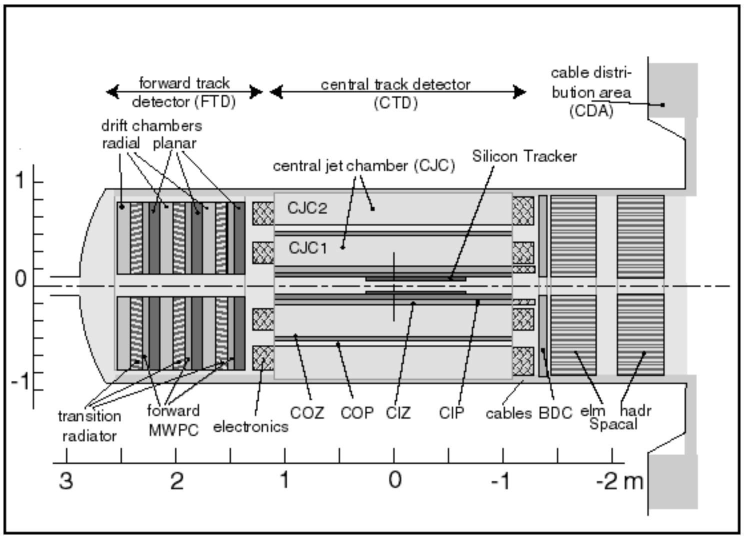


FIG. 2.5 – *Les trajectographes de H1*

Les trajectographes en silicium

Au cœur du système se trouvent deux détecteurs en silicium (CST **C***entral* **S***ilicon* **T***racker* et *BST* **B***ackward* **S***ilicon* **T***racker*), l'un (CST) permettant de mesurer les trajectoires des particules très près du point d'interaction, l'autre (BST) est situé à l'arrière du point d'interaction.

Les chambres centrales

Pour la partie centrale du détecteur, des chambres à dérive apportent la majeure partie de l'information trajectographique. Les deux plus importantes sont appelées CJC1 et CJC2 (**C***entral* **J***et* **C***hamber*), elles apportent une précision radiale sur le point de passage du faisceau de l'ordre de 170 μm mais une précision longitudinale relativement faible (22 mm). Pour compenser leur mauvaise résolution longitudinale, deux autres chambres, CIZ et COZ (**C***entral* **I***nner* **Z** *chamber et* **C**entral **O**uter **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 et COP, **C***entral* **I***nner* **P***roportionnal* et **C***entral* **O***uter* **P***roportionnal*) dont le temps de réponse est beaucoup plus rapide mais avec une résolution moindre. Ces deux chambres ayant un temps de réponse nettement plus rapide que l'intervalle entre deux croisements de faisceaux elles sont utilisées par le premier niveau du système de déclenchement. En partant du point d'interaction une particule rencontre successivement CIP, CIZ, CJC1, COZ, COP et enfin CJC2.

Les trajectographes avant

Vers l'avant le système de trajectographie est constitué de 3 super modules contenant chacun deux chambres à dérive (planaire et radiale), une chambre proportionnelle et un détecteur de rayonnement de transition, ce qui permet d'assurer une bonne résolution et d'avoir une information utilisable rapidement par le système de déclenchement.

Le trajectographe arrière

A l'arrière du détecteur se trouve une autre chambre à dérive (BDC, **B***ackward* **D***rift* **C***hamber*) qui permet de mesurer les trajectoires des électrons faiblement déviés.

2.2.2 Les calorimètres

Le système calorimétrique de H1 est constitué de 4 calorimètres permettant d'assurer une bonne herméticité. Le plus important de ces calorimètres est le LAr (**L***iquid* **Ar***gon calorimeter*, calorimètre à Argon Liquide [37]), il couvre la partie centrale et la partie avant du détecteur ($4 < \theta < 154^o$). Sa couverture angulaire est complétée par 2 autres calorimètres: le PLUG qui mesure les dépôts d'énergie très à l'avant ($0{,}5 < \theta < 3{,}5^o$) et le SpaCal (**Spa***ghetti* **Cal***orimeter*) qui mesure les dépôts à l'arrière ($\theta < 177^o$). Le Fer instrumenté permet de mesurer la fin des gerbes hadroniques non contenues dans les autres calorimètres (voir la section 2.2.3).

Le LAr, calorimètre à Argon Liquide

Le choix d'un calorimètre à Argon Liquide a été fait en raison de sa stabilité et de sa facilité de calibration. Le calorimètre à Argon Liquide utilisé dans H1 dispose en outre d'une granularité fine permettant de séparer les électrons des pions et de mesurer facilement les flux d'énergie avec une réponse homogène.

La partie hadronique du calorimètre est composée d'un empilement de plaques d'acier inoxydable séparées par des cellules électroniques de lecture. Cette partie sert de support à la partie électromagnétique du calorimètre dont les plaques sont composées alternativement de plomb, de G10 (un mélange d'epoxy et de fibre de verre) et de plans équippés d'une électronique de lecture.

La résolution obtenue lors de test au CERN [38, 39, 40] est de l'ordre de $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{12\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$ pour la partie électromagnétique et $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$ pour la partie hadronique.

Afin de limiter les volumes non instrumentés, l'ensemble du calorimètre se trouve dans un seul cryostat. A l'intérieur de ce cryostat, le calorimètre est segmenté longitudinalement en 8 roues (appelées successivement de l'arrière vers l'avant BBE, CB1, CB2, CB3, FB1, FB2, IF/OF1 et IF/OF2), chacune de ces roues sauf les deux plus à l'avant étant divisée radialement en 8 octants. Les deux roues les plus à l'avant sont divisées simplement en deux moitiés. Cette géométrie réduit le volume non instrumenté, mais il subsiste, entre chacun de ces 52 modules, des zones, appelées "cracks", où les particules ne peuvent pas être détectées. Afin d'éviter qu'une particule entrant dans ces cracks ne soit pas du tout détectée, ceux-ci sont non projectifs, c'est à dire qu'ils sont inclinés par rapport à la direction du point d'interaction. Ce choix permet de détecter, au moins partiellement, toutes les particules atteignant le calorimètre mais il a l'inconvénient d'augmenter le volume dans lequel une partie de l'énergie de la particule est mal mesurée à cause du crack.

Le temps de réponse des calorimètres étant très long, les données recueillies ne sont pas disponibles lors de la prise de décision par les premiers niveaux du système de déclenchement. Des systèmes d'acquisition rapide ont donc été ajoutés pour délivrer une information calorimétrique de faible granularité mais rapide et donc utilisable dès les premiers niveaux du système de déclenchement. Ce système repose sur une séparation des cellules du calorimètre en 512 "grandes tours" avec pour chaque grande tour un élément d'acquisition rapide qui fournit une information précieuse sur l'instant où la particule a traversé le calorimètre.

Le SpaCal

Le SpaCal [41] (**Spa***ghetti* **Cal***orimeter*) est constitué de plomb et de fibres optiques scintillantes. Il contient une partie électromagnétique et une partie hadronique. Sa résolution est $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{7{,}1\%}{\sqrt{E}}$ pour la partie électromagnétique et $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{56\%}{\sqrt{E}}$ pour la partie hadronique. Il sert principalement à mesurer l'énergie des électrons faiblement déviés. Il couvre la partie arrière du détecteur.

Le SpaCal a été installé en 1995 en remplacement d'un autre calorimètre (BEMC, **B***ackward* **E***lectro***M***agnetic* **C***alorimeter*) fait d'une alternance de plaques de plomb et de scintillateurs.

Le PLUG

Le PLUG [42] permet de mesurer l'énergie des objets partant fortement vers l'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 $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{150\%}{\sqrt{E}}$.

2.2.3 Les aimants

Afin de permettre la mesure de la charge et de l'impulsion des particules chargées avec les systèmes trajectographiques, un solénoïde supraconducteur produisant un champ magnétique de 1,15 Tesla a été placé au delà du calorimètre. La position de cet aimant après le calorimètre permet de réduire la quantité de matière que doivent traverser les particules avant d'atteindre le calorimètre.

Le retour des lignes de champ magnétique est assuré par le fer instrumenté. Celui-ci est en outre équipé d'une électronique de lecture qui permet de mesurer l'intensité de la fin des gerbes hadroniques dont le volume dépasse celui du LAr, d'où son nom de détecteur de fin de gerbes (*Tail Catcher*).

A l'avant un aimant toroïdal permet de courber les trajectoires des muons partant dans cette direction.

Enfin, un troisième aimant, à l'arrière, sert à compenser les effets sur le faisceau du champ magnétique produit par le solénoïde.

2.2.4 Les muons

L'instrumentation du fer servant au retour des lignes de champs permet, outre la détection des fins de gerbes hadronique, de détecter les trajectoires des muons qui, du fait de leur faible section efficace d'interaction, déposent peu d'énergie dans les calorimètres et les traversent. La détection dans le fer instrumenté de dépôts d'énergie non associés à une gerbe importante dans le LAr mais correspondant à une trace dans le trajectographe permet d'identifier le passage d'un muon.

Vers l'avant du détecteur, partie où le plus de muons sont observés, des chambres à dérives permettent de mesurer avec plus de précision la trajectoire de ces particules.

2.2.5 Les systèmes de détection dans le tunnel

L'étude de certains phénomènes physiques où l'énergie échangée entre le proton et l'électron est très faible nécessite la détection de particules très faiblement déviées. Pour cela des détecteurs ont été placés dans le tunnel, près du faisceau. C'est le cas, par exemple, du détecteur de photon et du détecteur d'électrons qui servent principalement à détecter les événements $ep \rightarrow ep\gamma$ servant de référence pour le calcul de la luminosité (voir page 27).

2.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition

Avec un croisement de paquets de particules toutes les 96 ns, il est impensable de conserver les informations relatives à tous ces événements, d'autant que dans la plupart des cas il n'y a pas de collision (la probabilité d'une collision est de l'ordre de 10^{-3} à chaque croisement de faisceaux).

Une analyse rapide des données de l'événement est donc effectuée pour en déterminer l'intérêt et choisir d'en conserver les informations ou non. Cette analyse, chargée de déclencher ou non l'acquisition des données, est effectuée par le système de déclenchement (*trigger* en anglais). Elle est divisée en 4 niveaux, disposant de temps d'analyse et de quantité de données à traiter différents.

Le premier niveau doit prendre une décision pour chaque intersection de paquets de particules, c'est à dire avec une fréquence de 10,4 Mhz. Cependant, les informations en provenance de tous les détecteurs ne pouvant être accumulées dans cet intervalle, ces informations sont conservées séquentiellement jusqu'à la prise de décision qui intervient moins de 2,5 μs après le croisement de faisceaux. Des évaluations de la position de l'impact, de la quantité et la répartition de l'énergie déposée dans le LAr permettent de déterminer dans ce laps de temps si l'événement mérite ou non une étude plus approfondie. Les niveaux 2 et 3 commencent leur analyse en même temps que le niveau 1 mais disposent respectivement de 20 et 800 μs pour prendre leur décision. Ils peuvent donc procéder à une analyse plus détaillée. Si le niveau 2 décide que l'événement présente un intérêt, l'acquisition de celui-ci commence mais elle peut être interrompue en cas de décision négative par le niveau 3.

Le niveau 4 utilise une ferme de processeurs. Il consiste en une reconstruction rapide de l'événement pour permettre une analyse plus approfondie permettant de rejeter certains bruits de fonds.

Afin de contrôler le type d'événements rejetés par le système de déclenchement, des événements sont aussi conservés de manière aléatoire, quelle que soit la décision du système. Ils sont analysés ultérieurement, ce qui permet de vérifier que le système de déclenchement ne rejette pas d'événements "intéressants". La figure 2.6 montre la probabilité qu'un événement contenant de l'énergie transverse manquante soit conservé par la partie dédiée à l'énergie transverse manquante du système de déclenchement en fonction de la quantité d'énergie transverse manquante. La figure 2.7 montre que l'efficacité du système de déclenchement pour les événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre ayant un électron d'au moins 16 GeV d'énergie transverse est presque toujours égale à 100%.

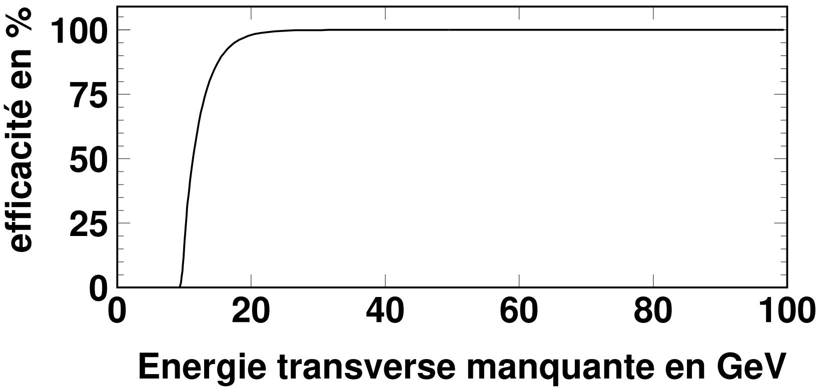
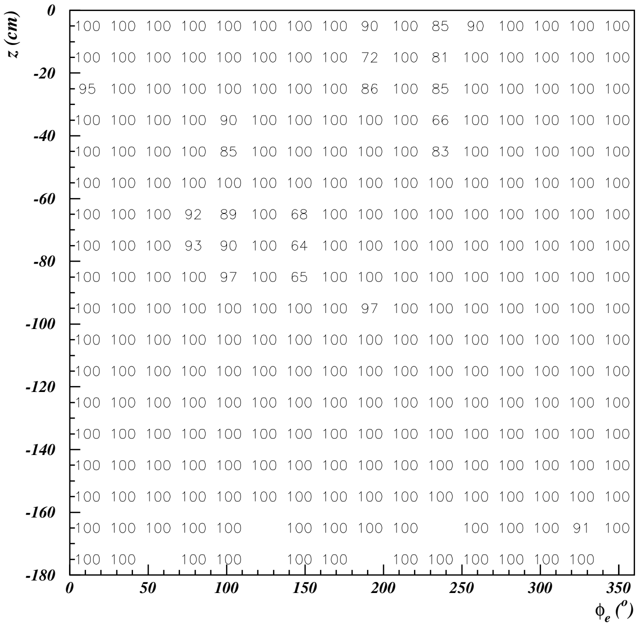


FIG. 2.6 – *Efficacité du système de déclenchement dédié à l'énergie transverse manquante en fonction de la quantité d'énergie transverse manquante.*



100	100	100	100	100	100	100	100	90	100	85	90	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	72	100	81	100	100	100	100	100
95	100	100	100	100	100	100	100	86	100	85	100	100	100	100	100
100	100	100	100	90	100	100	100	100	100	66	100	100	100	100	100
100	100	100	100	85	100	100	100	100	100	83	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	92	89	100	68	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	93	90	100	64	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	97	100	65	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	97	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100		100	100	100	100		100	100	100	91	100
100	100		100	100		100	100		100	100	100	100	100	100	

FIG. 2.7 – *Efficacité du système de déclenchement dédié aux événements de type Courant Neutre ayant un électron dont l'énergie transverse est supérieure à 16 GeV. L'axe vertical représente l'axe z du détecteur et l'axe horizontal de la figure représente le φ de la region choisie.*

2.3 Reconstruction des objets physiques

Chaque partie du détecteur fournit un ensemble de signaux électriques qui doivent ensuite être interprétés par des algorithmes de reconstruction pour permettre l'identification des objets physiques composant l'événement.

2.3.1 Reconstruction des traces

Les trajectographes produisent, pour chaque événement, une liste de points correspondants au passage d'une particule chargée à proximité d'un élément du trajectographe. Les points enregistrés dans les CJC et dans les trajectographes avant sont ensuite analysés pour créer des morceaux de trace. Lorsque cela est possible, ces segments de trace sont alors contraints de manière à ce qu'ils aient comme origine le point d'interaction. Les segments pour lesquels cette procédure se déroule avec succès sont considérés comme des traces de bonne qualité, l'algorithme tente alors d'y associer l'information en provenance des autres trajectographes (CIZ,COZ) pour améliorer la précision de la reconstruction de la trace.

La figure 2.8 montre un événement où l'on voit les points de passage enregistrés par les trajectographes et les traces qui en sont déduites.

2.3.2 Reconstruction des objets électromagnétiques

Les objets électromagnétiques sont reconstruits à partir des informations du calorimètre à l'aide d'un algorithme décrit dans [43].

Tout d'abord les cellules du calorimètre dans lesquelles un dépôt d'énergie a été enregistré sont regroupées par amas de cellules voisines. La position de l'amas $\vec{r}_{amas}$ est définie comme le barycentre des cellules le constituant pondérées par leur énergie. La masse transverse $M_\perp$ d'un amas correspond à la dispersion latérale pondérée en énergie de la partie de l'amas contenue dans un cône $\mathcal{C}$ de 0,2 radians d'ouverture autour du centre de l'amas et sa taille transverse $A_\perp$ correspond à la dispersion latérale non pondérée en énergie de la partie de l'amas contenue dans $\mathcal{C}$. L'énergie contenue dans la gerbe E^{in} est définie comme la somme des énergies des cellules se trouvant dans un cylindre $\mathcal{C}_{in}$ de 10 cm autour de l'axe de l'amas et l'énergie hadronique extérieure E^{out}_{had} est définie comme la somme des énergies des cellules hadronique se trouvant dans un cylindre $\mathcal{C}_{out}$ compris entre 10 et 25 cm autour de l'axe de l'amas. d est la distance entre l'amas et la trace la plus proche. Le vecteur unitaire $\vec{a}_j$ représente la direction de l'élément j par rapport au centre de l'amas.

$$\mathcal{C} = \{j|(\vec{a}_j,\vec{a}_{amas}) < 0{,}2\} \tag{2.1}$$

$$\vec{a}_{\perp_j} = \vec{a}_j \times \vec{a}_{amas} \tag{2.2}$$

$$M_\perp = \sqrt{(\sum_{\forall j \in \mathcal{C}} |\vec{a}_{\perp_j}|E_j)^2 - (\sum_{\forall j \in \mathcal{C}} \vec{a}_{\perp_j} E_j)^2)} \tag{2.3}$$

$$A_\perp = \sqrt{(\sum_{\forall j \in \mathcal{C}} |\vec{a}_{\perp_j}|)^2 - (\sum_{\forall j \in \mathcal{C}} \vec{a}_{\perp_j})^2} \tag{2.4}$$

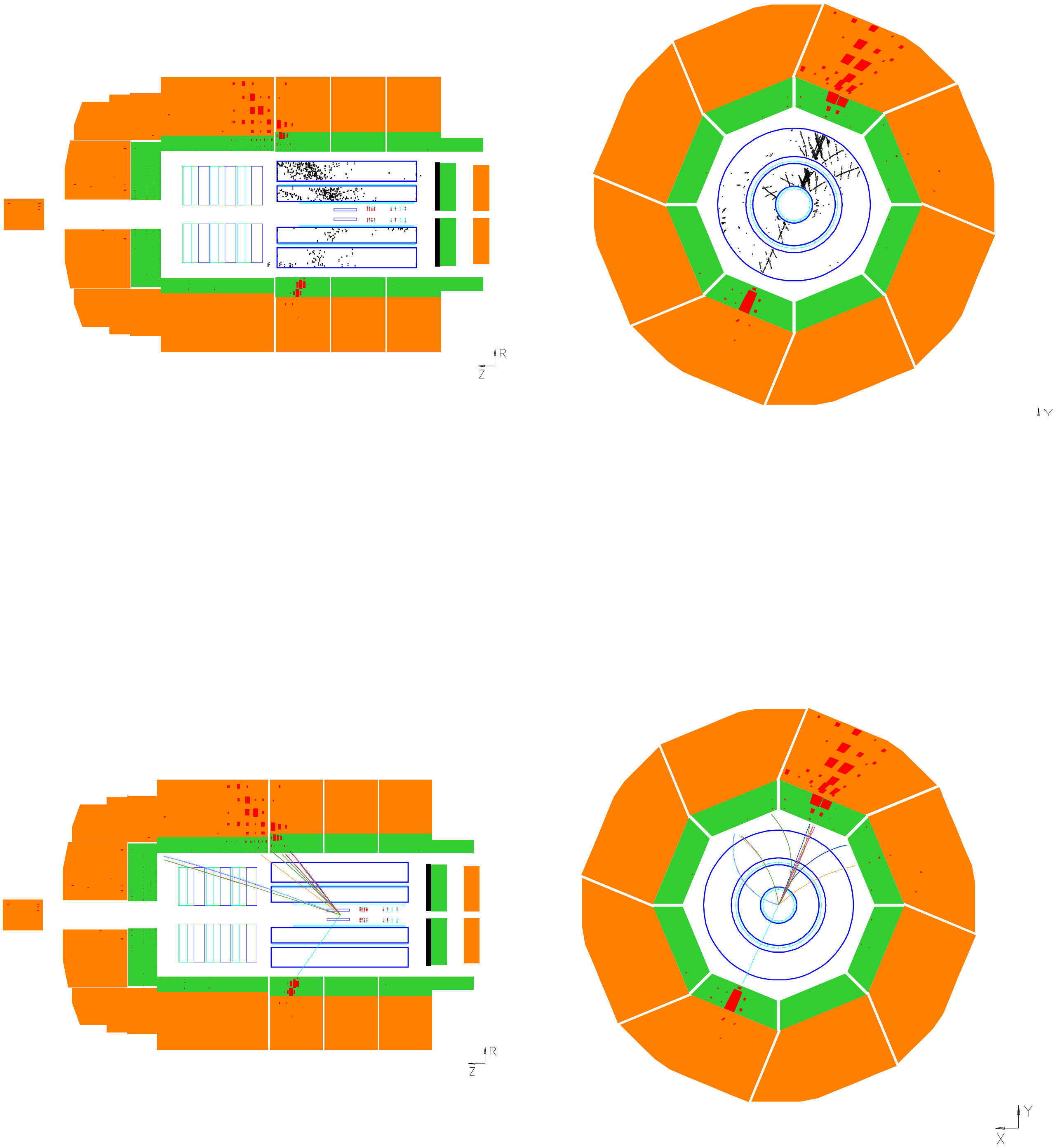


FIG. 2.8 – *La figure du haut montre un événement avec des points de passage dans les trajectographes et celle du bas montre ces points de passage convertis en traces.*

$$E^{in} = \sum_{j \in \mathcal{C}_{in}} E_j \tag{2.5}$$

$$E^{out}_{had} = \sum_{j \in \mathcal{C}_{out}, j had.} E_j \tag{2.6}$$

Seuls les amas dont l'énergie totale des cellules est supérieure à 2 GeV sont pris en compte. Pour être considéré comme un candidat potentiel, ils doivent alors satisfaire à des critères de masse transverse, de taille transverse et d'énergie transverse minimale:

$$M_\perp < 3{,}75 \text{ GeV } \log\left(1 + \frac{E_{amas}}{55 \text{ GeV}}\right) \text{ si } E_{amas} > 10 \text{ GeV} \tag{2.7}$$

$$M_\perp < 0{,}626 \text{ GeV} \quad \text{si } E_{amas} < 10\text{GeV} \tag{2.8}$$

$$A_\perp < 3 \tag{2.9}$$

$$\frac{E^{out}_{had}}{E^{in}} < 0{,}05 \tag{2.10}$$

$$E_t > 5 \text{ GeV} \tag{2.11}$$

Pour être considérés comme un électron ils doivent en outre avoir une trace de bonne qualité à proximité:

$$d < 12 \text{ cm} \quad \text{si} \quad \theta_{amas} > 35^o \tag{2.12}$$

$$d < 24 \text{ cm} \quad \text{si} \quad \theta_{amas} < 35^o \tag{2.13}$$

Les particules passant tous les critères précédents mais pour lesquels ce critère de proximité d'une trace n'est pas rempli sont considérés comme des photons.

La figure 2.9 montre l'efficacité de détection d'un électron (à gauche) et d'un photon (à droite) dans un échantillon simulé d'événements QED Compton en fonction de son énergie (en haut) et de son θ (en bas). D'autres études [44] ont montrés que cette efficacité était la même dans les données et les échantillons simulés.

2.3.3 Reconstruction des jets

L'algorithme de recherche de jets est basé sur un algorithme en cône adapté du modèle LUCELL faisant partie de JETSET [45].

Pour reconstruire les jets, la cellule du calorimètre représentant le dépôt d'énergie le plus important de l'événement est d'abord prise en compte. L'ensemble des cellules se trouvant dans un cône (en η,φ) de rayon est associé au

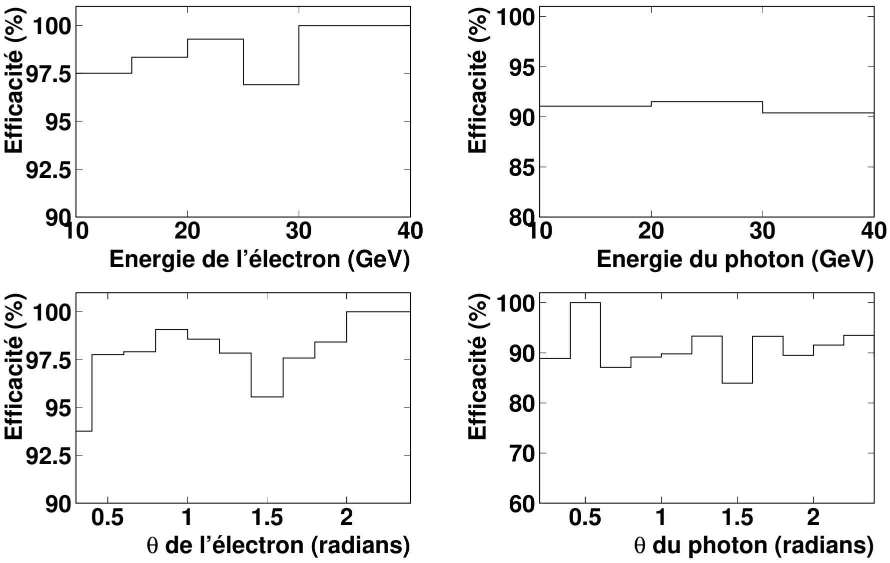


FIG. 2.9 – *Efficacité de détection par l'algorithme choisi d'un électron (à gauche) ou d'un photon (à droite) dans un échantillon simulé d'événements QED Compton en fonction de l'énergie (en haut) et du θ (en bas) de la particule recherchée.*

jet. Si le jet ainsi formé dépasse un certain seuil (5 GeV d'énergie transverse dans notre cas), alors il est pris en compte. Une fois ce premier jet trouvé la procédure est réitérée en prenant en compte toutes les cellules n'étant pas encore incluses dans un jet.

L'algorithme tient compte dans sa recherche de la granularité du calorimètre et de son extension en pseudo-rapidité. Une étude [46] a permis de déterminer les paramètres optimum devant être utilisés par cet algorithme de recherche de jets. Pour les topologies qui nous intéressent cette étude montre que les meilleurs résultats sont obtenus en demandant des jets ayant une énergie totale minimale de 5 GeV (ce qui évite la reconstruction de jets trop petits). Cette valeur de 5 GeV est un compromis entre une valeur trop élevée avec laquelle trop de jets de basse énergie n'auraient pas été retrouvés et une valeur trop basse avec laquelle certains jets auraient été fragmentés en deux jets (si ces deux morceaux dépassent tous les deux le seuil).

Dans l'étude [46] il est montré que la perte d'événements résultant des inefficacités de cet algorithme est la même pour les données réelles et les simulations Monte-Carlo.

Chapitre 3

Outils nécessaires à l'analyse

3.1 Les variables de l'analyse

Pour discriminer les signaux recherchés du bruit de fond, nous avons utilisé des grandeurs physiques décrivant chaque événement.

3.1.1 Variables associées à une particule

Chaque particule identifiée est caractérisée par son énergie déposée dans le calorimètre (E), celle-ci se décompose en 3 composantes orthogonales: E_x, E_y et E_z. Les composantes suivant x et y peuvent être regroupées pour former l'énergie transverse (E_t). Pour les particules ayant des traces, c'est à dire les particules chargées, les trajectographes permettent de mesurer l'impulsion ($\vec{P}$), et en particulier sa composante transverse (P_t). Les angles formés par une particule avec les axes x et z sont respectivement appelés φ et θ. La figure 3.1 donne la résolution en φ de notre analyse. Dans les deux échantillons présentés sur ces figures les deux particules devraient avoir des φ opposés, l'angle séparant la différence en φ entre ces deux particules et π donne la résolution en φ de notre analyse. La résolution est différente sur les deux figures puisque l'une mesure l'angle entre une particule électromagnétique et un jet (plus étendu) alors que l'autre mesure l'angle entre deux particules électromagnétiques (plus compactes).

3.1.2 Variables liées à la recherche d'un neutrino

Toutes les particules produites lors de la collision peuvent être identifiées dans le détecteur à l'exception des neutrinos. La signature de ceux-ci est donc caractérisée par un déséquilibre dans des grandeurs normalement conservées. Plusieurs variables sont utilisées pour pouvoir associer une non conservation

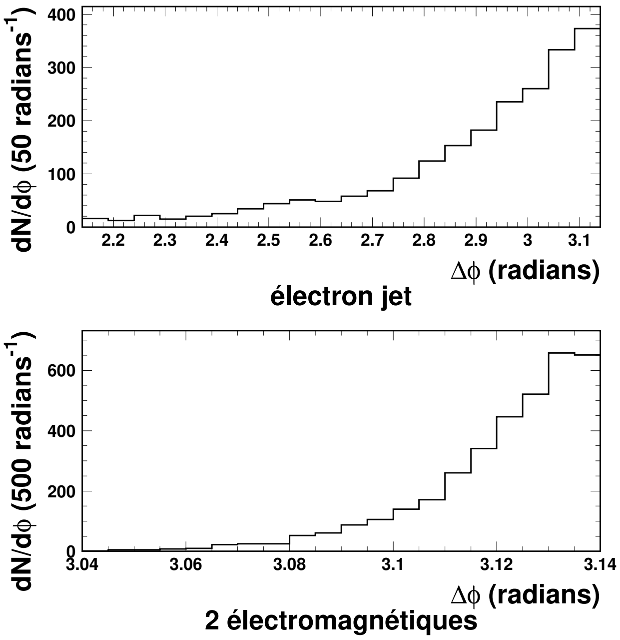


FIG. 3.1 – *Résolution en φ de notre analyse. La figure du haut montre l'angle entre un électron et un jet dans un échantillon simulé d'événements courant neutre. La figure du bas montre l'angle entre deux particules électromagnétiques (électron ou photon) dans un échantillon d'événements QED Compton. Les échelles des deux figures sont différentes.*

de l'une de ces grandeurs soit à la perte d'un neutrino, soit à une mauvaise mesure de cette grandeur (par exemple si l'une des particules de l'événement est dans une zone mal instrumentée du détecteur).

L'énergie transverse manquante

L'énergie est une grandeur conservée, cependant à HERA lors des collisions une partie du système hadronique (et parfois l'électron) est perdue dans le tube des faisceaux et la mesure de l'énergie totale n'est pas possible. Les particules perdues dans les tubes des faisceaux ont une énergie longitudinale importante, par contre la composante transverse de leur énergie est faible. La somme des composantes transverses des énergies des particules doit donc être quasiment conservée. Les particules incidentes ayant une énergie transverse nulle, la somme vectorielle des énergies transverses de toutes les particules de l'événement doit être proche de 0. Si ce n'est pas le cas, cela peut signifier, soit que l'énergie transverse de l'une des particules a été mal mesurée, soit qu'une particule, probablement un neutrino, a échappé à la détection.

La figure 3.2 donne la résolution en énergie transverse manquante (E_t^{miss}) de notre analyse. Cette résolution est en fait la résolution en énergie de notre calorimètre sur des événements de type NC. L'échantillon (NC) choisi n'a pas d'énergie transverse manquante puisque l'électron et le jet sont détectés. L'énergie transverse manquante qui apparaît sur la figure provient donc uniquement des imprécisions de la mesure.

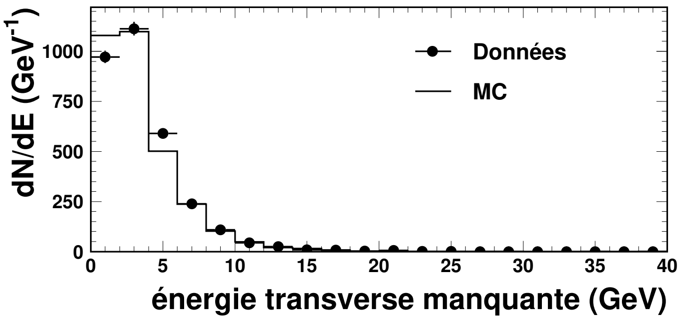


FIG. 3.2 – *Résolution en E_t^{miss} de notre analyse mesurée à l'aide d'un échantillon NC. Sur cette figure, 96,9% des événements ont moins de 10 GeV d'énergie transverse manquante.*

La différence énergie-impulsion longitudinale $E - P_z$

La perte d'une partie des restes du proton dans le tube des faisceaux vers l'avant, rend impossible la vérification de la conservation de l'énergie projetée sur l'axe z. Cependant, il est possible de vérifier que la différence entre l'énergie et l'impulsion suivant l'axe z ($E - P_z$) est conservée. En effet, pour le proton l'énergie (E) est égale à l'impulsion suivant z (P_z), le proton a donc $E - P_z = 0$. Pour l'électron, au contraire, E et P_z étant opposés, $E - P_z = 2E = 55$ GeV. Energie et impulsion étant des grandeurs conservées, la quantité $E - P_z$ finale de l'événement doit donc être égale à la quantitée $E - P_z$ initiale, c'est à dire 55 GeV.

Similairement à la présence d'un déséquilibre dans l'énergie transverse, une valeur de $E - P_z$ différente de 55 GeV montre que de l'énergie ou de l'impulsion suivant z sont manquant. Ce sera par exemple le cas des événements de type CC où le neutrino échappe à la détection ou des événements de photoproduction puisque dans ces événements l'électron diffusé est souvent perdu dans le tube des faisceaux.

La figure 3.3 donne la résolution en $E - P_z$ de notre analyse en comparant des événements sélectionnés avec des critères NC à un échantillon de NC simulés (Les NC étant des événements où la quantité $E - P_z$ est proche de 55 GeV). Elle montre aussi la distribution en $E - P_z$ d'événements de type CC ou photoproduction où une particule est perdue et le $E - P_z$ est donc inférieure à 55 GeV.

L'énergie transverse manquante perpendiculaire

L'énergie mesurée pour les jets est connue avec une imprécision assez grande du fait de la moins bonne résolution du calorimètre hadronique. De plus, les jets étant très étendus spatialement, il est possible qu'une partie du jet se trouve dans un crack ou que le jet ne soit pas entièrement contenu

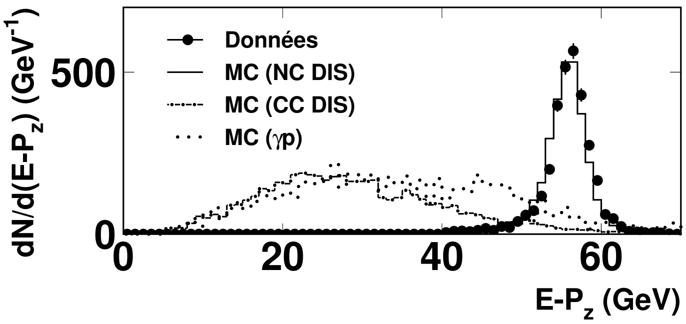


Fig. 3.3 – *Résolution en $E - Pz$ de notre analyse. Les échantillons NC simulés et données choisis ont un $E - Pz$ de 55 GeV. Les échantillons CC et γp ont eux un $E - Pz$ différent de 55 GeV. La renormalisation entre les échantillons est arbitraire.*

dans le calorimètre mais laisse aussi de l'énergie dans le calorimètre de fin de gerbe. Ces erreurs de mesure de l'énergie des jets sont souvent la cause d'énergie transverse manquante dans un événement.

Pour s'affranchir de ces problèmes de fluctation de l'énergie des jets, il est possible de s'intéresser à la projection de cette énergie manquante sur la direction perpendiculaire au jet comme le montre la figure 3.4. En effet, la contribution du jet sera alors nulle et seule la contribution à l'énergie transverse des autres particules (autres jets, électron, etc...) sera prise en compte. Cette variable est appelée “Energie transverse perpendiculaire”.

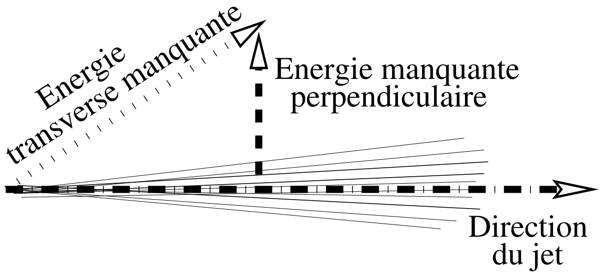


Fig. 3.4 – *Schéma montrant le rapport entre $E_t^{\rm miss}$ et l'énergie manquante perpendiculaire*

Cette variable permet donc d'éviter de confondre une fluctuation de la mesure de l'énergie du jet avec un neutrino mais elle ne peut bien entendu pas être utilisée dans les événements où l'on recherche uniquement un jet et un neutrino produits dos à dos (CC par exemple). La figure 3.5 donne la résolution en énergie transverse manquante perpendiculaire au jet de notre analyse.

La variable S

Une autre variable permettant de distinguer les événements où un neutrino s'est échappé de ceux où l'énergie manquante est produite par la fluctuation d'un jet est la variable S [32]. Elle correspond au rapport entre les

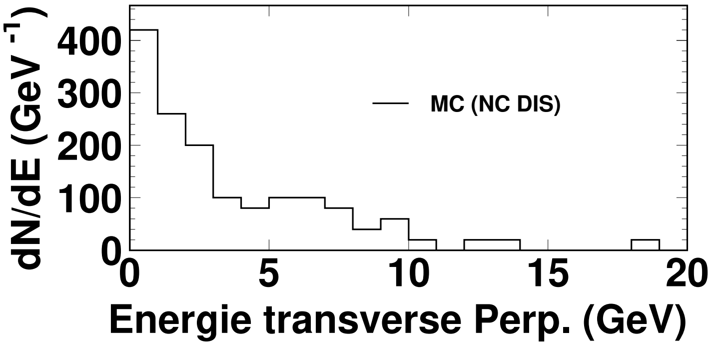


FIG. 3.5 – *Distribution de l'énergie transverse perpendiculaire d'un échantillon de NC ayant un énergie transverse manquante d'au moins 20 GeV .*

projections des quantités d'énergie antiparallèle (V_{ap}) et parallèle (V_p) à la direction de l'énergie transverse manquante.

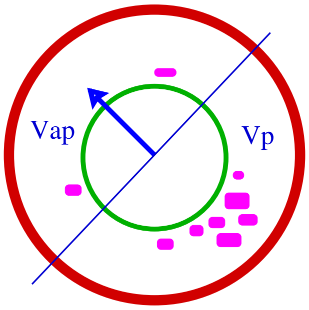


FIG. 3.6 – *La variable S.*

Pour la calculer il faut séparer le plan transverse (le plan contenant φ) en deux demi-plans, la frontière étant perpendiculaire à la direction de l'énergie transverse manquante (symbolisée par la fléche sur la figure 3.6). L'énergie transverse de l'ensemble des dépôts calorimétriques est alors sommée dans chacun de ces deux demi-plans. Le demi-plan contenant la direction de l'énergie transverse manquante est défini comme le demi-plan anti-parallèle, la somme de l'énergie transverse des dépôts calorimétrique de ce plan est appelée V_{ap}. L'autre plan est appelé plan anti-parallèle permettant de définir la somme V_p. Ces deux variables permettent de calculer $S = \frac{V_{ap}}{V_p}$.

Dans un événement qui devrait être équilibré en énergie transverse mais où une partie de celle-ci semble manquante parce qu'un objet est mal reconstruit, les dépôts d'énergie seront repartis uniformément dans le plan transverse et le rapport $\frac{V_{ap}}{V_p}$ sera proche de 1. Si au contraire un neutrino est présent dans cet événement les dépôts d'énergie seront plus importants dans la direction opposée à celle du neutrino. V_p étant alors nettement plus grand que V_{ap}, le rapport $\frac{V_{ap}}{V_p}$ sera plus proche de 0.

La distribution de la variable S pour un échantillon d'événements sans neutrino (NC) et avec neutrino (CC) est montrée sur la figure 3.7.

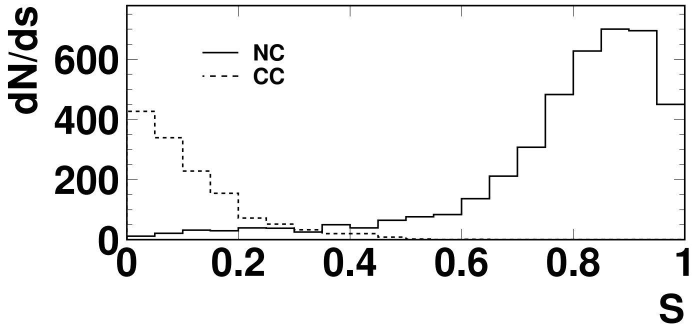


FIG. 3.7 – *Distribution de la variable S pour un échantillon d'événements sans neutrino (NC, trait plein) et avec neutrino (CC, trait discontinu).*

Corrélation entre variables neutrino

Les quatre variables neutrino présentées précédemment ont le même objectif: permettre de distinguer des événements où un neutrino est présent dans l'état final d'événements où il n'y en a pas dans l'état final. La figure 3.8 montre que ces 4 variables ont une corrélation certaine entres elles mais que cette corrélation n'est pas totale et qu'elles sont donc complémentaires.

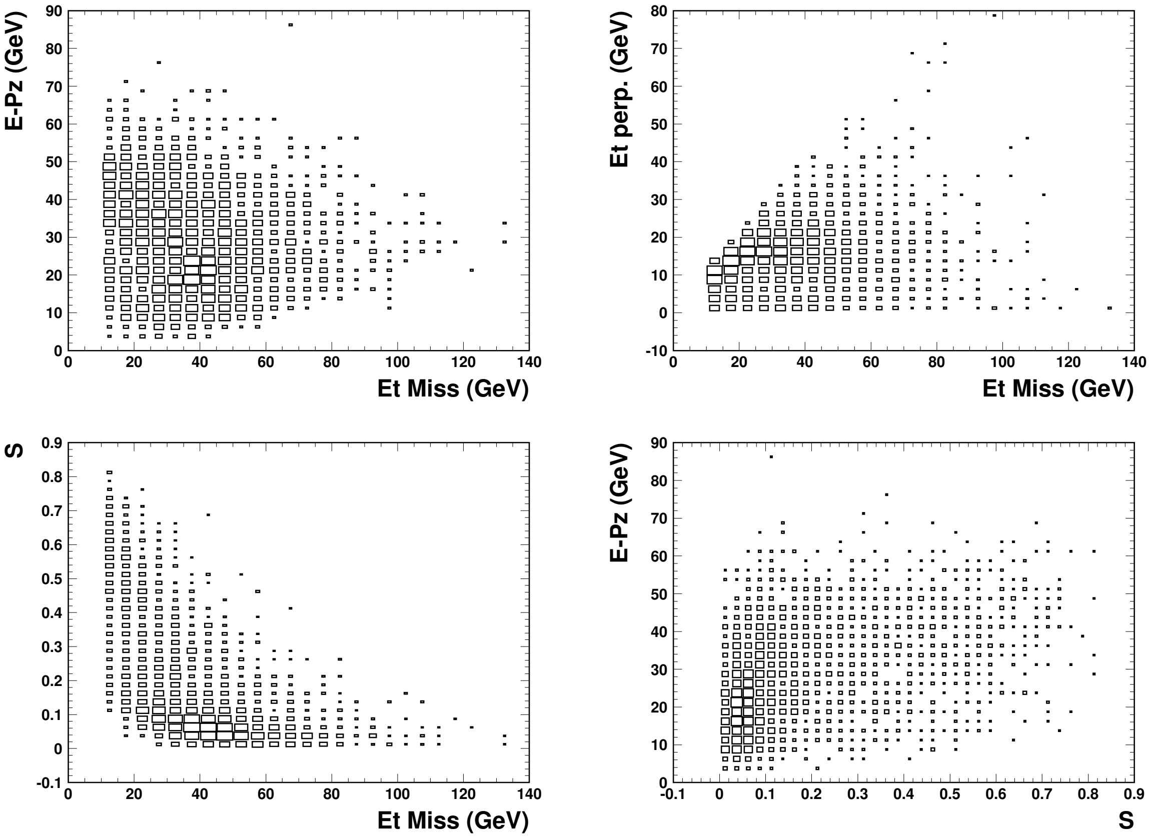


FIG. 3.8 – *Correlations entre les variables neutrino pour un échantillon d'événements de diffusion profondément inélastique par courant chargé.*

Ainsi la distribution en haut à gauche qui montre la relation entre $E-Pz$ et $E_t^{\rm miss}$ refléte la distribution angulaire du neutrino. En effet, l'une des variables ($E_t^{\rm miss}$) correspond à l'énergie emportée par le neutrino dans la direction transverse alors que l'autre variable ($E - Pz$) dépends de l'énergie emportée dans la direction longitudinale. L'énergie et le P_z du neutrino peuvent être retrouvés en combinant ces deux variables comme le montrent les équations 3.1 et 3.2 (avec M_ν la masse du neutrino que l'on peut approximer, aux énergie considérées, ici comme étant nulle).

$$P_z^\nu = \frac{1}{2}\left[\frac{M_\nu c^2 + (E_t^{miss})^2}{((E - P_z - 55)} - (E - Pz - 55)\right] \tag{3.1}$$

$$E^\nu = \frac{1}{2}\left[\frac{M_\nu c^2 + (E_t^{miss})^2}{((E - P_z - 55)} + (E - Pz - 55)\right] \tag{3.2}$$

La forme de V couché de cette distribution s'explique donc par la manière dont l'énergie est répartie entre ces deux variables (la pointe du V correspondant à l'angle $\frac{\pi}{4}$ et chaque branche correspondant à un neutrino préférentiellement dans l'une ou l'autre direction).

La figure en haut à droite permet de constater que l'énergie transverse manquante et l'énergie transverse manquante perpendiculaire sont assez fortement corrélées ce qui n'est pas surprenant puisque l'une est la projection de l'autre sur un axe particulier.

Sur la figure en bas à gauche (comparaison de S à E_t^{miss}) on constate que plus l'énergie transverse manquante est élevée plus il est probable que S soit petit ce qui s'explique parce le fait que plus l'énergie transverse manquante est élevée plus la direction de l'E_t^{miss}correspond à celle du neutrino (puisque c'est cette direction qui minimise S). La plus forte décorrelation à bas E_t^{miss}viens de la difficulté à choisir la bonne direction du neutrino.

Enfin, la figure en bas à droite, où $E - Pz$ et S sont comparées, nous montre qu'il existe un grand nombre d'événements en dehors de l'amas correspondant à un faible S et un $E-Pz$ inférieur à 55 GeV. Pour ces événements ces variables sont relativement décorrélées, cette décorrelation venant du fait qu'elles sont mesurées dans des plans orthogonaux.

3.1.3 Variables associées à un groupe de particules

Plusieurs particules présentes dans l'état final peuvent provenir de la désintégration d'une autre particule (par exemple un W). Afin de distinguer les particules provenant de cette désintégration de particules venant d'une autre source, il faut calculer la masse invariante de l'ensemble des particules issues de cette désintégration et vérifier qu'elle est bien proche de la masse de la particule recherchée.

Cette technique a été utilisée dans les analyses où l'on recherche un W ou un Z produits par la désexcitation du lepton excité.

Lorsqu'il y a plus de deux jets dans l'événement (par exemple si aux jets du boson s'ajoute un jet provenant de la radiation d'un gluon ou le jet de recul de la production du ν^*), la paire de jets (dijet) formant la masse invariante la plus proche de celle du boson recherché est considérée comme étant issue de la désintégration de ce boson. Une étude que j'ai réalisée a montré que cette méthode donnait la meilleure probabilité de retrouver les bons produits de désintégration du boson (voir table 3.9).

Echantillon de signal	Dijet le plus proche de la masse du W	Dijet le plus proche de la masse du W contenant le jet 1	Jets 1 et 2	Jets 1 et 3	Jets 2 et 3
Masse (en GeV)	Efficacité en %				
110	63	45	35	30	30
150	60	58	45	30	17
200	65	60	45	25	15
250	80	60	55	17	20

FIG. 3.9 – *Pour chacun des échantillons du signal* $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$ *(où 3 jets sont très souvent détectés dans l'état final) , efficacité en % avec laquelle les deux jets du W sont bien retrouvés en fonction de la méthode de choix. Les jets sont ordonnés en fonction de leur impulsion transverse, le jet 1 ayant la plus grande impulsion transverse.*

La distribution de la masse de ces dijets lors d'une recherche de W dans des échantillons impliquant un processus avec ou sans W est montrée sur la figure 3.10.

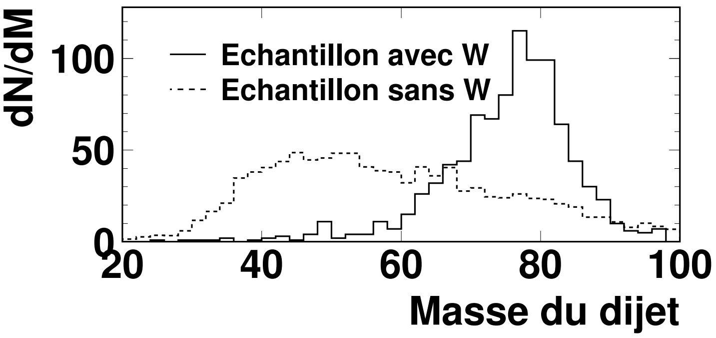


FIG. 3.10 – *Distribution de la masse de dijet la plus proche de celle du W pour un échantillon où le processus contient un W (trait plein) et un processus sans W (trait discontinu).*

3.2 Présélection et traitement des données

La luminositée intégrée collectée par le détecteur H1 et exploitable pour mes analyses entre 1994 et 1997 est de 37 pb^{-1}. Celle collectée lors des collisions e^-p en 1998 et 1999 est de 15 pb^{-1} et celle collectée durant les collisions e^+p en 1999 et 2000 est de 68 pb^{-1}.

Ces données représentent un très grand nombre d'événements permettant de faire des analyses très diverses (mesures de fonction de structure, de section efficace de nombreux processus, ...). Seule une petite fraction de ces événements est utile pour la recherche de phénomènes nouveaux tels que les leptons excités. L'utilisation de l'ensemble de ces données pour notre analyse consommerait énormément de temps de calcul inutilement. Les données sont donc présélectionnées en plusieurs étapes pour ne laisser à la fin qu'un volume raisonnable sans altérer les résultats.

3.2.1 La présélection H1 France

Les groupes français travaillant sur H1 ont choisi des thèmes d'analyses très proches (étude des événements à grande impulsion transverse et recherche de phénomènes nouveaux). Ils utilisent donc des ensembles de données ayant des caractéristiques très proches et ont défini des critères de présélection d'événements communs. Cette présélection est connue sous le nom de "présélection H1 France". J'ai eu la responsabilité de cette présélection de données et de leur transfert vers Marseille pour les données prises entre 1998 et 2000.

3.2.2 Présélection spécifique à une ou plusieurs analyses

Chacune de mes analyses n'utilise qu'une partie des données contenues dans la présélection H1 France. J'ai donc effectué des préselections supplémentaires pour ne traiter dans chaque analyse qu'un lot restreint de données.

La présélection servant de base à l'analyse $e^* \to e+\gamma$ demande la présence de deux amas électromagnétiques (électron ou photon) ayant chacun une énergie transverse supérieure à 10 GeV et se trouvant dans le calorimètre à Argon Liquide.

Pour les quatre canaux ayant des jets ($e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$, $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$, $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$ et $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$) la présélection demande la présence d'au moins deux jets dans le calorimètre, l'un ayant plus de 15 GeV d'impulsion transverse et l'autre au moins 14 GeV, avec des critères angulaires supplémentaires.

Enfin, le canal $\nu^* \to \nu + \gamma$ repose sur une présélection demandant au moins 14 GeV d'énergie transverse manquante dans l'événement (le canal $\nu^* \to \nu + \gamma$ n'étant étudié que pour les données e^-p, cette présélection n'est faite que pour cet échantillon).

La stabilité des ces présélections en fonction de la période de prise de données est visible sur la figure 3.11. Cela permet de vérifier qu'une partie intéressante des données n'a pas été perdue lors des différentes étapes de la présélection.

3.2.3 Les bruits de fond non physiques

Les données collectées peuvent contenir des événements ne correspondant pas à une collision mais à d'autres phénomènes. Il est important d'identifier ces événements et de les éliminer car ils pourraient altérer le résultat de l'analyse.

Rayons cosmiques

Le détecteur, comme tout point de la terre, est régulièrement traversé par des rayons cosmiques. Le puits au fond duquel se trouve H1 est profond d'une vingtaine de mètres, ce qui limite le flux de rayons cosmiques, mais ceux-ci restent importants. Ces rayons forment l'un des principaux bruits de fond non physique gênant pour mes analyses. Un exemple de rayon cosmique traversant le détecteur se trouve sur la figure 3.12.

Halo de muon

Le faisceau de protons est entouré d'un halo de muons produits principalement lors de collisions avec les collimateurs des expériences ou avec des éléments du détecteur se trouvant à proximité des faisceaux. Ces muons peuvent entrer dans le détecteur en laissant des dépôts énergétiques dans les calorimètres et simuler un événement.

Collision avec le gaz résiduel

L'une des particules de l'un des faisceaux peut entrer en collision avec le gaz résiduel et produire de nombreuses particules confondues par le système de déclenchement avec des particules provenant d'un événement physique.

Empilement

Enfin, si deux collisions se produisent avec un écart temporel trop faible, il restera (surtout dans le calorimètre) des éléments de la première au moment de la seconde collision donnant naissance à deux événements superposés desquels il est difficile d'extraire l'un et l'autre.

Ces bruits de fond non physiques parasitent les analyses et il est nécessaire de trouver des méthodes permettant de les enlever des données.

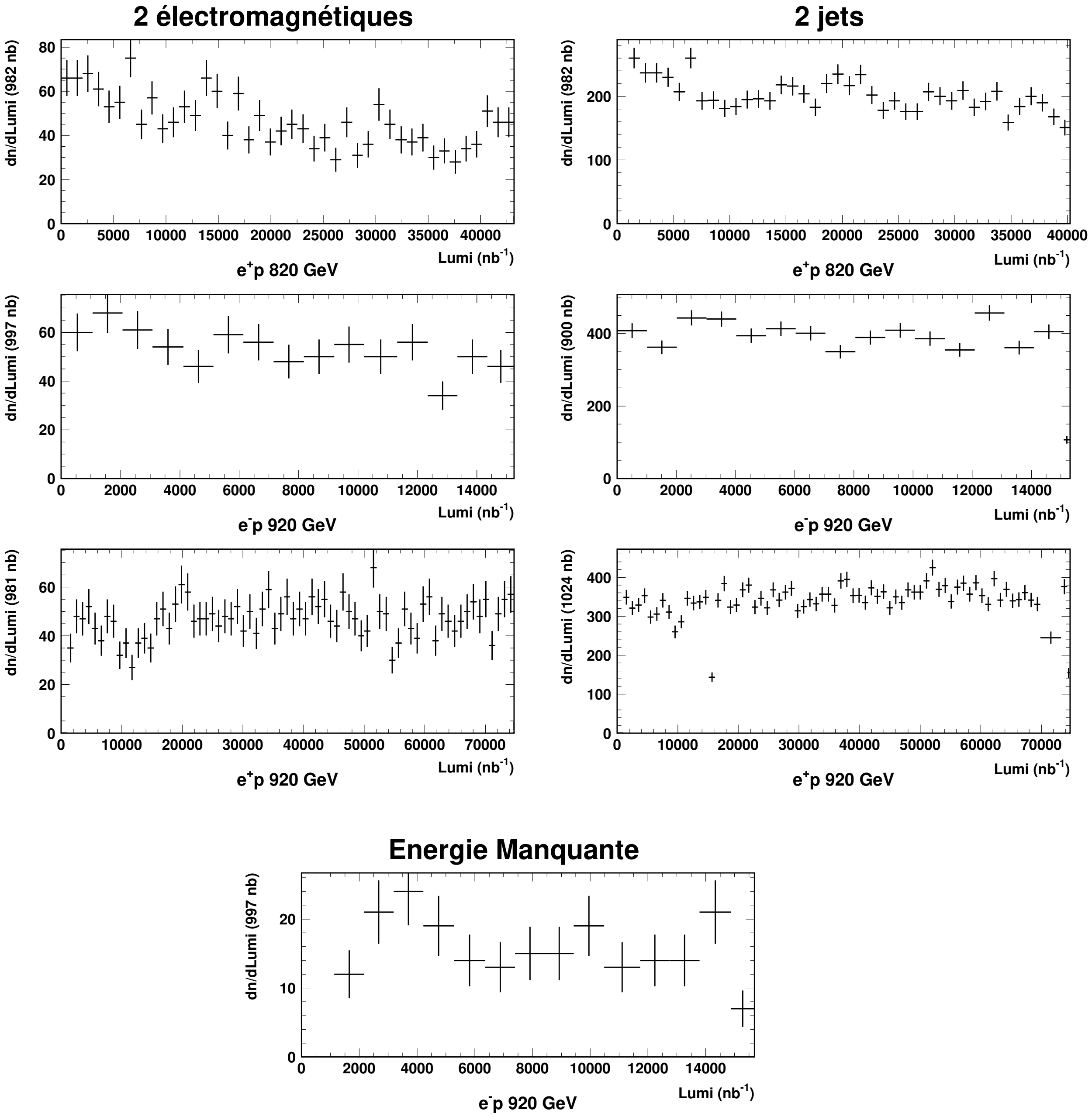


FIG. 3.11 – *Evolution du nombre d'événements par unité de luminosité pour les trois échantillons des présélections 2 électromagnétiques (à gauche), 2 jets (à droite) ou énergie manquante (au milieu, en bas).*

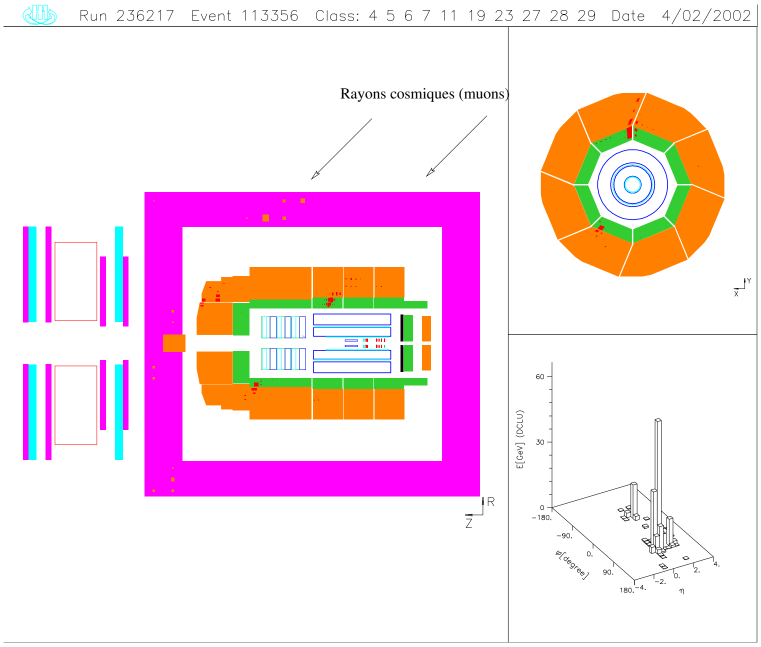


FIG. 3.12 – *Un exemple d'événement de bruit de fond non physique: un rayon cosmique traversant le détecteur.*

3.2.4 Rejet des bruits de fond non physiques

Pour réduire aux maximum les bruits de fond non physiques, il est possible d'appliquer des contraintes sur la position spatiale et temporelle ainsi que sur la topologie de l'événement.

Discrimination spatiale: position du vertex Le vertex d'un événement résultant de la collision des deux faisceaux se trouve nécessairement dans la zone de croisement des faisceaux. Un événement résultant d'un bruit de fond non physique, au contraire, peut avoir son vertex n'importe où dans le détecteur. Les événements ayant un vertex situé à plus de 35 cm du point d'interaction nominal seront donc rejetés. La figure 3.13 montre la distribution en z du vertex de données.

Cette méthode permet de rejeter une partie du bruit de fond produit par les rayons cosmiques, le halo de muons et les collisions avec le gaz résiduel.

Discrimination temporelle: temps de l'événement L'instant de croisement de deux faisceaux est connu avec une grande précision grâce à l'horloge synchronisant HERA. Les systèmes d'acquisition rapide de données équipant les trajectographes et le calorimètre permettent de connaître, avec

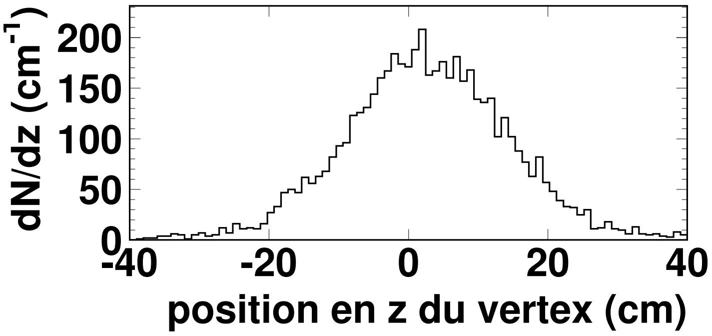


FIG. 3.13 – *Distribution suivant z du vertex d'un échantillon de données de la préselection H1 France.*

une résolution nettement supérieure à l'intervalle de temps séparant deux croisements de faisceaux, l'instant où le passage de particules a été détecté dans ces éléments.

Si l'instant où les trajectographes et le calorimètre ont enregistré le passage de particules est éloigné de celui où la collision est censée s'être produite, l'événement résulte plus probablement du passage d'un rayon cosmique que d'une collision physique.

Si les temps mesurés par les trajectographes et le calorimètre ne concordent pas, cela signifie qu'un empilement s'est produit entre un événement et les données résiduelles d'un croisement antérieur.

Dans mon analyse, je n'ai retenu que les événements pour lesquels l'accord entre l'instant de collision donné par l'horloge de HERA et celui donné par les trajectographes est inférieur à 20% de l'intervalle séparant deux collisions et l'écart entre l'horloge de HERA et le temps donné par le calorimètre est inférieur à 50% de l'intervalle séparant deux collisions. Enfin, pour rejeter les empilements, je n'ai conservé que les événements pour lesquels les trajectographes et le calorimètre indiquaient que la collision avait eu lieu lors du même croisement de faisceaux. La figure 3.14 donne la distribution du temps d'arrivée des particules dans les CJC et le LAr.

Discrimination topologique Cependant, certains bruits de fond non physiques passent l'ensemble de ces critères. Un ensemble d'algorithmes spécifiques [44, 47] analyse donc la topologie de chaque événement et en déduit des indicateurs aidant à décider si cet événement correspond ou non à un bruit de fond non physique.

Afin de tenir compte des risques de rejet d'événements de physique ayant une topologie proche de celle des événements non physiques, les algorithmes

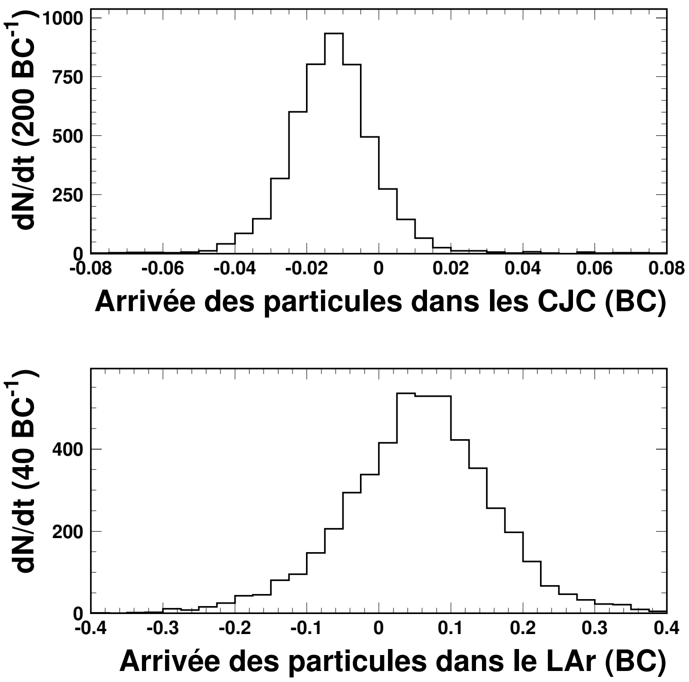


FIG. 3.14 – *Distribution du temps d'arrivée des particules dans les CJC (figure du haut) et le LAr (figure du bas), le zéro est fixé arbitrairement et les temps sont exprimés en croisements de faiceaux (*Bunch Crossing, BC*). Les échelles des deux figures sont différentes: La résolution temporelle de la CJC est meilleure que celle du calorimètre. L'échantillon de données ayant servi à faire cette figure a été présélectionné pour rejeter certains bruits de fond non physique.*

de discrimination topologique des bruits de fond non physiques sont aussi utilisés sur les échantillons simulant les bruit de fond physique et le signal. L'efficacité des analyses et les prédictions du modèle standard tiennent donc compte des événements rejetés à tort par ces algorithmes.

3.3 La simulation des bruits de fond physiques et du signal

3.3.1 La simulation des bruits de fond physiques

Pour pouvoir analyser les données recueillies par H1, il faut les comparer aux prédictions du modèle standard. Des programmes informatiques, appelés générateurs Monte-Carlo servent à simuler les processus physiques se produisant à HERA et d'autres programmes permettent de simuler et reconstruire très précisément la topologie obtenue dans le détecteur suite à ces processus physiques.

Pour les analyses présentées dans cette thèse plusieurs générateurs ont été utilisés.

Le générateur Django [48] a permis de prédire le bruit de fond provenant des événements profondément inélastiques à courant neutre et à courant chargés. Ce programme inclut des corrections QED de premier ordre [49] et des corrections QCD venant du modèle dipolaire coloré (*Colour Dipole Model* [50]). Les densités de partons sont issues de la paramétrisation MRST [51] des fonctions de structure du proton. Le processus d'hadronisation est simulé selon le modèle de fragmentation de Lund grâce à JETSET [45].

Le générateur RAPGAP [52] a aussi servi à la production des événements de diffusion profondément inélastique avec les mêmes corrections radiatives QED mais avec une modélisation QCD incluant les éléments de matrice de premier ordre et des corrections radiatives modélisées par des gerbes de partons [45]. Ce générateur s'est montré plus adapté pour reproduire la contribution des événements de diffusion profondément inélastique avec échange de courant neutre dans les analyses $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$ et $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$.

PYTHIA [53] a été utilisé pour simuler les processus de photoproduction directe et résolue.

WABGEN [54] a permis de prédire les événements QED Compton (Wide-Angle Bremsstrahlung).

EPVEC [55] simule la production de bosons vecteurs électrofaibles, il a donc permis la simulation des événements W.

A l'aide de ces générateurs, l'ensemble des processus du modèle standard influant sur notre analyse ont été simulés. Pour certains processus (comme par exemple la photoproduction) dont la section efficace est très grande dans une partie de l'espace des paramètres ne nous intéressant pas, la simulation utilisée était limitée à la partie de l'espace des paramètres nous intéressant, par exemple en restreignant le domaine de Q^2 ou de $\hat{p}_t$ sur lequel la génération était faite ($\hat{p}_t$ est l'impulsion transverse des partons lors de la génération de l'événement). Parfois, pour éviter la prépondérance d'événements provenant d'une seule partie de l'espace des paramètres au détriment des parties dont la section efficace est plus faible, les événements les plus fréquents ont été pondérés et seule une fraction a été conservée.

Ainsi, par exemple, la simulation d'événements NC à 920 GeV est séparée en trois parties en fonction du Q^2 des événements produits, ce qui permet de disposer d'une grande luminosité (surtout à très grand Q^2 où la section efficace est plus faible comme le montre la table 1.18, page 24) sans nécessiter la production d'un nombre trop grand d'événements à bas Q^2 (où la section efficace est plus élevée). La première partie contient des événements ayant un Q^2 compris entre 60 GeV^2 et 100 GeV^2, la seconde ceux compris entre 100 GeV^2 et 1000 GeV^2 et la troisième ceux ayant un Q^2 supérieur à 1000 GeV^2. Dans le fichier contenant les événements de Q^2 compris entre 100 et 1000 GeV^2, les événements ayant un Q^2 compris entre 100 et 200 GeV^2 sont pondérés ce qui permet de diminuer le nombre d'événements présents dans le fichier sans altérer trop fortement l'erreur statistique..

Afin de minimiser l'erreur statistique, la luminosité de chacun des échantillons simulés représente plusieurs fois la luminosité des données. Ainsi, par exemple, la luminosité des échantillons CC est de 2837 pb^{-1} pour les données e^+p à 820 GeV, de 1433 pb^{-1} pour les données e^-p à 920 GeV et de 2700 pb^{-1} pour les données e^+p à 920 GeV. Pour les simulations NC, pour les Q^2 compris entre 100 et 500 GeV^2 dans les données e^-p à 920 GeV, la luminosité est de 32 pb^{-1} et elle est de 341 pb^{-1} pour les Q^2 supérieurs à 1000 GeV^2.

3.3.2 La simulation du signal

Simulation de la production d'un électron excité

Il est conventionnel de rechercher les leptons excités en choisissant, pour les facteurs de formes du lagrangien de la formule 1.2, les relations $f = +f'$ et $f = -f'$. Cependant, à HERA, la production d'électron excités se fait par l'échange d'un boson dans la voie t, or quand $f = -f'$ l'équation 1.4 donne $c_{\gamma\nu^*e} = 0$ et seule la production par échange d'un Z reste possible. La section efficace de production d'un électron excité devient alors très petite.

Lorsque j'ai effectué ces analyses le générateur disponible, COMPOS [56], ne permettait pas de traiter le production d'électron excité par l'échange d'un Z et les échantillons utilisés négligent donc cette contribution. Une vérification ultérieure (voir tableau 6.1, page 141) a permis de confirmer la justesse de cette hypothèse. L'efficacité et l'acceptance de l'analyse e^* sur le signal recherché ont donc été déterminées avec COMPOS.

Simulation de la production d'un neutrino excité

Dans COMPOS, production et désintégration des leptons excités sont factorisés. Cette hypothèse n'est possible que dans l'approximation de largeur étroite (définie page 16). Lorsque cette approximation n'était plus utilisable, nous avons choisi d'utiliser un autre générateur, COMPHEP [57] auquel a été ajouté le lagrangien régissant le couplage entre les neutrinos excités et les leptons légers. Ce générateur permet de simuler le processus à 3 corps $ep \to lVX$. Ce générateur a donc été utilisé pour prévoir l'efficacité et l'acceptance des analyses lorsque la largeur naturelle de la particule produite est plus grande que la résolution expérimentale. Les échantillons générés dépendent donc de la valeur du couplage $\frac{f}{\Lambda}$et de la relation f'/f à laquelle ils sont générés. La compatibilité entre les résultats de COMPHEP et COMPOS a été vérifiée dans une région où ils sont tous les deux utilisables.

3.4 Calibration

3.4.1 Calibration de l'énergie mesurée

La réponse du calorimètre doit être calibrée pour donner une précision maximale sur l'énergie mesurée. Le signal que nous recherchons est contenu dans le LAr, je ne me suis donc interessé qu'à la calibration de ce calorimètre. Cette calibration peut se faire en utilisant des événements dans lesquels l'énergie d'une particule est contrainte par d'autres variables, indépendante de la réponse en énergie du calorimètre. C'est par exemple le cas des événements profondément inélastiques avec échange de courant neutre qui permettent de calibrer la partie électromagnétique du calorimètre: les angles θ'_e et γ avec lesquels l'électron et le jet sont diffusés permet de connaître l'énergie de l'électron. Il est donc possible de comparer, pour un événement donné la mesure directe de l'énergie d'un électron avec celle fournie par la méthode dite "double angle" qui donne l'énergie E_{DA} de l'électron grâce aux formules suivantes (en reprenant les notations des formules de la section 1.5.1 sur la diffusion profondément inélastique, page 19) [33]:

$$Q^2_{DA} = \frac{4E_e^2 \sin\gamma(1+\cos\theta'_e)}{\sin\gamma + \sin\theta'_e - \sin(\gamma+\theta'_e)} \tag{3.3}$$

$$x_{DA} = \frac{E_e}{E_p}\frac{\sin\gamma + \sin\theta'_e + \sin(\gamma+\theta'_e)}{\sin\gamma + \sin\theta'_e - \sin(\gamma+\theta'_e)} \tag{3.4}$$

$$E_{DA} = E_e \times \frac{(1-(Q^2_{DA}/x_{DA}s))}{\sin(\frac{\theta_e}{2})} \tag{3.5}$$

et E_e l'énergie de l'électron incident.

J'ai utilisé la calibration décrite dans [58]. La figure 3.15 montre une vérification de cette calibration pour les données e^-p 1998-99.

Etant donné qu'il y a peu de signal attendu dans la roue située à l'arrière (BBE) nous avons choisi de ne pas l'utiliser dans nos analyses nos analyses ne sont donc pas affectées par la résolution moindre de cette roue.

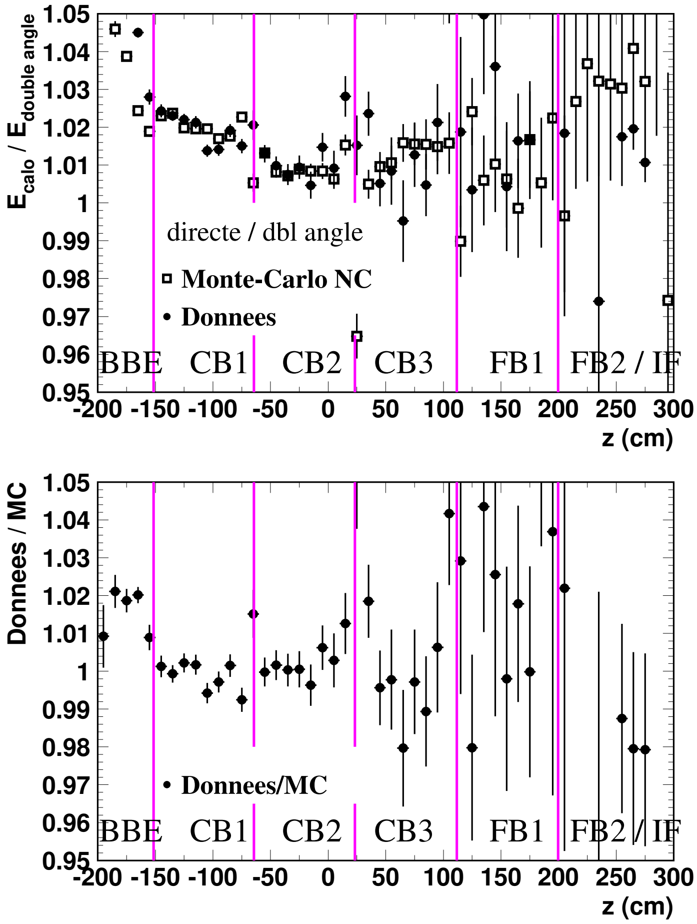


FIG. 3.15 – *Rapport des énergies obtenues avec la méthode directe et double angle (en haut) et rapport entre donnnées et Monte-Carlo (en bas) pour les trois roues centrales du calorimètre.*

3.4.2 Calibration temporelle

Pour assurer une résolution optimale de la réponse en temps des éléments d'acquisition rapide du calorimètre à Argon Liquide, ceux-ci doivent être calibrés. Cette calibration s'effectue en prenant un échantillon d'événements très "propre" dans lequel la présence de bruit de fond non physique est peu probable. Pour chacune des 512 grandes tours le temps moyen de réponse et la dispersion temporelle de cette réponse sont calculés ce qui permet de connaître la correction à appliquer à la mesure de cette grande tour. J'ai effectué cette calibration pour les données prises entre 1997 et 1999 en me basant sur des travaux antérieurs [59].

J'ai choisi deux échantillons d'événements "propres". L'un contenant des événements de diffusion profondément inélastique par Courant Neutre, l'autre contenant des événements de photoproduction. L'électron des événements de type courant neutre permet de calibrer la partie électromagnétique centrale du calorimètre alors que le jet permet de calibrer la partie avant du calorimètre. Les jets des événements de photoproduction permettent de calibrer la partie centrale du calorimètre hadronique.

A ces deux échantillons, j'ai appliqué des critères de sélection communs pour rejeter des événements non physiques:

1. La distance projetée sur l'axe z entre le point d'interaction et le point d'interaction nominal doit être inférieure à 35 cm.
2. Les détecteurs de bruit de fond topologiques évoqués à la section 3.2.4 ne doivent pas indiquer que cet événement ressemble à un bruit de fond non physique.
3. Le temps séparant le croisement de faisceaux et le passage des particules chargées dans les trajectographes ne doit pas excéder 10% de l'intervalle séparant deux croisements de faisceaux. Ce critère permet de sélectionner des événements dont le temps de passage est bon sans apporter de biais sur la variable calorimétrique que nous souhaitons calibrer.
4. Le temps séparant le croisement de faisceaux et l'arrivée des particules dans le calorimètre ne doit pas excéder 60% de l'intervalle séparant deux croisements de faisceaux. Ce critère permet de rejeter des événements dont le temps d'arrivée est très mauvais. La valeur de 60% est suffisamment importante pour ne pas altérer la calibration.

A ces critères de sélection communs s'ajoutent des critères spécifiques permettant de sélectionner les événements voulus pour chacun des deux échantillons. Pour l'échantillon NC les critères suivants sont ajoutés:

- Au moins 1 électron d'énergie transverse supérieure à 10 GeV.
- $40 < E - P_z < 70$ GeV

Pour l'échantillon de photoproduction les critéres ajoutés sont:

- Au moins deux jets avec $10^o < \theta < 150^o$
- L'un des jets doit avoir une énergie transverse supérieure à 15 GeV et l'autre à 14 GeV.

L'ensemble de ces deux échantillons représente 37025 événements dans les données accumulées en 1997 et 45967 dans les données accumulées en 1998-99.

Ces deux échantillons ont permis de calculer deux estimateurs associés à chaque grande tour (*Big Tower, BT*) et définis dans [59]:

1. le temps de réponse $t(BT)$ de la grande tour.

2. $dt(BT) \sim \frac{dt^0(BT)}{E(BT)}$, la dispersion en temps de la tour, inversement proportionnelle à l'énergie, puisque plus l'énergie déposée est proche du seuil, plus celle-ci sera sensible au bruit.

où $dt^0(BT)$ est une constante appelée résolution intrinsèque de la grande tour, $E(BT)$ est l'énergie de la grande tour.

Les deux estimateurs $t(BT)$ et $dt(BT)$ dépendant de l'énergie, ils ont été calculés pour 5 plages d'énergie différentes (avec des séparations à 2,1 GeV, 3,8 GeV, 6,9 GeV, 14,7 GeV et 29,3 GeV).

La figure 3.16 montre la valeur moyenne de ces estimateurs.

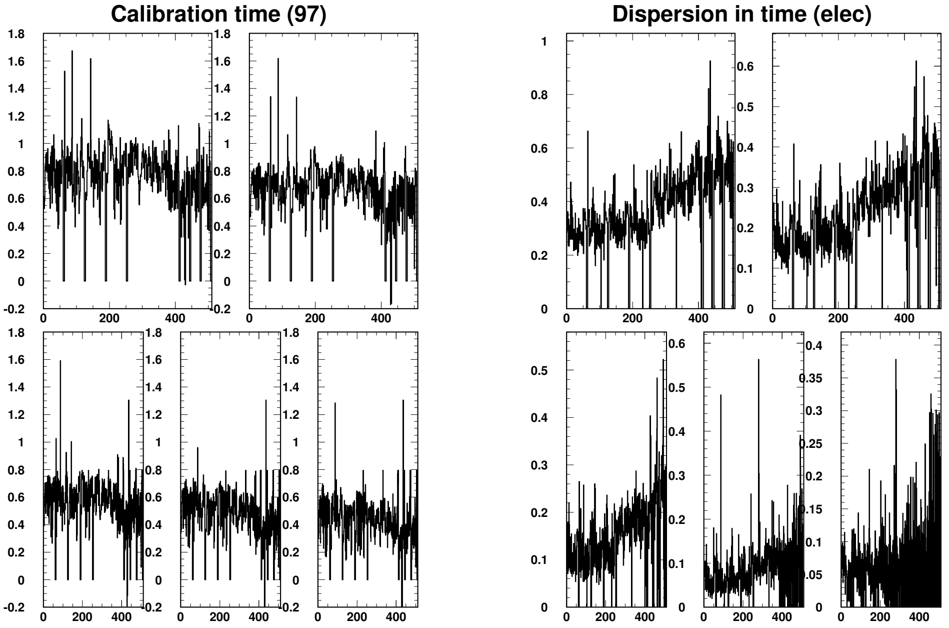


FIG. 3.16 – *Valeurs, en fonction du numéro de la grande tour, des estimateurs* $< t(BT) >$ *(à gauche) et* $< dt(BT) >$ *(à droite) pour chacune des 5 plages d'énergie.*

Le temps de passage des particules dans une grande tour utilise la moyenne des $t(BT)$ de notre échantillon (pour la plage d'énergie choisie) et est défini par:

$$t(BT)_{\text{calibré}} = t(BT)_{\text{mesuré}} - < t(BT) >_{cal} \tag{3.6}$$

Les valeurs moyennes des $dt(BT)$ permettent d'ajuster les $dt^0(BT)$.

Le temps T_{LAr} d'un événement dans le LAr utilisé pour éliminer les bruits de fond non physiques (voir section 3.2.4 page 52) est alors donné par:

$$T_{LAr} = \frac{\sum_{BT} \frac{t(BT)}{dt(BT)^2}}{\sum_{BT} \frac{1}{dt(BT)^2}} \tag{3.7}$$

La figure 3.17 montre l'amélioration de la résolution temporelle obtenue grâce à cette calibration.

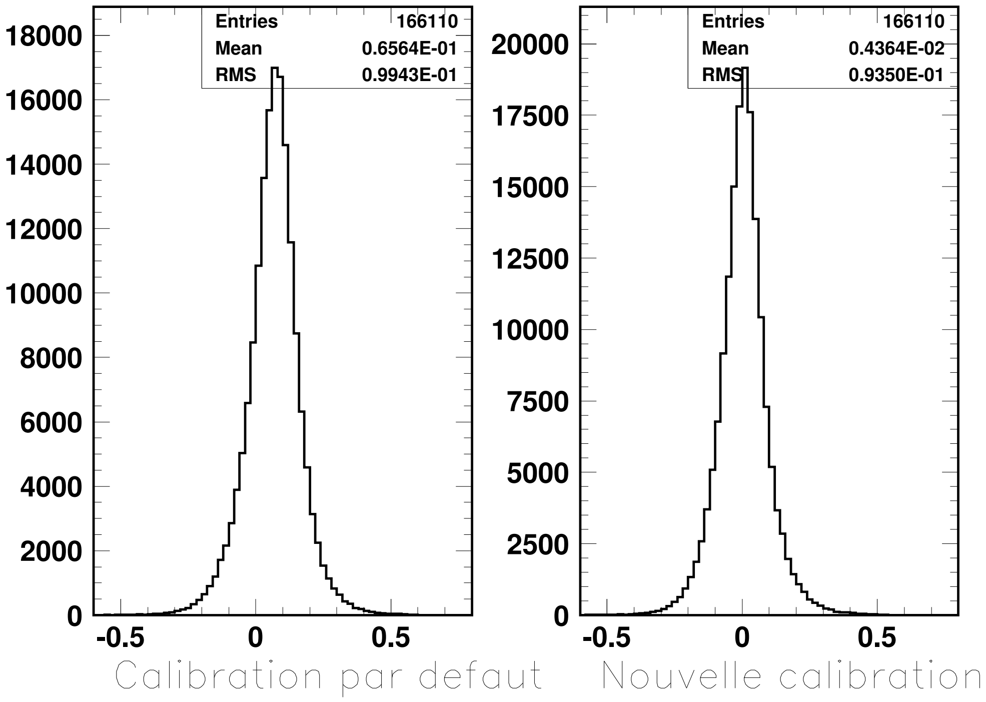


FIG. 3.17 – *Amélioration de la résolution temporelle du calorimètre grâce à sa calibration.*

Chapitre 4

Recherche des produits de désexcitation de l'électron excité

L'échange d'un boson neutre (photon ou Z^0) entre l'électron incident et l'un des quarks du proton peut mettre cet électron dans un état excité (si un tel état existe). Cet électron pourra alors se désexciter soit de manière électromagnétique en émettant un photon, soit de manière faible en émettant l'un des bosons liés à cette force ($W^\pm$ ou Z^0). Ces trois canaux possibles de désexcitation ont été couverts par trois analyses différentes (pour le cas des bosons faibles, seul le canal hadronique - dominant - de désintégration du boson a été étudié). Ce sont les analyses $e^* \rightarrow e + \gamma$, $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$ et $e^* \rightarrow \nu + W_{\hookrightarrow qq}$.

4.1 Le canal $e^* \rightarrow e + \gamma$

Le canal $e^* \rightarrow e + \gamma$ correspond à la désexcitation électromagnétique d'un électron excité. Il comporte donc un électron et un photon dans son état final. Dans le cas où l'interaction est inélastique, ce qui représente lorsque $f = f'$ (cas de mon analyse) environ la moitié de la section efficace (voir section 1.4.6, page 14) un ou plusieurs jets de recul provenant de l'hadronisation du quark ayant participé à l'interaction et de l'hadronisation des restes du proton sont aussi présents dans l'état final.

La seule différence entre un photon et un électron dans le détecteur est la présence d'une trace à proximité du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Lorsqu'un photon est trop près d'un jet, l'une des traces de ce dernier peut-être associée au dépôt électromagnétique dans le calorimètre et le photon sera pris, à tort, pour un électron. A haute masse, lorsque l'électron excité est fortement propulsé vers l'avant, le photon sera souvent très proche du ou des jets et la confusion électron-photon sera fréquente. A très haute masse plus d'un tiers des événements retenus par mon analyse dans la simulation du signal sont identifiés comme ayant deux électrons et aucun photon comme le montre la table 4.1. Afin d'éviter cette confusion et d'améliorer l'efficacité de l'analyse sur le signal, photons et électrons ne sont pas différenciés lors de cette analyse. Ils sont désignés par le terme générique de "particule électromagnétique".

Masse du signal	% ee	% eγ	% $\gamma\gamma$
100 GeV	5,9	93,5	0,6
150 GeV	20,2	79,7	0,1
200 GeV	25,2	74,7	0,1
250 GeV	34,1	65,6	0,3

TAB. 4.1 – *Proportion du nombre d'événements de signal* $e^* \to e + \gamma$ *passant les coupures d'analyse et étant identifiés comme contenant 2 électrons, un électron et un photon ou deux photons.*

Cette topologie est identique à celle des événements QED Compton décrits dans la section 1.5.3, page 21. Les événements de ce type sont donc indiscernables du signal. Ils constituent, par conséquent, un bruit de fond irréductible. Cependant, ce bruit de fond est non-résonnant, contrairement au signal attendu qui devrait présenter une résonance se traduisant par une accumulation d'événements à la masse de l'électron excité. La section efficace de production d'événements QED Compton ayant une masse invariante $e\gamma$ élevée étant très faible, ce bruit de fond devient faible lorsque l'on recherche des électrons excités de masse suffisamment élevée (au delà de 100 GeV).

Les événements photon-photon décrits dans la section 1.5.4 page 22 où la paire produite est une paire d'électrons auront aussi une topologie proche de celle du signal recherché puisque nous ne faisons pas la distinction en électrons et photons.

Enfin, des événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre décrits dans la section 1.5.1 page 17 où le lepton rayonne un photon ou bien des événements où un élément d'un jet est identifié, à tort, comme étant une particule électromagnétique formeront un troisième bruit de fond non négligeable. Ces éléments parasites peuvent être, par exemple, un jet, issu de l'hadronisation d'un quark, dominé par un π^0 qui se désintègre en deux photons. Les deux photons vont donner une forte composante électromagnétique au jet qui pourra être confondu avec une particule électromagnétique (un électron car les autres particules du jet laissent des traces).

Un échantillon de contrôle a été utilisé afin de s'assurer du bon accord entre les données et les simulations utilisées pour effectuer les calculs de prédiction du modèle standard. Cet échantillon de contrôle contient l'ensemble des événements ayant les propriétés suivantes:

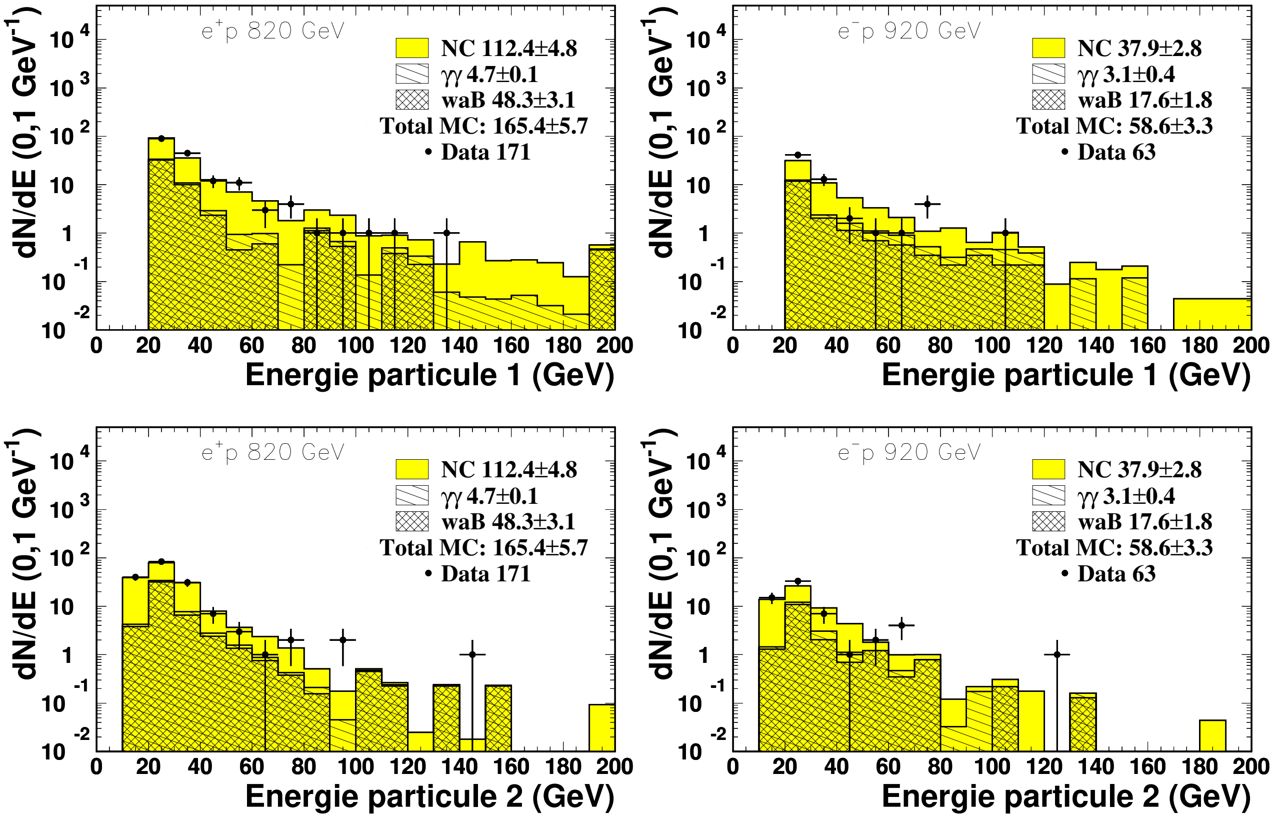
- Au moins deux particules électromagnétiques,
- La particule électromagnétique de plus haute énergie transverse (numérotée 1) doit avoir au moins 20 GeV d'énergie transverse,
- La seconde particule électromagnétique de plus haute énergie transverse (numérotée 2) doit avoir au moins 15 GeV d'énergie transverse,
- Ces deux particules doivent avoir un θ compris entre 0,1 et 2,2 radians.

Les nombres d'événements ayant les propriétés requises pour figurer dans les échantillons de contrôle correspondant à chacune des trois périodes de prise de données sont résumés dans le tableau 4.2. Les principales variables caractérisant les événements de cet échantillon sont l'énergie des particules dont la distribution est donnée sur la figure 4.1, l'énergie transverse des particules (figure 4.2), les totaux des énergies et des énergies transverses des deux particules (figure 4.3), la distribution angulaire de ces deux particules (figure 4.4), et le nombre de traces associées à chacune de ces deux particules (figure 4.5).

Période de prise de donnés	Evénements dans les données	Bruit de fond prédit			
		Total	NC	$\gamma\gamma$	Compton
e^+p 820 GeV	171	$165{,}4 \pm 5{,}7$	112,4	4,7	48,3
e^-p 920 GeV	63	$58{,}6 \pm 3{,}3$	37,9	3,1	17,6
e^+p 920 GeV	269	$293{,}3 \pm 11{,}5$	166,4	14,6	112,3

TAB. 4.2 – *Comparaison entre les nombres d'événements présents dans les données et les nombres prédits par le modèle standard pour les échantillons de contrôle du canal* $e^* \to e + \gamma$.

L'accord entre la prédiction du modèle standard et les données étant correct dans les échantillons de contrôle, des critères de sélection supplémentaires peuvent être ajoutés afin d'extraire un éventuel signal du bruit de fond. Des analyses précédentes à HERA [60, 61] et au LEP [62, 63, 64, 65] ayant exclu l'existence d'un électron excité à basse masse, cette analyse s'est attachée à la recherche du signal à haute masse. Le premier critère de sélection appliqué aux échantillons de contrôle est donc de demander à ce que la somme des



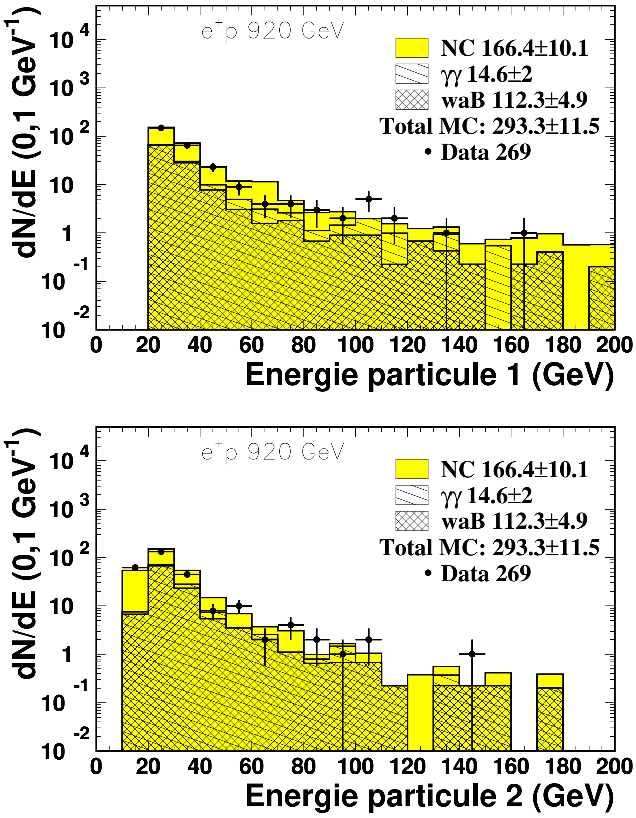


FIG. 4.1 – *Distributions des énergies des particules électromagnétiques pour les échantillons de contrôle du canal $e^* \rightarrow e + \gamma$. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type Compton (ou Wide-Angle Brehmstrahlung), photon-photon et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données e^+p à 820 GeV, celles en haut à droite aux données e^-p à 920 GeV et celles ci-contre aux données e^+p à 920 GeV.*

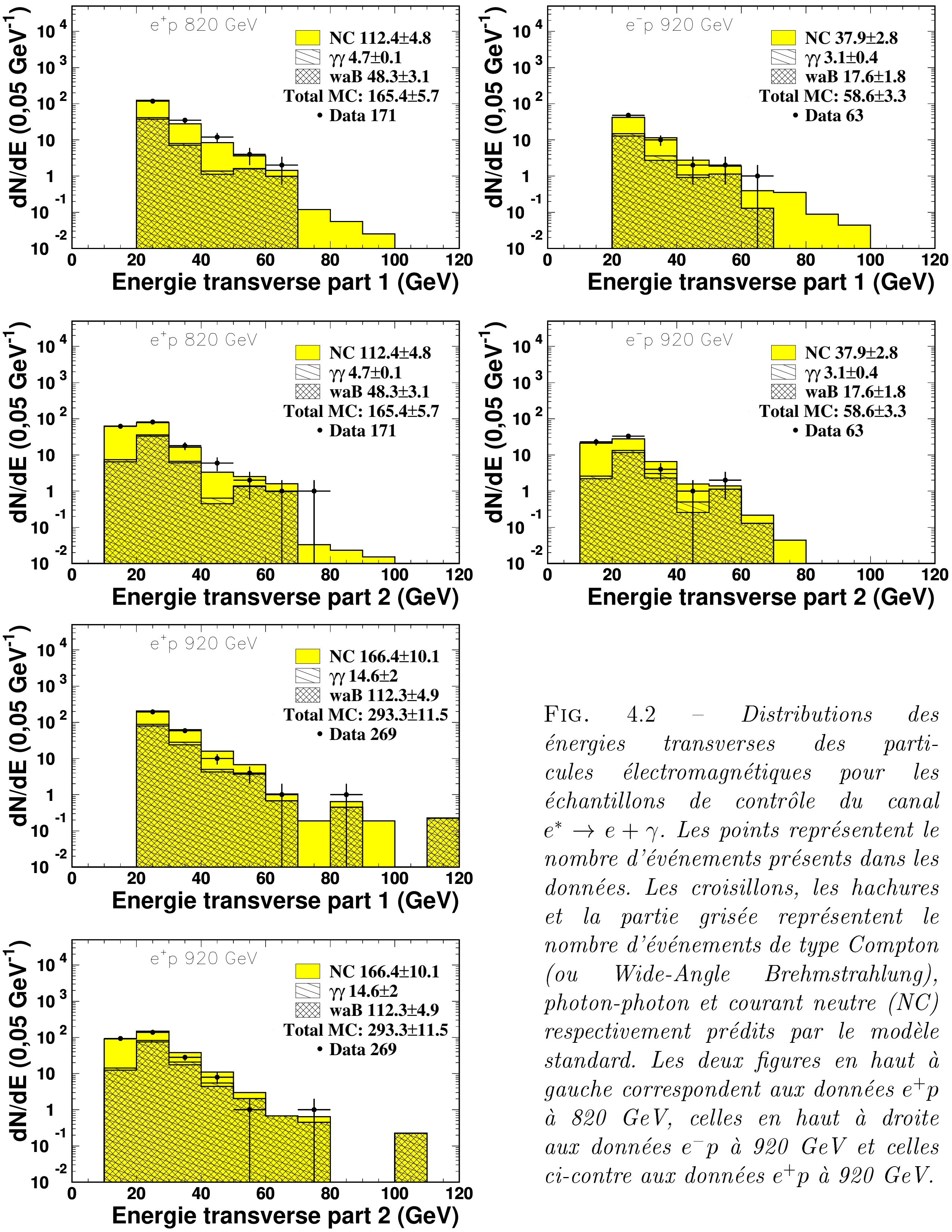
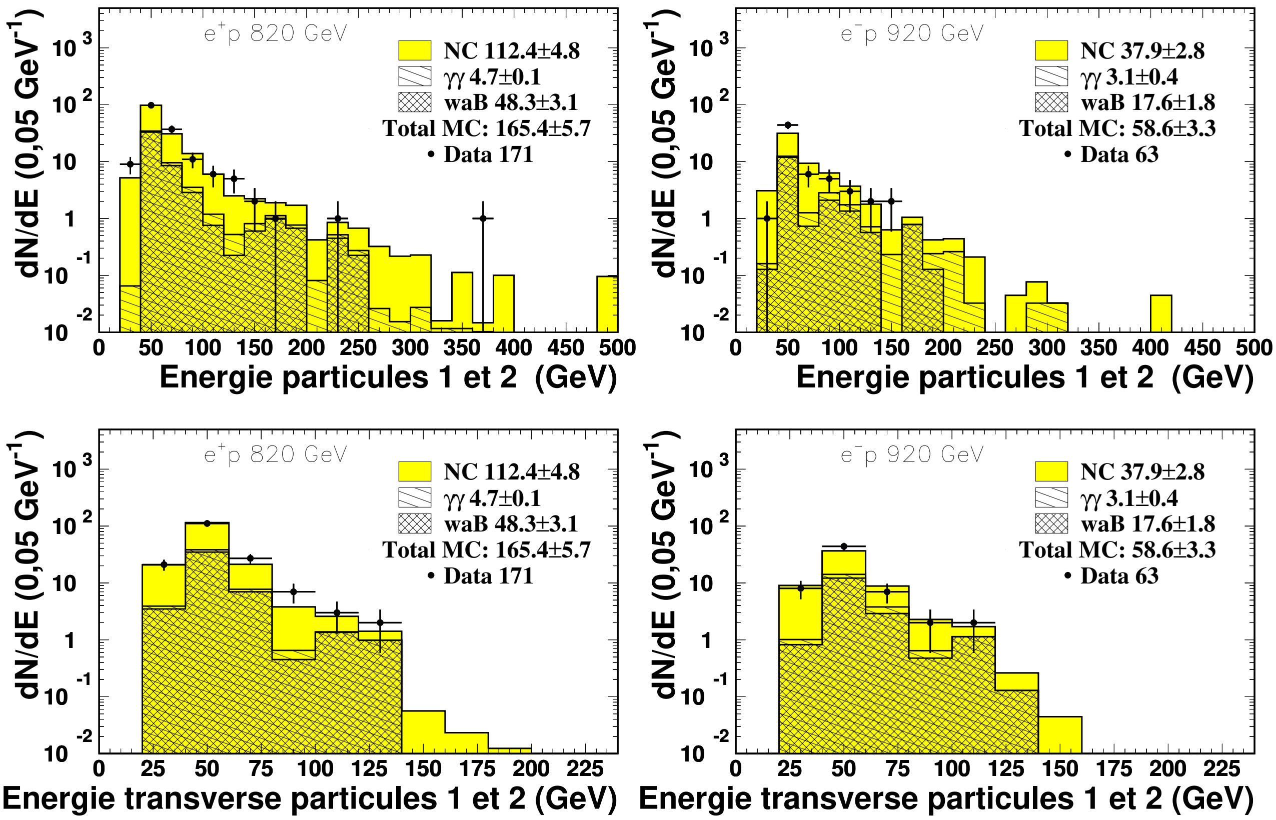


FIG. 4.2 – *Distributions des énergies transverses des particules électromagnétiques pour les échantillons de contrôle du canal $e^* \to e + \gamma$. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type Compton (ou Wide-Angle Brehmstrahlung), photon-photon et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données e^+p à 820 GeV, celles en haut à droite aux données e^-p à 920 GeV et celles ci-contre aux données e^+p à 920 GeV.*



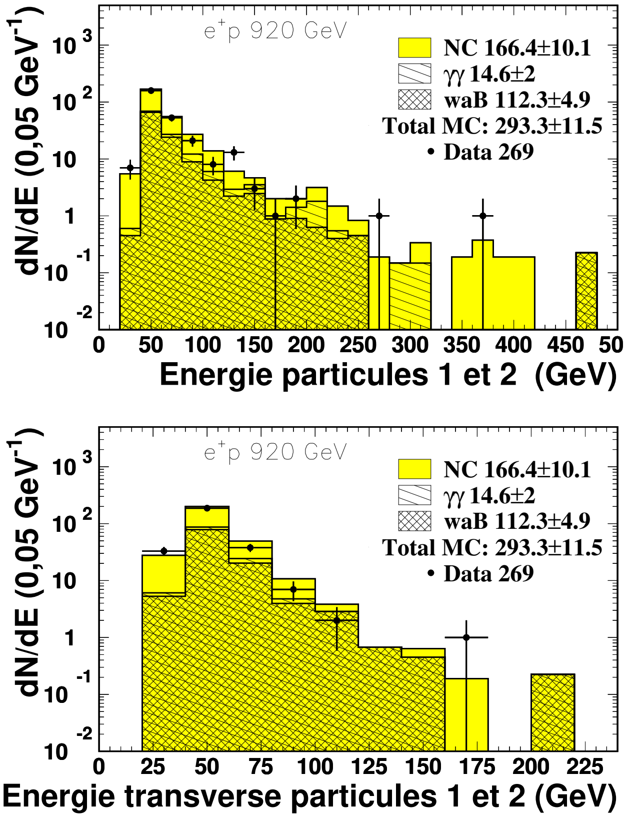
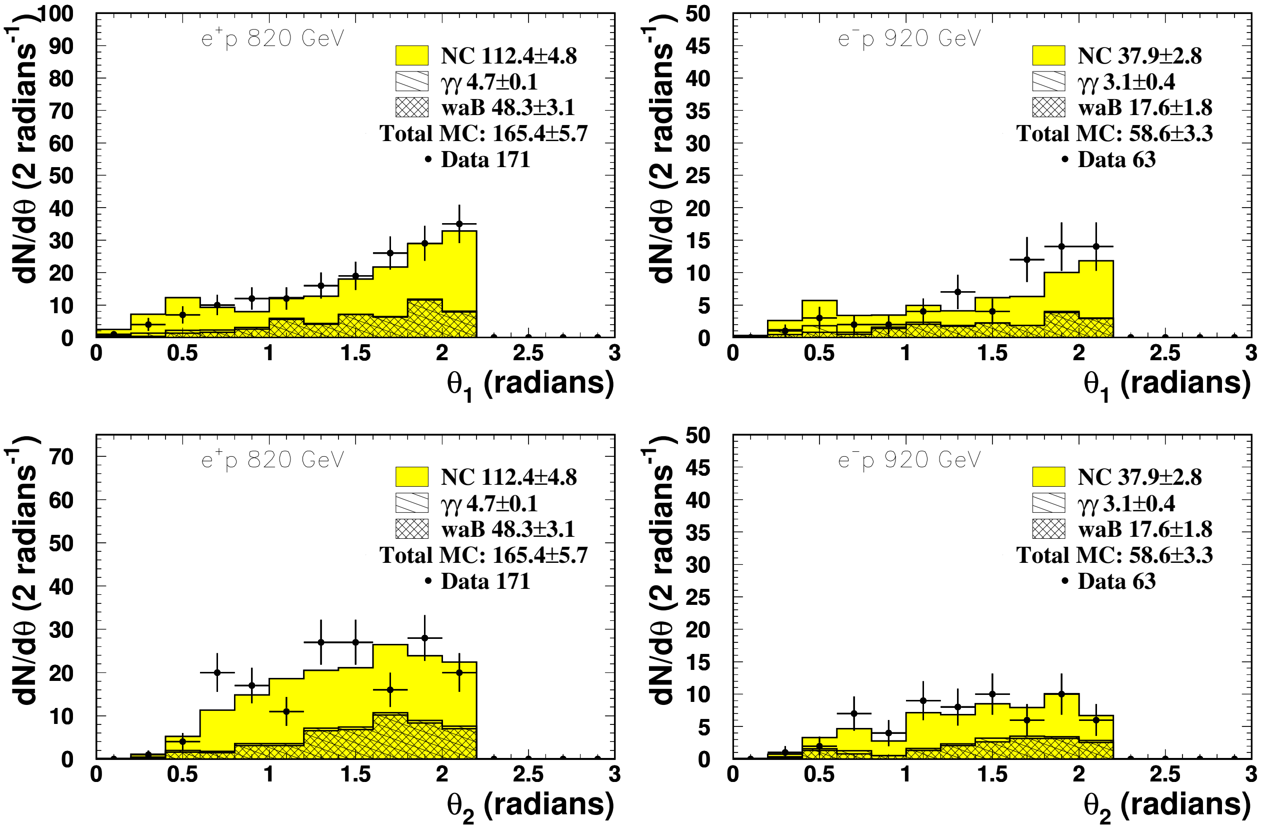


FIG. 4.3 – *Distributions de la somme des énergies ($E^1 + E^2$) et des énergies transverses ($E_t^1 + E_t^2$) des particules électromagnétiques pour les échantillons de contrôle du canal $e^* \to e + \gamma$. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type Compton (ou Wide-Angle Brehmstrahlung), photon-photon et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données e^+p à 820 GeV, celles en haut à droite aux données e^-p à 920 GeV et celles ci-contre aux données e^+p à 920 GeV.*



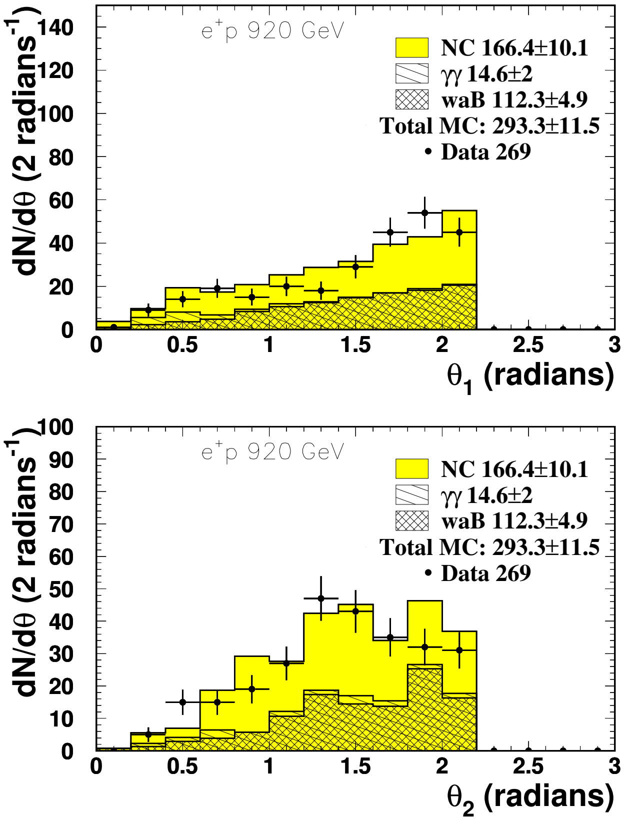


FIG. 4.4 – *Distributions angulaires (θ) des particules électromagnétiques pour les échantillons de contrôle du canal* $e^* \to e + \gamma$*. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type Compton (ou Wide-Angle Brehmstrahlung), photon-photon et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données* e^+p *à 820 GeV, celles en haut à droite aux données* e^-p *à 920 GeV et celles ci-contre aux données* e^+p *à 920 GeV.*

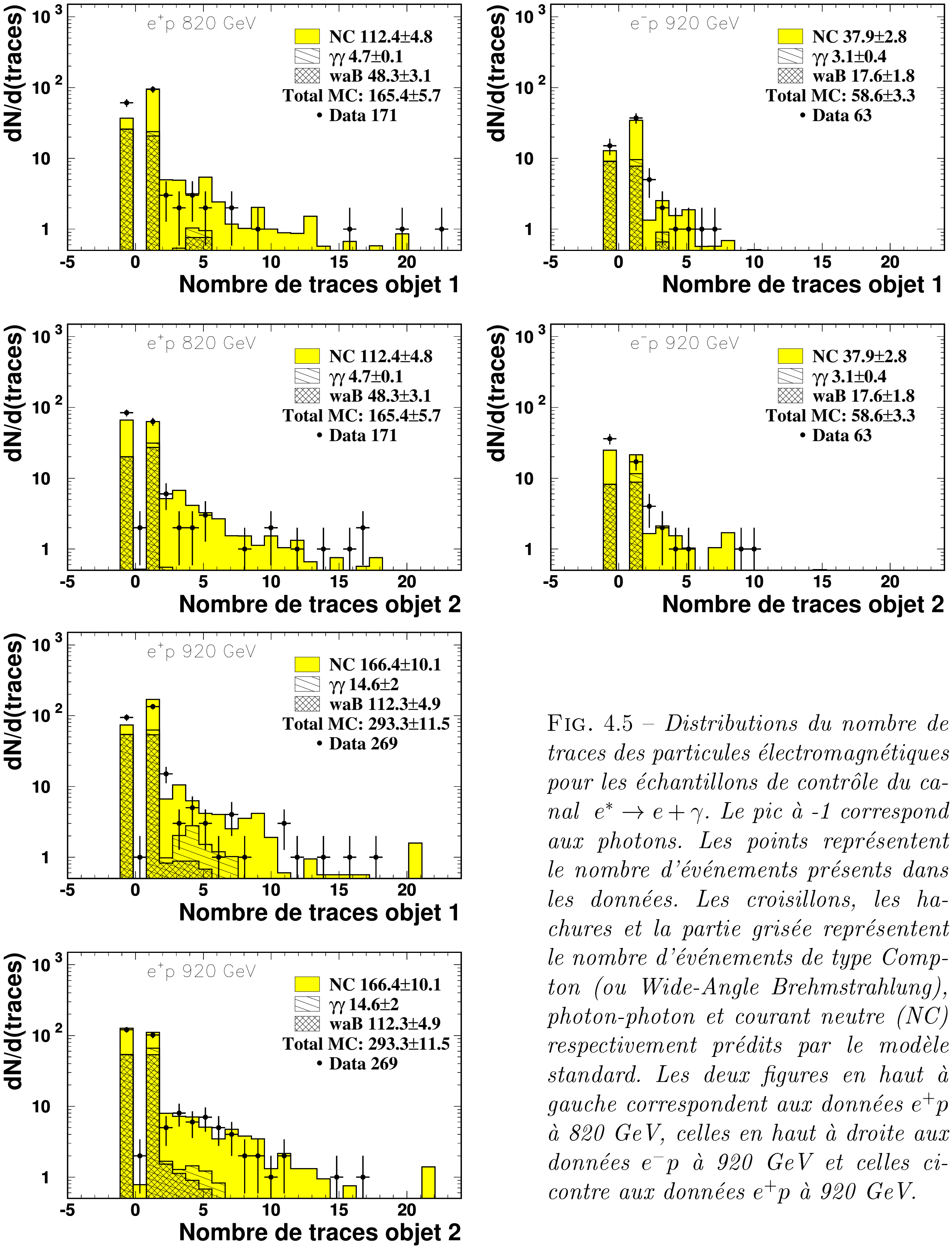


FIG. 4.5 – *Distributions du nombre de traces des particules électromagnétiques pour les échantillons de contrôle du canal $e^* \to e + \gamma$. Le pic à -1 correspond aux photons. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type Compton (ou Wide-Angle Brehmstrahlung), photon-photon et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données e^+p à 820 GeV, celles en haut à droite aux données e^-p à 920 GeV et celles ci-contre aux données e^+p à 920 GeV.*

énergies des deux particules électromagnétiques soit supérieure à 100 GeV ($E^1 + E^2 > 100$ GeV). La figure 4.6 montre que cette variable ($E^1 + E^2$) permet de mieux séparer le signal du bruit de fond que ne le ferait la somme des énergies transverses ($E_t^1 + E_t^2$) par exemple, puisque pour rejeter autant de bruit de fond avec cette variable, il faudrait rejeter plus de signal, ce qui réduirait plus fortement l'efficacité de l'analyse.

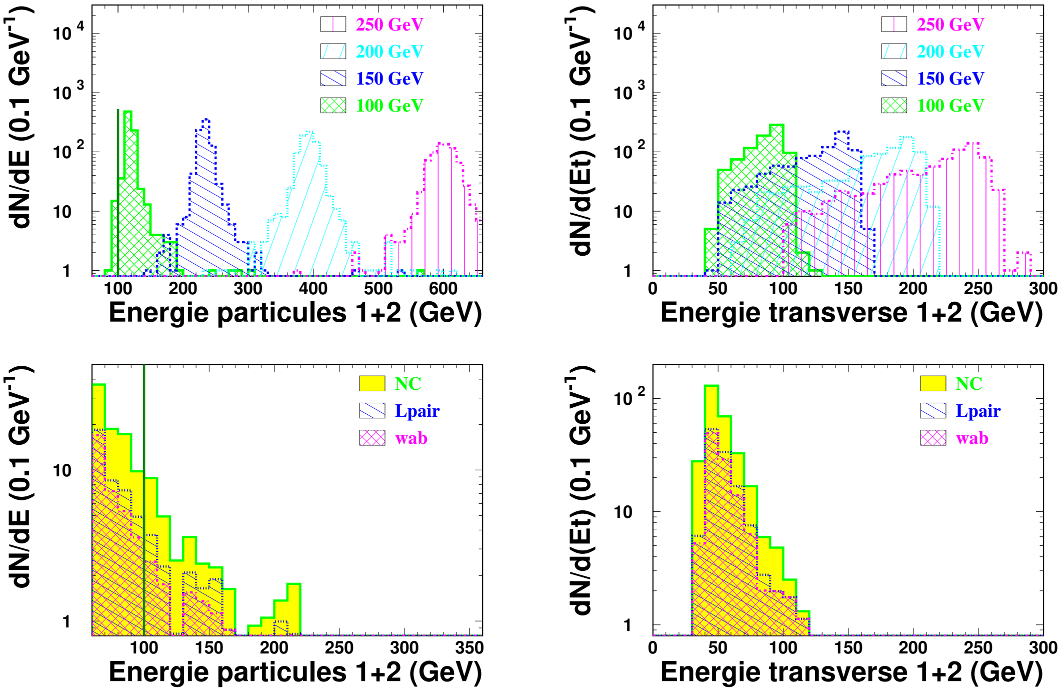


FIG. 4.6 – *La somme des énergies des particules électromagnétiques (à gauche) est plus discriminante que la somme des énergies transverses (à droite). Les événements ayant une somme des énergies inférieure à 100 GeV (trait vertical sur la figure de gauche) ne sont pas retenus. Les figures du haut donnent la distribution du signal attendu et celles du bas les distributions prédites pour le modèle standard.*

Le bruit de fond subsistant après ce premier critère est surtout situé dans la partie $100 < E^1 + E^2 < 200$ GeV, comme le montre la figure 4.7 à gauche. Deux critères de sélection supplémentaires sont donc appliqués aux événements de cette partie alors que tous les événements ayant $E^1 + E^2$ supérieur à 200 GeV sont conservés. Le second critère de sélection demande $E_t^1 + E_t^2$ supérieur à 75 GeV, car la plupart du bruit de fond se trouve en dessous de 75 GeV pour cette variable (voir figure 4.7 à droite). Enfin, les jets ayant une forte composante électromagnétique sont éliminés en exigeant que au maximum 3 traces soient associées à chacune des particules électromagnétiques.

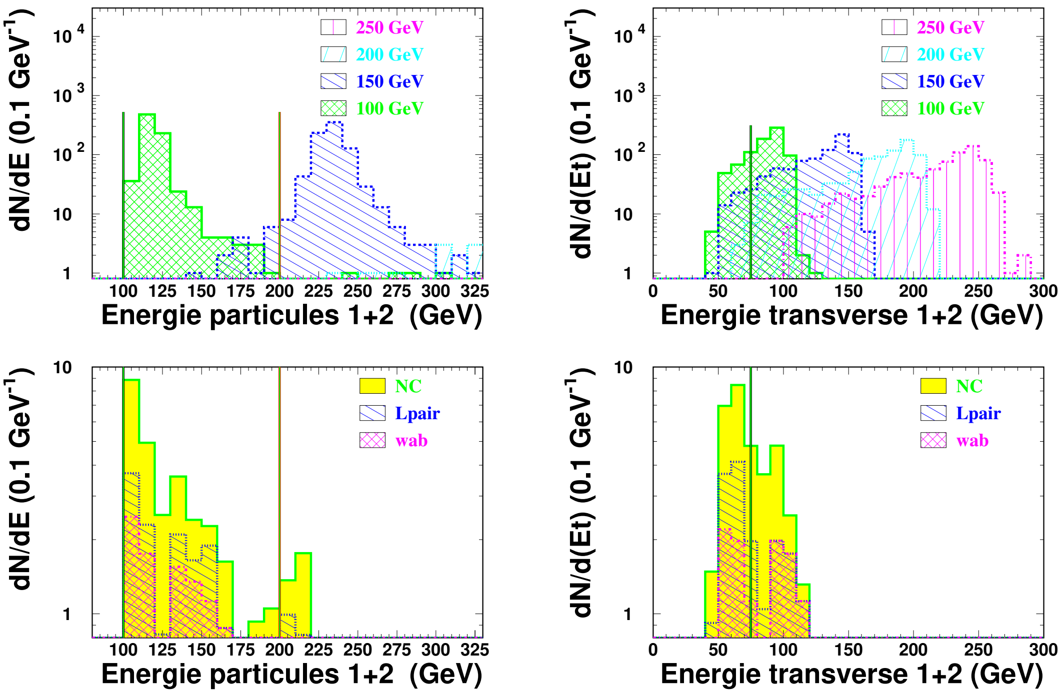


FIG. 4.7 – *Après une première sélection demandant une somme des énergies des particules électromagnétiques supérieure à 100 GeV* ($E^1+E^2 > 100GeV$)*, on constate qu'il reste surtout du bruit de fond pour* $100 < E^1+E^2 < 200$ *GeV (à gauche). La somme des énergies transverses* ($E^t_1+E^t_2$ *à droite) permet alors de discriminer le bruit de fond du signal en demandant* $E^t_1 + E^t_2 > 75$ *GeV (trait vertical sur la figure de droite). Les figures du haut donnent les distributions du signal attendu et celles du bas les distributions prédites pour le modèle standard.*

La figure 4.8 montre l'efficacité de ces critères de sélection sur les échantillons de signal simulés. Pour les données à $\sqrt{s} = 318$ GeV l'efficacité est plus faible que pour les données où $\sqrt{s} = 300$ GeV car l'énergie dans le centre de masse est plus élevée, le système est donc plus propulsé vers l'avant, entraînant plus souvent la perte d'une partie de l'événement dans le tube des faisceaux.

La figure 4.9 montre que la distribution des candidats est en accord avec les prédictions du modèle standard en masse invariante "2 électromagnétiques".

Le tableau 4.3 résume les nombres d'événements acceptés par les critères de sélection de cette analyse. Il n'y a aucun écart important, tant en nombre que en distribution entre les nombres d'événements observés et les prédictions du modèle standard, ce qui caractérise une absence de signal. La figure 4.10 montre que, pour les événements des échantillons de signal passant nos critéres d'analyse, nous obtenons une résolution allant de 3 à 8 GeV sur la masse invariante “2 électromagnétiques” quand la masse de l'électron excité varie de 100 à 250 GeV.

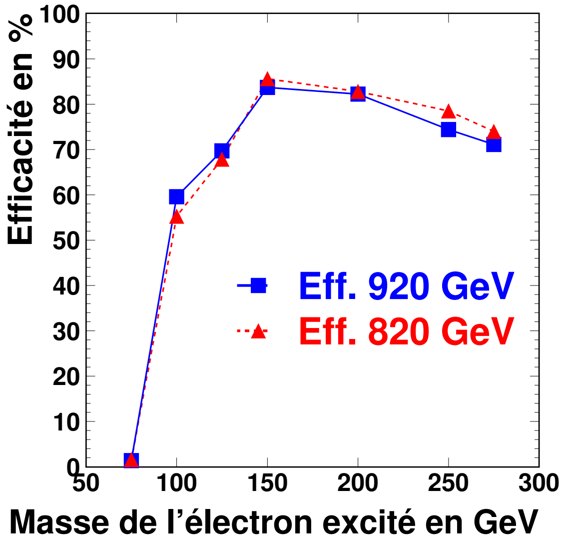


FIG. 4.8 – *Efficacité des critères de sélection de l'analyse* $e^* \to e + \gamma$ *pour les échantillons simulés de signal.*

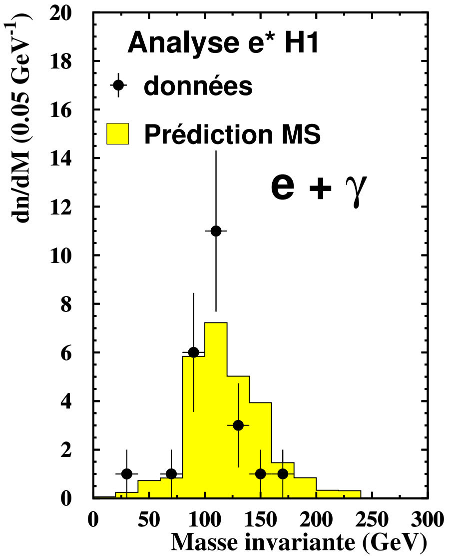


FIG. 4.9 – *Distribution de la masse* $e\gamma$ *des candidats de l'analyse* $e^* \to e + \gamma$.

Période de prise de données	Données	Prédictions du modèle standard Total	NC	$\gamma\gamma$	Compton
e^+p 820 GeV	8	7,2 ± 1,0	4,0	0,4	2,8
e^-p 920 GeV	4	4,0 ± 0,7	2,0	0,2	1,8
e^+p 920 GeV	12	15,6 ± 1,7	7,6	0,9	7,1

TAB. 4.3 – *Comparaison entre les nombres d'événements présents dans les données et les nombres prédits par le modèle standard après application des critères de sélection du canal* $e^* \to e + \gamma$.

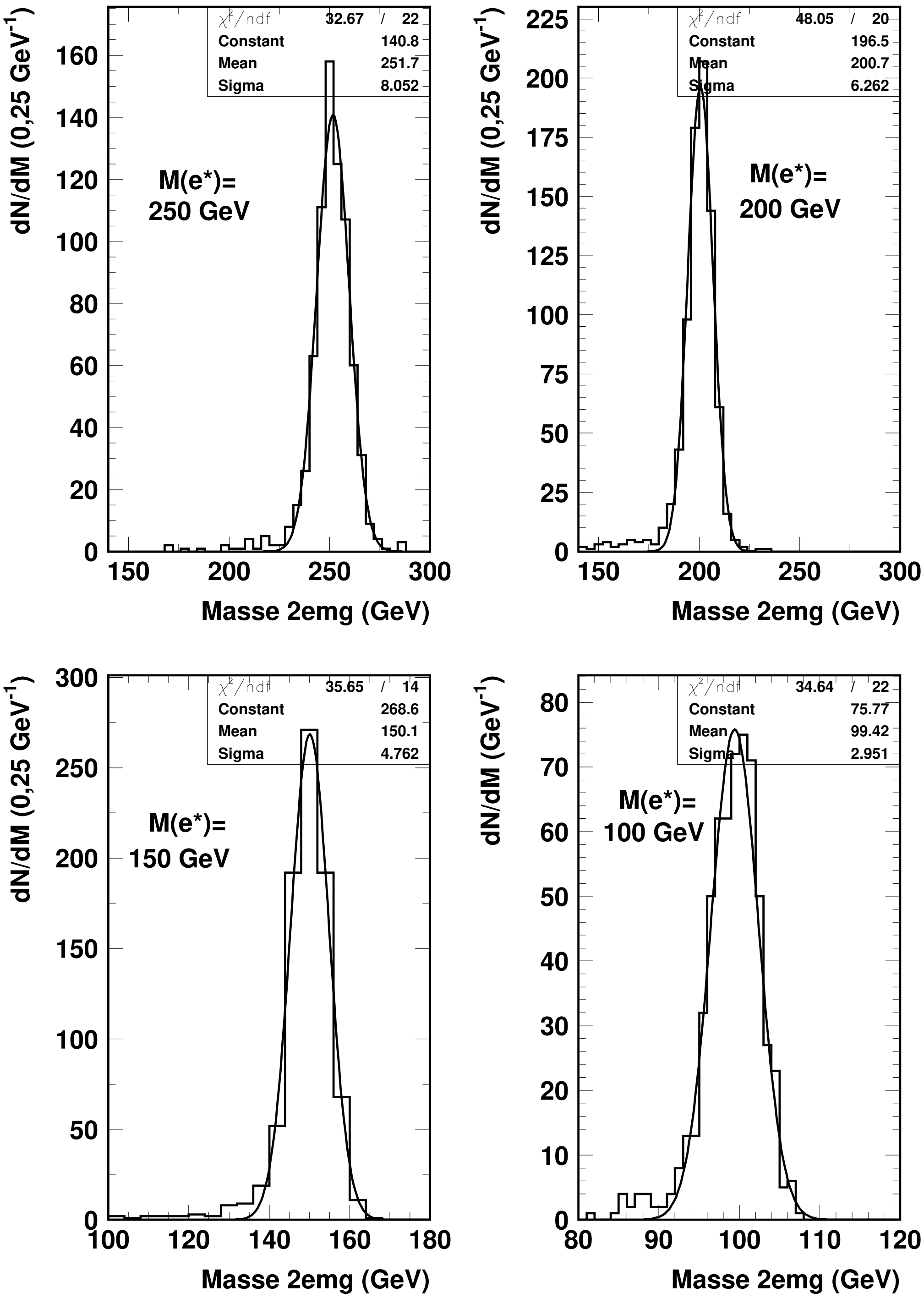


FIG. 4.10 – *Distributions des masses invariantes 2 électromagnétiques reconstruites pour les événements de signal ayant passés les coupures d'analyse* $e^* \rightarrow e + \gamma$.

4.2 Le canal $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$

Le canal $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$ correspond à la désexcitation par un Z^0 d'un électron excité, le Z^0 se désintégrant ensuite de manière hadronique. Ce canal comporte donc un électron et deux jets dans son état final plus éventuellement (dans le cas où l'interaction est inélastique) un ou plusieurs jets de recul provenant de l'hadronisation du quark ayant participé à l'interaction et de l'hadronisation des restes du proton.

Cette topologie ressemble donc à celle d'un événement avec échange d'un courant neutre où deux jets seraient retrouvés dans l'état final (par exemple parce qu'il y a eu une radiation QCD lors de l'hadronisation du quark ayant interagi ou parce que l'hadronisation du proton est identifiée comme un second jet). Cette catégorie d'événements est le seul bruit de fond significatif prévu par le modèle standard bien que d'autres phénomènes (photoproduction, production de W, courants chargés, etc...) aient des contributions mais qui sont très faibles.

Puisque les deux jets recherchés sont issus de la désintégration d'un boson, il faut choisir parmi tous les jets de l'événement ceux qui proviennent de ce boson. Pour cela, on calcule la masse invariante de toutes les paires de jets que l'on peut former dans l'événement. La paire de jets dont la masse invariante est la plus proche de celle du boson (c'est à dire 91,2 GeV pour le Z) est considérée comme étant formée des jets issus de l'hadronisation du Z. Ces deux jets sont numérotés 1 et 2, le jet 1 ayant une plus grande énergie transverse que le jet 2.

L'échantillon de contrôle sera donc constitué des événements ayant les propriétés suivantes:

- Au moins un électron doit être présent dans l'état final,
- Cet électron doit avoir une énergie transverse supérieure à 20 GeV et un θ inférieur à 2,5 radians.
- Au moins deux jets doivent être présents dans l'état final.
- Le jet 1 doit avoir une énergie transverse d'au moins 15 GeV.
- Le jet 2 doit avoir une énergie transverse d'au moins 14 GeV.
- Les jets 1 et 2 doivent avoir un θ inférieur à 2,2 radians.

En 1999, durant la collecte de données e^-p les trajectographes ont eu un problème rendant une petite partie d'entre eux inopérants (voir figure 4.11). Afin d'assurer un traitement égal des bruits de fond prédits par le modèle standard et des données, les événements avec un électron trouvé dans cette zone morte ont été rejetés pour les données e^-p. Le même traitement a été appliqué aux simulations des bruits de fond du modèle standard et aux échantillons simulés de signal.

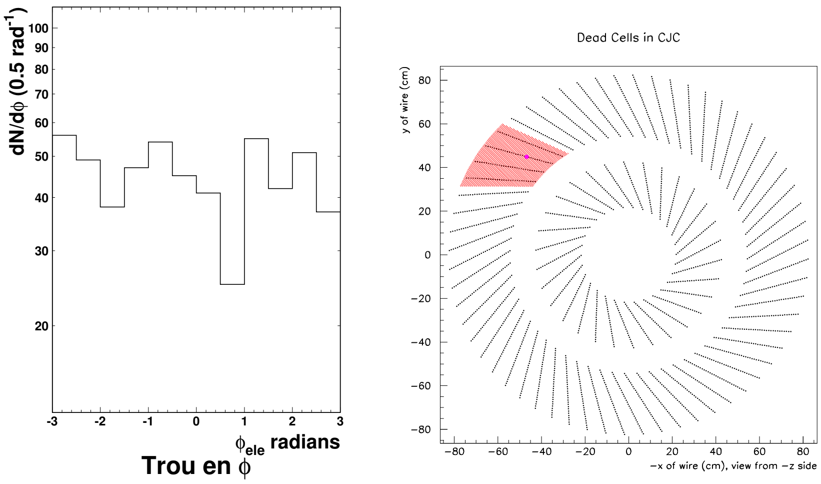


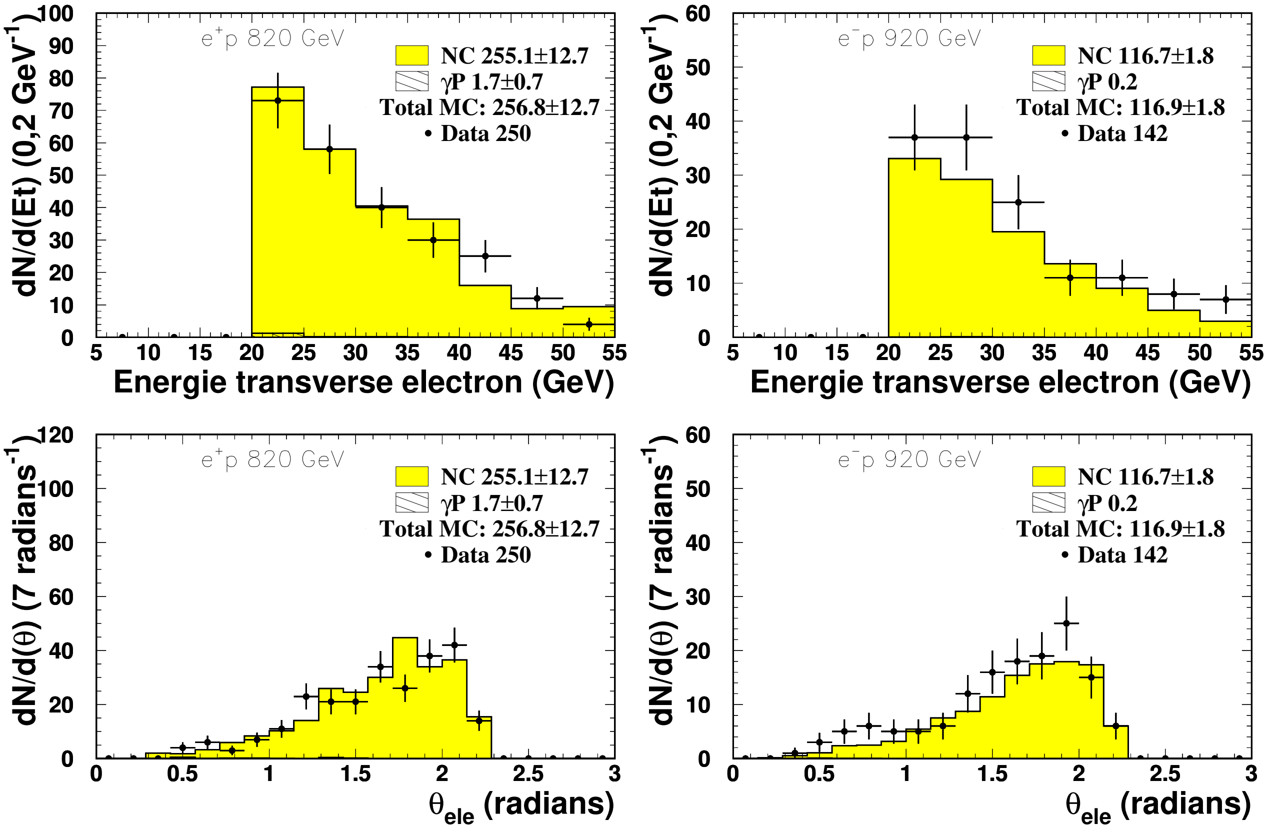
FIG. 4.11 – *A gauche: distribution de l'angle* φ *des électrons diffusés dans une sélection de données* e^-p*. Le déficit d'événements provenant des problèmes de trajectographie est visible pour* 0,4 $< \varphi <$ 0,9 *radians. A droite: Vue de face des CJC montrant la localisation du secteur inopérant.*

Les nombres d'événements ayant les propriétés requises pour figurer dans les échantillons de contrôle correspondant à chacune des trois périodes de prise de données sont résumés dans le tableau 4.4. Les principales variables caractérisant ces échantillons sont les variables décrivant l'électron (énergie transverse et θ), montrées sur la figure 4.12 et des jets dont l'énergie transverse est montrée sur la figure 4.13 et le θ sur la figure 4.14 ainsi que les masses invariantes dijet et eZ (figure 4.15).

Période de	Evénements	Bruit de fond prédit	
prise de données	dans les données	Total	dont Courants Neutres
e^+p 820 GeV	250	256,8 $\pm$ 12,7	255,1
e^-p 920 GeV	142	116,9 $\pm$ 1,8	116,7
e^+p 920 GeV	534	577,5 $\pm$ 8,9	575,5

TAB. 4.4 – *Comparaison entre les nombres d'événements présents dans les données et les nombres prédits par le modèle standard dans les échantillons de contrôle du canal* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$.

Étant donné le bon accord entre les données et les prédictions du modèle standard, tant en ce qui concerne le nombre d'événements que leurs distribu-



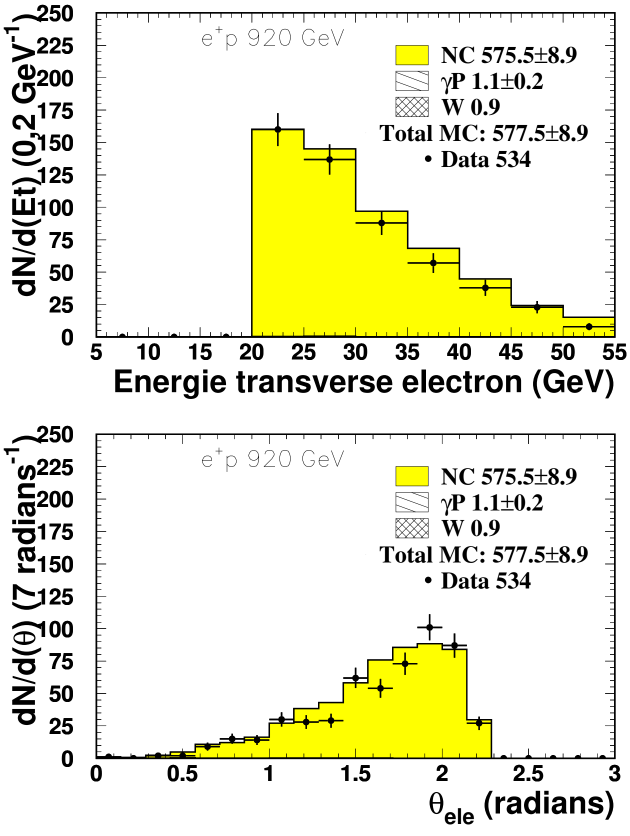


FIG. 4.12 – *Distributions de l'énergie transverse et du* θ *des électrons des événements des échantillons de contrôle de l'analyse* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$. *Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type W (très peu nombreux), photoproduction (aussi très peu nombreux) et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données* e^+p *à 820 GeV, celles en haut à droite aux données* e^-p *à 920 GeV et celles ci-contre aux données* e^+p *à 920 GeV.*

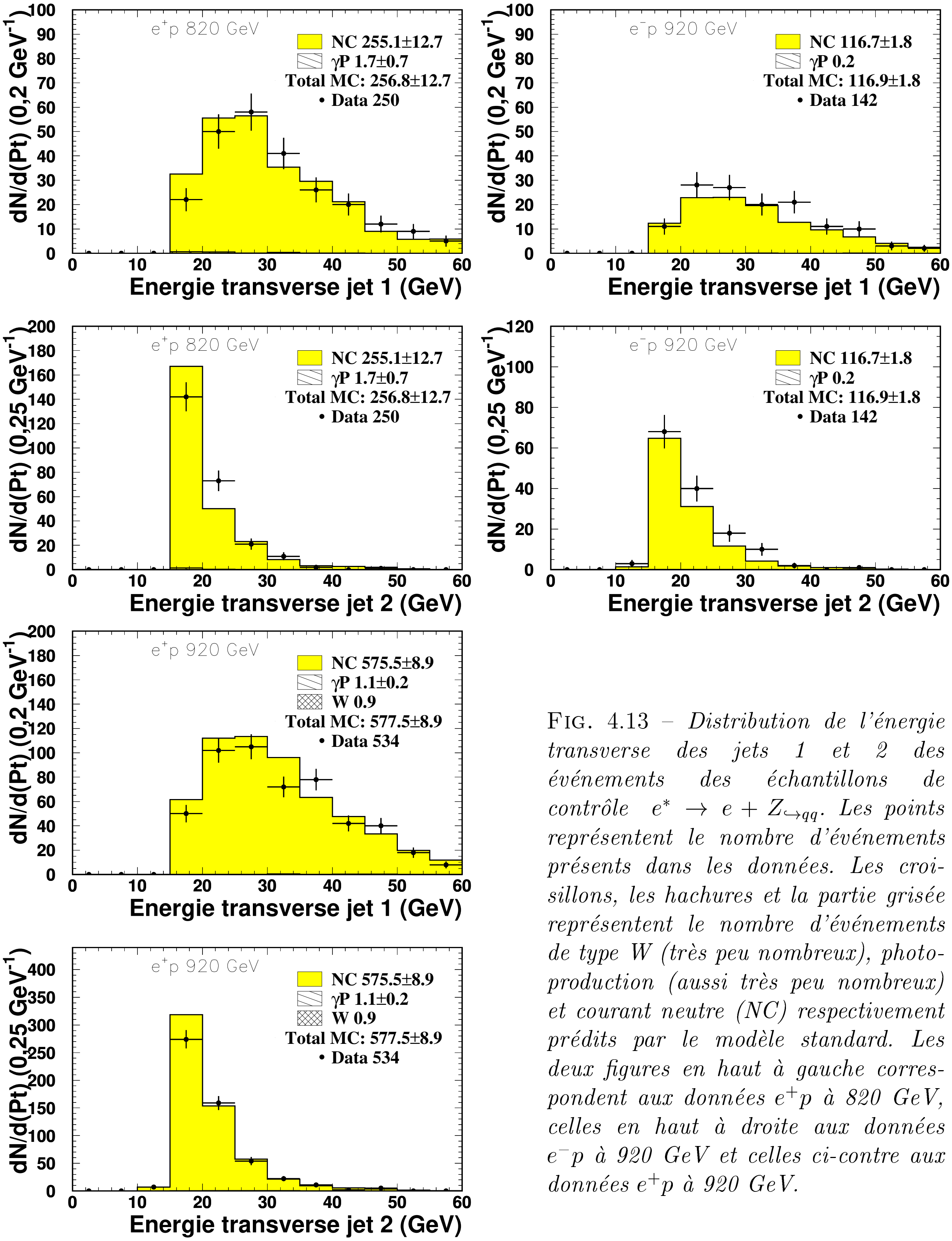


FIG. 4.13 – *Distribution de l'énergie transverse des jets 1 et 2 des événements des échantillons de contrôle* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$. *Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type W (très peu nombreux), photoproduction (aussi très peu nombreux) et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données* e^+p *à 820 GeV, celles en haut à droite aux données* e^-p *à 920 GeV et celles ci-contre aux données* e^+p *à 920 GeV.*

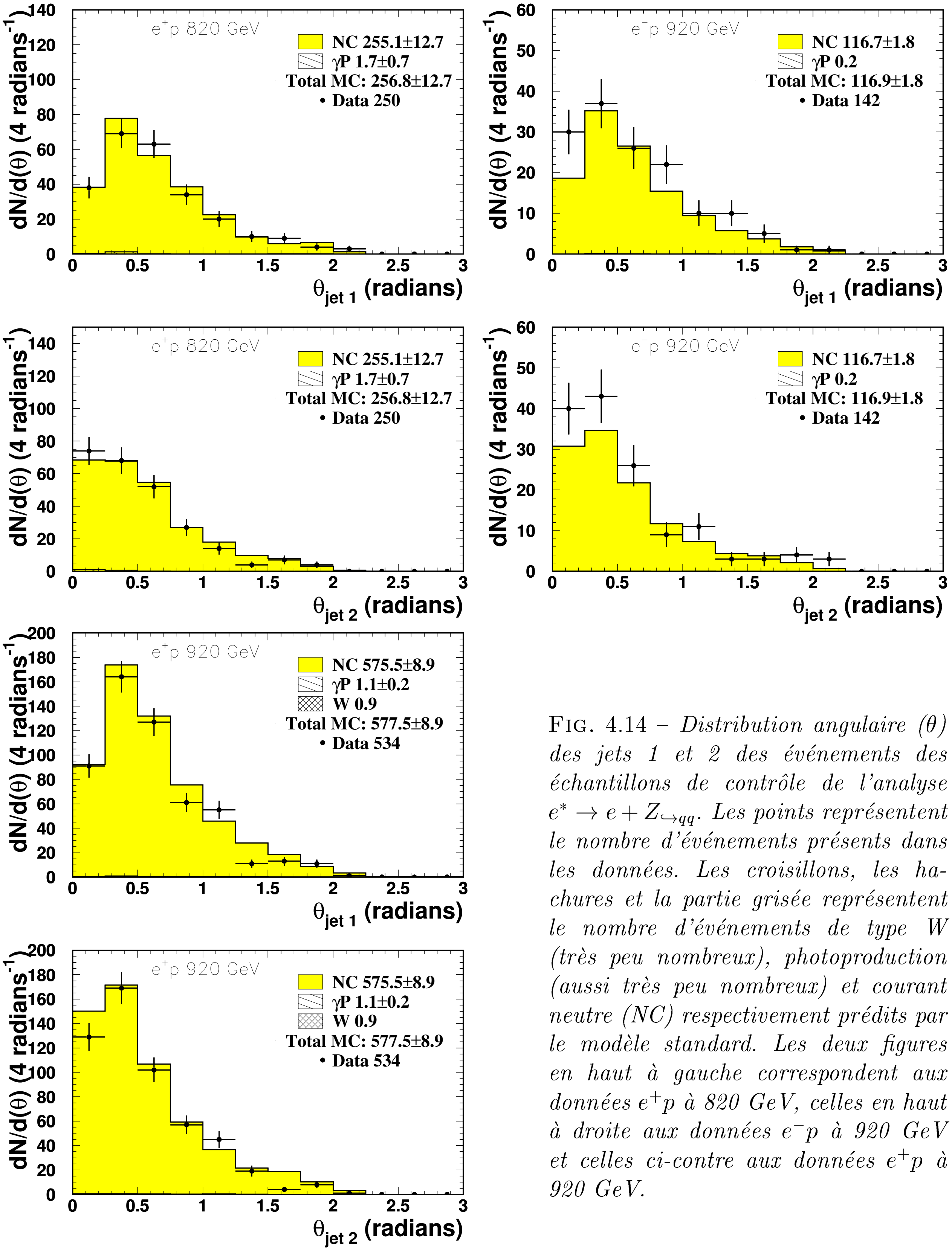
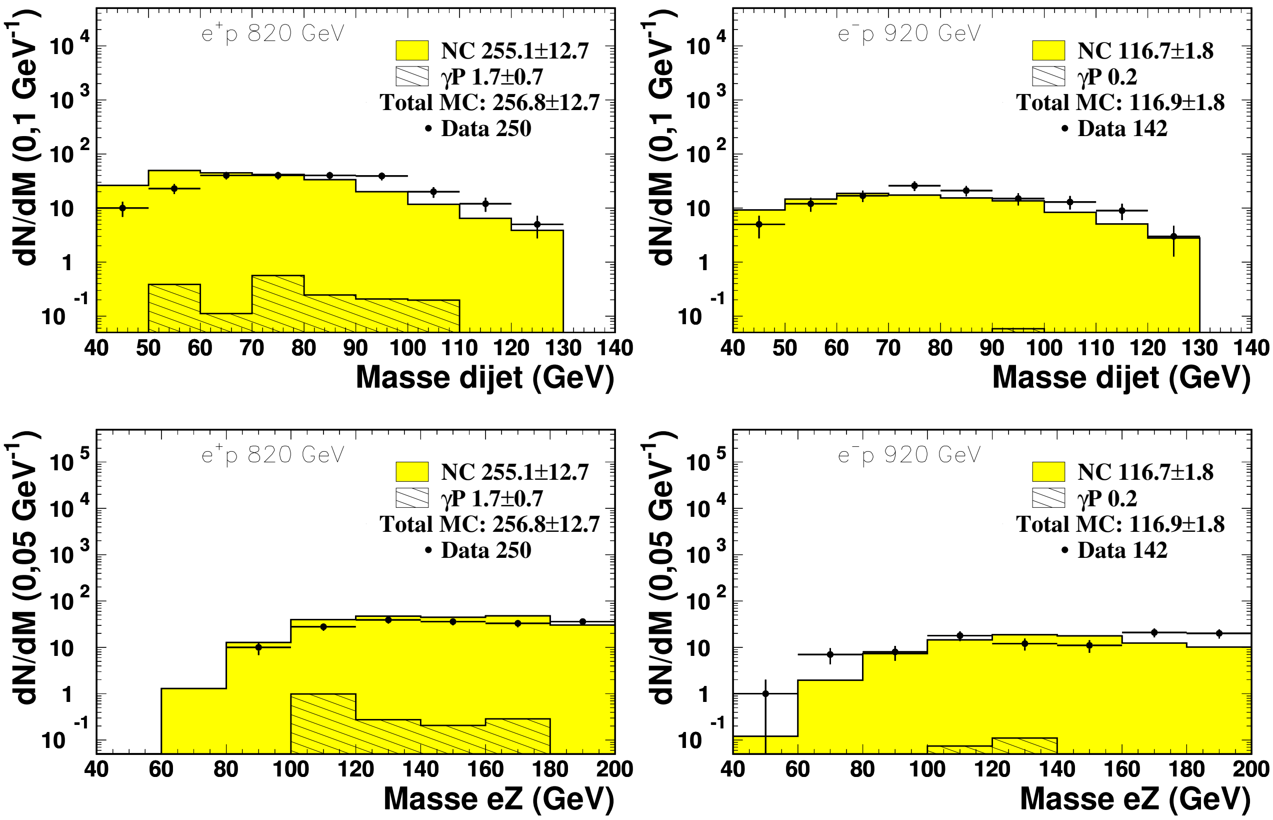


FIG. 4.14 – *Distribution angulaire (θ) des jets 1 et 2 des événements des échantillons de contrôle de l'analyse $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type W (très peu nombreux), photoproduction (aussi très peu nombreux) et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données e^+p à 820 GeV, celles en haut à droite aux données e^-p à 920 GeV et celles ci-contre aux données e^+p à 920 GeV.*



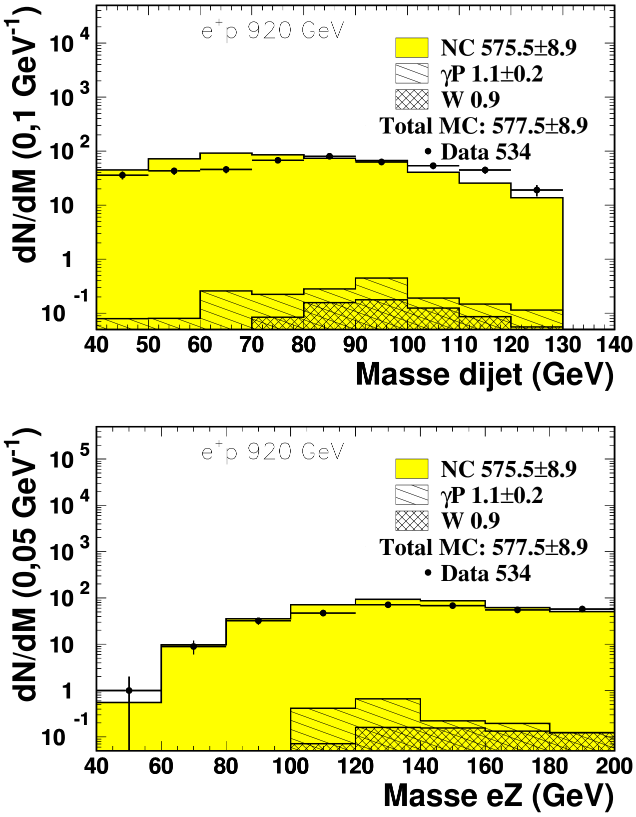


FIG. 4.15 – *Distribution de la masse invariante du dijet formant le Z et de la masse invariante eZ des événements des échantillons de contrôle de l'analyse* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$. *Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type W (très peu nombreux), photoproduction (aussi très peu nombreux) et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données* e^+p *à 820 GeV, celles en haut à droite aux données* e^-p *à 920 GeV et celles ci-contre aux données* e^+p *à 920 GeV.*

tions, des critères de sélection supplémentaires peuvent être ajoutés afin de réduire la quantité de bruit de fond pour faire ressortir un éventuel signal.

La présélection des jets se fait à 15 et 14 GeV d'énergie transverse avant calibration. Pour tenir compte des effets de calibration, les jets retenus pour l'analyse doivent avoir, en énergie transverse, au moins 17 GeV pour le jet 1 et 16 GeV pour le jet 2.

Jusqu'à présent tous les événements ayant deux jets ont été acceptés, que ceux-ci proviennent ou non de la désintégration d'un boson faible. Le premier critère de sélection va donc éliminer les événements dont les deux jets forment une masse invariante (M^{dijet}) trop éloignée de celle du Z ($M_Z = 91{,}2$ GeV).

Afin d'éliminer un minimum de signal cette coupure varie en fonction de l'importance du bruit de fond dans différentes parties de l'espace des phases. Lorsque l'électron a une énergie transverse faible, il y a beaucoup de bruit de fond, il faudra donc un critère très sélectif. Pour des énergies transverses plus élevées ces critères pourront être moins sélectifs, voir inexistants.

Le critère de sélection retenu est donc le suivant: pour un électron ayant une énergie transverse comprise entre 20 et 65 GeV ($20 < E^t_{\text{ele}} < 65$ GeV), les deux jets doivent avoir une masse invariante comprise entre la masse du Z moins 15 GeV et la masse du Z plus 7 GeV. Pour un électron ayant une énergie transverse inférieure à 85 GeV ($65 < E^t_{\text{ele}} < 85$ GeV), les deux jets doivent former une masse invariante supérieure à la masse du Z moins 30 GeV. Aucune limite supérieure n'est imposée puisque à haute masse le bruit de fond est extrêmement faible. Enfin, pour les événements ayant un électron d'énergie transverse supérieure à 85 GeV ($E^t_{\text{ele}} > 85$ GeV), aucun critère de sélection n'est appliqué sur la masse invariante formée par les deux jets puisque le bruit de fond est négligeable à cette énergie. Des comparaisons entre la distribution du bruit de fond et du signal pour ce critère sont visibles sur la figure 4.16.

Après ce premier critère de sélection, il reste très peu de bruit de fond avec des électrons de grande énergie transverse ($E^t_{\text{ele}} > 65$ GeV). En revanche, des critères supplémentaires doivent être appliqués aux événements ayant une énergie transverse plus faible.

Pour beaucoup d'événements de type courant neutre le second jet est en fait l'hadronisation des restes du proton incident. Ce second jet se trouve donc très à l'avant et est faiblement énergique. Il est possible de rejeter ces événements en demandant à ce que ce second jet ait, soit une grande énergie transverse ($E_t^{\text{jet 2}} > 30$ GeV), soit un θ suffisamment grand ($\theta^{\text{jet 2}} > 0{,}2$ radians), comme le montre la figure 4.17.

Dans un événement de type courant neutre, l'électron est diffusé vers l'arrière du détecteur alors que dans le signal, la direction de l'électron dépend

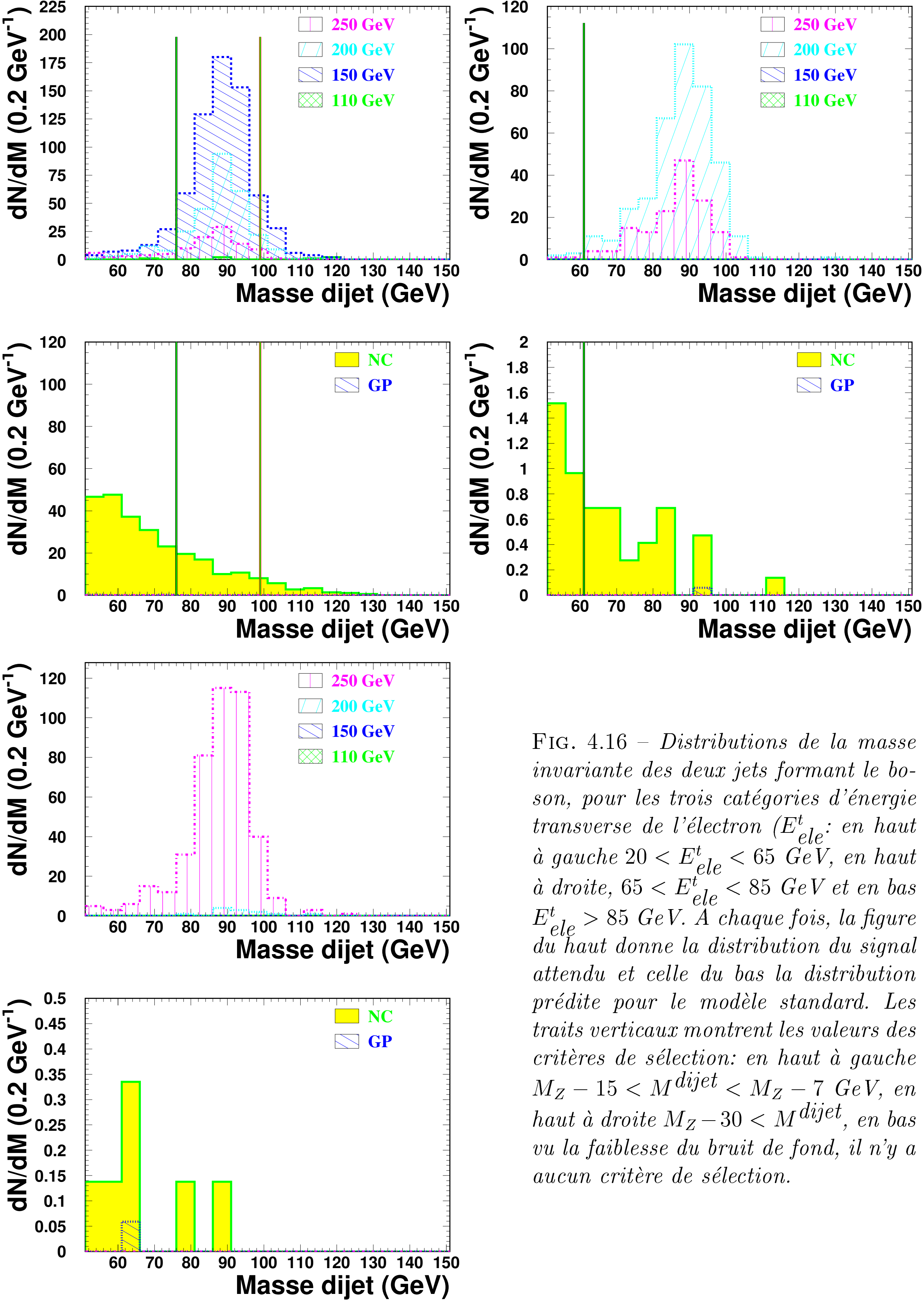


FIG. 4.16 – *Distributions de la masse invariante des deux jets formant le boson, pour les trois catégories d'énergie transverse de l'électron (E^t_{ele}: en haut à gauche $20 < E^t_{ele} < 65$ GeV, en haut à droite, $65 < E^t_{ele} < 85$ GeV et en bas $E^t_{ele} > 85$ GeV. A chaque fois, la figure du haut donne la distribution du signal attendu et celle du bas la distribution prédite pour le modèle standard. Les traits verticaux montrent les valeurs des critères de sélection: en haut à gauche $M_Z - 15 < M^{dijet} < M_Z - 7$ GeV, en haut à droite $M_Z - 30 < M^{dijet}$, en bas vu la faiblesse du bruit de fond, il n'y a aucun critère de sélection.*

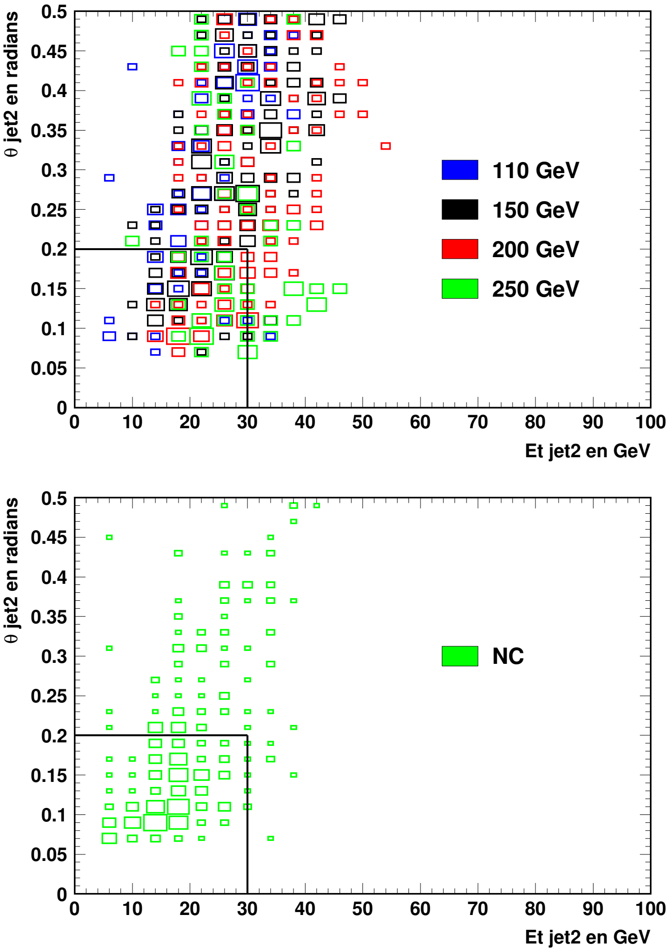


Fig. 4.17 – *Pour les événements ayant un électron dont l'énergie transverse est comprise entre 20 et 65 GeV et dont la masse invariante des deux jets est comprise entre $M_Z - 15\,GeV$ et $M_Z + 7\ GeV$, distribution du θ du jet de plus basse énergie transverse formant le boson en fonction de l'énergie transverse de ce jet. Pour chaque point la taille du carré est proportionnelle au nombre d'événements présents dans cette partie du plan. Le trait noir représente le critère de sélection appliqué dans ce plan. La figure du haut montre le comportement du signal, celle du bas, le comportement du bruit de fond. La partie à gauche et au-dessous de la ligne noire est rejetée.*

de l'impulsion de l'électron excité. A basse masse l'électron excité possède souvent une impulsion assez grande vers l'avant et l'électron partira donc préférentiellement dans cette direction, à haute masse, l'électron excité sera produit plus proche du repos et l'électron partira plus fréquemment vers l'arrière du détecteur. Pour tenir compte de cette répartition des électrons, les électrons trop à l'arrière sont rejetés à partir d'un angle θ^{ele} dépendant de l'énergie transverse de l'électron (E^t_{ele}) suivant la formule: $\theta^{ele} = 1{,}25 + \frac{E^t_{ele} - 15}{50}$. Une représentation graphique de ce critère avec son effet sur le signal et le bruit de fond est visible sur la figure 4.18.

Enfin, afin de s'assurer qu'un candidat n'est pas à la fois candidat dans le canal $e^* \to e + \gamma$ et dans le canal $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$, les candidats retenus ne doivent pas avoir 2 particules électromagnétiques de plus de 10 GeV d'énergie transverse chacunes et dont l'énergie totale de ces deux particules serait supérieure à 100 GeV.

L'application de cet ensemble de critères de sélection permet de réduire

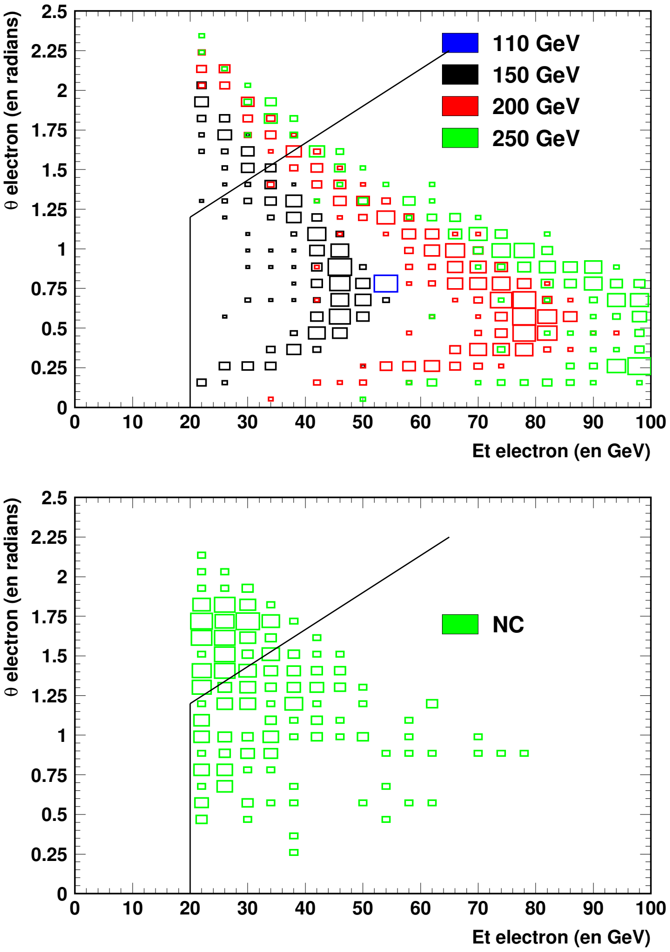


FIG. 4.18 – *Pour les événements ayant un électron dont l'énergie transverse est entre 20 et 65 GeV, dont la masse invariante des deux jets est entre $M_Z -$ 15 GeV et $M_Z + 7$ GeV et dont le second jet du boson à une énergie transverse supérieure à 30 GeV ou n'est pas trop à l'avant ($\theta^{jet\ 2} > 0.2$ radians), distribution du θ de l'électron en fonction de l'énergie transverse de l'électron. Pour chaque point la taille du carré est proportionnelle au nombre d'événements présents dans cette partie du plan. Le trait noir représente le critère de sélection appliqué dans ce plan. La figure du haut montre le comportement du signal, celle du bas, le comportement du bruit de fond. La partie à gauche et au-dessus de la ligne noire est rejetée.*

fortement la quantité de bruit de fond tout en conservant un maximum de signal. Le tableau 4.5 résume les nombres d'événements acceptés par les critères de sélection de ce canal (rappelés dans le tableau 4.6). La figure 4.19 montre l'efficacité de ces critères de sélection sur les échantillons de signal simulés. La figure 4.20 montre que la distribution de la masse invariante e-dijet des candidats est en accord avec les prédictions du modèle standard. Il n'y a aucun écart important entre les nombres d'événements observés et les prédictions du modèle standard en masse invariante e-dijet. La figure 4.21 montre que, pour les événements des échantillons de signal passant nos critéres d'analyse, nous obtenons une résolution allant de 5 à 11 GeV sur la masse invariante e-dijet quand la masse du e^* varie de 150 à 250 GeV.

Période de prise de données	Données	Prédictions du SM		
		Total	NC	γp
e^+p 820 GeV	6	$7{,}1 \pm 2{,}1$	7,0	0,1
e^-p 920 GeV	4	$5{,}6 \pm 0{,}4$	5,5	0,1
e^+p 920 GeV	31	$25{,}3 \pm 1{,}9$	25,1	0,2

TAB. 4.5 – *Comparaison entre les nombres d'événements présents dans les données et les nombres prédits par le modèle standard après application des critères de sélection du canal* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$.

E^t_{ele}	20. – 65	65 – 85	> 85
$P_t^{\text{jet 1}}$	> 17 GeV		
$P_t^{\text{jet 2}}$	> 16 GeV		
Part. elmg.	Rejet si 2 particules électromagnétiques telles que Et_1 ou $Et_2 > 10$ GeV et $E_1 + E_2 > 100$ GeV		
M^{dijet}	$M_Z - 15 < M_{\text{Dijet}} < M_Z + 7$	$> M_Z - 30$	
$\theta^{\text{jet 2}}$	$> .2$ rad if $P_t^{\text{jet 2}} < 30$		
θ^{ele}	$< 1.25 + \frac{P_t^{\text{ele}} - 15}{50}$		

TAB. 4.6 – *Les critères de sélection du canal* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$.

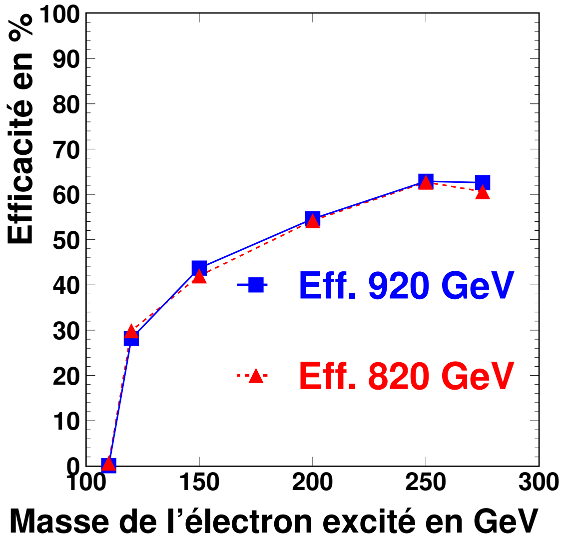


FIG. 4.19 – *Efficacité des critères de sélection de l'analyse* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$ *pour les échantillons simulés de signal.*

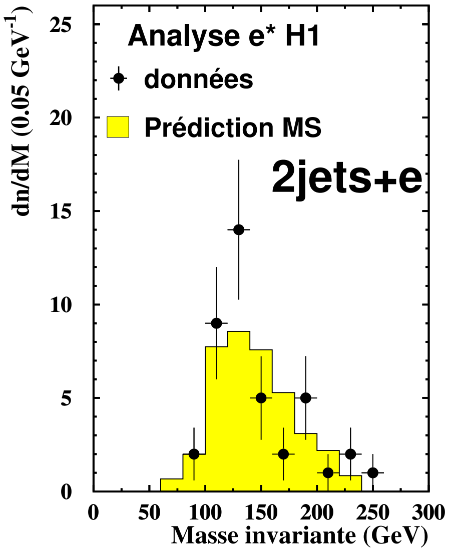


FIG. 4.20 – *Distribution de la masse e-dijet des candidats de l'analyse* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$.

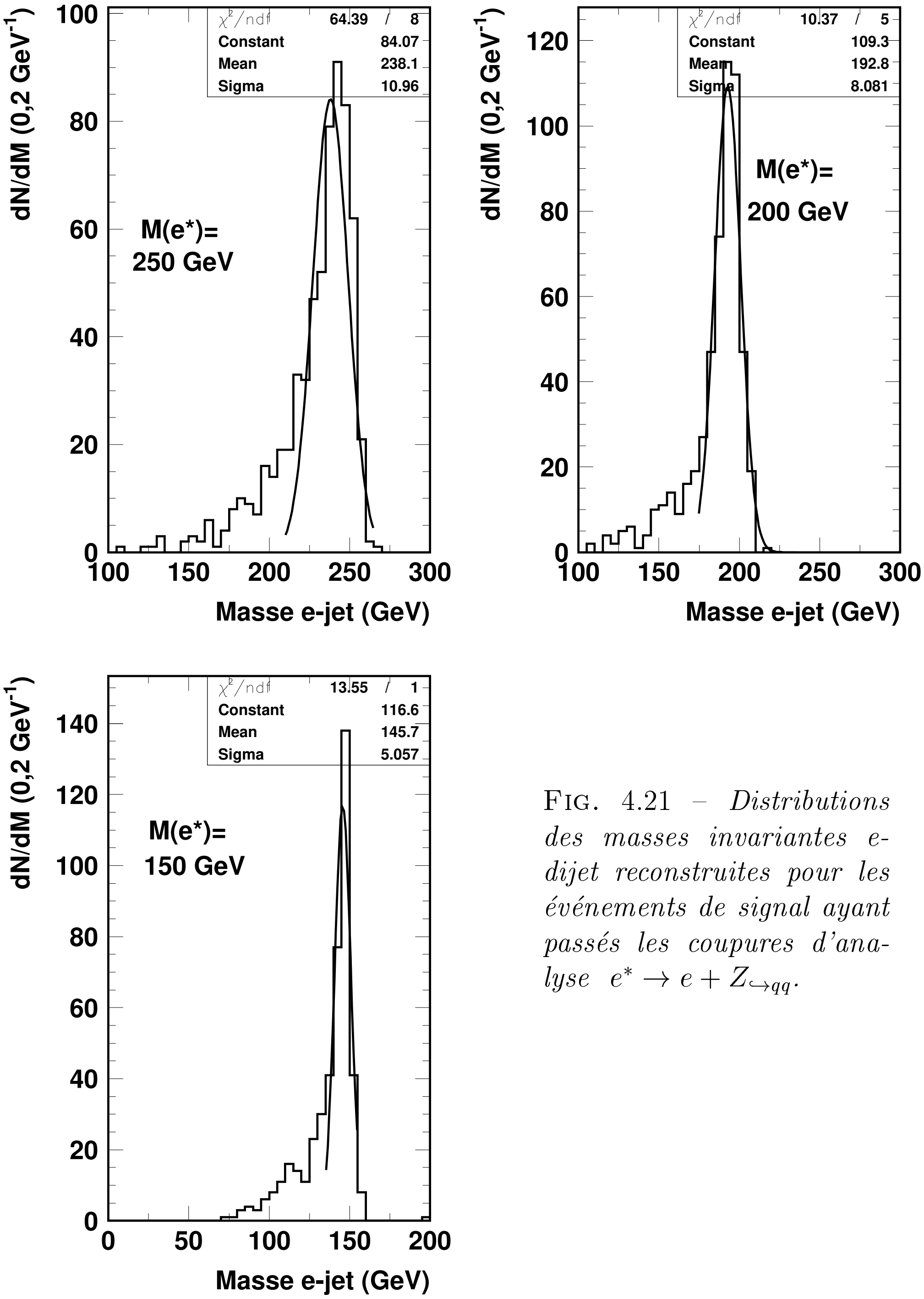


FIG. 4.21 – *Distributions des masses invariantes e-dijet reconstruites pour les événements de signal ayant passés les coupures d'analyse* $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$.

4.3 Le canal $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$

Le canal $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$ correspond à la désexcitation d'un électron excité par l'émission d'un $W^{\pm}$, ce boson se désintégrant ensuite de manière hadronique. Il comporte donc un neutrino et deux jets dans son état final, plus éventuellement (dans le cas où l'interaction est inélastique) un ou plusieurs jets de recul provenant de l'hadronisation du quark ayant participé à l'interaction et de l'hadronisation des restes du proton.

Les événements de photoproduction (présentée au paragraphe 1.5.2 page 20) présentent un état final semblable à celui recherché. Des événements de type courant chargé avec au moins deux jets retrouvés dans l'état final (pour les mêmes raisons que celles évoquées plus haut pour les courant neutres dans le canal $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$) présentent aussi un état final proche de celui attendu Enfin, des événements de type courant neutre pourront avoir un état final similaire à celui du canal $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$ si l'électron est perdu et au moins deux jets sont retrouvés dans l'état final.

Des événements non physiques (rayonnement cosmique ou halo muonique du faisceau de protons) peuvent eux aussi présenter une topologie proche de celle recherchée en effet ces événements sont rarement équilibrés en énergie transverse et les dépôts qu'ils laissent dans le calorimètre peuvent parfois être confondus avec 2 jets énergiques. Cependant les jets formés par les événements cosmiques ou de halo possèdent rarement des traces pointant vers le point de collision. Cette propriété est utilisée pour limiter ce bruit de fond non physique dans les échantillons de contrôle.

Les événements où un lepton a été perdu dans les raccordements entre parties du calorimètre présenteront eux aussi beaucoup d'énergie transverse manquante (ce n'est pas le cas pour les jets qui sont beaucoup plus étendus et pour lesquels seule une toute petite partie du jet est perdue dans le raccordement). Ce bruit de fond peut être réduit car les électrons perdus dans les zones de raccordement (et identifiés comme des jets) ne possèdent qu'une trace pointant vers le point de collision alors que de vrais jets en possèdent plusieurs.

L'échantillon de contrôle constitué afin de vérifier la cohérence des données avec les prédictions du modèle standard contient les événements répondant aux critères suivants (les jets formant le boson sont définis comme pour le canal $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$ mais avec une masse de 80,4 GeV correspondant au W):

- Une grande quantité d'énergie transverse manquante ($E_t^{\mathrm{miss}} > 20$ GeV).
- Au moins deux jets doivent être présents dans l'état final.
- Le jet de plus haute énergie transverse du boson doit avoir une énergie

transverse d'au moins 15 GeV.

- Le jet de plus basse énergie transverse du boson doit avoir une énergie transverse d'au moins 14 GeV.
- Les jets formant le boson doivent avoir un θ inférieur à 2,2 radians.
- Les jets ayant $\theta > 0{,}5$ radians doivent avoir plus de 2 traces pointant vers le point de collision.
- Les jets à proximité des raccordements entre parties du calorimètre doivent avoir plus de 2 traces pointant vers le point de collision.

Les nombres d'événements ayant les propriétés requises pour figurer dans les échantillons de contrôle correspondant à chacune des trois périodes de prise de données sont résumés dans le tableau 4.7. Il n'est pas surprenant que le nombre d'événements soit similaire en 1994-97 et en 1998-99 malgré un facteur de l'ordre de 2 en luminosité car la section efficace de production d'événements avec échange d'un courant chargé est beaucoup plus grande lors des collisions e^-p que lors des collisions e^+p.

Les principales variables décrivant ces événements sont les variables associées au jet, c'est à dire leur θ, dont les distributions sont montrées sur la figure 4.22, et leurs énergies transverses, montrées sur la figure 4.23 et les variables associées au neutrino (S, E_t^{miss}et $E - P_z$) dont les distributions sont montrées sur les figures 4.24 et 4.25 avec la masse invariante νZ.

Période de prise de données	Evénements dans les données	Bruit de fond prédit Total	CC	γp	NC	W
e^+p 820 GeV	22	$22{,}8 \pm 1{,}3$	16,1	5,5	1,2	-
e^-p 920 GeV	26	$20{,}0 \pm 0{,}5$	14,6	3,6	1,8	-
e^+p 920 GeV	59	$58{,}6 \pm 2{,}1$	32,9	16,7	8,2	0,8

TAB. 4.7 – *Comparaison entre les nombres d'événements présents dans les données et les nombres prédits par le modèle standard dans les échantillons de contrôle du canal* $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$.

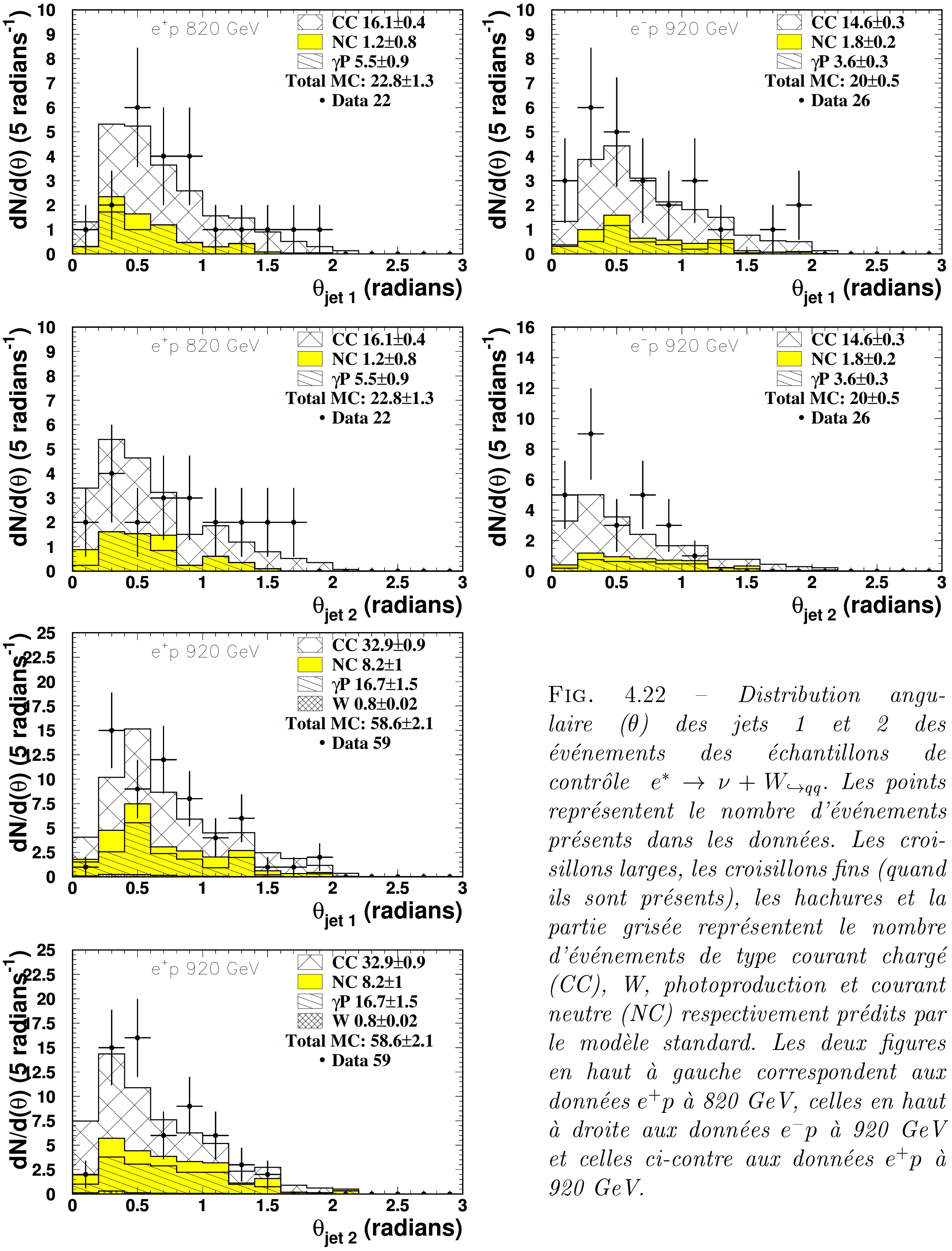
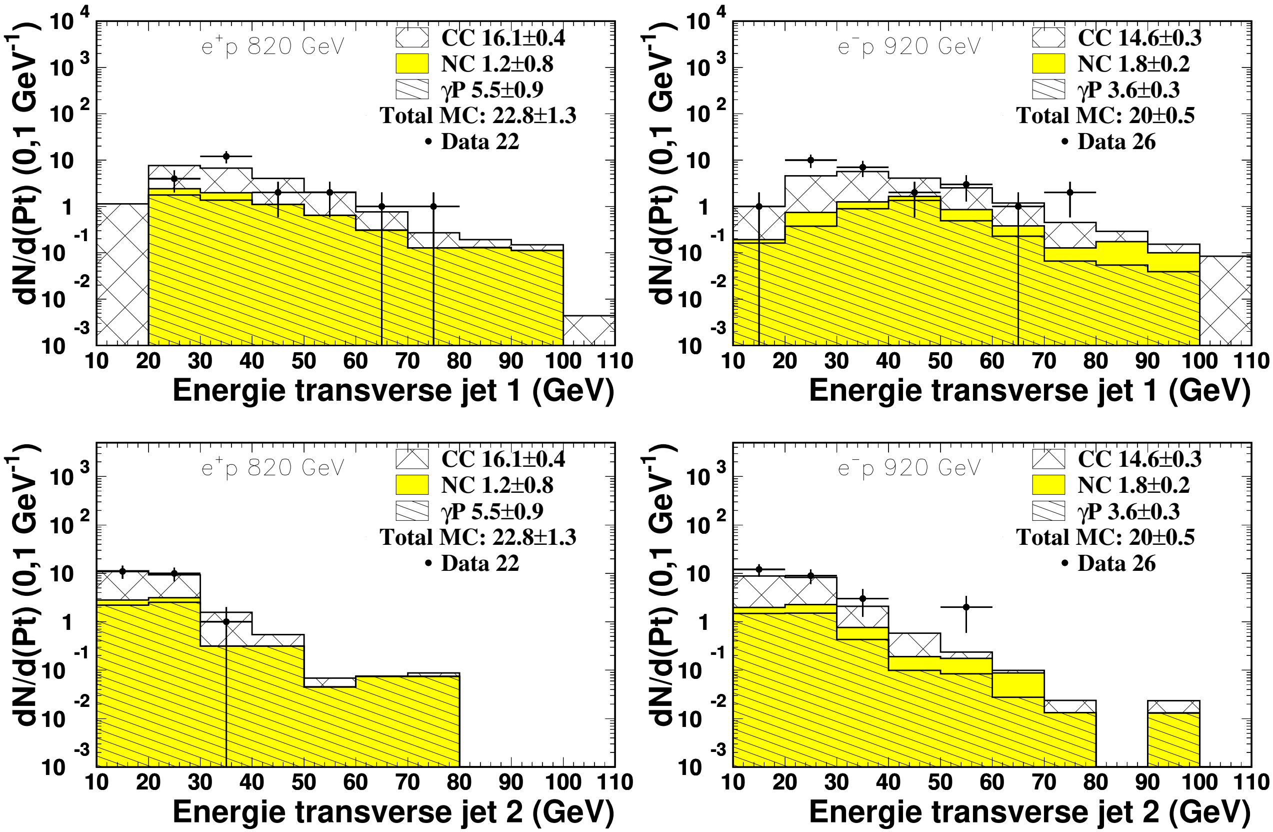


FIG. 4.22 – *Distribution angulaire (θ) des jets 1 et 2 des événements des échantillons de contrôle $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons larges, les croisillons fins (quand ils sont présents), les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type courant chargé (CC), W, photoproduction et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données e^+p à 820 GeV, celles en haut à droite aux données e^-p à 920 GeV et celles ci-contre aux données e^+p à 920 GeV.*



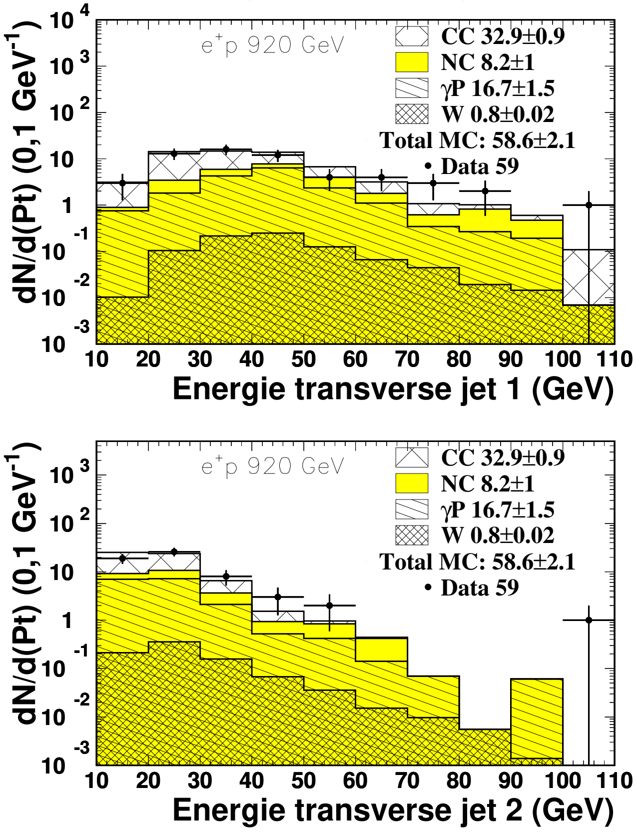


FIG. 4.23 – *Distributions des énergies transverses des jets 1 et 2 des événements des échantillons de contrôle* $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$. *Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons larges, les croisillons fins (quand ils sont présents), les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type courant chargé (CC), W, photoproduction et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données* e^+p *à 820 GeV, celles en haut à droite aux données* e^-p *à 920 GeV et celles ci-contre aux données* e^+p *à 920 GeV.*

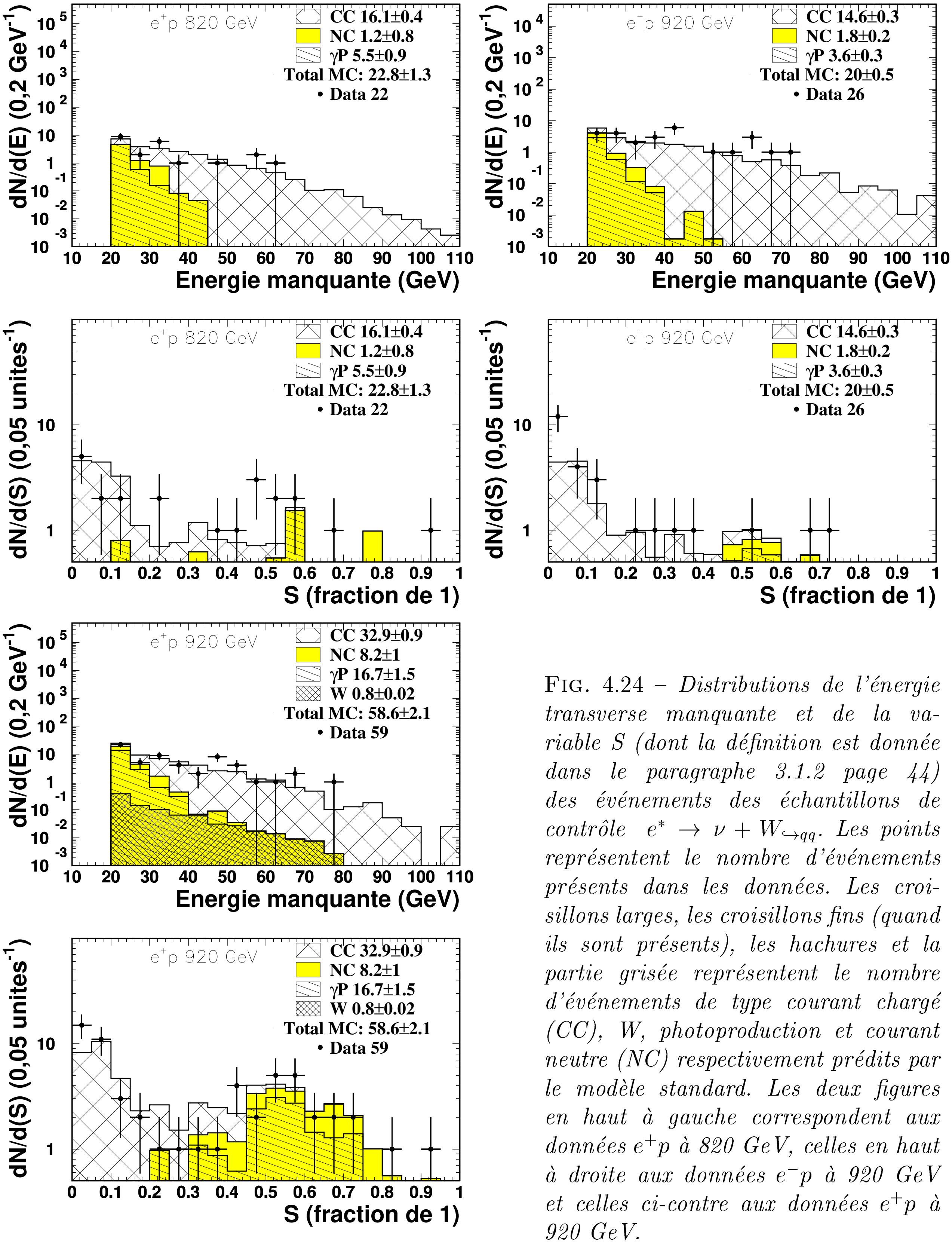


FIG. 4.24 – *Distributions de l'énergie transverse manquante et de la variable S (dont la définition est donnée dans le paragraphe 3.1.2 page 44) des événements des échantillons de contrôle $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons larges, les croisillons fins (quand ils sont présents), les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type courant chargé (CC), W, photoproduction et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données e^+p à 820 GeV, celles en haut à droite aux données e^-p à 920 GeV et celles ci-contre aux données e^+p à 920 GeV.*

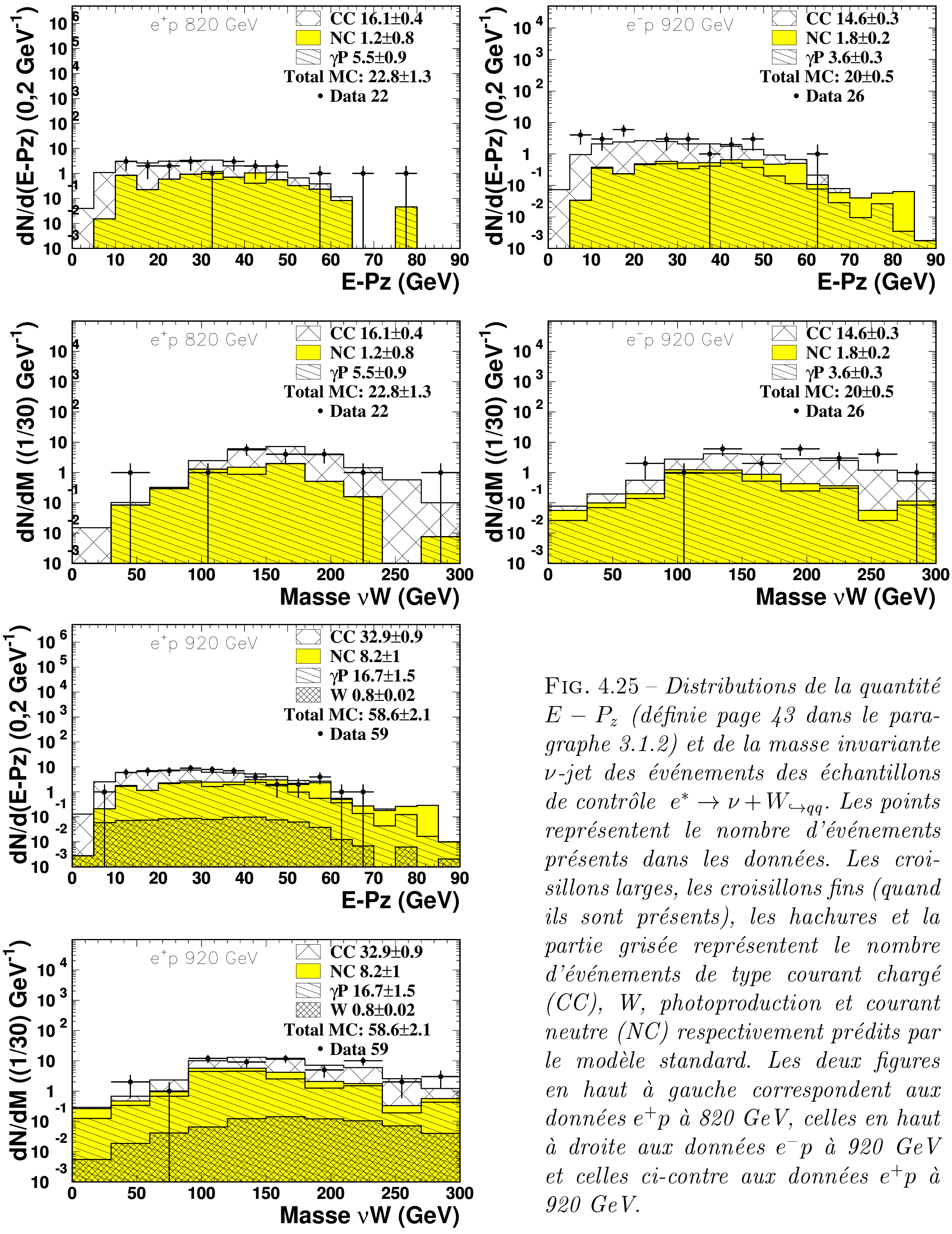


FIG. 4.25 – *Distributions de la quantité $E - P_z$ (définie page 43 dans le paragraphe 3.1.2) et de la masse invariante ν-jet des événements des échantillons de contrôle $e^* \rightarrow \nu + W_{\hookrightarrow qq}$. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons larges, les croisillons fins (quand ils sont présents), les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type courant chargé (CC), W, photoproduction et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard. Les deux figures en haut à gauche correspondent aux données e^+p à 820 GeV, celles en haut à droite aux données e^-p à 920 GeV et celles ci-contre aux données e^+p à 920 GeV.*

Un bon accord étant obtenu entre les prédictions du modèle standard et les données, il est possible d'ajouter des critères de sélection pour réduire le bruit de fond et faire apparaître un éventuel signal.

Comme pour le canal $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$, les jets retenus pour l'analyse doivent avoir, en énergie transverse, au moins 17 GeV pour le jet 1 et 16 GeV pour le jet 2.

Afin d'éliminer les événements de type NC contenant de l'énergie transverse manquante, j'ai utilisé la variable S (définie au paragraphe 3.1.2 page 44), définie par les groupes effectuant des mesures de section efficace CC dans H1 [32]. Seuls les événements pour lesquels la variable S est inférieure à 0,1 pourront être candidats pour cette analyse. La distribution de cette variable S amenant au choix de cette valeur de 0,1 est visible sur la figure 4.26.

L'état final recherché ne comportant pas de particules électromagnétiques, les événements dans lesquels se trouvent au moins une particule électromagnétique d'énergie transverse supérieure à 10 GeV seront rejetés. Cette coupure assure, de plus, qu'aucun candidat du canal $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$ ne sera commun avec les canaux $e^* \to e + \gamma$ et $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$.

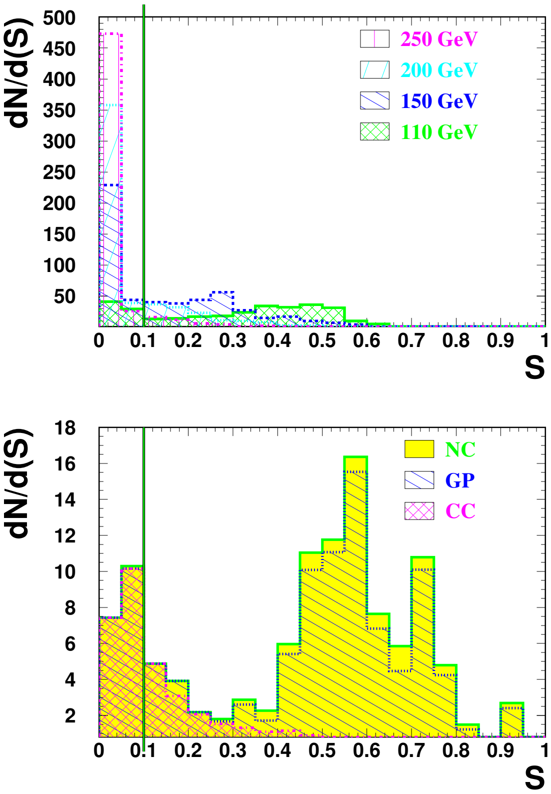


FIG. 4.26 – *Seuls les événements ayant une valeur de S inférieure à 0,1 peuvent être candidat $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$. Le trait noir représente le critère de sélection appliqué pour cette variable, les événements à sa droite sont rejetés. La figure du haut montre le comportement du signal, celle du bas, le comportement du bruit de fond.*

Tous les événements de l'échantillon de contrôle passant ces premiers critères et ayant une énergie transverse manquante de plus de 65 GeV sont acceptés comme candidats (le bruit de fond CC est très faible à cette énergie). Pour ceux ayant une énergie transverse manquante comprise entre 20 et 65 GeV, on demande de plus que la masse invariante des jets formant le boson soit à moins de 15 GeV de la masse du W (voir figure 4.27).

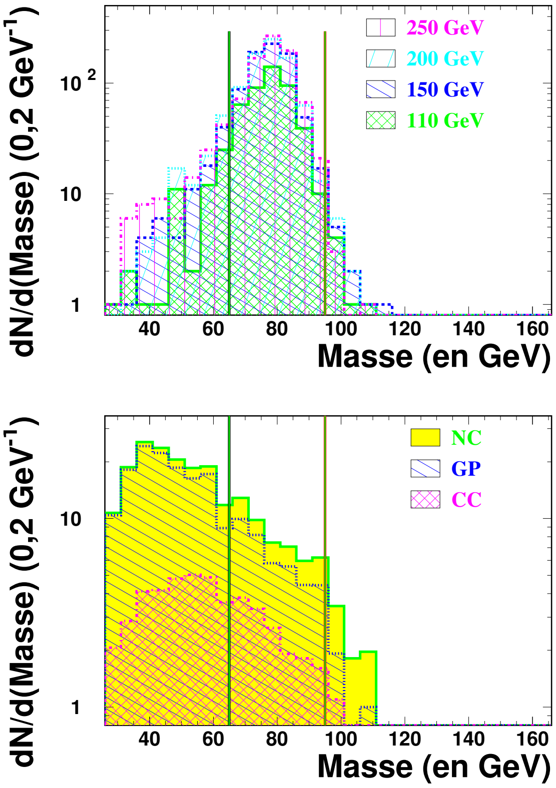


FIG. 4.27 – *Pour les événements dont l'énergie transverse manquante (E_t^{miss}) est entre 20 et 65 GeV, la masse invariante des deux jets doit être $M_W \pm 15$ GeV. Les traits noirs délimitent la sélection. La figure du haut montre le comportement du signal, celle du bas, le comportement du bruit de fond.*

L'application de cet ensemble de critères de sélection permet de réduire fortement la quantité de bruit de fond tout en conservant un maximum de signal. La figure 4.28 montre l'efficacité de ces critères de sélection sur les échantillons de signal simulés.

Le tableau 4.8 résume les nombres d'événements acceptés par ces critères de sélection (qui sont résumés dans le tableau 4.9). Il n'y a aucun écart important entre les nombres d'événements observés et les prédictions du modèle standard. La figure 4.29 montre que la distribution des candidats est en accord avec les prédictions du modèle standard en masse invariante ν-dijet.

La figure 4.30 montre que, pour les événements des échantillons de signal passant nos critères d'analyse, nous obtenons une résolution allant de 8 à 10 GeV sur la masse invariante e-dijet quand la masse de l'électron excité varie de 150 à 250 GeV.

Période de prise de données	Données	Prédictions du SM CC seulement
e^+p 820 GeV	2	2,4 ± 0,2
e^-p 920 GeV	5	3,9 ± 0,2
e^+p 920 GeV	8	6,1 ± 0,4

TAB. 4.8 – *Comparaison entre les nombres d'événements présents dans les données et les nombres prédits par le modèle standard après application des critères de sélection du canal* $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$

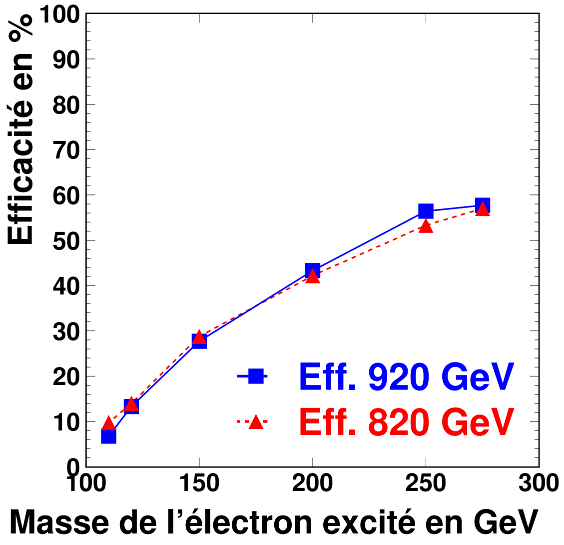


FIG. 4.28 – *Efficacité des critères de sélection de l'analyse* $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$ *pour les échantillons simulés de signal.*

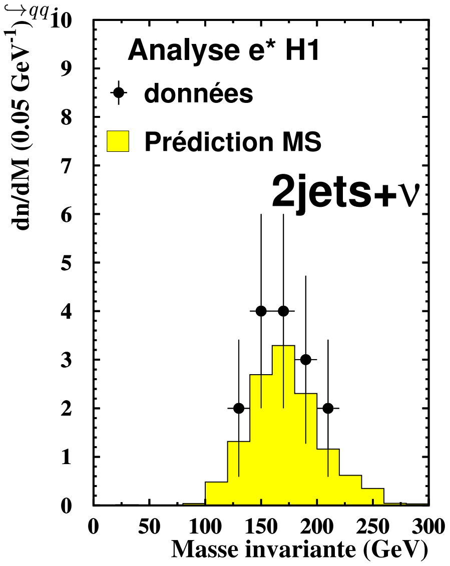


FIG. 4.29 – *Distribution de la masse ν-jet des candidats de l'analyse* $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$.

$20 < E_t^{\text{miss}} < 65$ GeV	65 GeV $< E_t^{\text{miss}}$
$E_t^{\text{jet 1}} > 17$ GeV	
$E_t^{\text{jet 2}} > 16$ GeV	
$S = \frac{V_{ap}}{V_p} < .1$	
Aucune particule elmg de $E_t > 10$ GeV	
$M_{\text{Dijet}} \simeq M_W \pm 15$ GeV	

TAB. 4.9 – *Les critères de sélection de l'analyse* $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$.

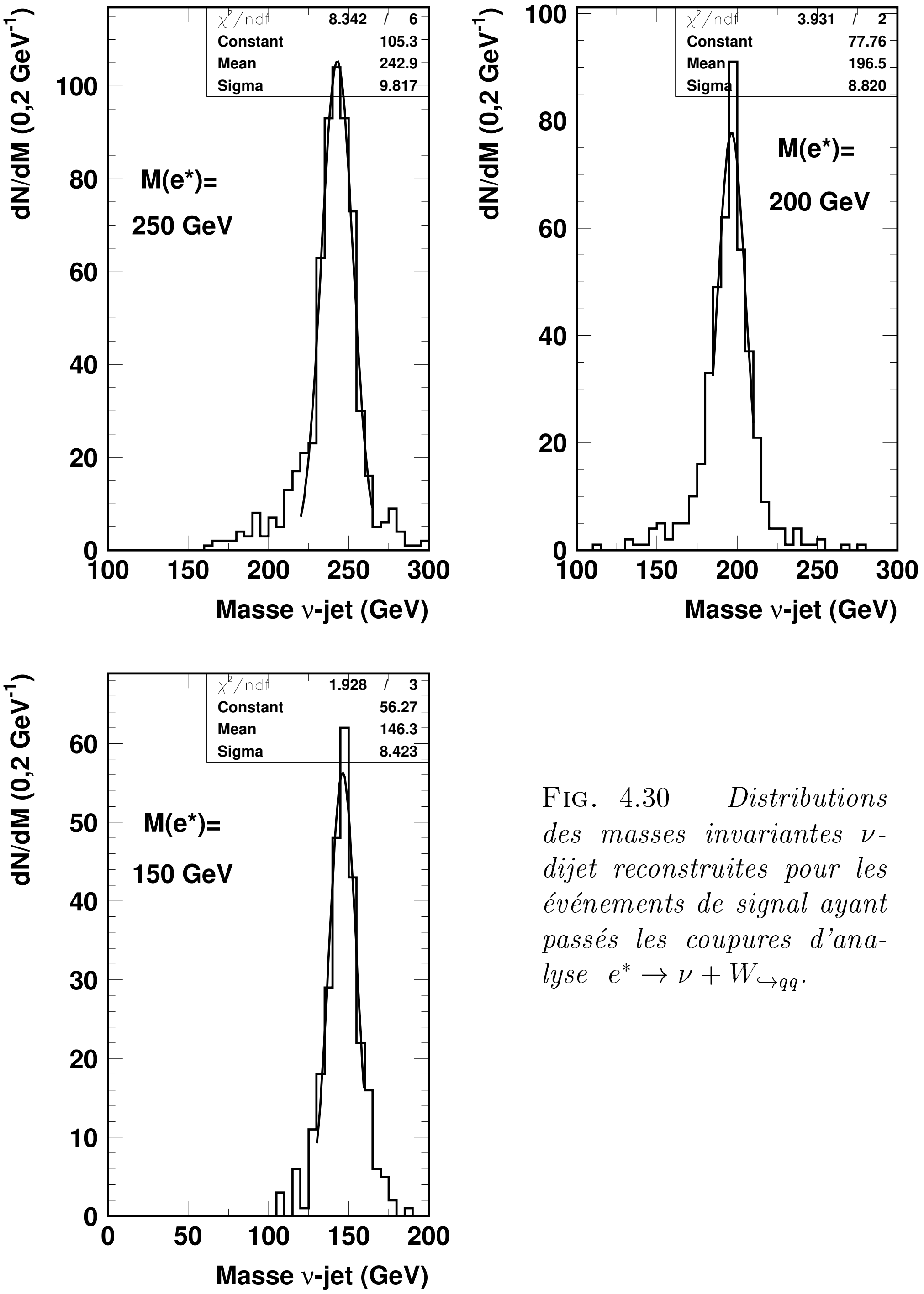


FIG. 4.30 – *Distributions des masses invariantes ν-dijet reconstruites pour les événements de signal ayant passés les coupures d'analyse* $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$.

4.4 Erreurs sur les mesures et les prédictions

Toute mesure d'un phénomène est entachée d'erreurs dûes aux imperfections de l'outil de mesure. Les mesures faites lors de cette analyse n'échappent pas à cette règle. Cette section montre comment les différents types d'erreurs affectent notre résultat.

4.4.1 Erreurs statistiques dûes aux simulations des prédictions du modèle standard

Les nombres d'événements mesurés dans nos échantillons de données ainsi que ceux des simulations numériques utilisées pour prédire le comportement du modèle standard sont des nombres entiers pouvant être affecté par des fluctuations statistiques que seul un nombre infini d'expériences pourrait éviter. Dans un échantillon donné, l'erreur résultant de ces fluctuations statistiques est la racine carrée de la variance de cet échantillon, c'est à dire la racine carrée du nombre d'événements. Avec cette définition, l'erreur par événement tend bien vers zéro quand le nombre d'expériences tend vers l'infini. Si cet échantillon est pondéré, c'est la racine carrée de la somme des poids élevés au carré qu'il faut prendre, les éléments de plus fort poids auront donc une contribution plus importante à l'erreur statistique.

Les calculs d'erreurs statistiques sont résumés dans le tableau 4.10.

4.5 Erreurs systématiques dûes aux incertitudes de la réponse des calorimètres

Lorsqu'une particule dépose de l'énergie dans un calorimètre, la valeur mesurée n'est pas directement l'énergie déposée mais un signal électrique dépendant de cette quantité d'énergie déposée. La fonction reliant ce signal électrique à l'énergie déposée n'est connue qu'avec une précision limitée. Lorsque les échantillons simulant le modèle standard sont produits, la simulation de la réponse du calorimètre ne peut être faite que dans la limite de nos connaissances. Nos critères de sélection étant discrets, il se peut qu'un événement se trouvant juste en dessous du seuil soit rejeté alors que si la réponse du calorimètre avait été mieux connue il aurait eu une valeur légèrement supérieure et aurait été conservé (et inversement, un événement dont la valeur mesurée est au-dessus d'un seuil pourrait être accepté alors que sa valeur réelle est en dessous de ce seuil). Pour connaître, l'ampleur de ce phénomène de migration d'événements autour des seuils, il faut procéder, pour chacune des variables entachées d'une telle imprécision, à la même analyse mais en majorant la valeur de cette variable de l'erreur maximale commise sur cette variable. La différence entre le nombre de candidats retenus par l'analyse avec la valeur normale de la variable et l'analyse avec cette variable majorée donne le nombre d'événements pouvant, au maximum, avoir migré si cette variable est sous-estimée. La même analyse est faite une troisième fois mais en minorant la variable ce qui donne le nombre d'événements pouvant migrer en cas de surestimation. Le nombre le plus grand entre sous-estimation et surestimation est conservé puisqu'il représente l'erreur maximale potentielle provenant de cette variable.

L'analyse des canaux cités précédemment utilise uniquement le calorimètre à Argon liquide (LAr) de H1 qui est segmenté en deux parties différentes. Dans la partie électromagnétique de ce calorimètre l'imprécision sur l'énergie mesurée varie de 0,7% dans la partie centrale à 3% pour la partie avant du détecteur. Dans la partie hadronique du LAr l'erreur est uniformément prise à 4%.

Cette méthode de calcul des erreurs systématiques dépend du nombre d'événements simulés passant les critères de sélection. Si ce nombre est trop petit, le calcul des erreurs systématiques en est affecté comme le montre l'erreur donnée pour le canal $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$ à 820 GeV dans le tableau 4.10 page 101 où un trop petit nombre d'événements simulés amène à une très grande erreur systématique (et statistique aussi bien entendu).

4.5.1 Autres sources d'erreurs systématiques

Dans les canaux utilisant des jets ($e^* \rightarrow \nu + W_{\hookrightarrow qq}$, $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$), l'incertitude sur la section efficace de production d'événements à 3 jets est de 15% provenant de la différence entre les calculs perturbatifs de section efficace à l'ordre $O(\alpha_s^2)$ et ceux effectués par l'approche des gerbes de partons [66, 67, 68].

Par exemple, pour le canal $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$ à 920 GeV, il faut donc prendre en compte une incertitude de 15% sur le bruit de fond attendu, ce qui représente 3,8 événements.

Enfin, l'imprécision de la mesure de la luminosité est de 1,5% pour les donnée 1994-97, 2,25% pour les données 1998-99 (e^-p) et 1,5% pour les données 1999-2000. Mais cette erreur n'affecte pas le résultat de la même manière, car une erreur sur la luminosité agit comme un facteur de normalisation global et n'affecte pas les événements individuellement. Cette erreur étant de l'ordre du pourcent, elle est négligeable par rapport aux autres erreurs (comme le montre le tableau 4.10) mais elle interviendra dans le calcul des limites (voir section 6.4).

4.5.2 Erreurs par tranche de masse

Le traitement qui vient d'être effectué globalement pour chaque canal peut aussi être effectué en ne considérant que les événements se trouvant dans une tranche de masse donnée (par exemple entre 105 et 110 GeV). Cela permet de connaître lors du calcul de limite, qui se fait lui aussi par tranche de masse (voir section 6.5), quelles sont les erreurs associées à cette tranche. Etant donné que le nombre d'événements entrant dans une tranche de masse est plus faible que le nombre total d'événements pour ce canal, les migrations sont plus probables car elle peuvent aussi se produire entre tranches de masse (un événement peut rester sélectionner mais avoir une masse invariante différente et donc se retrouver dans une autre tranche de masse), les erreurs statistiques et systématiques obtenues seront donc plus élevées lors du calcul par tranche de masse que lors du calcul global. De plus, pour les canaux où il y a très peu voir aucun candidat, l'erreur ainsi calculée n'a plus de sens. Pour éviter ce second problème, les tranches de masse dont le contenu est inférieur à 20% du contenu de la tranche de masse la plus remplie du canal reçoivent comme erreur la même que la tranche voisine la plus proche contenant suffisamment d'événements pour permettre un calcul d'erreur (c'est à dire plus de 20% du maximum observé). La figure 4.31 permet de voir la valeur de ces erreurs par tranche de masse pour chaque canal.

La migration d'un événement vers une tranche de masse ayant une statistique trop faible provoque souvent l'apparition d'un “pic” dans le calcul de l'erreur associée à cette tranche de masse. Ce “pic” a une signification physique limitée. Pour éviter l'apparition de manière trop brutale de ces pics, les tranches de masse ayant une valeur supérieure de plus de 10 % à la moyenne de leurs deux voisines sont remplacées, si l'écart de valeurs entre ces deux voisines est inférieur à 5%, par cette valeur moyenne.

Tout comme pour le calcul de limite, le calcul de la contribution à une tranche de masse donnée se fait suivant une “fenêtre glissante”, c'est à dire que pour chaque tranche de masse, on accepte aussi des événements ayant une masse un peu inférieure ou un peu supérieure dans la tranche, selon le principe expliqué dans la section 6.5.

4.6 Résultats finals de l'analyse e^*

Le tableau 4.10 résume pour chacun des canaux étudiés les résultats de l'analyse décrite dans ce chapitre.

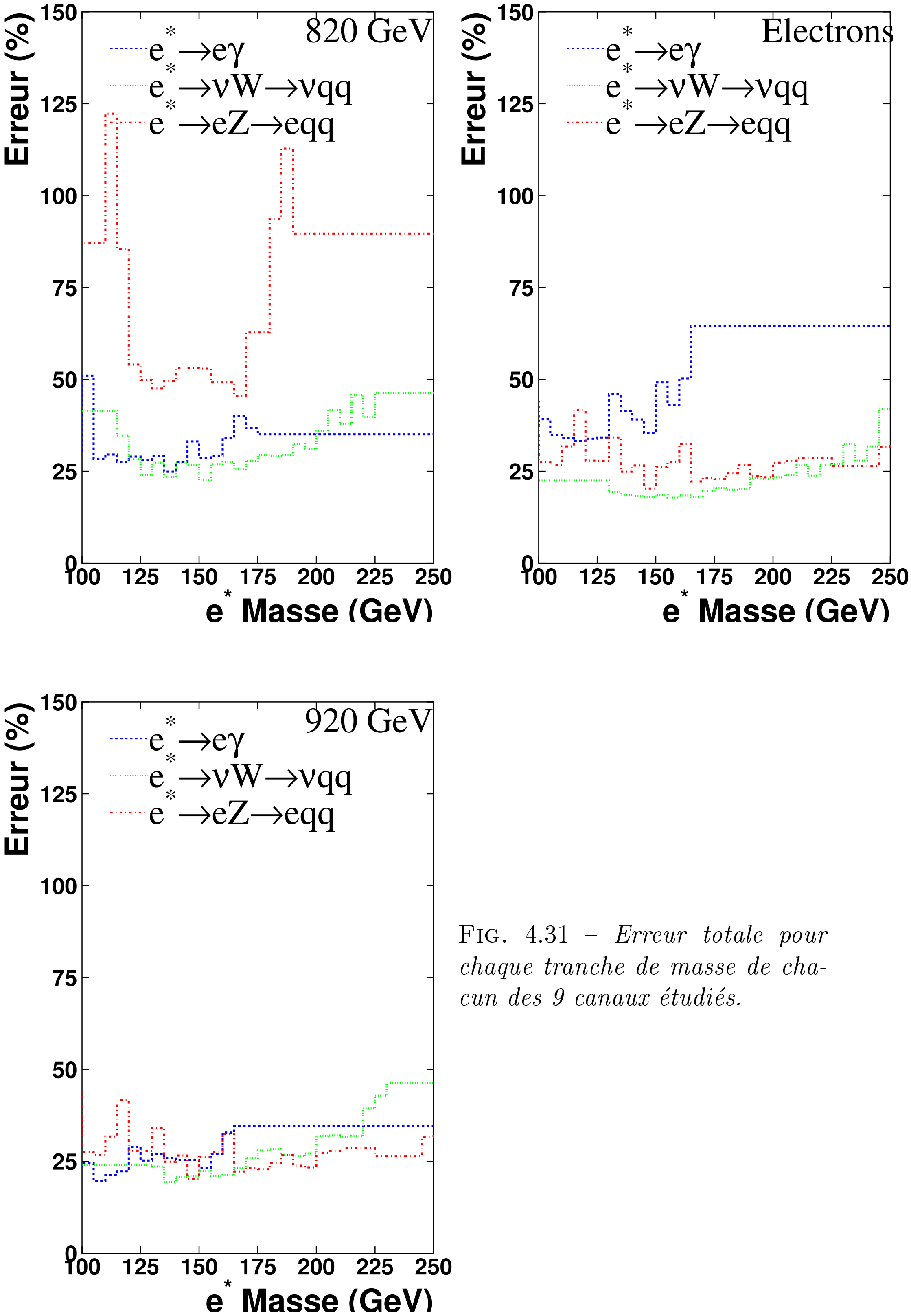


FIG. 4.31 – *Erreur totale pour chaque tranche de masse de chacun des 9 canaux étudiés.*

Canal	Echantillon	Candidats	Bruit de Fond	Erreur statistique	Erreur systématique
$e^* \to e + \gamma$	e^+p 820 GeV	8	7,2	1,0	0,1
	e^-p 920 GeV	4	4,0	0,7	0,2
	e^+p 920 GeV	12	15,6	1,7	0,4
$e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$	e^+p 820 GeV	6	7,1	2,1	2,8
	e^-p 920 GeV	4	5,6	0,4	1,2
	e^+p 920 GeV	31	25,3	1,9	5,5
$e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$	e^+p 820 GeV	2	2,4	0,2	0,7
	e^-p 920 GeV	5	3,9	0,2	0,7
	e^+p 920 GeV	8	6,1	0,4	1,5

TAB. 4.10 – *Résumé de l'analyse* e^*

Chapitre 5

Recherche des produits de désintégration du neutrino excité

Quand, contrairement au cas de l'électron excité, le boson échangé est un boson faible chargé ($W^{\pm}$), la conservation de la charge impose que le lepton excité produit soit un neutrino excité. A nouveau trois canaux de désexcitation sont possibles, correspondant aux désexcitations électromagnétiques ou faibles. Ces trois canaux de désintégration ont donné lieu à trois analyses différentes: $\nu^* \rightarrow \nu + \gamma$, $\nu^* \rightarrow e + W_{\hookrightarrow qq}$ et $\nu^* \rightarrow \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$.

Comme cela a été expliqué dans la section 1.4.6, page 14, la probabilité de production d'un neutrino excité est nettement plus grande lors de collisions e^-p que lors de collisions e^+p. L'étude des échantillons e^+p qui ne contribueraient que très faiblement au résultat final par rapport à l'échantillon e^-p n'a donc pas été faite.

Il est intéressant de noter des similitudes entre les topologies déjà étudiées et celles à venir. Ainsi les canaux $e^* \rightarrow \nu + W_{\hookrightarrow qq}$ et $\nu^* \rightarrow \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$ ou $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$ et $\nu^* \rightarrow e + W_{\hookrightarrow qq}$ ont la même topologie dans l'état final (à la valeur de la masse invariante des jets formant le boson prés): 2 jets et de l'énergie transverse manquante dans le premier cas, deux jets et un électron dans le second cas. Les analyses ont donc de nombreux points communs, cependant les échantillons de données étudiés ont des statistiques différentes ce qui influe sur l'ajustement des coupures.

Comme le montre la figure 1.4 page 16, la largeur de désintégration d'un neutrino excité de 200 GeV est, avec la sensibilité actuelle de HERA, de l'ordre de la résolution expérimentale de notre détecteur, c'est à dire une dizaine de GeV. Pour pouvoir effectuer la recherche de ν^* ayant une masse supérieure à 200 GeV, il n'est donc plus possible d'utiliser les simulations effectuées, dans l'approximation de largeur étroite, par COMPOS, nous avons donc utilisé des échantillons générés avec COMPHEP. Pour simuler ces échantillons, il faut estimer la valeur du couplage $\frac{f}{\Lambda}$ limite, calculer la largeur de neutrino excité associée et générer des échantillons ayant la bonne largeur de désintégration. Les limites d'exclusion étant différentes selon les hypothèses faites pour les facteurs de forme f et f' du lagrangien de la formule 1.2, les largeurs associées et les échantillons de signal à utiliser seront aussi différents. Les limites sur le couplage $\frac{f}{\Lambda}$ des neutrinos excités sont usuellement présentées avec les hypothèses $f = -f'$ et $f = +f'$. Cependant, le ν^* ne peut pas se désexciter électromagnétiquement lorsque $f = +f'$ nous avons donc choisi de générer ces échantillons avec les hypothèses $f = -f'$et $f = +f'/2$. Comme le montre la figure 5.1, les principales distributions de ces échantillons varient suffisamment peu entre les 3 hypothèses (approximation de largeur étroite, $f = -f'$ et $f = +f'/2$) pour permettre l'utilisation d'un échantillon unique généré avec l'approximation de largeur étroite pour déterminer les critères de selection des candidats ν^*.

5.1 Le canal $\nu^* \rightarrow \nu + \gamma$

Le canal $\nu^* \rightarrow \nu + \gamma$ correspond à la désexcitation électromagnétique d'un neutrino excité. L'état final comporte donc un photon, un neutrino et, puisque l'interaction est inélastique, au moins un jet provenant de l'hadronisation du quark ayant participé à l'interaction et éventuellement l'hadronisation du proton. La topologie minimale recherchée dans notre détecteur est donc un photon, un jet et de l'énergie transverse manquante.

La topologie recherchée est similaire à un événement de type courant chargé où un photon est rayonné (CC radiatif). Cependant, dans un événement CC radiatif, le photon possède peu d'énergie alors que dans un événement où le photon provient de la désexcitation d'un neutrino excité, le photon porte une part importante de l'énergie totale. Les événements de type courant neutre où l'énergie est mal mesurée ont eux aussi une topologie pouvant être confondue avec celle recherchée, mais dans ce cas la particule électromagnétique est un électron qui possède une trace. Enfin, quelques événements de type photoproduction où l'énergie des jets est mal mesurée (créant de l'énergie transverse manquante) peuvent aussi avoir une topologie proche de celle recherchée lorsque l'un des jets a déposé une grande fraction de son énergie dans le calorimètre électromagnétique.

Étant donné l'importance du bruit de fond NC, il est nécessaire ici, contrairement au canal $e^* \rightarrow e + \gamma$, de faire la différence entre photons et électrons. Cependant, quand le photon est à l'avant il est souvent pris

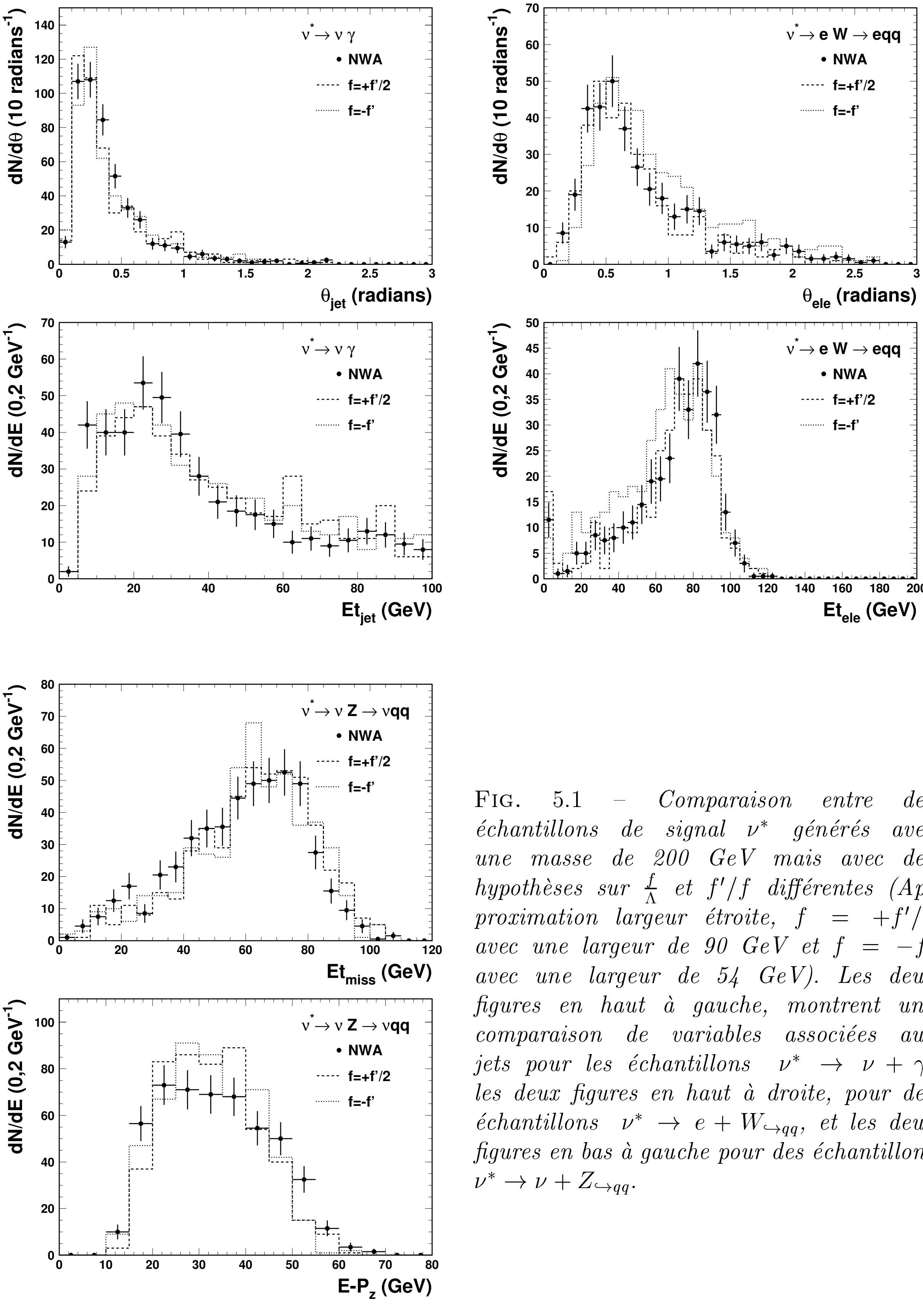


FIG. 5.1 – *Comparaison entre des échantillons de signal ν^* générés avec une masse de 200 GeV mais avec des hypothèses sur $\frac{f}{\Lambda}$ et f'/f différentes (Approximation largeur étroite, $f = +f'/2$ avec une largeur de 90 GeV et $f = -f'$ avec une largeur de 54 GeV). Les deux figures en haut à gauche, montrent une comparaison de variables associées aux jets pour les échantillons $\nu^* \to \nu + \gamma$, les deux figures en haut à droite, pour des échantillons $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$, et les deux figures en bas à gauche pour des échantillons $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$.*

pour un électron or dans cette région il y a peu d'électrons provenant du bruit de fond NC. En dehors de la partie avant, la proportion de photons pris comme des électrons devient plus faible alors que l'intensité du bruit de fond NC augmente. La figure 5.2 montre la proportion de photons identifiés comme des électrons dans le signal ainsi que leur distribution angulaire. Pour tenir compte de cela, deux analyses sont effectuées, l'une où l'on cherche des photons identifiés comme tels et l'autre où l'on cherche des photons identifiés comme un électron. Les coupures utilisées dans cette seconde analyse tiennent compte de l'importance du bruit de fond de type courant neutre qu'il est nécessaire de rejeter.

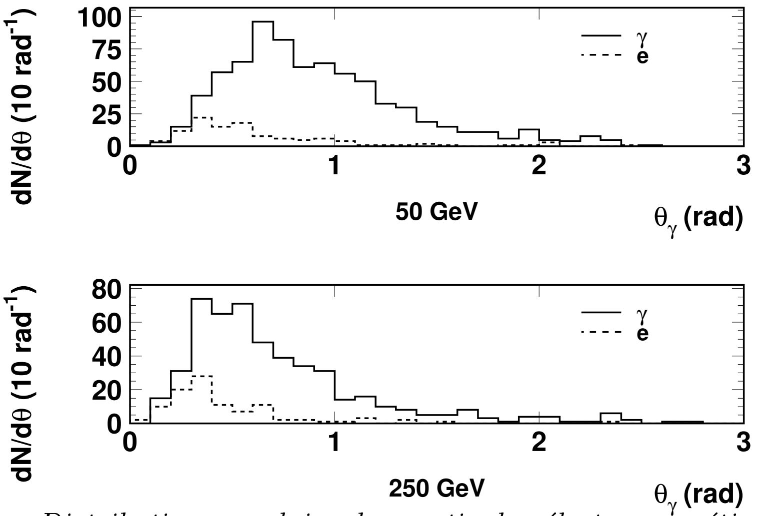


FIG. 5.2 – *Distribution angulaire des particules électromagnétiques associées au photon émis lors de la désintégration du neutrino excité dans deux échantillons simulant le signal à 50 GeV (figure du haut) et à 250 GeV (figure du bas).*

Dans certains cas, le photon, quand il est très à l'avant, peut même être confondu avec un jet. Les incertitudes quant à la connaissance et la modélisation des photons rayonnés très près d'un jet rendent cette troisième étude impossible et nous obligent à demander, pour les deux autres analyses, une distance minimum (en φ) du photon par rapport au jet.

Pour mieux rejeter les événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre et les événements de photoproduction nous utiliserons, dans ces deux analyses, l'énergie transverse perpendiculaire au jet (définie au paragraphe 3.1.2, page 43).

Pour effectuer ces deux analyses différentes, deux échantillons de contrôle différents ont été établis, l'un pour les événements où le photon est correctement identifié et l'autre pour la recherche des événements où celui-ci est identifié comme un électron du fait de la proximité de traces.

Premier échantillon de contrôle Les événements du premier échantillon ont les propriétés suivantes:

- Au moins un photon (identifié comme tel) et un jet,
- Plus de 16 GeV d'énergie transverse manquante
- $\Delta\varphi(\gamma,\text{jet}) > 0{,}35$ radians

Dans les donnés e^-p (seules considérées pour cette analyse), 63 événements passent les critères requis pour figurer dans cet échantillon de contrôle ce qui est compatible avec la prédiction du modèle standard de 68,1 ± 5,5 événements.

Les principales variables caractérisant cet échantillon sont l'énergie transverse du photon et celle du jet, l'énergie transverse manquante, l'énergie transverse perpendiculaire au jet, la masse invariante $\nu-\gamma$, la quantité $E-P_z$ et les variables angulaires du photon. La distribution de toutes ces variables est visible sur la figure 5.3.

Second échantillon de contrôle Les événements du second échantillon de contrôle ont les propriétés suivantes:

- Au moins un jet et un électron avec un θ inférieur à 2,5 radians,
- Plus de 20 GeV d'énergie transverse manquante
- $\Delta\varphi(e,\text{jet}) > 0{,}35$ radians
- La trace de l'électron de doit pas être dans la zone morte des trajectographes.

Cet échantillon de contrôle contient 24 événements, en bon accord avec les $26{,}3\pm1{,}0$ événements prédits par le modèle standard. La figure 5.4 montre que les distributions des principales variables (Energies transverses de l'électron, du jet, manquante et perpendiculaire au jet, masse invariante $\nu-\gamma$, angles du photon et $E-P_z$) de cet échantillon sont compatibles avec les prédictions du modèle standard.

Pour les événements où le photon a été, à tort, identifié comme un électron, le bruit de fond en provenance d'événements NC est important. La variable permettant la meilleure discrimination entre le signal et ce bruit de fond est l'énergie transverse manquante. En demandant aux événements d'avoir une énergie transverse manquante supérieure à 30 GeV on rejette une grande partie du bruit de fond en provenance des NC comme le montre la figure 5.5 à droite. Ce critère ayant un effet trop important sur le signal quand le photon est bien identifié (figure 5.5 à gauche), ce critère n'est appliqué que lorsque le photon est identifié comme un électron.

Lors d'événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre, l'électron est préférentiellement émis à l'arrière du détecteur, c'est à dire à

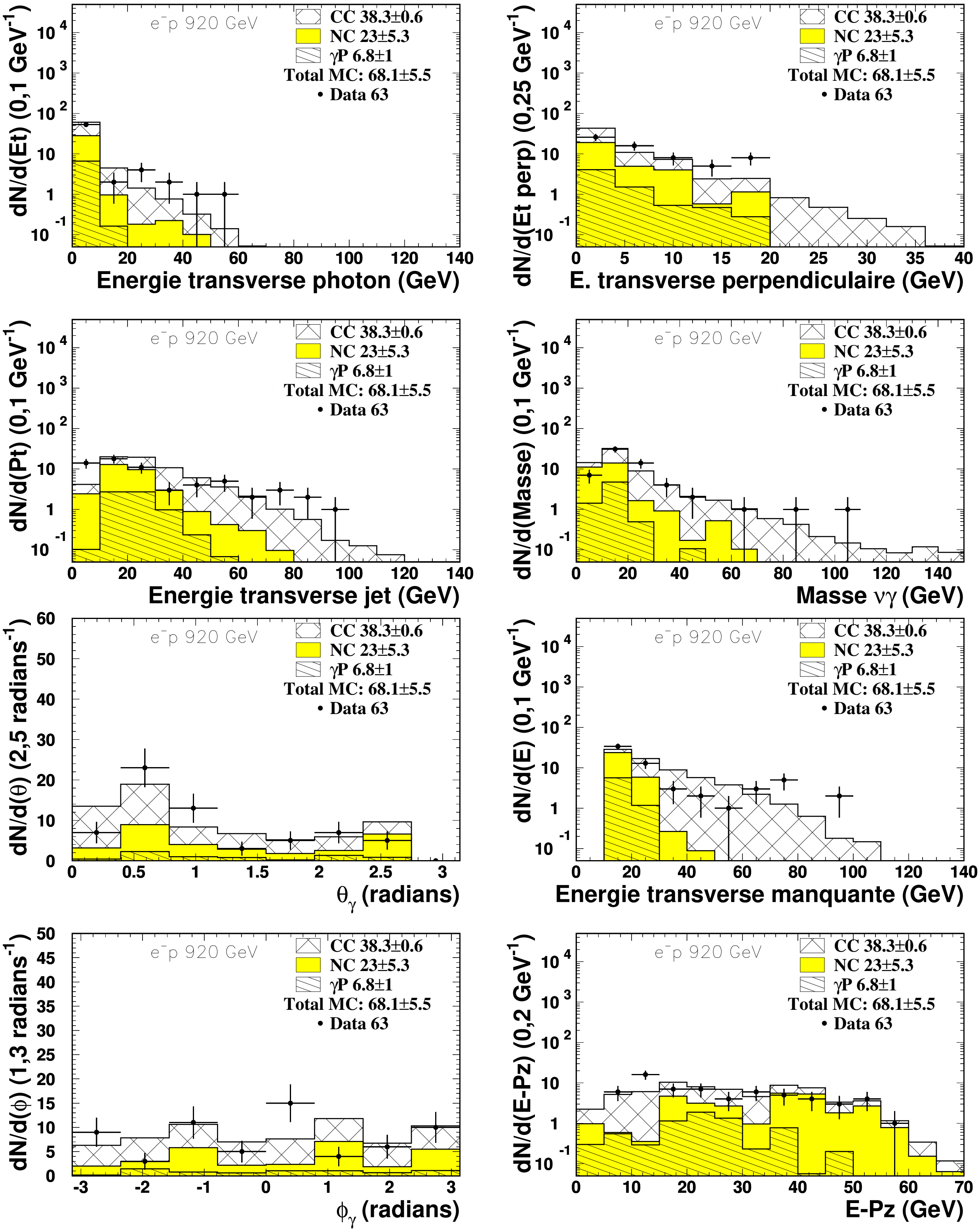


FIG. 5.3 – *Distributions des principales variables caractérisant les événements du premier échantillon de contrôle* $\nu^* \to \nu + \gamma$. *Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type courant chargé (CC), photoproduction* (γp) *et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard.*

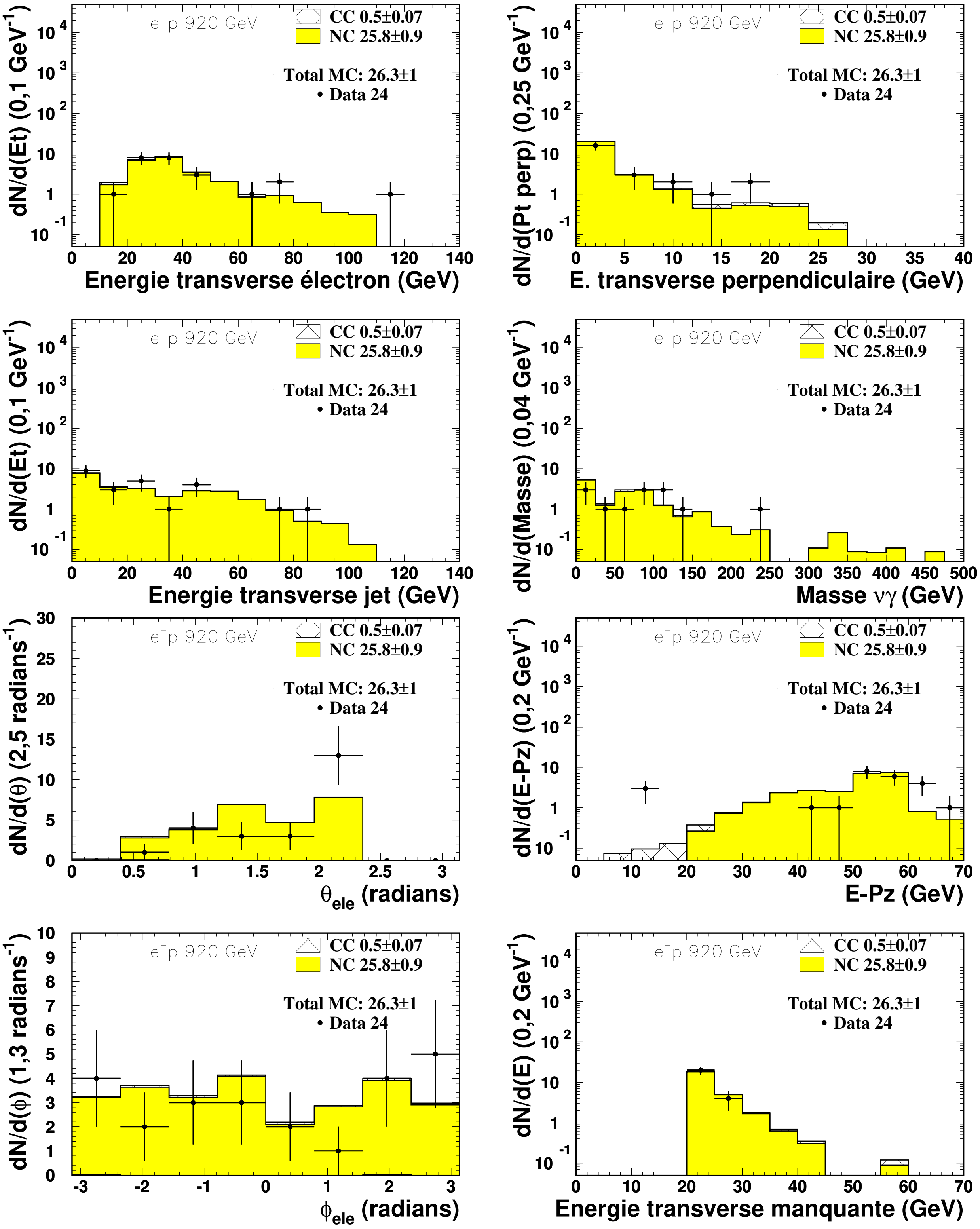


FIG. 5.4 – *Distributions des principales variables caractérisant les événements du second échantillon de contrôle* $\nu^* \to \nu + \gamma$*. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type courant chargé (CC) et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard.*

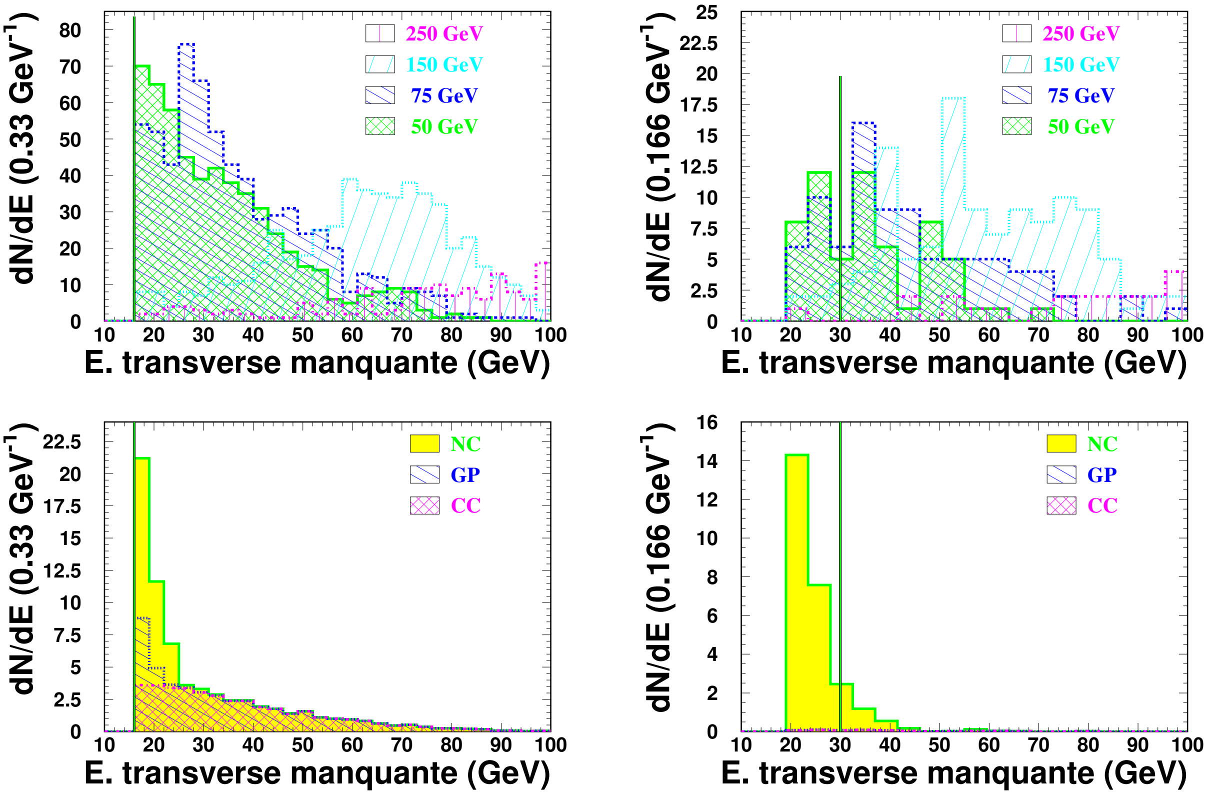


FIG. 5.5 – *Distribution prédite de l'énergie transverse manquante pour les événements où le photon est identifié comme tel (figures de gauche) ou comme un électron (figures de droite) des échantillons de contrôle du canal* $\nu^* \to \nu + \gamma$*. Les figures de la ligne du haut montrent le signal à différentes masses, celles du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard.*

grand θ. Dans les événements CC où un photon est rayonné, celui-ci peut-être rayonné dans n'importe quelle direction, donc à n'importe quel θ, avec cependant une légère préférence pour l'avant du fait de la propulsion du centre de masse vers l'avant. Les neutrinos excités, au contraire, portent une forte partie de l'impulsion totale et, lors de leur désexcitation, le photon émis sera très préférentiellement vers l'avant, à bas θ. Un critère de sélection basé sur le θ du photon peut donc être défini. Pour les événements où le photon a été identifié comme tel, il suffit de rejeter les événements ayant des photons de très grand θ ($\theta > 1{,}8$ radians) provenant donc de CC ayant rayonné un photon (voir la figure 5.6 à gauche). Pour ceux où le photon a été identifié comme un électron, la limite en θ doit être plus à l'avant ($\theta < 1$ radian), puisque c'est là que se trouve le signal recherché par cette analyse et que, d'autre part, dans le bruit de fond principal (NC) l'électron se trouve à l'arrière (voir la figure 5.6 à droite).

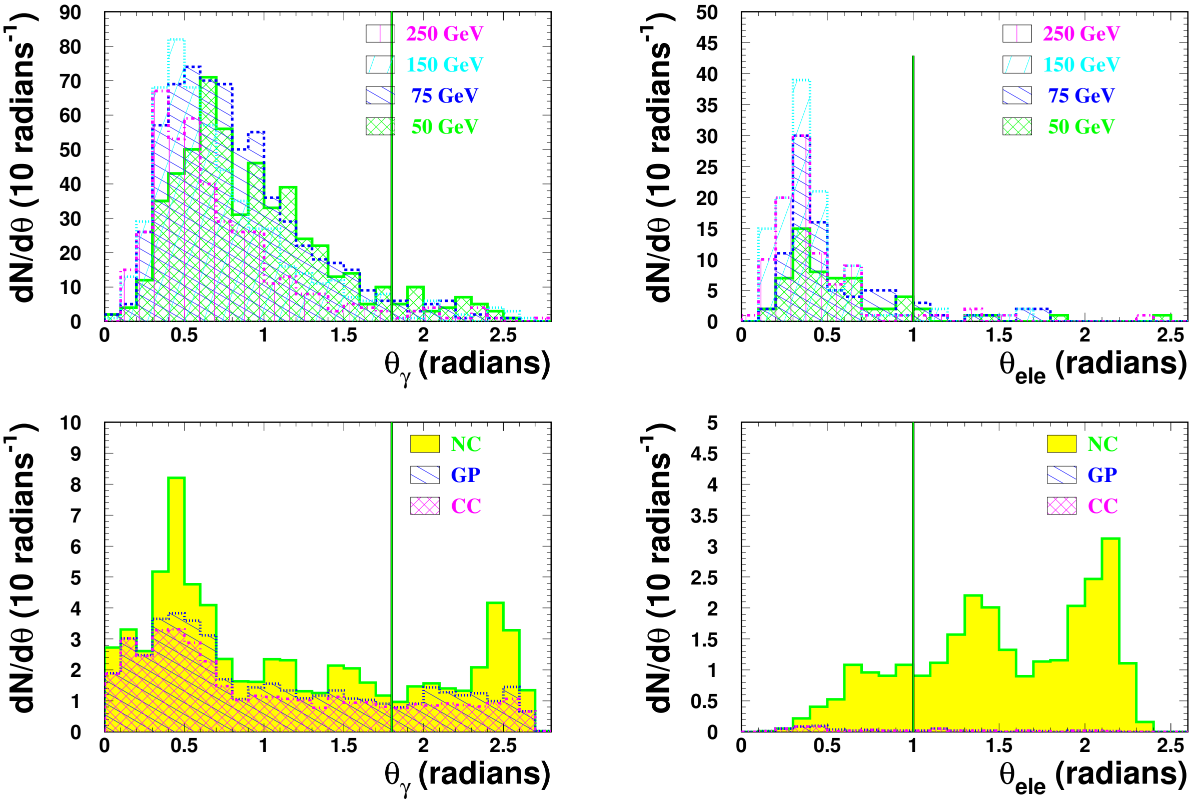


FIG. 5.6 – *Distribution angulaire prédite du photon identifié comme tel (gauche) ou comme un électron (droite) pour les événements des échantillons de contrôle avec une énergie transverse manquante supérieure à 30 GeV pour ceux où le photon est identifié comme un électron. Les figures du haut montrent le signal à différentes masses, celles du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements à droite du trait sont rejetés.*

Le photon, dans les événements CC radiatif, a peu d'énergie transverse, alors que le photon résultant de la désexcitation d'un neutrino excité en a beaucoup. L'énergie transverse du photon permet donc de distinguer les photons provenant d'un neutrino excité de ceux provenant d'un événement de diffusion profondément inélastique comme le montre la figure 5.7. Pour cette analyse la valeur de 16 GeV a été choisie pour faire cette distinction.

L'énergie transverse manquante est l'une des caractéristiques principales de la topologie que nous recherchons car elle montre qu'une particule, le plus souvent un neutrino, s'est échappée du détecteur. Cependant, dans certains cas, elle peut provenir d'un jet dont l'énergie aurait été mal mesurée. La me-

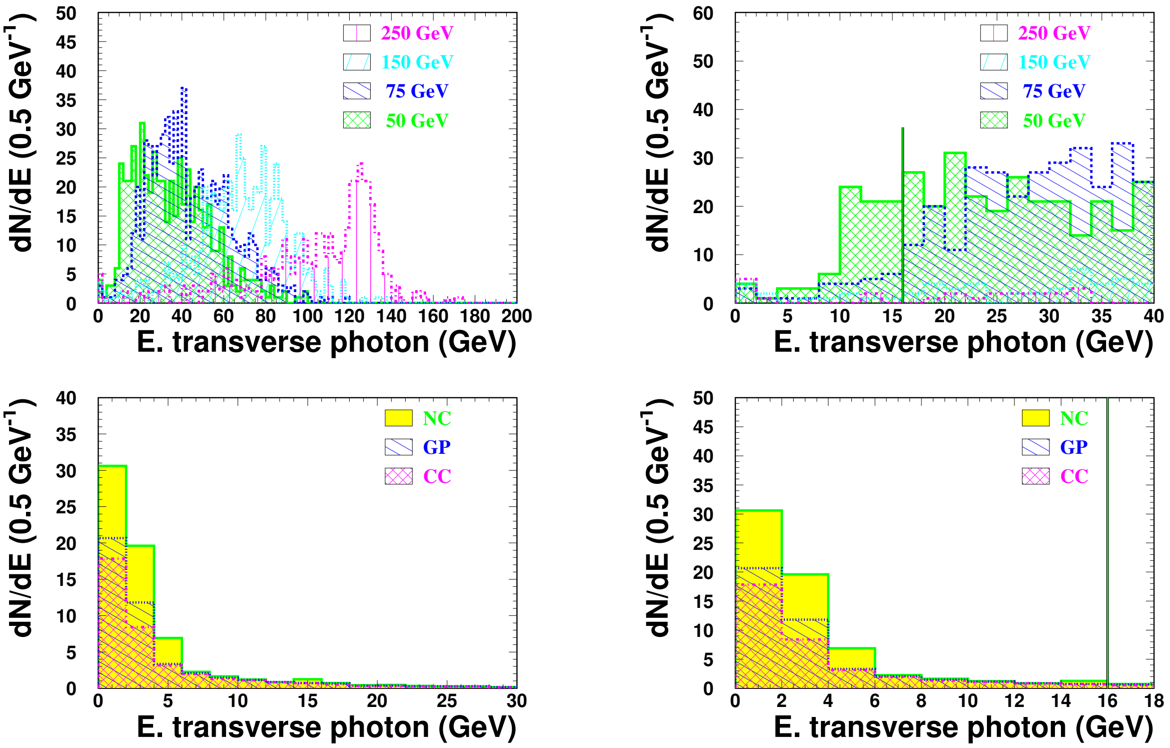


FIG. 5.7 – *Distribution prédite de l'énergie transverse du photon identifié comme tel pour les événements des échantillons de contrôle passant les critères de sélection sur l'énergie transverse manquante et l'angle du photon. Les figures de gauche montrent la distribution globale, celles de droite ont une échelle plus petite permettant de mieux voir l'effet du critère de sélection sur l'énergie transverse du photon. Les figures du haut montrent le signal à différentes masses, celles du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements à gauche du trait sont rejetés.*

sure de l'énergie transverse manquante perpendiculaire au jet permet de ne pas être sensible à ce phénomène car l'énergie transverse manquante mal mesurée à cause du jet est parallèle à celui-ci, alors que la direction du neutrino est décorrélée de celle du jet. En demandant de l'énergie transverse manquante perpendiculaire au jet supérieur à 16 GeV, il est possible de rejeter les événements (principalement NC ou photoproduction) où l'énergie transverse manquante provient d'un jet mal mesuré comme le montre la figure 5.8.

L'ensemble des critères utilisés pour l'identification d'un neutrino excité s'étant désintégré électromagnétiquement est résumé dans le tableau 5.1. Après l'application de ces critères, il reste dans les données étudiées 2 candidats ce qui est en accord avec la prédiction du modèle standard de 3.0 ± 0,2

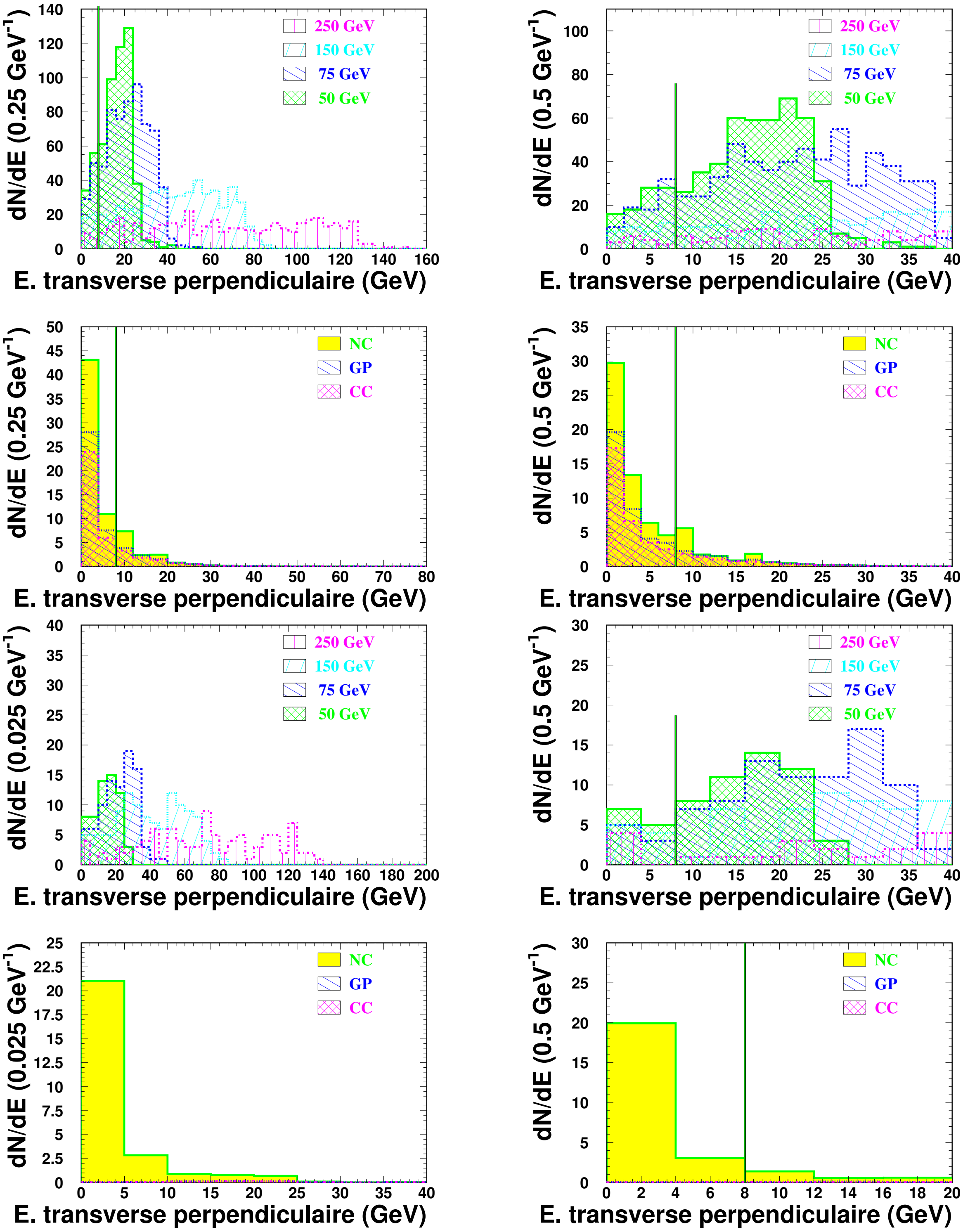


FIG. 5.8 – *Distribution prédite de l'énergie transverse perpendiculaire au jet du photon identifié comme tel (deux lignes du haut) ou identifié comme un électron (deux lignes du bas) pour les événements des échantillons de contrôle passant les critères de sélection sur l'énergie transverse manquante et l'angle du photon. Les figures de gauche montrent la distribution globale, celle de droite ont une échelle plus petite permettant de mieux voir l'effet du critère de sélection sur l'énergie transverse du photon. Pour chaque paire de lignes, les figures de la ligne du haut montrent le signal à différentes masses, celles de la ligne du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard.*

candidats (CC principalement). L'efficacité de ces critères de sélection sur des échantillons de signal simulés aux largeurs des limites avec les hypothèses $f = -f'$ et $f = +f'/2$ varie entre 40% et 65% comme le montre la figure 5.9.

La figure 5.10 montre que, pour les événements des échantillons de signal passant nos critéres d'analyse, nous obtenons une résolution allant de 5 à 10 GeV sur la masse invariante $\gamma - jet$ quand la masse du ν^* de 50 à 250 GeV.

	Photon identifié comme tel	Photon identifié comme un électron
E_t^{miss}	> 16 GeV	> 30 GeV
θ	< 1,8 rad	< 1 rad
$E_t(\gamma)$	> 16 GeV	
$E_t perpendiculaire$	> 16 GeV	
	+ jet de recul	
$\Delta\varphi$(jet,γ)	> 0,35 rad	

TAB. 5.1 – *Résumé des critères de sélection pour les événements du canal* $\nu^* \to \nu + \gamma$

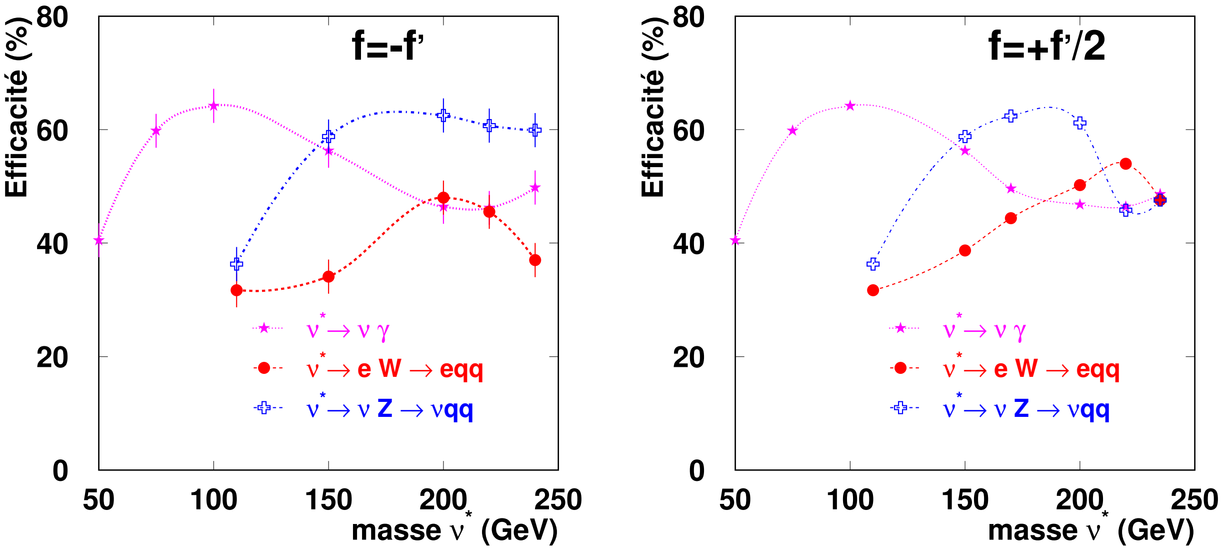


FIG. 5.9 – *Efficacité des critères de sélection de les analyses* $\nu^* \to \nu + \gamma$, $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$ *et* $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$ *pour les échantillons simulés de signal pour l'hypothèse* $f = -f'$ *(à gauche) et* $f = +f'/2$ *(à droite).*

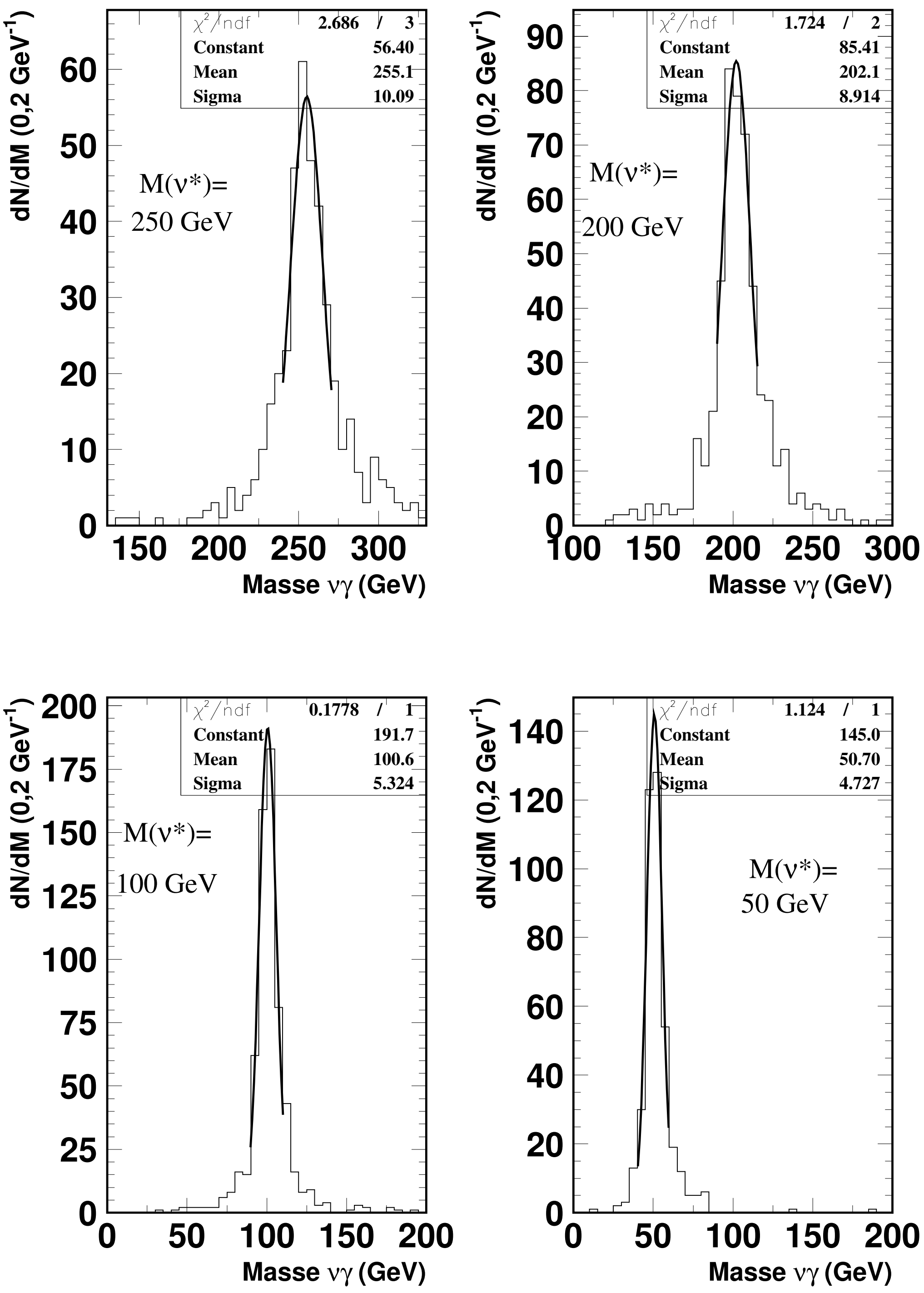


FIG. 5.10 – *Distributions des masses invariantes $\nu - \gamma$ reconstruites pour les événements de signal ayant passés les coupures d'analyse* $\nu^* \to \nu + \gamma$.

5.2 Le canal $\nu^* \rightarrow e + W_{\hookrightarrow qq}$

La désexcitation d'un neutrino excité par l'émission d'un $W^{\pm}$ qui se désintégre hadroniquement correspond au canal $\nu^* \rightarrow e + W_{\hookrightarrow qq}$. Dans ce canal, l'état final est caractérisé par la présence d'un électron et d'au moins 2 jets qui doivent former une masse invariante proche de celle du W.

La topologie de ce canal est similaire à celle du canal $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$, déjà étudié plus haut, à l'exception de la masse du boson, le bruit de fond est donc le même, c'est à dire des événements de type courant neutre où au moins un deuxième jet, issu par exemple de la radiation d'un gluon, se trouve dans l'état final.

Les événements ayant les propriétés suivantes sont retenus pour l'échantillon de contrôle:

- Au moins un électron doit être présent dans l'état final,
- Cet électron doit avoir une énergie transverse supérieure à 10 GeV et un θ inférieur à 2,5 radians.
- Au moins deux jets doivent être présents dans l'état final.
- Le jet de plus haute énergie transverse formant le boson doit avoir une impulsion transverse d'au moins 15 GeV.
- Le jet de plus basse énergie transverse formant le boson doit avoir une impulsion transverse d'au moins 14 GeV.
- Comme pour le canal $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$, les électrons se trouvant dans la partie du trajectographe ayant eu un problème en 1999 sont rejetés.

Les critères retenus pour l'échantillon de contrôle acceptent des électrons ayant une énergie transverse moindre que celle retenue comme limite inférieure pour le canal $e^* \rightarrow e + Z_{\hookrightarrow qq}$. De plus la production du neutrino excité se faisant par l'échange d'un W, l'interaction est inélastique et un troisième jet peut être requis pour ce canal (ce qui n'était pas possible pour le $e^* \rightarrow \nu + W_{\hookrightarrow qq}$). Dans les données issues de collisions $e^- p$ prises en 1998 et 1999 se trouvent 472 événements conformes à ces critères, en accord avec les 459,1±10 événements prédits par le modèle standard. La figure 5.11 présente les distributions des principales variables caractéristiques (θ et énergie transverse de l'électron et des jets, masse invariante du dijet et masse invariante eW) de cet échantillon.

Le premier critère de sélection demande à ce que la masse invariante du dijet soit comprise entre la masse du boson (ici un W avec $M_W = 80{,}4$ GeV) augmentée de 7 GeV et la masse du boson diminué de 15 GeV si l'énergie transverse de l'électron est comprise entre 12,5 et 65 GeV. Si l'énergie transverse de l'électron est comprise entre 65 et 85 GeV alors la masse du dijet doit être supérieure à la masse du boson diminuée de 30 GeV et enfin, si

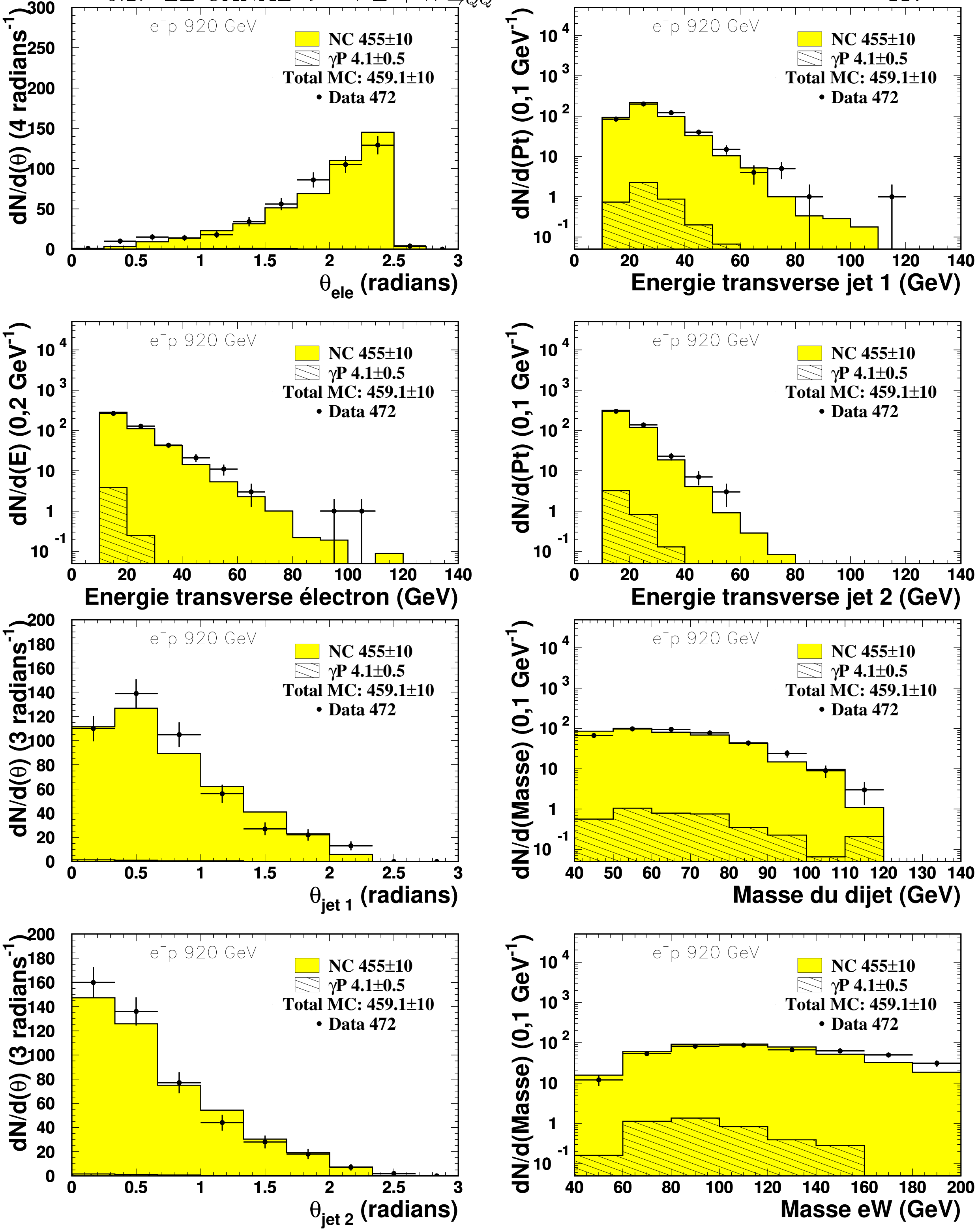


FIG. 5.11 – *Distributions des principales variables caractérisant les événements de l'échantillon de contrôle* $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$*. Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de photoproduction* (γp) *et de type courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard.*

l'énergie transverse de l'électron est supérieure à 85 GeV, aucun critère n'est appliqué sur la masse invariante du dijet (voir figure 5.12).

Pour les événements ayant plus de 65 GeV d'énergie transverse, seul ce critère est appliqué. Pour les autres des critères de sélection supplémentaires sont nécessaires pour rejeter le bruit de fond. Ainsi la demande de la présence du jet de recul (troisième jet de l'événement) permet de réduire le bruit de fond de type courant neutre comme le montre la figure 5.13.

Afin de rejeter les jets issus de l'hadronisation du proton dans un événement de type courant neutre, le second jet de l'événement doit soit avoir une impulsion transverse supérieure à 30 GeV, soit être éloigné du tube des faisceaux ($\theta >$ 0,2 radians). La figure 5.14 montre l'effet de ce critère sur les bruits de fond prédits par le modèle standard et sur le signal.

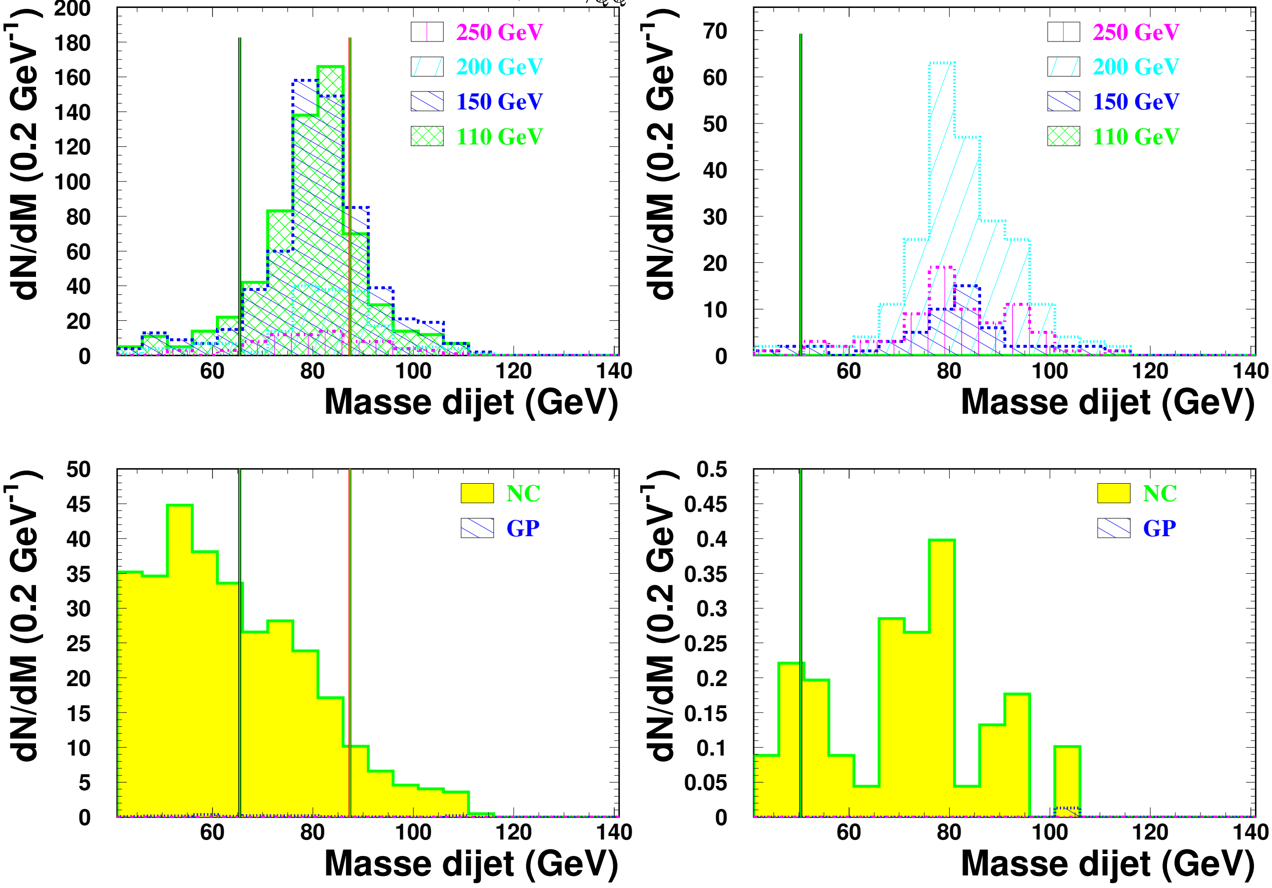
L'électron est préférentiellement diffusé à l'arrière du détecteur dans les NC alors que lors de la désintégration d'un neutrino excité il emporte une partie de l'impulsion du neutrino excité (préférentiellement vers l'avant). Les électrons trop à l'arrière sont donc rejetés à partir d'un angle θ^{ele} variant en fonction de l'énergie transverse de l'électron (E^t_{ele}) suivant la formule: $\theta^{\text{ele}} = 1{,}25 + \frac{E^t_{ele}-15}{50}$. Une représentation graphique de ce critère avec son effet sur le signal et le bruit de fond est visible sur la figure 5.15

Après l'application de l'ensemble de ces critères, résumés dans la table 5.2 aux données étudiés, il reste seulement 6 candidats, ce qui est en accord avec la prédiction du modèle standard (7,0 ± 0,6 tous NC). L'efficacité, sur des échantillons de signal simulés aux largeurs des limites, de ces critères de sélection varie entre 30% et 50% comme le montre la figure 5.9.

La figure 5.16 montre que, pour les événements des échantillons de signal passant nos critéres d'analyse, nous obtenons une résolution allant de 7 à 12 GeV sur la masse invariante e-dijet quand la masse du ν^* varie de 110 à 250 GeV. Sur cette figure, l'accumulation d'événements sur la gauche du pic en masse invariante correspond aux événements où l'un des jets choisis comme issu du W ne correspond pas réellement à un jet du W.

E_t^{ele}	$12.5 - 65$	$65 - 85$	> 85
M^{dijet}	$M_W - 15 < M_{\text{Dijet}} < M_W + 7$	$> M_W - 30$	Pas de coupure
Jet de recul	Requis		
$\theta^{\text{jet 2}}$	$> .2$ rad si $E_t^{\text{jet 2}} < 30$		
θ^{ele}	$< 1.25 + \frac{E_t^{\text{ele}}-15}{50}$		

TAB. 5.2 – *Résumé des critères de sélection pour les événements du canal* $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$



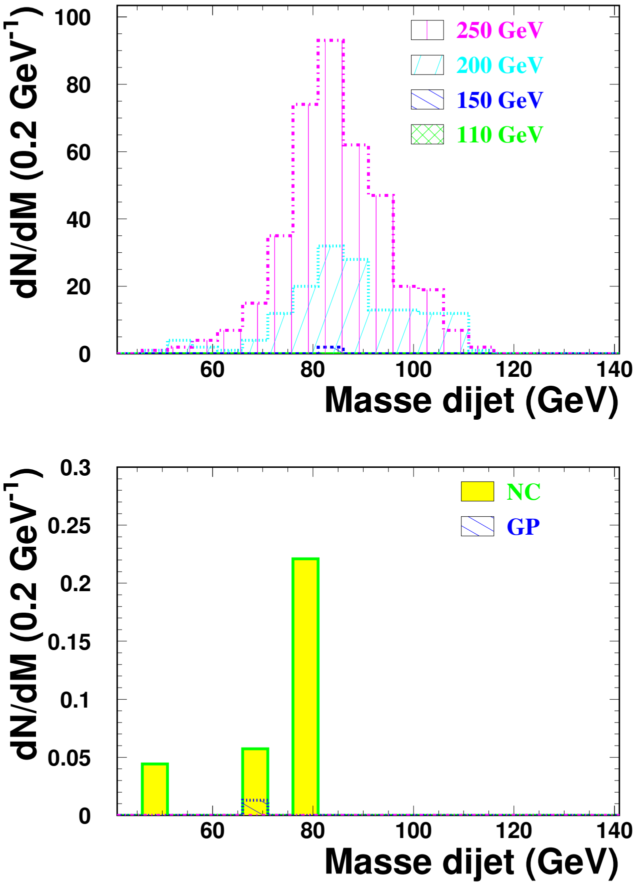


FIG. 5.12 – *Distributions de la masse invariante des deux jets (M^{dijet}) formant le boson, pour les trois catégories d'énergie transverse de l'électron (E^t_{ele}: en haut à gauche $20 < E^t_{ele} < 65$ GeV, en haut à droite $65 < E^t_{ele} < 85$ GeV et en bas $E^t_{ele} > 85$ GeV. A chaque fois, la figure du haut donne la distribution du signal attendu et celle du bas la distribution prédite pour le modèle standard.*

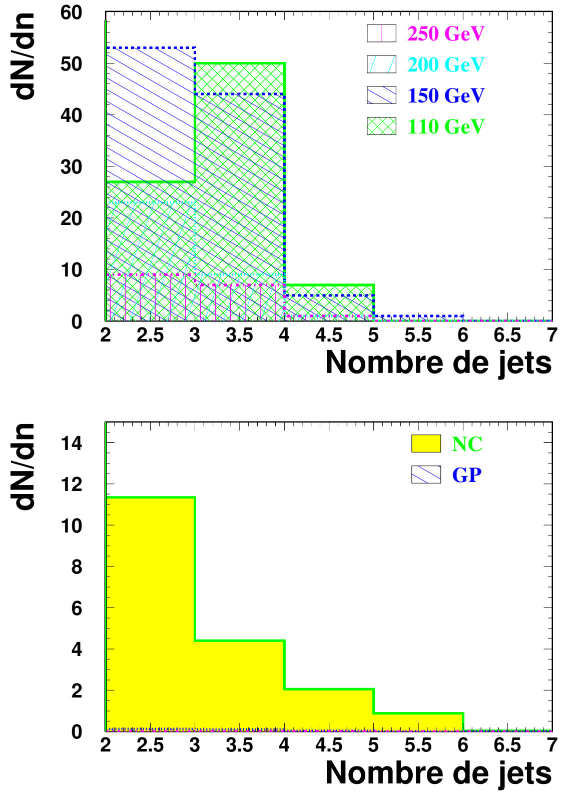


FIG. 5.13 – *Distribution prédite du nombre de jets pour l'échantillon de contrôle $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$ auquel est appliqué le critère sur la masse invariante des deux jets. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard.*

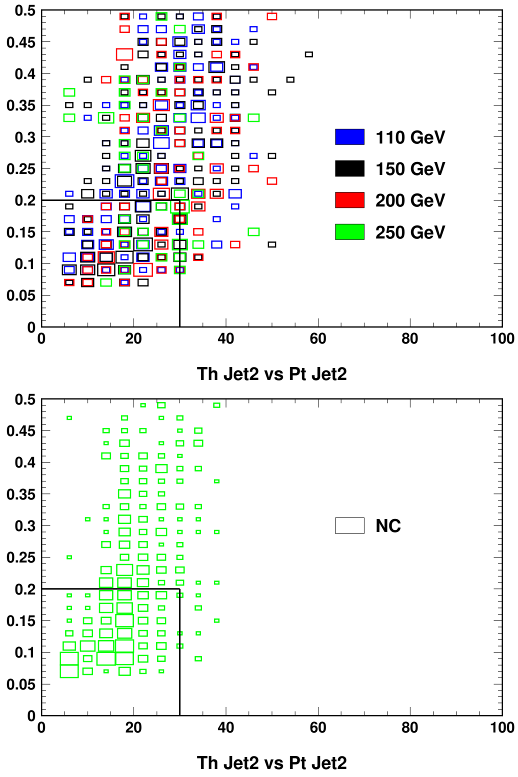


FIG. 5.14 – *Répartition prédite du θ du second jet en fonction de son impulsion transverse. La surface des carrés est proportionelle au nombre d'événements se trouvant dans cette partie de l'espace des paramètres. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements en dessous et à gauche du trait noir sont rejetés.*

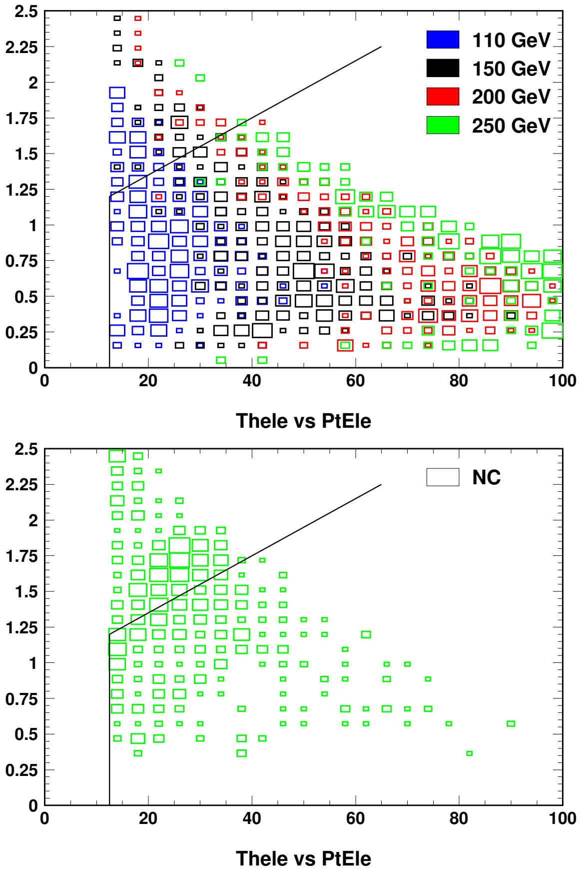


FIG. 5.15 – *Répartition prédite du θ de l'électron fonction de son impulsion transverse. La surface des carrés est proportionelle au nombre d'événements se trouvant dans cette partie de l'espace des paramètres. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements au dessus et à gauche du trait noir sont rejetés.*

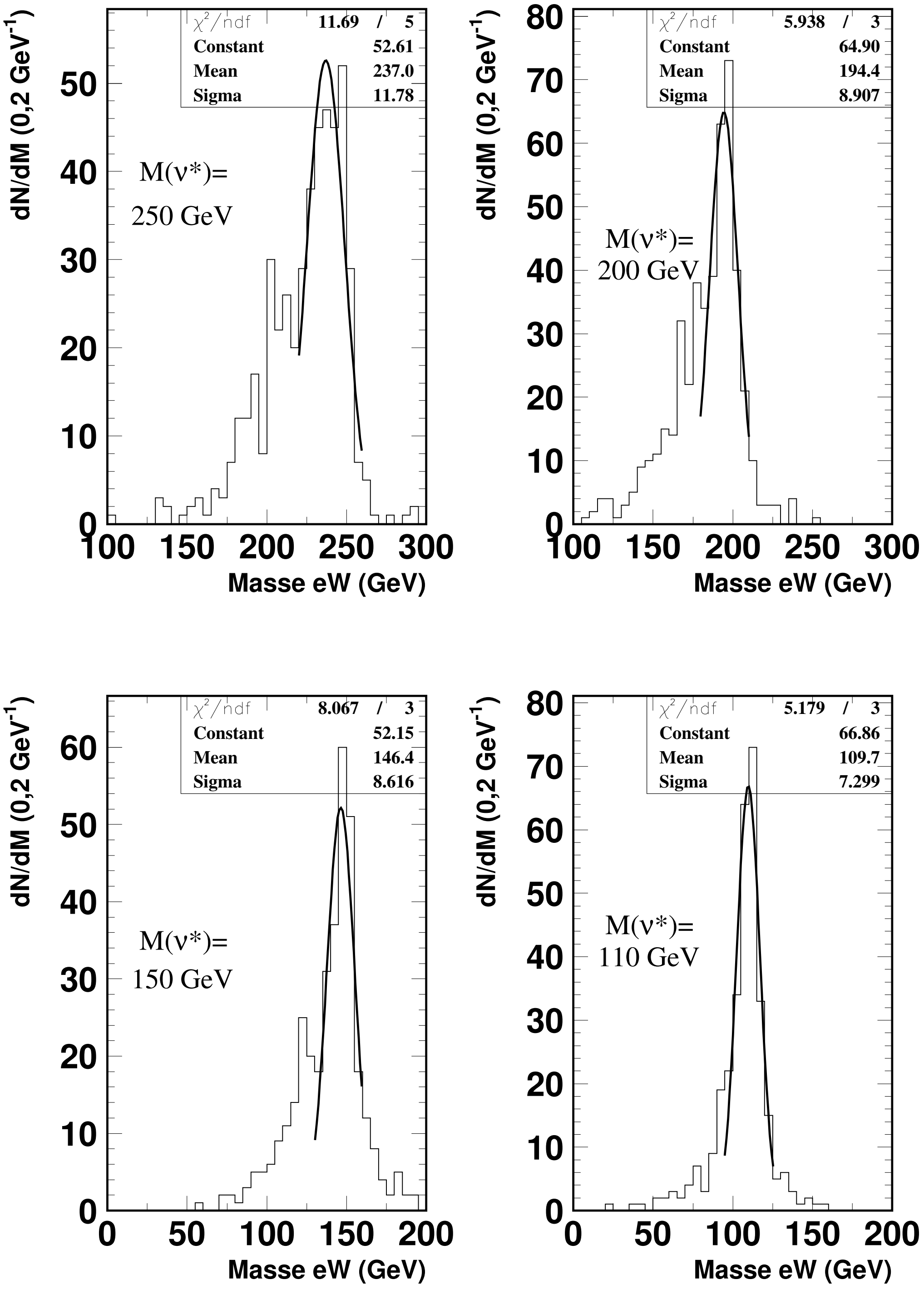


FIG. 5.16 – *Distributions des masses invariantes e-dijet reconstruites pour les événements de signal ayant passés les coupures d'analyse* $\nu^* \rightarrow e + W_{\hookrightarrow qq}$.

5.3 Le canal $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$

Le canal $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$ correspond à la désexcitation d'un neutrino excité par l'émission d'un Z^0, ce boson se désintégrant ensuite de manière hadronique. Il comporte donc un neutrino et au moins trois jets dans son état final (deux provenant du boson et un provenant de l'hadronisation du quark ayant participé à l'interaction). Le deux jets provenant du boson doivent former une masse invariante proche de celle du Z^0. Ce canal possède, masse du boson exceptée, une topologie similaire à celle du canal $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$, cependant, contrairement à ce qui a été fait pour les canaux $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$et $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$, des critères différents ont été utilisés pour les échantillons de contrôle et les critères de sélection des candidats pour tenir compte de la grande différence de statistique entre les échantillons.

La topologie recherchée est proche de celle des événements de type courant chargé (CC) où au moins un deuxième jet est retrouvé dans l'événement (hadronisation du proton par exemple). Lors d'événements de photoproduction, deux jets sont produits et l'électron diffusé, faiblement dévié, n'est pas retrouvé. Si l'énergie des jets est mal mesurée, ces événements peuvent présenter le même état final que le signal. Enfin, des événements de type courant neutre (NC) ayant au moins deux jets (pour les même raisons que les CC) et dont l'électron n'est pas retrouvé dans l'état final peuvent aussi être confondus avec le signal recherché.

L'échantillon de contrôle nécessaire pour vérifier la cohérence entre les données étudiées et les bruits de fond attendus sera constitué des événements sélectionnés selon les critères suivants:

- De l'énergie transverse manquante ($E_t^{\text{miss}} > 10$ GeV)
- Au moins deux jets doivent être présents dans l'état final.
- Le jet de plus haute énergie transverse formant le boson doit avoir une énergie transverse d'au moins 15 GeV et l'autre doit avoir une énergie transverse d'au moins 14 GeV.
- Les jets à proximité des raccordements entre parties du calorimètre doivent avoir plus de 2 traces pointant vers le point de collision (ce critère est introduit pour rejeter les bruits de fond non plysique comme cela a été expliqué lors de l'étude du canal $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$ dans la section 4.3, page 87).

Le nombre d'événements présents dans ces échantillons de contrôle (143) ainsi que les distributions (présentées sur la figure 5.17) des principales variables (E_t^{miss}, $E - P_z$, énergie transverse et θ des jets, masse invariante dijet et masse invariante ν-Z) sont en accord avec les prédictions du modèle standard (148,8 ± 8,3).

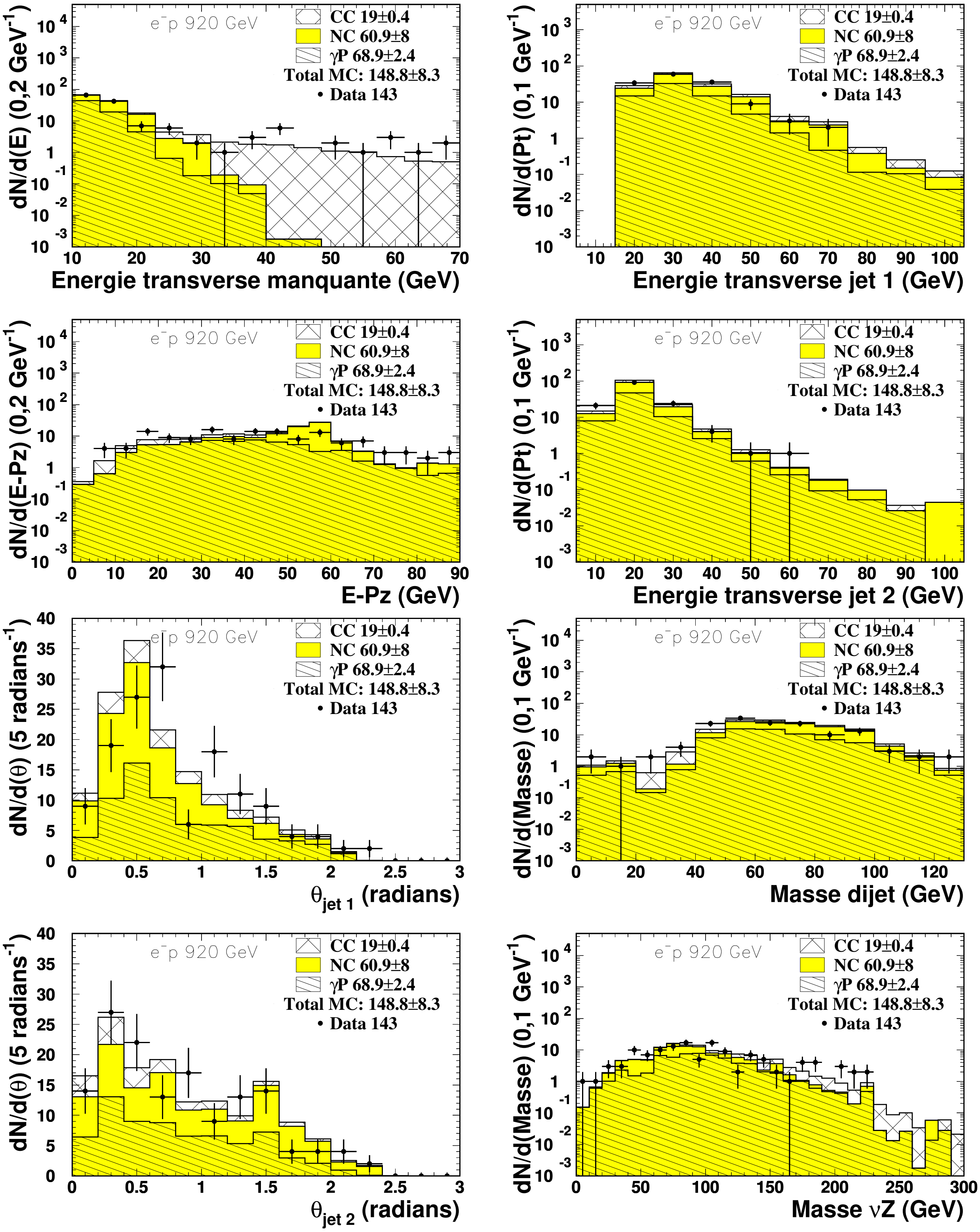


FIG. 5.17 – *Distributions des principales variables caractérisant les événements de l'échantillon de contrôle* $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$. *Les points représentent le nombre d'événements présents dans les données. Les croisillons, les hachures et la partie grisée représentent le nombre d'événements de type courant chargé (CC), photoproduction et courant neutre (NC) respectivement prédits par le modèle standard.*

Afin de faire ressortir un éventuel signal de l'échantillon étudié des critères de sélection supplémentaires sont appliqués. Etant donné que le bruit de fond diminue lorsque l'énergie transverse manquante est plus importante, certains critères de sélection sont adaptés en fonction de l'énergie transverse manquante.

Tout d'abord, afin de s'assurer que les deux jets sont bien issus de la désintégration d'un Z^0, ils doivent former une masse invariante proche de celle du Z^0. Si leur masse invariante est inférieure de plus de 15 GeV à celle du Z^0 ($M_{\text{Dijet}} > M_Z - 15$ GeV), alors l'événement est rejeté. La figure 5.18 montre l'effet de ce critère de sélection sur le signal et le bruit de fond.

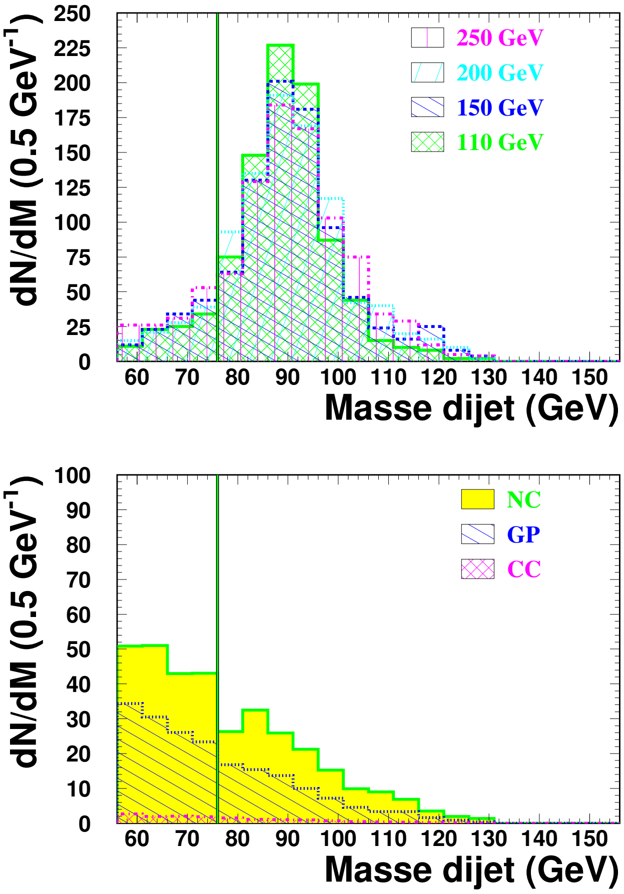


FIG. 5.18 – *Distribution prédite de la masse invariante formée par les deux jets issus du boson (Z^0) pour l'échantillon de contrôle $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements à gauche du trait vertical sont rejetés.*

Dans les bruits de fond, le second jet est souvent très à l'avant, soit parce que c'est un jet provenant de l'hadronisation du proton dans les événements profondément inélastiques (CC et NC), soit parce qu'il possède une faible impulsion transverse (photoproduction). Ce n'est pas le cas dans le signal où ce second jet provient de la désintégration hadronique du Z. Cette différence est exploitée et seuls sont conservés les événements dont le second jet a un θ supérieur à 0,15 radians comme le montre la figure 5.19.

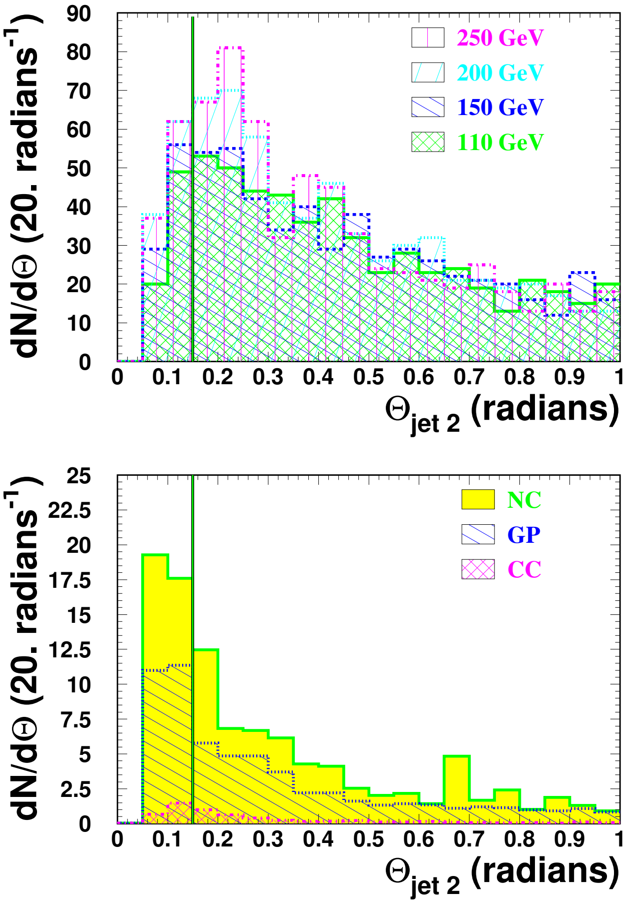


FIG. 5.19 – *Distribution prédite de l'angle θ du second jet issu du boson (Z^0) pour l'échantillon de contrôle $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$ auquel est appliqué le critère sur la masse invariante des deux jets. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements à gauche du trait vertical sont rejetés.*

L'application de ces critères permet d'éliminer une grande partie du bruit de fond ayant plus de 40 GeV d'énergie transverse manquante comme le montre la figure 5.20. Les critères de sélection suivants ne s'appliqueront donc qu'aux événements ayant moins de 40 GeV d'énergie transverse manquante. Dans la plupart des cas, un troisième jet (de recul) peut être retrouvé dans le signal, ce qui n'est pas toujours le cas dans le bruit de fond. Cette propriété est donc utilisée pour discriminer le signal du bruit de fond (voir figure 5.21). Les événements de type courant neutre sont caractérisés par la présence d'un électron dans l'état final, alors que le signal recherché n'en comporte pas. Un veto peut donc être mis sur la présence d'un électron ou celle d'un photon dans le calorimètre. La figure 5.22 montre que ce veto rejette de nombreux NC.

Selon les prédictions du modèle standard, après l'application de ces critères

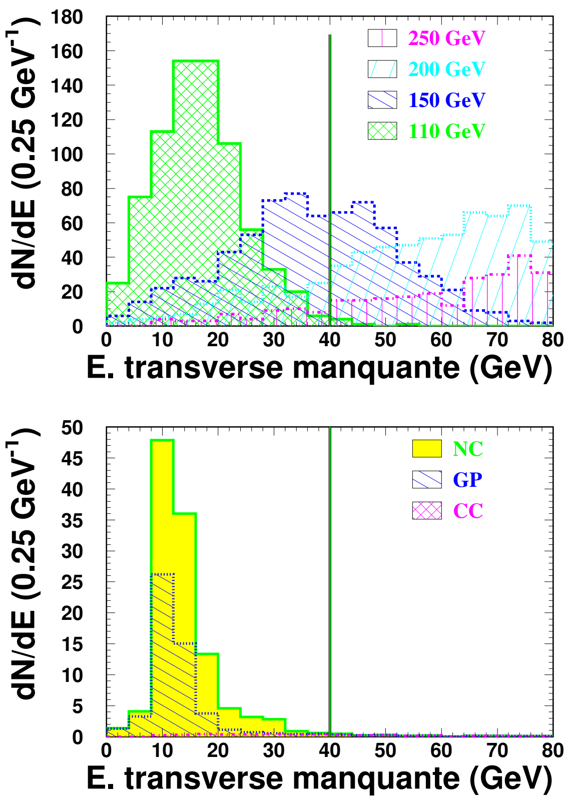


FIG. 5.20 – *Distribution prédite de l'énergie transverse manquante pour l'échantillon de contrôle $\nu^* \rightarrow \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$auquel sont appliqués le critère sur la masse invariante des deux jets et le critère sur le θ du second jet. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements à gauche du trait vertical sont rejetés.*

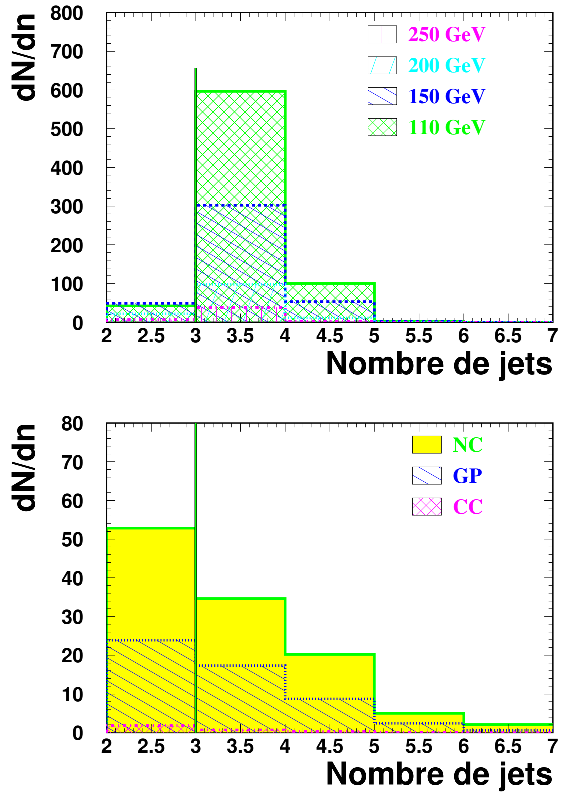


FIG. 5.21 – *Distribution prédite du nombre de jets pour l'échantillon de contrôle $\nu^* \rightarrow \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$ayant moins de 40 GeV d'énergie transverse manquante auquel sont appliqués le critère sur la masse invariante des deux jets et le critère sur le θ du second jet. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements à gauche du trait vertical sont rejetés.*

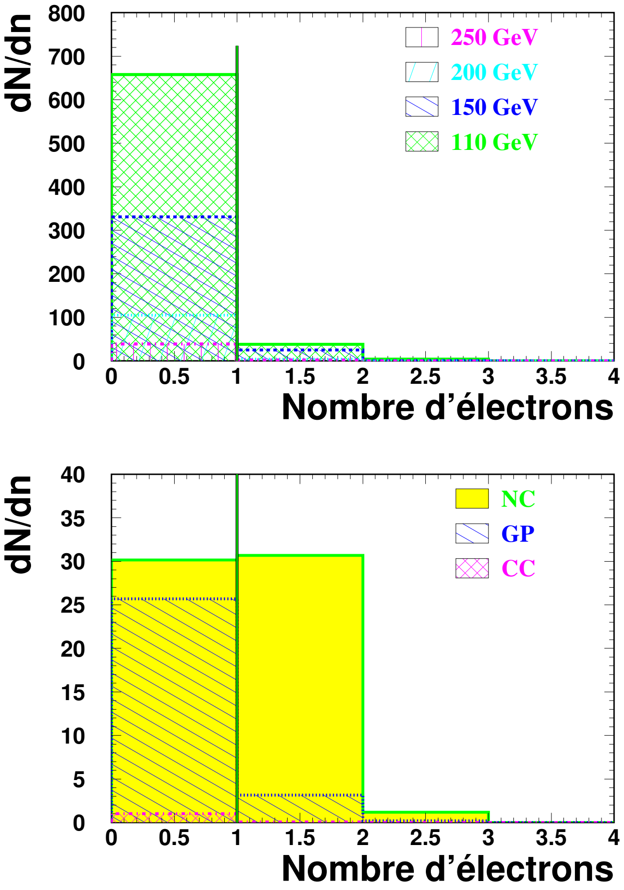


FIG. 5.22 – *Distribution prédite du nombre d'électrons pour l'échantillon de contrôle* $\nu^* \rightarrow \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$ *ayant moins de 40 GeV d'énergie transverse manquante auquel sont appliqués les critères sur la masse invariante des deux jets, sur le* θ *du second jet et sur le nombre de jets. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Les événements à gauche du trait vertical sont rejetés.*

de sélection, le principal bruit de fond restant avec $10 < E_t^{\text{miss}} < 20$ GeV est composé d'événements de photoproduction. Ceux-ci possèdent souvent des jets de plus faible énergie transverse que ceux des événements recherchés et une faible énergie transverse comme le montre la figure 5.23. Pour les événements ayant moins de 20 GeV d'énergie transverse manquante, c'est à dire là où se trouve la majeure partie de ce bruit de fond, l'énergie transverse du premier jet doit donc être supérieure à 50 GeV.

L'application de l'ensemble de ces critères résumés dans le tableau 5.3 permet de limiter fortement le bruit de fond dans notre échantillon puisque seulement 3,7 événements (dont 2,3 CC et 1,3 photoproduction) sont prédits comme respectant ces critères et en fait un seul candidat est trouvé dans les données. L'efficacité de détection d'un neutrino excité dans ce canal est comprise, aux largeurs de désintégration des limites, entre 30% et 60% comme le montre la figure 5.9.

La figure 5.24 montre que, pour les événements des échantillons de signal passant nos critères d'analyse, nous obtenons une résolution allant de 12 à 15 GeV sur la masse invariante ν-dijet quand la masse du ν^* varie de 110 à 250 GeV.

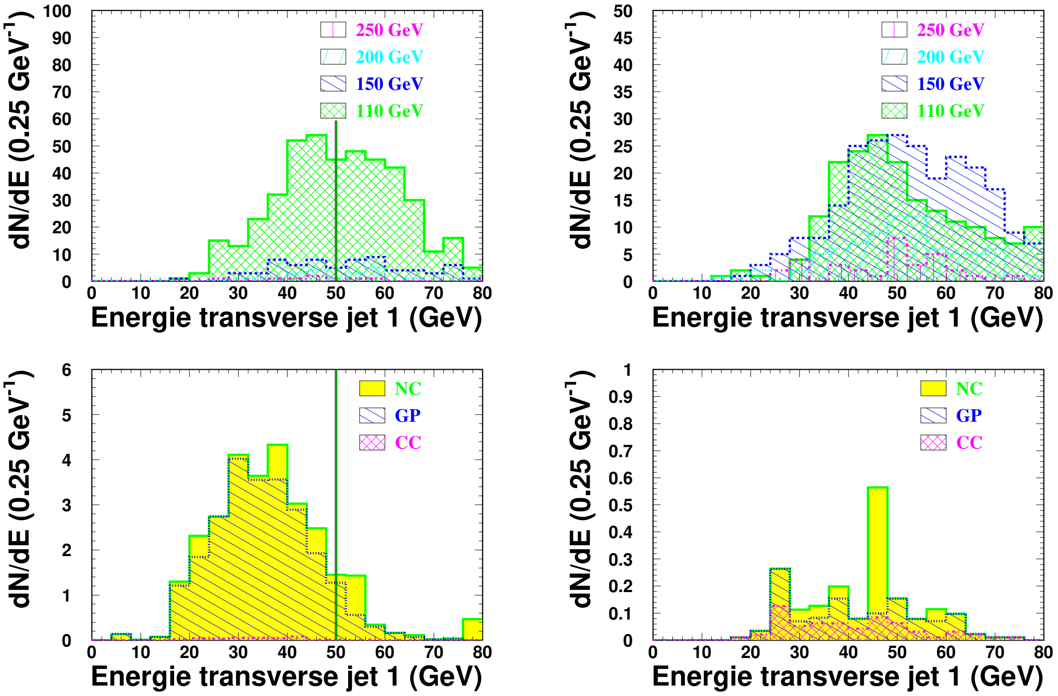


FIG. 5.23 – *Distribution prédite de l'énergie transverse du premier jet pour les événement ayant moins de 20 GeV d'énergie transverse manquante (à gauche) et entre 20 et 40 GeV d'énergie transverse manquante (à droite) de l'échantillon de contrôle* $\nu^* \rightarrow \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$ *ayant moins de 40 GeV d'énergie transverse manquante auquel sont appliqués les critères sur la masse invariante des deux jets, sur le θ du second jet, sur le nombre d'électrons et sur le nombre de jets. La figure du haut montre le signal à différentes masses, celle du bas, les bruits de fond prédits par le modèle standard. Sur la figure de gauche, les événements à gauche du trait vertical sont rejetés.*

	$10 < E_t^{\rm miss} < 20$	$20 < E_t^{\rm miss} < 40$	$E_t^{\rm miss} > 40$ GeV
$M_{\rm Dijet}$	$> M_Z - 15$ GeV		
θ^{jet2}	$> 0{,}15$ rad		
$n_{\rm jets}$	≥ 3 jets		≥ 2 jets
	Pas de part. elmg		
$E_t^{\rm jet1}$	> 50 GeV.	Pas de coupure	

TAB. 5.3 – *Résumé des critères de sélection pour les événements du canal* $\nu^* \rightarrow \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$

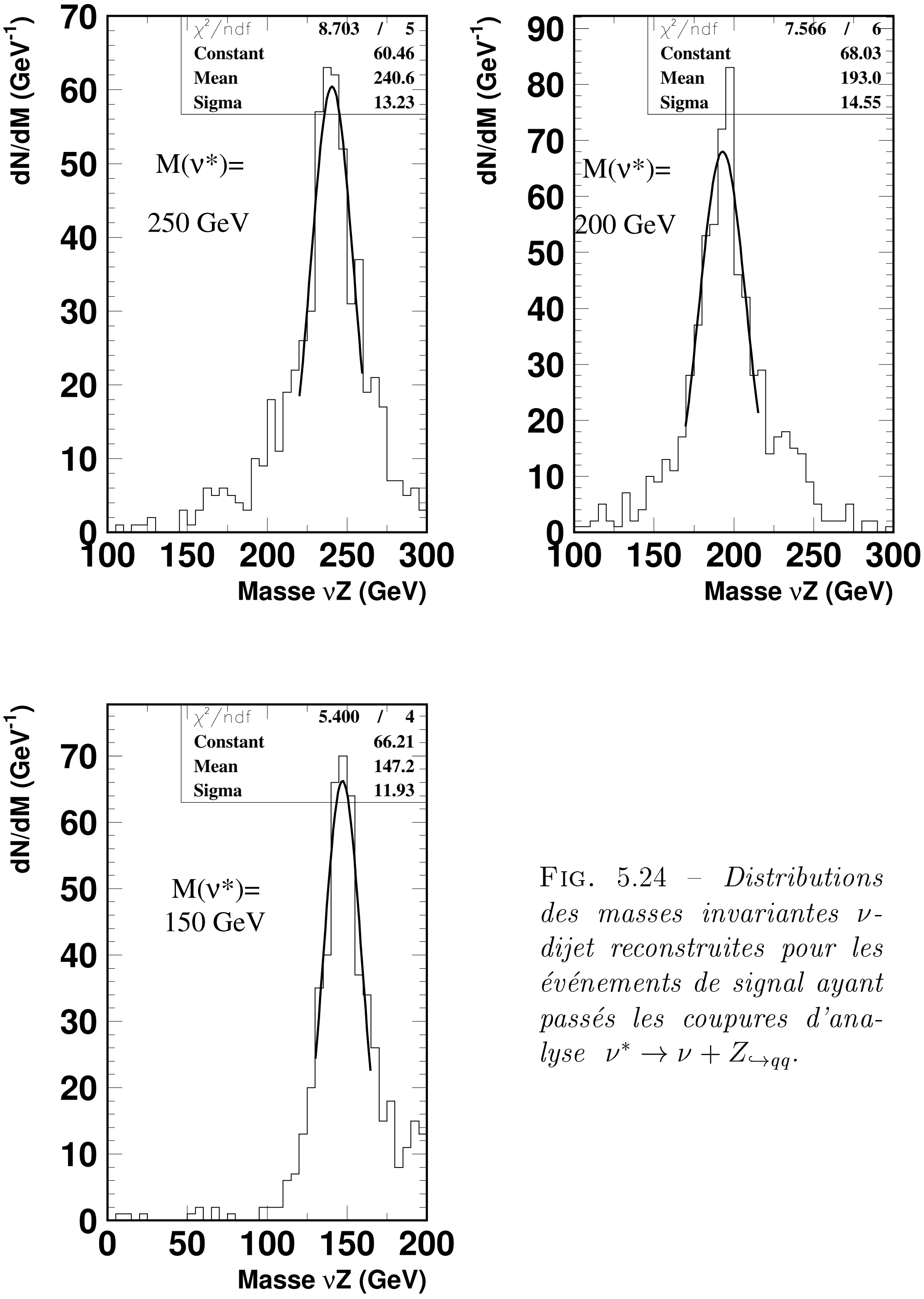


FIG. 5.24 – *Distributions des masses invariantes ν-dijet reconstruites pour les événements de signal ayant passés les coupures d'analyse* $\nu^* \rightarrow \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$.

5.4 Erreurs sur les mesures et les prédictions

Le calcul des erreurs pour ces canaux se fait comme cela a été présenté dans la section 4.4, page 97.

L'erreur systématique de 15% provenant de l'incertitude sur la section efficace des événements à 3 jets s'applique aux canaux $\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$ et $\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$. Dans le canal $\nu^* \to \nu + \gamma$ la radiation de photons sur la ligne du quark est mal modélisée dans le générateur (Django) ce qui introduit une incertitude de 40% sur la section efficace du bruit de fond. Cette valeur a été calculée par comparaison avec la section efficace obtenue en utilisant un programme analytique incluant cette radiation [69].

La figure 5.25 présente les erreurs systématiques par tranche de masse pour l'analyse ν^*.

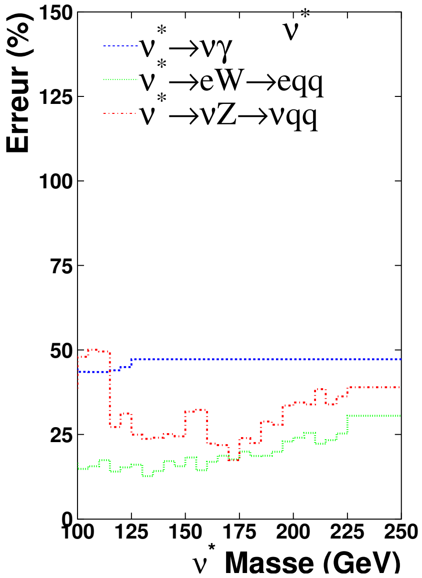


FIG. 5.25 – *Erreur totale pour chaque tranche de masse de chacun des 9 canaux étudiés.*

5.5 Résultats finals de l'analyse ν^*

Le tableau 4.10 résume pour chacun des canaux étudiés les résultats de l'analyse décrite dans ce chapitre.

Canal	Candidats	Bruit de Fond	Erreur statistique	Erreur systématique
$\nu^* \to \nu + \gamma$	2	3,0	0,2	1,2
$\nu^* \to e + W_{\hookrightarrow qq}$	6	7,0	0,6	1,4
$\nu^* \to \nu + Z_{\hookrightarrow qq}$	1	3,7	0,2	0,9

TAB. 5.4 – *Résumé de l'analyse ν^**

Chapitre 6

Les limites

6.1 Méthode de calcul de limites pour un canal unique

6.1.1 Comparaison des données aux prédictions

Les canaux de désintégration d'un lepton excité ont été explorés et à chaque fois le nombre d'événements observés est en accord avec les prédictions du modèle standard. Aucun signal n'a donc été observé. Cela ne permet pas d'exclure de manière absolue l'existence d'un lepton excité mais seulement de dire qu'il n'est pas présent là où nous l'avons cherché. Il faut donc maintenant quantifier exactement la portion de l'espace des paramètres où nous avons effectué nos recherches. Dans l'équation 1.8 nous voyons que la section efficace de production d'un lepton excité dépend de plusieurs paramètres libres:

- La masse du lepton excité
- L'échelle d'énergie de la structure composite Λ
- Les constantes de couplage f et f'

Cela fait quatre paramètres, cependant, il est possible de se ramener à seulement 3 paramètres:

- La masse du lepton excité
- Le rapport entre f et l'échelle de la structure composite Λ: $\frac{f}{\Lambda}$
- Le rapport f'/f

Nous sommes donc dans un espace à trois dimensions.

Nous avons fait l'hypothèse que les distributions des événements recherchés sont indépendantes de la valeur de $\frac{f}{\Lambda}$ et, pour le neutrino excité, du rapport f'/f, sauf dans les cas où la largeur du ν^* est plus grande que la résolution expérimentale (voir page 144). Ces distributions dépendent par contre évidemment de la masse du lepton excité. Pour les topologies que nous avons cherchées, nous pouvons donc dire que, pour une masse donnée, toutes les valeurs de $\frac{f}{\Lambda}$ sont exclues, à condition que pour cette valeur de $\frac{f}{\Lambda}$la section efficace de production du lepton excité (dépendante de $\frac{f}{\Lambda}$, f et f') soit suffisante pour rendre l'absence de signal observée statistiquement significative avec un degré de confiance suffisant.

Connaissant, un nombre d'événements observés et un nombre de bruits de fond attendus μ, il est possible [70, 71] de déterminer la probabilité $P(n|\mu)$ d'observer n événements quand μ sont prédits (en supposant une distribution suivant la loi de Poisson):

$$\mathcal{P}(n|\mu) = \frac{1}{n!} e^{-\mu} (\mu)^n \tag{6.1}$$

et le rapport de vraisemblance de l'observation de bruit de fond uniquement lorsque s événements de signal sont attendus est [72]:

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{P}(n|\mu+s)}{\frac{e^{-(\mu)}\mu^n}{n!}} = \frac{e^{-(\mu+s)}(\mu+s)^n}{n!} / \frac{e^{-\mu}\mu^n}{n!}$$

Cependant dans notre cas, nous cherchons la probabilité $\mathcal{P}(\mu|n)$ que la prédiction de μ événements soit correcte quand n sont observés et non l'inverse. Deux catégories de théories existent pour transformer la probabilité $P(n|\mu)$ en $P(\mu|n)$.

6.1.2 Méthode fréquentiste

La première méthode dite "fréquentiste" [72, 73], consiste à définir le degré de confiance (CL_{s+b}; CL signifie *Confidence Level*, c'est à dire "degré de confiance" en français) de la présence simultanée d'un signal s et de bruit de fond b comme la somme des probabilités $P(n|\mu)$ des nombre d'événements ayant une vraisemblance inférieure ou égale à le rapport de vraisemblance observée pour $\mu = b + s$:

$$CL_{\mu=s+b} = \sum_{\mathcal{L}<\mathcal{L}_{\text{obs}}} \frac{1}{n!} e^{-(\mu)} [(\mu)]^n$$

Et de la même manière, il est possible de définir CL_b en prenant $\mu = b$. Enfin, le degré de confiance dans l'observation du signal est défini comme:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$$

L'intervalle exclu avec un niveau de confiance de 95 % est alors défini comme l'intervalle où $CL_s < 0{,}05$.

6.1.3 Méthode Bayesienne

Le seconde méthode est dite Bayesienne car elle utilise le théorème de Bayes, c'est à dire:

$$\mathcal{P}(A|B) = \frac{\mathcal{P}(A)}{\mathcal{P}(B)}\mathcal{P}(B|A)$$

mais cela demande de connaître P(A), c'est à dire dans notre cas la distribution du signal.

L'équation 6.1 devient alors, après application du théorème de Bayes [70]:

$$\mathcal{P}(\mu|n) = f(\mu)\frac{1}{n!}e^{-\mu}(\mu)^n$$

avec $f(\mu)$ une fonction de normalisation librement choisie telle que la probabilité pour l'ensemble des valeurs possible de μ soit 1, c'est à dire:

$$\int_0^\infty \mathcal{P}(\mu|n)d(\mu) = 1$$

Et c'est la seule contrainte qui existe sur $f(\mu)$, appelée fonction "a priori" (*prior* en anglais) car elle reflète une connaissance "antérieure à l'observation". De nombreuses fonctions antérieures différentes sont possibles et le choix de cette fonction est libre. Les partisans de cette méthode disent que cela permet d'apporter une connaissance supplémentaire sur la distribution du signal; ses adversaires y voient un inconvénient.

Le degré de confiance (CL) en un résultat où au maximum ν événements sont attendus et n sont observés est alors donnée par :

$$CL = \int_0^\nu \mathcal{P}(\mu|n)d\mu$$

La limite de l'intervalle exclu avec un degré de confiance de 95% correspond donc à la valeur de ν telle que $CL = 0{,}95$.

6.2 Méthode choisie

Les deux méthodes (fréquentiste et Bayesienne) sont utilisées par la communauté des physiciens des particules, aucun argument ne pouvant les départager de manière absolue [74]. Elles donnent dans de nombreux cas des résultats similaires et souffrent toutes les deux de certains inconvénients.

Les limites présentées dans cette thèse ont été calculées avec une méthode Bayesienne utilisant une fonction antérieure constante.

La figure 6.1 montre l'évolution, avec cette méthode, de la valeur de limite en fonction du nombre de candidats, de la quantité de bruit de fond et de l'efficacité.

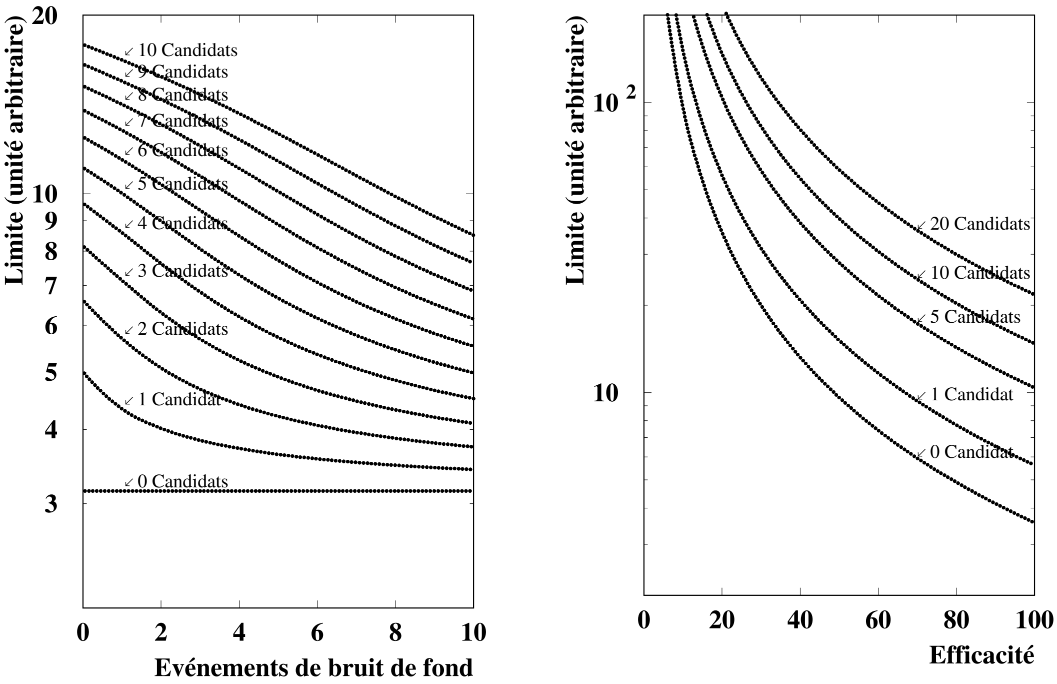


FIG. 6.1 – *Limites (en unités arbitraires) obtenues en fonction du nombre de candidats, de bruit de fond et de l'efficacité. A gauche, chaque courbe correspond à l'évolution de la limite en fonction du bruit de fond avec un nombre de candidats constant. A droite, chaque courbe montre l'évolution de la limite en fonction de l'efficacité pour un bruit de fond égal au nombre de candidats. La méthode utilisée est celle ayant servi aux calculs des limites finales.*

6.3 Calcul de limite pour plusieurs canaux

Lorsque plusieurs canaux doivent être pris en compte, il faut remplacer la probabilité $\mathcal{P}(n|\mu)$ par le produit des probabilités de chacun des canaux pondérés par leur efficacité (ϵ) et leur rapport d'embranchement (BR):

$$\mathcal{P}(\mu|n)_{\text{tot}} = \prod \mathcal{P}(\mu|n)_i \times \epsilon \times BR$$

où $\mathcal{P}(\mu|n)_i$ est la probabilité du $i$ème canal.

Pour pouvoir combiner plusieurs canaux il est en outre important de s'assurer que ces canaux n'ont pas de candidats commun, sinon un même candidat pourrait être compté deux fois lors du calcul de la limite. Dans le cas des analyses de cette thèse, les critères de sélection appliqués pour choisir les candidats garantissent qu'il n'y a pas d'événement commun à deux canaux.

Lorsqu'un canal présente une fluctuation statistique apportant un excès de candidats par rapport au bruit de fond, sa contribution à la limite combinée peut être négative et au lieu d'améliorer celle-ci, il peut la rendre plus mauvaise que le résultat obtenu individuellement par un autre canal. La figure 6.2 (à gauche) illustre cette possibilité. Le canal 1, identifié par des points espacés montre la limite obtenue pour 8 candidats et un bruit de fond variant entre 0 et 10. Le canal 2, identifié par des traits correspond à la limite obtenue avec 8 candidats en supposant qu'il y a 8 bruits de fond. La combinaison de ces deux canaux est identifiée par la ligne ponctuée de points. Cette figure montre (à gauche) que dans certains cas (lorsqu'un canal présente beaucoup de candidats pour peu de bruit de fond) la limite combinée est moins bonne que la limite de l'un des canaux

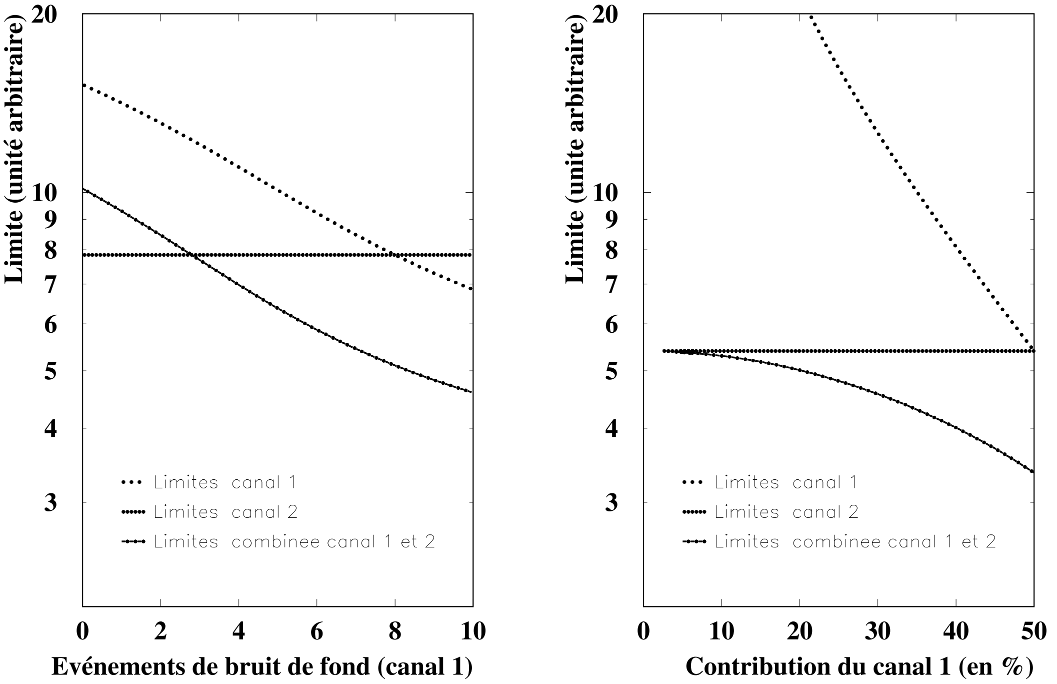


FIG. 6.2 – *Limites (en unités arbitraires) obtenues en fonction du nombre de candidats et de bruit de fond lorsque l'on combine plusieurs canaux. Sur la figure de gauche, le nombre d'événements de bruit de fond du premier canal varie, sur la limite de droite, c'est sa contribution à la limite combinée qui varie. La méthode utilisée est celle ayant servie aux calculs des limites finales.*

La figure 6.2 (à droite) montre comment varie la limite lorsque la contribution d'un canal au total varie. Sur cette figure, les deux canaux ont 3 candidats pour 3 bruit de fond attendus, mais la contribution du canal 1 à la limite totale varie entre 0 et 50%.

6.4 Traitement des erreurs

Comme cela a été expliqué dans la section 4.4 les nombres d'événements obtenus sont connus avec une précision limitée et il faut tenir compte de cette limitation dans le calcul des limites sur les sections efficaces.

Ces erreurs étant distribuées suivant une gaussienne, la probabilité que lorsque μ événements sont prédits avec une erreur σ la valeur vraie b qui aurait due être prédite soit dans l'intervalle $\mu \pm \delta$ est donnée par la formule:

$$\mathcal{P}(b \ \in \ \mu \pm \delta) = \int_{\mu-\delta}^{\mu+\delta} e^{\frac{-(\mu-b)^2}{2\sigma^2}} db$$

Cette probabilité doit donc être convoluée avec la probabilité $\mathcal{P}(\mu|n)$ de la prédiction de μ événements quand n sont observés pour connaître la probabilité de la prédiction de $\mu \pm \sigma$ événements quand n sont observés.

6.5 Optimisation de la limite: tranche de masse et fenêtre glissante

Les résultats présentés dans les tableaux 4.10 et 5.4 sont des résultats globaux par canal. Mais chacun des candidats et des événements de bruit de fond ont une masse bien déterminée. La figure 6.1 montre qu'il est possible d'exclure un domaine plus grand dans un échantillon où se trouve 1 seul candidat avec 1 seul bruit de fond attendu que dans un échantillon de 10 candidats avec 10 bruits de fond attendus. La séparation du résultat d'un canal en plusieurs résultats dépendant de la masse des événements permet donc d'exclure un domaine plus grand.

Cependant, le découpage de l'échantillon en plusieurs intervalles risque de produire un domaine exclu présentant des discontinuités aux points de raccordement des intervalles de masse. Pour éviter cela il faut réussir à trouver une fonction continue sélectionnant uniquement les données autour de la masse qui nous intéresse.

Pour éviter, entre autre, ce problème, une fonction dite de “fenêtre glissante” est définie. C'est une fonction qui associe à chaque masse de lepton excité une “fenêtre de masse” caractérisée par une masse inférieure et une masse supérieure. Au fur et à mesure de l'augmentation de la masse pour laquelle on souhaite calculer le nombre limite d'événements les masses inférieures et supérieures évoluent. Ainsi, cette fenêtre “glisse” sur toutes les masses considérées par l'analyse. Afin de définir cette fonction on recherche donc le plus petit intervalle possible autour de chaque masse, car c'est lui qui donne les meilleurs limites. Cependant, il faut conserver dans cet intervalle une efficacité raisonnable et donc que la fenêtre de masse choisie contienne la majorité des événements de signal générés. Il faut aussi que cet intervalle ait un sens physique, il doit donc être plus grand que la résolution de notre détecteur. La masse reconstruite de ceux-ci étant distribuée selon une gaussienne, choisir de conserver tous les événements se trouvant à moins de 3 déviations standards de la masse moyenne à laquelle sont reconstruits ces événements permet d'optimiser la limite obtenue. Toutefois, lorsque le bruit de fond est très faible il est intéressant d'élargir cet intervalle pour conserver une efficacité maximum (l'influence de l'efficacité sur la limite est présentée sur la figure 6.1).

Les largeurs de fenêtre glissante choisies suite à l'étude des résolutions expérimentales de chaque canal (figures 4.10 page 74, 4.21 page 86, 4.30 page 96, 5.10 page 115, 5.16 page 122 et 5.24 page 130) sont présentées sur la figure 6.3 et les efficacités résultantes de ce choix sont montrées sur la figure 6.3.

6.6 Limite sur le couplage $\frac{f}{\Lambda}$

Ayant obtenu, avec un certain degré de confiance, le nombre maximum d'événements de signal pouvant être présents dans les données dont la luminosité est connue, il est facile d'en déduire la section efficace maximale du processus avec le même degré de confiance. Cette section efficace étant reliée au couplage comme nous l'avons vu dans la formule 1.8, il est possible de déduire de la section efficace maximale un couplage maximum autorisé, avec le même degré de confiance que la limite sur la section efficace (c'est à dire 95% dans notre cas).

6.7 Combinaison des différents échantillons de données

Pour les canaux de désexcitation de l'électron excité, les données étudiées sont réparties en trois échantillons différents: un échantillon de données prises lors des collisions e^+p à 820 GeV, un échantillon de données prises lors des collisions e^-p à 920 GeV et un échantillon de données prises lors des collisions e^+p à 920 GeV. Pour pouvoir combiner les résultats de ces trois canaux en une seule limite il faut calculer le rapport des sections efficaces du processus étudié

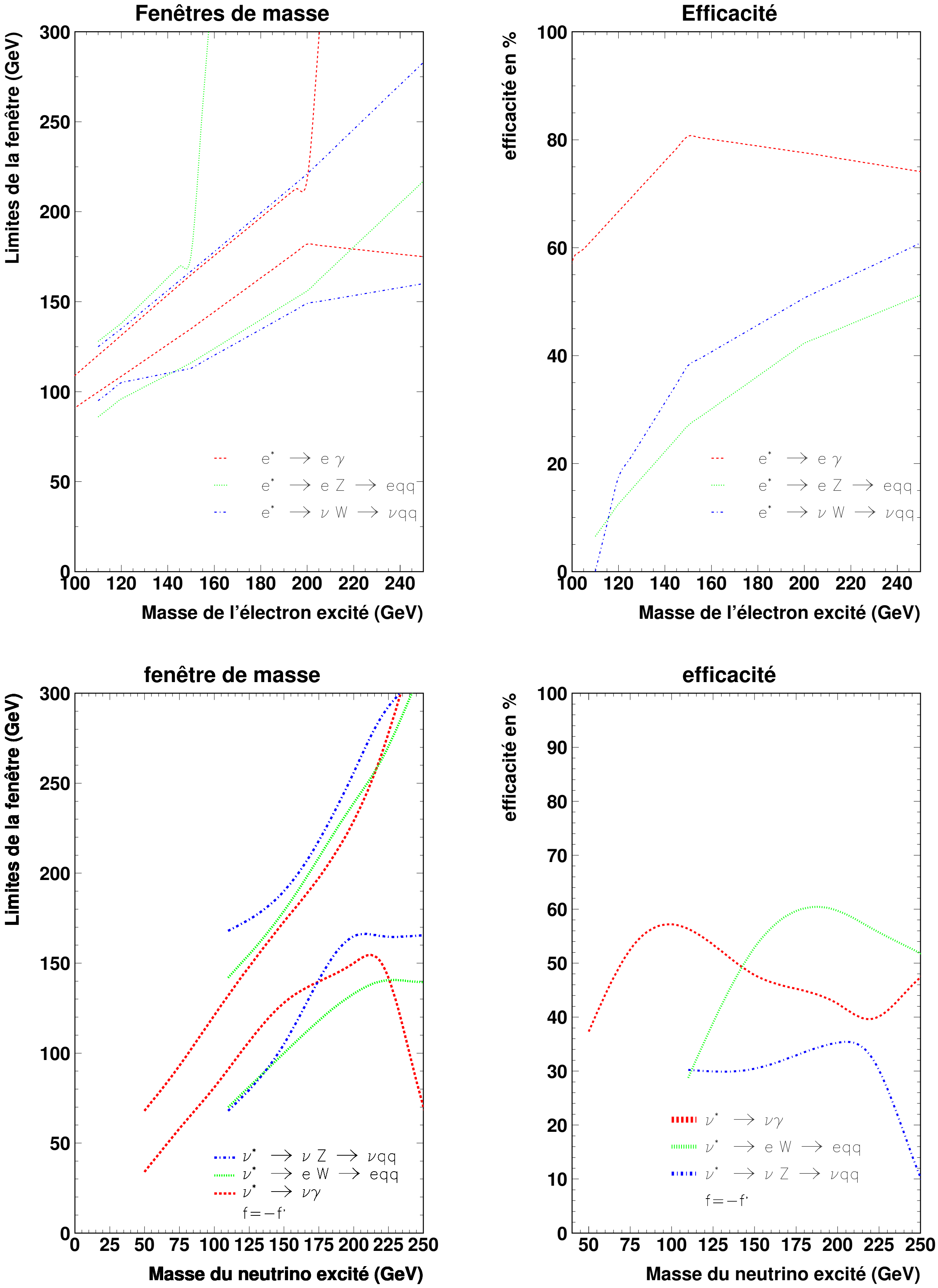


FIG. 6.3 – *Valeurs inférieures et supérieures de la fenêtre glissante (figures de gauche) et efficacités résultantes (figures de droite) pour les ν^* (figures du bas) et e^* (figures du haut).*

dans ces différents échantillons. En fait, les échantillons ont été traités comme des canaux séparés, le calcul final combine donc 9 canaux, 3 à 920 GeV e^+p ($e^* \to e + \gamma$, $e^* \to \nu + W_{\hookrightarrow qq}$ et $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$), 3 à 920 GeV e^-p et 3 à 820 GeV.

Pour les travaux présentés ici, nous avons supposé que la contribution du Z lors de la production d'un e^* était négligeable par rapport à celle du photon lorsque $f = +f'$ et que donc les deux échantillons à 920 GeV ont la même section efficace. Cette hypothèse a été verifiée a posteriori comme le montre la tableau 6.1. Les événements à 820 GeV ont par contre une section efficace différente. Lors du calcul des limites, le rapport de branchement des canaux à 820 GeV a donc été diminué d'un facteur correspondant au rapport entre les sections efficaces à 820 GeV et celles à 920 GeV.

Cette pondération effectuée les 9 canaux deviennent comparables et peuvent être combinés pour produire une limite sur la section efficace de production d'électron excité à 920 GeV.

$M(e^*)$ (geV)	$\sigma_\gamma(e^+p) = \sigma_\gamma(e^-p)$	$\sigma_{\gamma+Z}(e^+p)$	$\sigma_{\gamma+Z}(e^-p)$
150	0,284 pb	0,288 pb	0,297 pb
200	$7{,}46 \times 10^{-2}$ pb	$7{,}41 \times 10^{-2}$ pb	$7{,}70 \times 10^{-2}$ pb
250	$7{,}07 \times 10^{-3}$ pb	$7{,}05 \times 10^{-3}$ pb	$7{,}21 \times 10^{-3}$ pb

TAB. 6.1 – *Comparaison des section efficaces de production de* e^* *dans l'hypothèse* $f = +f'$ *en négligeant et en tenant compte de la contribution du* Z *avec* $\frac{f}{\Lambda}= 1$ *TeV*$^{-1}$ *et* $\sqrt{s} = 318$ *GeV.*

6.8 Contribution des canaux trop faibles

Certain canaux peuvent avoir une contribution très faible à la limite finale, soit parce que le rapport de branchement du canal à la masse considérée est très faible, soit parce que l'efficacité de l'analyse de ce canal est trop faible par rapport aux autres canaux. Ces canaux ayant une très faible contribution provoquent parfois des divergences numériques lors du calcul de la limite alors que leur contribution ne devrait pas influer sur la valeur de la limite. J'ai donc choisi de ne pas prendre en compte lors du calcul de la valeur de la limite à une masse donnée les canaux dont la contribution (produit du rapport de branchement par l'efficacité et la repondération des événements à 820 GeV) est inférieure à 4% du total pour le point choisi. La figure 6.2 nous montre que un canal ayant une contribution de 4% a une influence négligeable sur la limite combinée.

Le principal canal affecté par ce choix est le canal $e^* \to e + Z_{\hookrightarrow qq}$ dont le rapport de branchement est le plus faible.

6.9 Limites sur la section efficace de production d'électrons excités

Les limites obtenues pour les résultats de l'analyse électron excité sont montrées sur la figure 6.4 sous la forme de limites sur $\sigma \times BR$ (à gauche) et de limites sur le couplage $\frac{f}{\Lambda}$(à droite). Ce résultat peut être comparé avec les résultats obtenus par d'autres expériences actuelles à HERA [60, 61] et au LEP [62, 63, 64] (figure 6.5) ou futures [75, 76] (figure 6.6). On constate que les limites obtenues par cette analyse étendent de manière significative les résultats obtenus par les autres recherches directes. Toutes ces limites ne sont montrées que dans le cas $f = +f'$ puisque dans le cas $f = -f'$ le couplage électromagnétique de l'électron excité est nul.

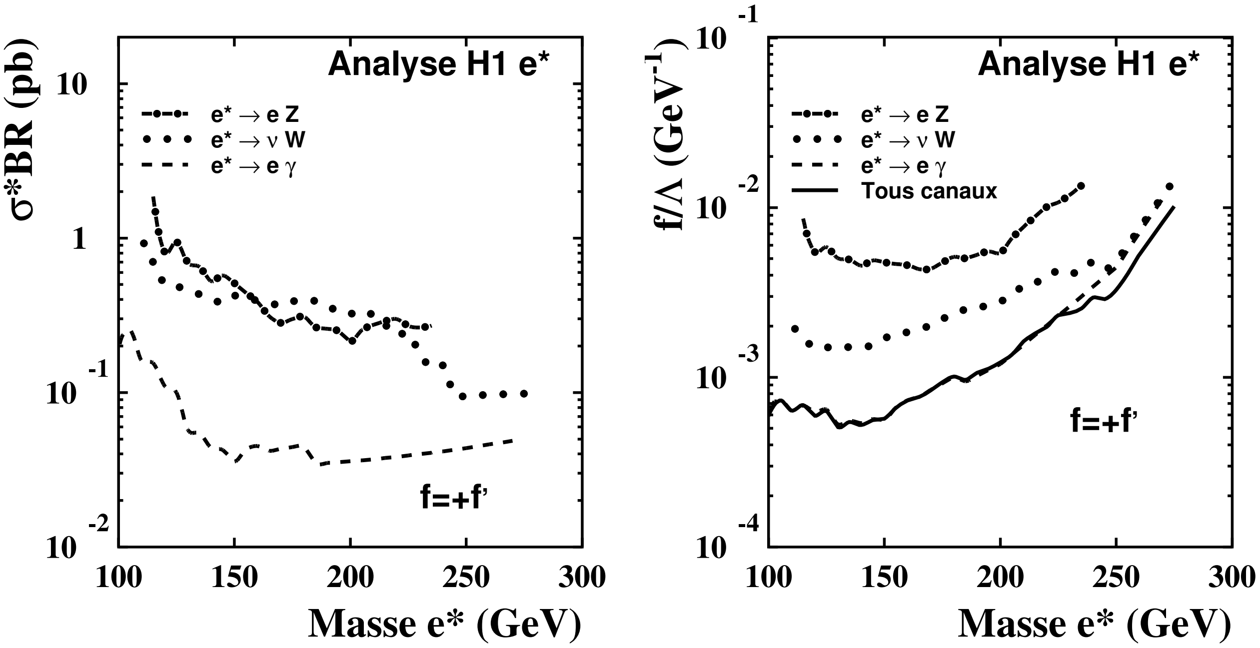


FIG. 6.4 – *Limite sur $\sigma \times BR$ (à gauche) et sur le couplage $\frac{f}{\Lambda}$ (à droite) obtenues pour l'analyse électron excité. Toutes les valeurs des couplages au dessus des courbes sont exclues.*

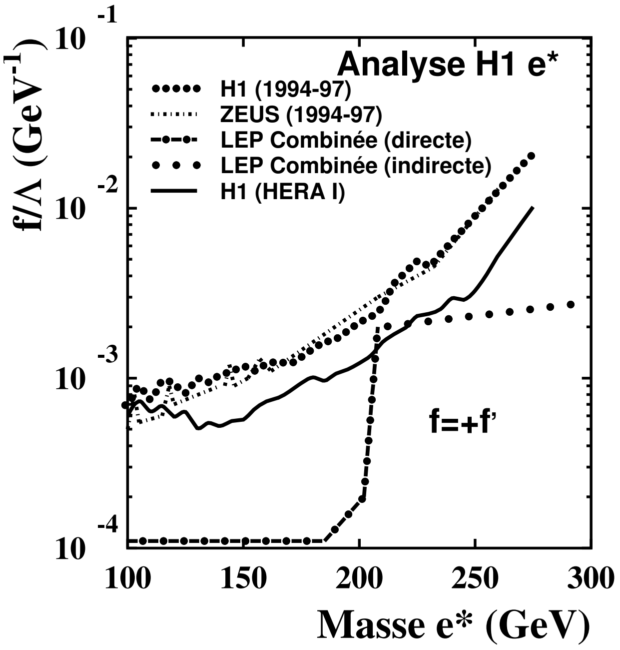


FIG. 6.5 – *Limite d'exclusion obtenue pour l'analyse électron excité comparée à la limite obtenue par d'autres expériences à HERA [60, 61] et au LEP [62, 63, 64]. Toutes les valeurs des couplages au dessus des courbes sont exclues.*

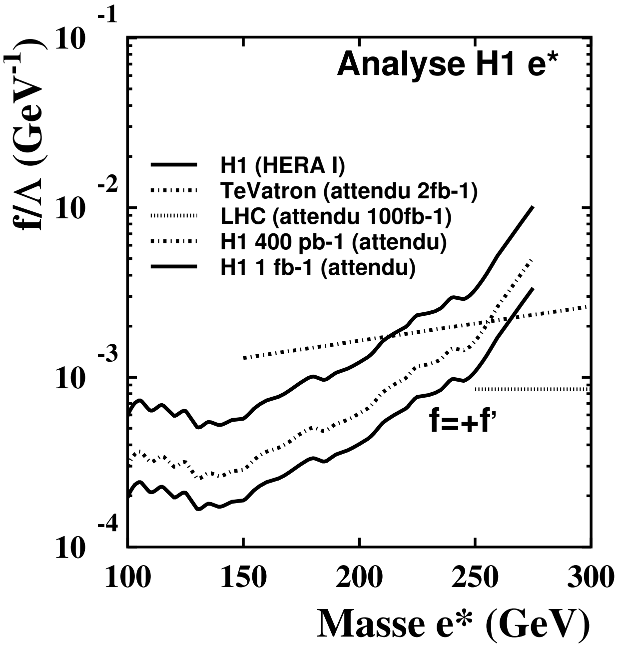


FIG. 6.6 – *Limite d'exclusion obtenue pour l'analyse électron excité comparée aux limites attendues par d'autres expériences [75, 76]. Toutes les valeurs des couplages au dessus des courbes sont exclues. Les courbes H1 ont été extrapolées proportionnellement à la racine carrée du rapport des luminosités.*

6.10 Limites sur la section efficace de production de neutrinos excités

L'application de la procédure ci-dessus dans le cas du neutrino excité conduit à un $\frac{f}{\Lambda}$de l'ordre de 10^{-2} GeV^{-1} pour un neutrino excité ayant une masse de l'ordre de 200 GeV, ce qui correspond, d'après l'équation 1.18, à une particule dont la largeur est de l'ordre de 10 GeV (voir la figure 1.4, page 16). Le neutrino excité a donc à cette masse une largeur comparable à la résolution expérimentale. Pour des neutrinos excités de masse supérieure à 200 GeV, l'approximation de largeur étroite ne s'applique plus et il est indispensable de tenir compte de la largeur du neutrino excité.

Le calcul de la limite devient différent puisque la largeur du neutrino excité doit être prise en compte lors du calcul de la section efficace de production de ce neutrino et cette largeur dépends de $\frac{f}{\Lambda}$. L'efficacité de l'analyse est elle aussi dépendante de la largeur mais varie faiblement pour des variations de largeur raisonnables. L'éfficacité que nous avons choisi pour les calculs de limite est conservative.

Le calcul de la limite ne pouvant plus se faire comme décrit précédemment, il faut utiliser une procédure itérative: après avoir trouvé une première limite sur $\frac{f}{\Lambda}$, il faut calculer la largeur associée, ce qui donne une nouvelle section efficace de laquelle il est possible de déduire une nouvelle limite. Ce procédé doit être itéré jusqu'à ce que l'algorithme converge vers une valeur donnée qui est la véritable limite sur $\frac{f}{\Lambda}$ pour la masse considérée.

Ce calcul itératif des limites permet d'obtenir des limites tenant compte de la largeur du neutrino excité. Ces limites sont visibles sur la figure 6.7

Elles ont été calculés soit pour $f = -f'$, soit pour $f = +f'$, mais il est possible de calculer une limite en fonction de f'/f. La figure 6.8 montre l'évolution de la valeur de la limite pour différentes masses quand le rapport f'/f évolue. A HERA la section efficace de production de neutrinos excités dépend du terme $C_{W\nu^*e}$ indépendant de f'. Un rapport f'/f trop grand (en valeur absolue) n'est donc pas très réaliste et cette étude a donc été limitée aux valeurs de f'/f comprises entre -5 et +5. A partir de la figure 6.8 il est possible de choisir les limites les plus conservatrices pour chaque masse afin de déterminer un domaine qui soit exclu pour toutes les valeurs de f'/f de l'intervalle considéré. La limite ainsi obtenue est visible sur la figure 6.9.

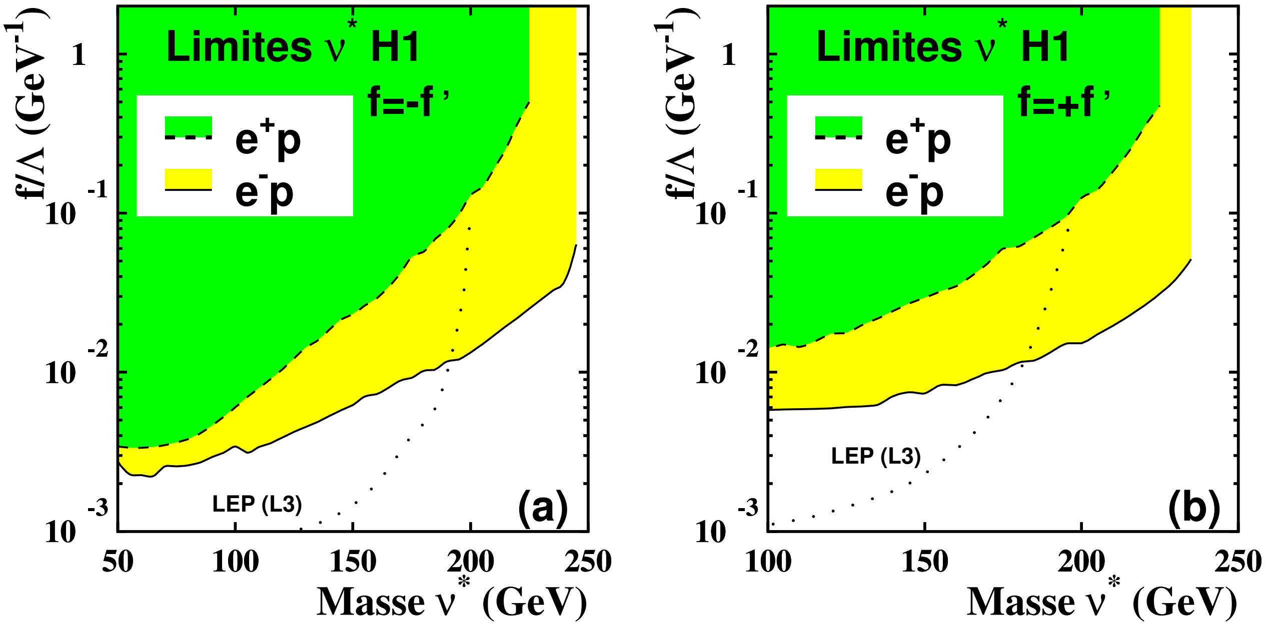


FIG. 6.7 – *Les limites sur le couplage* $\frac{f}{\Lambda}$ *du neutrino excité pour* $f = -f'$ *(à gauche) et* $f = +f'$ *(à droite) comparée à la limite mise précedemment avec les données* e^+p *1994-97.*

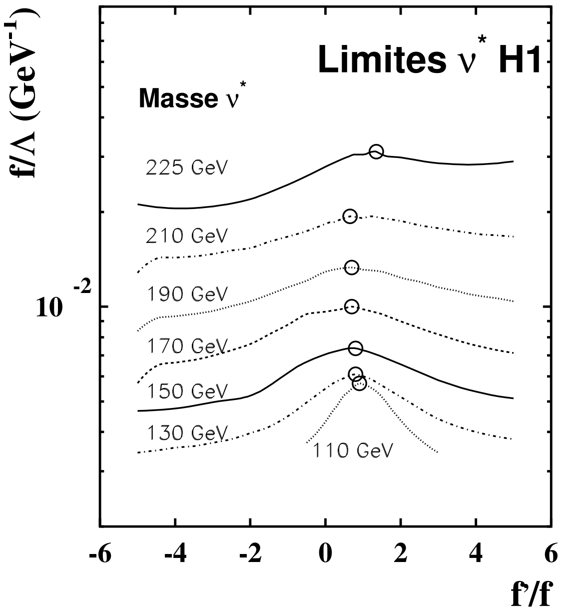


FIG. 6.8 – *Limite sur* $\frac{f}{\Lambda}$ *en fonction du rapport* f'/f *pour différentes masses de neutrino excité.*

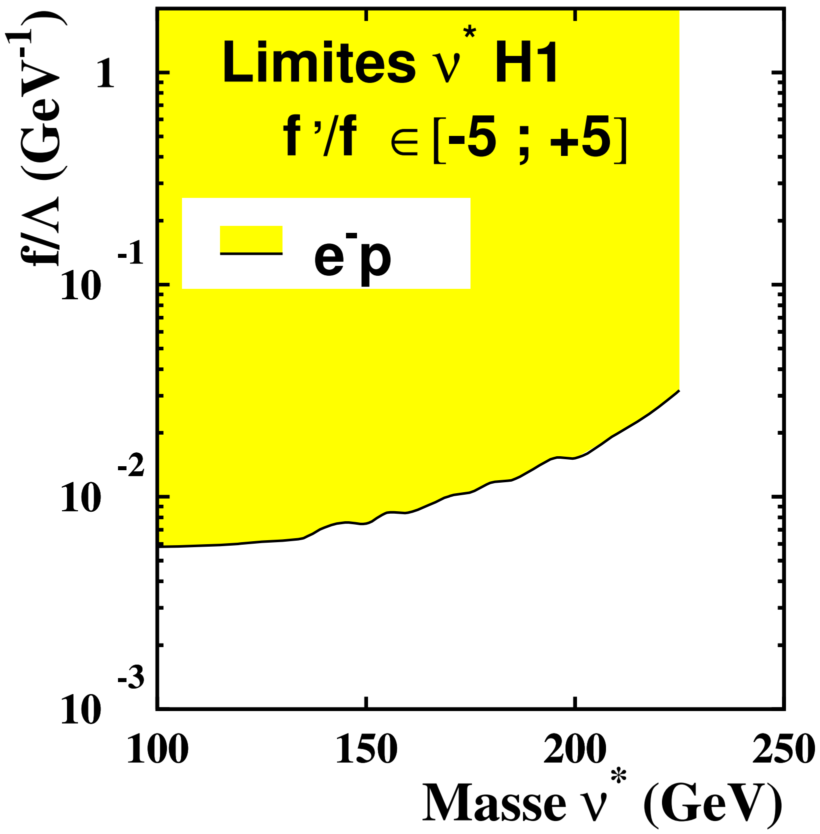


FIG. 6.9 – *Limite indépendante du rapport* f'/f *sur* $\frac{f}{\Lambda}$ *en fonction de la masse du neutrino excité.*

Conclusion et perspectives

Le collisionneur électron-proton HERA à Hambourg offre un environnement très favorable à l'étude de la production d'éventuels états excités des leptons de la première génération par l'échange d'un boson dans la voie t.

J'ai utilisé les données du détecteur H1, situé sur le collisionneur HERA pour rechercher les traces de désexcitation de leptons excités. L'ensemble des données utilisées représente une luminosité intégrée d'environ 120 pb^{-1} dont 68 pb^{-1} recueillis avec une énergie disponible dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) de 318 GeV lors de collisions e^+p, 15 pb^{-1} recueillis lors de collisions e^-p avec la même énergie dans le centre de masse et 37 pb^{-1} correspondant à des collisions e^+p avec une énergie disponible dans le centre de masse de 300 GeV. En utilisant l'approche phénoménologique proposée par Hagiwara, Komamiya et Zeppenfeld, tous les canaux de désexcitation de l'électron excité et du neutrino excité ont été étudiés, couvrant plus des deux tiers des états finals possibles, cependant aucun signal de production de lepton excité n'a été observé.

Le cas particulier où la largeur du neutrino excité dépasse la résolution expérimentale du détecteur a été traité pour la première fois à HERA lors de la recherche des produits de désexcitation de leptons excités.

Ces résultats ont été traduits sous la forme de limites d'exclusion sur le couplage $\frac{f}{\Lambda}$ en fonction de la masse des leptons excités, dans les hypothèses $f = +f'$, $f = -f'$, et, dans le cas du neutrino excité, indépendamment de f et f'. Ces limites étendent de manière significative les limites obtenues précedemment à HERA mais aussi les limites directes obtenues au LEP.

Les résultats présentés dans cette thèse sur le neutrino excité ont été publiés [77] et ceux sur l'électron excité ont été présentés en tant que résultats préliminaires lors des conférences de l'hiver 2002 et sont en cours de publication[1].

Le redémarage de HERA cette année avec une luminosité délivrée beaucoup plus importante laisse entrevoir la possibilité, dans les années à venir d'étendre encore ces limites. L'utilisation de rotateurs de spins permettra de

---

[1] Rapport DESY-02-096, devant être soumis à Physics Letters B.

disposer d'un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement ce qui ouvrira un nouveau champ d'étude.

Les premières collisions de la seconde phase de luminosité du TeVatron au Fermilab ont été observées récemment et les expériences qui s'y déroulent devraient pouvoir, dans quelques années, apporter une vérification des résultats présentés ici. En dehors de HERA, seul le LHC pourra, dans un avenir pas trop lointain étendre les résultats présentés ici.

A plus long terme, la construction d'un collisionneur linéaire électron-positron avec une énergie disponible dans le centre de masse de l'ordre de 500 GeV améliorera très nettement ces résultats en portant les limites sur la production de paires de leptons excités, indépendantes de $\frac{f}{\Lambda}$, à près de 250 GeV et celle sur la production d'un lepton excité seul à près de 500 GeV.

Cette étude pourait être complétée par l'étude de la production de quarks excités. La recherche de leptons de seconde génération pourrait aussi être entreprise mais les limites obtenues seraient beaucoup moins bonnes (et non compétitives avec le LEP) puisque ceux-ci sont produits par des diagrammes d'ordre supérieur à HERA.

Enfin, si le candidat le plus sérieux pour étendre le Modèle Standard, à savoir la Supersymétrie, s'avérait exact, il serait possible d'envisager la recherche des états excités des particules supersymétriques.

Bibliographie

[1] Murray Gell-Mann. Model of the Strong Couplings. *Phys. Rev.*, **106** p1296, (1957).

[2] B. Grossetête and F. Vannucci. *Interactions et particules.* Eyrolles, Paris, France, (1991). 253 pages.

[3] Nesvizhevsky V. V. et al. Quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field. *Nature*, **415** p297 – 299, (2002).

[4] ALEPH DELPHI OPAL and L3 collaborations. Search for the Standard Model Higgs boson at LEP. *Prépublication*, (2001), hep-ex/0107029.

[5] LEP Electroweak Working Group. Combination procedure for the precise determination of Z boson parameters from results of the LEP experiments. *Prépublication*, (2000), hep-ex/0101027.

[6] J. Wess and B. Zumino. Supergauge transformations in four-dimensions. *Nucl. Phys.*, **B70** p39–50, (1974).

[7] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and G. R. Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett.*, **B429** p263–272, (1998), hep-ph/9803315.

[8] H. Georgi and S. L. Glashow. Unity of all elementary particle forces. *Phys. Rev. Lett.*, **32** p438–441, (1974).

[9] M. J. Duff. The world in eleven dimensions: A tribute to Oskar Klein. *Prépublication*, (2001), hep-th/0111237.

[10] I. A. D'Souza and C. S. Kalman. *Preons: Models of leptons, quarks and gauge bosons as composite objects.* World Scientific, Singapore, (1992).

[11] Steven Weinberg. Implications of dynamical symmetry breaking. *Phys. Rev.*, **D13** p974–996, (1976).

[12] Leonard Susskind. Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg- Salam theory. *Phys. Rev.*, **D20** p2619–2625, (1979).

[13] Mahiko Suzuki. Dynamical composite models of electroweak bosons. *Phys. Rev.*, **D37** p210, (1988).

[14] H. Fritzsch and G. Mandelbaum. Weak interactions as manifestations of the substructure of leptons and quarks. *Phys. Lett.*, **B102** p319, (1981).

[15] Haim Harari. A schematic model of quarks and leptons. *Phys. Lett.*, **B86** p83, (1979).

[16] M. A. Shupe. A composite model of leptons and quarks. *Phys. Lett.*, **B86** p87–92, (1979).

[17] E. Eichten, K. D. Lane, and M. E. Peskin. New tests for quark and lepton substructure. *Phys. Rev. Lett.*, **50** p811–814, (1983).

[18] C. Adloff et al. Search for compositeness, leptoquarks and large extra dimensions in e q contact interactions at HERA. *Phys. Lett.*, **B479** p358–370, (2000), hep-ex/0003002.

[19] H. N. Brown et al. Precise measurement of the positive muon anomalous magnetic moment. *Phys. Rev. Lett.*, **86** p2227–2231, (2001).

[20] Yuan-Ben Dai, Chao-Shang Huang, and Ailin Zhang. g-2 in composite models of leptons. *J. Phys.*, **G28** p139–150, (2002), hep-ph/0103317.

[21] Subhendu Rakshit. Muon anomalous magnetic moment constrains models with excited leptons. *Prépublication*, (2001), hep-ph/0111083.

[22] Marc Knecht and Andreas Nyffeler. Hadronic light-by-light corrections to the muon g-2: The pion-pole contribution. *Prépublication*, (2001), hep-ph/0111058.

[23] M. Knecht, A. Nyffeler, M. Perrottet, and E. De Rafael. Hadronic light-by-light scattering contribution to the muon g-2: An effective field theory approach. *Prépublication*, (2001), hep-ph/0111059.

[24] Johann H. Kuhn and Peter M. Zerwas. Excited quarks and leptons. *Phys. Lett.*, **B147** p189, (1984).

[25] U. Baur, M. Spira, and P. M. Zerwas. Excited quark and lepton production at hadron colliders. *Phys. Rev.*, **D42** p815–824, (1990).

[26] N. Cabibbo, L. Maiani, and Y. Srivastava. Anomalous Z decays: excited leptons? *Phys. Lett.*, **B139** p459, (1984).

[27] K. Hagiwara, D. Zeppenfeld, and S. Komamiya. Excited lepton production at LEP and HERA. *Z. Phys.*, **C29** p115, (1985).

[28] F. M. Renard. Limits on masses and couplings of excited electrons and muons. *Phys. Lett.*, **B116** p264, (1982).

[29] F. del Aguila, A. Mendez, and R. Pascual. On the g-2 and the $p\bar{p} \to Z^0 \to l^+l^-\gamma$ events. *Phys. Lett.*, **B140** p431, (1984).

[30] F. W. Brasse et al. Analysis of photo and electroproduction data against omega(w). *Nucl. Phys.*, B39p421–431, (1972).

[31] F. Boudjema, A. Djouadi, and J. L. Kneur. Excited fermions at e+ e- and e P colliders. *Z. Phys.*, **C57** p425–450, (1993).

[32] C. Adloff et al. Measurement of neutral and charged current cross sections in electron proton collisions at high Q^2. *Eur. Phys. J.*, **C19** p269–288, (2001), hep-ex/0012052.

[33] HERA *physics*, (1-21 Aug 1993). Lectures given at 42nd Scottish Universities Summer School in Physics (SUSSP 93): High Energy Phenomenology (NATO Advanced Study Institute), St. Andrews, Scotland.

[34] http://www.desy.de/pr-info/desy-fokus_e.html#Beschleuniger.

[35] D. E. Groom et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, **C15** p1–878, (2000).

[36] I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386** p310–347, (1997).

[37] B. Andrieu et al. The H1 liquid argon calorimeter system. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A336** p460–498, (1993).

[38] B. Andrieu et al. Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A336** p499–509, (1993).

[39] B. Andrieu et al. Electron / pion separation with the H1 LAr calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A344** p492–506, (1994).

[40] B. Andrieu et al. Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A350** p57–72, (1994).

[41] R. D. Appuhn et al. The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386** p397–408, (1997).

[42] W. Hildesheim and M. Seidel. An Investigation into the radiation damage of the silicon detectors of the H1 PLUG calorimeter within the HERA environment. *Prépublication*, (1995), hep-ex/9507013.

[43] A. Schöning. *Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen $W^{\pm}$-Bosonen am* H1*-Detektor bei* HERA. Thèse de Doctorat, Université de Hamburg, (1996).

[44] I. Négri. *Recherche de Fermions Excités dans l'Expérience* H1 *auprès du collisionneur Positron-Proton* HERA. Thèse de Doctorat, Université de la Méditerranée, (1998). DESY-THESIS-1998-022 CPPM-T-1998-02.

[45] Torbjorn Sjostrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual. *Prépublication*, (1995), hep-ph/9508391.

[46] H. Hansen. *Etude de collisions à grand transfert d'impulsion dans l'expérience* H1 *à* HERA. Rapport de stage, Ecole Normale Supérieure de Lyon, (1997).

[47] E. Chabert et al. An Updated PHAN Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High P_T Physics Analysis. *Note interne H1*, **H1-11/98-556** , (1998).

[48] G. A. Schuler and H. Spiesberger. DJANGO: The Interface for the event generators HERACLES and LEPTO. In *Hamburg 1991, Physics at* HERA*, vol 3.*, pages 1419–1432, (1991).

[49] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H. J. Mohring. HERACLES: an event generator for *ep* interactions at HERA energies including radiative processes: version 1.0. *Comp. Phys. Commun.*, **69** p155–172, (1992).

[50] Bo Andersson, Gosta Gustafson, Leif Lonnblad, and Ulf Pettersson. coherence effects in deep inelastic scattering. *Z. Phys.*, **C43** p625, (1989).

[51] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. Parton distributions: A new global analysis. *Eur. Phys. J.*, **C4** p463–496, (1998), hep-ph/9803445.

[52] Hannes Jung. Hard diffractive scattering in high-energy *ep* collisions and the Monte Carlo generation RAPGAP. *Comp. Phys. Commun.*, **86** p147–161, (1995).

[53] Torbjorn Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, **82** p74–90, (1994).

[54] Christoph Berger and P. Kandel. A new generator for wide angle bremsstrahlung. In *Workshop on Monte Carlo Generators for* HERA, (1998). Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, Germany, 27-30 Apr 1998.

[55] U. Baur, J. A. M. Vermaseren, and D. Zeppenfeld. Electroweak vector boson production in high-energy e p collisions. *Nucl. Phys.*, **B375** p3–44, (1992).

[56] T. Kohler. Exotic processes at HERA: The Event generator COMPOS. In *Hamburg 1991, Physics at* HERA*, vol 3.*, pages 1526–1541, (1991).

[57] A. Pukhov et al. CompHEP: A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33. *Prépublication*, (1999), hep-ph/9908288.

[58] B. Heinemann. *Measurement of Charged Current and Neutral Cross Sections in Positron-Proton Collisions at $\sqrt{s} \simeq 300GeV$.* Thèse de Doctorat, Fachbereichs Physik des Universität Hamburg, (1999). DESY-THESIS-1999-046.

[59] A.Pieuchot. *Mesure des diffusions positron-proton profondément inélastique à courant chargés et courant neutre sur le collisionneur* HERA. Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, U.F.R. Scientifique d'Orsay, (1996).

[60] C. Adloff et al. A search for excited fermions at HERA. *Eur. Phys. J.*, **C17** p567–581, (2000), hep-ex/0007035.

[61] S. Chekanov et al. Searches for excited fermions in *ep* collisions at HERA. *Prépublication*, (2001), hep-ex/0109018.

[62] M. Acciarri et al. Search for excited leptons at $\sqrt{s} = 189$ GeV. *Phys. Lett.*, **B473** p177–185, (2000), hep-ex/9910021.

[63] P. Abreu et al. Search for composite and exotic fermions at LEP2. *Eur. Phys. J.*, **C8** p41–58, (1999), hep-ex/9811005.

[64] G. Abbiendi et al. Search for unstable heavy and excited leptons at LEP2. *Eur. Phys. J.*, **C14** p73–84, (2000), hep-ex/0001056.

[65] R. Barate et al. Search for evidence of compositeness at LEP I. *Eur. Phys. J.*, **C4** p571–590, (1998).

[66] Tancredi Carli. Renormalisation scale dependencies in dijet production at HERA. *Prépublication*, (1998), hep-ph/9906541.

[67] P. Bate. *High Transverse Momentum 2-jet and 3-jet Cross-section Measurements in Photoproduction.* Thèse de Doctorat, University of Manchester, (1999).

[68] C. Adloff et al. Three-jet production in deep-inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.*, **B515** p17–29, (2001), hep-ex/0106078.

[69] T. Helbig and H. Spiesberger. Testing anomalous W W gamma couplings in radiative charged current *ep* scattering. *Nucl. Phys.*, **B373** p73–94, (1992).

[70] O. Helene. UPPER LIMIT OF PEAK AREA. *Nucl. Instr. Meth.*, 212p319, (1983).

[71] C. Giunti. Treatment of the background error in the statistical analysis of Poisson processes. *Phys. Rev.*, **D59** p113009, (1999), hep-ex/9901015.

[72] Thomas Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A434** p435–443, (1999), hep-ex/9902006.

[73] Gary J. Feldman and Robert D. Cousins. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev.*, **D57** p3873–3889, (1998), physics/9711021.

[74] *Confidence limits. Proceedings, 1st Workshop, Geneva, Switzerland, January 17-18, 2000*, (2000). CERN-2000-005.

[75] E. Boos, A. Vologdin, D. Toback, and J. Gaspard. Prospects for searching for excited leptons during run II of the Fermilab TeVatron. *Prépublication*, (2001), hep-ph/0111034.

[76] O. J. P. Eboli, S. M. Lietti, and Prakash Mathews. Excited leptons at the CERN Large Hadron Collider. *Prépublication*, (2001), hep-ph/0111001.

[77] C. Adloff et al. Search for excited neutrinos at HERA. *Phys. Lett.*, **B525** p9–16, (2002), hep-ex/0110037.

RÉSUMÉ

RECHERCHE DE LEPTONS EXCITÉS DANS LES DONNÉES DE L'EXPÉRIENCE H1 AUPRÈS DU COLLISIONNEUR HERA

Les modèles composites constituent une extension possible du modèle standard. L'une des conséquences de ces modèles, aux énergies actuellement accessibles dans les accélerateurs de particules, est l'excitation de leptons.

Cette thèse présente la recherche de leptons excités à l'aide du détecteur H1 installé sur le collisionneur électron-proton HERA à Hambourg en Allemagne. Les données utilisées sont celles accumulées entre 1994 et 2000, ce qui représente une luminosité intégrée de 120 pb^{-1}. Les analyses effectuées concernent six topologies différentes ce qui couvre la totalité des rapports de branchement de désexcitation de l'électron et du neutrino excité.

Les nombres de candidats trouvés lors de ces analyses est en accord avec les prédictions du modèle standard ce qui signifie qu'aucune preuve de la production de leptons excités n'a été observée à HERA. Ce résultat a été traduit sous la forme de limites d'exclusions sur le couplage des leptons excités ($\frac{f}{\Lambda}$) en fonction de la masse du lepton excité. Pour la première fois à HERA nous avons étudié le cas où la largeur de désintégration naturelle d'un neutrino excité est supérieure à la résolution expérimentale. Pour la première fois aussi, une étude de la variation de la limite en fonction du rapport f'/f a été effectuée. Cette étude a mené à l'établissement d'une limite indépendante de ce rapport.

Les limites obtenues étendent les résultats obtenus précédemment à HERA ainsi que ceux des recherches directes au LEP.

Mots-clefs: *Modèles composites, Préons, HERA, H1, Leptons excités, Electron excité, Neutrino excité, Approximation de largeur étroite.*

ABSTRACT

SEARCH FOR EXCITED LEPTONS IN THE DATA OF THE H1 EXPERIMENT AT THE HERA COLLIDER

Composite models are one of the possible extensions of the Standard Model. One of their implications, at the energy in the reach of present particles accelerators, would be the excitation of leptons.

This PhD. thesis describes the search for excited leptons with the H1 detector installed on the electron-proton collider HERA in Hamburg (Germany). The data used were accumulated between 1994 and 2000 and amount to an integrated luminosity of 120 pb^{-1}. The analysis of 6 different topologies were done and cover all the branching ratios of desexcitation of excited electron and neutrino.

The numbers of candidates found during those analysis is in agreement with the Standard Model expectations. This means that no evidence of excited leptons production was found at HERA. This result was translated in the form of exclusion limits on the coupling of excited leptons ($\frac{f}{\Lambda}$) depending on the mass of the excited lepton. For the first time at HERA we adressed the case were the natural decay width of the excited neutrino is wider than the experimental resolution. For the first time also, a study of the variation of limit depending on the ratio f'/f was carried out. This study lead to the setting of limits independant of this ratio. The limits obtained extend results previously obtained at HERA and also the results of direct searches at LEP.

Keywords: *Composite models, Preons, HERA, H1, Excited leptons, Excited electron, Excited neutrino, Narrow width approximation.*