

ORSAY
n° d'ordre: 3655

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée
pour obtenir

Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Christophe THIEBAUX

RECHERCHE DE LEPTOQUARKS, DE LEPTOGLUONS ET
DE SQUARKS DANS L'EXPERIENCE H1 AUPRES DU
COLLISIONNEUR *ep* HERA

soutenue le 13 avril 1995 devant la commision d'examen

MM. Michel DAVIER	Président
Pierre BINETRUY	
Franz EISELE	Rapporteur
André ROUGE	Rapporteur
Yves SIROIS	

ORSAY
n° d'ordre: 3655

**UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE
présentée
pour obtenir

**Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

par

Christophe THIEBAUX

**RECHERCHE DE LEPTOQUARKS, DE LEPTOGLUONS ET
DE SQUARKS DANS L'EXPERIENCE H1 AUPRES DU
COLLISIONNEUR *ep* HERA**

soutenue le 13 avril 1995 devant la commission d'examen

MM. Michel DAVIER	Président
Pierre BINETRUY	
Franz EISELE	Rapporteur
André ROUGE	Rapporteur
Yves SIROIS	

Remerciements

J'ai pu effectuer cette thèse dans les meilleures conditions possibles au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'École Polytechnique. J'en remercie tous les membres et en particulier le directeur, François Jacquet.

Au cours de ces trois années passées dans la collaboration H1, j'ai pu profiter à maintes reprises de la qualité du travail de chacun, et je souhaite remercier tous les artisans de cette grande expérience.

Ce travail n'aurait pu être réalisé sans l'aide et le soutien constant du groupe H1 du LPNHE de l'École Polytechnique. Que tous ses membres reçoivent ici l'expression de ma sincère gratitude. Je souhaite en particulier remercier mes collègues et amis Bernard Andrieu, Vincent Boudry et François Lamarche qui m'ont accompagné au long de ce travail de thèse. Je tiens de plus à remercier Jaroslav Cvach, présent au laboratoire au début de ma thèse et avec qui j'ai partagé la joie de découvrir les toutes premières données de H1.

J'exprime toute ma gratitude à Peter Schleper et Hans-Ulrich Martyn, avec lesquels j'ai eu le plaisir et l'avantage de pouvoir collaborer au sein du groupe de travail de l'expérience H1 consacré à la physique au-delà du Modèle Standard.

Pour son enthousiasme, son intuition physique et son dynamisme de tous les instants, j'exprime ma plus profonde reconnaissance à Yves Sirois, qui a dirigé ma thèse. L'attention qu'il a portée à mon travail et la confiance qu'il m'a continuellement témoigné m'ont particulièrement touché.

Je remercie également les autres membres du jury de thèse, Michel Davier (qui en a accepté la présidence), Pierre Binétruy, Franz Eisele (rapporteur) et André Rougé (rapporteur).

Je voudrais exprimer toutes ma gratitude à Franz Eisele et Joël Feltesse grâce à qui l'expérience H1 a pu voir le jour et qui m'ont encouragé et soutenu au sein de la collaboration.

Finalement, pour avoir toujours été à mes côtés, pour sa patience et pour son soutien sans faille, je remercie de tout mon cœur celle grâce à qui cette thèse a pu voir le jour, et à qui je dédie ce travail, Béatrice.

Table des matières

Introduction	1
1 HERA et le Modèle Standard	5
1.1 Le collisionneur <i>ep</i> HERA	5
1.2 Le Modèle Standard des interactions électrofaibles et fortes	7
1.3 Le Modèle Standard à l'épreuve à HERA	9
1.3.1 Cinématique de la Diffusion Inélastique Profonde	9
1.3.2 Reconstruction des variables cinématiques	10
1.3.3 Domaine cinématique accessible	12
1.3.4 Les premiers résultats	17
2 La physique au-delà du Modèle Standard à HERA	19
2.1 Les inconnues du Modèle Standard	19
2.2 Au-delà du Modèle Standard: le potentiel de HERA	20
2.3 Motivations théoriques pour l'existence de leptoquarks, leptogluons et squarks	21
2.3.1 Les leptoquarks dans les théories d'unification faible-électro-forte . .	21
2.3.2 Les leptoquarks et les leptogluons dans les modèles composites . . .	24
2.3.3 Les leptoquarks en technicouleur	25
2.3.4 Les leptoquarks dans les modèles inspirés des supercordes	25
2.3.5 Les squarks et la supersymétrie	26

3	Méthodologie pour la recherche des leptoquarks et des squarks	29
3.1	La production directe de leptoquarks	29
3.1.1	Un lagrangien effectif	32
3.1.2	Contraintes sur les paramètres	36
3.2	La production indirecte de leptoquarks	37
3.2.1	Mesures d'asymétries	37
3.2.2	Interactions de contact $(\bar{e}e)(\bar{q}q)$	38
3.3	La production de leptogluons	40
3.4	La production résonante de squarks	42
3.4.1	Désintégrations des squarks	43
3.4.2	Topologie des événements	46
3.5	Les corrections radiatives électrofaibles et fortes	46
3.6	Les générateurs d'événements au-delà du Modèle Standard	48
3.7	Les générateurs d'événements de bruits de fond standard	48
4	L'expérience H1	51
4.1	Présentation générale de l'expérience H1	51
4.1.1	Le détecteur à traces	53
4.1.2	La calorimétrie	55
4.1.3	L'aimant supraconducteur et le fer instrumenté	55
4.1.4	Les détecteurs de muons	55
4.1.5	Le système de temps de vol	55
4.1.6	Le compteur de luminosité	56
4.1.7	Déclenchement et acquisition	56
4.2	La calorimétrie à argon liquide	57
4.2.1	Principes	57
4.2.2	Géométrie	59
4.2.3	Le déclenchement calorimétrique	62

5	La mesure des électrons et du flux d'énergie hadronique	63
5.1	La calibration à l'échelle électromagnétique	63
5.2	Les agrégats dans le calorimètre à argon liquide	64
5.3	L'identification de l'électron de diffusion	68
5.3.1	Séparation e/π	68
5.3.2	Isolation	71
5.3.3	Séparation e/μ	73
5.3.4	Efficacités	73
5.4	Mesure de la charge	77
6	Traitement et analyses des données	79
6.1	Les prises de données en 1993 et 1994	79
6.2	Sélection des événements	81
6.2.1	Le déclenchement en ligne	81
6.2.2	La classification des événements	83
6.2.3	Sélection "courants neutres"	85
6.2.4	Sélection "courants chargés"	89
6.2.5	Coupures spécifiques aux recherches indirectes	90
6.3	Mesure de la masse	92
6.4	Contrôle systématique de la mesure en énergie	97
6.5	Les lots d'événements simulés	100
6.5.1	Simulations de leptoquarks et de leptogluons	100
6.5.2	Simulations de squarks	100
6.5.3	Simulations des bruits de fonds	100
6.6	Efficacités globales	102
6.7	Rejet du bruit de fond et contaminations	104
6.7.1	Les courants neutres et chargés en collisions inélastiques profondes .	104
6.7.2	Les cosmiques	104
6.7.3	La photoproduction	106

7	Résultats et limites de rejet pour les leptoquarks et les leptogluons	109
7.1	Comparaison des données à la simulation Monte Carlo	109
7.1.1	Optimisation de la coupure en y	109
7.1.2	Comparaisons données-Monte Carlo	112
7.2	Analyse statistique de la mesure	115
7.3	Limites de rejet pour la recherche directe	115
7.3.1	Méthode de calcul des limites	117
7.3.2	Les erreurs systématiques	117
7.3.3	Efficacités finales	120
7.3.4	Limites dans le plan masse-couplage	123
7.4	Les contraintes obtenues auprès de collisionneurs e^+e^- et $p\bar{p}$	127
7.5	Limites de rejet pour la recherche indirecte	129
7.6	Les contraintes obtenues des processus rares ou interdits à basse énergie . .	133
8	Résultats de la recherche directe de squarks	135
8.1	Coupages spécifiques	135
8.2	Comparaisons des données à la simulation Monte Carlo	136
8.3	Mesure de la charge du lepton final	140
8.4	Limites sur le couplage	142
8.4.1	La combinaison de quatre canaux	142
8.4.2	Efficacités	144
8.4.3	Résultats	145
8.5	Limites sur la production de stop	147
8.6	Autres contraintes directes ou indirectes	148
	Conclusions	152

Introduction

Nous possédons aujourd'hui un cadre théorique complet qui décrit avec succès les constituants fondamentaux de la matière et leurs interactions électrofaibles et fortes. Cependant, bien que le caractère prédictif (impliquant la mesure d'un certain nombre de paramètres libres) de ce *Modèle Standard* n'ait jamais été mis en défaut expérimentalement, les motivations restent entières pour considérer qu'il ne s'agit que d'une théorie "effective", valable aux énergies actuellement accessibles, d'une théorie sous-jacente plus fondamentale. En particulier, le Modèle Standard n'explique ni la hiérarchie des masses entre leptons, quarks et bosons, ni la symétrie entre les secteurs des quarks et des leptons ou celle entre champs de matière et champs d'interaction. Ainsi paraît-il nécessaire d'établir de nouvelles théories au-delà du Modèle Standard.

Le collisionneur *ep* HERA offre la possibilité unique d'explorer un domaine de masse s'étendant au-delà de l'échelle de Fermi pour la production de particules pouvant contribuer à une transition lepton-quark, comme les leptoquarks ou les squarks (partenaires supersymétriques des quarks), ou une transition lepton-gluon, comme les leptogluons. Ces nouvelles particules pourraient se manifester de façon spectaculaire par la formation de résonances dans la voie directe lors de la "fusion" du lepton initial et de l'un des partons constituants du proton. Le bruit de fond physique affectant ces nouveaux signaux est principalement constitué par les processus standard de diffusion inélastique profonde à grands moments de transfert. La recherche de nouvelles particules peut être étendue au-delà de la limite cinématique par la mesure d'éventuelles déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard provoquées par des effets d'interférence dus à l'échange virtuel de nouveaux bosons.

Les leptoquarks sont prédits par de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard reliant les secteurs des leptons et des quarks, soit par l'apparition d'une sous-structure commune à ces objets, soit lors de tentatives d'unification des interactions fondamentales de la nature. Les leptogluons sont des objets prédits par certains modèles composites. Les squarks sont les partenaires des quarks dans les théories supersymétriques qui associent les bosons aux fermions.

Le premier chapitre de la présente thèse sera consacré à la méthodologie physique mise en oeuvre à HERA. Après avoir introduit le collisionneur et ses principaux paramètres, je passerai en revue les ingrédients majeurs du Modèle Standard. Je décrirai ensuite comment, dans un tel cadre, et à travers les processus de diffusion inélastique profonde, HERA contribue à approfondir notre connaissance de l'interaction forte et de la physique électrofaible, particulièrement à grands moments de transfert.

Les faiblesses du Modèle Standard ainsi que les différentes solutions envisagées actuellement pour y pallier seront évoquées dans le chapitre 2. J'exposerai alors les potentialités de HERA pour la découverte d'une "nouvelle" physique au-delà du Modèle

Standard. Je rappellerai ensuite les principales voies de développement théorique au-delà du Modèle Standard prédisant l'existence de leptoquarks et de leptogluons. La production de squarks sera tout d'abord décrite dans le cas du Modèle Standard dans sa version supersymétrique minimale. Dans un tel cadre, le potentiel de HERA est très réduit par les contraintes expérimentales existantes sur les masses des particules supersymétriques. Néanmoins, j'indiquerai comment la violation de la conservation du nombre leptonique peut se concevoir et impliquer ainsi la production isolée de squarks à HERA.

Les aspects phénoménologiques de la production de leptoquarks, de leptogluons et de squarks à HERA constitueront le chapitre 3. J'envisagerai tout d'abord la production directe des leptoquarks dans les collisions ep et caractériserai la cinématique du signal attendu. Afin de ne pas me cantonner à un modèle spécifique, j'introduirai un lagrangien effectif permettant de calculer des sections efficaces de production sur lesquelles s'appuie le générateur Monte Carlo d'événements leptoquarks utilisé dans cette analyse. La production indirecte de leptoquarks sera également considérée et je donnerai à cette occasion les principaux ingrédients du formalisme des interactions de contact utilisé pour la recherche d'effets virtuels. J'évoquerai ensuite la production de leptogluons, dont la signature attendue est similaire aux leptoquarks. Je décrirai enfin les processus de production isolée de squarks à HERA ainsi que les deux voies de désintégration principales pour lesquelles la recherche sera menée. Le cas de la désintégration des squarks via leur couplage de jauge en un quark et la particule supersymétrique la plus légère, analysé ici pour la première fois, sera détaillé. Je reviendrai alors sur les problèmes liés à la mesure de la masse de ces nouveaux états et notamment les effets des corrections radiatives. Finalement les générateurs d'événements au-delà du Modèle Standard et de bruit de fond seront décrits.

L'expérience H1 sera décrite dans le chapitre 4. Je discuterai alors en détail du calorimètre à argon liquide du fait de sa prépondérance pour l'analyse développée dans cette thèse.

Dans la plupart des cas, une signature caractéristique des leptoquarks, des leptogluons et des squarks sera la présence d'un lepton isolé de grande énergie transverse dans le volume fiduciel du calorimètre à argon liquide. Le chapitre 5 contiendra donc les éléments de base pour la mesure des électrons dans ce détecteur sur laquelle repose la philosophie globale de la recherche des nouvelles particules présentée ici. Partant des amas d'énergie dans le calorimètre, je présenterai alors les principes de l'identification des électrons et détaillerai ses performances. J'indiquerai également alors comment la charge des objets identifiés, dont la détermination sera cruciale quand j'aborderai les squarks, peut être mesurée à partir de l'information des détecteurs à traces.

Le traitement et l'analyse des données constitueront le chapitre 6. Après avoir résumé les conditions de prises de données de 1993 et 1994, je décrirai en détail la sélection des événements. A partir de simulations j'exposerai ensuite comment j'ai choisi de mesurer la masse des nouveaux états. Les performances de la sélection seront alors données en terme d'efficacité et les contaminations de bruit de fond seront évaluées.

Le chapitre 7 concernera les résultats obtenus dans la recherche de leptoquarks et de leptogluons. Je décrirai alors les coupures finales optimisant le rapport signal-bruit et comparerai ensuite la mesure à la prédiction du Modèle Standard. Devant la présence de fluctuations à grande masse, je proposerai une quantification statistique de la mesure basée sur une analyse par maximum de vraisemblance, concluant à l'absence de signal significatif. Je dériverai donc des limites d'exclusion, décrivant la méthode retenue et les

ingrédients entrant dans ce calcul. Ces limites, qui constituent le meilleur résultat actuel en la matière, seront alors comparées à celles obtenues auprès de collisionneurs e^+e^- et $p\bar{p}$. Finalement, je donnerai les limites obtenues dans le cas de la recherche indirecte et terminerai par une revue globale des limites sur les couplages des leptosquarks provenant des expériences de basse énergie.

Pour la recherche directe de squarks (chapitre 8), je comparerai les données dans le cas de la désintégration de jauge du squark en quark+photino à la prédiction de diffusion inélastique profonde standard. Dans cette voie, le photino se désintègre à son tour, produisant un lepton chargé et deux jets dans le détecteur. Ces leptons dans l'état final ont une probabilité égale d'être soit des positrons, soit des électrons. Je décrirai alors une analyse particulière de la charge du lepton final, basée sur la trace associée, visant à mettre en évidence la présence de charges opposées à celle du lepton initial, une signature caractéristique d'une violation de la conservation du nombre leptonique et libre de tout bruit de fond standard. Devant l'absence de signal significatif, je dériverai alors des limites supérieures sur les couplages de Yukawa des squarks aux paires électron-quark pour différentes hypothèses de masse de photino, en combinant les quatre canaux de désintégration envisagés. J'évoquerai ensuite le cas d'un squark top léger et conclurai en rappelant les contraintes directes et indirectes sur la production de squarks dans les modèles supersymétriques où la conservation de la R-parité est violée.

Les résultats obtenus et les potentialités de découverte future à HERA seront mis en perspective en conclusion.

Chapitre 1

HERA et le Modèle Standard

1.1 Le collisionneur ep HERA

Depuis la mise en évidence à la fin des années 60, d'abord à SLAC puis à DESY, de l'existence d'objets ponctuels (identifiés aux quarks) à l'intérieur du proton, l'étude des interactions lepton-hadron a largement contribué à l'élaboration de nos connaissances sur les particules élémentaires et leurs interactions. Auparavant effectuées lors de diffusion de faisceaux de leptons sur cible fixe, ces expériences furent envisagées dans le mode collisionnel dans les années 70, permettant ainsi de faire reculer les frontières cinématiques et en particulier d'atteindre des impulsions transférées Q deux ordres de grandeur plus élevées (sondant alors le proton avec un pouvoir de résolution accru, ce dernier variant comme $\sim 1/Q$). Ce mode de fonctionnement donnant de plus l'accès aux variables associées au flux hadronique, il devient alors possible d'étudier les courants faibles chargés.

Un certain nombre de projets de collisionneurs ep apparurent donc au cours des années 70-80. Ils consistaient le plus souvent en l'adjonction d'un anneau d'électrons tangentielllement à un anneau de protons déjà existant¹. Ces projets furent tous abandonnés, car ils prévoyaient de fonctionner le plus souvent en mode parasite sur la machine déjà existante. Cependant, des machines spécifiquement conçues pour produire des collisions ep furent proposées, notamment TRISTAN, au Japon (qui fut par la suite abandonné dans sa version ep pour devenir une machine e^+e^-) et enfin HERA, à DESY. Seul ce dernier projet, peut-être le plus ambitieux de tous, fut mené à son terme.

Le collisionneur HERA, installé à Hambourg en Allemagne sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYNchrotron), est la première machine capable de produire des collisions entre des protons de 820 GeV et des électrons de 26.7 GeV. L'énergie² maximale disponible dans le centre de masse est $\sqrt{s} = 296$ GeV et le carré de l'impulsion transférée peut atteindre $Q_{max}^2 \sim 10^5$ GeV², correspondant à un pouvoir de résolution de $\sim 10^{-18}m$. Ce domaine cinématique, jusque là inexploré, n'aurait pu être sondé lors d'une expérience de diffusion sur cible fixe qu'avec un faisceau d'électrons de 51 TeV.

¹Parmi ces projets, citons CHEER au Laboratoire Fermi (FNAL) à Batavia, ISABELLE à Brookhaven (BNL) ou CHEEP au LEP-SPS du CERN à Genève.

²Les unités utilisées tout au long de ce mémoire sont définies en posant $\hbar = c = 1$. Les masses, énergies et impulsions sont donc exprimées en GeV.

Les paramètres de la machine résultent d'un jeu subtil entre les contraintes technologiques existantes et le programme de physique envisagé. L'énergie des électrons est ainsi fixée à 30 GeV, provenant d'un compromis entre la puissance disponible pour les cavités RF accélératrices et les radiations synchrotron. Pour les protons, l'énergie maximale de 820 GeV est atteinte en utilisant des aimants supraconducteurs produisant un champ induit de 4.53 T, ce qui correspond à la technologie développée pour FNAL et ISABELLE.

Un complexe d'injection accélère progressivement les électrons et les protons (figure 1.1) qui sont ainsi introduits dans HERA par l'anneau PETRA avec une énergie de 14 GeV et 40 GeV respectivement. Les deux faisceaux sont alors stockés dans deux accélérateurs indépendants installés à l'intérieur du tunnel de 6.3 km d'HERA et accélérés jusqu'à leur énergie finale de collision.

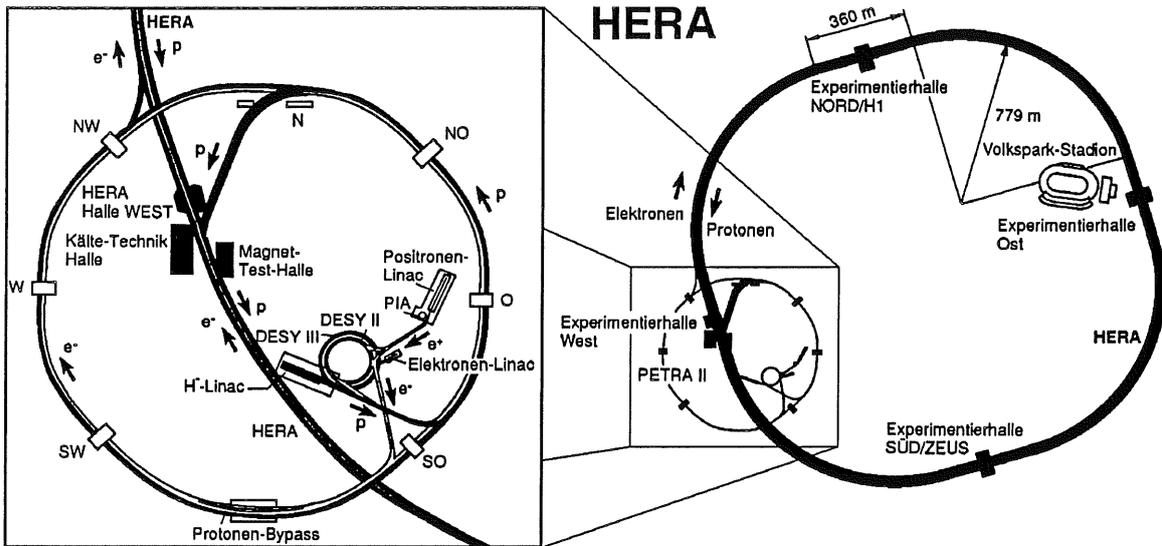


Figure 1.1: L'accélérateur HERA à DESY.

Les faisceaux sont constitués de paquets de particules qui se croisent en quatre zones d'interaction. Deux de ces quatre zones sont occupées par les expériences H1 et ZEUS. Le croisement frontal (à 0°) des faisceaux dans ces zones entraîne un étalement du vertex d'interaction relié à l'extension longitudinale des paquets. Une troisième expérience, HERMES, étudiera la structure en spin des nucléons lors de la diffusion sur cible fixe d'électrons polarisés longitudinalement. Notons enfin le projet d'une quatrième expérience, HERA-B, destinée à l'étude de la violation de CP dans le système $B-\bar{B}$ grâce à la diffusion de protons sur une cible fixe.

La luminosité nominale de $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (soit une luminosité intégrée annuelle de 100 pb^{-1}) et le taux de croisement de 96 ns, avec 210 paquets collisionnels, furent choisis de telle façon qu'HERA permette l'observation d'une centaine d'événements de diffusion inélastique profonde par courants chargés (échange de bosons intermédiaires W^\pm) à $Q^2 > 30000 \text{ GeV}^2$ par année.

Le collisionneur est entré en service en 1992 et depuis les expériences H1 et ZEUS ont pu bénéficier d'une montée en puissance de HERA, principalement liée au nombre

croissant de paquets collisionnels (correspondant à une augmentation des courants des faisceaux) présents dans la machine. En pratique, même si la luminosité intégrée est encore faible par rapport à sa valeur nominale, HERA a malgré tout permis de contribuer aux tests expérimentaux du Modèle Standard. Mais avant de revenir plus en détail sur ce dernier point, je vais décrire le Modèle Standard dans ces grandes lignes.

1.2 Le Modèle Standard des interactions électrofaibles et fortes

Le Modèle Standard, basé sur le groupe de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, est une théorie de jauge renormalisable, décrivant avec succès la matière et ses interactions électromagnétiques, faibles et fortes. L'interaction forte est véhiculée par huit bosons de jauge vectoriels sans masse, les gluons, qui correspondent aux générateurs du groupe non-abélien $SU(3)_C$. Les interactions électromagnétiques et faibles sont décrites de manière unifiée par la théorie électrofaible de Glashow-Weinberg-Salam où $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est le groupe des transformations de jauge sous lesquelles le lagrangien décrivant ces interactions reste invariant [1, 2]. Le photon, de masse nulle, transmet l'interaction électromagnétique, tandis que les bosons vectoriels massifs W^+ , W^- et Z^0 transmettent l'interaction faible.

Les champs de matière sont des fermions, parmi lesquels on distingue les leptons et les quarks. Les fermions sont décrits par des spineurs Ψ dont les projections de chiralité gauche $\Psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\Psi$ appartiennent à des doublets d'isospin du groupe $SU(2)_L$ alors que les projections de chiralité droite $\Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\Psi$ appartiennent à des singulets. Les quarks, dont chaque saveur peut porter trois couleurs, appartiennent à un triplet sous $SU(3)_C$. Les leptons, qui ne portent pas de couleur, appartiennent à un singulet sous $SU(3)_C$. Cette structure est répétée trois fois, livrant ainsi trois générations regroupant chacune 15 états fermioniques. Chaque état est caractérisé par sa charge électrique Q , sa troisième composante de l'isospin faible T_3 et son hypercharge faible Y (les opérateurs \mathbf{T} et Y sont les générateurs des groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ et Q le générateur du groupe $U(1)_{em}$, satisfaisant à la relation $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$). La structure des fermions pour les trois générations ainsi que les valeurs de Q , T_3 et Y pour chaque état sont données dans le tableau 1.1.

Les masses des particules sont générées lors de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ par le mécanisme de Higgs. Ceci nécessite l'adjonction au Modèle Standard d'un champ scalaire neutre et massif, le boson de Higgs.

Les neutrinos ne sont pas massifs et ne sont donc représentés que par un état de chiralité gauche. Enfin, les états propres de masse des quarks ne sont pas les mêmes que les états propres faibles. L'interaction faible agit sur les doublets de quarks gauches $(u, d')_L$, $(c, s')_L$, $(t, b')_L$ où d' , s' et b' sont des combinaisons des états physiques d , s et b . Par convention, les quarks de charge $2/3$ ne sont pas sujets au mélange qui peut alors s'exprimer sous la forme d'une matrice 3×3 unitaire agissant sur les quarks de charge $-1/3$:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

	Génération			T_3	Q	Y
	1	2	3			
<i>Leptons</i>	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	0	-1
	e_R	μ_R	τ_R	-1/2	-1	-1
				0	-1	-2
<i>Quarks</i>	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	2/3	1/3
	u_R	c_R	t_R	-1/2	-1/3	1/3
	d_R	s_R	b_R	0	2/3	4/3
			0	-1/3	-2/3	

Tableau 1.1: Les fermions du Modèle Standard.

où V est la matrice de Kobayashi-Maskawa dont les éléments peuvent être paramétrisés par trois angles et une phase mesurant la violation de CP.

Depuis la découverte en 1983 au CERN des bosons massifs W^\pm et Z^0 , postulés par la théorie comme vecteurs des interactions faibles, le Modèle Standard a été admirablement confirmé, le fait le plus marquant étant sans aucun doute l'observation récente [3] dans les expériences CDF et D0 auprès du TeVatron du quark top^3 . Dans le secteur électrofaible, les tests expérimentaux, notamment au LEP, sont en excellent accord avec les prédictions du Modèle Standard autour de la masse du Z^0 [4]. La chromodynamique quantique (QCD), établie comme la théorie décrivant les interactions fortes, n'a été vérifiée qu'à de très courtes distances (à grands Q^2) lorsque la constante de couplage forte α_S est assez faible pour permettre le calcul perturbatif (la validité de QCD a ainsi été quantitativement testée dans les expériences de diffusion inélastique profonde [5]). Toutefois, la théorie n'offre pas de solution explicite au problème du confinement qui affecte toutes les observations (on n'observe pas de particules colorées "nues", mais plutôt habillées en objets neutres de couleur).

³Avec une masse $M_t = 176 \pm 8(stat.) \pm 10(sys.)$ GeV pour l'expérience CDF et $M_t = 199_{-21}^{+19}(stat.) \pm 22(sys.)$ GeV pour l'expérience D0.

1.3 Le Modèle Standard à l'épreuve à HERA

L'essence de la phénoménologie à HERA dépend du processus de diffusion inélastique profonde (DIP) où le lepton incident e interagit avec l'un des quarks du proton p via l'échange d'un boson neutre (γ/Z^0) ou chargé W^\pm . Il est donc possible de tester l'interaction forte par la mesure de la structure du proton à très petite distance. De plus, en proposant des taux élevés de collisions à grands moments de transfert, aussi bien lors de l'échange de courants neutres que de courants chargés, HERA autorise l'investigation des interactions électrofaibles dans une région cinématique où les propagateurs des bosons intermédiaires Z^0 et W^\pm vont jouer un rôle prééminent.

1.3.1 Cinématique de la Diffusion Inélastique Profonde

Le processus de DIP $e + p \rightarrow l + X$ est représenté à l'ordre le plus bas sur la figure 1.2. L'état final est constitué d'un lepton diffusé l pouvant être un électron dans le cas d'un courant neutre (NC) ou un neutrino dans le cas d'un courant chargé (CC), et d'un système hadronique X , lui-même formé d'un jet de courant (résultant de l'habillage du quark éjecté par le boson échangé) et d'un jet spectateur (provenant de la fragmentation du proton). Appelons p_e et P les quadri-vecteurs de l'électron incident, du lepton diffusé et du proton incident. Le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision ep est la variable de Mandelstam s :

$$s \equiv (p_e + P)^2 \simeq 4E_e^0 E_p^0 \quad (1.2)$$

où E_e^0 et E_p^0 sont respectivement les énergies du lepton et du proton incident. Le signe \simeq signifie que l'on néglige les masses de l'électron et du proton incident ainsi que du lepton diffusé devant leurs énergies.

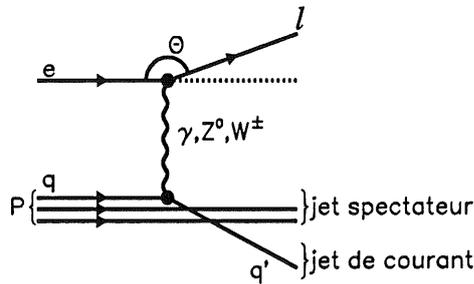


Figure 1.2: *Diagramme de Feynman de la diffusion inélastique profonde.*

La cinématique d'un événement de DIP peut être entièrement déterminée par deux quantités invariantes de Lorentz conventionnellement choisies parmi Q^2 , le carré du moment transféré par le boson échangé, et les deux variables d'échelle de Bjorken x_B et y_B . Si l'on appelle en plus W^2 le carré de la masse invariante du système hadronique X , on a les définitions suivantes:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_e - p'_e)^2 \quad (1.3)$$

$$x_B \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad (1.4)$$

$$y_B \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e} \quad (1.5)$$

$$W^2 \equiv (q + P)^2 \quad (1.6)$$

Les variables x_B et y_B sont sans dimension et toujours comprises entre 0 et 1. Elles sont reliées entre elles par la relation:

$$Q^2 = sxy \quad (1.7)$$

Il suffira donc d'utiliser un couple de variables indépendantes (x, y) ou (x, Q^2) pour décrire complètement la cinématique.

Dans des référentiels privilégiés, les variables de Bjorken ont des significations particulières. Dans le modèle des partons, le courant se couple à un quark du proton de quadri-impulsion $p_i = \xi P$, sans aucune interaction avec son entourage. En supposant que le quark a une masse nulle dans les états initial et final, c'est à dire $p_i^2 = p_f^2 = 0$:

$$p_f^2 = 0 = (p_i + q)^2 = p_i^2 + 2p_i \cdot q + q^2 = 2\xi P \cdot q - Q^2$$

ce qui conduit à:

$$\xi = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \equiv x \quad (1.8)$$

La variable de Bjorken x_B peut donc être interprétée comme la fraction d'impulsion du proton portée par le quark participant à la réaction, si on néglige les corrections QCD [6]. De même, on interprète y_B comme la fraction d'énergie transmise par le lepton incident au système hadronique dans le référentiel propre du proton.

1.3.2 Reconstruction des variables cinématiques

Le mode collisionnel des diffusions inélastiques profondes à HERA permet de mesurer les énergies et les angles du lepton chargé diffusé et du système hadronique dans l'état final. Parmi les diverses méthodes envisageables de reconstruction des variables cinématiques, combinant ou exploitant uniquement l'une ou l'autre de ces informations, nous allons maintenant décrire celles qui seront utilisées dans cette thèse.

Méthode électron

Le quadri-vecteur p'_e de l'électron diffusé s'exprime simplement dans le référentiel du laboratoire (où nous avons choisi un repère droit avec l'axe z orienté selon la direction des protons incidents et l'axe y orienté vers le haut) en fonction de son énergie E_e et de son angle de diffusion θ_e : $p'_e = (E_e, E_e \sin \theta_e, 0, E_e \cos \theta_e)$. En utilisant les expressions définies

en 1.3.1 et en négligeant les masses de l'électron et du proton initial ainsi que celle de l'électron diffusé, on obtient :

$$Q_e^2 = 4E_e E_e^0 \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \quad (1.9)$$

$$x_e = \frac{E_e E_e^0 \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)}{E_P^0 \left[E_e^0 - E_e \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \right]} \quad (1.10)$$

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^0} \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \quad (1.11)$$

On peut exprimer la dépendance des variables cinématiques en fonction des erreurs sur les quantités mesurées grâce aux dérivées partielles suivantes :

$$\left. \frac{\partial x}{x} \right|_{E_e} = \frac{1}{y} \frac{dE_e}{E_e} \quad (1.12) \quad \left. \frac{\partial y}{y} \right|_{E_e} = \frac{1-y}{y} \frac{dE_e}{E_e} \quad (1.14)$$

$$\left. \frac{\partial x}{x} \right|_{\theta_e} = \tan \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \left[x \frac{E_P^0}{E_e^0} - 1 \right] d\theta_e \quad (1.13) \quad \left. \frac{\partial y}{y} \right|_{\theta_e} = \coth \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \frac{E_P^0}{E_e^0} x d\theta_e \quad (1.15)$$

De ces équations, il résulte que:

- la résolution en x_e devient mauvaise à petits y à cause du terme en $1/y$ présent dans l'équation 1.12. Il va donc être difficile de mesurer correctement x_e si $y < 0.1$.
- on mesure mal y_e à petits y .
- l'erreur sur x_e provenant de la précision sur la mesure de θ_e ne sera significative qu'à grands x et petits Q^2 .
- du fait de la relation 1.7, la résolution en Q_e^2 est très bonne hormis à très grands θ et grands x .

Comme nous le verrons par la suite, c'est une coupure sur y_e qui permettra de s'affranchir des problèmes de résolution sur x_e .

Méthode hadronique

Lors de la production d'événements de type courant chargé, le lepton diffusé dans l'état final se trouve être un neutrino non mesurable. On ne peut donc utiliser que l'information produite par le flux hadronique afin de mesurer les variables cinématiques. La méthode de Jacquet-Blondel [7] exploite la conservation de l'énergie et de l'impulsion pour donner des expressions de y et de Q^2 en sommant sur toutes les particules i visibles de l'état final hadronique:

$$y_h = \frac{\sum_i (E_i - p_{z,i})}{2E_e^0} \quad (1.16)$$

$$Q_h^2 = \frac{(\sum_i p_{x,i})^2 + (\sum_i p_{y,i})^2}{1 - y_h} \quad (1.17)$$

$$x_h = \frac{Q_h^2}{s y_h} \quad (1.18)$$

Cette méthode permet donc de reconstruire la cinématique sans formuler d'hypothèses sur l'état final hadronique, en particulier elle ne nécessite pas de reconstruire des jets. De plus, elle est peu sensible au jet spectateur que l'on ne peut détecter totalement car il se trouve en grande partie dans le tube à vide mais dont l'impulsion transverse est très faible. La perte de particules dans le tube à vide va se traduire par des valeurs reconstruites de Q_h^2 et y_h plus faibles que celles attendues.

Méthode double-angle

Cette méthode va combiner les informations provenant de la mesure des composantes leptoniques et hadroniques de l'événement. C'est ainsi que l'on va former deux variables sans dimension à partir de l'énergie E_e , de l'impulsion parallèle $P_{z,e}$ et de l'impulsion transverse $P_{T,e} = E_e \sin \theta_e$ de l'électron diffusé et des mêmes quantités pour le système hadronique. Ainsi:

$$\alpha_e = \frac{E_e - P_{z,e}}{P_{T,e}} \quad (1.19) \quad \alpha_h = \frac{E_h - P_{z,h}}{P_{T,h}} \quad (1.20)$$

où on a défini les quantités hadroniques (le sigle \sum_i signifie comme dans l'équation 1.16 une somme sur toutes les particules visibles i de l'état final hadronique):

$$E_h = \sum_i E_i, \quad P_{z,h} = \sum_i p_{z,i}, \quad P_{T,h} = \sqrt{(\sum_i p_{T,i})^2} = \sqrt{\left(\sum_i p_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_i p_{y,i}\right)^2} \quad (1.21)$$

Grâce aux équations définissant les variables cinématiques par la méthode hadronique, on peut réécrire les deux angles α_e et α_h en fonction des variables x et y :

$$\alpha_e = \sqrt{\frac{(1-y)E_e^0}{xyE_P^0}} \quad (1.22) \quad \alpha_h = \sqrt{\frac{yE_e^0}{x(1-y)E_P^0}} \quad (1.23)$$

Ce qui conduit aux expressions:

$$x_{ang} = \frac{1}{\alpha_e \alpha_h} \frac{E_e^0}{E_P^0} \quad (1.24) \quad y_{ang} = \frac{\alpha_h}{\alpha_e + \alpha_h} \quad (1.25)$$

On obtient ainsi une détermination de la cinématique moins sensible aux effets systématiques sur la mesure des énergies.

1.3.3 Domaine cinématique accessible

Le domaine cinématique accessible à HERA dépend principalement de deux facteurs: l'acceptance géométrique des détecteurs et les effets de résolution sur la mesure des énergies. Nous avons vu qu'il existe plusieurs méthodes pour déterminer les variables cinématiques. Chacune, avec ses biais et ses systématiques spécifiques, permet de sonder des régions particulières du plan (x, Q^2) . Nous allons, à l'aide de quelques considérations

simples, montrer quelles sont ces régions pour les deux méthodes principales de reconstruction qui sont la méthode utilisant l'information provenant de l'électron diffusé et la méthode basée sur la mesure du flux hadronique.

Les courbes à énergie constante et à angle constant pour l'électron diffusé sont représentées dans le plan (x, Q^2) sur les figures 1.3a et 1.3b. Il apparaît alors clairement qu'une erreur sur la mesure de l'angle θ_e de l'électron affecte la détermination de x et de Q^2 uniquement dans la région à petits Q^2 où les iso-angles sont les plus espacées. La région à petits Q^2 souffre également de la limitation angulaire ($\theta_e \leq 175^\circ$) des détecteurs aux alentours du tube à vide pour la détection des électrons. Hormis cette région, Q^2 , qui dépend principalement de θ_e , est correctement évalué. A petits y (c'est à dire au voisinage de l'énergie du faisceau) c'est l'erreur sur l'énergie de l'électron qui provoque une erreur importante sur la mesure de x . La limitation à très grands x est due à la variation en $1/(1-x)$ de la section efficace de diffusion inélastique profonde.

Comme nous l'avons déjà signalé, le mode collisionnel permet de mesurer les hadrons résultant de l'interaction lepton-proton. Ceci fournit donc une méthode supplémentaire pour déterminer la cinématique. Comme pour l'électron, les iso-énergies et iso-angles du jet de courant (soit la majeure partie du flux hadronique total quand on néglige les corrections QCD) sont données sur la figure 1.4. Les principales restrictions dans le plan (x, Q^2) provenant de cette méthode sont dues aux seuils de déclenchement pour l'énergie des jets ($E_J \geq 5$ GeV) et l'acceptance géométrique de H1 pour la mesure hadronique ($5^\circ \leq \theta_J \leq 135^\circ$). Il apparaît également sur cette figure le problème de la mesure autour du pic cinématique ($E_e \sim E_e^0$) à grands y où les iso-énergies sont très espacées.

Les domaines cinématiques accessibles par les méthodes électron ou hadronique sont illustrés sur la figure 1.5 (d'après [8]). Ces domaines sont sensiblement similaires à ceux obtenus en simulant les réponses des détecteurs [9]. Pour la mesure à partir de l'électron de diffusion, la limite à petits y est due à la résolution tandis que la région à grands y est exclue afin de ne pas être affecté par les corrections radiatives et les contaminations de photoproduction. La région à bas Q^2 n'est pas accessible du fait de l'acceptance géométrique des détecteurs. Enfin, le domaine de faible statistique à grands x et grands Q^2 (grisé sur la figure), s'il est critique pour la mesure des fonctions de structure du proton, est tout à fait pertinent pour la recherche de nouvelles particules au-delà du Modèle Standard.

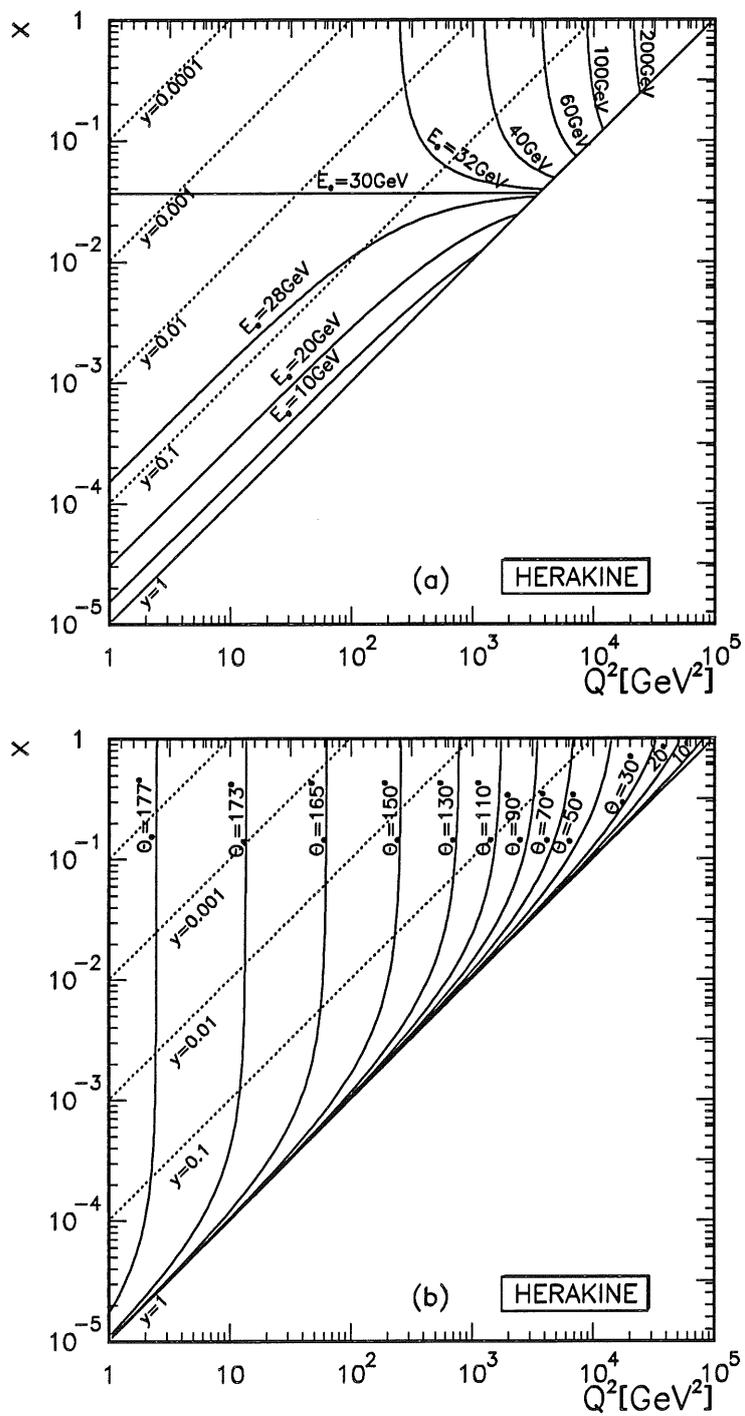


Figure 1.3: Courbes à iso- E_e et iso- θ_e pour la mesure des variables cinématiques x et Q^2 à partir de l'électron de diffusion.

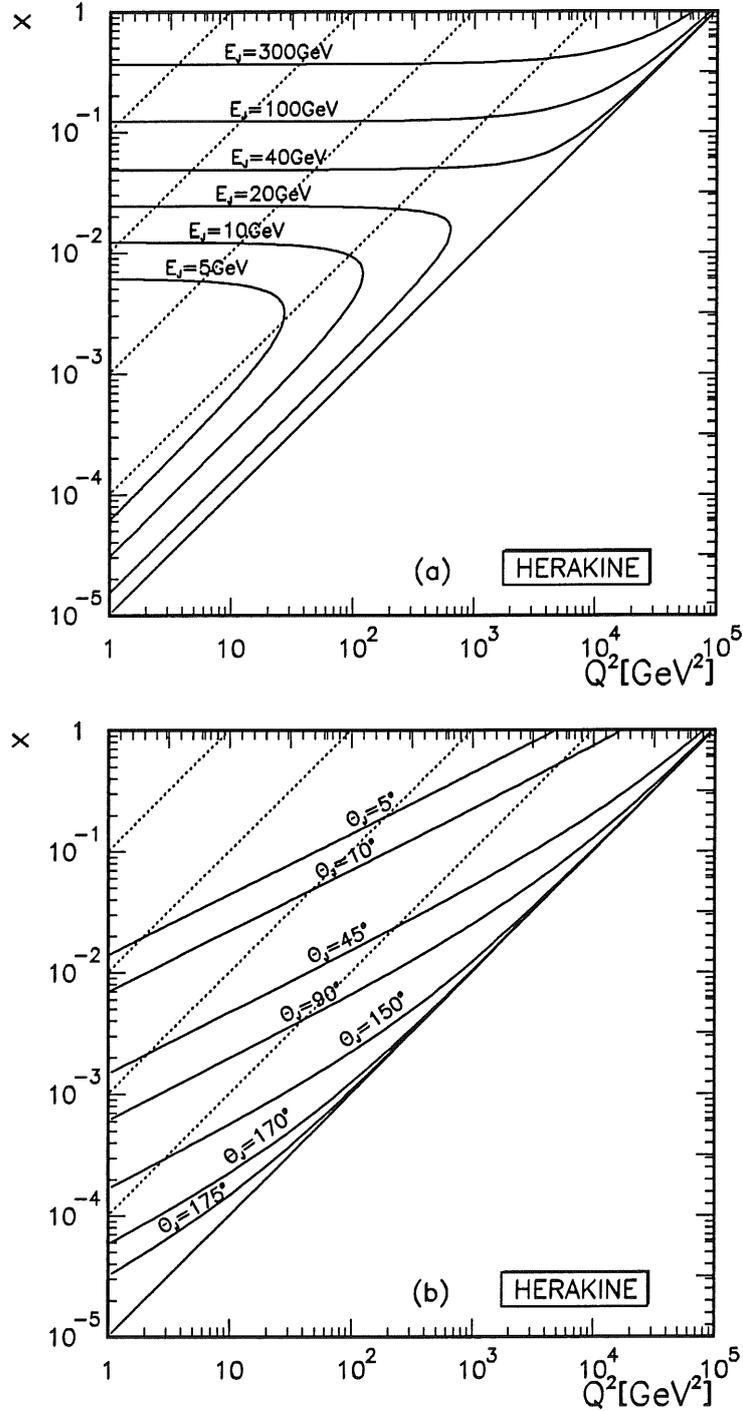


Figure 1.4: Courbes à iso- E_J et iso- θ_J illustrant la mesure des variables cinématiques x et Q^2 à partir du flux hadronique associé au quark participant à la collision dure.

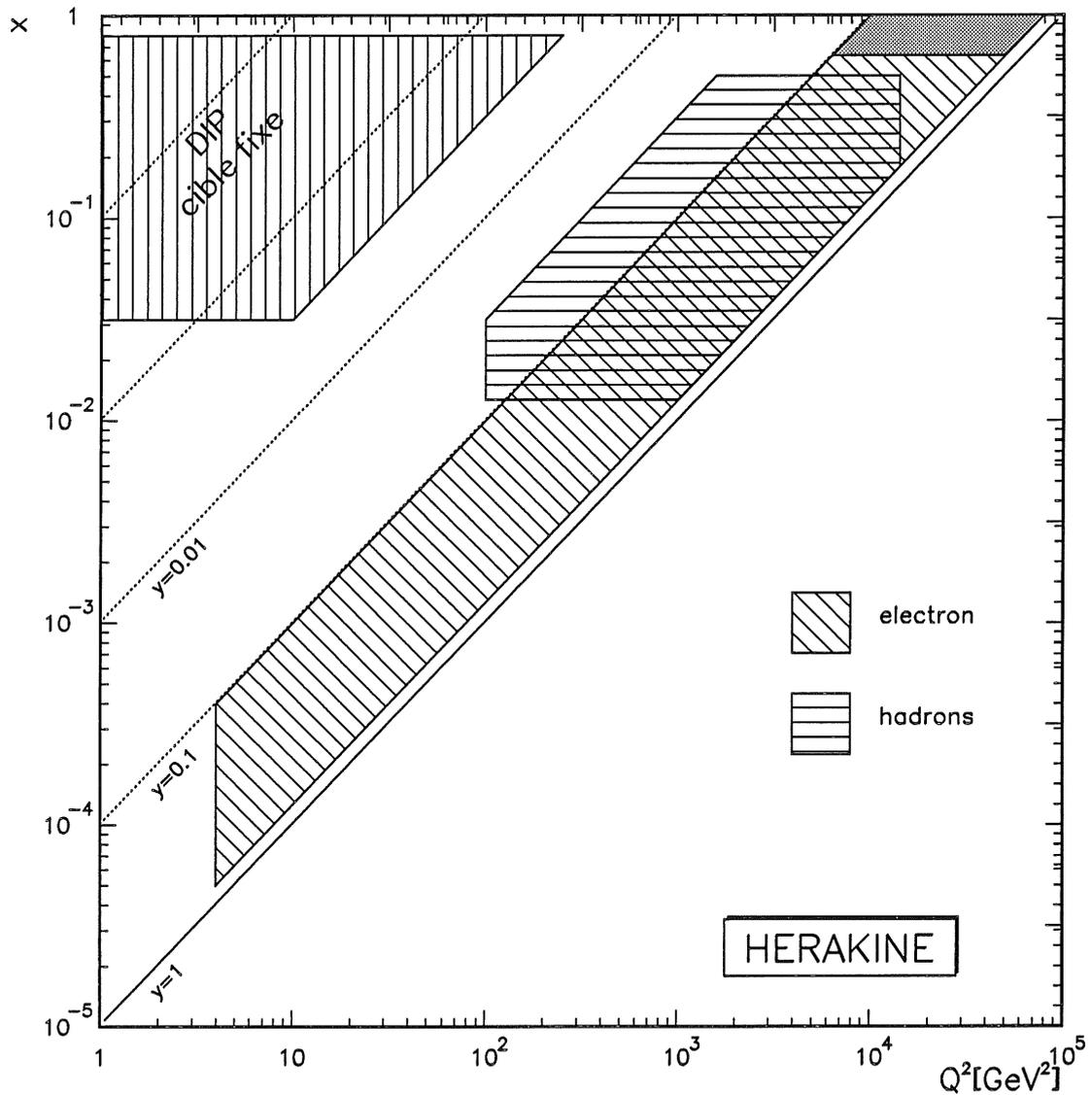


Figure 1.5: *Domaine cinématique accessible à HERA où les erreurs systématiques sont inférieures à 10 % pour la mesure avec l'électron ou le flux hadronique (inspiré de la référence [8]). La région à grands x et petits Q^2 accessibles dans des collisions sur cible fixe est aussi illustrée, de même que le domaine (grisé) à grands x et à grands Q^2 pertinent pour la recherche de nouvelles particules.*

1.3.4 Les premiers résultats

Dans le cadre du Modèle Standard, les principales motivations de HERA sont donc de sonder la structure du proton à de très petites distances pour vérifier QCD dans le domaine perturbatif et d'approfondir nos connaissances de l'interaction forte à de très hautes densités de partons (c'est-à-dire à de très petits x , HERA permettant d'atteindre des valeurs de x de l'ordre de 10^{-4} à des $Q^2 \gtrsim 10 \text{ GeV}^2$). De plus, HERA permet de tester le secteur électrofaible dans un nouveau domaine à $Q^2 > M_Z^2, M_W^2$.

Le Modèle Standard a pu être mis à l'épreuve depuis la mise en fonctionnement de HERA. Voici une revue des principaux tests expérimentaux qui ont déjà été effectués.

QCD dans le domaine perturbatif: Un test expérimental est fourni par l'étude de l'évolution en Q^2 des fonctions de structure mesurées lors des collisions de DIP à HERA. Les premiers résultats [10] montrent l'observation attendue d'une violation logarithmique de l'invariance d'échelle sur tout le domaine cinématique en Q^2 couvert ainsi qu'une évolution compatible avec les équations standard de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP [11]).

Un autre test consiste en la mesure des taux d'événements multijets et leurs comparaisons avec des prédictions du calcul QCD perturbatif. Les processus de DIP produisent dans l'état final un ou plusieurs jets de grande impulsion transverse ainsi qu'un jet provenant de la fragmentation du proton. A l'ordre le plus bas de QCD (équivalent au modèle des quarks-partons), nous avons ainsi (1+1) jets, puis à l'ordre suivant en α_s , une configuration (2+1). Les taux mesurés à HERA sont en bon accord avec des modèles basés sur les éléments de matrice de QCD à l'ordre $O(\alpha_s)$ et une modélisation des effets d'ordres supérieurs par des gerbes de partons [12].

Dans le domaine perturbatif, les sections efficaces peuvent s'écrire comme des développements en série en puissance de α_s . A l'ordre $O(\alpha_s)$, le rapport $R_{2+1} = \sigma_{2+1}/(\sigma_{TOT})$ permet donc de déterminer α_s . Les résultats obtenus [13] mettent en évidence une évolution en Q^2 de α_s conforme aux prédictions ainsi qu'une mesure de $\alpha_s(M_Z^2)$ compatible avec la moyenne mondiale.

QCD à haute densité de partons: Alors qu'à de très grands Q^2 , l'évolution des fonctions de structure est décrite par les équations DGLAP, il apparaît à haute densité de gluons (petits x) une nouvelle échelle dominante en $(\alpha_s \log 1/x)^n$. Les équations d'évolution de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL [14]) qui décrivent cette dynamique à petits x pourraient mener à une remontée de la densité de gluons dans cette région plus rapide que celle prédite par DGLAP. Cette remontée spectaculaire de la densité de gluons à petits x a bien été observée à HERA [10] mais la précision obtenue ne permet pas encore de distinguer les comportements DGLAP et BFKL.

Toutefois, les observations [15] d'une augmentation du flux d'énergie transverse ainsi que d'un accroissement de la probabilité de trouver un jet très énergétique associé à un gluon transportant une fraction importante de l'impulsion du proton dans les événements multijets à Q^2 modérés sont compatibles (du moins qualitativement) avec les prédictions de la dynamique BFKL.

Un autre aspect semblant privilégier cette dynamique à petits x est l'observation à des taux inattendus d'événements de DIP libre d'activité hadronique entre le jet

de courant et les fragments du proton [16]. Ces événements laissent penser que le photon virtuel échangé a interagi avec un objet non-coloré, le poméron. Or la dynamique BFKL est fondamentalement responsable de l'apparition du poméron en QCD perturbatif. Cependant, bien que la structure partonique du poméron ait été mise en évidence [17], de récents résultats montrent que les valeurs de x sondées ne sont pas assez faibles pour permettre de distinguer fermement les dynamiques DGLAP et BFKL [18].

Photoproduction: Une partie importante des efforts d'analyse à HERA a été consacrée à l'étude des processus de photoproduction ou un photon quasi-réel ($Q^2 \sim 0$) émis par l'électron incident interagit avec un parton du proton [19]. Dans cette physique à bas moments de transfert, on s'intéresse entre autres à la structure du photon et à la transition entre la physique "molle" (régime non-perturbatif) et la physique "dure" (régime perturbatif).

Physique électrofaible: Le courant chargé électrofaible a fait l'objet de nombreuses études lors de précédentes expériences de diffusion de neutrinos sur des cibles fixes de nucléons N . La réaction $ep \rightarrow \nu X$ observable à HERA est l'inverse des diffusions νN mais à des énergies équivalentes à ~ 51 TeV dans des expériences à cible fixe. La section efficace est alors sensible à l'effet du propagateur du W qui entre dans son expression avec un terme $1/(1 + Q^2/M_W^2)^2$. Cette mesure a été effectuée à HERA et s'accorde très bien avec la valeur connue de la masse du W , $M_W = 80.22$ GeV, confirmant ainsi l'observation, pour la première fois, de l'effet du propagateur du W dans les interactions de diffusion inélastique profonde par courants chargés [20].

Chapitre 2

La physique au-delà du Modèle Standard à HERA

2.1 Les inconnues du Modèle Standard

Le Modèle Standard, bien que décrivant remarquablement toutes les données de la physique des hautes énergies accumulées à ce jour, n'en demeure pas moins imparfait.

En effet, il s'agit d'une théorie qui tout d'abord n'inclut pas la gravitation. L'intensité de cette interaction est certes faible aux énergies auxquelles nous travaillons et elle ne devient importante que lorsque l'on se place à de très grandes énergies, de l'ordre de la masse de Planck $M_P = (\hbar c/G_N)^{1/2} \approx 1.2 \cdot 10^{19}$ GeV. On peut donc aisément la négliger au profit des interactions électromagnétiques, faibles et fortes qui vont alors seules régir le monde des particules élémentaires. Toutefois, la quantification de la relativité générale produit une théorie des champs non-renormalisable et il ne sera donc pas aisé d'en donner une description selon les principes mis en oeuvre dans le Modèle Standard.

L'unification des interactions électromagnétiques et faibles est uniquement réalisée de façon formelle puisque la description de ces deux interactions se fait toujours avec deux constantes de couplages distinctes, g pour $SU(2)$ et g' pour $U(1)$, reliées entre elles par un angle de mélange θ_W dont la valeur n'est pas prédite par la théorie et doit être déterminée expérimentalement: $g'/g = \tan \theta_W$. De plus, la brisure spontanée de la symétrie électrofaible par le mécanisme de Higgs, cruciale pour le Modèle Standard, nécessite un ajout arbitraire de termes dans le lagrangien.

De plus, l'apparente symétrie entre les quarks et les leptons dans les interactions électrofaibles ne trouve pas d'explication dans le cadre du Modèle Standard. N'existe-t-il pas de symétrie interne entre eux? De même, la dichotomie entre bosons et fermions, respectivement champs de matière et champs d'interaction, reste entière dans le Modèle Standard. Une théorie réellement unifiée devrait relier les particules de différents spin par une symétrie fondamentale.

La quantification de la charge électrique demeure aussi un mystère. Rien n'explique en effet pourquoi les charges électriques des quarks sont égales à un multiple d'un tiers de la charge de l'électron (pourquoi le proton et l'électron ont-ils une charge électrique exactement opposée?). Cependant, ceci peut s'expliquer *à posteriori* par le fait que l'on a

construit une théorie renormalisable. En effet, le Modèle Standard autorise l'existence de divergences linéaires provenant de diagrammes avec une boucle triangulaire (par exemple une boucle de fermion couplée à un courant axial et deux courants vectoriels). La renormalisabilité de la théorie est assurée si les charges électriques des leptons et des quarks à l'intérieur d'une génération sont telles que ces anomalies, dites "anomalies triangulaires", disparaissent. On peut donc alors comprendre la quantification de la charge par l'absence d'anomalies. Néanmoins, ces anomalies s'annulent génération par génération et ce fait n'est pas compris dans le cadre du Modèle Standard.

La théorie n'explique pas non plus la structure en famille des fermions: pourquoi existe-t-il trois générations et d'où provient la hiérarchie des masses de chaque génération? La méconnaissance des paramètres donnant naissance aux masses des fermions liée à l'apparente absence de connexion entre familles (les masses des fermions de chaque génération ne sont pas reliées entre elles et toutes doivent être mesurées expérimentalement) contraint le Modèle Standard à exhiber une profusion de paramètres libres. Ils sont en tout 18:

- trois constantes de couplages de jauge: α_S pour la chromodynamique quantique et α_{em} et θ_W pour les interactions électrofaibles.
- neuf masses de fermions ($m_e, m_u, m_d; m_\mu, m_c, m_s; m_\tau, m_t, m_b$).
- un paramètre provenant du secteur de Higgs: M_H .
- une masse d'un des bosons de jauge de l'interaction faible (M_{Z^0} ou M_{W^\pm}).
- trois angles de mélange et une phase de la paramétrisation de la matrice Kobayashi-Maskawa.

Notons enfin que le nombre de ces paramètres augmenterait significativement si les neutrinos devaient avoir une masse non nulle.

Plusieurs voies ont été envisagées afin de répondre à tout ou partie des questions auxquelles le Modèle Standard n'offre pas de réponses. Parmi les possibles extensions ou alternatives, il en est certaines que HERA serait à mesure de tester, et ceci principalement via la recherche de nouvelles particules.

2.2 Au-delà du Modèle Standard: le potentiel de HERA

La particularité de l'état initial des collisions à HERA en fait une machine idéale pour la recherche d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard liant les leptons et les quarks. Aux énergies mises en jeu, HERA constitue en effet un collisionneur électron-parton et offre donc la possibilité unique de produire de nouvelles particules lors de la formation de résonances dans le système électron-parton jusqu'à des masses pouvant atteindre $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV.

L'apparente symétrie entre les secteurs des quarks et des leptons est un des aspects fondamentaux non expliqués par le Modèle Standard. Les théories de Grande Unification

préconisent d'englober les symétries du Modèle Standard dans un groupe de jauge unique, tentant en cela d'unifier les forces fondamentales de la nature et de réduire le nombre de paramètres arbitraires de la théorie. Les quarks et les leptons sont alors éléments d'un multiplet commun, et la transition entre ces particules peut avoir lieu par l'intermédiaire de nouveaux bosons, les leptoquarks. Ces derniers pourraient être directement produits à HERA lors de fusions électron-quark et détectables jusqu'à la limite cinématique.

La supersymétrie (SUSY) ne constitue pas une théorie fondamentale d'unification mais correspond à une nouvelle symétrie de l'espace-temps reliant entre eux les fermions et les bosons. A chaque fermion (boson) est alors associé un partenaire supersymétrique de caractère bosonique (fermionique). Pour construire une version supersymétrique minimale (soit un contenu en champs minimal) du Modèle Standard, une nouvelle symétrie discrète est introduite, la R-parité, dont la conservation impose que les particules supersymétriques soient produites par paires. Le processus le plus prometteur à HERA serait alors sûrement la réaction $e+q \rightarrow \tilde{e}+\tilde{q}$ (où le symbole $\tilde{}$ dénote le partenaire supersymétrique). Cependant, les récentes limites expérimentales sur les masses des particules supersymétriques rendent ce processus marginal aux luminosités atteintes actuellement. Toutefois, la conservation de la R-parité ne s'impose pas lorsque l'on considère une théorie supersymétrique la plus générale possible. Cette violation de la R-parité peut alors impliquer l'existence de certains couplages reliant directement un squark à un électron et un quark. La production isolée de squarks à HERA devient alors possible lors de la formation de résonances dans le système électron-quark.

L'organisation en trois générations des fermions inexplicée par le Modèle Standard peut conduire à envisager une nouvelle échelle de structure de la matière. Dans cette voie, les modèles composites prédisent l'existence de leptons excités. Dans le cas où le parton mis en jeu lors de la collision est en fait un boson de jauge radié par le proton, il est possible de produire de tels états, dont la recherche à HERA s'est pour l'instant avérée infructueuse [21]. Egalement prédits par certains modèles composites, les leptogluons pourraient être formés lors de la fusion entre l'électron initial et un gluon du proton et avoir des sections efficaces accessibles à HERA.

Enfin, la recherche de nouveaux états peut s'étendre au-delà de la limite cinématique à HERA via l'étude des effets de l'échange virtuel de nouveaux bosons.

La production résonante de leptoquarks, de leptogluons ou de squarks dans un domaine de masse et de couplage totalement inexploré constitue donc un des attraits majeur de HERA pour la recherche de nouvelles particules.

2.3 Motivations théoriques pour l'existence de leptoquarks, leptogluons et squarks

2.3.1 Les leptoquarks dans les théories d'unification faible-électroforte

Les leptoquarks sont des bosons, portant une charge de couleur et une charge électrique fractionnaire ainsi que des nombres quantiques leptoniques et baryoniques. Ils sont les ingrédients naturels de la plupart des théories au-delà du Modèle Standard tentant de

donner une explication à l'apparente symétrie observée entre les secteurs des quarks et des leptons, en particulier les modèles tentant d'unifier explicitement les interactions électrofaibles et fortes.

Les leptoquarks apparaissent tout d'abord dans le schéma d'unification *faible-électro-fort* de Pati-Salam [22] où le nombre leptonique est considéré comme une quatrième couleur de quark. Ce modèle prédit l'existence de bosons de jauge vectoriels couplant leptons et quarks et dont la masse, selon la version du modèle, vérifie $M_{LQ} \gtrsim 10^4 - 10^5$ GeV.

Les leptoquarks sont également les bosons fondamentaux des théories d'unification électrofaible-forte (Théories de Grande Unification) dont l'idée essentielle est d'inclure les symétries du Modèle Standard $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dans un seul groupe de jauge G avec une seule constante de couplage g_G et de supposer qu'au delà d'une certaine échelle d'unification M_U (à laquelle on assiste à une convergence des constantes de couplage standard) tous les phénomènes satisfont à la symétrie de G . Le groupe G doit être au moins de rang 4 (pour contenir la Modèle Standard) et doit avoir une représentation complexe (la violation de la parité requiert en effet que les fermions droits et gauches appartiennent à différentes représentations du groupe). Le seul groupe simple de rang 4 qui satisfait à ces conditions est $SU(5)$ [23]. Dans un tel cadre, les 15 états fermioniques connus de chaque génération du Modèle Standard sont décomposés dans deux représentations $\bar{5}$ et 10 avec la décomposition sous $SU(3)$ et $SU(2)$ suivante:

$$\begin{array}{c} \overbrace{(\bar{3}, 1) + (1, 2)}^{\bar{5}} + \overbrace{(\bar{3}, 2) + (\bar{3}, 1) + (1, 1)}^{10} \\ d_i^c \quad (\nu, e^-) \quad (u_i, d_i) \quad u_i^c \quad e^c \end{array} \quad (2.1)$$

où tous les spineurs de Weyl ont été exprimés en terme de chiralité gauche (f_R est écrit f_L^c) et l'indice L volontairement omis par simplicité. Les générateurs du groupe G doivent avoir une trace nulle. En particulier, puisque G doit contenir l'électromagnétisme, l'opérateur de charge Q satisfait à $Tr(Q) = 0$, c'est-à-dire que la somme des charges des quarks et des leptons à l'intérieur d'un même multiplet de G doit être nulle. Ainsi, pour le premier multiplet, cette condition implique:

$$Q_d = \frac{1}{3} Q_e \quad (2.2)$$

aboutissant donc à la quantification naturelle de la charge.

Le modèle minimal de grande unification $SU(5)$ contient donc $5^2 - 1 = 24$ bosons de jauge, soit les 12 bosons de jauge du Modèle Standard (8 gluons, 3 bosons intermédiaires Z_0 et W^\pm et le photon γ) et 12 nouveaux bosons leptoquarks X^\pm ($|Q| = 4/3$) et Y^\pm ($|Q| = 1/3$) avec des couplages leptons-quarks et des couplages quarks-quarks fixés par la symétrie de jauge. Ces leptoquarks produisent donc des transitions leptons-quarks et peuvent ainsi causer la désintégration du proton. Le temps de vie τ_P du proton devient:

$$\tau_P \sim \frac{M_{LQ}^4}{g_G(M_{LQ})M_P^5} \sim 10^{29} \text{ ans} \quad (2.3)$$

où M_P est la masse du proton, M_{LQ} la masse des bosons leptoquarks ($M_{LQ} \simeq M_U = (2.0_{-1.0}^{+2.1}) \cdot 10^{14}$ GeV [24]) et $g_G(M_{LQ})$ la constante de couplage de grande unification. Pour le processus le plus favorable, $p \rightarrow e^+ \pi^0$, la valeur expérimentale $\tau_P \geq 10^{32}$ ans est donc incompatible avec la prédiction de $SU(5)$.

Une autre pathologie du modèle $SU(5)$ (et des modèles impliquant une nouvelle échelle très élevée par rapport à l'échelle électrofaible) est liée à la difficulté d'inclure des champs scalaires fondamentaux dans la théorie afin de briser spontanément la symétrie de grande unification en $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce *problème de la hiérarchie* s'explique en ces termes: les scalaires sont les seuls champs qui peuvent avoir des valeurs non nulles dans le vide (et permettre ainsi la brisure spontanée de la symétrie) sans briser l'invariance de Lorentz de la théorie. Les masses de ces scalaires sont sujettes à des corrections de renormalisation quadratiquement divergentes:

$$\delta M_H^2 \propto g^2 \int^\Lambda \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2} \sim g^2 \Lambda^2 \quad (2.4)$$

où le cut-off Λ est typiquement l'échelle de grande unification. Si M_0 représente la masse nue (mesurée à l'échelle M_U) du Higgs, il va falloir ajuster $(M_0/M_U)^2$ à près de 25 ordres de grandeur! Il n'y a donc pas de façon naturelle de maintenir un Higgs léger de masse $M_H \sim O(100)$ GeV en présence d'un Higgs lourd de masse $O(M_U)$. Seul un ajustage fin des paramètres, ordre par ordre de la théorie des perturbations, va permettre de conserver un Higgs léger de masse $O(M_W)$.

Le modèle $SU(5)$ minimal prédit donc un taux de désintégration du proton incompatible avec l'expérience et donne de plus une valeur de $\sin \theta_W$ à plusieurs écarts standard de la valeur mesurée. De plus, l'évolution des constantes de couplages données par les équations du groupe de renormalisation à partir des valeurs mesurées à $O(100)$ GeV ne produit pas de croisement en un point unique à l'échelle de grande unification M_U .

Cependant, certaines solutions ont été envisagées qui "sauvent" le modèle $SU(5)$ en partie. La supersymétrie, symétrie entre les bosons et les fermions que je décrirai plus en détails en 2.3.5 propose une solution élégante au problème de la hiérarchie. Elle permet de plus une convergence unique des constantes de couplage et prédit une valeur de $\sin \theta_W$ en accord avec les mesures du LEP [25].

Une autre solution consiste en l'introduction d'une paire de bosons leptiquarks à l'échelle de Fermi $M_{LQ} \sim O(100)$ GeV [26]. L'idée est inspirée par la séparation des membres du quintuplet de Higgs scalaire dans $SU(5)$ minimal où le triplet de couleur reste lourd et le doublet de $SU(2)$ est nécessairement léger. On considère alors dans le multiplet des bosons de $SU(5)$ qu'un doublet de $SU(2)$ devient léger, tous les autres bosons restant lourds. Le modèle "récupère" alors une valeur calculée de τ_p compatible (marginale) avec la valeur expérimentale. Ce modèle, qui d'après ses auteurs nécessite un ajustement "miraculeux" des corrections radiatives, prédit de plus une convergence des constantes de couplages à la masse de grande unification. Les leptiquarks introduits dans ce modèle sont un doublet d'isospin faible ne se couplant qu'aux paires leptons-quarks, ne provoquant pas ainsi la désintégration du proton.

Dans $SU(5)$ minimal, le neutrino a une masse nulle. L'observation de la violation maximale de la parité est naturelle mais il n'y pas d'évidence pour un tel fait. On peut donc légitimement penser que le groupe G possède une symétrie droite-gauche et que la violation de parité observée à basse énergie résulte d'une brisure de symétrie. G doit alors contenir le groupe $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$. Le groupe le plus simple présentant cette caractéristique est $SO(10)$, dont une chaîne particulière de brisure de la symétrie vers le Modèle Standard prédit l'existence de leptiquarks de masses petites par rapport à l'échelle de grande unification, $M_{LQ} \sim O(10^5 - 10^6)$ GeV [27].

2.3.2 Les leptosquarks et les leptogluons dans les modèles composites

Une autre voie envisagée pour pallier les imperfections du Modèle Standard est d'introduire une nouvelle échelle de structure de la matière. Les particules élémentaires du Modèle Standard seraient alors composées de constituants hypothétiques: les préons.

Les modèles composites trouvent leur source dans l'incompréhension de l'organisation en familles de la matière et du grand nombre de paramètres qui s'y rattachent. En effet, le Modèle Standard comporte trois générations contenant chacune deux leptons et deux saveurs de quarks pouvant chacune porter trois couleurs, soit 24 fermions fondamentaux, auxquels il faut ajouter leurs antiparticules, 12 bosons de jauge et un scalaire de Higgs, portant ainsi le nombre de particules à 61. Il est alors légitime de tenter de voir dans une telle profusion de constituants une structure sous-jacente, de la même façon que les quarks décrivent la multiplicité des hadrons.

N'ayant à ce jour aucune preuve de l'existence de préons libres, il convient de supposer qu'ils sont confinés à l'intérieur des particules qu'ils composent (comme les quarks sont confinés à l'intérieur des hadrons). Par analogie à la chromodynamique quantique, les modèles composites introduisent alors une nouvelle interaction de jauge non-abélienne, l'*hypercouleur*, qui a une échelle d'énergie Λ et qui serait responsable de ce confinement.

On distingue les modèles composites par le type de particules qui y possèdent une sous-structure: soit les fermions uniquement, soit les fermions et les bosons, ou bien encore les scalaires de Higgs uniquement (c'est le cas de la Technicouleur qui sera abordée dans la section suivante). Les leptosquarks apparaissent dans plusieurs modèles composites: si un préon constituant d'un fermion du Modèle Standard porte des nombres quantiques leptonique ou baryonique, alors un quark composite peut se changer en un lepton en la présence d'un lepton composite (qui lui devient un quark) en échangeant les constituants appropriés. Ce sont les états liés de ces constituants échangés qui formeraient un leptosquark. Ce sont les modèles où les fermions et les bosons sont ensemble composites qui constituent une source possible pour l'existence de leptosquarks légers [28]. Par exemple, des modèles inspirés de celui de Abbott et Fahri, qui comporte deux préons, un fermion et un scalaire, prédisent l'existence de leptosquarks de spin 1, triplet de couleur et de charge électrique $2/3$.

Les leptogluons apparaissent dans des modèles composites qui supposent que les bosons intermédiaires sont composés de constituants colorés [29, 30]. En particulier, le modèle dit des *haplons*¹ introduit un doublet d'isospin faible de fermions (α, β) de charge électrique $\mp 1/2$ et de scalaires (x, y) , et singulet d'hypercouleur. Ces haplons peuvent former des bosons singlets de couleur et d'hypercouleur:

$$W^+ = \bar{\alpha}\beta \quad W^- = \alpha\bar{\beta} \quad W^3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha\bar{\alpha} - \beta\bar{\beta}) \quad Y^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha\bar{\alpha} + \beta\bar{\beta}) \quad (2.5)$$

et les états fermioniques ayant les nombres quantiques adéquats:

$$\nu = \bar{\alpha}\bar{y} \quad e^- = \bar{\beta}\bar{y} \quad u = \bar{\alpha}\bar{x} \quad d = \bar{\beta}\bar{x} \quad (2.6)$$

reproduisant ainsi les fermions de première génération du Modèle Standard. Dans ce modèle, chaque lepton est accompagné par un objet octet de couleur, appelé leptogluon. Le partenaire de l'électron est ainsi dénommé $e_8 = (\bar{\beta}\bar{y})$. La masse de ces objets pourrait être aux alentours de 100 GeV [30].

¹Du grec "haplos": simple

2.3.3 Les leptosquarks en technicouleur

Les modèles de technicouleur proposent une solution au problème de la hiérarchie en supposant que la brisure de symétrie n'a plus lieu par l'inclusion de particules scalaires élémentaires dans la théorie mais par l'intermédiaire de scalaires de Higgs composites. La technicouleur est alors une nouvelle interaction de jauge non abélienne confinante, asymptotiquement libre, avec une échelle $\Lambda_{TC} \lesssim 1$ TeV, qui agit entre de nouvelles particules dont sont formés les Higgs composites: les technifermions.

Dans le modèle minimal de technicouleur, on introduit alors un doublet de technifermions T_L de $SU(2)_L$ et leurs correspondants T_R droit singulets. La formation de condensats $\langle \bar{T}_R T_L \rangle$ de ces technifermions brise la symétrie globale $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ en $SU(2)_{L+R}$ et produit ainsi trois techni-bosons de Goldstone absorbés par les bosons de jauge électrofaible qui acquièrent donc une masse.

Afin de pouvoir décrire correctement la génération des masses des fermions sans introduire un Higgs scalaire élémentaire, les théories de technicouleur étendue (ETC pour Extended Technicolor) ont été proposées. Il apparaît alors de nouveaux technifermions et des interactions de jauge reliant les fermions ordinaires aux technifermions, brisées à une échelle d'énergie élevée Λ_{ETC} . Les fermions deviennent alors massifs et cette masse est de l'ordre de $m_f \sim \Lambda_{ETC}^{-2} \langle \bar{T}_R T_L \rangle$. Les modèles de technicouleur étendue souffrent toutefois d'impliquer de larges taux de changement de saveur dans les courants neutres (FCNC ou *flavor-changing neutral currents*) du fait de l'apparition de nouveaux bosons couplés aux quarks et aux leptons. Pour éviter ce problème, l'échelle Λ_{ETC} doit alors être si élevée que les masses des quarks et des fermions deviennent très faibles. Ce fait, combiné avec l'inobservation des pseudo-bosons de Goldstone (les technipions) pourtant prédits à des masses peu élevées (quelques GeV), a naturellement conduit à invalider ces théories. Cependant, les théories de "Walking technicolor" permettent la résurrection de la technicouleur [31] en donnant aux condensats de technifermions une large dimension anormale, et l'échelle Λ_{ETC} peut alors augmenter pour éviter les processus FCNC.

Les leptosquarks apparaissent dans certains modèles de technicouleur [32] comme états liés par la force de technicouleur de techniquarks et d'anti-technileptons. Ces leptosquarks scalaires peuvent alors interagir avec un quark et un anti-lepton portant les mêmes nombres quantiques standards. Leurs masses sont prédites dans ces modèles autour de ~ 150 GeV.

2.3.4 Les leptosquarks dans les modèles inspirés des supercordes

Nous n'avons envisagé pour l'instant que des modèles, en particulier les modèles d'unification, n'incluant pas la gravité. Ceci peut se justifier si l'on considère que la constante de couplage gravitationnelle est toujours faible aux échelles de grande unification évoquées. De plus, les interactions électrofaibles et fortes ont lieu par l'intermédiaire de champs de jauge vectoriels (donnant naissance à des charges positives et négatives, et à fortiori des forces répulsives et attractives) tandis que l'interaction gravitationnelle est véhiculée par un champ tensoriel ne produisant que des forces attractives. Enfin, les symétries électrofaible et forte sont des symétries internes tandis que la gravité Einsteinienne est directement reliée à l'espace-temps. Ces différences profondes entre la gravitation et les autres interactions fondamentales reflètent la difficulté d'en donner une description "habituelle" selon les théories quantiques des champs.

Les modèles des cordes, et plus spécifiquement leur version supersymétrique locale (modèles de supercordes) constituent une approche d'unification viable des quatre interactions fondamentales. Les particules usuelles ne sont alors plus décrites comme des objets ponctuels mais comme des modes de vibration de cordes se déplaçant dans un espace à 10 dimensions. La limite à basse énergie de ces théories dans un espace "usuel" quadri-dimensionnel est généralement basée sur le groupe de jauge E_6 . Les représentations **27** de chaque génération contiennent les fermions connus et leurs partenaires supersymétriques ainsi que de nouveaux fermions, dont deux ont des partenaires supersymétriques scalaires avec des couplages de Yukawa aux leptons et aux quarks [33]. Ces leptoquarks, appelés \tilde{D}_0 et \tilde{D}_0^c sont des singlets d'isospin, de charge électrique $1/3$ et $-1/3$ et pourraient avoir une masse inférieure au TeV.

2.3.5 Les squarks et la supersymétrie

La supersymétrie est une symétrie d'espace-temps reliant les fermions aux bosons. Sous l'action du générateur Q_a spinoriel des transformations supersymétriques, les fermions deviennent des bosons et vice versa,

$$Q_a|F\rangle = |B\rangle, \quad Q_a|B\rangle = |F\rangle \quad (2.7)$$

Les fermions possèdent des superpartenaires scalaires et les bosons des superpartenaires de spin $1/2$. Les squarks sont ainsi les partenaires supersymétriques des quarks. Les particules sont rangées dans des supermultiplets chiraux contenant un nombre égal de particules et de partenaires supersymétriques.

Dans une théorie supersymétrique où chaque scalaire a une masse égale à son partenaire fermionique, le problème de la hiérarchie n'apparaît plus. En effet, la masse scalaire M_H reçoit alors des corrections de boucles de fermions et de bosons dont les signes opposés annulent les contributions respectives dans la relation 2.4:

$$\delta M_H^2 \sim g^2 \Lambda^2 |_{boson} - g^2 \Lambda^2 |_{fermion} \quad (2.8)$$

En particulier, ceci implique que si l'on veut conserver une masse finie au Higgs léger autour de $O(M_W^2)$ afin de reproduire la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, on va vouloir briser SUSY de façon "douce", et 2.8 devient $\delta M_H^2 \propto g^2 (M_{boson}^2 - M_{fermion}^2)$. Ainsi, la condition $\delta M_H^2 \leq M_W^2$ implique que l'on devrait trouver des superparticules avec des masses $\lesssim 1$ TeV.

MSSM et symétries discrètes

La supersymétrie appliquée au Modèle Standard livre le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). Ce modèle, pour offrir un contenu minimal en champs et ne pas induire de nouvelles interactions non-observées impliquant des sparticules, postule l'existence d'une symétrie discrète, la R-parité définie ainsi:

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \quad (2.9)$$

où B , L et S sont les nombres quantiques baryonique, leptonique et de spin respectivement. Les particules usuelles ont donc une R-parité égale à 1 tandis que leurs superpartenaires ont une R-parité égale à -1. Cette symétrie, conservée multiplicativement, est

en fait une réminiscence de la conservation *ad hoc* des nombres quantiques baryonique et leptonique existante dans le Modèle Standard minimal.

La conservation de la R-parité dans le MSSM a plusieurs implications phénoménologiques:

- les superparticules sont produites par paires.
- la particule supersymétrique la plus légère est stable.

La découverte de particules supersymétriques à HERA dans le cadre du MSSM doit donc s'appuyer sur la production de paire, les processus le plus favorables étant les réactions [34]:

$$e + q \rightarrow \bar{e} + \bar{q} \quad (2.10)$$

$$e + q \rightarrow \bar{\nu}_e + \bar{q} \quad (2.11)$$

Les récentes limites sur les masses des sélectrons et des squarks semblent rendre marginales les potentialités de HERA pour la découverte de la supersymétrie dans le cadre du MSSM [34]. Des fenêtres restent certes ouvertes, mais il faudra pour cela de très hautes luminosités. Cependant, tout n'est pas perdu, et nous allons voir qu'HERA offre des possibilités pour la découverte de squarks dans le cas où la R-parité peut être violée.

La violation de la R-parité

La conservation de la R-parité n'est pas forcément inévitable dans les modèles supersymétriques. Dans une extension supersymétrique du Modèle Standard où la R-parité est explicitement brisée (\mathcal{R}_p), le contenu en champs est toujours minimal, mais tous les termes invariants de jauge et de supersymétrie sont présents dans le superpotentiel, y compris des termes \mathcal{R}_p qui violent la conservation des nombres quantiques leptoniques ou baryoniques. Ce superpotentiel invariant de jauge et de supersymétrie peut s'écrire ainsi [35]:

$$W = W_{MSSM} + W_{\mathcal{R}_p} \quad (2.12)$$

le premier terme contient les couplages standards donnant de la masse aux champs de matière et qui sont inclus dans le MSSM et le second terme contient des couplages de Yukawa violant la conservation de la R-parité:

$$W_{\mathcal{R}_p} = \lambda_{ijk} [L_i L_j \bar{E}_k]_F + \lambda'_{ijk} [L_i Q_j \bar{D}_k]_F + \lambda''_{ijk} [\bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k]_F. \quad (2.13)$$

où L , \bar{E} , Q , \bar{U} et \bar{D} sont respectivement les supermultiplets chiraux gauches de doublet de leptons et singulet d'antilepton et de doublet de quarks et de singulet d'antiquark. Les constantes de couplage sans dimension λ , λ' et λ'' portent les indices de génération i, j, k . L'indice F représente la partie invariante de supersymétrie dans les produits des supermultiplets.

Les deux premiers termes de l'équation 2.13 violent la conservation du nombre leptonique tandis que le dernier terme viole la conservation du nombre baryonique. La présence commune de ces trois termes impliquerait donc une désintégration "rapide" du proton. La solution la plus radicale consiste alors à imposer que $W_{\mathcal{R}_p} = 0$, revenant ainsi au MSSM.

Cependant, il est tout à fait concevable (voire motivé [36]) que soient présents dans ce superpotentiel des termes violant uniquement la conservation du nombre leptonique ou le terme violant uniquement la conservation du nombre baryonique.

Il n'existe à priori pas de motivations profondes pour le choix de l'un ou l'autre des termes du superpotentiel \mathcal{R}_p . Cependant, la solution la plus intéressante à HERA est de ne considérer que la présence du second terme, puisque ce dernier implique la production résonante de squarks par leurs couplages de Yukawa aux paires électron-quark. Nous allons donc choisir un seul couplage dominant:

$$\lambda_{ijk} = 0 \quad \lambda'_{ijk} \neq 0 \quad \lambda''_{ijk} = 0 \quad (2.14)$$

De plus, la présence d'un lepton de première génération dans l'état initial impose de choisir $i = 1$. Nous considérerons donc des modèles impliquant dans la partie \mathcal{R}_p du superpotentiel un seul terme $[L_1 Q_j \bar{D}_k]$.

Chapitre 3

Méthodologie pour la recherche des leptiquarks et des squarks

La particularité de l'état initial lepton-hadron des collisions à HERA offre la possibilité d'observer l'éventuelle production isolée de leptiquarks ou de squarks se couplant directement à un électron et un quark constituant du proton, et ce à des masses de l'ordre de l'échelle électrofaible $O(100)$ GeV. Au delà de la limite cinématique, l'observation de leptiquarks reste toujours possible via leurs contributions virtuelles aux sections efficaces de diffusion inélastique profonde.

3.1 La production directe de leptiquarks

Deux réactions sont prépondérantes pour la production de leptiquarks à HERA: la fusion du lepton incident avec un des quarks constituant du proton (fig. 3.1a) ou avec un quark (ou un antiquark) provenant de la matérialisation d'un gluon du proton (fig. 3.1b). Ce dernier processus, qui concerne particulièrement les leptiquarks couplés à des quarks lourds, a une section efficace plus faible d'un facteur 10 que dans le cas d'une production impliquant un quark léger (\bar{d}) à des masses et des couplages typiques accessibles actuellement [37], et ne sera pas considéré ici.

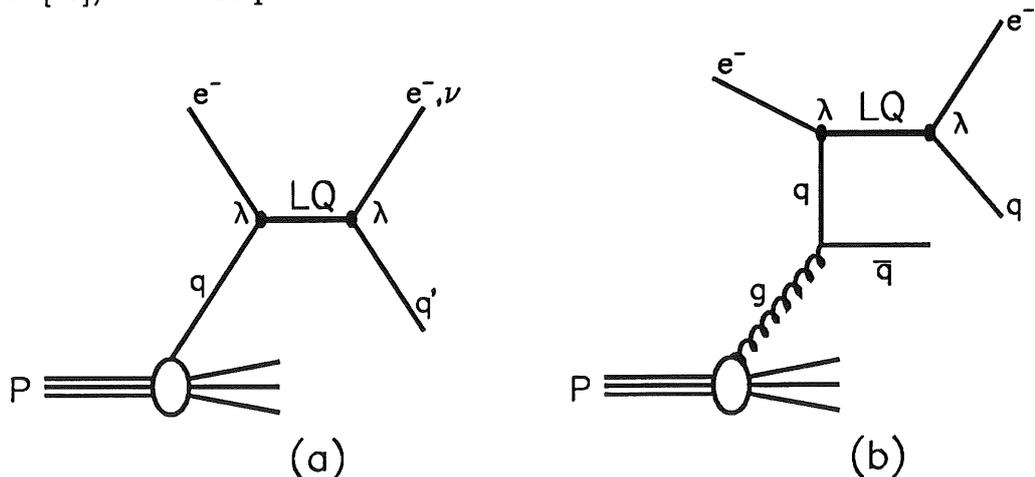


Figure 3.1: Production de leptiquarks par fusion électron-quark (a) ou matérialisation de gluon (b).

La voie de production directe par fusion électron-quark est la façon la plus simple de former des leptoquarks de première génération de type (eu) ou (ed) . Elle est représentée à l'ordre le plus bas par les diagrammes des figures 3.2. Dans un tel cas, l'état final est constitué d'un lepton et d'un jet isolés. A l'approximation de Born, ceci rend donc les processus de production de leptoquarks par fusion directe électron-quark indiscernables événement par événement de la diffusion inélastique profonde qui présente un état final similaire. Cependant, nous allons voir qu'il est possible de discriminer statistiquement un signal de leptoquark du bruit de fond physique de DIP.

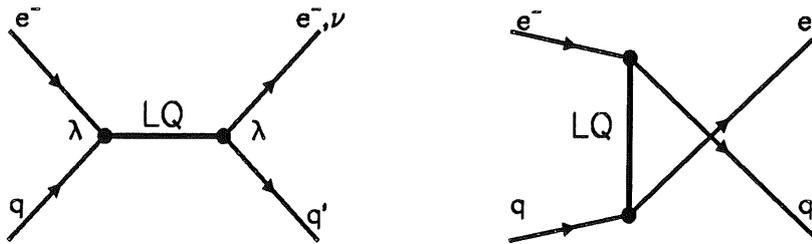


Figure 3.2: Production de leptoquarks dans la voie s (gauche) et u (droite).

La production d'un leptoquark par fusion électron-quark forme une résonance centrée à la masse M_{LQ} . Cette masse n'est autre que l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision électron-quark. Si l'on se place dans le modèle des partons où le quark participant à la réaction est de masse nulle, et si l'on suppose que le reste du proton ne participe pas à l'interaction, la masse M_{LQ} s'exprime:

$$M_{LQ} = \sqrt{(p_e + xP)^2} \simeq \sqrt{sx} \quad (3.1)$$

où x est toujours la fraction d'impulsion du proton portée par le quark participant et p_e et P les quadri-impulsions de l'électron incident et du proton définies en 1.3.1. La formation résonante d'un leptoquark de masse M_{LQ} sera donc caractérisée par l'apparition d'un pic à $x = M_{LQ}^2/s$ sur le fond continu de la diffusion inélastique profonde.

Nous allons maintenant exploiter la dépendance en y des sections efficaces de leptoquarks, caractéristiques du spin de l'objet produit. En effet, dans le référentiel du centre de masse, la distribution angulaire d'un leptoquark de spin J se désintégrant en un électron et un quark d'hélicités respectives h_1 et h_2 s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left[\sqrt{\frac{2J+1}{2}} d_{J_z, h}^J(\theta^*) \right]^2 \quad (3.2)$$

où J_z est la projection du spin sur l'axe z et $h = h_1 - h_2$. La variable θ^* correspond à l'angle polaire de l'électron de désintégration dans le référentiel propre du leptoquark et $d_{J_z, h}^J(\theta^*)$ sont les fonctions de rotation usuelles [38].

Pour un leptoquark scalaire ($J = J_z = 0$), les projections des spins s_1 et s_2 des particules issues de la désintégration sont opposées, $s_1 = -s_2$, donc les hélicités sont égales, $h_1 = h_2$, soit $h = 0$. Comme $d_{0,0}^0 = 4\pi$, la distribution angulaire correspondante est:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} \propto \text{constante} \quad (J = 0) \quad (3.3)$$

Dans le cas d'un leptoquark vecteur (polarisé), le spin $J = 1$ et $J_z = \pm 1$. Quand $J_z = 1$, on a $s_1 = s_2 = 1/2$, soit $h_1 = -h_2 = -1/2$ dans le repère choisi (la direction de z est opposée à celle de l'électron) et donc $h = -1$. De même, le cas $J_z = -1$ implique que $h = 1$. D'après la relation $d_{m',m}^j = (-1)^{m-m'} d_{m,m'}^j$, on a $d_{1,-1}^1 = d_{-1,1}^1 = (1 - \cos \theta^*)/2$ et les distributions angulaires sont donc similaires pour $J_z = 1$ et $J_z = -1$. Finalement:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} \propto (1 - \cos \theta^*)^2 \quad (J = 1) \quad (3.4)$$

Nous pouvons alors relier ces distributions angulaires aux distributions en y . La variable y de Bjorken, définie dans l'équation 1.5. peut s'exprimer en fonction de l'énergie A de l'électron initial, de l'énergie E de l'électron de l'état final et de l'angle polaire de cet électron dans le référentiel du laboratoire:

$$y = 1 - \frac{E}{2A}(1 - \cos \theta) \quad (3.5)$$

Plaçons nous alors dans le référentiel propre du leptoquark. La relation 3.5 y est toujours valide. Cependant, nous avons par définition de ce référentiel l'égalité $A = E$. En appelant θ^* l'angle polaire de l'électron provenant de la désintégration dans ce référentiel du centre de masse du leptoquark, la variable y^* s'écrit:

$$y^* = 1 - \frac{1}{2}(1 - \cos \theta^*) \quad (3.6)$$

soit:

$$(1 - \cos \theta^*) = 2(1 - y^*) \quad (3.7)$$

De plus, y est une quantité invariante relativiste, soit $y \equiv y^*$. La distribution en y dans le laboratoire $d\sigma/dy$ vérifie donc:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{d\sigma}{dy^*} = \frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} \frac{d \cos \theta^*}{dy^*} = 2 \frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} \quad (3.8)$$

Alors grâce à 3.3 et 3.4, on aboutit aux distributions en y suivantes:

$$\frac{d\sigma}{dy} \propto \text{constante} \quad (J = 0) \quad (3.9)$$

$$\frac{d\sigma}{dy} \propto (1 - y)^2 \quad (J = 1) \quad (3.10)$$

Pour la diffusion inélastique profonde, un boson est échangé avec un moment de transfert Q . La section efficace varie donc grossièrement en $1/Q^4$. Si on se place à x constant, la distribution en y varie comme $1/y^2$ ($Q^2 = sxy$).

$$\frac{d\sigma}{dy} \propto \frac{1}{y^2} \quad (DIP) \quad (3.11)$$

La diffusion inélastique profonde va être concentrée à petits y . Nous utiliserons donc ces distributions en y comme un outil efficace de l'optimisation du rapport signal sur bruit.

La distribution en énergie transverse de l'électron de désintégration présente un pic jacobien à $\sim M_{LQ}/2$. Nous allons restreindre la recherche aux événements à grands $E_{T,e}$, correspondant de fait à de grands Q^2 . De plus, en utilisant les expressions données en 1.3.2 pour Q^2 et y par la méthode électron, on a la relation:

$$E_{T,e}^2 = y(1-y)M_{LQ}^2 \quad (3.12)$$

Une coupure à grands $E_{T,e}$ rejettera alors autant les événements à petits y pour lesquels il est difficile de mesurer x_e (donc la masse $M_e = \sqrt{s x_e}$) avec précision, que les événements à grands y où se concentre, comme nous le verrons, le bruit de fond de photoproduction.

3.1.1 Un lagrangien effectif

Plutôt que de considérer chaque modèle particulier prédisant l'existence de leptoquarks, nous avons utilisé un lagrangien phénoménologique pour la production de leptoquarks à HERA. Le lagrangien effectif proposé par Buchmüller, Rückl et Wyler [39] conserve les nombres quantiques leptoniques et baryoniques, satisfait aux symétries des groupes de jauge du Modèle Standard $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ et inclut tous les couplages sans dimension possibles entre des leptoquarks scalaires ou vecteurs et les leptons et les quarks. Les leptoquarks apparaissent comme des triplets de couleurs et des multiplets (1,2 ou 3) d'isospin faible. Ils portent un nombre fermionique $F = 3B + L$ qui peut valoir 0 ou 2 ($F = 0$ ou $F = -2$ dans le cas d'un faisceau de positrons). Ce lagrangien s'écrit:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{F=2} + \mathcal{L}_{F=0} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=2} = & (g_{1L}\bar{q}_L^c i\tau_2 \ell_L + g_{1R}\bar{u}_L^c e_R^-)S_0 + \tilde{g}_{1R}\bar{d}_R^c e_R^- \tilde{S}_0 + g_{3L}\bar{q}_L^c i\tau_2 \tau \ell_L S_1 \\ & + (g_{2L}\bar{d}_R^c \gamma^\mu \ell_L + g_{2R}\bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R^-)V_{1/2\mu} + \tilde{g}_{2L}\bar{u}_R^c \gamma^\mu \ell_L \tilde{V}_{1/2\mu} + c.c. \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=0} = & (h_{1L}\bar{q}_L \gamma^\mu \ell_L + h_{1R}\bar{d}_R \gamma^\mu e_R^-)V_{0\mu} + \tilde{h}_{1R}\bar{u}_R \gamma^\mu e_R^- \tilde{V}_{0\mu} + h_{3L}\bar{q}_L \tau \gamma^\mu \ell_L V_{1\mu} \\ & + (h_{2L}\bar{u}_R \ell_L + h_{2R}\bar{q}_L i\tau_2 e_R^-)S_{1/2} + \tilde{h}_{2L}\bar{d}_R \ell_L \tilde{S}_{1/2} + c.c. \end{aligned} \quad (3.15)$$

où q_L et ℓ_L représentent les doublets gauches de quarks et de leptons et e_R^- , d_R et u_R les singlets droits de l'électron et des quarks d et u . Les conjugués de charge des champs de fermions sont dénotés ψ^c avec la convention $\psi^c = C\bar{\psi}^T$. L'indice L ou R apposé aux constantes de couplages correspond à la chiralité du lepton mis en jeu. En tout, le lagrangien contient 10 leptoquarks scalaires (S) et vecteurs (V) multiplets d'isospin faible. Les caractéristiques des leptoquarks ainsi que leurs voies de production et de désintégration sont données dans les tables 3.1 (leptoquarks produits dans la voie directe avec un faisceau d'électrons) et 3.2 (production avec un faisceau de positrons). La nomenclature spectroscopique est tirée de la référence [40] où ${}^Q S_T$ et ${}^Q V_T$ sont les multiplets d'isospin faible T et de charge électrique Q scalaires et vecteurs.

Ainsi, le leptoquark scalaire S_0 , singlet de $SU(2)$ de charge électrique $|Q| = 1/3$ correspond au multiplet scalaire motivé par des modèles de supercordes E_6 [33]. De même, le leptoquark scalaire $\tilde{S}_{1/2}$ a été proposé dans une extension minimale de $SU(5)$ [26].

F=2	T_3	prod. desint.	\mathcal{B}	F=0	T_3	prod. desint.	\mathcal{B}
$-1/3 S_0$	0	$e_L^- u_L \rightarrow e^- u$ $\rightarrow \nu_e d$ $e_R^- u_R \rightarrow e^- u$	1/2 1/2 1	$-2/3 V_0$	0	$e_L^- \bar{d}_R \rightarrow e^- \bar{d}$ $\rightarrow \nu_e \bar{u}$ $e_R^- \bar{d}_L \rightarrow e^- \bar{d}$	1/2 1/2 1
$-4/3 \tilde{S}_0$	0	$e_R^- d_R \rightarrow e^- d$	1	$-5/3 \tilde{V}_0$	0	$e_R^- \bar{u}_L \rightarrow e^- \bar{u}$	1
$-4/3 S_1$	-1	$e_L^- d_L \rightarrow e^- d$	1	$-5/3 V_1$	-1	$e_L^- \bar{u}_R \rightarrow e^- \bar{u}$	1
$-1/3 S_1$	0	$e_L^- u_L \rightarrow e^- u$ $\rightarrow \nu_e d$	1/2 1/2	$-2/3 V_1$	0	$e_L^- \bar{d}_R \rightarrow e^- \bar{d}$ $\rightarrow \nu_e \bar{u}$	1/2 1/2
$+2/3 S_1$	1	None		$+1/3 V_1$	1	None	
$-4/3 V_{1/2}$	-1/2	$e_R^- d_L \rightarrow e^- d$ $e_L^- d_R \rightarrow e^- d$	1 1	$-5/3 S_{1/2}$	-1/2	$e_L^- \bar{u}_L \rightarrow e^- \bar{u}$ $e_R^- \bar{u}_R \rightarrow e^- \bar{u}$	1 1
$-1/3 V_{1/2}$	+1/2	$e_R^- u_L \rightarrow e^- u$	1	$-2/3 S_{1/2}$	+1/2	$e_R^- \bar{d}_R \rightarrow e^- \bar{d}$	1
$-1/3 \tilde{V}_{1/2}$	-1/2	$e_L^- u_R \rightarrow e^- u$	1	$-2/3 \tilde{S}_{1/2}$	-1/2	$e_L^- \bar{d}_L \rightarrow e^- \bar{d}$	1
$+2/3 \tilde{V}_{1/2}$	+1/2	None		$+1/3 \tilde{S}_{1/2}$	+1/2	None	

Tableau 3.1: Multiplets d'isospin T de leptoquarks scalaires (${}^Q S_T$) et vecteurs (${}^Q V_T$) de charge électrique Q , de nombre fermionique $F=2$ or $F=0$. Les canaux autorisés à HERA pour la production et la désintégration (avec un rapport d'embranchement \mathcal{B}) de leptoquarks de première génération sont donnés dans le cas d'un faisceau d'électrons. Une constante de couplage $\lambda_{L(R)} \neq 0$ permet les processus avec un $e_{L(R)}^-$ incident.

F=-2	T_3	prod. desint.	\mathcal{B}	F=0	T_3	prod. desint.	\mathcal{B}
$-1/3 S_0^*$	0	$e_R^+ \bar{u}_R \rightarrow e^+ \bar{u}$ $\rightarrow \bar{\nu}_e \bar{d}$ $e_L^+ \bar{u}_L \rightarrow e^+ \bar{u}$	1/2 1/2 1	$-2/3 V_0^*$	0	$e_R^+ d_L \rightarrow e^+ d$ $\rightarrow \bar{\nu}_e u$ $e_L^+ d_R \rightarrow e^+ d$	1/2 1/2 1
$-4/3 \tilde{S}_0^*$	0	$e_L^+ \bar{d}_L \rightarrow e^+ \bar{d}$	1	$-5/3 \tilde{V}_0^*$	0	$e_L^+ u_R \rightarrow e^+ u$	1
$-4/3 S_1^*$	+1	$e_R^+ \bar{d}_R \rightarrow e^+ \bar{d}$	1	$-5/3 V_1^*$	+1	$e_R^+ u_L \rightarrow e^+ u$	1
$-1/3 S_1^*$	0	$e_R^+ \bar{u}_R \rightarrow e^+ \bar{u}$ $\rightarrow \bar{\nu}_e \bar{d}$	1/2 1/2	$-2/3 V_1^*$	0	$e_R^+ d_L \rightarrow e^+ d$ $\rightarrow \bar{\nu}_e u$	1/2 1/2
$+2/3 S_1^*$	-1	None		$+1/3 V_1^*$	-1	None	
$-4/3 V_{1/2}^*$	+1/2	$e_L^+ \bar{d}_R \rightarrow e^+ \bar{d}$ $e_R^+ \bar{d}_L \rightarrow e^+ \bar{d}$	1 1	$-5/3 S_{1/2}^*$	+1/2	$e_L^+ u_L \rightarrow e^+ u$ $e_R^+ u_R \rightarrow e^+ u$	1 1
$-1/3 V_{1/2}^*$	-1/2	$e_L^+ \bar{u}_R \rightarrow e^+ \bar{u}$	1	$-2/3 S_{1/2}^*$	-1/2	$e_L^+ d_L \rightarrow e^+ d$	1
$-1/3 \tilde{V}_{1/2}^*$	+1/2	$e_R^+ \bar{u}_L \rightarrow e^+ \bar{u}$	1	$-2/3 \tilde{S}_{1/2}^*$	+1/2	$e_R^+ d_R \rightarrow e^+ d$	1
$+2/3 \tilde{V}_{1/2}^*$	-1/2	None		$+1/3 \tilde{S}_{1/2}^*$	-1/2	None	

Tableau 3.2: Multiplets d'isospin T de leptoquarks scalaires (${}^Q S_T$) et vecteurs (${}^Q V_T$) de charge électrique Q , de nombre fermionique $F=-2$ or $F=0$. Les canaux autorisés à HERA pour la production et la désintégration (avec un rapport d'embranchement \mathcal{B}) de leptoquarks de première génération sont donnés dans le cas d'un faisceau de positrons. Par exemple, $-4/3 \tilde{S}_0^*$ représente l'anti- \tilde{S}_0^R qui se couple à un positron gauche.

Il est intéressant de noter à ce point que pour un leptoquark pouvant être produit dans la voie directe par un électron et un antiquark de la mer du proton, l'anti-leptoquark correspondant serait produit par la fusion d'un positron et d'un quark de valence. L'accroissement significatif de la luminosité délivrée en 1994 avec un faisceau de positrons combiné avec la plus grande probabilité d'atteindre à grand x un quark de valence dans le proton qu'un quark de la mer va fournir un potentiel de découverte considérablement accru pour les leptoquarks de nombre fermionique $F=0$ avec les données enregistrées en 1994.

La section efficace différentielle de production de leptoquarks, ainsi que les expressions des amplitudes des processus contribuant à la réaction inclusive $e^{\mp}p \rightarrow e^{\mp}X$ ont été calculées dans la référence [39].

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{1}{16\pi^2 x^2 s^2} \sum_{quarks} \left\{ |A_{\gamma} + A_{Z_0}|_{L,R}^2 + 2Re[(A_{\gamma} + A_{Z_0})A_{LQ}^*]_{L,R} + |A_{LQ}|_{L,R}^2 \right\} q(x, Q^2) \quad (3.16)$$

où A_{γ} , A_{Z_0} sont les amplitudes de la DIP par échange de photon et de Z_0 respectivement et A_{LQ} l'amplitude des leptoquarks. La fonction $q(x, Q^2)$ est la densité de probabilité de trouver un quark q portant une fraction x de l'impulsion du proton avec une sonde de moment de transfert Q^2 .

Les largeurs partielles de désintégration sont dérivées du lagrangien (eq. 3.14 et 3.15) pour des leptoquarks scalaires et vecteurs [39]:

$$\Gamma_{LQ}^S = \frac{\lambda^2}{16\pi} M_{LQ} \quad (3.17)$$

$$\Gamma_{LQ}^V = \frac{\lambda^2}{24\pi} M_{LQ} \quad (3.18)$$

où λ correspond au couplage des leptoquarks dans un état final particulier ($\lambda_{L,R} = g_{L,R}, h_{L,R}$). Les largeurs totales sont obtenues en sommant sur tous les états finaux possibles. Ceux-ci étant très peu nombreux et surtout les largeurs partielles étant étroites, la largeur intrinsèque de la résonance va être étroite. Pour un couplage $\lambda_L = g_{1L} = 0.3$, la largeur du leptoquark scalaire S_0 de masse $M_{S_0} = 200$ GeV vaut:

$$\Gamma_{S_0} = \frac{g_{1L}^2 + g_{1L}^2}{16\pi} M_{S_0} \simeq 0.7 \text{ GeV}$$

La masse M_{LQ} suit une distribution de Breit-Wigner et dans la voie directe l'amplitude du leptoquark est donnée par:

$$|A_{LQ}|_{L,R}^2 = \frac{1}{2} \frac{\lambda_{L,R}^4}{(sx - M_{LQ}^2)^2 + M_{LQ}^2 \Gamma_{LQ}^2} s^2 x^2 \quad (3.19)$$

pour un scalaire. La figure 3.3 représente la section efficace différentielle à l'approximation de Born pour un leptoquark scalaire, avec une masse et un couplage typique, se désintégrant en paire électron-quark. Les effets d'interférence sont alors clairement visibles à gauche (effet constructif) et à droite (effet destructif) du pic de la résonance. Ces effets, qui sont d'autant plus importants que le temps de vie est court, c'est-à-dire que la masse et le couplage sont élevés, seront quantifiés au cours de l'analyse et répercutés sur les résultats finaux.

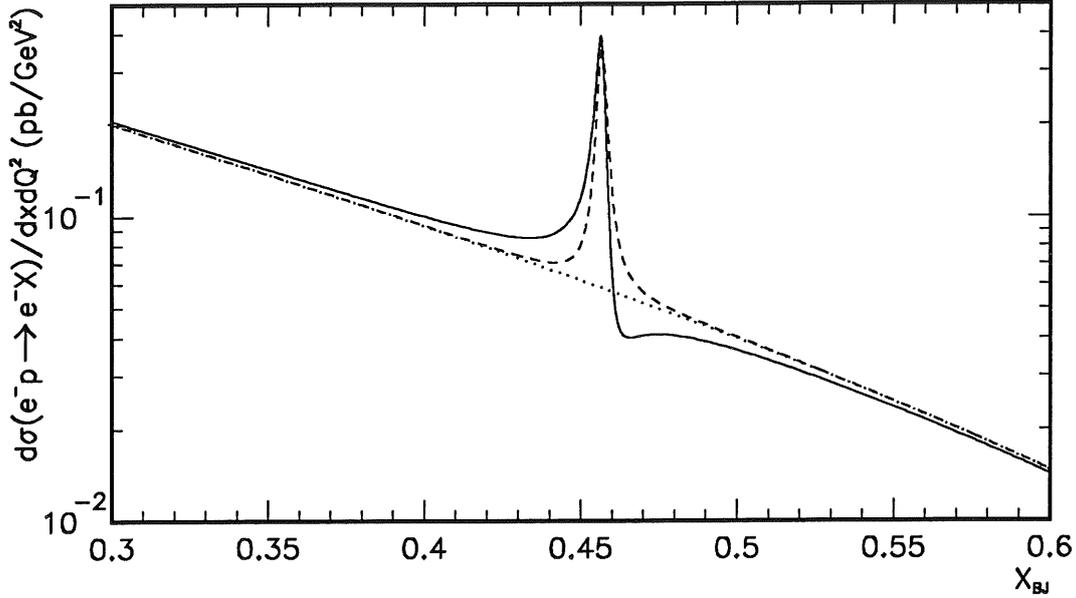


Figure 3.3: Sections efficaces différentielles de collision e^-p (à l'approximation de Born) en fonction de x_{BJ} à $Q^2 = 1000 \text{ GeV}^2$ fixé. La courbe pleine représente la distribution théorique (incluant l'interférence avec les amplitudes du Modèle Standard) d'un leptoquark S_0 de masse $M_{S_0} = 200 \text{ GeV}$ et $\lambda_L = 0.3$, $\lambda_R = 0$. En pointillé, la section efficace de la DIP uniquement. Le terme quadratique du leptoquark seul additionné au fond de DIP est représenté par les tirets.

Pour les largeurs caractéristiques ($\sim 1 \text{ GeV}$) évoquées précédemment, la durée de vie $\tau \simeq 10^{-24} \text{ s}$ est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de fragmentation. Une corde de confinement de la couleur relie alors le quark participant à la formation du leptoquark et les fragments du proton. Cependant, nous supposons que le leptoquark n'est pas affecté par la fragmentation et que cet effet est négligeable devant la désintégration.

A très grande masse de leptoquark où les couplages sondés seront relativement importants (i.e. $\lambda \sim 1$), la largeur devient plus importante ($\Gamma \sim 5 - 10 \text{ GeV}$ pour $M_{LQ} = 275 \text{ GeV}$ à $\lambda = 1$) et participe alors à la dégradation de la résolution.

Dans l'approximation des largeurs étroites, la section efficace totale de production d'un leptoquark de spin J et de masse M_{LQ} se désintégrant dans un état $l + X$ avec un rapport d'embranchement $BR(LQ \rightarrow l + X)$ est donnée par:

$$\sigma(ep \rightarrow LQ \rightarrow l + X) = \frac{4\pi^2}{s} (2J + 1) \frac{\Gamma_{LQ}}{M_{LQ}} BR(LQ \rightarrow l + X) (\bar{q}) \left(\frac{M_{LQ}^2}{s} \right) \quad (3.20)$$

où $(\bar{q})(x_{BJ})$ est la probabilité de trouver un quark (antiquark) portant une fraction x_{BJ} de l'impulsion du proton. La figure 3.4 montre ces sections efficaces pour les différents leptoquarks pouvant être produits lors de collisions e^-p à HERA avec un couplage $\lambda = 0.3$. On voit que ces sections efficaces sont assez importantes et permettent d'espérer la production d'une centaine d'événements par pb^{-1} pour des leptoquarks de masse $M_{LQ} = 200 \text{ GeV}$ se couplant préférentiellement aux quarks de valence du proton.

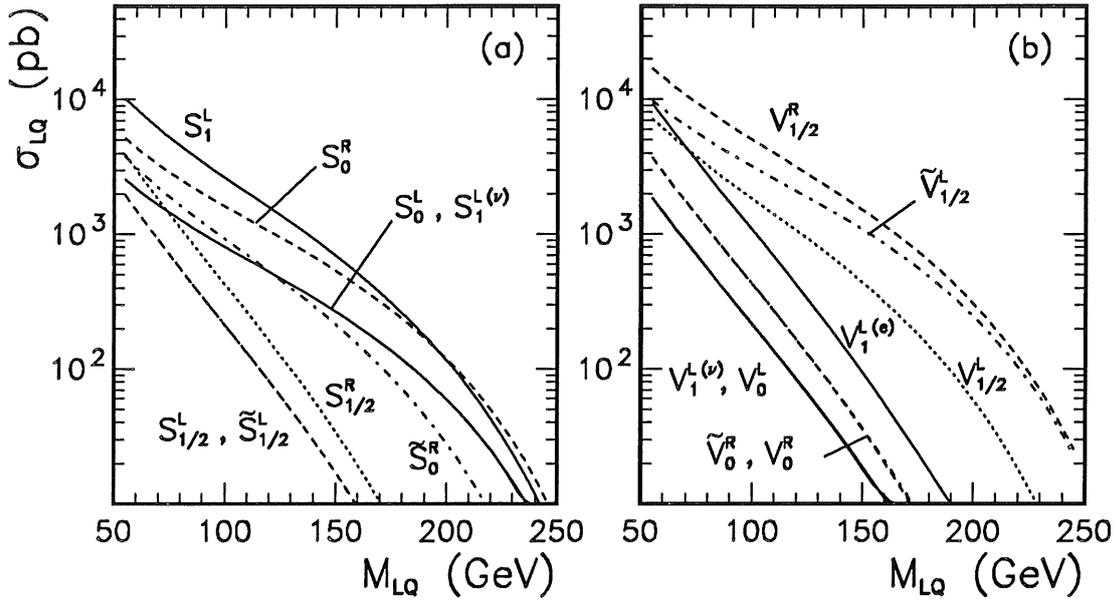


Figure 3.4: Sections efficaces totales de production (à l'approximation de Born) \times rapport d'embranchement \mathcal{B} pour les modes de désintégration $e + X$ and $\nu + X$ des 10 types de leptoquarks produits par collision e^-p à HERA.

Les leptoquarks, si leur masse est inférieure à la limite cinématique \sqrt{s} , pourraient donc être copieusement produits lors de fusion eq . La discrimination du bruit de fond de DIP, pourra se faire en effectuant une optimisation de la coupure sur y exploitant les distributions angulaires caractéristiques dues au spin.

3.1.2 Contraintes sur les paramètres

Des contraintes sévères sur les couplages des leptoquarks proviennent des expériences de basse énergie. Elles imposent des types particuliers de couplages pour au moins permettre l'existence de leptoquarks à des masses accessibles directement à HERA. Les limites plus générales sur la masse et le couplage provenant des processus rares ou interdits seront discutées plus en détail dans la section 7.6.

Tout d'abord, les couplages aux diquarks sont interdits puisqu'ils provoqueraient, conjugués avec un couplage électron-quark, la désintégration rapide du proton [23]. Un leptoquark se couplant à la fois aux quarks de chiralité droite et gauche contribuerait significativement à la désintégration leptonique du pion [41]. La valeur mesurée $BR(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e) = 1.2 \cdot 10^{-4}$ conduit à une limite sur le rapport masse couplage $M^2/(\lambda_L\lambda_R) > (100 \text{ TeV})^2$ [42]. Ceci est évité en demandant que le couplage des leptoquarks soit chiral, c'est à dire qu'ils ne se couplent exclusivement qu'aux quarks gauches ou droits. Enfin, les leptoquarks se couplant à différentes générations de leptons ou de quarks peuvent induire des processus changeant la saveur des quarks ou des leptons (FCNC). La limite la plus contraignante provient de la désintégration $K_L \rightarrow \mu e$ [43] et vaut $M/\lambda > 100 \text{ TeV}$. Cependant, elle peut être contournée en demandant que les couplages des leptoquarks soit diagonaux, ce qui signifie que les leptoquarks sont couplés à des paires électron-quark de même génération.

Toutes ces contraintes peuvent paraître peu naturelles puisqu'elles ne sont pas motivées par la théorie. Néanmoins, il a été montré récemment que les couplages non-autorisés

mentionnés ci-dessus peuvent être supprimés par le biais de symétries *horizontales* et rendre ainsi naturels les leptoquarks légers de première génération [44].

Nous allons finalement supposer que parmi tous les multiplets de leptoquarks, un seul au plus est produit et que les masses des différentes composantes de ce multiplet sont dégénérées. En résumé, la recherche de leptoquarks dans H1 se fera avec les hypothèses suivantes:

- un des multiplets est produit de façon dominante.
- les leptoquarks d'un doublet ou d'un triplet sont dégénérés en masse.
- les couplages aux diquarks sont interdits.
- les couplages sont chiraux. Les leptoquarks se couplent exclusivement à des fermions soit gauches, soit droits.
- seuls les couplages aux fermions de la première génération sont considérés.

3.2 La production indirecte de leptoquarks

La recherche de leptoquarks de masse supérieure à la limite cinématique reste possible via leurs effets virtuels sur les sections efficaces totales et différentielles de DIP standard mesurées à HERA. De tels effets peuvent alors être recherchés par des mesures d'asymétries ou en considérant la présence de termes d'interaction de contact dans le lagrangien standard.

3.2.1 Mesures d'asymétries

Le collisionneur HERA peut fonctionner avec des faisceaux d'électrons et de positrons polarisés ou non, permettant de construire ainsi 7 asymétries (dont 4 seulement sont indépendantes) qui sont:

$$A_{P_1, P_2}^{q_1, q_2} = \frac{\sigma_{P_1}^{q_1} - \sigma_{P_2}^{q_2}}{\sigma_{P_1}^{q_1} + \sigma_{P_2}^{q_2}} \quad (3.21)$$

où $P_{1,2}$ et $q_{1,2}$ représentent les polarisations et les charges des faisceaux de leptons de deux lots de données indépendants. On construit donc ainsi 8 asymétries qui sont celle de charge non polarisée A^{-+} , celles de polarisation A_{RL}^{-} et A_{RL}^{++} , celles de charge A_{LL}^{-+} et A_{RR}^{-+} et la combinée A_{LR}^{-+} .

La sensibilité de HERA à des leptoquarks de masse $M_{LQ} \geq \sqrt{s}$ a été étudiée en détail via des mesures d'asymétrie gauche-droite A_{RL}^{-} pour des leptoquarks composites [45], concluant à la possibilité d'observer des masses $M < 600$ GeV pour des couplages $\lambda \sim 0.6$. Pour des leptoquarks scalaires $^{-1/3}S_0$ provenant des modèles E_6 inspirés des supercordes, l'asymétrie de charge A_{RR}^{-+} [46] et aussi la mesure du rapport des sections efficaces en courant neutres et chargés, $R = \sigma_{NC}/\sigma_{CC}$, pourrait permettre d'étendre la recherche à des masses jusqu'à ~ 800 GeV pour un couplage de l'ordre de α_{em} [47]. Cependant, l'hypothèse $\lambda_L = \lambda_R$ faite dans ces études reste incompatible avec les limites présentes provenant des désintégrations leptoniques des pseudo-scalaires $(M^2/\lambda_L\lambda_R < (100 \text{ TeV})^2)$.

La mesure des 7 asymétries a été envisagée [48] sur la base du lagrangien de Buchmüller [39] avec des couplages chiraux ($\lambda_L \lambda_R = 0$). Les résultats sont basés sur une analyse statistique en χ^2 , et prévoient l'observation possible de leptoquarks à l'échelle du TeV.

Les mesures d'asymétrie sont moins sensibles aux erreurs systématiques (comme celle de la mesure de la luminosité ou les déplacements en x et Q^2 dûs à la résolution) que les mesures absolues de sections efficaces. A ce jour, nous disposons de données prises avec des faisceaux d'électrons et de positrons non polarisés, permettant de construire la quantité A^{-+} . Cependant, nous ne nous sommes pas intéressés à ce type de méthode et nous avons plutôt considéré pour étendre la recherche de leptoquarks au-delà de la limite cinématique le formalisme des interactions de contact.

3.2.2 Interactions de contact $(\bar{e}e)(\bar{q}q)$

Des particules de masse M_X largement supérieure à l'énergie de production disponible peuvent être recherchées de façon générale en ajoutant des termes d'interaction de contact (contenant des paramètres dépendant du modèle considéré) au lagrangien du Modèle Standard [49]. Pour une particule suffisamment lourde on assiste à l'émergence de nouveaux termes de contact et de nouveaux vertex lors de la contraction du propagateur de la dite particule en une interaction effective ponctuelle à quatre fermions (figure 3.5).

Les dépendances séparées des amplitudes en fonction des couplages $g_{X \rightarrow i, f}$ aux canaux i, f et de la masse M_X se réduit alors à la dépendance sur des couplages effectifs de dimension [masse⁻²]

$$\eta_{if} \equiv \frac{g_{X \rightarrow i} g_{X \rightarrow f}}{M_X^2} \quad (3.22)$$

L'interférence du nouveau courant avec les champs d'interaction standards γ et Z va alors modifier le lagrangien du Modèle Standard, livrant un lagrangien effectif:

$$\mathcal{L}^{eff} = \mathcal{L}^{SM} + \mathcal{L}_{contact}^{NC} \quad (3.23)$$

Le lagrangien d'interactions de contact à quatre fermions le plus général conservant la chiralité peut être écrit sous la forme [49]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{contact}^{NC} = & \sum_{q=u,d} \{ \eta_{LL}^q (\bar{e}_L \gamma_\mu e_L) (\bar{q}_L \gamma^\mu q_L) + \eta_{LR}^q (\bar{e}_L \gamma_\mu e_L) (\bar{q}_R \gamma^\mu q_R) \\ & + \eta_{RL}^q (\bar{e}_R \gamma_\mu e_R) (\bar{q}_L \gamma^\mu q_L) + \eta_{RR}^q (\bar{e}_R \gamma_\mu e_R) (\bar{q}_R \gamma^\mu q_R) \} \end{aligned} \quad (3.24)$$

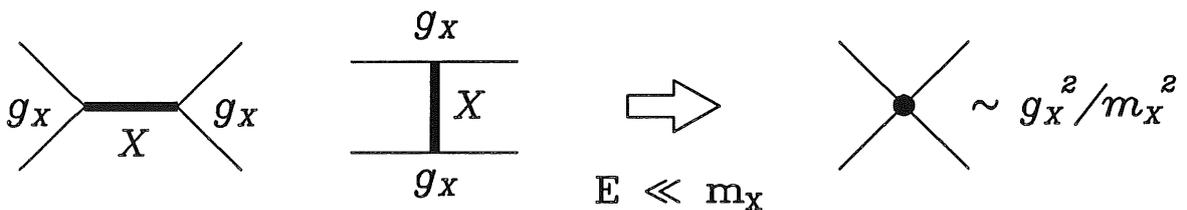


Figure 3.5: Transition d'une théorie (renormalisable) sous-jacente à une interaction effective (non renormalisable) ponctuelle pour l'échange, à l'ordre des arbres, de particules lourdes X .

$\eta_{ij}^q \cdot \left(\frac{M_X}{\lambda}\right)^2$															
couplage au quark u						couplage au quark d									
LL		LR		RL		RR		LL		LR		RL		RR	
$S_0(g_{1L})$	-1/2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$S_0(g_{1R})$	0	0	0	0	-1/2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\tilde{S}_0(\tilde{g}_{1R})$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	-1/2	0	0	0	0	0
$S_{1/2}(h_{2L})$	0	-1/2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$S_{1/2}(h_{2R})$	0	0	-1/2	0	0	0	0	-1/2	0	0	0	0	0	0	0
$\tilde{S}_{1/2}(\tilde{h}_{2L})$	0	0	0	0	0	0	-1/2	0	0	0	0	0	0	0	0
$S_1(g_{3L})$	-1/2	0	0	0	0	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$V_0(h_{1L})$	0	0	0	0	0	+1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$V_0(h_{1R})$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	+1	0	0	0	0	0
$\tilde{V}_0(\tilde{h}_{1R})$	0	0	0	+1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$V_{1/2}(g_{2L})$	0	0	0	0	0	0	+1	0	0	0	0	0	0	0	0
$V_{1/2}(g_{2R})$	0	0	+1	0	0	0	0	+1	0	0	0	0	0	0	0
$\tilde{V}_{1/2}(\tilde{g}_{2L})$	0	+1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$V_1(h_{3L})$	+2	0	0	0	0	+1	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Tableau 3.3: Couplages effectifs d'interaction de contact pour les leptoquarks scalaires et vecteurs. Les indices i et j indiquent la chiralité du lepton puis du quark. La seule inconnue est le rapport M_X/λ .

Les interactions de contact ont été originellement proposées dans le contexte de leptons et quarks composites [50, 51]. Cependant, il est tout à fait possible de les transposer à tout autre phénomène par un choix approprié des coefficients de couplages η_{if} [49]. Ceci est notamment vrai pour les leptoquarks. Leurs couplages effectifs sont donnés dans le tableau 3.3. Ce sont en fait les coefficients de la matrice de la transformation de Fierz qui nous a fait passer des lagrangiens 3.14 et 3.15 au lagrangien d'interaction de contact à quatre fermions. On voit alors apparaître que les leptoquarks scalaires S ont des couplages négatifs dont la valeur est deux fois moins élevée que pour les vecteurs V , dont les couplages sont par ailleurs positifs. De plus, certains leptoquarks n'ont des couplages qu'aux quarks de type d . Finalement, de part leurs couplages préférentiels au quark u , les quatre leptoquarks vecteurs \tilde{V}_0^R , $\tilde{V}_{1/2}^L$, $V_{1/2}^R$ et V_1^L seront les candidats fournissant le meilleur potentiel à cette analyse.

3.3 La production de leptogluons

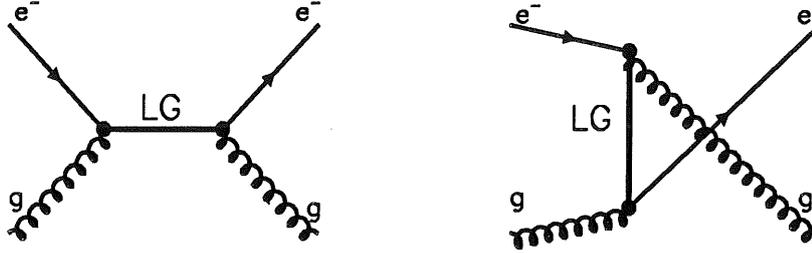


Figure 3.6: Production de leptogluons dans la voie s (gauche) et u (droite).

Les diagrammes de Feynman pour la production de leptogluons à HERA sont représentés sur la figure 3.6. Ces diagrammes sont similaires à ceux rencontrés lors de la production de leptiquarks (figure 3.2) en faisant le simple échange des quarks par des gluons supposés composites. Si l'on néglige les différences au niveau de l'hadronisation, les signatures des leptogluons sont identiques à celles des leptiquarks et c'est donc la même analyse qui pourra être utilisée pour la recherche de ces deux particules.

L'étude est restreinte aux leptogluons de type électron e_8 de spin 1/2 ayant des couplages de type magnétique aux électrons gauches (cette protection chirale est imposée du fait de la limite indirecte sur la masse provenant de la mesure de $(g-2)_e$ [52]). Le lagrangien d'interaction s'écrit (d'après¹ [53]):

$$\mathcal{L} = \frac{\sqrt{4\pi\alpha_S}}{2\Lambda} G_{\mu\nu}^\alpha \bar{l} \sigma^{\mu\nu} \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) l_8^\alpha. \quad (3.25)$$

où α_S est la constante de couplage forte, et $G_{\mu\nu}^\alpha$, l et l_8^α les champs des gluons, des leptons et de leptogluons. Le paramètre Λ représente l'échelle à laquelle l'interaction d'hypercouleur des modèles composites devient forte et peut être vu comme l'inverse de l'échelle d'une possible sous-structure. Les couplages aux fermions ne sont pas renormalisables, mais le lagrangien doit être vu comme la partie effective à basse énergie d'une théorie de structure sous-jacente.

La largeur de désintégration des leptogluons est:

$$\Gamma_{e8} = \frac{\alpha_S}{4} \frac{M_{e8}^3}{\Lambda^2} \quad (3.26)$$

M_{e8} étant la masse du leptogluon. De fait, cette largeur de désintégration est toujours inférieure à 1 GeV pour des échelles $\Lambda > 1$ TeV telles qu'on pourrait les sonder à HERA. La section efficace totale à l'approximation des largeurs étroites est alors:

$$\sigma(ep \rightarrow LG) = \frac{2\pi^2\alpha_S}{s} \left(\frac{M_{e8}}{\Lambda} \right)^2 g\left(\frac{M_{e8}^2}{s}\right) \quad (3.27)$$

¹Nous utilisons le lagrangien de la référence [53] multiplié par 1/2 pour être conforme avec la définition la plus générale.

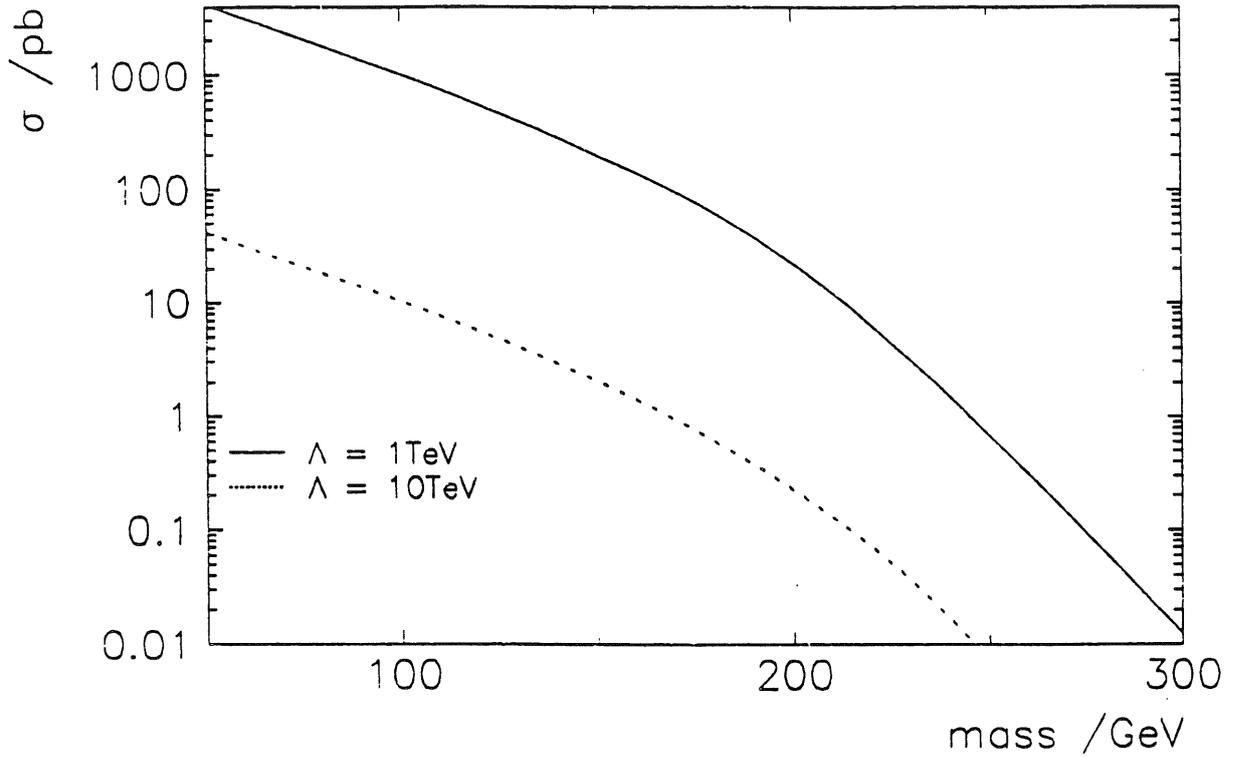


Figure 3.7: Section efficace totale de production de leptogluons à HERA.

où la fonction g est la densité de gluons à l'intérieur du proton. La section efficace totale en fonction de la masse du leptogluon est représentée sur la figure 3.7 pour 2 valeurs de Λ (d'après [54]). La dépendance en masse reflète la diminution progressive de la densité de gluons du proton avec l'augmentation de x . Des échelles de l'ordre du TeV peuvent être sondées à HERA avec la luminosité actuelle à des masses autour de 200 GeV.

Les leptogluons se distinguent des leptosquarks par une distribution angulaire caractéristique de leur spin 1/2:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto (1 - \cos\theta^*) \quad (3.28)$$

correspondant à la distribution en y :

$$\frac{d\sigma}{dy} \propto (1 - y) \quad (3.29)$$

Nous devons appliquer et ajuster une coupure sur y afin de séparer l'éventuel signal d'un leptogluon du bruit de fond de DIP standard par courants neutres.

3.4 La production résonante de squarks

HERA est la machine idéale pour la recherche de squarks présents dans les modèles supersymétriques où la R-parité n'est pas conservée (\mathcal{R}_p) via un opérateur dominant $[L_1 Q_j \bar{D}_k]$. En effet, la présence de cet opérateur dans le superpotentiel autorise la production résonante dans la voie directe de squarks et d'antisquarks avec des masses pouvant aller jusqu'à l'énergie maximale accessible dans le centre de masse de la collision. Dans le cas d'un opérateur $[L_1 Q_j \bar{D}_k]$ dominant, le lagrangien d'interaction s'exprime:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{L_1 Q_j \bar{D}_k} = & \lambda'_{1jk} \left[-\bar{e}_L u_L^j \bar{d}_R^k - e_L \tilde{u}_L^j \bar{d}_R^k - (\bar{e}_L)^c u_L^j \bar{d}_R^k \right. \\ & \left. + \tilde{\nu}_L d_L^j \bar{d}_R^k + \nu_L \tilde{d}_L^j \bar{d}_R^k + (\bar{\nu}_L)^c d_L^j \bar{d}_R^k \right] + h.c. \end{aligned} \quad (3.30)$$

où le symbole tilde ($\tilde{}$) dénote le superpartenaire scalaire et l'indice c le spineur conjugué de charge. Le tableau 3.4 donne tous les mécanismes de production résonante de squarks impliquant un couplage λ'_{1jk} non nul. En fait, nous allons supposer qu'un seul de ces couplages domine, tous les autres étant alors nuls (ce qui peut à la rigueur se justifier d'après la hiérarchie des couplages de Yukawa du Modèle Standard). Le couplage dominant choisi est celui qui n'implique que des quarks de première génération afin d'avoir les sections efficaces les plus élevées possibles.

λ'_{1jk}	processus de production	
111	$e^- + u \rightarrow \tilde{d}$	$e^- + \bar{d} \rightarrow \tilde{\bar{u}}$
112	$e^- + u \rightarrow \tilde{s}$	$e^- + \bar{s} \rightarrow \tilde{\bar{u}}$
113	$e^- + u \rightarrow \tilde{b}$	$e^- + \bar{b} \rightarrow \tilde{\bar{u}}$
121	$e^- + c \rightarrow \tilde{d}$	$e^- + \bar{d} \rightarrow \tilde{\bar{c}}$
122	$e^- + c \rightarrow \tilde{s}$	$e^- + \bar{s} \rightarrow \tilde{\bar{c}}$
123	$e^- + c \rightarrow \tilde{b}$	$e^- + \bar{b} \rightarrow \tilde{\bar{c}}$
131	$e^- + t \rightarrow \tilde{d}$	$e^- + \bar{d} \rightarrow \tilde{\bar{t}}$
132	$e^- + t \rightarrow \tilde{s}$	$e^- + \bar{s} \rightarrow \tilde{\bar{t}}$
133	$e^- + t \rightarrow \tilde{b}$	$e^- + \bar{b} \rightarrow \tilde{\bar{t}}$

Tableau 3.4: Processus de production de squarks via un couplage λ'_{1jk} violant la conservation du nombre leptonique.

Dans le cas d'un couplage \mathcal{R}_p de Yukawa dominant ne faisant intervenir que des particules et sparticules de la première génération, les processus de production de squarks sont:

$$e^- + u \rightarrow \tilde{d} \quad (3.31)$$

$$e^- + \bar{d} \rightarrow \tilde{\bar{u}} \quad (3.32)$$

La production résonante de squarks est donc similaire à la production de leptoquarks. Avec les notations employées précédemment pour la nomenclature des leptoquarks, nous avons la correspondance suivante:

$$\tilde{d} \sim S_0 \quad (3.33)$$

$$\tilde{\bar{u}} \sim \tilde{S}_{1/2} \quad (3.34)$$

3.4.1 Désintégrations des squarks

Les squarks peuvent se désintégrer en paire eq via le couplage de Yukawa λ'_{111} (figure 3.8a), présentant ainsi une signature similaire aux leptoquarks. La production isolée de squarks à HERA serait donc observable comme le pic d'une résonance dans la section efficace différentielle de diffusion inélastique profonde en courants neutres $d^2\sigma(e^-p \rightarrow e^-X)/dx dQ^2$ et la plupart des résultats sur les leptoquarks S_0 et $\tilde{S}_{1/2}$ peuvent alors être réinterprétés en résultats sur le couplage \mathcal{R}_p .

Néanmoins, les squarks possèdent dans les théories supersymétriques des couplages de jauge spécifiques par lesquels ils peuvent se désintégrer en la particule supersymétrique la plus légère (LSP, notée $\tilde{\Lambda}$), $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\Lambda}$. Cette voie de désintégration est typique des squarks et nous allons alors étudier les processus

$$e^- + u \rightarrow \tilde{d} \rightarrow d + \tilde{\Lambda} \quad (3.35)$$

$$e^- + \tilde{d} \rightarrow \tilde{u} \rightarrow \bar{u} + \tilde{\Lambda} \quad (3.36)$$

Le trait caractéristique des modèles supersymétriques où la R-parité n'est pas conservée est que la LSP n'est plus stable. La condition pour que la LSP se désintègre dans le détecteur se transcrit en limite sur le couplage \mathcal{R}_p de Yukawa [55, 56]:

$$\lambda_{\mathcal{R}_p} > 1.6\gamma \cdot 10^{-4} \left(\frac{M_{\tilde{f}}}{100 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ GeV}}{M_{\tilde{\Lambda}}} \right)^{5/2}, \quad (3.37)$$

où γ est le facteur du *boost* de Lorentz dans le laboratoire et $M_{\tilde{f}}$ la masse du fermion scalaire (sfermion) qui provient du propagateur dans la désintégration de la LSP (voir figure 3.8b). Cette expression est obtenue en faisant l'approximation que les particules "standard" sont de masse nulle, que $M_{\tilde{f}} \gg M_{\tilde{\Lambda}}$ et que $c\gamma\tau_{LSP} \leq 1 \text{ m}$ (où τ_{LSP} est la durée de vie moyenne de la LSP). La condition 3.37 est toujours satisfaite pour le domaine de masse et de couplage sondable à HERA, à la condition que $M_{\tilde{\Lambda}} \geq 10 \text{ GeV}$ [35].

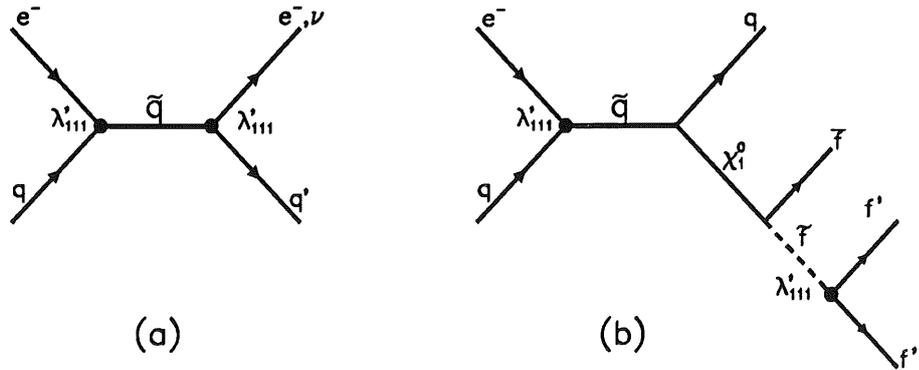


Figure 3.8: Diagrammes à l'ordre le plus bas de la production de squarks dans la voie directe pour des squarks avec désintégration \mathcal{R}_p (a) et désintégration de jauge (b). En (b), \tilde{f} peut être soit un squark soit un slepton, de telle sorte que le neutralino χ_1^0 se désintègre en un lepton et 2 jets.

Avant de poursuivre plus en détail, nous allons faire l'hypothèse simplificatrice suivante:

- le neutralino le plus léger χ_1^0 est considéré comme la particule supersymétrique la plus légère.

La désintégration du neutralino est régie par l'opérateur supposé dominant dans le terme du superpotentiel violant la conservation de la R-parité. Dans le cas étudié de l'opérateur $[L_1 Q_j \bar{D}_k]$ dominant, nous avons:

$$\chi_1^0 \rightarrow (e^\pm, \nu, \bar{\nu}) + 2jets \quad (3.38)$$

Les deux voies possibles de désintégration du neutralino en neutrino produiraient un signal comprenant une impulsion transverse manquante relativement peu élevée et donc un bruit de fond considérable. Nous n'allons donc considérer que la désintégration du neutralino dans les voies $e^- + 2jets$ et $e^+ + 2jets$. Ceci mène à rechercher dans l'état final un lepton chargé dont la charge est opposée dans 50% des cas à celle du lepton initial. Cette signature, pratiquement libre de tout bruit de fond, constituerait une évidence forte pour une violation explicite de la conservation du nombre leptonique.

Finalement, nous allons supposer que les squarks ne se désintègrent que soit via leur couplage de Yukawa en fermions, ou soit via leur couplage de jauge en quark+photino:

$$\tilde{d} \rightarrow \begin{cases} e^- + u \\ \nu_e + d \\ d + \chi_1^0 \end{cases} \quad (3.39)$$

$$\tilde{u} \rightarrow \begin{cases} e^- + \bar{d} \\ \bar{u} + \chi_1^0 \end{cases} \quad (3.40)$$

En faisant l'hypothèse que le neutralino est un pur photino, le rapport d'embranchement dans la canal de désintégration $e^\pm + 2jets$ est [35]:

$$BR(\tilde{\gamma} \rightarrow e^- + 2jets) = BR(\tilde{\gamma} \rightarrow e^+ + 2jets) = 0.4378 \quad (3.41)$$

Ce résultat a été obtenu en prenant $M_{\tilde{\gamma}} = 50$ GeV et $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV. Cette valeur dépend seulement faiblement des masses de squarks (de sleptons) et de photinos mises en jeu. Ainsi, pour $M_{\tilde{\gamma}} = 150$ GeV et $M_{\tilde{q}} = 240$ GeV, ce rapport d'embranchement vaut 0.4384.

L'expression des largeurs partielles pour la désintégration \tilde{R}_p des squarks est similaire à celle donnée pour les leptoquarks [35]:

$$\Gamma(\tilde{d} \rightarrow e^- + u) = \Gamma(\tilde{d} \rightarrow \nu + d) = \Gamma(\tilde{u} \rightarrow e^- + \bar{d}) = \frac{\lambda_{111}^2}{16\pi} M_{\tilde{q}} \quad (3.42)$$

La largeur partielle dans le cas de la désintégration de jauge est (en négligeant les masses des quarks):

$$4 \times \Gamma(\tilde{d} \rightarrow d + \tilde{\gamma}) = \Gamma(\tilde{u} \rightarrow \bar{u} + \tilde{\gamma}) = \frac{4\pi\alpha}{18\pi} M_{\tilde{q}} \left[1 - \left(\frac{M_{\tilde{\gamma}}}{M_{\tilde{q}}} \right)^2 \right]^2 \quad (3.43)$$

Nous définissons R comme la fraction d'embranchement dans la voie \mathcal{R}_p :

$$R = \frac{\Gamma_{\mathcal{R}_p}}{\Gamma_{Total}} \quad (3.44)$$

Les courbes à R constant sont représentées sur la figure 3.9 pour le squark \tilde{d} en fonction du rapport $M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{d}}$ et du couplage λ'_{111} . La désintégration \mathcal{R}_p domine d'autant plus que le couplage est élevé et que le rapport $M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{d}}$ est proche de 1 (livrant ainsi peu d'espace de phase pour la désintégration $\tilde{d} \rightarrow d + \tilde{\gamma}$).

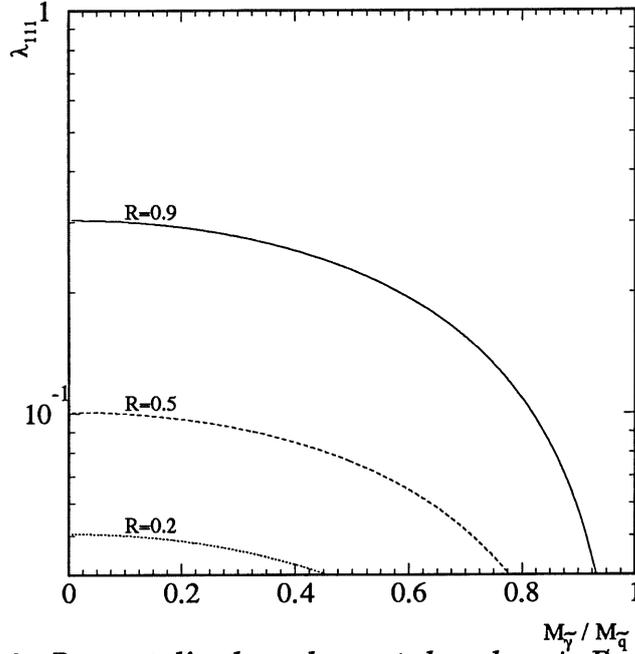


Figure 3.9: Rapport d'embranchement dans la voie \mathcal{R}_p pour un squark \tilde{d} .

La section efficace différentielle à l'ordre le plus bas pour le processus 3.35 a été calculée dans la référence [35]:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}(e^-u \rightarrow d\tilde{\gamma})}{d\hat{t}d\hat{x}} &= \frac{\lambda'_{111}{}^2 e^2}{32\pi \hat{s}^2} \left(e_d^2 \frac{\hat{s}(\hat{s} - M_{\tilde{\gamma}}^2 - M_d^2)}{R_{\tilde{d}}^2} + e_e^2 \frac{(\hat{t} - M_d^2)(\hat{t} - M_{\tilde{\gamma}}^2)}{D_{\tilde{e}}^2} + 2e_d e_e \frac{\hat{s}\hat{t}}{|R_{\tilde{d}} D_{\tilde{e}}|} \right. \\ &\quad \left. + e_u^2 \frac{(\hat{u} - M_d^2)(\hat{u} - M_{\tilde{\gamma}}^2)}{D_{\tilde{u}}^2} + 2e_d e_u \frac{\hat{s}\hat{u}}{|R_{\tilde{d}} D_{\tilde{u}}|} + 2e_u e_e \frac{\hat{t}(\hat{u} - M_{\tilde{\gamma}}^2 M_d^2)}{|D_{\tilde{u}} D_{\tilde{e}}|} \right) \quad (3.45) \end{aligned}$$

où $R_{\tilde{d}}^2 = (\hat{s} - M_{\tilde{d}}^2)^2 + M_{\tilde{d}}^2 \Gamma_{tot}^2(\tilde{d})$, $D_{\tilde{e}} = \hat{t} - M_{\tilde{e}}^2$, et $D_{\tilde{u}} = \hat{u} - M_{\tilde{u}}^2$. \hat{s} , \hat{t} , et \hat{u} sont les variables de Mandelstam au niveau des partons. Les masses des particules entrantes ont été négligées mais les masses des particules de l'état final sont prises en compte. La section efficace au niveau des partons pour le processus 3.36 est obtenue de la formule ci-dessus par invariance de croisement. Afin d'obtenir la section efficace électron-proton à l'ordre le plus bas, on doit intégrer le produit de 3.45 et la densité de probabilité du quark $u(x, Q^2)$,

$$\frac{d\sigma(e^-P \rightarrow d + \tilde{\gamma} + X)}{d\hat{t}} = \int \frac{d\hat{\sigma}(e^-u \rightarrow d\tilde{\gamma})}{d\hat{t}d\hat{x}} \cdot u(x, T^2) dx \quad (3.46)$$

où x est la variable d'échelle de Bjorken usuelle et T^2 l'échelle à laquelle la densité de parton est évaluée.

3.4.2 Topologie des événements

Les squarks produits et se désintégrant via un couplage \mathcal{R}_p présentent une signature similaire aux leptoquarks, à savoir un état final eq ou νq . Leur recherche s'effectuera donc sur la base des mêmes lots de données que ceux utilisés pour la recherche de leptoquarks. Par contre, les squarks dans la voie de désintégration de jauge vont présenter une topologie caractéristique qui va nécessiter une analyse particulière.

Quand le squark se désintègre en quark et photino, ces deux particules partent dans des directions opposées en ϕ dans le repère du laboratoire. Le photino va quant à lui se désintégrer en un lepton chargé et une paire $q\bar{q}$. Ces trois particules vont rester assez localisées dans le plan transverse. La signature typique de ces squarks dans la voie $e^\pm + 3 \text{ jets}$ sera donc constituée d'un jet de grande impulsion transverse contrebalancé dans le plan $r - \phi$ avec les 2 jets et le lepton chargé provenant de la désintégration du photino.

L'idée est donc alors d'avoir une sélection (ou plutôt une présélection) commune aux signatures de leptoquarks (et donc de leptogluons) et de squarks. Bien que nous ne soyons plus dans la situation d'une désintégration à deux corps, nous allons utiliser simplement le fait que l'état final est constitué d'un lepton chargé et d'énergie hadronique. Le problème consiste en fait à savoir si ce lepton dans l'état final à une énergie transverse assez élevée et si, étant accompagné par deux jets, il est suffisamment isolé pour satisfaire aux critères d'identification des électrons utilisés pour les leptoquarks.

3.5 Les corrections radiatives électrofaibles et fortes

La relation 3.1 reliant la masse de la résonance à la variable de Bjorken x n'est correcte qu'à l'ordre le plus bas dans le modèle des partons. Des effets d'ordre supérieur vont venir perturber notre mesure des variables cinématiques. Parmi ceux-ci, nous distinguerons deux types de processus: les corrections radiatives électrofaibles et les effets dûs à l'interaction forte.

Les corrections radiatives électrofaibles détériorant la mesure de x correspondent principalement au premier ordre en α_{em} à l'émission de photons de Bremsstrahlung sur la ligne du lepton initial. L'énergie de ce lepton n'est plus alors E_e^0 mais a diminué de la valeur de l'énergie E_γ du photon radié. Ces effets entraînent des migrations importantes dans le plan cinématique surtout vers les petits x et les grands y [57]. La solution pour s'affranchir en partie de ces distorsions consistera donc à effectuer une coupure rejetant les événements à très grands y . De plus, nous pouvons avoir une mesure effective de l'énergie du photon radié quand celui-ci est perdu (dans la plupart des cas) dans le tube à vide. En effet, la conservation de l'énergie-impulsion impose:

$$E_\gamma = E_e^0 - \frac{1}{2} [(E_h - P_{z,h}) + (E_e - P_{z,e})] \quad (3.47)$$

Plus le photon radié est énergétique, plus la quantité $E - P_z = (E_h - P_{z,h}) + (E_e - P_{z,e})$ dévie de sa valeur attendue à l'approximation de Born, c'est à dire deux fois l'énergie du faisceau de lepton. La mesure de $E - p_z$ fournira donc un moyen de contrôler les corrections radiatives QED dans l'état initial. Dans l'état final, le photon radié, en général colinéaire avec l'électron, sera absorbé dans l'agrégat associé à l'électron (voir chapitre 5). Ceci

est particulièrement vrai dans notre domaine d'intérêt à grands Q^2 où l'électron est peu courbé dans le champ magnétique interne du détecteur H1. De plus, les événements où l'électron est accompagné d'un photon dur seront naturellement rejetés par les critères d'identification électron.

La cinématique du modèle des partons est également détériorée lorsque l'on tient compte des radiations QCD. En effet, dans les collisions inélastiques profondes, le quark participant à la réaction peut émettre des partons avant et après l'interaction, donnant ainsi naissance à des gerbes de partons dans les états final et initial.

Un parton hors de sa couche de masse dans le proton incident peut initier une émission en cascade de partons, où à chaque embranchement un parton s'écarte de plus en plus de sa couche de masse avec une virtualité du genre espace ($m^2 < 0$) tandis que l'autre parton est soit sur sa couche de masse ou a une virtualité du genre temps ($m^2 \geq 0$). Le quark résultant de la cascade de partons dans l'état initial est alors du genre espace. Ce quark interagit et le quark dans l'état final est alors soit sur sa couche de masse, soit a une virtualité du genre temps. Dans ce dernier cas, il peut émettre une cascade de partons du genre temps en retombant progressivement sur sa couche de masse. La quantité et la dureté des radiations dans les états initial et final dépend de la virtualité du quark juste avant et après le vertex d'interaction. Ces virtualités sont choisies entre 0 et un maximum fixé par l'échelle d'énergie mise en jeu dans le processus.

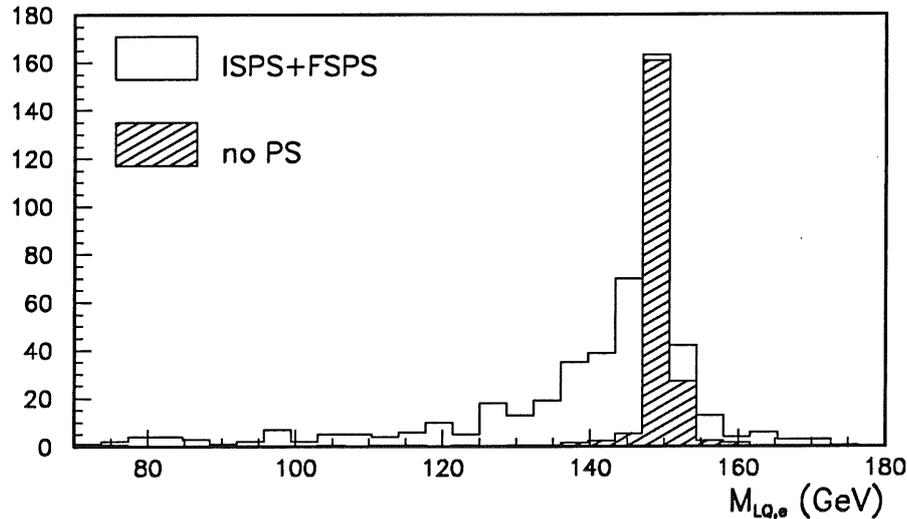


Figure 3.10: Masse reconstruite à partir de l'électron généré d'un leptarquark de 150 GeV avec (histogramme blanc) et sans (histogramme hachuré) émissions de partons dans l'état initial et dans l'état final.

La figure 3.10 montre l'effet des émissions de partons dans les états initial et final sur la résolution de la masse mesurée par l'électron diffusé. Un faible étalement des masses reconstruites vers des valeurs plus élevées que la valeur nominale est dû aux radiations QCD dans l'état initial par lesquelles le parton participant à la réaction acquiert une certaine quantité d'impulsion transverse. L'effet sur la masse reconstruite des émissions de parton dans l'état final peut être quantifié par [54]:

$$M_{rec}^2 = \frac{1 - \delta}{1 + \delta \frac{1-y}{y}} M_{LQ}^2 \quad (3.48)$$

où $\delta = m_{PS}^2/M_{LQ}^2$, m_{PS} étant la masse du quark de l'état final. Le pic étroit observé sans effets QCD présente ainsi une queue vers les basses masses reconstruites due aux émissions de partons dans l'état final.

Comme nous ferons finalement usage de x pour reconstruire la masse, nous avons développé dans H1 des générateurs d'événements au-delà du Modèle Standard incluant ces effets de corrections radiatives afin d'en avoir une description précise.

3.6 Les générateurs d'événements au-delà du Modèle Standard

Afin de caractériser le signal attendu et d'évaluer les efficacités de sélection, nous avons étudié des événements leptosquarks et leptogluons produits avec le générateur Monte Carlo d'événements LEGO [58]. Ce programme utilise les expressions des sections efficaces différentielles à l'approximation de Born définies en [39, 53]. Le générateur inclut l'émission de photons sur la ligne de l'électron initial selon l'approximation de Weizsäcker-Williams, l'émission de partons dans les états initial et final ainsi que la fragmentation [59]. Les densités de partons sont évaluées à partir de la paramétrisation MRSD⁻ [60] qui est proche des mesures de la fonction de structure F_2 à HERA [61]. L'échelle à laquelle la densité de partons utilisée est évaluée est par défaut la masse de la nouvelle particule produite.

Les squarks dans la voie de désintégration R_p n'ont pas fait l'objet d'une simulation spécifique étant donné leur similarité (sauf pour la largeur de résonance) avec les leptosquarks. Pour les squarks se désintégrant via leur couplage de jauge en quark et neutralino, nous avons utilisé le générateur d'événements SUSSEX [58] basé sur les sections efficaces et les rapports d'embranchement calculés en [35], avec l'hypothèse spécifique que le neutralino est un photino. Toutes les masses de squarks sont dégénérées et choisies par défaut égales à la masse du sélectron. Les corrections radiatives électrofaibles et fortes sont prises en compte de la même façon que dans LEGO. La paramétrisation MRSD⁻ sert également à l'évaluation des densités de partons.

3.7 Les générateurs d'événements de bruits de fond standard

Il est vital de connaître le mieux possible la prédiction du bruit de fond de DIP standard afin de pouvoir isoler la contribution d'un éventuel signal. Pour ce faire, nous avons utilisé le générateur LEPTO [62] qui produit des événements de DIP par courants neutres et chargés. Il inclut les processus de diffusion électrofaible à l'ordre le plus bas avec des corrections QCD au premier ordre en α_S , complétées par les émissions de partons à l'ordre des logarithmes dominants, et la fragmentation [59]. Pour contrôler les systématiques, nous avons également utilisé le générateur DJANGO [63] qui inclut toutes les corrections radiatives électromagnétiques au premier ordre et des gerbes de partons dans l'état final seulement.

Comme nous le verrons, la photoproduction, avec ses sections efficaces élevées, constitue une source majeure de contamination éventuelle pour notre recherche. Nous avons

donc simulé les bruits de fond de photoproduction (avec photon direct et résolu) ainsi que la production de saveurs lourdes (fusion boson-gluon en $c\bar{c}$) avec le générateur PYTHIA [59]. Dans ce cas, les paramétrisations considérées pour la densité de partons dans le proton et dans le photon sont respectivement GRV-LO et GRV G-LO [64].

Chapitre 4

L'expérience H1

L'expérience H1, installée dans la zone d'interaction nord de l'anneau de collision HERA, observe depuis juin 1992 les produits des collisions *ep* délivrées par la machine. Le détecteur, de conception universelle, est le fruit d'une collaboration internationale regroupant quelques 32 instituts provenant de 13 pays différents.

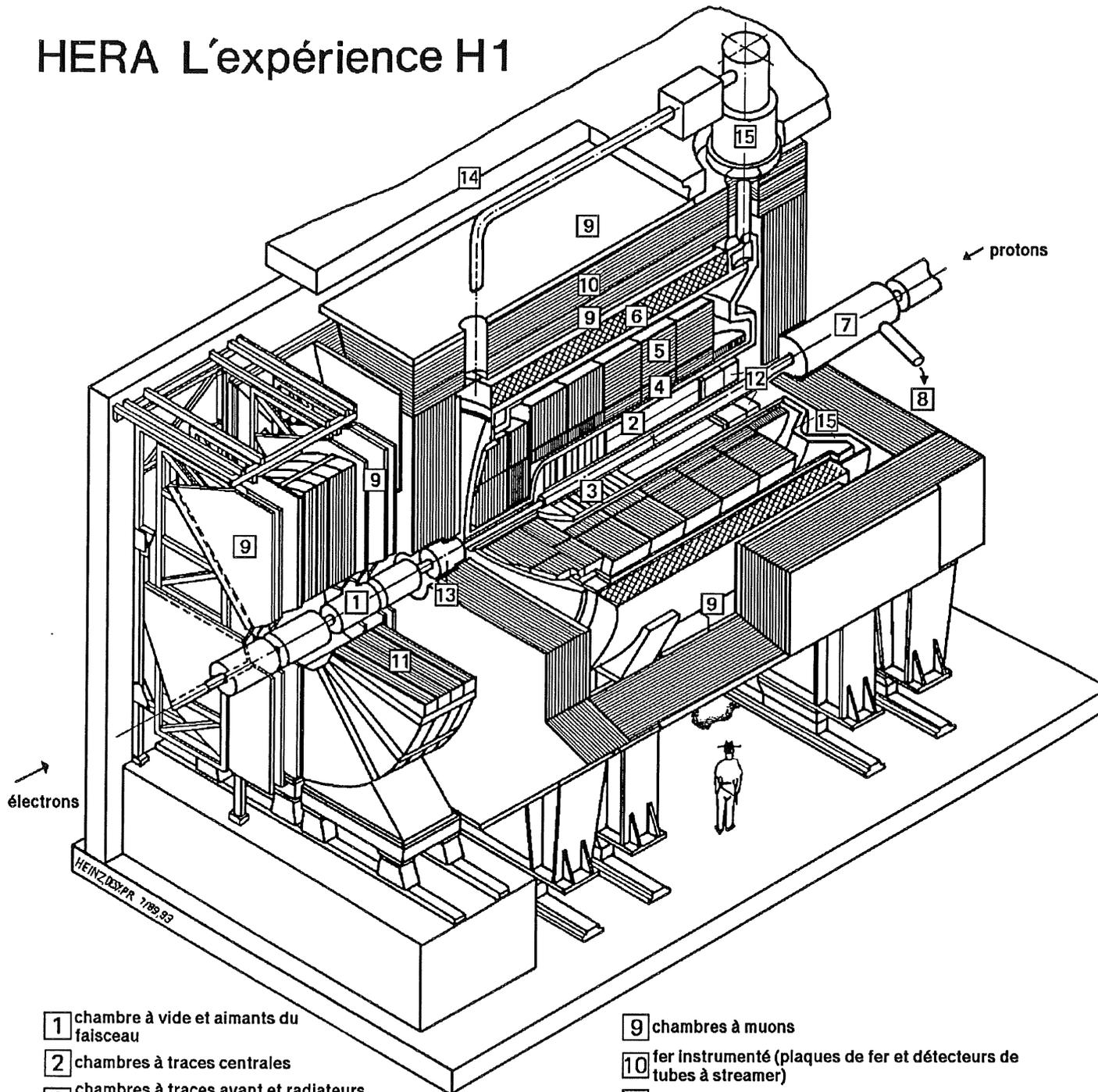
4.1 Présentation générale de l'expérience H1

La très grande énergie des protons incidents devant celle des électrons requiert un détecteur asymétrique. La cinématique à HERA est en effet telle que le centre de masse des particules produites lors d'une collision *ep* se déplace le long de la direction des protons avec un $\gamma_{cm} = 2.86$. Par conséquent, le détecteur H1 va présenter une instrumentation plus fournie vers l'avant (dans le repère de H1, on appelle "avant" du détecteur le côté $z > 0$ et "arrière" le côté $z < 0$). Le détecteur possède néanmoins une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau.

En partant du point nominal d'interaction, le détecteur H1 [65] est constitué d'un ensemble de sous-détecteurs (figure 4.1):

- un détecteur à traces.
- un calorimètre à argon liquide contenant une section électromagnétique puis une section hadronique. La couverture en angle solide est complétée par deux calorimètres bouchons.
- un fer de retour de champ entourant l'aimant supraconducteur.
- un système de temps de vol à l'arrière.
- un spectromètre à muons à l'avant.

HERA L'expérience H1



- | | |
|---|---|
| 1 chambre à vide et aimants du faisceau | 9 chambres à muons |
| 2 chambres à traces centrales | 10 fer instrumenté (plaques de fer et détecteurs de tubes à streamer) |
| 3 chambres à traces avant et radiateurs pour le rayonnement de transition | 11 aimant toroïdal à muons |
| 4 calorimètre électromagnétique (Pb) | 12 calorimètre électromagnétique "chaud" |
| 5 calorimètre hadronique (acier inox) | 13 calorimètre "bouchon" avant (Si, Cu) |
| 6 bobine supraconductrice (1,2 Tesla) | 14 blindage de béton |
| 7 aimant de compensation | 15 cryostat d'argon liquide |
| 8 hélium liquide | |
- } argon liquide

Figure 4.1: Vue en trois dimensions du détecteur H1.

4.1.1 Le détecteur à traces

Ce détecteur sert à la mesure des tri-impulsions et à l'identification (séparation $e/\pi/K/p$, signe de la charge) des particules chargées et permet de reconstruire la position du vertex d'interaction primaire. La couverture en θ est assurée en trois parties différentes tenant compte des densités de traces attendues (voir figure 4.2):

- **Partie centrale:** Cette partie couvre le domaine angulaire $25^\circ < \theta < 155^\circ$ et est constituée de deux grandes chambres à dérive concentriques (CJC1 et CJC2) ainsi que de deux chambres à dérives (CIZ et COZ) de moindre épaisseur et de deux chambres proportionnelles (CIP et COP) dont les positions les unes par rapport aux autres sont représentées sur la figure 4.3.

Les chambres CJC1 et CJC2 sont composées respectivement de 30 et 60 cellules dans le plan $r - \phi$. Les fils d'anode sensitifs (24 et 32 selon r par cellule respectivement) sont parallèles à l'axe du faisceau. Cette partie couvre le domaine angulaire $25^\circ < \theta < 155^\circ$. Ces chambres offrent une résolution spatiale de $170 \mu\text{m}$ dans le plan $r\phi$, une résolution en impulsion $\sigma_p/p^2 < 0.01 \text{ GeV}^{-1}$ et fournissent une mesure de dE/dx à 10% près.

Les chambres CIZ et COZ dont les fils sont orthogonaux à l'axe du faisceau complètent la mesure des traces chargées dans la partie centrale en fournissant la coordonnée z . Ces deux chambres ont une résolution de $\sigma_z \approx 350 \mu\text{m}$ et de 100 mrad en ϕ .

Enfin, les deux chambres proportionnelles CIP et COP participent avec des plans de chambres multifils au déclenchement de niveau 1.

- **Partie avant:** Ce détecteur, qui couvre le domaine angulaire $7^\circ < \theta < 25^\circ$, comprend trois supermodules identiques permettant d'obtenir une résolution sur l'impulsion des traces $\sigma_p/p^2 < 0.003 \text{ GeV}^{-1}$ et une résolution angulaire $\sigma_{\theta\phi} < 1$ mrad. Chaque module est constitué de chambres à dérive planaires dont les fils d'anode sont tangents à r (mesure de θ), d'une chambre proportionnelle multifils (pour le déclenchement) et d'un radiateur de transition passif combiné à une chambre à dérive radiale (mesure des coordonnées r par division de charge et ϕ par dérive et identification de particules).
- **Partie arrière:** Une chambre proportionnelle multifils (BPC) permet d'accéder à la région $155.5^\circ < \theta < 174.5^\circ$. Elle est formée de quatre plans de fils orientés chacun de 45° les uns par rapport aux autres. Cette chambre est utilisée, entre autres, dans la mesure des électrons vers l'arrière (en coïncidence avec le BEMC). Sa résolution angulaire est de 5 mrad.

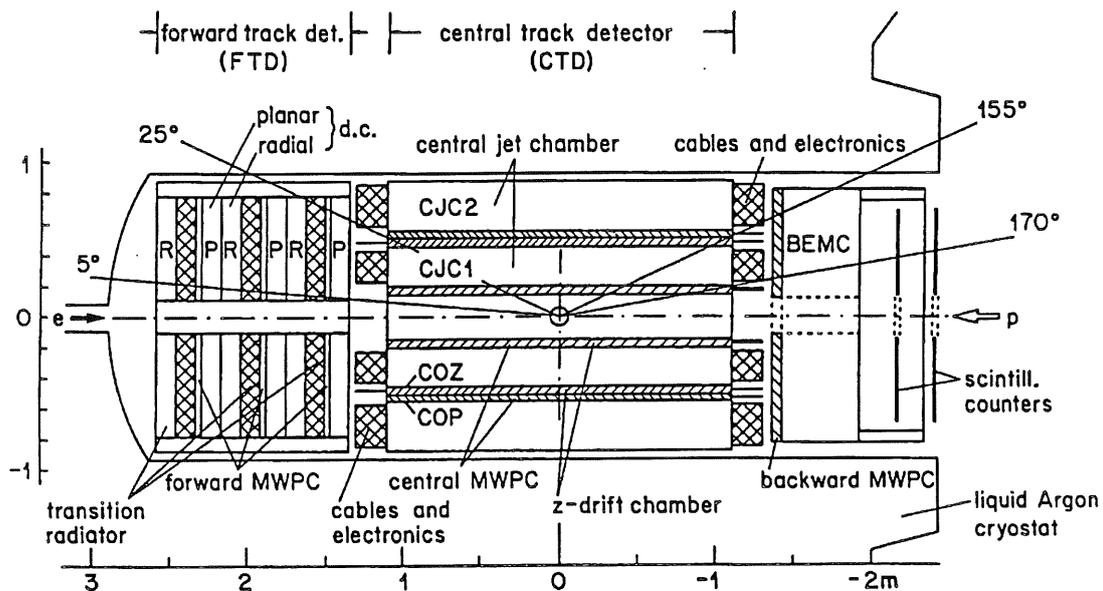


Figure 4.2: Vue latérale du détecteur à traces.

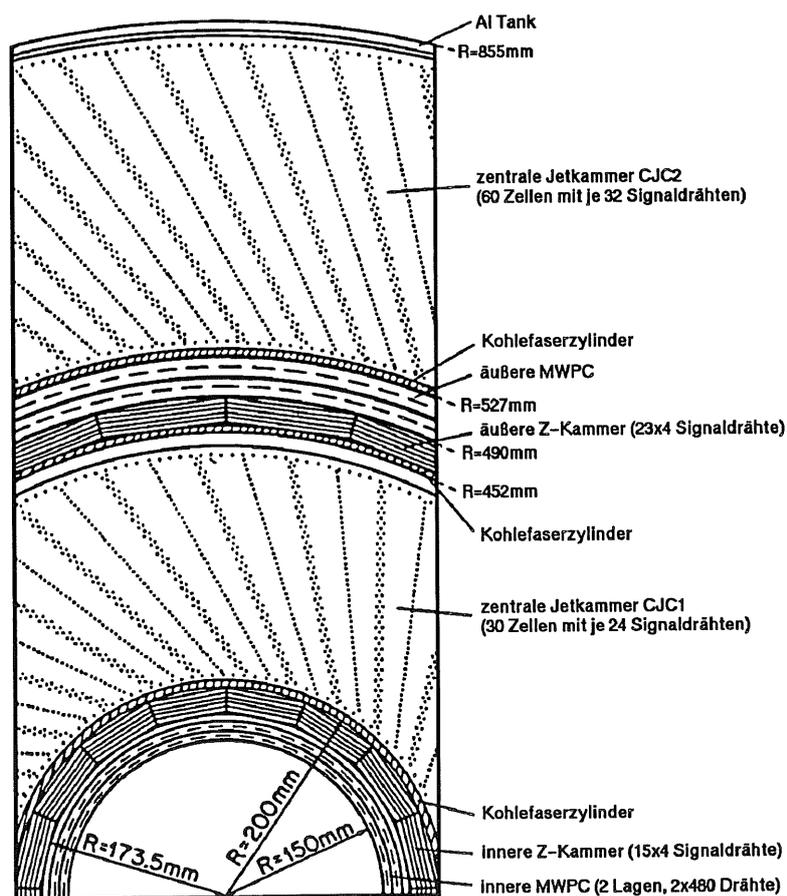


Figure 4.3: Vue transversale de la partie centrale du détecteur à traces.

4.1.2 La calorimétrie

Le calorimètre à argon liquide comporte une section électromagnétique et une section hadronique, enfermées toutes deux dans un cryostat qui entoure le détecteur de traces. Il couvre le domaine angulaire $4^\circ < \theta < 153^\circ$ et sera décrit plus en détail dans la section 4.2.

La région avant $0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$ est couverte par un calorimètre (PLUG) à échantillonnage constitué de plaques de cuivre et de silicium. Sa résolution angulaire est $\sigma_\theta = 4$ mrad et sa résolution en énergie hadronique $\sigma_H/E_H = 150\%/\sqrt{E_H}$.

Un calorimètre arrière (BEMC) fait de plomb et de scintillateurs intercalés vient compléter la couverture en angle solide de la mesure des énergies. Sa couverture angulaire est $151^\circ < \theta < 177^\circ$ et son épaisseur équivaut à $22.5X_0$ ($1 \lambda_{abs}$). Sa résolution en énergie électromagnétique est de $\sigma_e/E_e = 10\%/\sqrt{E_e}$.

4.1.3 L'aimant supraconducteur et le fer instrumenté

L'aimant est un solénoïde supraconducteur refroidi à l'hélium liquide d'une longueur de 5.75 m et d'un diamètre de 6 m. Il produit un champ magnétique uniforme de 1.15 T suivant la direction des protons. Ce champ varie uniquement de quelques % dans la région occupée par les détecteurs de traces. Une culasse octogonale en fer assure le retour des lignes de champ. Cette structure en fer, qui entoure complètement la bobine supraconductrice, est instrumentée entre autres avec des "streamer tubes". Ceux-ci fournissent des signaux analogiques en vue de mesurer l'énergie des extrémités des gerbes hadroniques non contenues dans le calorimètre à argon liquide. Le fer est alors un calorimètre de fin de gerbe dont la résolution sur l'énergie est $\sigma_H/E_H = 100\%/\sqrt{E_H}$.

4.1.4 Les détecteurs de muons

La détection des muons a lieu dans deux instruments indépendants, le fer instrumenté et le spectromètre à muons.

- **Fer instrumenté:** Une combinaison des signaux de 16 couches de "streamer tubes" (dont 10 dans le fer instrumenté) servent à reconstruire les traces des muons.
- **Spectromètre à muons:** Situé à l'avant du détecteur H1, hors de la culasse en fer, il s'agit d'un aimant toroïdal intercalé dans des plans de chambres à dérive. Il mesure les impulsions des muons comprises entre 5 et 200 GeV dans la région $3^\circ < \theta < 17^\circ$.

4.1.5 Le système de temps de vol

En arrière du point d'interaction sont situés deux détecteurs composés de plans de scintillateurs. Le TOF ("Time Of Flight"), placé à $z \approx -2$ m du point d'interaction, consiste en deux plans de scintillateurs plastiques perpendiculaires au faisceau. Le "Veto wall" comprend deux doubles murs de scintillateurs situés à $z = -6.5$ m et $z = -8.1$ m. Ces appareils sont utilisés dans le déclenchement de niveau 1 afin de rejeter le bruit de fond provenant d'interactions entre le faisceau de protons et les éléments du tube à vide.

4.1.6 Le compteur de luminosité

Le système de mesure de la luminosité est constitué de deux instruments: un détecteur d'électrons (ET ou "Electron Tagger") situé à $z = -33$ m et un détecteur de photons (PD ou "Photon Detector") situé à $z = -103$ m du point d'interaction.

Un électron détecté en coïncidence avec un photon signe un événement du processus de Bethe-Heitler $ep \rightarrow ep\gamma$ dont la section efficace [66] est connue précisément (28 mb visibles dans le détecteur d'électrons). On mesure ainsi la luminosité délivrée par la machine avec une précision meilleure que 5%.

Le détecteur d'électrons sert également à mesurer les électrons diffusés à très petits angles ($\theta > 179.7^\circ$) lors d'événements de photoproduction (l'acceptance moyenne du détecteur d'électrons pour la photoproduction est de 36% dans le domaine cinématique $Q^2 < 0.01$ GeV² et $0.2 < E_e/E_e^0 < 0.8$).

4.1.7 Déclenchement et acquisition

Le système de déclenchement doit sélectionner les événements physiques produits lors des collisions ep et rejeter les événements de bruits de fond. Ceux-ci proviennent principalement de trois sources: radiations synchrotrons dues au faisceau d'électrons, interactions des protons du faisceau avec des molécules de gaz résiduels dans le tube à vide ou avec des éléments du tube lui-même. De plus, le temps entre deux croisements consécutifs des faisceaux étant de 96 ns, le déclenchement se doit d'être très rapide. La décision du déclenchement (garder ou rejeter l'événement) ne peut être prise dans un temps si court, et les temps de réponse de certains détecteurs (typiquement 13×96 ns pour le calorimètre à argon liquide) n'autorisent pas de mémoriser simplement l'événement et de le traiter en ignorant les autres interactions durant ce laps de temps, car ceci introduirait un temps mort beaucoup trop élevé. On va donc utiliser des "pipelines" afin d'avoir trace de la réponse des détecteurs à chaque croisement de faisceau. L'information y sera conservée durant le temps que prendra la décision parallèle du premier niveau de déclenchement (qui n'induera donc pas de temps mort).

Le système de déclenchement complet comporte quatre niveaux. Le premier niveau (L1) utilise des informations simples produites par la plupart des sous-détecteurs de H1 et stockées dans le "pipeline". Le niveau L1 est composé de 9 *éléments de déclenchement* ("trigger elements") comportant chacun l'information d'un sous-détecteur particulier. Ces *éléments de déclenchement* sont alors combinés en *sous-déclencheurs* ("subtriggers") assignés soit à un type particulier de physique (*déclencheurs physiques*), soit à un certain type de données expérimentales utilisées par exemple pour déterminer l'efficacité d'un sous-détecteur (*déclencheurs de contrôle*), ou bien à des événements cosmiques servant à effectuer des calibrations (*déclencheurs cosmiques*). On peut ainsi produire jusqu'à 128 *sous-déclencheurs*. Leurs taux sont mesurés séparément et chacun d'entre eux peut voir son taux réduit par application d'un *facteur de suppression*. La décision positive de déclenchement ("L1keep") se fait sur la base d'un OU logique entre tous les *sous-déclencheurs* pris après application des éventuels facteurs de suppression.

Les deux niveaux suivants (L2 et L3) permettent une étude plus précise de l'événement et autorisent le déclenchement sur des critères plus sophistiqués. Ces deux niveaux intermédiaires opèrent durant le temps mort primordial causé par la lecture de l'événement après la décision positive du niveau 1. Les trois premiers niveaux sont synchrones.

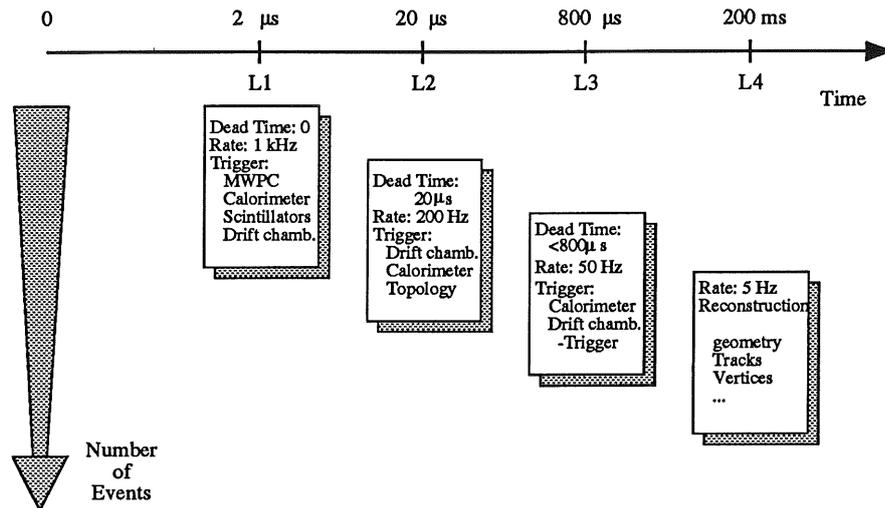


Figure 4.4: Les 4 niveaux du système de déclenchement de H1.

Les événements qui survivent aux niveaux 2 et 3 sont ensuite transmis au système d'acquisition avec un taux maximal caractéristique de 50 Hz. Comme ce dernier système fonctionne de façon asynchrone par rapport au déclenchement primaire, il n'induit pas de temps mort tant que le taux d'événements gardés après L3 reste inférieur à 50 Hz. Les temps de décision (cf fig. 4.4) du niveau 2 ($\sim 20\mu\text{s}$) et du niveau 3 ($\sim 100\mu\text{s}$) ainsi que le premier temps mort d'environ 1 ms pris pour accepter totalement l'événement impose que le taux du niveau 1 reste inférieur à 1000 Hz si l'on veut que l'expérience opère avec un temps mort global inférieur à 10%.

Jusqu'à présent, les niveaux L2 et L3 n'ont pas été utilisés, et c'est au niveau 1 que le taux maximal de 50 Hz dû à l'acquisition a été appliqué. Ceci fut possible grâce à la luminosité relativement faible délivrée par HERA qui n'induit qu'un taux de bruit de fond peu élevé.

Finalement, les événements gardés après les trois premiers niveaux sont transmis au niveau 4. Ce niveau, asynchrone, est basé sur une ferme de microprocesseurs. Il utilise les données brutes de l'événement au complet afin de prendre une décision.

Durant la prise données de 1993, le taux de bruit de fond pris au niveau 1 était de 26 Hz et 70% de ces événements étaient rejetés par le niveau 4. Finalement, le taux d'acquisition sur bande était de 8 Hz et le temps mort global du système de 8%.

4.2 La calorimétrie à argon liquide

4.2.1 Principes

Le calorimètre à argon liquide (LAr) de H1 est un calorimètre à échantillonnage composé de couches successives de *milieu absorbeur* et de *milieu actif*. Une particule pénétrant dans le calorimètre va interagir principalement avec le milieu absorbeur (du plomb dans la partie électromagnétique et de l'acier dans la partie hadronique) et créer ainsi une

gerbe de particules secondaires qui créeront à leur tour d'autres particules ou déposeront leur énergie en ionisant le milieu actif d'argon liquide. On distingue alors deux sortes de gerbes: les gerbes électromagnétiques, constituées d'électrons, de positrons ou de photons, et les gerbes hadroniques, initiées par les hadrons.

Lorsqu'un électron de grande énergie entre dans le calorimètre, il perd son énergie par rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Le photon radié crée alors une paire e^+e^- qui interagissent à leur tour, créant finalement une gerbe électromagnétique. Le développement longitudinal de la gerbe est décrit indépendamment du milieu traversé par la *longueur de radiation* X_0 . Cette longueur correspond à la distance à laquelle un électron a perdu en moyenne 63.2% de son énergie par bremsstrahlung. La quantité X_0 varie selon la nature du matériau considéré. Ainsi, $X_0 \simeq 0.56$ cm pour le plomb et $X_0 \simeq 14$ cm pour l'argon liquide.

Après une phase lors de laquelle un grand nombre de particules sont créées, le développement de la gerbe s'estompe et les particules perdent alors principalement leur énergie par ionisation. La phase de multiplication s'arrête ainsi approximativement lorsque l'énergie des particules est inférieure à l'énergie critique ϵ , définie comme l'énergie à laquelle un électron perd autant d'énergie par ionisation que par bremsstrahlung. Globalement, 98% de l'énergie incidente est contenue dans une longueur $L \simeq 3 \ln(E/\epsilon + a)$ où $a = 0.4$ pour un électron et $a = 1.2$ pour un photon [67]. L correspond à $\sim 25X_0$ pour un électron de 30 GeV dans la section électromagnétique du calorimètre IAR de H1 (avec $\epsilon = 9.5 \cdot 10^{-3}$ GeV).

Le développement latéral d'une gerbe électromagnétique est principalement dû à des processus de diffusions multiples, particulièrement à grande énergie. Cette expansion transverse est décrite par le *rayon de Molière* ρ_M . En moyenne, l'énergie d'une gerbe est contenue à 95% dans un cylindre de rayon $2\rho_M$.

L'évolution des gerbes hadroniques est plus complexe que celle des gerbes électromagnétiques du fait de la diversité des processus impliqués. Lors du départ de la formation de la gerbe, les hadrons interagissent avec les noyaux des atomes du milieu absorbeur et cèdent ainsi une partie de leur énergie à quelques nucléons (réaction de spallation) qui peuvent à leur tour interagir avec d'autres noyaux. Ces réactions peuvent produire des mésons chargés ou neutres. Ces derniers se désintègrent alors en deux photons qui vont alors interagir, donnant ainsi une composante électromagnétique à la gerbe hadronique. La fraction moyenne de l'énergie incidente du hadron sous forme de gerbe électromagnétique varie comme [68]: $\langle f_{em} \rangle \simeq 0.12 \ln [E(\text{ GeV})]$. Les noyaux excités après les réactions nucléaires se désexcitent en émettant des neutrons puis des photons. Ces neutrons peuvent alors à nouveau interagir jusqu'à être absorbés par un noyau qui émettra alors un photon.

L'énergie d'un hadron est déposée par la composante électromagnétique de la gerbe hadronique et par les hadrons chargés qui ionisent le milieu actif d'argon liquide. Cependant, l'énergie perdue dans les liaisons nucléaires et les particules arrêtées dans le milieu absorbeur ne donnent pas de signal visible. Le développement longitudinal et transversal d'une gerbe hadronique est décrit par la *longueur d'interaction* λ_I , qui correspond au libre parcours moyen d'un hadron. En moyenne, 95% de l'énergie déposée par un hadron est contenue dans une longueur $L \approx 0.2 \ln [E(\text{ GeV})] + 2.5 [E(\text{ GeV})]^{0.13} + 0.7$ où L est exprimé en unité de λ_I , et dans un cylindre de rayon d'environ $1\lambda_I$.

C'est en appliquant un champ électrique uniforme entre deux plaques d'absorbeur que les électrons créés lors de l'ionisation de l'argon liquide vont dériver. Ils seront alors

collectés sur des électrodes parallèles jouxtant les absorbeurs (les ions Ar_2^+ , plus lourds, dérivent plus lentement et contribuent donc peu au signal). La charge totale ainsi mesurée est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

En dépit d'un temps de collection relativement long (de l'ordre de 500 ns, soit près de 5 croisements consécutifs des faisceaux), la calorimétrie à argon liquide présente une grande stabilité temporelle aux dégradations causées par les radiations, une granularité fine permettant d'effectuer une bonne séparation électron/pion ainsi qu'une réponse homogène.

4.2.2 Géométrie

Le calorimètre à LAr est segmenté le long de l'axe du faisceau en huit roues (de l'arrière vers l'avant, ces roues sont appelées BBE, CB1, CB2, CB3, FB1, FB2, IF et OF, voir figure 4.5). Chacune de ces roues est composée de huit octants identiques comprenant une section électromagnétique suivie d'une section hadronique (toutefois, la roue BBE ne contient qu'une partie électromagnétique et la roue OF qu'une partie hadronique). Les interfaces (communément appelés *cracks*) entre les constituants mécaniques du calorimètre sont autant de zones mortes pour la détection. Il existe des cracks en ϕ entre les octants d'une roue, des cracks en z entre les roues adjacentes et des cracks en r entre les sections électromagnétique et hadronique d'une roue. Les cracks en ϕ du calorimètre électromagnétique pointent vers le point d'interaction afin de minimiser l'angle solide affecté par les corrections. Néanmoins, les cracks en ϕ entre octants hadroniques ne pointent jamais vers l'axe du faisceau. Cette géométrie peut permettre de "récupérer" dans la section hadronique une particule ayant échappé à la détection lors de son passage dans un crack en ϕ de la section électromagnétique. Enfin, chaque octant est divisé en *cellules de lecture*, unités de lecture dont la structure diffère suivant que l'on se trouve dans la partie électromagnétique ou la partie hadronique.

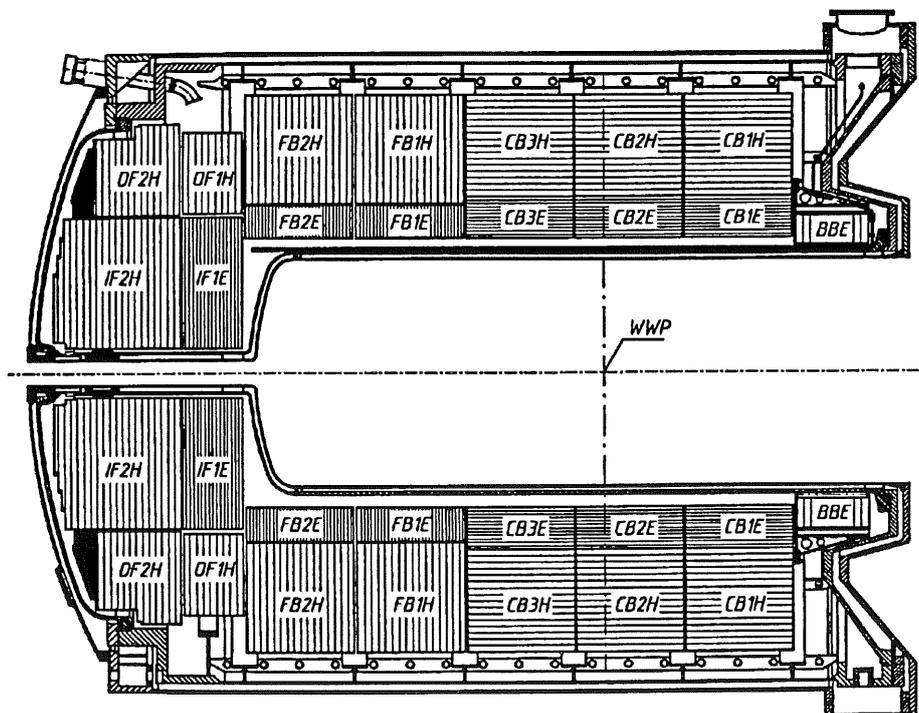


Figure 4.5: Vue longitudinale du calorimètre LAr.

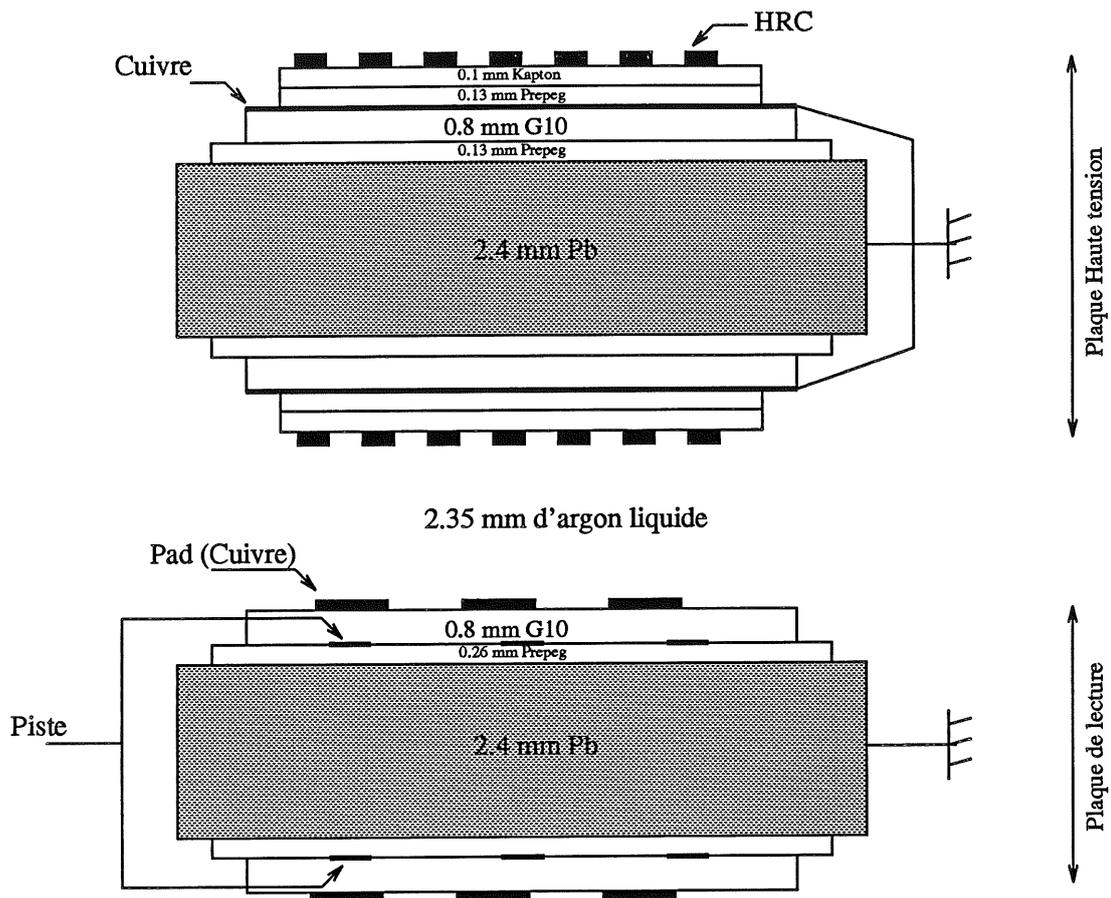


Figure 4.6: Cellule de lecture du calorimètre électromagnétique.

Les plaques d'absorbeur (plomb pour la section électromagnétique et inox pour la section hadronique) sont parallèles à l'axe du faisceau pour les roues CB1, CB2 et CB3 et perpendiculaires pour les roues BBE, FB1, FB2, IF et OF. Cette orientation assure qu'une particule n'entre pas dans le calorimètre avec un angle par rapport à la normale aux plaques supérieur à 45° .

Une cellule de lecture du calorimètre électromagnétique (figure 4.6) est composée de deux plaques d'absorbeur en plomb de 2.4 mm qui entourent un milieu actif de 2.35 mm d'argon liquide. Chaque plaque, intercalée entre deux panneaux de G10 (fibre de verre et epoxy), est commune à deux cellules de lectures. Sur les plaques sont juxtaposées en alternance une structure qui collecte la charge d'ionisation et une structure qui, recouverte d'un isolant (*Kapton*) puis peinte avec de la peinture hautement résistive (*HRC*), fournit la haute tension. Parallèlement aux plaques d'absorbeur se trouvent des plaques rectangulaires de lectures en cuivres ("pads"). Un canal physique, ou *cellule*, est formé d'une tour de pads sur un nombre variable de couches de lectures.

Dans la section hadronique, une cellule de lecture (figure 4.7) consiste en 19 mm d'acier inoxydable (soit 16 mm de plaque d'absorbeur et deux fois 1.5 mm de plaques portant les hautes tensions) et en un double espace actif d'argon liquide de 2.4 mm. Au milieu de cet espace actif se trouve une plaque de G10 dont chaque face contient les pads nécessaires à la collection des charges déposées. Les canaux physiques sont constitués de la même façon

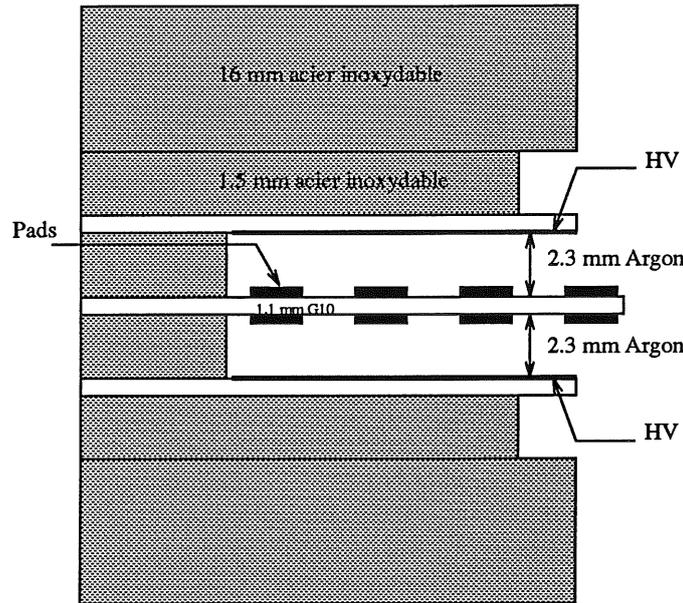
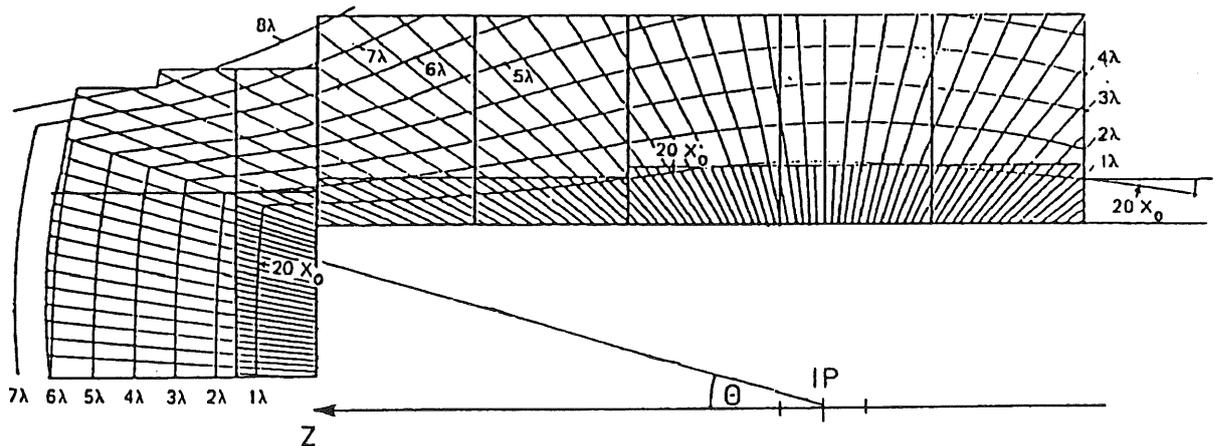


Figure 4.7: Cellule de lecture du calorimètre hadronique.

que dans la section électromagnétique par regroupement de plusieurs cellules de lecture, et ils ont pour dimension caractéristique une longueur d'interaction λ_I .

Le calorimètre électromagnétique a une épaisseur qui varie entre 20 et 30 longueurs de radiation (X_0), soit entre 1.0 et 1.4 longueurs d'interaction (λ_I) pour les hadrons. L'épaisseur totale du calorimètre varie entre $\sim 5\lambda_I$ (région centrale) et $\sim 9\lambda_I$ (région avant). Les lignes à λ_I et X_0 constants sont représentées sur la figure 4.8. La segmentation du calorimètre est très fine avec un total d'environ 45000 cellules dans une géométrie quasi-projective. La section électromagnétique est constituée longitudinalement de 3 à 4 couches de cellules tandis que la section hadronique présente de 4 à 6 segments longitudinaux. La taille latérale des cellules dans la partie avant correspond à ~ 1 rayon de Molière (ρ_M) dans la section électromagnétique et $1 \lambda_I$ dans la section hadronique. Les cellules dans la région centrale sont généralement de deux fois cette taille.

Figure 4.8: Lignes à λ_I et X_0 constants dans le calorimètre LAr.

4.2.3 Le déclenchement calorimétrique

Avec un électron de grande impulsion transverse et une grande quantité d'énergie déposée provenant des jets dans l'état final, une partie importante de la physique au delà du Modèle Standard (ainsi que la diffusion inélastique profonde à grands Q^2) devrait être primitivement sélectionnée par le système de déclenchement du calorimètre LAr.

Le système de déclenchement calorimétrique comporte une partie analogique et une partie digitale. Dans la partie analogique, les signaux provenant du calorimètre sont tout d'abord pris à partir de la chaîne de lecture à l'entrée des préamplificateurs puis amplifiés séparément. L'objet de base du système de déclenchement est la *cellule de déclenchement*. Elle est constituée de la somme des signaux analogiques provenant de 16 pads dans la section électromagnétique, ou de 4 pads dans la section hadronique.

Jusqu'à 4 (6) cellules de déclenchement électromagnétique (hadronique) sont sommées puis le signal correspondant est mis en forme afin de constituer les *tours de déclenchement*. Celles-ci pointent approximativement vers le point d'interaction et sont segmentées en 23 intervalles en θ et jusqu'en 32 intervalles en ϕ . Les signaux électromagnétiques et hadroniques sont toujours séparés dans les tours de déclenchement (leur somme est cependant évaluée et doit dépasser un seuil déterminé par le niveau de bruit afin que la tour soit prise en compte dans les étapes suivantes).

Selon la région en θ , une, deux ou quatre tours de déclenchement sont alors regroupées pour former les *Grandes Tours* ("Big Tower"), la granularité la plus fine étant atteinte dans la région avant. Au total, 240 Grandes Tours sont formées à partir des quelques 40000 cellules du calorimètre LAr. Finalement, les signaux électromagnétiques et hadroniques de chaque Grande Tour sont digitalisés séparément par des FADC rapides (10.4 MHz), puis combinés en diverses quantités afin de former les sous-déclencheurs calorimétriques du niveau L1 (voir 4.1.7). Parmi ceux-ci, certains sont d'un intérêt particulier pour la recherche de leptoquarks et de squarks:

sous-déclencheur "électron". Une recherche systématique de la signature d'un électron potentiel est effectuée sur chaque Grande Tour. Le sous-déclencheur électron est activé si le signal électromagnétique excède un certain seuil et le signal hadronique reste inférieur à un autre seuil (veto). Comme pour la plupart des sous-déclencheurs calorimétriques, le sous-déclencheur "électron" est dédoublé en deux sous-déclencheurs de seuils différents (un seuil "bas" et un seuil "haut"). En 1993, les seuils bas (haut) du sous-déclencheur électron étaient typiquement de 6, 10 et 30 GeV (8, 10 et 40 GeV) dans les roues CB, FB et IF respectivement pour les seuils électromagnétiques, et de 2, 2.5 et 5 GeV (3, 4 et 10 GeV) dans ces mêmes roues pour le veto hadronique.

Une fois le processus de formation du sous-déclencheur électron effectué, les signaux électromagnétiques et hadroniques sont ajoutés et c'est l'énergie totale des Grandes Tours qui est alors utilisée.

sous-déclencheur "Energie Transverse". L'énergie de chaque Grande Tour est pondérée par un facteur $\sin \theta$ afin de calculer l'énergie transverse totale de l'événement. En 1993, le seuil bas était de ~ 5 GeV et le seuil haut de ~ 20 GeV.

sous-déclencheur "Energie Barrel". En 1993, ce sous-déclencheur fut allumé lorsque l'énergie totale dans les roues centrales (CB1, CB2, CB3, FB1 et FB2) excédait ~ 8 GeV (seuil bas) ou ~ 20 GeV (seuil haut).

Chapitre 5

La mesure des électrons et du flux d'énergie hadronique

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'identification de l'électron de diffusion et la mesure de son quadri-vecteur énergie-impulsion est un ingrédient fondamental de la classification des processus physiques observés à HERA, autant pour la séparation entre courants neutres et courants chargés dans les diffusions inélastiques profondes que pour le rejet du bruit de fond de photoproduction.

Nous avons vu de plus dans les chapitres précédents que l'électron dans l'état final joue un rôle tout aussi important pour la recherche de leptosquarks et de squarks dont certains modes de désintégration sont indiscernables événement par événement des processus de DIP.

Par ailleurs, les mesures associées au flux d'énergie hadronique permettront, entre autres, une reconstruction sur-contrainte des variables cinématiques (voir 1.3.2) offrant de ce fait un meilleur contrôle des erreurs systématiques.

5.1 La calibration à l'échelle électromagnétique

Les facteurs fondamentaux de conversion "charge collectée - énergie" pour les données et "énergie visible - énergie" pour le Monte Carlo sont intrinsèquement indépendants de la méthode de formation des agrégats (qui sera décrite dans la section suivante) et des conditions spécifiques de bruit dans le calorimètre LAr.

En ce qui concerne les données, les signaux digitaux provenant des convertisseurs analogique-digital (ADC) sont tout d'abord transformés en charge collectée équivalente. Cette procédure de calibration est effectuée en envoyant une charge déterminée dans chaque canal de lecture lors de l'application d'une tension d'amplitude connue sur un condensateur de 47 pF. La charge mesurée est alors paramétrisée en fonction du nombre des coups d'ADC par un polynôme du troisième degré, prenant ainsi en compte les non-linéarités qui interviennent dans la conversion signal analogique-signal digital. La valeur absolue de la charge est alors mesurée à moins de 1% près [69].

Cette charge est donc ensuite convertie en une énergie à l'échelle électromagnétique (une échelle correspondant à une calibration des sections électromagnétiques et hadroniques avec des électrons) grâce aux facteurs de conversion c_{em}^{id} déterminés lors de prises

de données avec un faisceau test au SPS du CERN [70]. Le principe de base consiste à obtenir la constante de calibration c_{em}^{id} pour les données selon:

$$c_{em}^{id} = \frac{E_{dep}}{Q_{id}} \quad (5.1)$$

où Q_{id} est la charge collectée dans le calorimètre en l'absence de pollution de l'argon liquide et pour des capacités parfaitement égales des condensateurs de calibration des ADC. E_{dep} est l'énergie déposée en l'absence de matériaux morts et pour des épaisseurs de milieu actifs et absorbeurs homogènes et bien définies.

La description détaillée des méthodes de correction pour la pollution, les matériaux morts et les imperfections du détecteur ainsi que de l'extraction de c_{em}^{id} est donnée dans les références [71]. L'assemblage mécanique diffère légèrement de roue à roue. On trouve finalement des facteurs de conversion c_{id}^{EMC} des pico-Coulombs aux GeV pour le calorimètre électromagnétique à peu près égaux ($c_{id}^{EMC} \simeq 3.55$ GeV/pC en moyenne) dans les différents types de modules à mieux de 1% pour toutes les roues excepté les deux roues FB1 et FB2 où un léger écart à la valeur moyenne de 3.9% est observé.

Pour le Monte Carlo, on cherche à établir une constante d'échantillonnage:

$$s_{em}^{id} = \frac{E_{vis}}{E_{dep}} \quad (5.2)$$

où E_{vis} est l'énergie déposée dans les cellules de lecture. On trouve alors des facteurs de conversion de l'énergie visible à l'énergie déposée $\frac{1}{s_{em}^{id}} \simeq 12.88$ en moyenne [72] dont la valeur est uniforme à 3% près dans toutes les roues du calorimètre.

La calibration est alors transportée dans la section hadronique à l'aide d'une simulation Monte Carlo détaillée à partir de laquelle est calculé le rapport des réponses des modules électromagnétiques et hadroniques à des électrons. On détermine ainsi les constantes de calibration $c_{e,id}^{HAC}$ à l'échelle électromagnétique idéale des modules hadroniques.

$$c_{e,id}^{HAC} = \left(\frac{c_{e,MC}^{HAC}}{c_{e,MC}^{EMC}} \right) c_{e,id}^{EMC} \quad (5.3)$$

On trouve alors typiquement:

$$\frac{c_{e,id}^{HAC}}{c_{e,id}^{EMC}} \simeq \frac{s_{e,id}^{EMC}}{s_{e,id}^{HAC}} \simeq 2 \quad (5.4)$$

5.2 Les agrégats dans le calorimètre à argon liquide

Les agrégats constituent l'objet final de la reconstruction des énergies dans le calorimètre LAr. Ce sont des regroupements de cellules destinés à rendre compte des gerbes déposées par les particules.

Après la procédure de calibration, à chaque cellule de lecture peut maintenant être associée une énergie. C'est alors qu'interviennent les coupures destinées à supprimer le bruit électronique. A cette fin, seules les cellules dont le signal est supérieur à $+4\sigma$ de la distribution du bruit électronique sont conservées, ainsi que leurs cellules voisines (dans un cube $3 \times 3 \times 3$) dont le dépôt d'énergie en valeur absolue est supérieur à 2σ

(la déviation standard σ du bruit électronique est déterminée dans chaque canal à partir d'événements déclenchés aléatoirement et vaut typiquement de 10 à 30 MeV selon la région concernée [65]). Cette procédure s'applique également dans le Monte Carlo, où le bruit électronique est rajouté à partir d'événements déclenchés aléatoirement.

Toutes les cellules dont le dépôt d'énergie est > 0 sont alors regroupées en *agrégats* [73]. Des agrégats à deux dimensions (2D) sont dans un premier temps formés dans chaque couche longitudinale, en prenant garde de séparer les objets formés s'ils contiennent des maxima d'énergie significatifs (ceci afin d'optimiser la séparation des gerbes). Les agrégats 2D sont alors regroupés en agrégats 3D suivant des critères de proximité et de dispersion en angle polaire et azimuthal, et ceci dans chaque octant, puis entre octants. Une première correction aux énergies est alors appliquée pour tenir compte des pertes dans les interstices et des matériaux morts devant le calorimètre. Les cellules négatives au voisinage d'un agrégat y sont alors incluses, permettant une compensation statistique des contributions positives et négatives du bruit électronique. Seuls les agrégats dont l'énergie est finalement > 0 sont alors conservés. De plus, toutes les cellules ne faisant pas partie d'un agrégat ne sont pas prises en compte.

Finalement, l'étude des performances du calorimètre à HERA [74] implique en pratique une dernière correction sur les facteurs de calibration de 3.4% pour la roue BBE et d'environ 1.5% dans les autres roues, due aux pertes d'énergie dans les matériaux morts devant les modules LAr.

De façon à vérifier qu'un électron est effectivement représenté par un agrégat, nous avons dénombré les agrégats présents dans une *enveloppe électron* (figure 5.1). Les

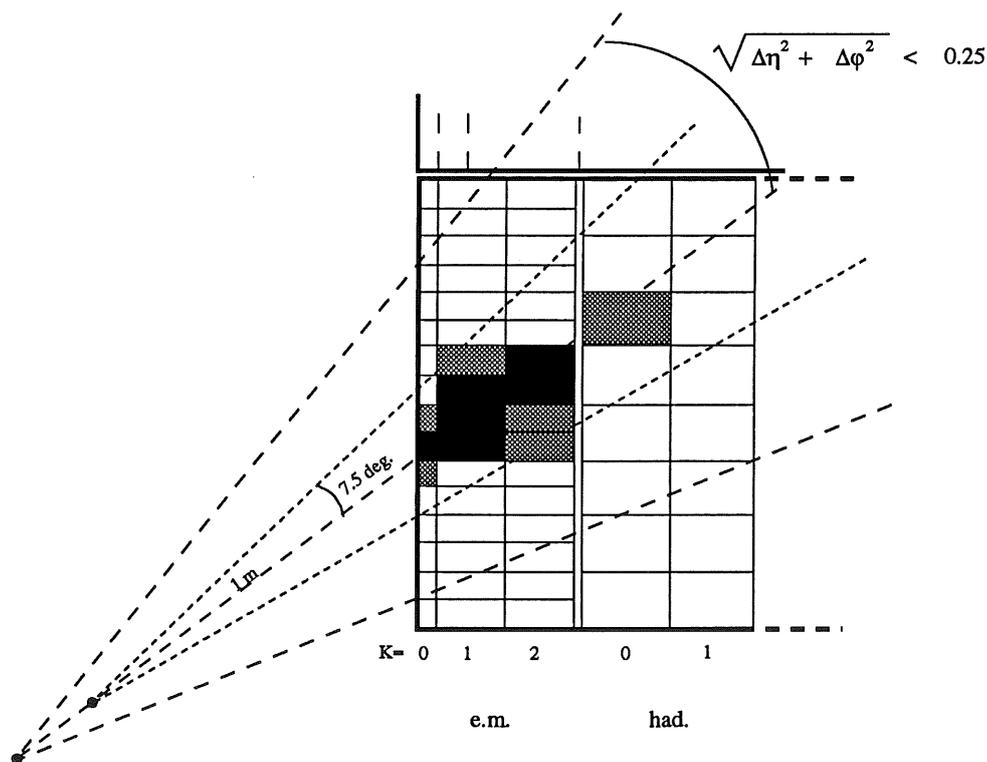


Figure 5.1: Vue schématique du signal d'un électron dans le calorimètre LAr.

paramètres de cette enveloppe ont été optimisés pour qu'elle contienne la totalité de l'énergie déposée par un électron [75]. L'enveloppe est définie par un cône d'ouverture

7.5° ayant son sommet situé à 1 m en aval du barycentre de l'agrégat électromagnétique de plus haute énergie transverse, sur un axe passant par ce point et la position du vertex reconstruit. Longitudinalement, l'enveloppe électron est limitée aux cellules de la section électromagnétique additionnées des cellules de la première couche de lecture de la section hadronique.

A partir d'événements de DIP simulés et reconstruits¹ pour lesquels nous ne considérons que les événements où le bon électron sera finalement correctement identifié, le nombre d'agrégats dans l'enveloppe électron est représenté sur la figure 5.2a. La probabilité qu'un électron soit décrit par un seul et unique agrégat est de $92.5 \pm 0.3\%$. De plus, cette probabilité augmente jusqu'à $99.4 \pm 0.4\%$ si l'on considère qu'un ou deux agrégats représentent l'électron. Quand le nombre d'agrégats dans l'enveloppe électron est au moins égal à deux, les angles azimuthal et polaire ϕ_0 et θ_0 vu du point nominal d'interaction de l'agrégat initiateur sont donnés sur les figures 5.2b et c. Il apparaît alors que l'électron a été reconstruit par au moins trois agrégats lorsqu'il a été diffusé à un angle θ correspondant aux interstices entre les roues du calorimètre (notamment les interstices à $\theta_0 \simeq 80^\circ$ entre les roues CB1 et CB2 et $\theta_0 \simeq 120^\circ$ entre les roues CB2 et CB3, voir figure 5.2c).

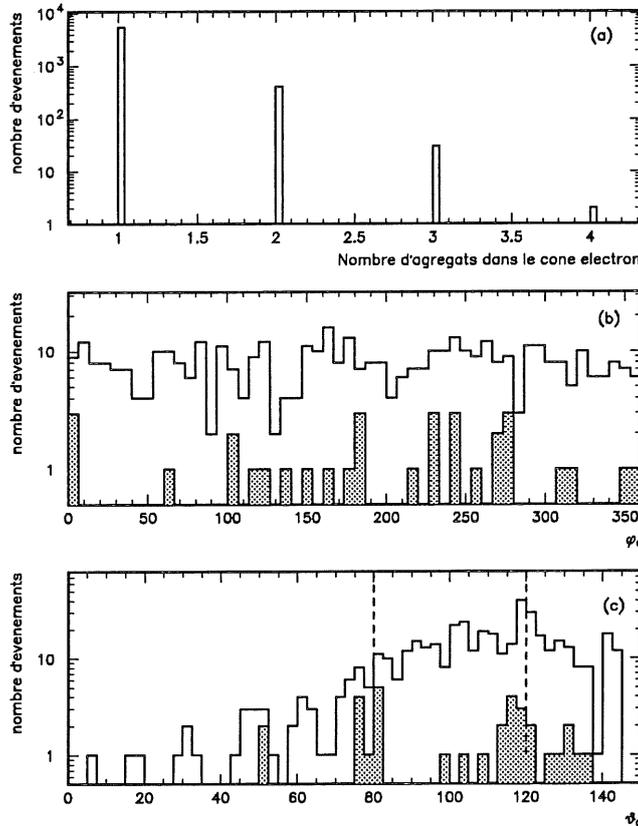


Figure 5.2: Nombre d'agrégats par électron dans l'enveloppe électron (a) pour la simulation de DIP NC pour des événements où le bon électron sera finalement identifié. Les angles azimuthal (b) et polaire (c) des agrégats initiateurs (de plus haut E_T) sont représentés lorsque le nombre total d'agrégats dans le cône est supérieur à 1 (histogramme blanc) et supérieur à 2 (histogramme gris). Les lignes en pointillés indiquent l'emplacement des principaux interstices entre roues (c).

¹Ce lot de données correspond à 10000 événements de DIP générés par LEPTO avec $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ et sera décrit à la section 3.7.

Par ailleurs, pour ce même lot d'événements de DIP, on a vérifié que l'énergie reconstruite des électrons est, comme il se doit, globalement en accord avec l'énergie générée à $\sim 1\%$ près sauf près des cracks en θ et en ϕ . De plus, les résolutions en énergie reconstruite dans le calorimètre LAr sont de l'ordre de $\sigma_e/E_e \simeq 13\%/\sqrt{E_e}$. Ceci est consistant compte tenu de l'effet des matériaux morts, avec les valeurs de $12\%/\sqrt{E_e} + 1\%/E_e$, mesurées lors des tests CERN [70]. Nous verrons dans la section 6.3 une comparaison explicite entre les données et la simulation de DIP.

Concernant les hadrons, nous ne sommes pas intéressés à les mesurer individuellement. Ainsi, nous ne faisons pas usage des détecteurs à traces mais considérons seulement le flux global d'énergie hadronique dans le calorimètre LAr, dans le calorimètre arrière (BEMC) et dans le fer instrumenté.

Les agrégats qui ne satisfont pas à certains critères de pré-sélection électron (fraction de l'énergie déposée dans la première couche électromagnétique et fraction d'énergie dans le groupe de quatre cellules les plus chaudes [65]) sont considérés comme des hadrons et subissent un traitement de calibration en énergie spécifique. En effet, le calorimètre LAr n'est pas compensateur: la réponse à des hadrons est typiquement 30% plus faible que celle à des électrons de même énergie incidente. Une correction additionnelle utilisant des méthodes de pondération est donc appliquée sur les agrégats hadroniques, livrant alors les énergies finales. La résolution en énergie du calorimètre hadronique déterminée lors de tests des modules au CERN est $\sigma_H/E_H = 50\%/\sqrt{E_H}$ avec un terme constant inférieur à 2% [76].

5.3 L'identification de l'électron de diffusion

Une des raisons principales pour procéder à une identification précise des électrons réside dans la nécessité de minimiser la contamination de photoproduction où un hadron peut être interprété comme un électron par erreur. De plus, il est important de reconnaître le bon électron dans les processus de DIP par courants neutres si l'on veut reconstruire les variables cinématiques grâce à cet électron. Enfin, l'identification des électrons fournit un critère de séparation des événements de DIP par courants neutres de ceux par courants chargés (bien qu'en pratique, nous nous limiterons à des événements contenant une très grande impulsion transverse manquante, minimisant ainsi considérablement les effets de contamination).

Les électrons sont identifiés dans le calorimètre LAr en sélectionnant parmi les agrégats dont l'énergie est supérieure à 1 GeV ceux présentant des caractéristiques du développement des gerbes électromagnétiques, à savoir un départ et un arrêt rapide ainsi qu'un coeur chaud et compact. Des critères d'isolation qui améliorent le rejet du bruit de fond. sont de plus imposés. Les propriétés des agrégats sont quantifiés à l'aide d'*estimateurs* sur lesquels diverses coupures sont appliquées.

La première étape de l'identification consiste tout d'abord à former un seul agrégat à partir de la somme des agrégats dont au moins 75% de l'énergie est contenue à l'intérieur de l'enveloppe électron. L'énergie E_{TOT} , le nombre de cellules N_{cell} ainsi qu'une série d'estimateurs sont alors mesurés pour ce nouvel agrégat. L'identification des électrons développée pour cette thèse opère alors ainsi:

5.3.1 Séparation e/π

Afin de s'assurer qu'un agrégat candidat vérifie bien les propriétés connues d'une gerbe électromagnétique, les estimateurs suivants sont calculés:

$f_{em} = E_{em}/E_{TOT}$: fraction électromagnétique. Un électron de 30 GeV doit déposer l'essentiel de son énergie dans la section électromagnétique du calorimètre dont la profondeur est au minimum de $20X_0$ (correspondant à moins d'une longueur d'interaction λ_I). Nous allons ainsi demander qu'au moins 90% de l'énergie de l'agrégat soit contenue dans le calorimètre électromagnétique:

$$f_{em} > 0.9 \quad (5.5)$$

La valeur de f_{em} pour les agrégats de plus haut E_T et dont l'énergie totale est supérieure à 5 GeV est représentée sur la figure 5.3 pour des événements simulés de photoproduction résolue (Ce lot d'événements générés sera décrit en 6.5.3) ainsi que pour les événements de DIP où le bon électron est finalement correctement identifié. Il faut noter que les événements de photoproduction dans la figure 5.3 ne représentent qu'une fraction des événements qui seront rejetés par la coupure sur f_{em} puisque les agrégats susceptibles d'être considérés comme des agrégats électromagnétiques se sont déjà vu imposer une fraction électromagnétique supérieure à 50%.

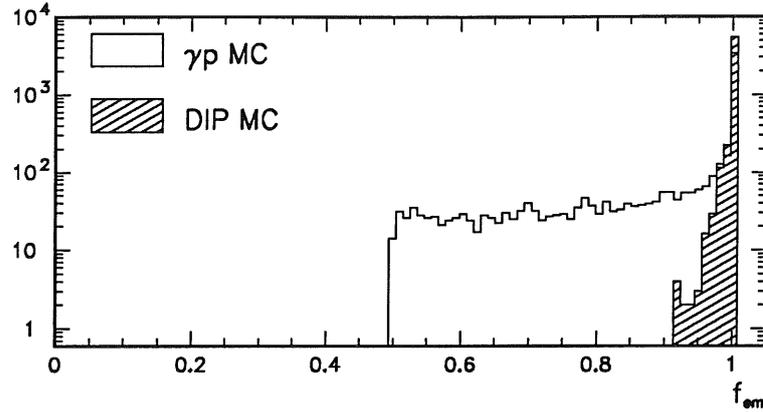


Figure 5.3: Fraction électromagnétique f_{em} de l'agrégat candidat pour les événements simulés de photoproduction résolue et de l'électron correctement identifié de DIP simulée.

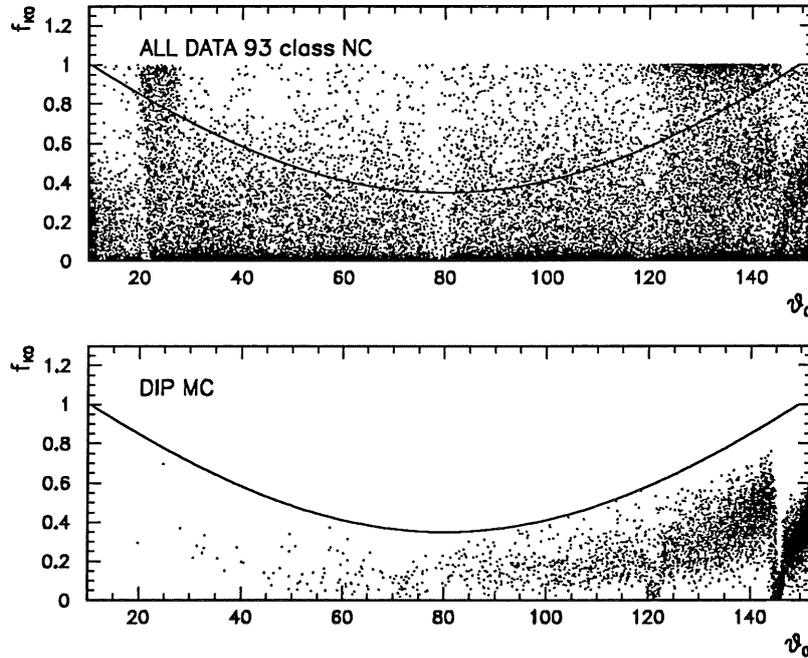


Figure 5.4: Estimateur f_{K0} pour toutes les données préselectionnées dans la classe NC (en haut) et pour les événements de DIP avec un électron bien identifié (en bas).

$f_{K0} = E_{k=0}/E_{em}$: fraction d'énergie électromagnétique dans la première couche de lecture. Cette quantité témoigne du départ rapide de la gerbe. La valeur maximale de cet estimateur est paramétrisée en fonction de l'angle polaire θ_0 :

$$0 < f_{K0} \leq 1.35 - \sin(\theta_0 + 10^\circ) \quad (5.6)$$

Cette coupure s'avère particulièrement utile pour rejeter des bruits de fond de toutes sortes comme on peut le voir en comparant sur la figure 5.4 toutes les données préselectionnées comme événements de DIP par courants neutres par le déclenchement de dernier niveau (cf 6.2.2) avec les électrons de DIP simulés finalement identifiés.

$f_{hot N} = E_{hot N}/E_{em}$: fraction d'énergie électromagnétique contenue dans le coeur "chaud" des N cellules contiguës les plus énergétiques de l'agrégat. Le nombre de cellules N est ajusté pour que $f_{hot N}$ reste stable et varie donc avec la géométrie du calorimètre afin de tenir compte des différences de granularité: $N = 4$ pour les roues BBE, CB1 et CB2, $N = 8$ pour les roues CB3, FB1 et FB2 et $N = 12$ pour la roue IF. La stabilité de $f_{hot N}$ est affectée par les interstices. La corrélation entre $f_{hot N}$ et θ_0 est représentée sur la figure 5.5. Le nombre d'électrons de DIP diffusés dans la région avant étant peu élevé, j'ai choisi de représenter cette corrélation pour des électrons provenant de la désintégration d'un leptoquark et de la désintégration en cascade d'un squark de 200 GeV. Nous n'avons pas paramétrisé l'effet des interstices en fonction de θ_0 mais il en est tenu compte en effectuant une coupure plus relâchée dans la partie avant du calorimètre. Nous demandons:

$$f_{hot N} > 0.1, \quad 10^\circ \leq \theta_0 \leq 30^\circ \quad (5.7)$$

$$f_{hot N} > 0.45, \quad 30^\circ < \theta_0 \leq 140^\circ \quad (5.8)$$

La valeur de cet estimateur pour les événements simulés de photoproduction et de DIP dans la région $30^\circ < \theta_0 \leq 140^\circ$ est illustrée sur la figure 5.6.

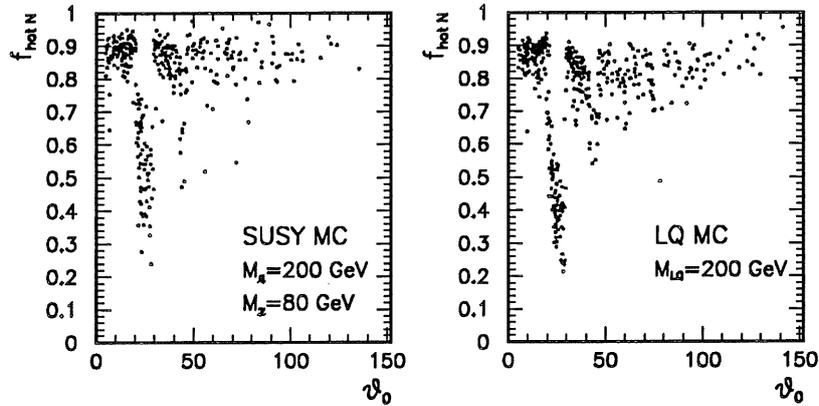


Figure 5.5: Corrélation de l'estimateur $f_{hot N}$ avec l'angle θ_0 de l'électron identifié pour une simulation de squarks dans leur désintégration de jauge (a) et une simulation de leptoquarks (b).

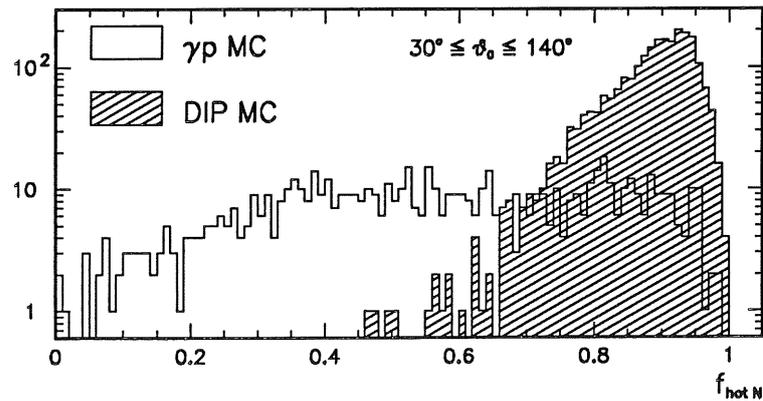


Figure 5.6: Estimateur $f_{hot N}$ de l'agrégat candidat pour les événements simulés de photoproduction résolue et de l'électron correctement identifié de DIP simulée.

$\sigma_R = \sqrt{\langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2}$: écart type de l'expansion transverse de la gerbe où les moments d'ordre n sont définis ainsi:

$$\langle r^n \rangle = \frac{q}{\rho} \sum_{\text{cellules}} \rho_i r_i^n \quad (5.9)$$

avec $\rho = \sum_{\text{cell}} \rho_i$ et $\rho_i = E_i/V_i$, V_i et E_i étant respectivement le volume et l'énergie déposée dans la cellule i . La normalisation par le volume des cellules permet de s'affranchir en partie des distorsions dues au bruit électronique. La quantité r est la distance d'une cellule à l'axe de la gerbe dans le plan transverse. La dispersion transverse est plus faible pour une gerbe électromagnétique que pour une gerbe hadronique (figure 5.7). On demande alors:

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2} < 4\text{cm}. \quad (5.10)$$

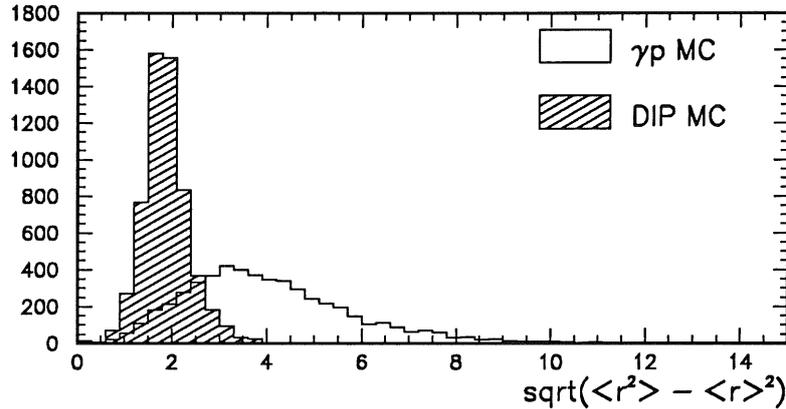


Figure 5.7: Ecart type $\sigma_R = \sqrt{\langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2}$ de l'agrégat candidat pour les événements simulés de photoproduction résolue et de l'électron correctement identifié de DIP simulée.

Comme nous le verrons dans les chapitres suivants, nous sommes intéressés par les électrons dont l'énergie transverse vérifie $E_{T,e} \geq 7$ GeV. Le nombre de cellules touchées dans le calorimètre variant à peu près linéairement avec l'énergie, nous allons demander:

$$N_{\text{cell}} > 4 \quad (5.11)$$

Les estimateurs décrits jusqu'ici ont donc été utilisés pour séparer les électrons des hadrons sur la base des propriétés intrinsèques des gerbes électromagnétiques. Nous allons maintenant appliquer des critères d'isolation.

5.3.2 Isolation

L'électron de diffusion de DIP doit satisfaire à des critères d'isolation, c'est-à-dire en pratique que l'on ne doit pas observer d'énergie déposée dans l'environnement immédiat de l'enveloppe électron.

Un cône d'isolation (figure 5.1) contenant l'enveloppe électron et d'ouverture en pseudorapacité η et angle azimuthal ϕ de $\sqrt{\eta^2 + \phi^2} < 0.25$ est défini. Le sommet du cône est

situé à la position du vertex reconstruit et son axe passe par ce point et le barycentre de l'agrégat candidat. Il est clair que pour des processus de type DIP NC (à l'ordre le plus bas), l'ouverture du cône d'isolation pourrait être augmentée puisque l'électron se trouve généralement seul dans l'hémisphère opposé à celui du jet de courant. En pratique, nous serons moins restrictif afin de ne pas entraîner de pertes d'efficacité trop importantes pour la sélection des événements SUSY où l'électron peut être accompagné par 2 jets.

A l'intérieur du cône d'isolation, nous construisons alors les estimateurs suivants:

$f_{rad} = E_{TOT}/E_{cone\ isolation}$: E_{TOT} est toujours l'énergie dans l'enveloppe électron et $E_{cone\ isolation}$ est l'énergie comprise dans tout le cône d'isolation. Cet estimateur contrôle l'isolation propre aux électrons de DIP NC, c'est-à-dire l'isolation transverse. Les agrégats candidats des événements de photoproduction, qui sont généralement des pions pris parmi un des jets de l'événement, sont donc peu isolés, contrairement aux électrons de diffusion de DIP (figure 5.8). Nous demandons donc que:

$$f_{rad} > 0.90 \quad (5.12)$$

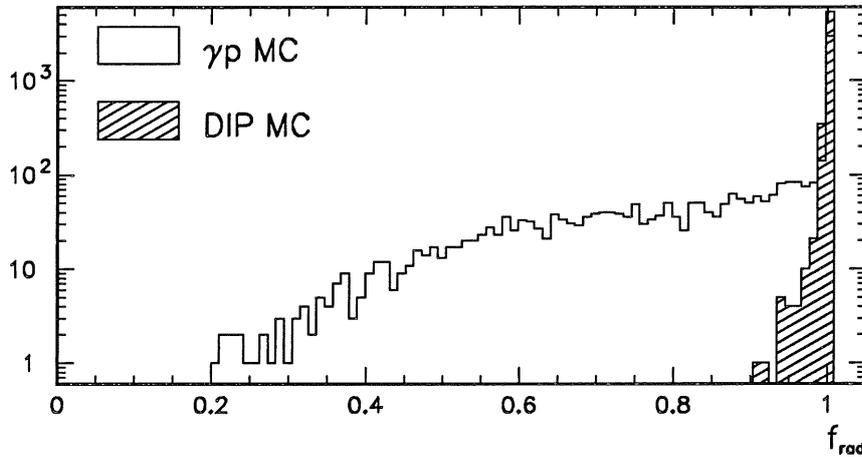


Figure 5.8: Estimateur f_{rad} de l'agrégat candidat pour les événements simulés de photoproduction résolue et de l'électron correctement identifié de DIP simulée.

En pratique, nous avons observé qu'il était utile d'appliquer simultanément des critères un peu plus restrictifs sur l'énergie déposée dans la section hadronique à l'intérieur du cône d'isolation et hors de l'enveloppe électron. Nous demandons donc que:

$$e_{HAD} = 0 \text{ ou } f_{tail} > 0.99 \quad (5.13)$$

où:

$f_{tail} = E_{TOT}/E_{cone\ 7.5}$: $E_{cone\ 7.5}$ est l'énergie comprise dans tout le cône de 7.5° , incluant les cellules hadroniques derrière l'enveloppe électron. Une coupure haute sur cet estimateur assure que la mesure de l'électron n'est pas perturbée par le passage de particules pénétrantes.

$e_{HAD} = E_{cone\ isolation}^{HAD}$: énergie hadronique dans tout le cône d'isolation.

5.3.3 Séparation e/μ

Une source importante de contamination dans H1 est constituée par des événements dûs à des rayons cosmiques pénétrants qui peuvent initier une gerbe dans le calorimètre et déposer suffisamment d'énergie dans la section électromagnétique pour simuler la signature d'un électron. Deux voies peuvent être envisagées pour s'affranchir de cette contamination. Nous avons tout d'abord considéré une séparation e/μ explicite, afin de rejeter les événements avec un dépôt d'énergie soit derrière l'électron soit dans la section hadronique, soit dans le fer. L'autre voie consiste à effectuer un rejet plus général des cosmiques indépendamment de l'électron identifié. Pour ceci, les énergies dans le calorimètre LAr E_A^i ainsi que dans le fer instrumenté E_I^i sont mesurées dans deux cylindres de rayon R^i , où $i = 10$ et 100 cm. Ces cylindres sont construits autour d'un axe passant par toute combinaison de deux agrégats du fer instrumenté distants de plus de 4 m et la position du vertex reconstruit. Un événement est alors déclaré cosmique s'il vérifie l'une ou l'autre des conditions suivantes:

$$\begin{aligned} E_A^{10} &> E_A^{100} + 15 \text{ GeV} & \text{si } E_A^{100} < 50 \text{ GeV} \\ E_A^{10} &> 2E_A^{100} & \text{si } E_A^{100} > 50 \text{ GeV} \\ \frac{E_I^{10}}{E_I^{100}} &> 1.7 \end{aligned}$$

Nous avons donc testé ces deux méthodes pour rejeter les cosmiques et finalement utilisé l'algorithme de rejet global dont l'efficacité s'est avérée meilleure que la procédure de séparation e/μ seule. En effet, comme nous le verrons lors du chapitre 6 consacré à l'analyse des données, un filtre cosmique basé sur une séparation e/μ était déjà appliqué au niveau de la présélection des événements. Les performances de l'algorithme de rejet utilisé seront données dans le chapitre 6 quand nous chercherons à évaluer les taux de contamination des bruits de fond.

5.3.4 Efficacités

L'effet de la procédure d'identification des électrons est illustré sur la figure 5.9 pour trois lots d'événements simulés de photoproduction² (résolue, directe et fusion boson-gluon pour la production de paires $c\bar{c}$). L'énergie transverse et l'angle polaire θ des électrons avant et après l'identification électron sont représentés. Il faut noter qu'une pré-sélection a été implicitement impliquée puisqu'un événement n'apparaît dans la figure 5.9 que s'il possède au moins un agrégat dont l'énergie déposée est supérieure à 5 GeV et la fraction électromagnétique plus grande que 50% dans le calorimètre LAr.

²Ces lots d'événements sont décrits dans la section 6.5.3.

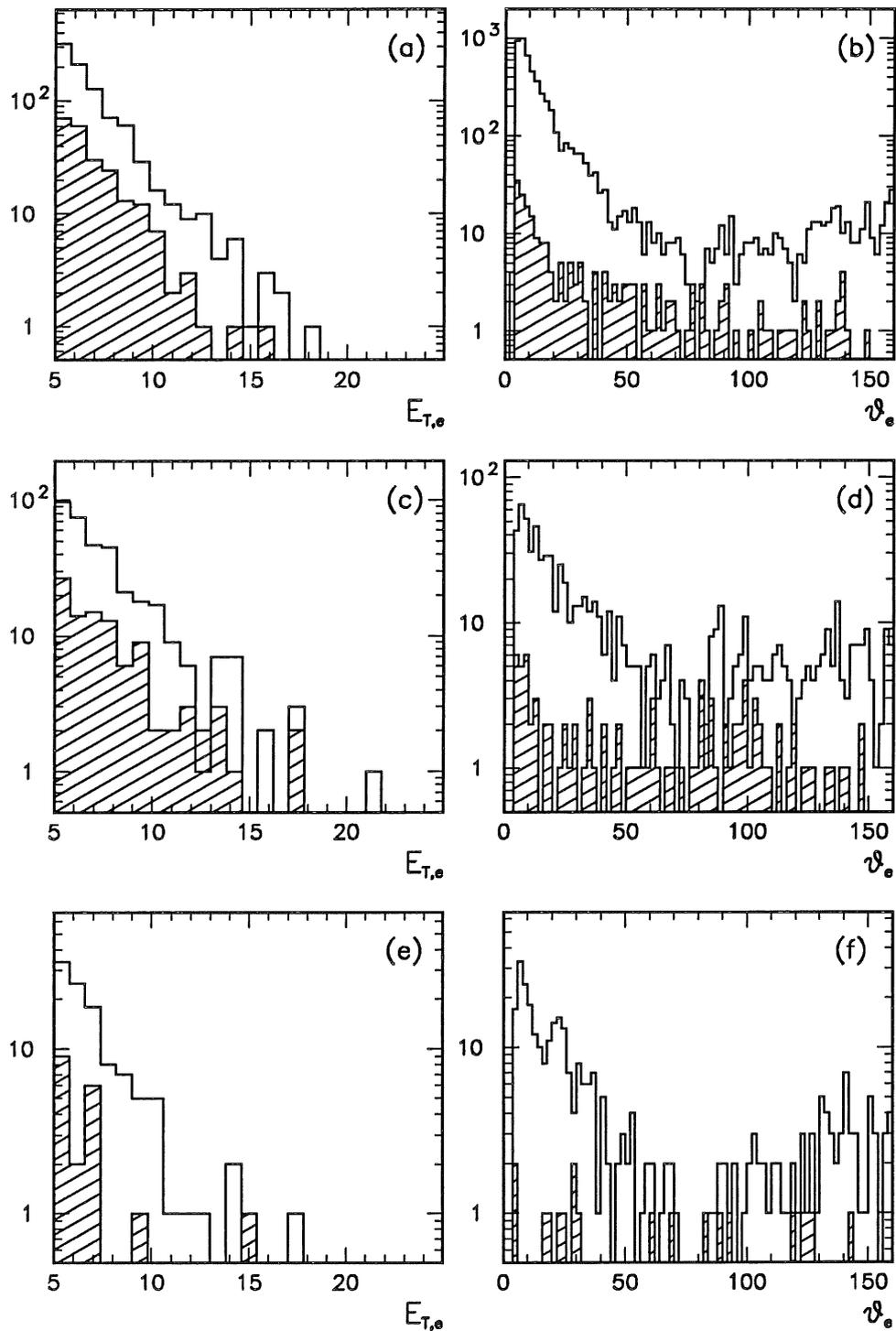


Figure 5.9: *Energie transverse et angle polaire des électrons avant (histogramme blanc) et après (histogramme hachuré) la procédure complète d'identification, pour les processus simulés de photoproduction résolue (a,b), directe (c,d) et la production de saveurs lourdes (e,f).*

Les facteurs de rejet ainsi que les sections efficaces résultantes pour les processus de photoproduction, avant et après la chaîne complète d'identification, sont donnés dans le tableau 5.1. La contamination de photoproduction est donc considérablement réduite mais n'est toutefois pas encore complètement négligeable. Les taux d'événements attendus avec un électron identifié sont de l'ordre de ~ 150 événements de photoproduction résolue avec une luminosité intégrée correspondant à celle utilisée pour les données de 1993 dans cette thèse. Nous verrons cependant dans le chapitre consacré à l'analyse qu'il sera possible de s'affranchir de cette contamination résiduelle de photoproduction en utilisant, en plus de l'identification des électrons, la cinématique particulière de ces événements.

processus	σ avant e Id. (nb)	σ après e Id. (nb)	facteur de rejet
$\gamma + p \rightarrow jet + jet$ (photon résolu)	340.6	0.37	920
$\gamma + p \rightarrow jet + jet$ (photon direct)	53.99	0.15	360
$\gamma + p \rightarrow saveurs lourdes (c\bar{c})$	21.26	0.015	1400

Tableau 5.1: Sections efficaces de processus de photoproduction avant et après la procédure complète d'identification des électrons et facteurs de rejet.

Les efficacités de l'identification des électrons de diffusion de DIP par courants neutres sont très élevées (figure 5.10). Dans la région d'intérêt, $M > 35$ GeV et $0.05 < y < 0.95$, un électron est identifié dans $93.6 \pm 0.5\%$ des cas. Environ 5% de l'angle solide du calorimètre est occupé par les interstices entre roues: il est alors légitime de supposer que les électrons non-identifiés ont été diffusés dans ces interstices. Cette hypothèse est confirmée par la distribution de l'angle azimuthal généré des électrons non-identifiés qui fait clairement apparaître la position des interstices en ϕ (figure 5.11). Nous vérifions alors qu'un électron identifié l'est correctement (c'est-à-dire correspond à l'électron généré) avec une probabilité de $98.9 \pm 0.2\%$.

250	15	12	3	3
	80.0 %		100 %	
	100 %		100 %	
150	87	82	12	12
	94.3 %		100 %	
	92.7 %		100 %	
110	341	326	53	51
	95.6 %		96.2 %	
	98.8 %		100 %	
70	1236	1150	304	283
	93.0 %		93.1 %	
	99.2 %		99.3 %	
35		1141		281
	0.05	0.25	0.95	Y

Figure 5.10: Efficacités dans le plan Masse- y d'identification des électrons de diffusion de DIP. Dans chaque intervalle, l'efficacité d'identifier un électron est donnée. La valeur en dessous correspond à la probabilité de trouver le bon électron parmi ceux identifiés. Les chiffres dans les coins supérieurs gauches, supérieurs droits et inférieurs droits représentent respectivement le nombre total d'événements générés dans l'intervalle, le nombre d'électrons identifiés, et le nombre d'électrons correctement identifiés.

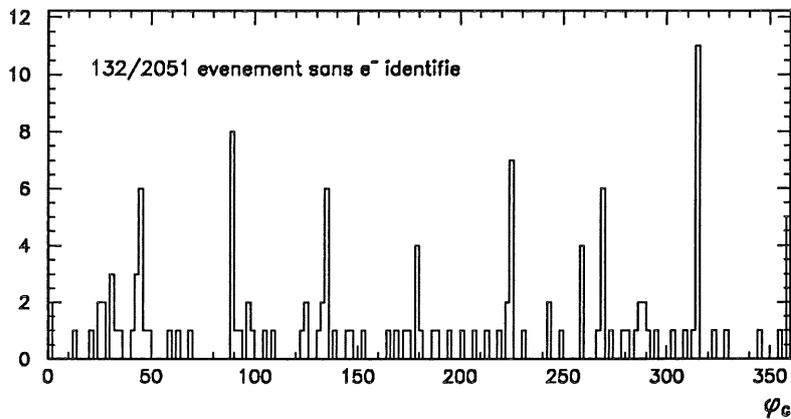


Figure 5.11: Angle azimuthal de l'électron de diffusion de DIP généré lorsqu'il n'est pas identifié. Les pics sont caractéristiques des interstices en ϕ entre octants des roues du calorimètre.

5.4 Mesure de la charge

Nous avons vu au chapitre 3 qu'une signature très particulière des squarks consisterait en la présence d'un lepton dans l'état final de charge opposée à celle du lepton dans l'état initial, soit une violation explicite de la conservation du nombre leptonique.

Nous allons donc chercher à mesurer la charge des électrons identifiés grâce à la courbure de leur trace par le champ magnétique créé par la bobine supraconductrice. L'étude est limitée à la partie centrale (CJC1 et CJC2) du détecteur à traces puisque c'est dans cette région du détecteur que se situent les électrons finalement identifiés.

Il convient alors de rechercher la trace correspondante à l'électron identifié. Pour vérifier s'il existe un lien entre une trace reconstruite et un agrégat, la trace est tout d'abord extrapolée jusqu'à la surface interne du calorimètre électromagnétique. La trace est alors à nouveau extrapolée au-delà de cette surface le long d'une ligne droite autour de laquelle un cône tronqué est construit. Le rayon de cône, qui augmente le long de la trace extrapolée, vaut $r = 0.3$ cm à la base avec un angle d'ouverture $\phi = 15^\circ$. Une trace est alors déclarée liée à un agrégat si le barycentre de cet agrégat se trouve à l'intérieur du cône. De plus, l'énergie E de l'agrégat et l'impulsion P de la trace doivent être en accord. Nous demandons alors:

$$\left| \frac{E - P}{E + P} \right| < 0.5 \quad (5.14)$$

L'erreur sur la courbure κ doit également satisfaire à:

$$1 < \left| \frac{\kappa}{\delta\kappa} \right| \quad (5.15)$$

Ce sont donc de telles traces que nous utiliserons lorsque nous chercherons à mesurer la charge du lepton identifié dans le chapitre 8 consacré à la recherche des squarks.

Chapitre 6

Traitement et analyses des données

6.1 Les prises de données en 1993 et 1994

Durant la campagne de prise de données de 1993, le faisceau d'électrons comprenait 94 paquets et le faisceau de protons 90. 84 de ces paquets entraient en collisions tandis que 10 paquets d'électrons n'avaient pas de correspondants protons (6 paquets de protons n'avaient pas de correspondants électrons). Ces derniers, appelés paquets pilotes, étaient utilisés pour évaluer les contaminations dues aux événements produits lors de collisions des faisceaux avec le gaz résiduel du tube à vide.

Le tableau 6.1 résume les principaux paramètres de HERA durant les prises de données de 1993 et 1994 et les compare à leurs valeurs nominales. La durée de vie assez courte du faisceau d'électrons (typiquement 3 – 4 h), et des courants relativement faibles dûs à des problèmes techniques reliés à la capture de cations provenant des pompes à vide furent les principaux facteurs limitatifs pour l'obtention de la luminosité nominale. De plus, l'énergie des électrons ne fût que de 26.7 GeV au lieu des 30 GeV initialement prévus en raison de problèmes de sécurité RF, le nombre de cavités accélératrices étant juste suffisant.

	nominal		1993		1994			
	e	p	e ⁻	p	e ⁻	p	e ⁺	p
énergie (GeV)	30	820	26.7	820	27.5	820	27.5	820
luminosité ($cm^{-2} \cdot s^{-1}$)	1.5 10 ³¹		1.3 10 ³⁰		2.6 10 ³⁰		4.3 10 ³⁰	
luminosité par an (pb^{-1})	100		0.880		0.846		4.665	
nombres de paquets	210	210	84	84	153	153	153	153
paquets pilotes			10	6	15	17	15	17
courants moyens (mA)	60	160	7.7	10.8	10.5	28.6	17.0	41.0

Tableau 6.1: Paramètres principaux de HERA (nominiaux et atteints en 1993 et 1994).

Des positrons de 27.5 GeV ont remplacé les électrons durant une grande partie de la prise de données de 1994. Le faisceau de positrons, plus stable que l'ancien faisceau

d'électrons, ainsi qu'un plus grand nombre de paquets collisionnels cette année, ont permis une augmentation significative de la luminosité délivrée par HERA comme on peut le remarquer sur la figure 6.1. Sur cette même figure est représentée à droite la luminosité accumulée dans H1. Celle-ci est plus faible que la luminosité fournie par la machine. En effet, on ne considère utile pour la physique que la fraction de luminosité obtenue lorsque le détecteur est pleinement opérationnel (par exemple, les détecteurs de traces ne sont actifs que lorsque les faisceaux sont suffisamment collimés et que le taux d'événements de bruits de fond est assez faible pour ne pas endommager ces détecteurs) et que ses sous-détecteurs fonctionnent normalement.

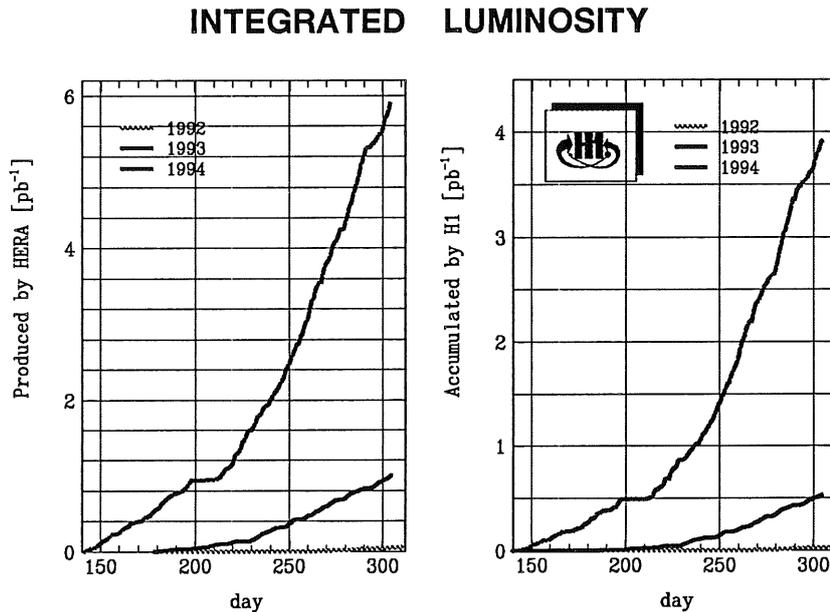


Figure 6.1: Luminosité délivrée par HERA (gauche) et accumulée dans H1 (droite)

Les luminosités enregistrées par l'expérience H1 en 1993 et 1994 sont données ci-dessous. Comme nous l'avons indiqué dans la section concernant le collisionneur (cf. 1.1), seule une fraction de la luminosité délivrée par HERA est "vue" par l'expérience. L'acquisition des données n'est en effet déclenchée que lorsque les faisceaux ont une qualité suffisante pour ne pas endommager les détecteurs. Puis cette fraction de luminosité est corrigée des effets de temps morts induits par le système de déclenchement et d'acquisition (cf 4.1.7). Les luminosités utiles en 1993 et 1994 pour H1 sont les suivantes:

$$\mathcal{L}_{1993}^{H1} = 0.528 \text{ pb}^{-1} \quad (6.1)$$

$$\mathcal{L}_{1994}^{H1} = 0.494 \text{ pb}^{-1} \quad (e^-p) \quad (6.2)$$

$$\mathcal{L}_{1994}^{H1} = 3.424 \text{ pb}^{-1} \quad (e^+p) \quad (6.3)$$

Ainsi, pour les données de 1993, un facteur global d'efficacité prenant en compte tous les effets susmentionnés relie la luminosité délivrée par HERA à celle accumulée par H1 : $\mathcal{L}_{1993}^{H1} = \epsilon_{1993} \cdot \mathcal{L}_{1993}^{HERA}$ avec $\epsilon_{1993} \simeq 53\%$. De plus, il est important de noter qu'environ 20% des données prises en 1993 l'ont été alors que la bobine supraconductrice de H1 n'était pas opérationnelle.

En pratique, nous considérons comme luminosité utile pour l'analyse des données de 1993, la luminosité enregistrée sous les conditions suivantes:

- le champ magnétique dans H1 est à sa valeur nominale;
- la position nominale du vertex est standard (des prises de données avec vertex nominal fortement déplacé ont été prises afin d'étendre le domaine cinématique pour des analyses de fonction de structure du proton);
- les hautes tensions du calorimètre LAr sont à leurs valeurs nominales et aucun bruit cohérent (intermittent) significatif n'est observé;
- les sous-déclencheurs LAr requis par l'analyse sont opérationnels et ne sont pas soumis à des facteurs de suppression.

La luminosité intégrée finale est alors de:

$$\mathcal{L}_{1993} = 425 \text{ nb}^{-1} \quad (6.4)$$

Pour les événements de type courant chargé, des conditions plus restrictives sont appliquées pour la qualité des données provenant du détecteur à trace et, en plus, on demande que la référence de temps des événements ait été fournie par le déclenchement des chambres proportionnelles. Cela implique en pratique une luminosité utile réduite pour cette topologie d'événements de 348 nb^{-1} qui sera traitée comme une perte d'efficacité par rapport à la luminosité susmentionnée.

6.2 Sélection des événements

6.2.1 Le déclenchement en ligne

La figure 6.2 montre les courbes d'efficacité, en fonction de l'énergie transverse de l'électron identifié, pour les sous-déclencheurs calorimétriques de niveau 1 de seuils bas (décrits en 4.1.7) pris en compte lors de l'analyse "courants neutres". Ces efficacités sont déterminées à partir des événements de la sélection $e + X$ dont l'acquisition a été déclenchée par un sous-déclencheur de niveau 1 utilisant les traces. Nous obtenons ainsi un sous-échantillon non biaisé pour le calcul des efficacités du déclenchement calorimétrique. Ces dernières sont très élevées et atteignent 100% pour $E_{T,e} \geq 10 \text{ GeV}$. Les événements de la sélection finale auront été déclenchés par l'un ou l'autre de ces sous-déclencheurs.

L'efficacité du sous-déclencheur utilisé pour l'analyse "courants chargés" est représentée sur la figure 6.3 en fonction de l'impulsion transverse manquante de l'événement mesurée par le calorimètre à argon liquide. Cette efficacité a été calculée grâce à une étude simulée du comportement du système de déclenchement calorimétrique sur des événements de DIP par courants neutres réels et simulés auxquels on avait retiré auparavant l'électron de diffusion. L'efficacité augmente progressivement avec $P_{T,miss}$ et le seuil de déclenchement est alors nettement plus élevé que pour les sous-déclencheurs utilisés pour l'analyse $e + X$. Ceci est principalement dû à la topologie des événements CC où l'énergie déposée est beaucoup moins localisée que dans un événement NC avec un électron. Il faut donc plus d'énergie pour passer les seuils des regroupements de tours de déclenchement.

Pour le niveau L4, nous avons utilisé un lot d'événements normalement rejetés par ce niveau de déclenchement. Finalement, aucun de ces événements ne survit à notre sélection décrite ci-après. Les pertes d'efficacité dues à L4 sont donc complètement négligeables.

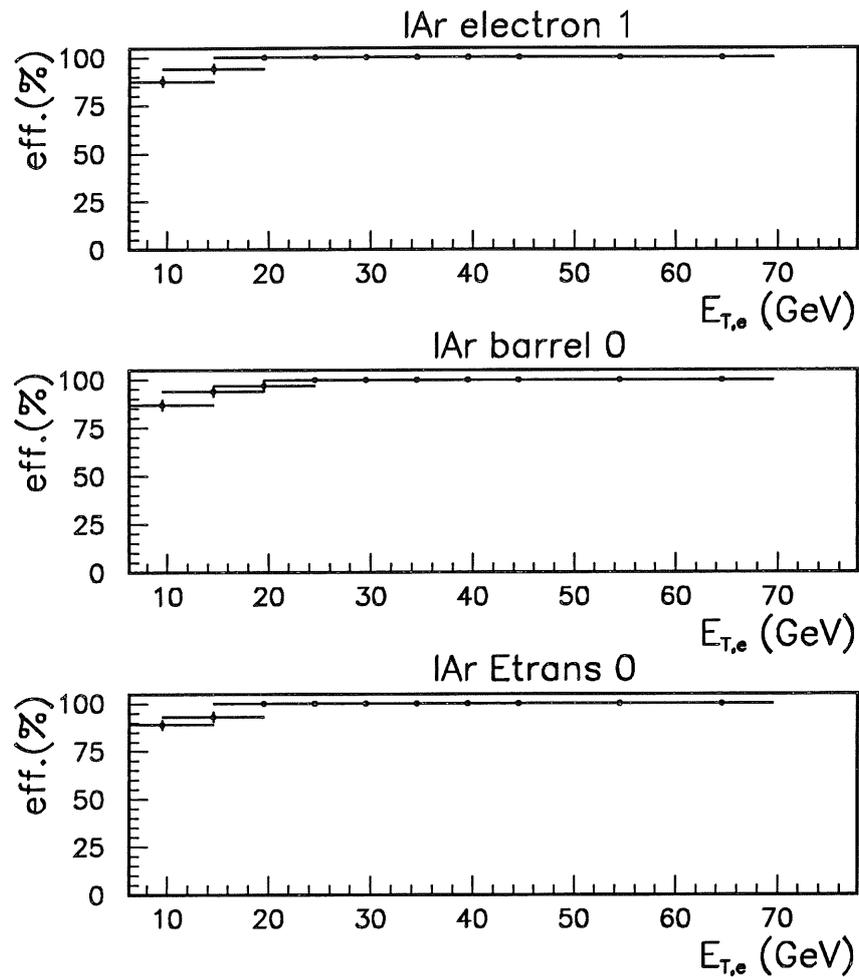


Figure 6.2: Efficacités de déclenchement des sous-déclencheurs du calorimètre à argon liquide pour la sélection $e + X$.

25/01/94 10.32

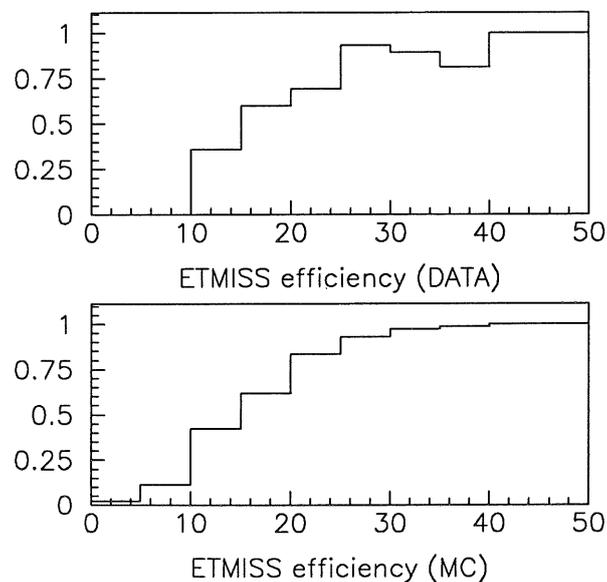


Figure 6.3: Efficacités du sous-déclencheur du calorimètre à argon liquide $E_{T,miss}$ pour la sélection $\nu + X$ pour les données mesurées (DATA) et la simulation Monte Carlo de DIP CC (MC).

6.2.2 La classification des événements

Les événements qui ont passé avec succès les différents niveaux de déclenchement en ligne sont stockés sur des bandes qui vont contenir à ce stade les informations brutes provenant des sous-détecteurs. Ces événements sont alors reconstruits sur des stations Silicon-Graphics, les quantités digitalisées des sous-détecteurs devenant des quantités physiques utiles à l'analyse. Enfin, la reconstruction se termine par une procédure de classification (appelée L5) dont le but est d'affecter les événements à une classe particulière d'analyse de physique. C'est ainsi qu'un événement avec une grande énergie transverse totale manquante sera candidat pour provenir d'une interaction faible chargée et appartiendra à la classe d'événements correspondants. La classification des événements consiste à appliquer des coupures sur des quantités bien mesurées et surtout bien comprises, comme l'énergie totale, l'énergie transverse, l'impulsion transverse manquante. A ce stade, il n'y a pas de coupures sur des variables plus élaborées (comme y ou Q^2) qui nécessitent de comprendre en détail les performances et les problèmes de calibration de sous-détecteurs particuliers. Enfin, la classification ne se propose pas de mettre un événement dans une classe et une seule, ce qui serait beaucoup trop restrictif et engendrerait à coup sûr des pertes d'efficacité conséquentes. Aussi, un événement pourra-t-il appartenir à plusieurs classes. Parmi les différentes classes d'événements engendrées, deux sont naturellement d'un intérêt particulier pour notre recherche: la classe des "courants neutres"(NC) et celle des "courants chargés" (CC).

Classe NC

La désintégration $e + X$ des leptoquarks, des leptogluons ou des squarks donne un état final signé par un électron de grande impulsion transverse (voir chapitre 3). Nous allons donc commencer la sélection en prenant les événements qui appartiennent à une classe de physique peu restrictive contenant entre autres les candidats aux courants neutres à grands moments de transfert. Cette classe est dénommée *classe 9* par l'algorithme de classification mais nous l'appellerons "classe NC" par la suite pour plus de commodité. Elle contient les événements avec:

- au moins un candidat électron dans le calorimètre à argon liquide. Un candidat électron est défini comme un agrégat d'énergie dont la fraction électromagnétique satisfait à:
 - $f_{em} > 0.5$ pour les agrégats situés à plus de 5° d'un crack en ϕ .
 - pas de coupure pour les amas situés à une distance azimuthale de moins de 5° d'un crack en ϕ .
- au moins un candidat électron dans la région:
 - $10^\circ < \theta < 45^\circ$ avec $E_T > 8$ GeV.
 - $45^\circ < \theta < 160^\circ$ avec $E_T > 5$ GeV.

Nous verrons par la suite que nous demandons en fait un électron identifié avec $E_{T,e} > 7$ GeV. Ceci n'est pas en contradiction avec le critère $E_T > 8$ GeV évoqué ci-dessus puisque tous les événements à très grands Q^2 (donc avec un électron diffusé principalement à petits θ) seront finalement acceptés.

- une impulsion transverse manquante $P_{T,miss}$ vérifiant:

$$P_{T,miss} < 40 \text{ GeV}$$

avec $P_{T,miss} \equiv \left| \sum \vec{P}_T \right|$. Dans ce cas, $P_{T,miss}$ est mesurée à partir des énergies dans les calorimètres: $P_{T,miss} \approx \sqrt{(\sum E_x)^2 + (\sum E_y)^2}$ où $\sum E_x$ et $\sum E_y$ sont calculées en utilisant l'énergie visible ainsi que les angles θ et ϕ de chaque cellule des calorimètres.

- dans la partie centrale ou avant des chambres à dérive une “bonne” trace définie ainsi:
 - $P_T > 0.2 \text{ GeV}/c$.
 - nombre de coups > 10 .
 - $|dca^1| < 2 \text{ cm}$.
 - $|z_{dca}| < 100 \text{ cm}$.
- finalement, l'événement doit survivre à des algorithmes de rejet du bruit de fond cosmique qui exigent:
 - qu'il n'existe pas de paire de traces isolées et dos à dos susceptibles de provenir en fait du passage d'une seule et même particule.
 - qu'il n'existe pas de traces dans le fer instrumenté dans un cône d'ouverture $\sim 7.5^\circ$ en θ et $\sim 10^\circ$ en ϕ situées derrière au moins un des candidats électron.

Classe CC

Afin de sélectionner les candidats pour la recherche de leptosquarks se désintégrant en un neutrino et un quark, nous allons aussi nous intéresser à une deuxième classe, ou classe CC, contenant les candidats “courants chargés”. Les événements appartenant à cette classe satisfont les critères suivants:

- puisque le lepton diffusé est un neutrino non détectable, il est demandé:

$$P_{T,miss} > 10 \text{ GeV}$$

où cette quantité est définie comme dans la classe NC.

- il existe dans la partie centrale ou avant des chambres à dérives une “bonne” trace définie principalement ainsi:
 - nombre de hits > 10 .
 - $|dca| < 5 \text{ cm}$.
 - $|z_{dca}| < 100 \text{ cm}$.
 - $r_{\text{depart de trace}} < 30 \text{ cm}$.
 - $r_{\text{depart de trace}} - r_{\text{fin de trace}} > 10 \text{ cm}$.

On voit déjà que la classe CC contient des critères très lâches. Elle contiendra donc beaucoup de candidats (notamment du bruit de fond cosmique) qui devront faire l'objet de coupures plus sévères à un stade ultérieur de la sélection.

¹dca: “distance of closest approach” ou paramètre d'impact.

6.2.3 Sélection “courants neutres”

Nous allons appeler sélection “courants neutres” (ou aussi sélection $e + X$) la sélection d'événements contenant dans l'état final un électron de grande énergie transverse. Ces événements seront donc des candidats naturels pour les signatures de leptoquarks se désintégrant en électron et quark, de leptogluons et de squarks ainsi que pour la DIP par courants neutres. La sélection est principalement basée sur la recherche décrite dans le chapitre 5 d'un électron dans le calorimètre à argon liquide. Viennent ensuite des coupures sur certaines quantités afin de s'assurer que les événements sélectionnés présentent bien les caractéristiques d'une interaction de type courant neutre. A partir des événements qui appartiennent à la classe NC, les coupures suivantes sont donc appliquées:

1. un vertex d'interaction primaire est reconstruit dans la région $|z - \bar{z}| \leq 35$ cm avec $\bar{z} = -5$ cm.
2. un électron satisfaisant $E_{T,e} > 7$ GeV et $10^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$ est trouvé dans le calorimètre à argon liquide.
3. $P_{T,miss} \leq 15$ GeV.
4. la conservation de l'énergie et de l'impulsion exprimée par $|\sum(E - p_z) - 2E_0^e| \leq 10$ GeV est satisfaite.
5. l'énergie totale E_{BEMC} dans le calorimètre arrière et E_{LUMI} dans le détecteur d'électrons du compteur de luminosité satisfont $E_{BEMC} < 10$ GeV et $E_{LUMI} < 5$ GeV.
6. la variable d'échelle y mesurée par la méthode électron est telle que $0.05 < y_e < 0.95$.
7. l'événement survit à l'algorithme de rejet des cosmiques décrit dans la section 5.3.3.

Nous allons maintenant détailler chacune de ces coupures.

Coupure vertex

La position sur l'axe du faisceau du vertex d'interaction primaire est déterminée en utilisant les traces reconstruites dans les chambres à dérive des parties centrales (CJC1, CJC2, CIZ et COZ) et avant du détecteur de traces. Globalement, les traces sont extrapolées jusqu'à croiser l'axe du faisceau dans le plan (r, z) et un algorithme se charge de trouver la valeur de z correspondant au point d'origine des traces primaires le plus probable. Nous avons ainsi utilisé le vertex reconstruit par une combinaison des informations des parties centrales et avant du détecteur à traces.

La connaissance de la position en z du vertex (z_{vertex}) est vitale. Elle est nécessaire pour connaître avec précision la cinématique et permet de rejeter efficacement le bruit de fond non physique. En effet, l'information géométrique (position, angle) d'un amas d'énergie est donnée dans le repère de référence de H1. Les faisceaux ayant une certaine dispersion longitudinale, la position du vertex est distribuée de façon approximativement gaussiennement autour du point nominal d'interaction et s'étale jusqu'à ± 35 cm autour de cette position. La résolution σ_z typique pour la mesure du vertex (déterminée par

la simulation de DIP) dans les événements à grands Q^2 qui satisferont à nos critères de sélection est de l'ordre de 0.5 cm. Nous allons donc devoir nous placer dans un repère dont l'origine est le point d'interaction, situé à la position z_{vertex} , afin de déterminer exactement les quantités dépendantes de cette information géométrique.

La position du vertex va enfin permettre de rejeter des événements qui proviennent d'interaction entre un des deux faisceaux et le tube à vide et qui n'ont soit pas de vertex reconstruit, soit un z_{vertex} manifestement hors de la région d'interaction des faisceaux. Certains événements cosmiques ont la même caractéristique. Nous allons donc demander que les événements aient un vertex reconstruit et que la position de celui-ci soit comprise entre ± 35 cm autour de la position moyenne $\bar{z} = -5$ cm.

Coupure électron

Tout événement doit contenir un électron tel qu'il a été défini au chapitre 5 et sur lequel nous allons de plus appliquer deux coupures: une coupure sur l'énergie transverse et une coupure fiducielle.

Cette demande, en plus d'être nécessaire pour la physique que l'on recherche, va aussi réduire le bruit de fond. Les interactions entre les faisceaux et le tube à vide produisent en effet des événements peu énergétiques. Les critères d'isolation vont rejeter les événements cosmiques ainsi que la DIP en courant chargés à faible $P_{T,miss}$.

Recherchant en effet des événements avec un électron de grande énergie transverse, nous allons demander $E_{T,e} > 7$ GeV. La valeur relativement peu élevée de cette coupure résulte d'un compromis entre plusieurs facteurs. Nous voulons en effet réduire le bruit de fond de photoproduction où un électron est identifié par erreur. L'énergie transverse de ces "mauvais" électrons est alors peu élevée. Cependant, il est nécessaire de ne pas perdre trop d'efficacité sur les signaux attendus, en particulier dans le cas du squark se désintégrant en quark+photino. En effet, si le photino a une petite masse (~ 20 GeV), l'électron provenant de sa désintégration ne peut être très énergétique et une coupure trop sévère sur $E_{T,e}$ ferait par trop baisser l'efficacité de détection. Finalement, nous voulons nous situer dans une région où l'efficacité du déclenchement est maximale.

Nous allons de plus demander que l'électron identifié soit dans le calorimètre à argon liquide. Néanmoins, la roue BBE va être exclue de l'analyse et l'on va demander $\theta_e < 145^\circ$. En effet, nous sommes intéressés par la physique à grands Q^2 et cette partie du détecteur contient principalement des électrons provenant d'événements dont le Q^2 est relativement faible comparé aux valeurs attendues pour le signal. Cette coupure est peu dangereuse car elle agit principalement sur des candidats à x plus réduits et donc à plus basse masse M_e . De plus, elle permet de s'affranchir des problèmes liés à la région de transition entre le calorimètre à argon liquide et le BEMC.

Coupure $P_{T,miss}$

Dans le cas idéal d'une interaction de type "courant neutre" où toutes les particules émises peuvent être détectées, la conservation de l'impulsion impose que $|\sum \vec{P}_T| = 0$. Evidemment, des particules vont échapper à la détection, comme les neutrinos produits dans les jets ou les fragments du proton. En utilisant comme auparavant l'impulsion transverse manquante mesurée par les calorimètres, nous allons donc demander que $P_{T,miss} \leq 15$ GeV.

Coupure $E - p_z$

La simple conservation de l'énergie-impulsion pour la DIP en courants neutres impose que la distribution $E - p_z = \sum_i E_i - p_{z,i}$ (où la sommation s'effectue sur toutes les particules i de l'état final) soit centrée autour de deux fois la valeur de l'énergie incidente du faisceau d'électron. Cette condition ne s'applique plus dans le cas d'événements de photoproduction où le véritable électron de diffusion échappe à la détection et où l'on identifie un photon ou un pion comme électron dans le calorimètre à argon liquide. De plus, nous avons vu que $E - p_z$ fournit une mesure de l'énergie d'un éventuel photon radié par le lepton incident. Afin de rejeter le bruit de fond de photoproduction et de minimiser les effets des corrections radiatives, nous allons demander que nos candidats satisfassent à : $2E_0^e - 10 \leq E - p_z \leq 2E_0^e + 10$.

Coupure énergie arrière

Le but de cette coupure est de rejeter le bruit de fond de DIP avec un électron diffusé à grand angle, à l'arrière du détecteur, mais où nous avons identifié par erreur une particule d'un jet comme un électron. Nous allons donc rejeter les événements de photoproduction où un électron a aussi été mesuré dans le détecteur d'électron du compteur de luminosité en demandant que son énergie soit inférieure à 5 GeV : $E_{LUMI} < 5$ GeV. De plus, les événements de DIP à petits Q^2 où l'électron est diffusé dans le BEMC sont rejetés par $E_{BEMC} < 10$ GeV.

Coupure sur y

Cette coupure est la seule appliquée à une quantité non "globale", c'est-à-dire une quantité nécessitant un calcul et l'utilisation de plusieurs variables mesurées. Mais il est difficile d'éviter de contraindre y . Nous avons vu en effet qu'une des mesures de la masse va se baser sur la méthode électron. De cette méthode, on sait que x_e est mal mesuré à petits y . On veut donc s'affranchir de ce domaine cinématique en effectuant une coupure basse sur y_e . Ceci se justifie également par le fait que y_e est aussi mal mesuré à petits y . Ainsi, nous allons demander $y_e > 0.05$. De plus, il va falloir une coupure haute sur y_e et ceci principalement pour deux raisons: c'est dans la région à grand y_e que les corrections radiatives sont les plus importantes et que la contamination de photoproduction tend à se concentrer.

Filtre cosmique

Tous les événements identifiés comme des cosmiques par l'algorithme de rejet décrit en 5.3.3 sont rejetés.

Finalement, les coupures décrites ci-dessus produisent un échantillon pour la sélection $e + X$ de 784 événements. Un événement typique de la sélection $e + X$ est illustré sur la figure 6.4. Dans ce cas, un électron de 113 GeV est diffusé à $\theta_e = 38.5^\circ$. Les masses reconstruites sont de $M_e = 141$ GeV par la méthode électron et de $M_{inv} = 143$ GeV par la méthode des produits de désintégration (cette méthode sera décrite dans la section 6.3). Cet événement présente donc une cinématique caractéristique d'une DIP par courant neutre ou d'un leptoquark.

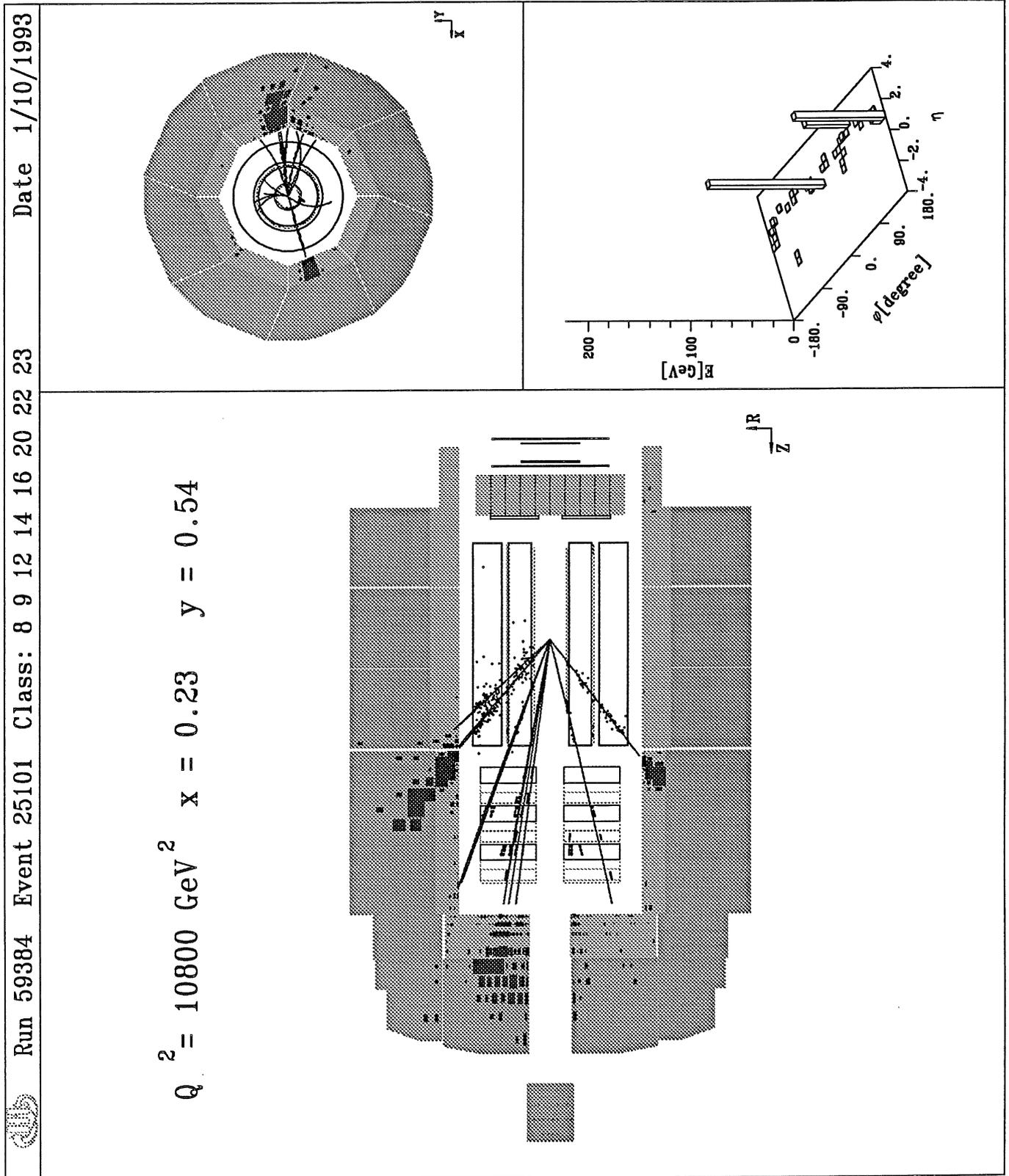


Figure 6.4: Événement "courant neutre". La masse reconstruite par la méthode électron est $M_e = 141 \text{ GeV}$.

6.2.4 Sélection “courants chargés”

Les événements résultant d’une interaction de type “courant chargé”, c’est-à-dire l’échange d’un boson chargé W^\pm , et dont le lepton dans l’état final est donc un neutrino, sont sélectionnés à partir de la classe CC de L5.

Comme dans le cas précédent, nous allons appliquer une série de coupures (développées pour l’analyse de DIP en courant chargé à grands Q^2 [20]) afin d’obtenir un échantillon d’événements non ambigus. Notre sélection $\nu + X$ contient alors les événements qui satisfont à:

1. un vertex d’interaction primaire est reconstruit dans la région $|z - \bar{z}| \leq 35$ cm avec $\bar{z} = -5$ cm.
2. aucun électron satisfaisant aux conditions de la sélection Courants Neutres n’a été trouvé.
3. l’impulsion transverse totale manquante mesurée par les calorimètres remplit la condition $P_{T,miss} > 15$ GeV.
4. $(E_T - P_{T,miss})/E_T < 0.5$.
5. l’événement survit au passage d’un ensemble de filtre cosmiques.
6. la variable d’échelle y mesurée par la méthode hadronique est telle que $y_h < 0.95$.

Coupure vertex

Cette coupure est exactement la même que dans la sélection $e + X$ et elle remplit des fonctions similaires. De plus, elle rejette les événements créés par le passage au travers du calorimètre à argon liquide de muons de halo produits par le faisceau de protons. Ces événements déposent leur énergie dans le calorimètre selon une ligne parallèle à l’axe du faisceau. Ils ont une grande impulsion transverse manquante mais ils ne produisent généralement aucune trace pointant vers la zone d’interaction et n’ont donc pas de vertex reconstruits.

Coupure électron

Le lepton diffusé ou provenant de la désintégration d’une résonance est ici un neutrino indétectable. Nous allons donc simplement demander qu’un événement ne présente aucun électron satisfaisant aux conditions de la sélection courants neutres. Cette condition va bien sûr rejeter une éventuelle contamination de DIP par courant neutre.

Coupure $P_{T,miss}$

Le neutrino ne peut être détecté, ce qui rend le bilan d’impulsion déficitaire. L’impulsion transverse totale manquante mesurée par les calorimètres doit donc remplir la condition $P_{T,miss} > 15$ GeV.

Coupure E_T

Pour une interaction de type courant chargé, les sommes vectorielles et scalaires des impulsions des particules de l'état final doivent être globalement similaires. L'énergie transverse totale étant définie par $E_T = \sum_i E_i^{vis} \sin \theta_i$ (la somme portant sur tous les agrégats des calorimètres avec une énergie visible E_i^{vis}), nous allons finalement demander que $(E_T - P_{T,miss})/E_T \leq 0.5$.

Filtre cosmique

Une série de filtres destinés à rejeter les événements cosmiques et les muons de halo provenant du faisceau de protons est appliquée.

Coupure y_h

Une coupure $y_h < 0.95$ assure la cohérence de l'événement.

14 événements sont finalement retenus par la sélection $\nu+X$. Un événement typique est représenté sur la figure 6.5. Il a une impulsion transverse manquante $P_{T,miss} = 32.1$ GeV.

6.2.5 Coupures spécifiques aux recherches indirectes

L'analyse est fondée uniquement sur la mesure inclusive du spectre en Q^2 donnée par la méthode électron. La recherche indirecte de leptosquarks, qui ne s'applique qu'aux objets se désintégrant dans la voie " $e+X$ ", est donc basée sur la sélection "courants neutres" agrémentée des coupures supplémentaires suivantes:

- $E_{T,e} > 10$ GeV.
- $y_e < 0.8$.

Le but de ces coupures est de restreindre l'échantillon " $e+X$ " à une fraction d'événements la moins affectée possible par les corrections radiatives électrofaibles. En effet, la recherche étant basée sur la comparaison des spectres en Q_e^2 pour les données et la simulation Monte Carlo, il convient de se placer dans une région où l'accord serait à priori bon s'il n'y avait aucun signal. Or la simulation Monte Carlo de DIP que nous utilisons ne contient pas les corrections radiatives électrofaibles. On exclue donc la région où ces corrections sont les moins négligeables en coupant sur y_e .

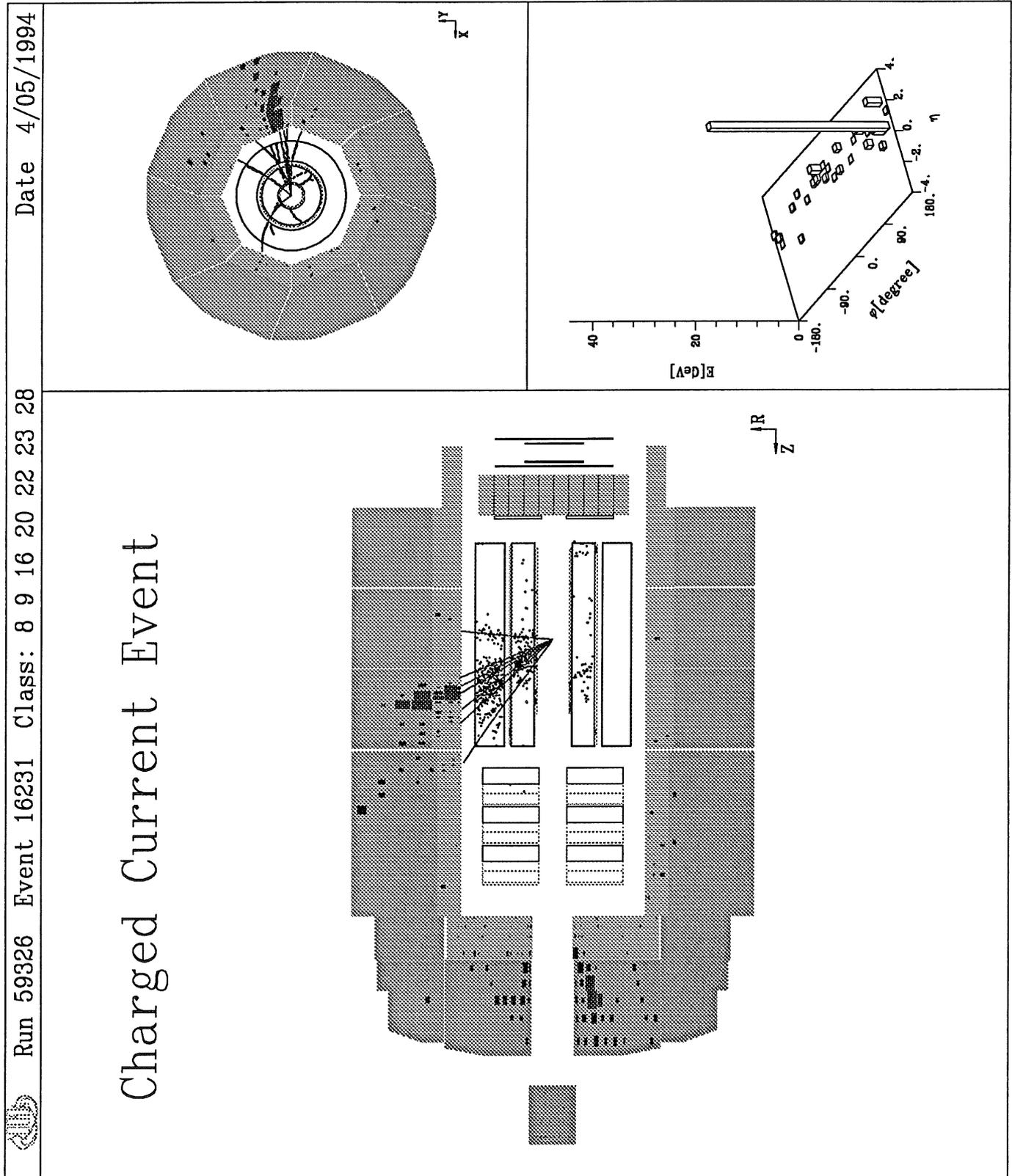


Figure 6.5: Événement “courant chargé”. La masse reconstruite est $M_h = 65.1 \text{ GeV}$. $y_h = 0.42$ et $Q_h^2 = 1764 \text{ GeV}^2$.

6.3 Mesure de la masse

Afin de contrôler au mieux les effets systématiques dûs aux corrections radiatives électrofaibles et fortes (voir 3.5), une méthode originale pour reconstruire la masse a été développée. Nous allons donc calculer la masse de la résonance comme la masse invariante M_{inv} de tous les produits de désintégration dans l'état final. Evidemment, il va falloir pour ceci ne pas prendre en compte le flux d'énergie associée aux fragments du proton. Cette condition est réalisée par une coupure en pseudorapidité $\eta = -\log(\tan \theta/2)$. Seuls les amas d'énergie dans le calorimètre LAr avec une pseudorapidité η inférieure à η_{cut} vont donc être pris en compte pour le calcul de M_{inv} .

La coupure η_{cut} est fixée par rapport à la pseudorapidité η_h du jet initié par le quark provenant de la désintégration de l'éventuel état lourd formé. Ce jet (le "jet de courant"), normalement observé dans l'hémisphère opposé à l'électron et à grande pseudorapidité, est pris comme celui ayant l'énergie transverse la plus élevée parmi tous ceux trouvés dans l'événement. L'algorithme de jet utilisé est un algorithme de cône à la LUCCELL opérant au niveau des cellules avec un pavage en pseudorapidité-angle azimutal de 64x64 et un cône d'ouverture $R=1$ en unité $\eta - \phi$. Finalement, la coupure η_{cut} vaut:

$$\eta_{cut} = \eta_h + 1.5 \quad (6.5)$$

La masse M_{inv} est donc finalement calculée à partir de la somme sur tous les amas d'énergie satisfaisant à $\theta > 10^\circ$ et $\eta < \eta_{cut}$.

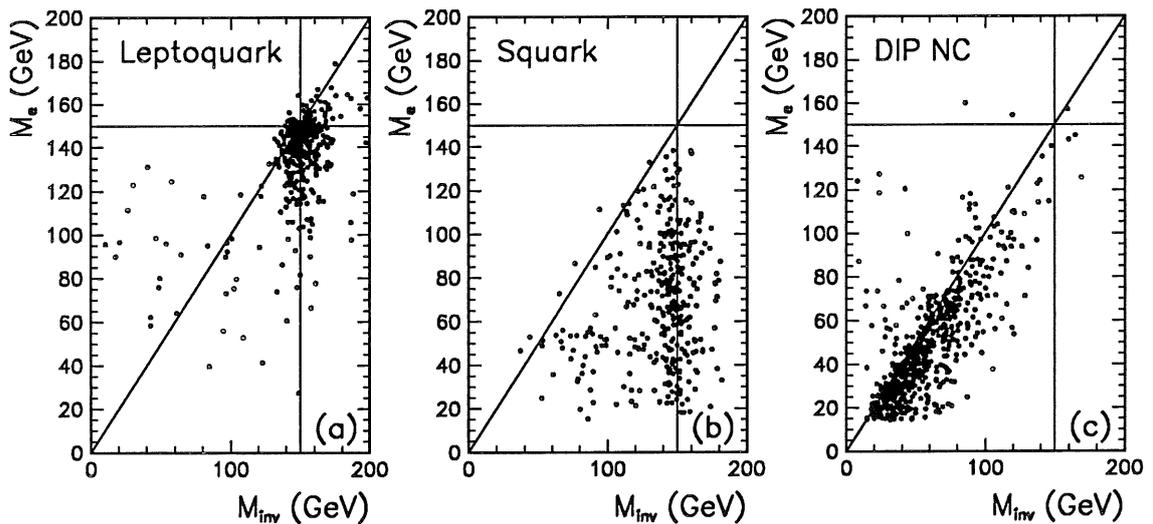


Figure 6.6: Masses reconstruite M_e à partir de l'électron versus M_{inv} par les produits de désintégration pour une simulation d'un leptoquark scalaire (a) et d'un squark de 150 GeV dans la voie de désintégration de jauge (b) ainsi que pour la DIP par courants neutres standard (c).

Les masses reconstruites à partir de la méthode électron et la méthode des produits de désintégration sont comparées sur la figure 6.6. Pour la DIP par courant neutre (figure 6.6c), la corrélation entre les méthodes est bonne. La queue observée par rapport à la diagonale vers les valeurs de masses M_{inv} plus larges est alors due aux événements où de l'énergie provenant des fragments du proton est collectée.

Pour les leptoquarks (figure 6.6a), la masse est également bien reconstruite par les deux méthodes et piquée autour de la valeur de la masse générée. La queue vers les valeurs de masses M_{inv} plus grandes que la valeur nominale est ici aussi observée pour la même raison que pour la DIP. Les migrations vers les masses M_e plus petites que la valeur nominale proviennent d'événements à petits y où les effets des émissions de partons dans l'état final sont importants. La masse invariante M_{inv} est également parfois sous-estimée à petits y_e , quand le jet associé au quark provenant de la désintégration du leptoquark est situé très à l'avant du détecteur et se trouve alors en partie tronqué par la coupure minimale sur l'angle polaire $\theta > 10^\circ$. Ces événements à bas y seront néanmoins éliminés plus tard lorsque nous appliquerons une coupure sur y_e afin de séparer un éventuel signal du bruit de fond de DIP.

Parmi les méthodes envisagées ici, seul M_{inv} donne une estimation correcte de la masse d'un squark dans la voie de désintégration de jauge (figure 6.6c). La méthode électron ne peut en effet pas s'appliquer puisqu'alors nous ne sommes plus dans le cas d'une désintégration à deux corps, comme cela était supposé pour le calcul M_e . Nous utiliserons ainsi plus tard cette différence entre ces deux méthodes pour distinguer ce mode de désintégration des squarks du bruit de fond de DIP.

La masse M_{inv} est sûrement appropriée pour la recherche d'un signal puisqu'elle est moins sensible aux effets systématiques que M_e . Cependant, la masse M_e , dont la résolution au pic de résonance est meilleure que celle sur M_{inv} , sera utilisée en l'absence de signal significatif pour dériver des limites d'exclusion sur la production de leptoquarks, de leptogluons et de squarks se désintégrant en $e + jet$. Nous utiliserons toutefois M_{inv} pour estimer la masse des squarks dans la voie $q + \tilde{\gamma}$. La masse du $\tilde{\gamma}$ sera alors déterminée de la même façon que M_{inv} en excluant toutefois une région de $\pm 45^\circ$ en azimuth autour de l'axe du jet de plus grande énergie transverse.

Parmi les 784 événements de la sélection $e + X$, 485 vérifient $M_e > 45$ GeV ou $M_{inv} > 45$ GeV. Dans ce domaine de masse d'intérêt, ces 485 événements sont alors comparés sur la figure 6.7 à la simulation de diffusion inélastique profonde par courant neutre (dont les distributions sont normalisées en absolu).

Cette figure montre que nous sommes donc en possession d'un ensemble de données cohérent. Les distributions de l'énergie et de l'angle de l'électron identifié sont en effet bien reproduites par la simulation de DIP NC. De plus, les quantités globales mesurées $P_{T,miss}$ et $E - p_z$ se comportent effectivement comme il est attendu pour des signatures de type courant neutre.

La distribution de la coordonnée z du vertex d'interaction reconstruit (figure 6.8) montre également que la simulation reproduit correctement les données. Nous avons déterminé l'efficacité de reconstruction du vertex d'interaction à partir d'une sélection basée sur des coupures insensibles à la position de ce dernier. En appliquant les critères, $E_e > 20$ GeV, $P_{T,miss} < 10$ GeV et $E_{TOT} > 50$ GeV, nous vérifions tout d'abord à partir de la simulation de DIP que 99.2% des événements avec $M_e > 45$ GeV satisfont à ces coupures et à celles de la sélection $e + X$ décrite précédemment. Nous trouvons alors dans les données 13 événements sans vertex reconstruit qui vérifient ces coupures. La perte d'efficacité due à la reconstruction de vertex est donc estimée à $13/(13 + 784) \sim 1.6\%$.

Nous avons finalement 314 événements qui vérifient seulement $M_e \geq 45$ GeV. La figure 6.9 montre une comparaison des estimateurs caractéristiques de l'identification des électrons pour ces 314 événements sélectionnés et la simulation de DIP. Les propriétés

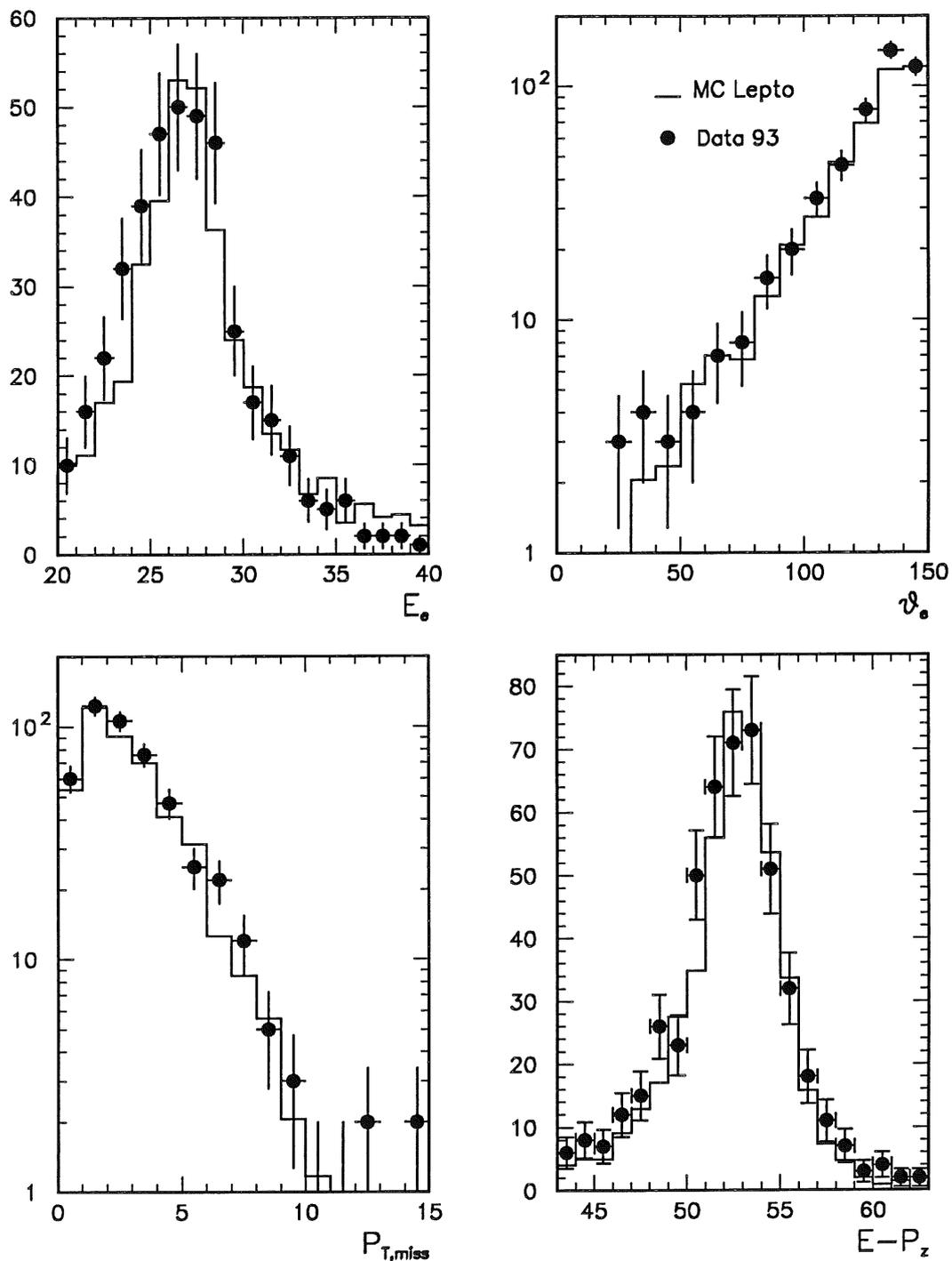


Figure 6.7: Comparaison des données (points) avec la simulation de DIP NC (histogrammes) pour l'énergie de l'électron diffusé (a) et son angle polaire (b), ainsi que les quantités globales d'impulsion transverse (c) et la différence énergie totale-impulsion parallèle (d).

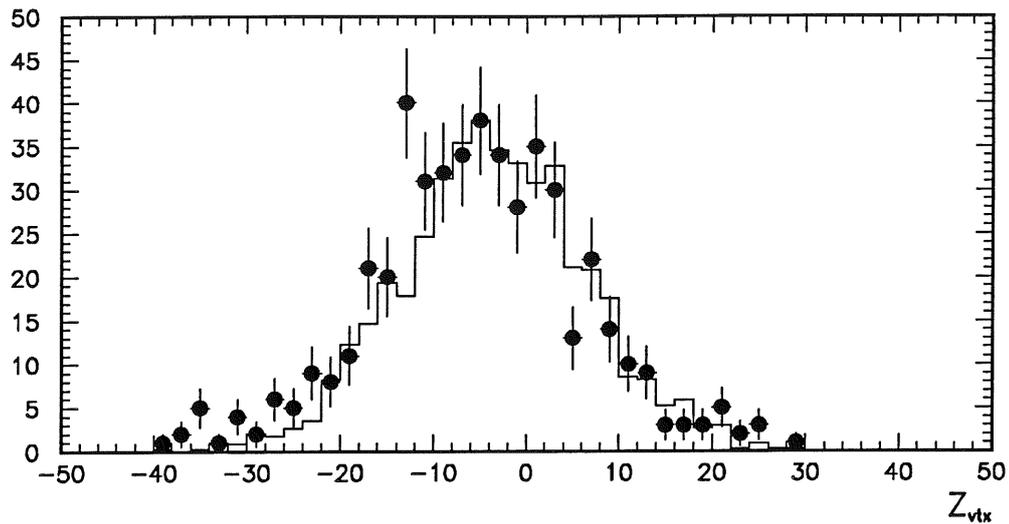


Figure 6.8: *Distribution du vertex d'interaction reconstruit pour les données (points) et la simulation de DIP NC (histogramme).*

des électrons identifiés mesurés, comme l'expansion transverse σ_R de la gerbe associée, sa compacité (f_{hotN}), la mesure de son développement rapide (f_{K0}) et de son isolation (f_{rad}), sont compatibles avec celles des électrons de la simulation de DIP.

Pour la sélection $\nu + X$, nous utilisons la méthode hadronique pour mesurer la masse. Finalement, 13 événements de cette sélection vérifient $M_h > 45$ GeV. La distribution de l'impulsion transverse manquante mesurée est bien décrite par la simulation de DIP par courants chargés (figure 6.10).

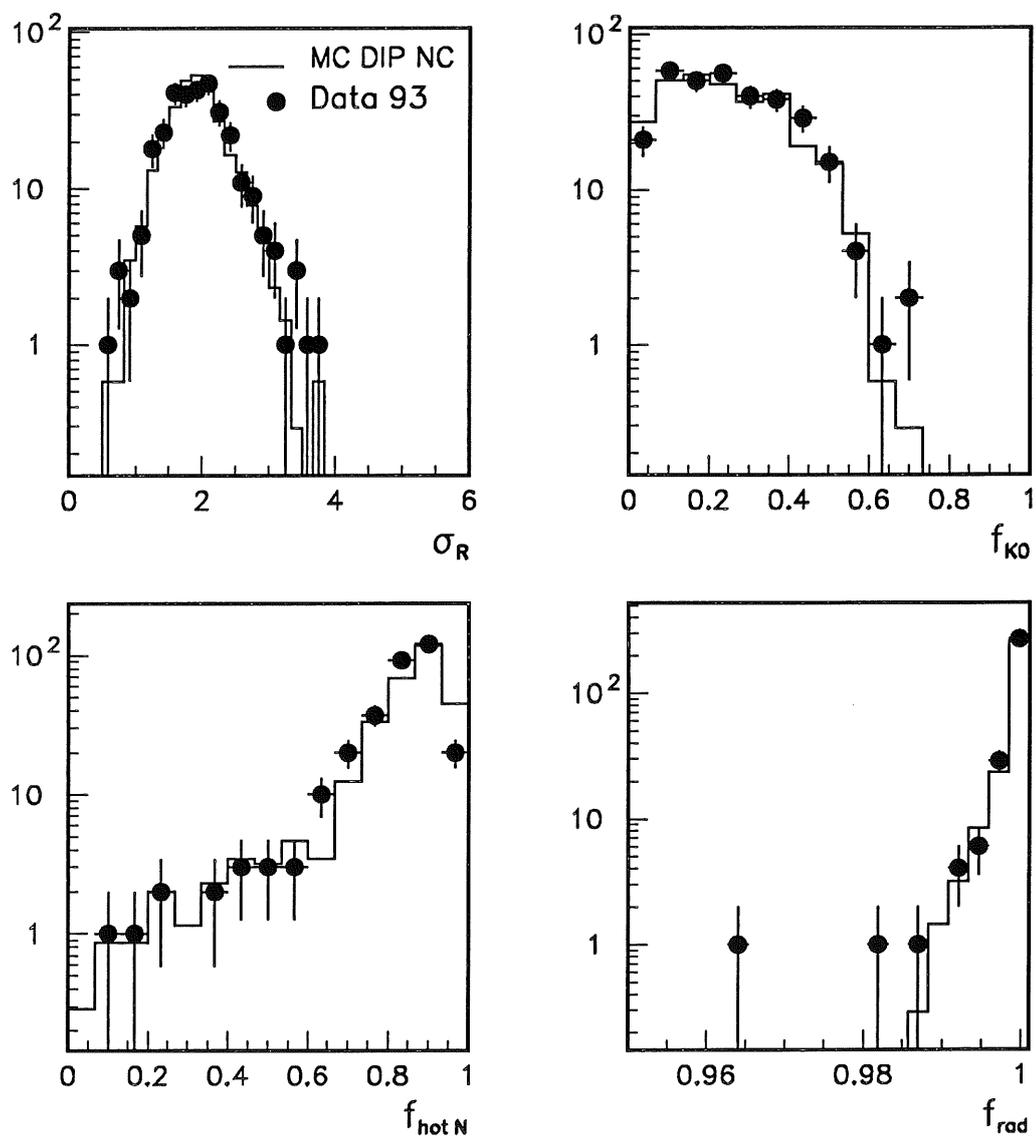


Figure 6.9: Comparaisons des principaux estimateurs de l'identification des électrons après la sélection des événements pour les données (points) et la simulation de DIP NC (histogramme).

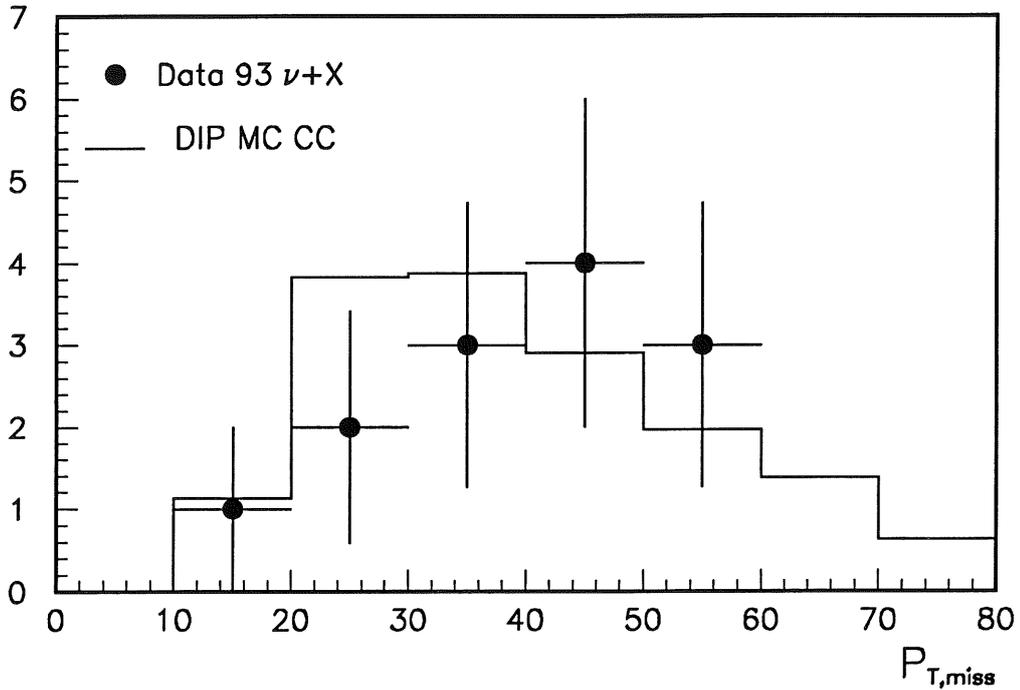


Figure 6.10: Impulsion transverse manquante pour les états finaux $\nu + X$ dans les données (points) et la simulation de DIP CC (histogramme).

6.4 Contrôle systématique de la mesure en énergie

La cinématique des événements de DIP par courants neutres est surcontrainte. Les variables cinématiques peuvent aussi bien être mesurées par l'électron de diffusion que par le flux global d'énergie hadronique, ou une combinaison des deux. Nous allons utiliser cette propriété pour contrôler la mesure des énergies dans le calorimètre à argon liquide. Pour cela, nous comparons l'énergie E_e de l'électron identifié telle qu'elle est effectivement mesurée avec la prédiction de cette énergie par la méthode double-angle $E_e^{2\theta}$. Cette dernière peut être obtenue en égalant les expressions de y par la méthode électron et par la méthode double-angle:

$$E_e^{2\theta} = \frac{E_e^0}{\sin^2(\frac{\theta_e}{2})} \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_e + \alpha_h} \right) \quad (6.6)$$

Pour les 784 événements sélectionnés ainsi que pour la simulation de DIP NC après les mêmes coupures de sélection, l'énergie mesurée est en accord avec l'énergie prédite par la méthode double-angle à 2% près (figure 6.11). Les événements simulés utilisés pour cette figure ont été générés avec LEPTO, sans les corrections radiatives électrofaibles dans l'état initial. L'effet des radiations QED est par contre légèrement visible dans les données (queue à $(E_e^{2\theta} - E_e)/E_e^{2\theta} > 0$ qui dégrade quelque peu la résolution). Cependant, les coupures sur $E - p_z$ et y_e nous ont permis en grande partie de nous affranchir de ces effets.

L'accord entre l'énergie mesurée et prédite de l'électron n'est de plus pas dépendant de

la cinématique (figure 6.12 et 6.13) et de l'angle polaire de l'électron ou de l'angle polaire du flux hadronique (figure 6.14).

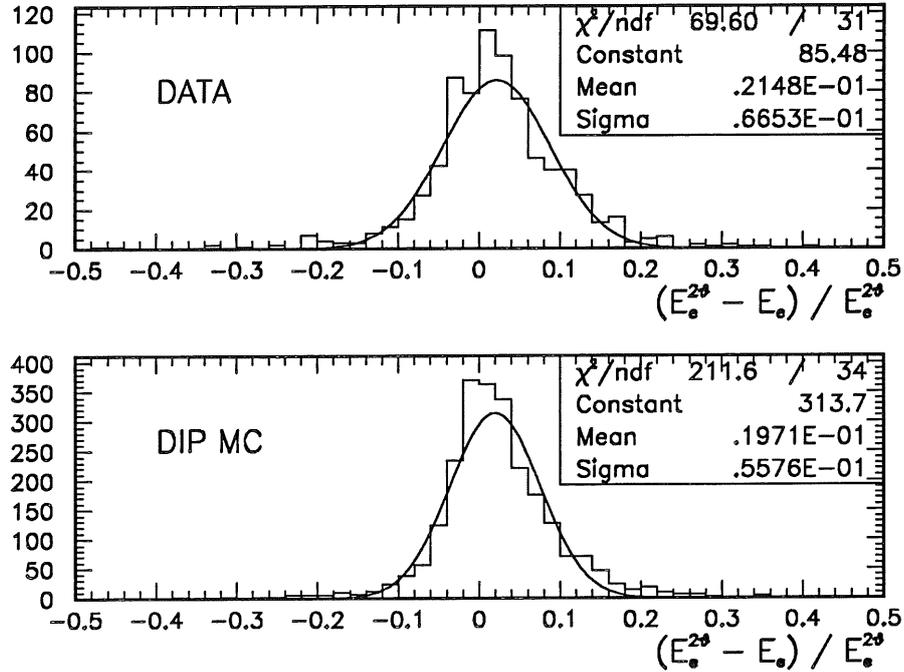


Figure 6.11: Comparaison de l'énergie de l'électron mesurée et prédite par la méthode double-angle pour les données et la simulation.

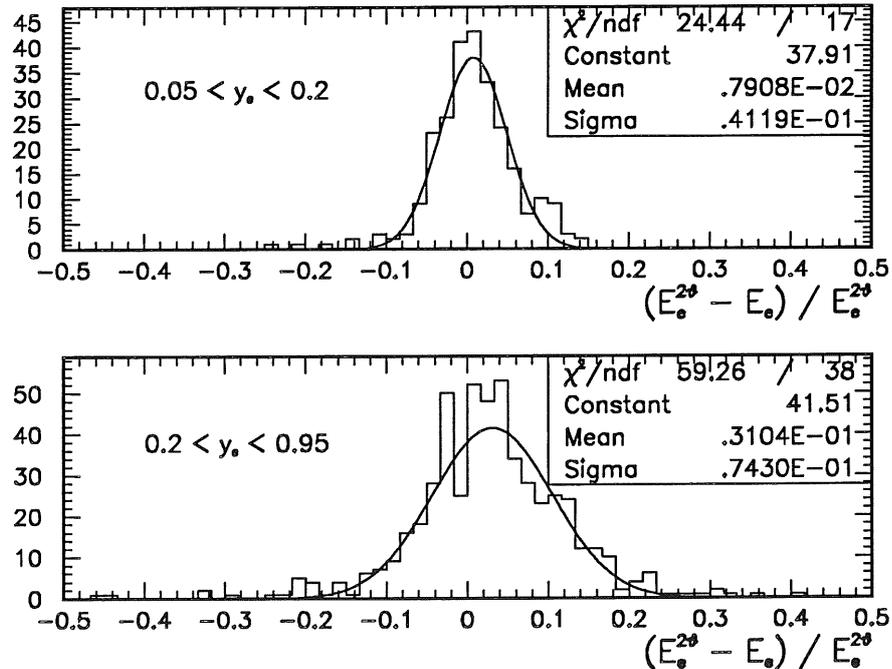


Figure 6.12: Comparaison de l'énergie de l'électron mesurée et prédite par la méthode double-angle pour les données et la simulation en fonction de y_e .

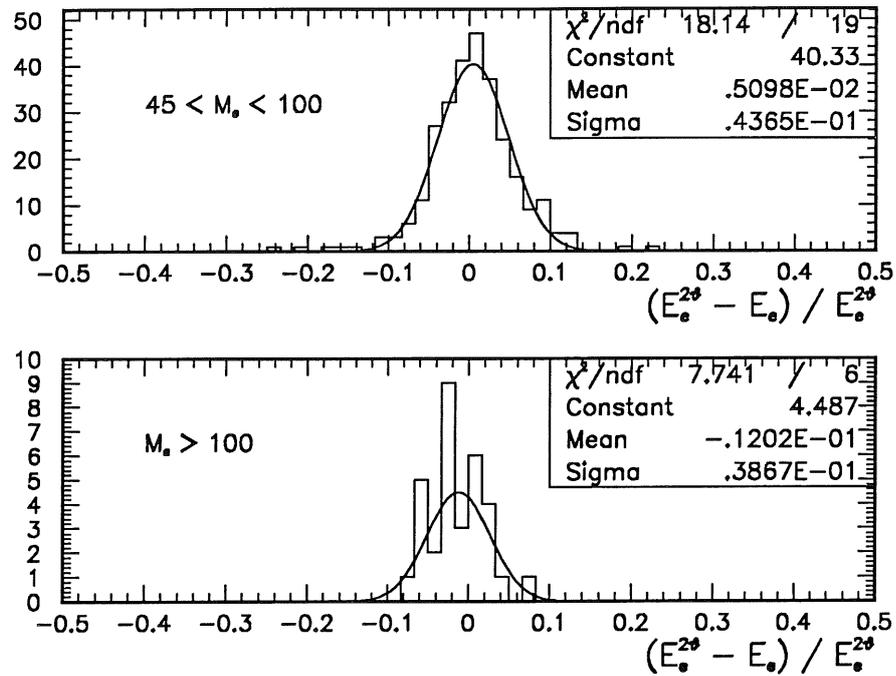


Figure 6.13: Comparaison de l'énergie de l'électron mesurée et prédite par la méthode double-angle pour les données et la simulation en fonction de M_e .

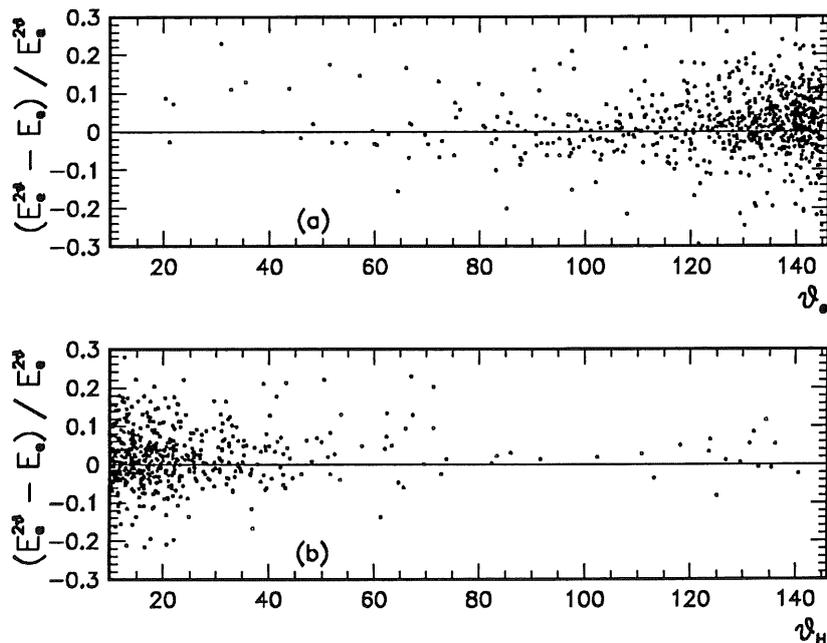


Figure 6.14: Comparaison de l'énergie de l'électron mesurée et prédite par la méthode double-angle pour les données et la simulation en fonction des angles polaires de l'électron et du système hadronique.

6.5 Les lots d'événements simulés

6.5.1 Simulations de leptokuarks et de leptogluons

Des lots de 500 événements ont été générés pour certains types caractéristiques de leptokuarks à des masses de 35 puis de 50 à 275 GeV par pas de 25 GeV, et ceci à des couplages proches de la limite de sensibilité attendue avec la luminosité utile de 1993. Ces événements sont ensuite passés à travers la chaîne complète de simulation de la réponse des détecteurs puis les signaux issus de cette procédure ont été reconstruits avec les algorithmes de reconstruction ayant servi sur les données.

Dans la voie de désintégration $e + X$, les leptokuarks simulés sont deux scalaires et deux vecteurs, produits préférentiellement soit avec un quark de valence (S_0^L ($e_L^- u_L$) et $V_{1/2}^L$ ($e_L^- d_R$)) ou soit avec un quark de la mer ($\tilde{S}_{1/2}^L$ ($e^- \bar{d}_L$) et V_0^L ($e^- \bar{d}_R$)). Notons que les deux derniers leptokuarks, couplés à un quark de la mer, n'ont été considérés que pour deux masses, 175 et 200 GeV: à ces masses, la limite de sensibilité est atteinte pour des couplages voisins de 1 et nous n'avons pas voulu considérer des couplages plus grands que l'unité. De plus, pour les masses inférieures (de 25 à 150 GeV), une bonne approximation consiste à considérer que les sections efficaces sont assez proches de celles pour des leptokuarks couplés aux quarks de valence, ce qui va permettre de réduire les paramètres de l'analyse. Les masses et les couplages ainsi que les sections efficaces correspondantes sont résumés dans les tableaux 6.2 et 6.3 pour les leptokuarks respectivement produits avec des quarks de valence et des quarks de la mer. Deux leptokuarks, un scalaire (S_0^L) et un vecteur (V_0^L) ont été simulés pour la voie $\nu + X$ (tableau 6.4). Nous avons finalement effectué la même opération pour un leptogluon avec des échelles composites Λ proches de la limite attendue (tableau 6.5).

6.5.2 Simulations de squarks

Des lots de 500 événements du processus $e^- p \rightarrow e^\pm + 3jets$ ont été générés à différentes masses de squarks et de photinos couvrant le domaine cinématique d'intérêt à HERA, pour des couplages relativement proches de la sensibilité supposée à un tel signal. Les masses de squarks et de photinos utilisées ainsi que les sections efficaces correspondantes sont résumées dans le tableau 6.6.

6.5.3 Simulations des bruits de fonds

Un lot de 10000 événements de DIP par courants neutres générés à $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ constitue l'échantillon de base pour notre estimation du bruit de fond pour les leptogluons et les leptokuarks se désintégrant dans la voie électron-quark. La section efficace correspondante ainsi que la luminosité équivalente (ramenée à la luminosité utilisée $\mathcal{L}_{1993}^{H1} = 425 \text{ nb}^{-1}$) sont:

$$\sigma^{MC,NC} = 6.79 \text{ nb} \quad (6.7)$$

$$\mathcal{L}_{eq.}^{MC,NC} = 1472 \text{ nb}^{-1} \quad (6.8)$$

Masse (GeV)	$S_0^L \rightarrow e + q$		$V_{1/2}^L \rightarrow e + q$	
	λ	σ (pb)	λ	σ (pb)
35	0.030	76.80	0.010	34.05
50	0.040	60.17	0.015	28.13
75	0.050	41.88	0.025	28.21
100	0.060	32.27	0.030	18.12
125	0.080	32.06	0.060	33.42
150	0.100	26.28	0.080	25.82
175	0.150	28.18	0.090	12.60
200	0.250	30.51	0.100	4.82
225	0.400	22.79	0.400	16.70
250	1.000	42.78	1.000	24.74
275	1.000	11.88	1.000	10.67

Tableau 6.2: Masses de leptoquarks, couplages, sections efficaces pour la génération de leptoquarks couplés aux quarks de valence dans la voie de désintégration $e + x$.

Masse (GeV)	$V_0^L \rightarrow e + \bar{q}$		$\tilde{S}_{1/2}^L \rightarrow e + \bar{q}$	
	λ	σ (pb)	λ	σ (pb)
175	0.800	67.95	1.000	72.98
200	1.000	51.22	1.000	19.51

Tableau 6.3: Masses de leptoquarks, couplages, sections efficaces pour la génération de leptoquarks couplés aux quarks de la mer dans la voie de désintégration $e + x$.

Pour les leptoquarks avec un neutrino dans l'état final, nous avons utilisé une simulation de 1000 événements de DIP par courants chargés. Cette statistique est bien supérieure à celle attendue puisqu'elle correspond à une luminosité équivalente de $5.92 \cdot 10^4 \text{ nb}^{-1}$. Les sections efficaces de ces processus sont données dans le tableau 6.7. Dans le cas de la photoproduction, ces réactions ont des sections efficaces très élevées. Comme nous ne sommes intéressés que par les queues de distribution à grande énergie transverse totale de ces événements (soit une petite fraction de la section efficace intégrée), il aurait fallu en simuler un nombre gigantesque pour couvrir significativement notre région d'intérêt. Les événements ont donc été générés avec un poids statistique dépendant de leur impulsion transverse.

Masse (GeV)	$S_0^L \rightarrow \nu + q$		$V_0^L \rightarrow \nu + \bar{q}$	
	λ	σ (pb)	λ	σ (pb)
35	0.030	76.80	0.020	48.50
50	0.040	60.17	0.035	42.23
75	0.050	41.88	0.050	22.21
100	0.060	32.27	0.100	27.87
125	0.080	32.06	0.200	34.15
150	0.100	26.28	0.300	21.24
175	0.150	28.18	0.800	67.95
200	0.250	30.51	1.000	51.22
225	0.400	22.79	-	-
250	1.000	42.78	-	-
275	1.000	11.88	-	-

Tableau 6.4: *Masses de leptoquarks, couplages, sections efficaces pour la génération de leptoquarks dans la voie de désintégration $\nu + X$.*

Masse (GeV)	$LG \rightarrow e + g$	
	Λ (GeV)	σ (pb)
35	10000	44.64
50	8000	31.74
75	6000	25.71
100	4000	26.67
125	3000	21.45
150	2000	19.06
175	1000	26.25
200	700	13.82
225	250	20.31
250	100	90.67
275	100	45.93

Tableau 6.5: *Masses de leptoquarks, paramètres d'échelle Λ , sections efficaces pour la génération de leptoquarks.*

6.6 Efficacités globales

Les efficacités de sélection pour les divers signaux recherchés sont estimées à partir des simulations Monte Carlo sur lesquelles tous les critères de sélection décrits en 6.2 sont

$M_{\tilde{t}ldeq}$ (GeV)	$M_{\tilde{\gamma}}$ (GeV)	λ'_{111}	$\sigma_{e^++3jets}$ (pb)	$\Delta\sigma_{e^++3jets}$ (pb)
50	20	0.04	$0.69 \cdot 10^2$	$0.73 \cdot 10^{-1}$
	40	0.04	$0.48 \cdot 10^2$	$0.27 \cdot 10^{-1}$
75	20	0.05	$0.39 \cdot 10^2$	$0.48 \cdot 10^{-1}$
	40	0.05	$0.35 \cdot 10^2$	$0.78 \cdot 10^{-1}$
100	20	0.06	$0.25 \cdot 10^2$	$0.49 \cdot 10^{-1}$
	40	0.06	$0.24 \cdot 10^2$	$0.35 \cdot 10^{-1}$
	80	0.06	$0.11 \cdot 10^2$	$0.36 \cdot 10^{-1}$
150	20	0.10	$0.13 \cdot 10^2$	$0.16 \cdot 10^{-1}$
	40	0.10	$0.12 \cdot 10^2$	$0.27 \cdot 10^{-1}$
	80	0.10	$0.94 \cdot 10^1$	$0.10 \cdot 10^{-1}$
200	20	0.25	$0.44 \cdot 10^1$	$0.85 \cdot 10^{-2}$
	40	0.25	$0.41 \cdot 10^1$	$0.91 \cdot 10^{-2}$
	80	0.25	$0.33 \cdot 10^1$	$0.73 \cdot 10^{-2}$
	160	0.25	$0.67 \cdot 10^0$	$0.20 \cdot 10^{-2}$
250	20	1.0	$0.79 \cdot 10^0$	$0.23 \cdot 10^{-2}$
	40	1.0	$0.67 \cdot 10^0$	$0.22 \cdot 10^{-2}$
	80	1.0	$0.44 \cdot 10^0$	$0.15 \cdot 10^{-2}$
	160	1.0	$0.11 \cdot 10^0$	$0.18 \cdot 10^{-3}$
275	20	1.0	$0.36 \cdot 10^0$	$0.12 \cdot 10^{-2}$
	40	1.0	$0.29 \cdot 10^0$	$0.80 \cdot 10^{-3}$
	80	1.0	$0.16 \cdot 10^0$	$0.48 \cdot 10^{-3}$
	160	1.0	$0.24 \cdot 10^{-1}$	$0.51 \cdot 10^{-4}$

Tableau 6.6: *Masses de squarks, masses de photinos, couplages, sections efficaces et erreurs associées pour la génération de squarks dans la voie de désintégration de jauge.*

appliqués.

La figure 6.15 présente les efficacités de sélection pour les leptoquarks et les lepto-gluons. Ces efficacités sont de l'ordre de 80% dans le domaine de masse $75 \lesssim M \lesssim 200$ GeV. Pour les leptoquarks, les efficacités chutent à grande masse, $M \gtrsim 150$ GeV et $M \gtrsim 250$ GeV pour des particules se couplant préférentiellement aux quarks de valence ou de la mer du proton. A grandes masses, donc également à grands couplages, la largeur devient élevée. Ce fait, combiné avec la décroissance rapide des fonctions de densité de quark, provoque des distributions en masse très étalées vers les masses plus faibles que la masse nominale. En coupant à $M_e > 45$ GeV, nous éliminons une partie de ces queues de distribution, ce qui a pour effet de réduire l'efficacité.

L'efficacité de sélection tombe également à basse masse. Ceci est dû à la coupure sur l'énergie transverse et l'angle polaire de l'électron. Dans le cas des leptoquarks dans la voie $\nu + X$, la perte d'efficacité à basse masse est due à la coupure sur la masse $M_h > 45$ GeV.

processus	σ (nb)	$\mathcal{L}_{\text{equivalente}}$ (nb ⁻¹)
$e + p \rightarrow e + X$ (DIP NC)	6.792	1471.644
$e + p \rightarrow \nu + X$ (DIP CC)	0.073	5.925 10 ⁴
$\gamma + p \rightarrow \text{jet} + \text{jet}$ (direct)	340.6	254.2
$\gamma + p \rightarrow \text{jet} + \text{jet}$ (résolu)	53.99	333.4
$e + p \rightarrow c + \bar{c}$	21.26	329.3

Tableau 6.7: Sections efficaces et luminosités équivalentes pour les simulations de DIP et de contamination de photoproduction directe et résolue et la production de saveurs lourdes $c\bar{c}$.

La résolution sur la masse mesurée par la méthode Jacquet-Blondel est en effet de l'ordre de ~ 10 GeV, et la coupure à 45 GeV va donc en partie tronquer la distribution. Pour les squarks dans la voie de désintégration de jauge, les efficacités sont représentées sur la figure 6.16. L'efficacité de sélection dépend alors de la masse du photino. En effet, plus le photino est massif, plus il peut céder d'énergie à l'électron dans l'état final et moins la coupure sur l'énergie transverse de l'électron identifié induit de perte d'efficacité. Ces efficacités atteignent près de 70% pour les plus grandes masses de photino.

6.7 Rejet du bruit de fond et contaminations

Une fois la sélection d'événements établie, il convient de savoir avec quelle efficacité le bruit de fond a été rejeté et quel est le taux de contamination de nos lots sélectionnés par ce bruit de fond.

6.7.1 Les courants neutres et chargés en collisions inélastiques profondes

Les événements de diffusion inélastique profonde par courants neutres peuvent contaminer la sélection $\nu + X$ (électrons peu énergétiques non-identifiés provoquant par exemple une impulsion transverse manquante suffisamment grande pour que l'événement soit sélectionné). Les taux de contamination de la sélection $\nu + X$ ($e + X$) par des événements de DIP en courants neutres (courants chargés) est négligeable.

6.7.2 Les cosmiques

Pour une sélection de type $e + X$ effectuée avec des coupures moins rigoureuses que pour la sélection finale de 784 événements et sans appliquer de filtre de rejet des cosmiques, nous trouvons en visualisant ces données 30 cosmiques sur 1943 événements. Parmi ces 30 événements, 19 sont rejetés par le filtre cosmique et 11 par les coupures finales.

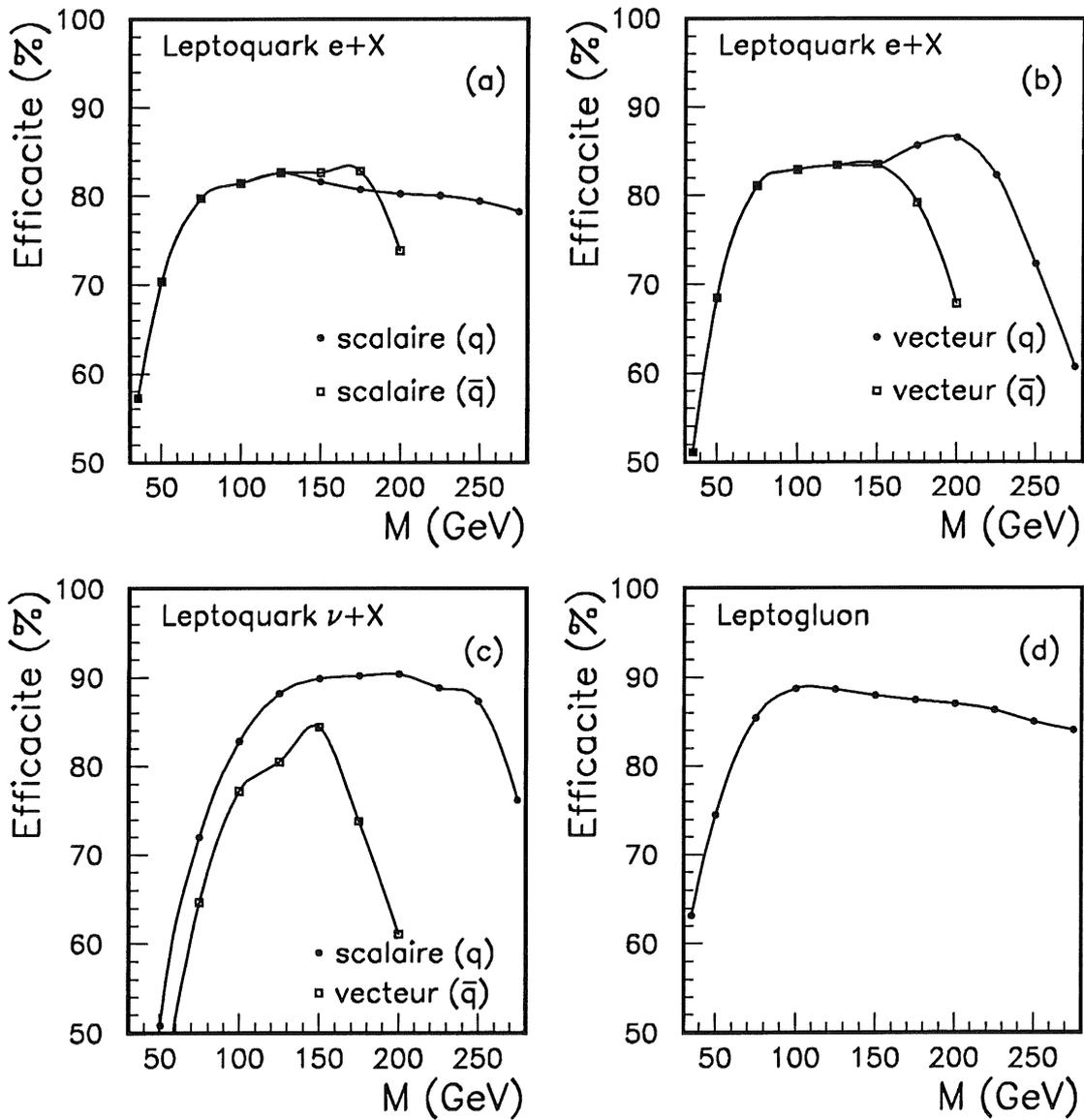


Figure 6.15: Efficacités de sélection pour les leptoquarks scalaires (a) et vecteurs (b) dans la voie $e + X$ ainsi que pour les leptoquarks dans la voie $\nu + X$ (c) et les leptogluons (d).

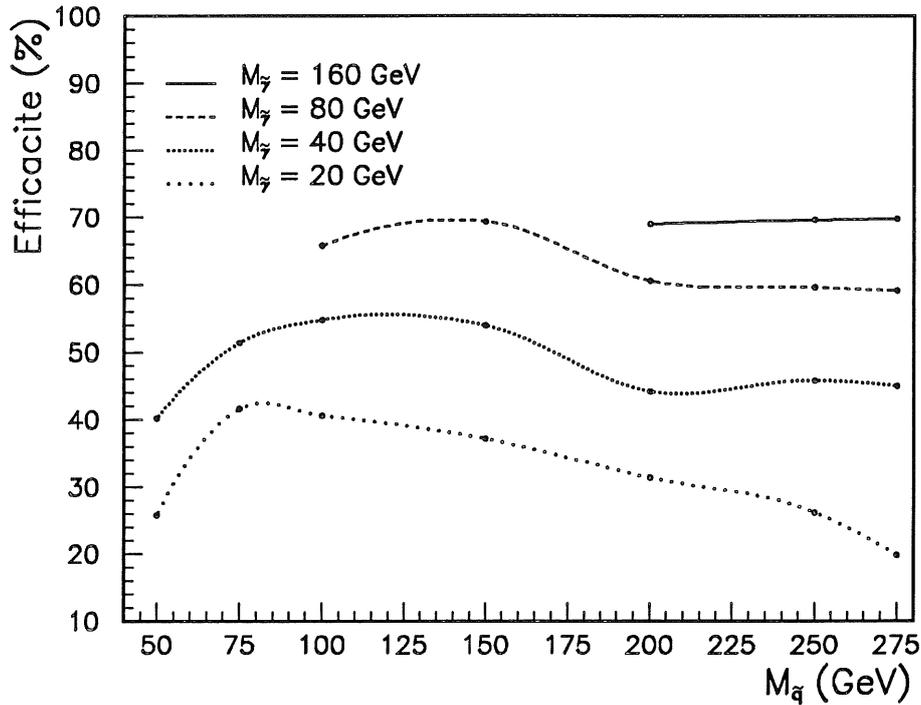


Figure 6.16: Efficacités de sélection pour les squarks dans la voie de désintégration de jauge.

6.7.3 La photoproduction

Les taux de contamination de photoproduction restant après application des coupures de sélection sont évalués à partir des échantillons de Monte Carlo correspondants (voir 3.7) simulés et reconstruits.

Nous allons tout d'abord considérer les processus de photoproduction avec photon résolu. Après l'identification des électrons, 93.4 événements de photoproduction satisfont à $E_{T,e} > 7$ GeV. Parmi ces événements, 16.4 ont de l'énergie déposée dans le détecteur d'électrons du luminomètre ($E_{LUMI} > 5$ GeV) alors que 77 n'en ont pas. Nous pouvons alors voir que pour cette fraction de $\sim 17\%$ des événements de photoproduction (compatible avec une fraction de $15 \pm 3\%$ des événements de photoproduction vérifiant $E_{T,TOT} > 25$ GeV et ayant de l'énergie déposée dans ce détecteur) cette énergie correspond bien à celle générée pour l'électron diffusé (figure 6.17a).

Les 77 événements où aucune énergie n'est déposée dans le luminomètre sont représentés sur la figure 6.17b dans le plan masse- y , où ces quantités sont mesurées à partir de l'électron identifié. Nous observons alors que plus la masse effective M_e mesurée à partir de l'électron identifié est grande, plus y_e est élevé. En appliquant les critères de sélection indépendamment de y_e ou de M_e , 5.14 événements subsistent de ce lot de données. Toutefois, ils ont soit une masse effective M_e inférieure à 45 GeV, soit $y_e > 0.95$.

La conservation de l'énergie-impulsion impose d'avoir $E - p_z \sim 2E_e^0$. Nous mesurons cette quantité à l'aide de l'énergie déposée dans les calorimètres. Si l'électron diffusé

ne rentre pas dans ce bilan d'énergie, $E - p_z$ est donc déficitaire. Par contre, si nous incluons l'électron diffusé, il va être possible de corriger la quantité $E - p_z$ mesurée par les calorimètres avec cette énergie dans le luminomètre et de retrouver ainsi la valeur attendue. Une valeur de $E - p_z$ corrigée trop différente de $2E_e^0$ permettra alors de qualifier les événements correspondants comme provenant d'une superposition de plusieurs interactions ("pile-up").

Une fois $E - p_z$ ainsi corrigé, 3 événements sur 16.4 avec $E_{LUMI} > 5$ GeV sont sélectionnés (figure 6.17c), ce qui correspond à ~ 5 événements attendu pour la luminosité $\mathcal{L}_{1993}^{e+X} = 425 \text{ nb}^{-1}$. Ceci est alors compatible avec les 10 événements observés avec une énergie déposée dans le luminomètre et un $E - p_z$ corrigé en conséquence. Nous considérons alors $E - p_z$ "normal", c'est à dire non corrigé et mesuré uniquement par les calorimètres. En appliquant alors tous les critères de sélection indépendamment de la coupure sur l'énergie dans le luminomètre, aucun événement, ni dans les données ni pour la simulation de photoproduction, n'est observé avec $E_{LUMI} > 5$ GeV.

Finalement, 3.14 événements parmi les 77 avec $E_{LUMI} < 5$ GeV sont sélectionnés. Nous attendons donc ~ 5.3 événements de photoproduction dans nos données.

Nous allons maintenant explicitement calculer les taux de contamination pour chacun des trois processus de photoproduction envisagés. Connaissant le nombre d'événements générés et la section efficace correspondante pour chaque type de processus (photoproduction "photon résolu" et "photon direct" ainsi que production de saveurs lourdes), on en tire une luminosité équivalente \mathcal{L}_{eq}^{MC} . En appelant N le nombre d'événements sélectionnés à partir des données, le taux de contamination est donc:

$$\tau = N_{\gamma p} \frac{\mathcal{L}_{1993}^{e+X}}{\mathcal{L}_{eq}^{MC}} \frac{1}{N} \quad (6.9)$$

Le nombre d'événements sélectionnés, la luminosité équivalente ainsi que le taux de contamination de la sélection NC sont donnés dans le tableau 6.8. Les taux de contami-

processus	\mathcal{L}_{eq}^{MC} (nb ⁻¹)	M	τ
$\gamma + p \rightarrow jet + jet$ (photon résolu)	294.1	3.14	< 0.6 %
$\gamma + p \rightarrow jet + jet$ (photon direct)	333.4	2.0	< 0.3 %
$\gamma + p \rightarrow saveurs lourdes$ ($c\bar{c}, b\bar{b}$)	329.3	0	< 0.5 % (à 95% C.L.)

Tableau 6.8: Taux de contamination τ par la photoproduction de la sélection "e + X" calculé par l'équation 6.9 avec les luminosités équivalentes du Monte Carlo \mathcal{L}_{eq}^{MC} et le nombre d'événements générés M survivant à la sélection.

nation par la photoproduction de notre sélection NC sont donc très faibles. De plus, la masse reconstruite des événements reste peu élevée et il apparaît qu'aucun événement de photoproduction ne survit à la coupure $M_e > 45$ GeV.

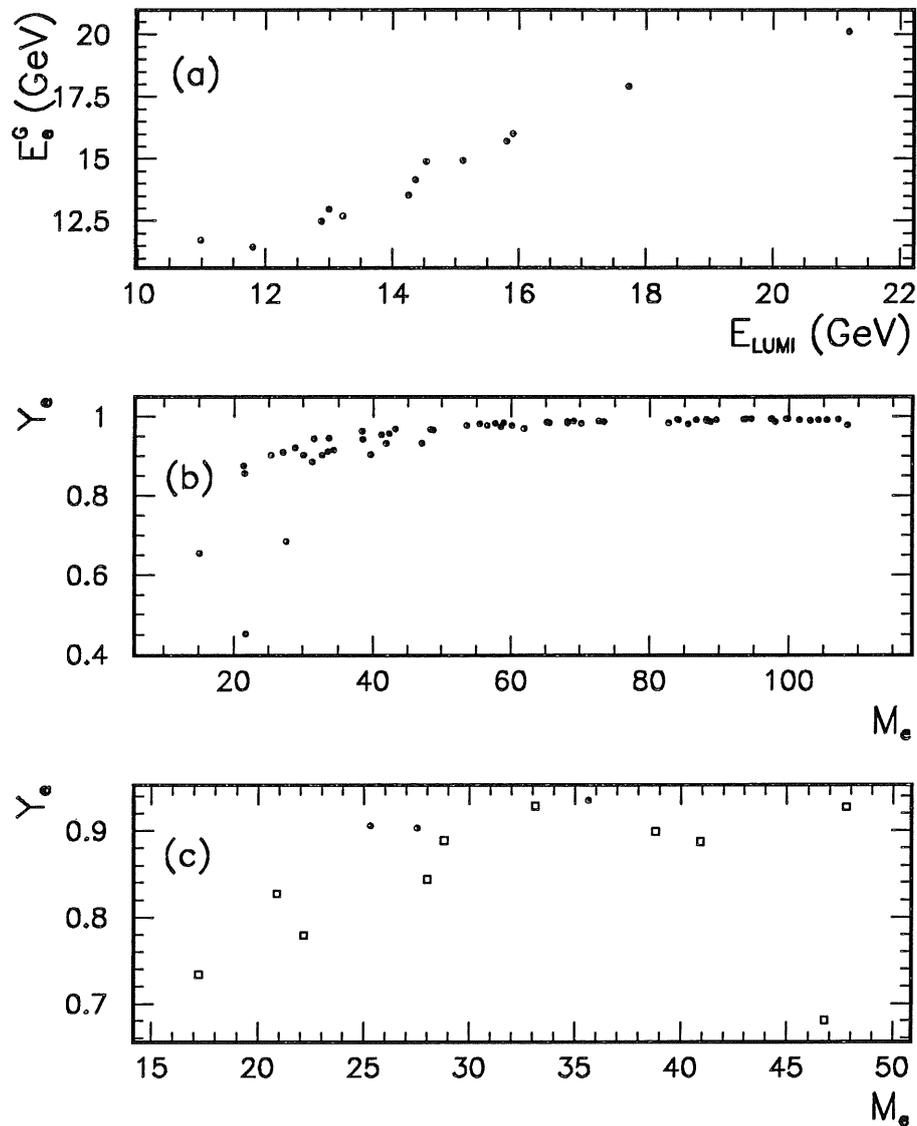


Figure 6.17: *Événements de la simulation de photoproduction résolue après la procédure d'identification des électrons lorsque $E_{LUMI} > 5$ GeV (a) et $E_{LUMI} < 5$ GeV (b). Quand $E_{LUMI} > 5$ GeV, la corrélation dans le plan $y_e - M_e$ est montrée (c) après correction de $E - p_z$ pour la simulation de photoproduction (points) et les données (carrés).*

Chapitre 7

Résultats et limites de rejet pour les leptoquarks et les leptogluons

7.1 Comparaison des données à la simulation Monte Carlo

Pour la recherche directe de leptoquarks et de leptogluons, nous utiliserons ici en particulier les 314 événements de la sélection $e + X$ satisfaisant à $M_e > 45$ GeV ainsi que les 13 événements de la sélection $\nu + X$ satisfaisant à $M_h > 45$ GeV. La restriction sur le domaine de masse se justifie pour plusieurs raisons:

- la contamination par la photoproduction est totalement négligeable dans cette région (voir 6.7.3).
- la sensibilité aux différents signaux recherchés est très bonne et à peu près constante pour $M > 45$ GeV et décroît très significativement pour des masses moins élevées (voir 6.6).
- comme nous le verrons en 7.4, la région $M < 45$ GeV est exclue par toutes les mesures expérimentales (LEP et TeVatron).

Puis la coupure en y_e destinée à rejeter le bruit de fond de diffusion inélastique profonde par courants neutres va être optimisée sur la base des distributions caractéristiques des différents signaux recherchés. Nous allons donc définir, pour chaque masse de leptoquark ou de leptogluon considérée, une fenêtre en masse d'une certaine largeur dans laquelle le nombre d'événements de DIP estimé servira de base au calcul de la coupure en y_e . Les distributions en y et en masse des données seront alors comparées aux prédictions Monte Carlo de DIP, avant et après application de la coupure en y_e optimisée.

7.1.1 Optimisation de la coupure en y

Les leptoquarks et les leptogluons présentent une signature indiscernable événement par événement de la diffusion inélastique profonde. Toutefois, nous savons qu'il est possible

de discriminer un éventuel signal du bruit de fond de DIP par la recherche d'un pic dans la distribution en x et par l'utilisation des distributions en y . Nous avons vu en effet au chapitre 3 que ces distributions en y sont caractéristiques de la particule produite car elles dépendent de leur spin. Ainsi:

- $\frac{d\sigma}{dy} \propto \text{constante}$ pour un leptoquark scalaire ($S=0$).
- $\frac{d\sigma}{dy} \propto (1-y)^2$ pour un leptoquark vecteur ($S=1$).
- $\frac{d\sigma}{dy} \propto (1-y)$ pour un leptogluon ($S=1/2$).

De plus, $d\sigma/dy \propto 1/y^2$ pour la Diffusion Inélastique Profonde. Nous allons donc utiliser ces propriétés pour définir, et ce pour chaque type de particule envisagé, une coupure en y_e qui optimisera la signification du signal par rapport au bruit de fond.

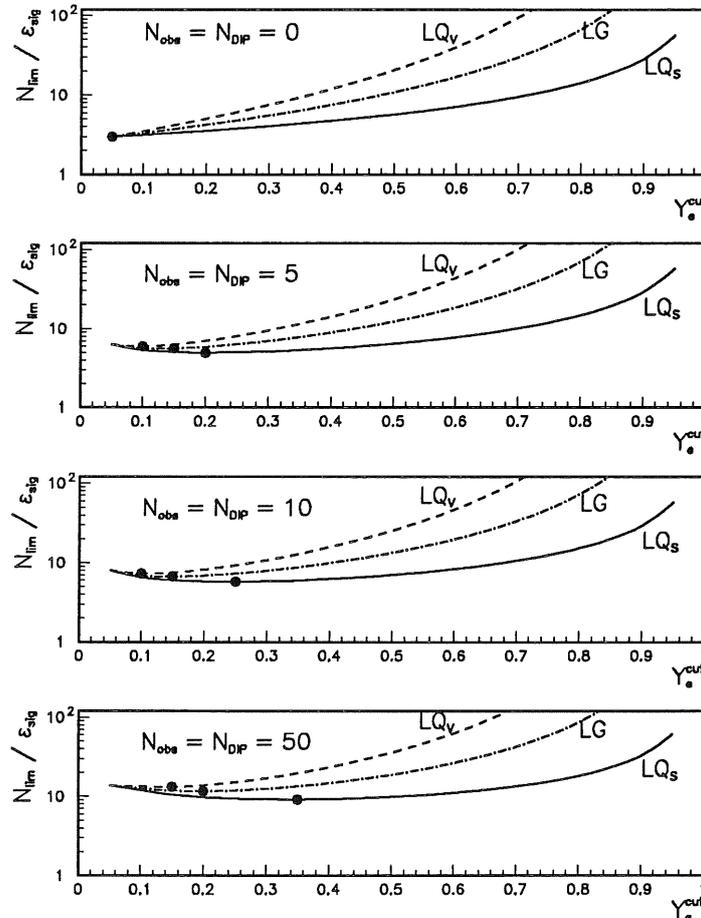


Figure 7.1: Optimisation de la coupure en y en fonction du nombre d'événements de bruit de fond prédits. Chaque figure représente une hypothèse pour N_{DIP} et comprend 3 courbes: une pour chaque de type de particule considéré dans cette étude (LQ_S et LQ_V pour les leptoquarks scalaires et vecteurs respectivement, LG pour les leptogluons). Les points sur chaque courbe indiquent la coupure y^{opt} correspondante à utiliser pour les différentes hypothèses sur N_{DIP} .

Avant de calculer cette coupure optimale en y , nous allons définir pour chaque masse une fenêtre en masse définie comme l'intervalle en masse $[M_{min}; M_{min} + \Delta M]$ le plus petit possible contenant au moins 68.3% du signal après application de toutes les coupures (coupures de sélection et coupure en masse). Le nombre d'événements provenant de la production d'une nouvelle particule N_{sig} ainsi que le nombre d'événement de DIP N_{DIP} est alors estimé dans cette fenêtre à l'aide des simulations Monte Carlo après application de toutes les coupures de sélection puis d'une coupure $y_e > y_e^{cut}$. En répétant l'opération pour un grand nombre de valeur de la coupure y_e^{cut} distribuée uniformément entre 0 et 1, on obtient ainsi les distributions $N_{sig} = f(y_e^{cut})$ et $N_{DIP} = g(y_e^{cut})$. Ensuite, pour chaque valeur de y_e^{cut} , le nombre d'événements limite à 95% de niveau de confiance pour le signal N_{lim} est calculé sur la base d'une mesure avec fluctuations de Poisson en supposant que le nombre d'événements observés N_{obs} est exactement égal au nombre d'événements de bruit de fond prédit N_{DIP} . La coupure optimale y^{opt} est alors la valeur de y_e^{cut} minimisant le rapport:

$$\frac{N_{lim}}{\varepsilon_{sig}}$$

où ε_{sig} est l'efficacité pour un signal particulier considéré après l'application de la coupure en y_e . (soit, si N_{sig}^{TOT} est le nombre d'événements dans la fenêtre de masse avant la coupure en y , $\varepsilon_{sig} = N_{sig}/N_{sig}^{TOT}$).

La figure 7.1 montre l'évolution de rapport $N_{lim}/\varepsilon_{sig}$ en fonction de la coupure y_e^{cut} pour les trois types de signaux considérés et pour diverses hypothèses sur le nombre d'événements de bruit de fond N_{DIP} prédits. Les points sur ces figures représentent les valeurs optimales de la coupure y^{opt} pour chaque type de particule étudiée.

Ainsi, pour chaque masse considérée (c'est-à-dire les masses générées de la simulation Monte Carlo), nous avons une fenêtre de masse $[M_{min}; M_{min} + \Delta M]$ et une coupure correspondante y^{opt} . La courbe des coupures y^{opt} en fonction de la masse est alors lissée afin de ne pas être tributaire des fluctuations statistiques. Les valeurs de y^{opt} finales en fonction de la masse sont représentées pour deux leptosquarks (un scalaire et un vecteur, tout deux se couplant préférentiellement à un électron et un quark de valence du proton) et un leptogluon sur la figure 7.2. Cette coupure est naturellement plus élevée à basse masse pour une particule scalaire que pour une particule vectorielle. En effet, la distribution en y_e pour un objet de spin 1 à une masse donnée est plus concentrée à bas y_e et on attend donc plus de signal dans cette région que pour un scalaire dont les événements sont uniformément distribués en y_e . La DIP étant concentrée à basse masse et à petits y_e , il est donc nécessaire que la coupure en y soit plus élevée dans cette région pour un scalaire afin d'optimiser le rapport signal/bruit.

Nous utiliserons donc cette coupure en y_e optimisée pour comparer les spectres en masse mesurés avec les prédictions du Modèle Standard dans la voie $e + X$. Pour la voie $\nu + X$, aucune coupure équivalente ne s'applique puisque le bruit de fond de courants chargés n'est pas concentré à bas y .

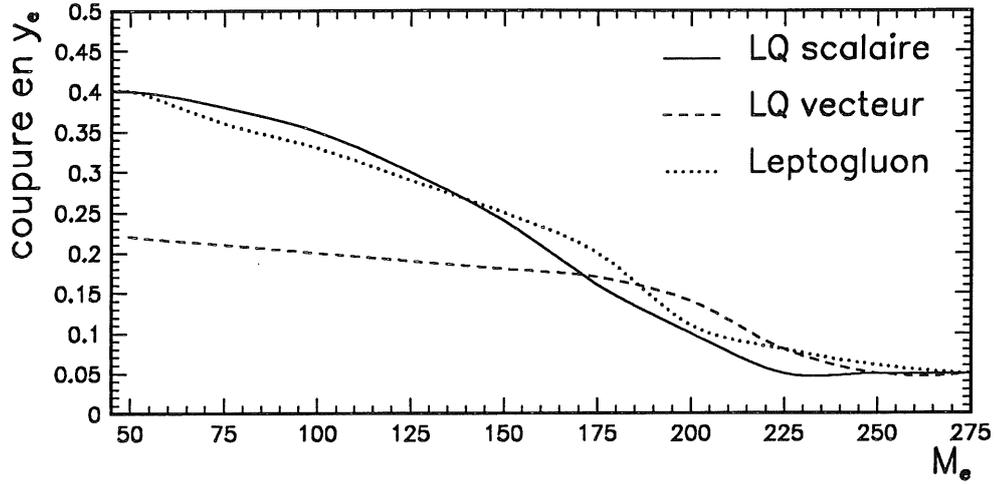


Figure 7.2: Coupure en y optimisée en fonction de la masse M_e .

7.1.2 Comparaisons données-Monte Carlo

Les figures 7.3a et 7.3c représentent les données dans la voie $e + X$ et la simulation Monte Carlo de DIP correspondante dans le plan (y_e, M_e) . Le nombre d'événements de la simulation de DIP utilisé ici correspond à trois fois la luminosité des données de 1993 $\mathcal{L}_{1993}^{e+X} = 425 \text{ nb}^{-1}$. L'augmentation attendue de la section efficace de DIP à petites valeurs de y_e et à basse masse est bien reflétée par l'accumulation de points dans cette région. On peut voir aussi sur ces deux figures l'effet de la coupure en $E_{T,e}$ qui tronque une partie de la distribution à très petits y_e pour des masse $M_e \leq 70 \text{ GeV}$.

Des distributions similaires dans le plan (y_h, M_h) pour les états finaux $\nu + X$ sont représentées sur les figures 7.3b et 7.3d. Dans ce cas également, la simulation Monte Carlo de DIP en Courants Chargés correspond à trois fois la luminosité intégrée utilisée dans cette voie $\mathcal{L}_{1993}^{\nu+X} = 348 \text{ nb}^{-1}$.

Il n'apparaît de ces comparaisons aucun signal clair. En effet, dans le plan y -masse la simulation de DIP par courants neutres s'accorde bien avec les données mesurées dans la voie $e + X$. De même, les données dans la voie $\nu + X$ sont bien reproduites par la prédiction Monte Carlo du Modèle Standard avec l'échange d'un boson W .

Le signal attendu pour un leptoquark scalaire de 200 GeV et $\lambda = 0.25$ est représenté par des triangles dans le plan (y, M) dans les voies $e + X$ (7.3c) et $\nu + X$ (7.3d). Sur ces deux figures les histogrammes en traits pointillés, qui sont les projections en masse pour ce leptoquark, illustrent la résolution en masse et confirment que celle-ci est considérablement moins bonne pour la voie $\nu + X$, du fait de la résolution hadronique du calorimètre à argon liquide.

La comparaison entre les données mesurées et la simulation Monte Carlo est maintenant montrée selon les spectres en masse dans les voies $e + X$ (figure 7.4) et $\nu + X$ (figure 7.5). Pour ces comparaisons, nous avons utilisé la totalité des échantillons de simulation Monte Carlo disponibles (soit 6.2 fois la luminosité mesurée pour la voie $e + X$ et 130 fois la luminosité mesurée pour la voie $\nu + X$) renormalisés en absolu. Pour la voie

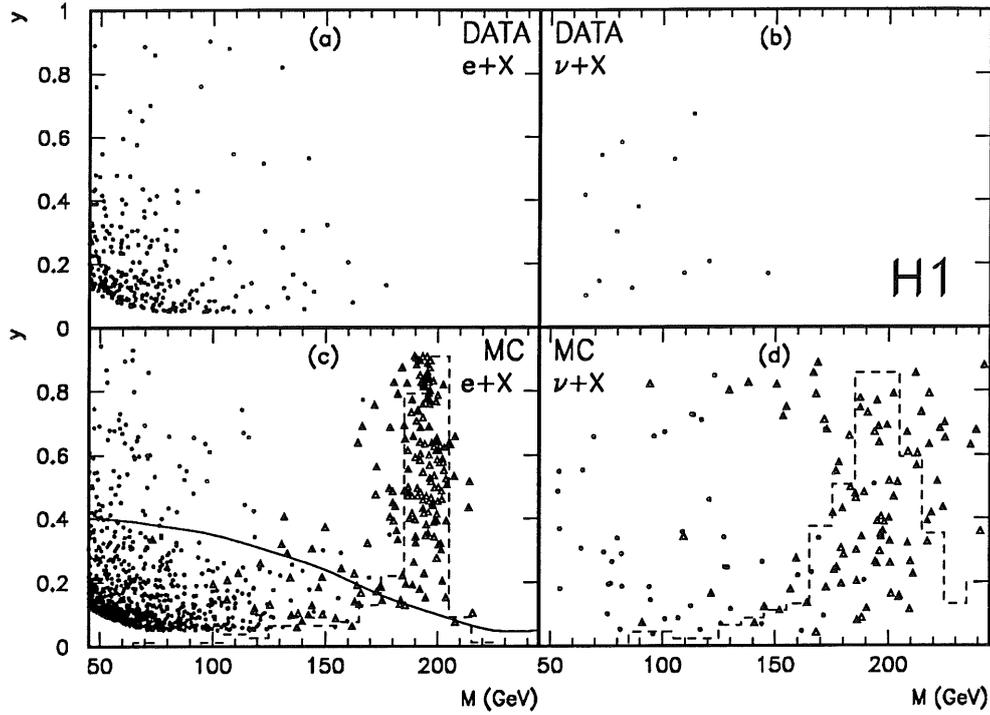


Figure 7.3: Comparaison données/Monte Carlo: y_e versus M_e pour les états finaux $e + X$ (a et c) et y_h versus M_h pour les états finaux $\nu + X$ (b et d). Les données sont sur les figures (a) et (b). Les simulations Monte Carlo de DIP (points) sur lesquelles est superposée la simulation d'un leptiquark scalaire de 200 GeV et $\lambda = 0.25$ (triangles) sont représentées sur les figures (c) et (d).

$e + X$, le spectre en masse est montré avant puis après application de la coupure en y_e pour un leptiquark scalaire (cette coupure, décrite en 7.1.1, est d'ailleurs représentée sur la figure 7.3c).

Avant la coupure en y_e , les spectres de masse dans les voies $e + X$ et $\nu + X$ sont bien reproduits par la simulation Monte Carlo de DIP sur tout le domaine de masse étudié. Dans la voie $e + X$, 314 événements avec $M_e > 45$ GeV sont observés tandis que 298 ± 7 sont prédits. De même, 13 événements avec $M_h > 45$ GeV sont mesurés alors que la prédiction du Modèle Standard est de 15.3 ± 0.3 . Une fois la coupure en y_e appliquée, la forme de la distribution mesurée dans la voie $e + X$ est toujours correctement décrite par la simulation Monte Carlo de DIP mais nous observons néanmoins un excès d'événements à grande masse M_e autour de 140 GeV et à grands y_e (soit aussi à grands Q^2). Nous observons alors 34 événements satisfaisant à $M_e > 45$ GeV après la coupure sur y_e alors que la prédiction moyenne de la DIP est de 25.1 ± 2 , ce qui représente une fluctuation à 2σ .

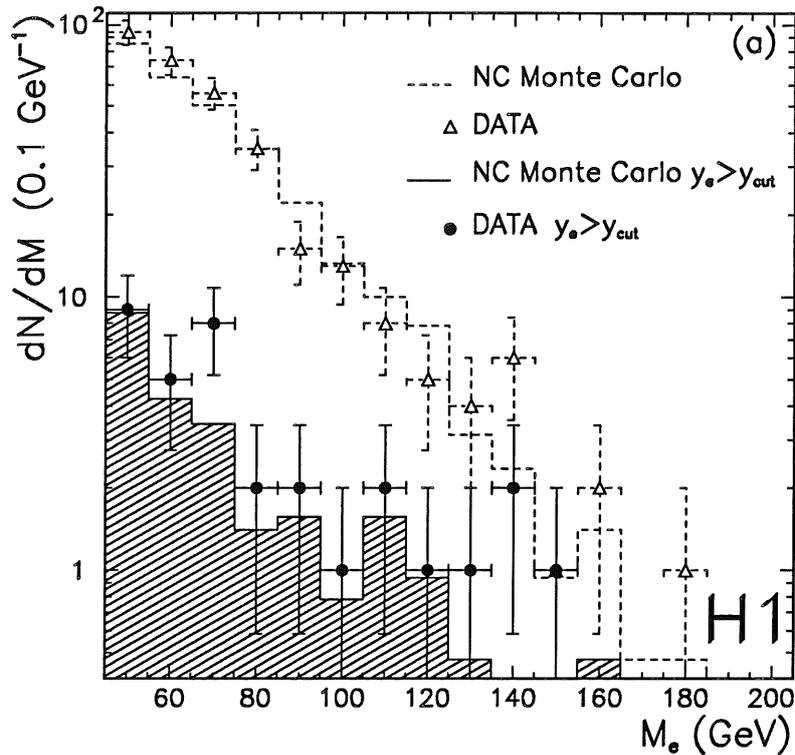


Figure 7.4: Spectres de masse des états finaux $e + X$ pour les données (points noirs) et la simulation Monte Carlo de DIP en Courants Neutres (histogramme hachuré) après application de la coupure finale en y_e (voir 7.1.1). La comparaison entre les données (triangles ouverts) et la simulation Monte Carlo (histogramme blanc) est également visible avant cette coupure finale en y_e .

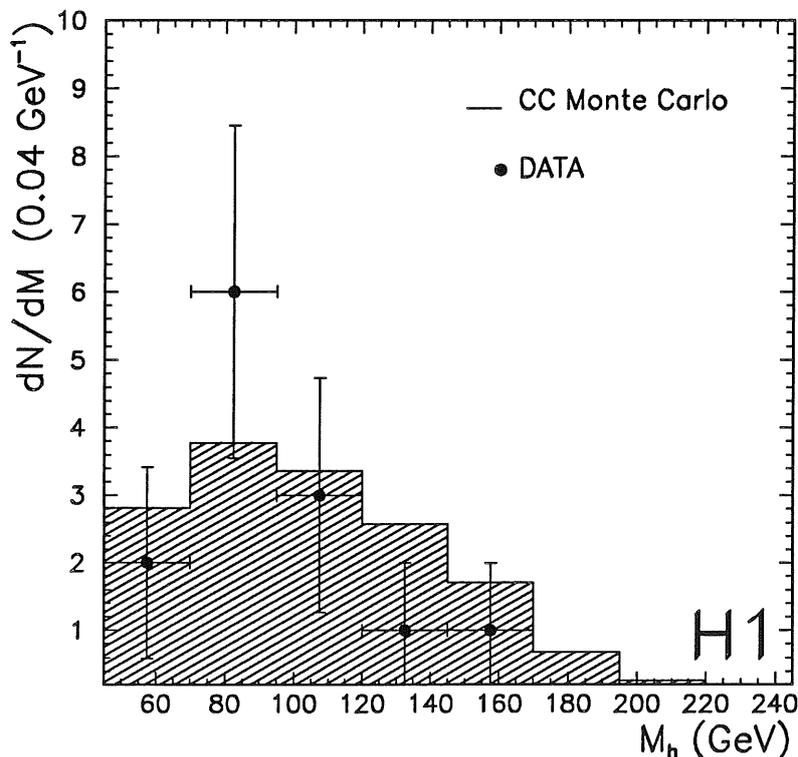


Figure 7.5: Spectres de masse des états finaux $\nu + X$ pour les données (points noirs) et la simulation Monte Carlo de DIP en Courants Chargés (histogramme hachuré).

7.2 Analyse statistique de la mesure

Afin de quantifier l'accord entre les données mesurées et la prédiction du Modèle Standard et afin de rechercher de quelle façon une déviation éventuelle pourrait être attribuée à un leptoquark, nous avons entrepris une analyse statistique de notre mesure basée sur le maximum de vraisemblance. Celle-ci exploite les formes attendues des distributions en masse et en y . La vraisemblance est calculée par:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}(M_i, y_i, M_{LQ}, \lambda) \quad (7.1)$$

où $\mathcal{P}(M_i, y_i, M_{LQ}, \lambda)$ est la probabilité d'obtenir un événement i mesuré avec les propriétés cinématiques (M_i, y_i) dans l'hypothèse où un leptoquark de masse M_{LQ} et de couplage λ existe en plus de la contribution standard de la DIP en Courants Neutres:

$$\mathcal{P}(M_i, y_i, M_{LQ}, \lambda) = \frac{1}{\mathcal{N}(\lambda)} \left[\frac{d^2 \sigma^{NC}}{dM dy}(M_i, y_i) + \frac{d^2 \sigma^{LQ}}{dM dy}(M_i, y_i) \right] \quad (7.2)$$

Le facteur de normalisation \mathcal{N} est choisi de façon à ce que tout excès global d'événements soit attribué aux erreurs systématiques de la section efficace totale de DIP. Ainsi, les sommes des distributions intégrées de la DIP et du leptoquark correspondent au nombre total d'événements. Les effets d'interférence entre les processus de DIP standard et l'échange d'un boson leptoquark sont négligeables dans le domaine de masse couvert par nos données (voir aussi 7.3.2).

Pour mener à bien cette analyse, les formes analytiques des sections efficaces de la DIP et de la production de leptoquark doivent être connues en tous points du plan masse- y . Pour la DIP en courants neutres, nous avons:

$$\frac{d^2 \sigma}{dM dy} = \frac{4\pi}{s x^2 y} F_2\left(\frac{M^2}{s}, y M^2\right) [1 + (1 - y)^2] \quad (7.3)$$

où la paramétrisation MRSD⁻ [60] est utilisée pour déterminer la fonction de structure F_2 . Les figures 7.6a et 7.6b montrent les contours de la vraisemblance dans l'hypothèse d'un leptoquark scalaire S_0^L (a) ou vecteur V_0^L (b). Des augmentations de la vraisemblance dans l'hypothèse de l'existence d'un leptoquark scalaire (augmentations par rapport à l'hypothèse sans aucun signal, c'est à dire $\lambda = 0$) sont observées entre 2 et 3 σ dans les domaines de masses [65;80] GeV et [125;180] GeV. La figure 7.6c représente la distribution des maxima "observés" du logarithme de la vraisemblance dans le domaine de masse d'intérêt pour plusieurs "expériences" simulées dans le cas d'une contribution exclusive de la DIP. Elle illustre le fait que la probabilité d'observer une déviation de plus de $+2\sigma$ provenant de fluctuations purement statistique dans le plan masse-couplage considéré est de 40%. En conclusion, nous n'observons aucune déviation significative des données mesurées par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Des conclusions similaires sont obtenues pour une analyse basée sur la masse reconstruite M_{inv} . Pour les leptoquarks vectoriels, les déviations sont plus faibles, confirmant que l'excès d'événements observés a lieu à grands y .

7.3 Limites de rejet pour la recherche directe

Devant l'absence d'une déviation significative par rapport à la prédiction du Modèle Standard, nous allons calculer les limites de rejet les plus probables à 95 % de niveau de confiance pour chaque leptoquark à une masse donnée.

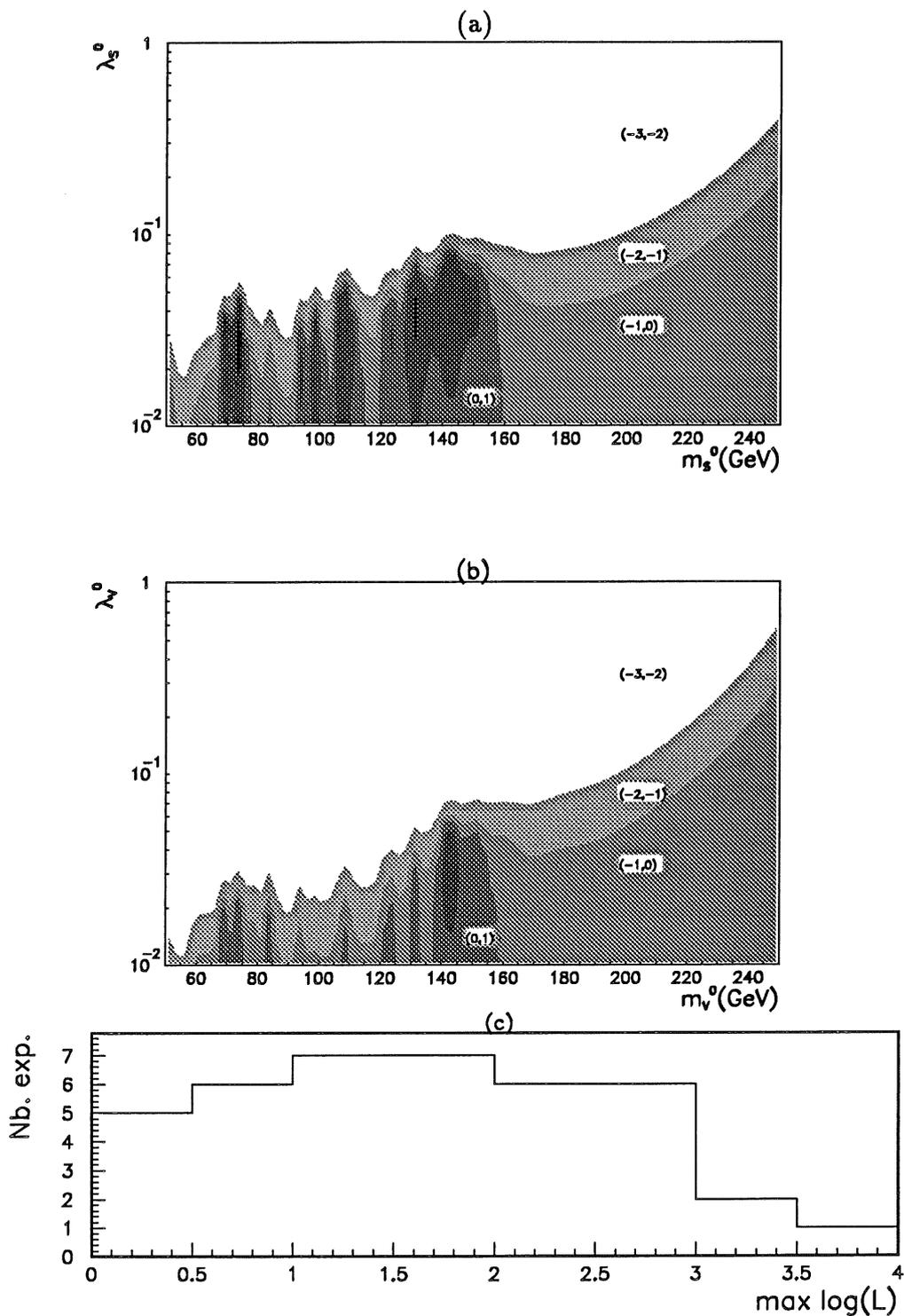


Figure 7.6: Contours du logarithme de la vraisemblance (normalisé à l'hypothèse nulle) dans le plan masse-couplage dans l'hypothèse de l'existence d'un leptoquark scalaire S_0^L (a) et d'un leptoquark vecteur (b) superposés au bruit de fond de DIP en Courants Neutres. En (c), distribution des maxima du logarithme de la vraisemblance "observés" dans le même domaine de masse pour plusieurs "expériences" simulées dans l'hypothèse d'une contribution exclusive de la Diffusion Inélastique Profonde.

7.3.1 Méthode de calcul des limites

Le spectre de masse est balayé par pas de 1 GeV. Pour chaque masse, l'efficacité de sélection du signal, le nombre total d'événements observés et le nombre total d'événements de bruit de fond de DIP attendus sont calculés à l'intérieur de la fenêtre en masse correspondante.

A chaque masse, la limite de rejet à 95% de niveau de confiance (CL, pour *Confidence Level*) est obtenue par:

$$CL = \frac{\int_0^{S_{lim}} ds \mathcal{P}(N_{obs}, S, B)}{\int_0^{\infty} ds \mathcal{P}(N_{obs}, S, B)} \quad (7.4)$$

où la probabilité $\mathcal{P}(N_{obs}, S, B)$ d'obtenir N_{obs} événements observés est intégrée sur toutes les valeurs possibles de la moyenne S du nombre d'événements de signal en considérant une moyenne pour le bruit de fond de B événements.

Dans le cas simple d'une seule observation pour laquelle l'efficacité de détection d'un signal est ϵ et que toutes les erreurs sur cette efficacité et sur la valeur moyenne μ du bruit de fond sont négligeables, l'équation 7.4 est résolue en considérant des distributions régies par la statistique de Poisson par [77]:

$$CL = 1 - \frac{\sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{1}{n!} e^{-\epsilon S_{lim} - \mu} (\epsilon S_{lim} + \mu)^n}{\sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{1}{n!} e^{-\mu} \mu^n} \quad (7.5)$$

L'équation 7.5 est résolue en trouvant S_{lim} tel que le membre de droite soit égal à CL, c'est à dire dans notre cas CL=95%.

Pour certains leptoquarks (S_0^L , S_1^L , V_0^L et V_1^L , voir les tables 3.1 et 3.2), deux modes de désintégration dans les voies $e + X$ et $\nu + X$ sont autorisés et peuvent contribuer au signal avec des rapports de branchement \mathcal{B} définis par le modèle. La limite est alors calculée en considérant dans l'équation 7.4 le produit des probabilités de Poisson $\mathcal{P}(N_k, \epsilon_k S + B_k)$ de détecter un signal S (cette procédure est valable quel que soit le nombre de canaux envisagés):

$$\mathcal{P}_{N_{canaux}} = \prod_{k=0}^{N_{canaux}} \frac{1}{N_k!} (\epsilon_k S + B_k)^{N_k} e^{-(\epsilon_k S + B_k)} \quad (7.6)$$

Chaque canal k contribue avec une efficacité ϵ_k ($\epsilon_k =$ efficacité de reconstruction \times rapport de branchement dans la voie k), N_k événements observés et une moyenne du nombre d'événements de bruit de fond prédit B_k . On intègre alors numériquement cette probabilité $\mathcal{P}_{N_{canaux}}$ jusqu'à 95% de l'intégrale totale pour trouver une limite supérieure sur le signal S_{lim} .

Le nombre d'événements limite S_{lim} est ensuite traduit en section efficace limite σ_{lim} par $\sigma_{lim} = S_{lim} / \mathcal{L}_{1993}^{NC}$.

7.3.2 Les erreurs systématiques

Les erreurs statistiques et systématiques sur les efficacités ϵ_k et le nombre d'événements de bruit de fond prédit B_k vont être prises en compte dans le calcul des limites de rejet. Pour chaque canal k contribuant au signal étudié, nous aurons donc:

- $\epsilon_k + \Delta\epsilon_k$: efficacité.
- $B_k + \Delta B_k$: bruit de fond prédit.
- N_k : nombre d'événements observés.

Toutes les sources d'erreurs systématiques seront propagées en quadrature soit sur l'erreur sur l'efficacité de détection du signal $\Delta\epsilon_k$, soit sur l'erreur sur le bruit de fond prédit ΔB_k . De plus, tous les canaux seront affectés par une erreur de normalisation globale due à l'incertitude sur la luminosité.

Les sources possibles d'erreurs systématiques ainsi que leurs contributions à $\Delta\epsilon_k$ et ΔB_k sont maintenant décrites. Notons toutefois que l'erreur sur la section efficace de production des particules recherchées associée au choix de la paramétrisation des densités de partons dans le proton n'a pas été propagée.

Déclenchement

La condition $M > 45$ GeV implique que les électrons aient une grande énergie transverse $E_{T,e}$ dans la voie $e + X$ ou que l'impulsion transverse manquante $P_{T,miss}$ dans la voie $\nu + X$ soit très grande. Or nous avons vu en 6.2.1 que l'efficacité du déclenchement de niveau 1 était très élevée pour ces conditions cinématiques. L'erreur sur le déclenchement de niveau 1 est donc négligée. De même, les pertes d'efficacité (et donc les systématiques) pour les niveaux L4 et L5 sont négligeables.

Echelle d'énergie

L'incertitude sur l'échelle d'énergie électromagnétique (2%) et hadronique (5%) produit une incertitude sur le nombre d'événements de bruit de fond prédit de 10%.

Soustraction du bruit de fond mal identifié

Cette source d'erreur est négligée puisque toutes les contaminations potentielles sont inférieures à 1% au niveau de la sélection (cf. 6.7).

Interférence

Dans la dérivation des limites, nous cherchons finalement un couplage λ_{lim} à une masse donnée tel que la section efficace de production d'un leptiquark particulier à ce couplage et à cette masse soit égale à la section efficace limite σ_{lim} . Cependant, cette section efficace est évaluée en ne tenant compte que du terme quadratique de l'amplitude des leptiquarks et donc en négligeant les possibles effets d'interférence. Les contributions des interférences entre l'amplitude du leptiquark et les amplitudes des bosons du Modèle Standard ont été étudiées dans les fenêtres en masse finales en fonction de la masse considérée pour différentes valeurs de couplages. Nous avons donc calculé, grâce au générateur LEGO, les sections efficaces pour 3 différents cas: (1) le terme de DIP uniquement, (2) le terme de leptiquark uniquement, (3) les trois termes DIP + leptiquark + interférence. La

contribution de l'interférence à la section efficace est donc calculée comme (3) - (2) - (1). L'effet étant au premier ordre indépendant de la paramétrisation de fonction de structure utilisée, nous avons calculé ces sections efficaces pour notre paramétrisation de référence MRSD⁻. L'échelle à laquelle la densité de parton est évaluée est Q^2 (naturel pour la DIP).

L'effet des interférences est le plus important à grandes masses et grands couplages, et peut dépendre du type de leptoquark considéré. Nous avons donc effectué cette étude pour 4 leptoquarks typiques: S_0^R , $V_{1/2}^L$, \tilde{V}_0^R et $\tilde{S}_{1/2}^R$ (c'est à dire un scalaire et un vecteur formé par fusion avec un quark de valence du proton -F=2- et un scalaire et un vecteur formé par fusion avec un quark de la mer -F=0-). Pour ces 4 types de leptoquarks, les sections efficaces sont calculées pour 4 différentes masses: 100, 200, 250 et 275 GeV dans le cas F=2 et 100, 150, 175 et 200 GeV dans le cas F=0 (ceci pour les couplages correspondants décrits en 3.6). Les contributions des interférences aux sections efficaces sont les suivantes:

voie $e + X$:	scalaire et vecteur F=2	< 1% pour $M < 150$ GeV ($\lambda < 0.1$) ±2% pour $M \geq 200$ GeV ($\lambda > 0.3$)
	scalaire et vecteur F=0	< 1% pour $M < 100$ GeV ($\lambda < 0.1$) ±2% pour $M \geq 150$ GeV ($\lambda > 0.3$)
voie $\nu + X$:	scalaire F=2	< 1% pour $M < 150$ GeV ($\lambda < 0.1$) ±10% pour $M \geq 200$ GeV ($\lambda > 0.3$)
	vecteur F=0	< 5% pour $M < 100$ GeV ($\lambda < 0.1$) ±20% pour $M \geq 150$ GeV ($\lambda > 0.3$)

Ces résultats ont été de plus vérifiés en utilisant explicitement les expressions des sections efficaces différentielles introduites en 3.1.1.

Nous allons donc pouvoir négliger les effets d'interférences pour les leptoquarks dans la voie $e + X$. Par contre, ces effets seront pris en compte dans la voie $\nu + X$ (l'effet à chaque masse sera évalué par interpolation linéaire).

Echelle de la densité de partons

Le choix de l'échelle à laquelle est évaluée la densité de parton peut changer la section efficace calculée. Trois échelles différentes ont été étudiées: Q^2 , p_T^2 et \hat{s} . L'effet est au premier ordre indépendant de la paramétrisation de la densité de partons choisie ainsi que de la saveur du parton auquel le leptoquark se couple. Nous avons donc calculé les sections efficaces de production de deux leptoquarks (S_0^R et \tilde{V}_0^R), en utilisant la paramétrisation de référence MRSD⁻, pour les masses minimales et maximales accessibles. Nous obtenons (en termes de moitié de la déviation en % entre la valeur la plus faible et la valeur la plus élevée):

S_0^R :	$M = 25$ GeV	$\lambda = 0.03$	→ ±6%
	$M = 275$ GeV	$\lambda = 1.0$	→ ±13%
\tilde{V}_0^R :	$M = 25$ GeV	$\lambda = 0.02$	→ ±6%
	$M = 275$ GeV	$\lambda = 1.0$	→ ±6%

L'incertitude sur la section efficace provenant de l'échelle de la densité de parton du proton est alors estimée à $\approx 7\%$.

Paramétrisation de la densité de partons

Nous avons choisi MRSD⁻ comme référence pour la paramétrisation de la densité de partons dans le proton. Un autre choix de paramétrisation peut changer les valeurs de la section efficace calculée à une masse et un couplage donné. Pour étudier cet effet, nous avons calculé les sections efficaces de production de 4 leptiquarks typiques se couplant à un et un seul parton du proton (S_0^R , $V_{1/2}^L$, \tilde{V}_0^R et $\tilde{S}_{1/2}^R$ couplés respectivement aux quarks u , d , \bar{u} et \bar{d} dans la voie directe), et ceci pour 4 choix de paramétrisations: MRSD⁻ (référence), GRV H0 [78], MRSD0 [79] et MTB2 [80]. Le calcul de ces sections efficaces se fait aux masses minimales et maximales auxquelles nous pouvons dériver des limites de rejet. L'effet de la paramétrisation utilisée est exprimé en termes de la moitié de la déviation entre les valeurs extrêmes obtenues:

$$\begin{array}{llll}
 S_0^R: & M = 25 \text{ GeV} & \lambda = 0.03 & \rightarrow \pm 5\% \\
 & M = 275 \text{ GeV} & \lambda = 1.0 & \rightarrow \pm 8\% \\
 V_{1/2}^L: & M = 25 \text{ GeV} & \lambda = 0.03 & \rightarrow \pm 2\% \\
 & M = 275 \text{ GeV} & \lambda = 1.0 & \rightarrow \pm 8\% \\
 \tilde{V}_0^R: & M = 25 \text{ GeV} & \lambda = 0.02 & \rightarrow \pm 4\% \\
 & M = 275 \text{ GeV} & \lambda = 1.0 & \rightarrow \pm 10\% \\
 \tilde{S}_{1/2}^R: & M = 25 \text{ GeV} & \lambda = 0.02 & \rightarrow \pm 3\% \\
 & M = 275 \text{ GeV} & \lambda = 1.0 & \rightarrow \pm 40\%
 \end{array}$$

Erreurs statistiques

Les erreurs statistiques sur l'efficacité finale sont données dans les tableaux de la section 7.3.3. Elles sont généralement inférieures à 4%. Dans ces mêmes tableaux sont données les erreurs statistiques sur l'estimation du nombre d'événements de bruit de fonds. A basse masse, ces erreurs sont négligeables mais elles deviennent importantes (jusqu'à 30%) aux masses les plus élevées.

Luminosité

L'erreur relative sur la luminosité accumulée par l'expérience H1 en 1993 est de 5%. Les contributions principales à cette incertitude sont l'efficacité du déclenchement des détecteurs du luminomètre ($\sim 2\%$), la soustraction du bruit d'événements électron-gaz ($\sim 1.5\%$), l'acceptance géométrique du détecteur de photons ($\sim 0.7\%$).

7.3.3 Efficacités finales

Les tableaux 7.1 à 7.7 résument les chiffres finaux pour tous les types de leptiquarks (et les leptogluons) considérés. Pour chaque masse de leptiquark et de leptogluon générée sont données les efficacités avant et après la coupure en y_e ainsi que la fenêtre en masse correspondante, le nombre d'événements de bruit de fond prédits ainsi que l'erreur statistique associée. Ces efficacités rentreront directement dans le calcul des limites de rejet décrit en 7.3.1.

Masse (GeV)	λ	eff. sélection	fenêtre en masse		y_e^{cut}	eff. δ eff.			N_{DIP}	δN_{DIP}	
			M_{min}	ΔM		finale					
35	0.03	57.2	29	6	0.40	30.6	±	2.1	27.1	±	2.1
50	0.04	70.3	40	10	0.40	37.0	±	2.2	14.9	±	1.6
75	0.05	79.7	62	14	0.38	41.6	±	2.2	5.2	±	0.9
100	0.06	81.4	84	18	0.35	42.4	±	2.2	2.6	±	0.6
125	0.08	82.6	106	23	0.30	47.0	±	2.2	2.6	±	0.6
150	0.10	81.6	130	26	0.24	54.4	±	2.2	0.6	±	0.3
175	0.15	80.7	155	28	0.16	54.2	±	2.2	1.1	±	0.4
200	0.25	80.2	181	28	0.10	56.8	±	2.2	0.3	±	0.2
225	0.40	80.0	200	29	0.05	54.8	±	2.2	0.3	±	0.2
250	0.60	79.4	195	60	0.05	34.0	±	2.1	0.3	±	0.2
275	1.00	78.2	183	96	0.05	15.4	±	1.6	0.6	±	0.3

Tableau 7.1: Efficacités finales pour un leptoquark scalaire dans la voie $e^- + q$.

Masse (GeV)	λ	eff. sélection	fenêtre en masse		y_e^{cut}	eff. δ eff.			N_{DIP}	δN_{DIP}	
			M_{min}	ΔM		finale					
175	1.00	82.8	155	28	0.16	47.2	±	2.2	1.1	±	0.4
200	1.00	73.8	181	28	0.10	27.4	±	1.9	0.3	±	0.2

Tableau 7.2: Efficacités finales pour un leptoquark scalaire dans la voie $e^- + \bar{q}$.

Masse (GeV)	λ	eff. sélection	fenêtre en masse		y_e^{cut}	eff. δ eff.			N_{DIP}	δN_{DIP}	
			M_{min}	ΔM		finale					
35	0.03	21.0	30	15	-	13.1	±	1.5	1.3	±	0.1
50	0.04	50.8	38	19	-	33.5	±	2.1	2.3	±	0.1
75	0.05	72.0	53	27	-	48.6	±	2.2	4.0	±	0.2
100	0.06	82.8	74	31	-	57.5	±	2.2	4.9	±	0.2
125	0.08	88.2	97	36	-	60.1	±	2.2	4.8	±	0.2
150	0.10	89.9	120	41	-	60.9	±	2.2	3.9	±	0.2
175	0.15	90.2	137	52	-	61.0	±	2.2	3.0	±	0.1
200	0.25	90.4	155	60	-	61.2	±	2.2	1.9	±	0.1
225	0.40	88.8	178	61	-	60.8	±	2.2	0.8	±	0.1
250	1.00	87.3	190	68	-	30.8	±	2.1	0.5	±	0.1
275	1.00	76.2	192	83	-	12.8	±	1.5	0.5	±	0.1

Tableau 7.3: Efficacités finales pour un leptoquark scalaire dans la voie $\nu + q$.

Masse (GeV)	λ	eff. sélection	fenêtre en masse		y_e^{cut}	eff. finale	$\delta\text{eff.}$	N_{DIP}	δN_{DIP}
			M_{min}	ΔM					
35	0.01	51.1	25	10	0.23	34.8 ± 2.1		129.8 ± 4.6	
50	0.015	68.5	37	14	0.22	34.6 ± 2.1		62.4 ± 3.2	
75	0.025	81.1	55	20	0.21	43.8 ± 2.2		26.6 ± 2.1	
100	0.03	82.9	75	27	0.20	45.2 ± 2.2		13.6 ± 1.5	
125	0.06	83.4	94	33	0.19	42.6 ± 2.2		7.3 ± 1.1	
150	0.08	83.5	113	38	0.18	46.4 ± 2.2		4.2 ± 0.8	
175	0.09	85.6	134	43	0.17	42.0 ± 2.2		1.8 ± 0.5	
200	0.10	86.5	154	48	0.14	50.4 ± 2.2		1.5 ± 0.5	
225	0.40	82.3	174	52	0.08	51.8 ± 2.2		1.0 ± 0.4	
250	1.00	72.3	179	92	0.05	23.6 ± 1.9		0.8 ± 0.4	
275	1.00	60.7	177	105	0.05	5.2 ± 1.0		1.1 ± 0.4	

Tableau 7.4: Efficacités finales pour un leptoquark vecteur dans la voie $e^- + q$.

Masse (GeV)	λ	eff. sélection	fenêtre en masse		y_e^{cut}	eff. finale	$\delta\text{eff.}$	N_{DIP}	δN_{DIP}
			M_{min}	ΔM					
175	0.80	79.2	134	43	0.17	29.2 ± 2.0		1.8 ± 0.5	
200	1.00	67.8	154	48	0.14	6.6 ± 1.1		1.5 ± 0.5	

Tableau 7.5: Efficacités finales pour un leptoquark vecteur dans la voie $e^- + \bar{q}$.

Masse (GeV)	λ	eff. sélection	fenêtre en masse		y_e^{cut}	eff. finale	$\delta\text{eff.}$	N_{DIP}	δN_{DIP}
			M_{min}	ΔM					
35	0.02	17.7	30	11	-	10.8 ± 1.4		0.8 ± 0.1	
50	0.035	40.9	38	14	-	25.7 ± 2.0		1.6 ± 0.1	
75	0.05	64.7	59	21	-	44.4 ± 2.2		3.4 ± 0.1	
100	0.10	77.2	80	23	-	52.7 ± 2.2		3.5 ± 0.1	
125	0.20	80.5	100	28	-	52.1 ± 2.2		3.8 ± 0.1	
150	0.30	84.4	122	32	-	57.2 ± 2.2		3.1 ± 0.1	
175	0.80	73.8	130	48	-	32.3 ± 2.1		3.4 ± 0.1	
200	1.00	61.1	135	65	-	13.2 ± 1.5		3.4 ± 0.1	

Tableau 7.6: Efficacités finales pour un leptoquark vecteur dans la voie $\nu + \bar{q}$.

Masse (GeV)	Λ (TeV ⁻¹)	eff. sélection	fenêtre en masse		y_e^{cut}	eff. finale			N_{DIP}	δN_{DIP}	
			M_{min}	ΔM			\pm			\pm	
35	0.1	63.2	24	11	0.40	25.4	\pm	1.9	64.3	\pm	3.2
50	0.125	74.5	35	15	0.40	28.4	\pm	2.0	26.8	\pm	2.1
75	0.166	85.4	52	24	0.36	36.6	\pm	2.2	13.3	\pm	1.5
100	0.25	88.7	71	30	0.33	40.6	\pm	2.2	8.4	\pm	1.2
125	0.33	88.6	87	38	0.29	44.6	\pm	2.2	5.5	\pm	0.9
150	0.5	87.9	104	48	0.25	47.8	\pm	2.2	3.7	\pm	0.8
175	1.0	87.4	122	57	0.20	56.6	\pm	2.2	3.3	\pm	0.7
200	1.43	87.0	140	64	0.11	62.2	\pm	2.2	2.8	\pm	0.7
225	4.0	86.3	156	72	0.08	56.2	\pm	2.2	2.3	\pm	0.6
250	10.0	85.0	175	75	0.06	35.2	\pm	2.1	1.1	\pm	0.4
275	10.0	84.0	180	95	0.05	18.0	\pm	1.7	0.8	\pm	0.4

Tableau 7.7: Efficacités finales pour les leptogluons.

7.3.4 Limites dans le plan masse-couplage

La figure 7.7 présente les limites de rejet à 95% de niveau de confiance pour la production de leptiquarks obtenue à partir des luminosités accumulées par l'expérience H1 en 1993. Les limites sur le couplage λ_R, λ_L pour des leptiquarks scalaires et vecteurs se désintégrant en *lepton* + q (figures 7.7a et b) et *lepton* + \bar{q} (figures 7.7c et d) y sont représentées en fonction de la masse. Pour les leptiquarks S_0, S_1, V_0 et V_1 , la limite sur λ_L combine les désintégrations dans les canaux $e + X$ et $\nu + X$ et tient compte des luminosités différentes utilisées pour chaque voie.

A petite masse, quand les densités de quark sont importantes, la luminosité obtenue permet d'atteindre des couplages de l'ordre de $\sim 5 \cdot 10^{-2}$. Par contre, à grande masse et en particulier près de la limite cinématique \sqrt{s} , les densités de quark deviennent si faibles que des couplages de l'ordre de $\lambda \approx 1$ sont nécessaires pour obtenir des sections efficaces observables. Comme prévu, les limites sont plus basses pour des leptiquarks se couplant préférentiellement aux quarks de valence (fig. 7.7a et b) que pour les leptiquarks se couplant aux quarks de la mer (fig. 7.7c et d).

Le tableau 7.8 résume les valeurs limites inférieures sur la masse à un couplage électromagnétique $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha_{em}} \simeq 0.3$ pour tous les types de leptiquarks scalaires et vecteurs envisagés dans cette étude. Avec la luminosité accumulée en 1993, les masses inférieures à 200 – 230 GeV et 130 – 180 GeV sont exclues à $\lambda \simeq 0.3$ pour des leptiquarks couplés préférentiellement aux quarks de valence et quarks de la mer respectivement. Ces limites constituent les meilleurs résultats actuels en la matière.

Connaissant les sections efficaces de production des leptogluons, il est possible de réinterpréter les limites obtenues précédemment en limites sur le paramètre d'échelle Λ en fonction de la masse (fig. 7.8). Les masses inférieure à 100 GeV sont exclues pour une échelle composite $\Lambda = 3$ TeV ainsi que les masses inférieures à 240 GeV pour des échelles de 250 GeV.

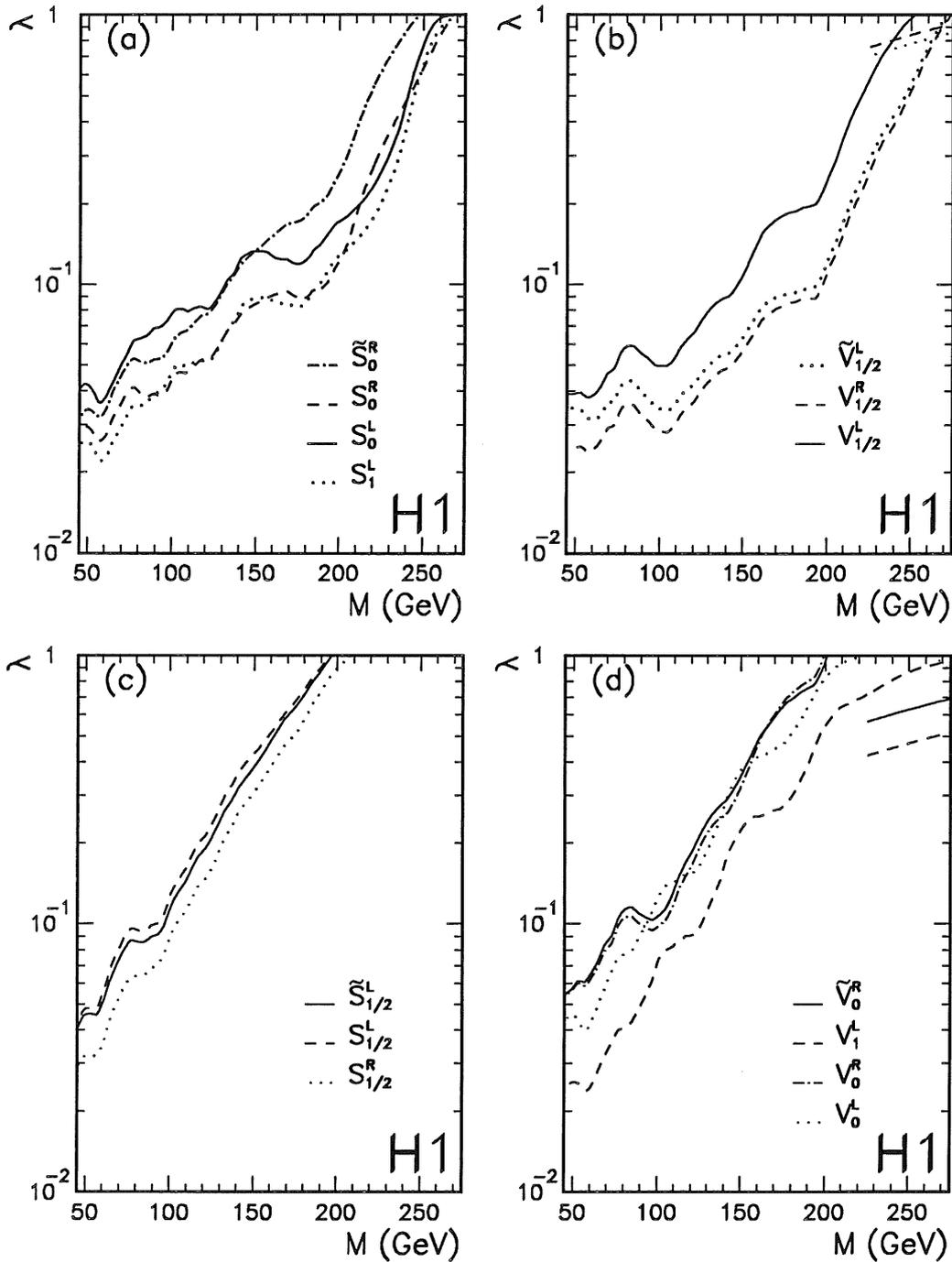
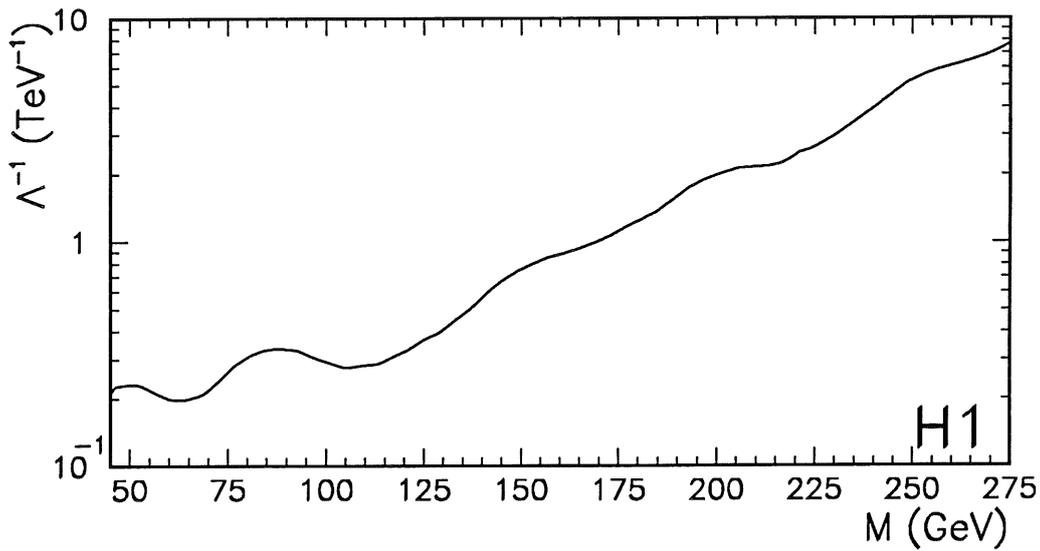


Figure 7.7: Limites de rejet à 95% de niveau de confiance sur le couplage λ de leptoquarks scalaires (a,c) et vecteurs (b,d) en fonction de la masse obtenues à partir des données de 1993. Les lignes additionnelles à grande masse en (b) et (d) représentent les résultats obtenus pour la recherche indirecte via l'analyse par interaction de contact.

Type	S_0^L	S_0^R	\tilde{S}_0^R	S_1^L	$S_{1/2}^L$	$S_{1/2}^R$	$\tilde{S}_{1/2}^L$
Charge	-1/3	-1/3	-4/3	-4/3, -1/3	-5/3	-5/3, -2/3	-2/3
Masses limites (GeV)	230	223	204	235	133	148	139
Type	$V_{1/2}^L$	$V_{1/2}^R$	$\tilde{V}_{1/2}^L$	V_0^L	V_0^R	\tilde{V}_0^R	V_1^L
Charge	-4/3	-4/3, -1/3	-1/3	-2/3	-2/3	-5/3	-5/3, -2/3
Masses limites (GeV)	206	230	226	142	148	144	180

Tableau 7.8: Récapitulatif des limites sur les leptarquarks à $\lambda = 0.3$.Figure 7.8: Limites de rejet à 95% de niveau de confiance sur l'inverse du paramètre d'échelle Λ en fonction de la masse pour les leptogluons (données de 1993).

Nous avons effectué une analyse préliminaire pour une recherche similaire de résonances dans la voie $e + X$ à l'aide des données de 1994. Le spectre en masse des événements sélectionnés à partir des données enregistrées avec un faisceau de positrons ($\mathcal{L} \simeq 3.1 \text{ pb}^{-1}$) est représenté sur la figure 7.9. La simulation de DIP NC reproduit alors correctement les données, impliquant l'absence d'un signal leptarquark très significatif. Nous observons néanmoins un léger excès d'événements mesurés autour de $M_e \sim 200 \text{ GeV}$ après une coupure fixe $y_e > 0.25$. Ces résultats [81] sont toutefois basés sur un traitement préliminaire des données et l'analyse est actuellement en cours de finalisation.

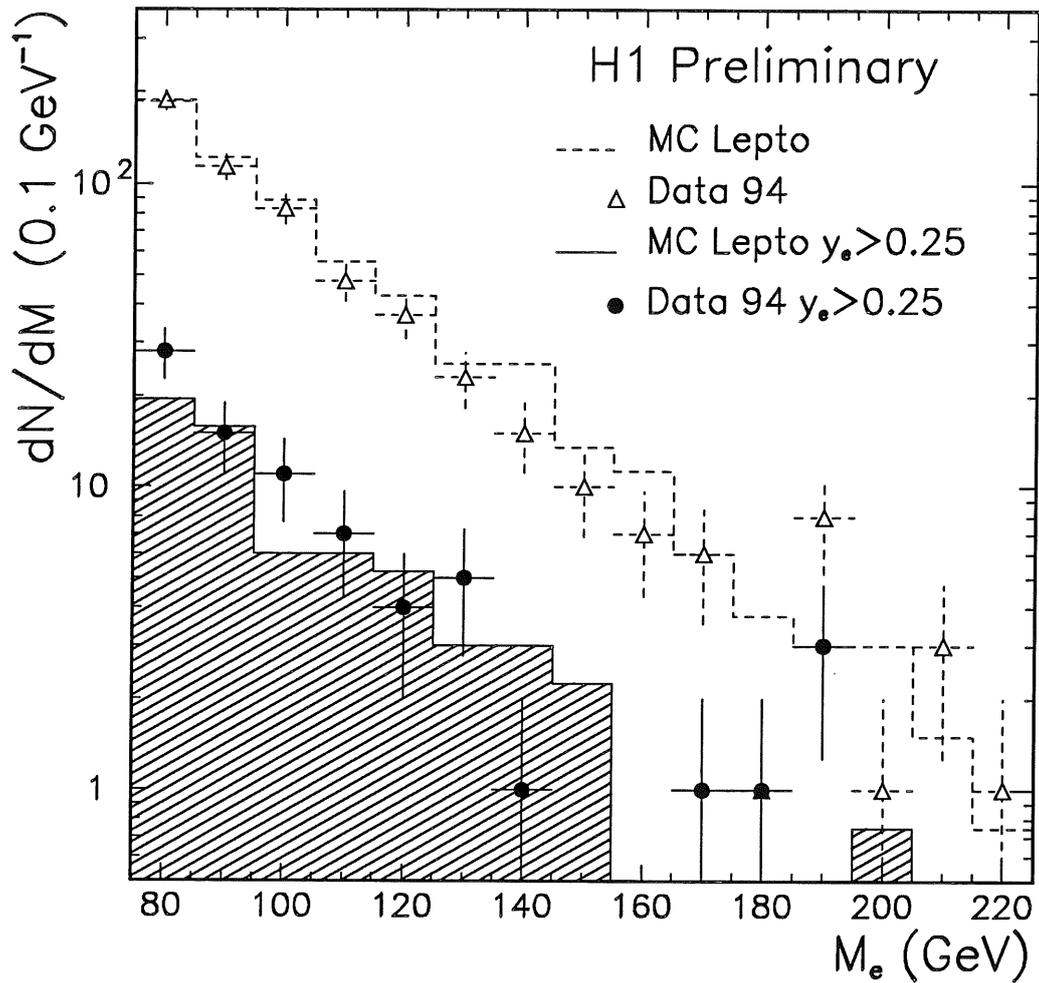


Figure 7.9: Spectre de masse des états finaux $e + X$ mesuré à partir des données de 1994 enregistrées avec un faisceau de positrons (points noirs) et prédit par la simulation de DIP NC (histogramme hachuré) après une coupure $y_e > 0.25$.

7.4 Les contraintes obtenues auprès de collisionneurs e^+e^- et $p\bar{p}$

De nombreuses expériences ont déjà recherché des leptoquarks scalaires ou vecteurs auprès des collisionneurs e^+e^- ou $p\bar{p}$.

Lors de collisions e^+e^- les leptoquarks peuvent être produits par paire, de façon isolée ou bien donner des contributions virtuelles. Si \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision, alors ces trois processus opèrent principalement dans les régions respectives $0 \leq M_{LQ} \leq \sqrt{s}/2$, $\sqrt{s}/2 \leq M_{LQ} \leq \sqrt{s}$ et enfin $M_{LQ} > \sqrt{s}$.

Les expériences CELLO et JADE auprès du collisionneur e^+e^- PETRA ont recherché des leptoquarks scalaires de charge $2/3$ produits par paires et couplés à des fermions de seconde génération [82]. Devant l'absence de signal, la région $5.0 \leq M_{LQ} \leq 20.8$ GeV est exclue à 95 % de niveau de confiance, indépendamment de la valeur du couplage. Les mêmes objets furent recherchés par l'expérience AMY auprès de TRISTAN, considérant cette fois des couplages aux fermions de première et seconde génération [83]. Les zones exclues sont alors $4.3 \leq M_{LQ} \leq 26.3$ GeV et $4.2 \leq M_{LQ} \leq 27.0$ GeV pour la première et seconde génération respectivement. JADE et AMY ont également étendu leurs recherches aux leptogluons e_8 et excluent finalement les domaines $M_{e_8} \leq 19.8$ GeV et $M_{e_8} < 30.3$ GeV respectivement.

Les principaux types de diagrammes pouvant contribuer à la production de leptoquarks au LEP sont représentés sur la figure 7.10. La production par paire en voie s via le couplage de jauge (figure 7.10a) au boson Z^0 domine et les expériences LEP négligent la contribution de l'échange d'un quark en voie t (figure 7.10b).

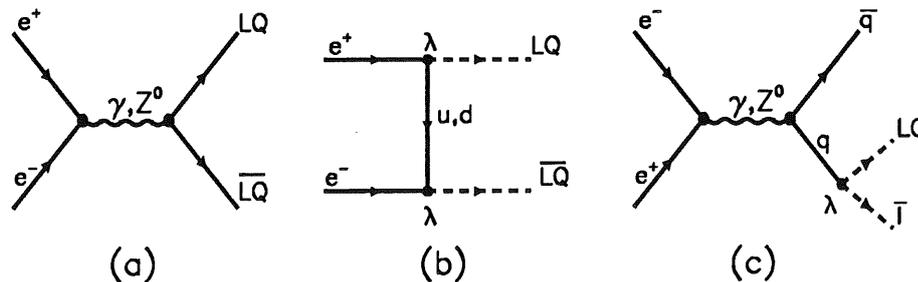


Figure 7.10: Principaux types de diagrammes pour la production de leptoquarks au LEP: (a) production par paire en voie s par couplage aux bosons de jauge; (b) production par paire par échange d'un quark en voie t ; (c) production simple par conversion d'un fermion virtuel.

OPAL [84] s'est intéressée aux leptoquarks scalaires avec des couplages diagonaux pour les deux premières générations mais en admettant la possibilité de mélange pour la troisième génération. Les limites obtenues sont alors de $M_{LQ} \geq 44.2$ GeV pour les leptoquarks se couplant aux électrons ou aux muons et $M_{LQ} \geq 41.4$ GeV pour les leptoquarks se couplant exclusivement aux taus. L'expérience L3 [85] a recherché des leptoquarks scalaires de charge $-1/3$ et $2/3$ avec des couplages à des paires lepton-quark de même génération et exclut alors le domaine $M_{LQ} > 41 - 44$ GeV dépendant de la charge considérée. ALEPH [86] a considéré les leptoquarks scalaires de charge $1/3$, singlets

d'isospin, prédits par des modèles inspirés des supercordes, avec des couplages exclusivement diagonaux. Les domaines exclus sont $4 \leq M_{LQ} \leq 44$ GeV, $6 \leq M_{LQ} \leq 44$ GeV et $M_{LQ} \leq 45$ GeV pour les leptoquarks de génération 1, 2 et 3 respectivement. Les mêmes leptoquarks sont exclus à des masses $M_{LQ} \leq 45.5$ GeV par DELPHI [87], qui a de plus envisagé la production isolée (figure 7.10c) excluant alors $M_{LQ} \leq 65$ GeV et $M_{LQ} \leq 73$ GeV à un couplage $\lambda^2/4\pi = \alpha_{em}$ pour des leptoquarks de première et seconde génération. Il est à noter que seul ALEPH a explicitement borné à basse masse le domaine d'exclusion mais que toutes les expériences auprès des collisionneurs e^+e^- appliquent des critères de sélection (par exemple isolation de l'électron mesuré) inefficaces au-dessous de 5 GeV.

Les recherches directes ont également été menées auprès de collisionneur $p\bar{p}$ pour lesquels les principaux types de diagrammes pour la production de leptoquarks sont donnés sur la figure 7.11. Dans un tel contexte, les processus de production de paires par annihilation quark-antiquark (figure 7.11a) et surtout par fusion gluon-gluon (figure 7.11b) sont dominants (la production isolée par fusion quark-gluon (figure 7.11c) est généralement négligée). Comme dans les collision e^+e^- la section efficace ne dépend alors pratiquement pas du couplage de Yukawa aux paires leptons-quarks et est essentiellement fixée par le couplage de jauge aux gluons.

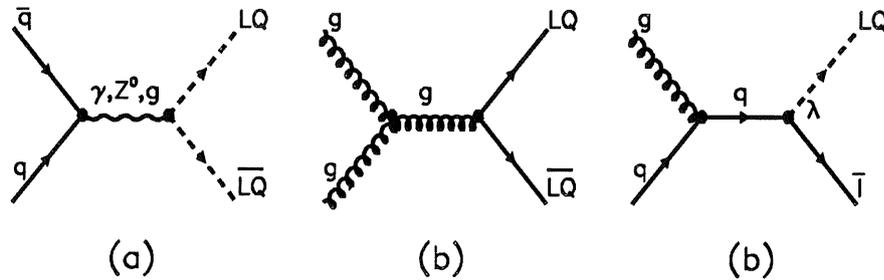


Figure 7.11: Principaux types de diagrammes pour la production de leptoquarks aux collisionneurs $p\bar{p}$: (a) production par paire annihilation quark-antiquark; (b) production par paire par fusion gluon-gluon; (c) production simple par fusion quark-gluon.

L'expérience UA2 au CERN a recherché des leptoquarks scalaires se désintégrant en électron-quark ou neutrino-quark [88]. Les limites à 95% de niveau de confiance excluent les masses inférieures à 74 GeV pour un rapport d'embranchement de 100% en électron-quark et 67 GeV si ce rapport vaut 50%.

Après du TeVatron, l'expérience D0 exclut à 95% de niveau de confiance la production de paires de leptoquarks de première génération scalaires et vecteurs pour des masses inférieures à 116 (130) GeV et 180 (190) GeV considérant un rapport d'embranchement de 50 % (100 %) dans la voie de désintégration en électron-quark [89]¹.

Les leptoquarks scalaires de seconde génération (désintégration en paire μq ou $\nu_\mu q$) ont été recherchés par l'expérience CDF. L'absence de signal conduit à rejeter les masses inférieure à 98 (133) GeV pour un rapport d'embranchement de 50% (100%) en paires muon+quark [91].

¹Ces valeurs diffèrent légèrement des dernières limites publiées [90] en raison d'une révision de la valeur de la luminosité.

7.5 Limites de rejet pour la recherche indirecte

La recherche indirecte de leptoquarks par l'analyse d'interactions de contact consiste en une comparaison des données et la prédiction du Modèle Standard à partir d'une mesure inclusive du spectre en Q^2 déterminé par le lepton de l'état final dans les processus de DIP par courants neutres.

Le lot de données considéré pour l'année 1993 contient donc 691 événements après l'application des coupures propres à cette analyse décrites précédemment (voir 6.2.5). Pour comparer notre mesure à la prédiction du Modèle Standard, nous utilisons exactement les mêmes événements simulés (LEPTO 6.1, générés à $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$) qui ont déjà servi dans le cas de la recherche directe (cf. 7.1.2). Les contributions des termes de contact sont obtenues en pondérant les événements de la simulation de DIP avec la section efficace à l'ordre le plus bas pour un choix particulier des couplages η_{if} . Toute déviation de la prédiction du Modèle Standard est interprétée en termes d'interaction de contact.

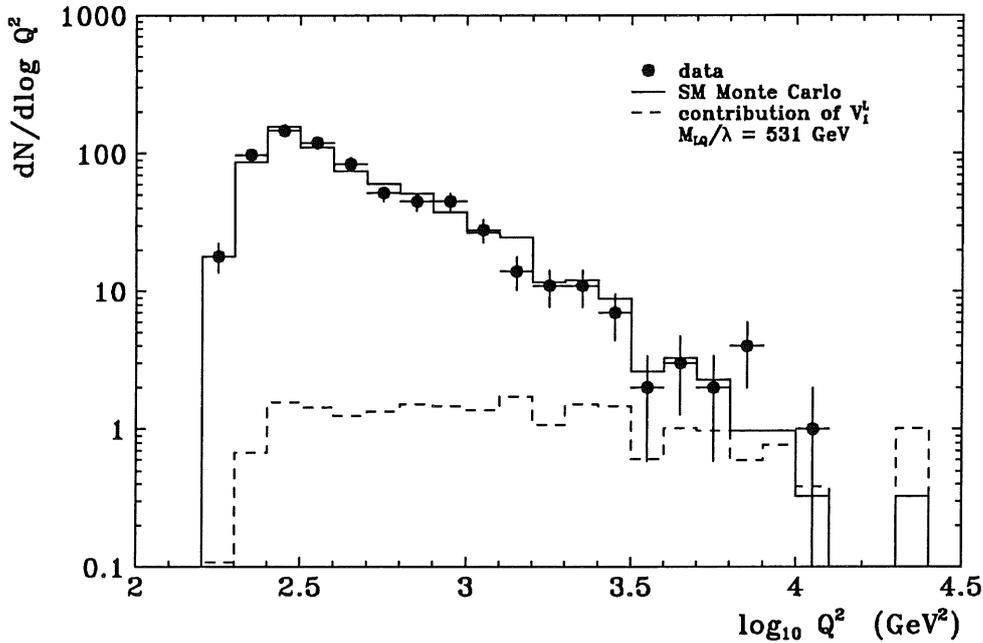


Figure 7.12: Spectre en Q^2 mesuré en fonction de $\log Q^2$. Les données (\bullet) sont comparées à la prédiction du Modèle Standard (—) et à la contribution autorisée à 95% CL d'un leptoquark additionnel V_1^L à $M_{LQ}/\lambda = 531 \text{ GeV}$ (---).

La figure 7.12 représente la distribution en Q^2 mesurée ainsi que la prédiction du Modèle Standard. Nous n'observons aucune déviation significative et les données sont correctement décrites par la simulation de DIP sur plus de deux ordres de grandeur en Q^2 . Ceci est également vérifié à grands Q^2 où la contribution d'une interaction de contact est supposée être la plus importante. On voit en effet sur cette même figure la contribution permise à 95% CL du leptoquark V_1^L . La distribution est alors très différente des données: elle est plutôt plate et ne montre une contribution comparable au Modèle Standard que dans la région à grands Q^2 .

Nous supposons qu'une déviation ne peut être causée que par l'échange d'un seul boson à la fois. Les limites sur une contribution éventuelle d'un leptiquark sont alors calculées à partir d'une analyse en χ^2 [49].

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\bar{\sigma}_i^{mes} f_{norm} - \bar{\sigma}_i(M_X/\lambda)}{\Delta \bar{\sigma}_i^{mes} f_{norm}} \right)^2 + \left(\frac{f_{norm} - 1}{\Delta_{sys}} \right)^2 \quad (7.7)$$

où $\bar{\sigma}_i^{mes}$ est la section efficace mesurée dans le bin i en Q^2 et $\bar{\sigma}_i(M_X/\lambda)$ la section efficace prédite en tenant compte de la contribution d'un leptiquark avec un couplage effectif proportionnel à M_X/λ . Δ_{sys} représente une erreur systématique globale ($\Delta_{sys}=5\%$) et f_{norm} une constante de normalisation.

Cette constante f_{norm} est éliminée analytiquement à l'ordre $O(\Delta_{sys}^2)$ en utilisant les conditions de minimisation $\partial\chi^2/\partial f_{norm} = 0$ et $\partial^2\chi^2/\partial^2 f_{norm} > 0$. On trouve alors en bonne approximation:

$$f_{norm} \simeq \frac{\left(1 + \Delta_{sys}^2 \sum_i \frac{\bar{\sigma}_i^{mes} \cdot \bar{\sigma}_i(M_X/\lambda)}{\Delta \sigma_i^{mes}} \right)}{\left(1 + \Delta_{sys}^2 \sum_i \frac{\bar{\sigma}_i^2(M_X/\lambda)}{\Delta \sigma_i^{mes}} \right)} \quad (7.8)$$

Les limites à 95% de niveau de confiance sont alors déterminées en calculant le χ^2 au rapport limite M_X/λ tel que $\chi^2(M_X/\lambda) = \chi_{min}^2 + 4$. Ces limites sont résumées dans le tableau 7.9. Seuls les 4 leptiquarks vecteurs avec des couplages aux quarks u sont mentionnés puisqu'ils sont les seuls à fournir des limites au-delà de la limite cinématique pour $\lambda \sim 1$.

LQ type	M_{LQ}/λ (GeV)
\tilde{V}_0^R	397
$V_{1/2}^R$	297
$\tilde{V}_{1/2}^L$	320
V_1^L	531

Tableau 7.9: Limites inférieures à 95% CL sur M_{LQ}/λ pour des leptiquarks vecteurs.

Pour les données et chacun des 4 leptiquarks considérés dans cette étude, les distributions en Q^2 normalisés à la prédiction du Modèle Standard sont représentées sur la figure 7.13. Les valeurs des rapports M_{LQ}/λ prises pour chaque modèle correspondent aux valeurs limites à 95% de niveau de confiance calculées précédemment. Les contributions des interactions de contact augmentent donc avec Q^2 comme nous l'attendons.

L'hypothèse des interactions de contact consiste à considérer des leptiquarks dont la masse est plus élevée que l'énergie disponible dans le centre de masse au vertex d'interaction. Les données ne couvrant qu'un intervalle de masse dont le maximum se situe vers 180 GeV, les limites indirectes peuvent être valides pour $M_{LQ} \geq 200$ GeV, donnant ainsi accès à des constantes de couplage λ de l'ordre de $O(0.4)$. Ces limites pour la recherche indirecte sont représentées dans le plan masse-couplage sur la figure 7.7 avec les limites provenant de la recherche directe.

Look - contact terms - Paris data 1993, paper cuts Date 29/06/1994

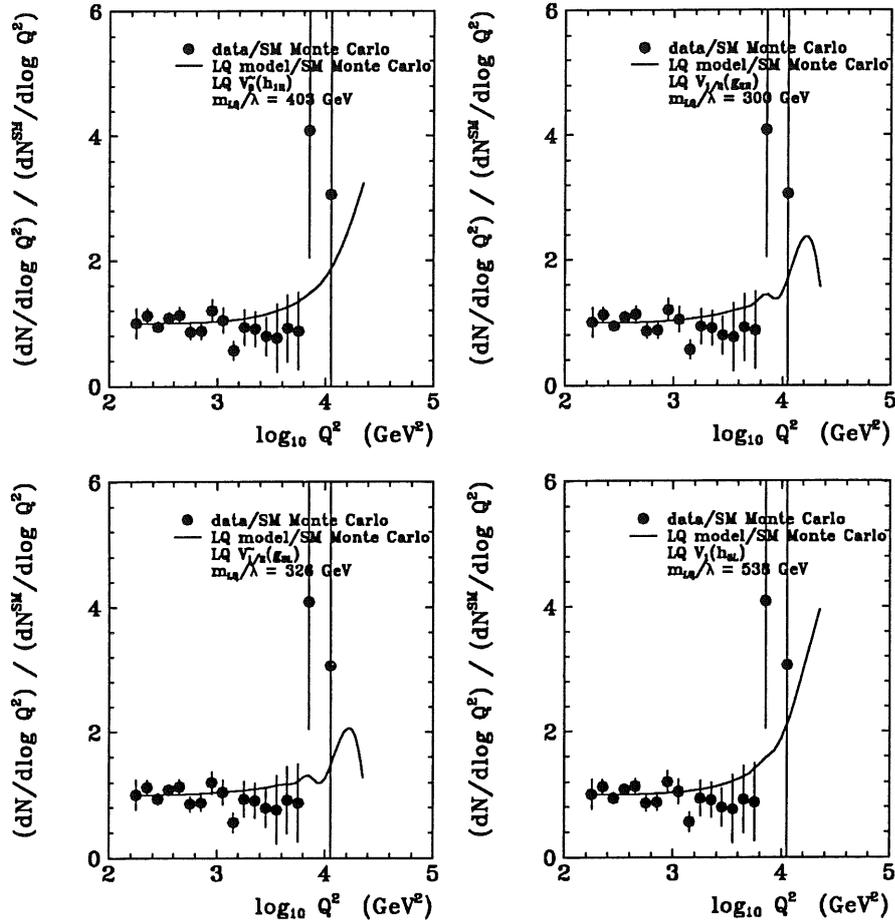


Figure 7.13: Spectres en Q^2 pour les données (\bullet) normalisés à la prédiction du Modèle Standard. Sur chaque figure, la même distribution pour un leptotauark à la limite de sensibilité (—) est représentée.

Notons qu'en choisissant une paramétrisation des fonctions de structure du proton différente parmi MRSB, MRSD-' ou MRSD0' [92] les limites sur M_{LQ}/λ varient de moins de 5 GeV. De même, augmenter l'erreur systématique globale à $\Delta_{sys} = 7\%$ n'affecte ces limites que de $\sim 2\%$.

Nous avons de plus effectué une analyse préliminaire [81] combinant les données de 1993 et les données enregistrées en 1994, aussi bien avec le faisceau d'électrons que le faisceau de positrons. Pour ces 2 nouveaux ensembles de données les critères de sélection des événements sont les mêmes que ceux utilisés pour l'analyse des données de 1993.

Les luminosités pour chacune de ces trois périodes ainsi que les nombres d'événements sélectionnés N_{SEL} correspondants sont les suivants:

$$1993 \ e^-p \quad \mathcal{L} = 425 \text{ nb}^{-1} \quad N_{SEL} = 691 \quad (7.9)$$

$$1994 \ e^-p \quad \mathcal{L} = 544 \text{ nb}^{-1} \quad N_{SEL} = 762 \quad (7.10)$$

$$1994 \ e^+p \quad \mathcal{L} = 3089 \text{ nb}^{-1} \quad N_{SEL} = 4943 \quad (7.11)$$

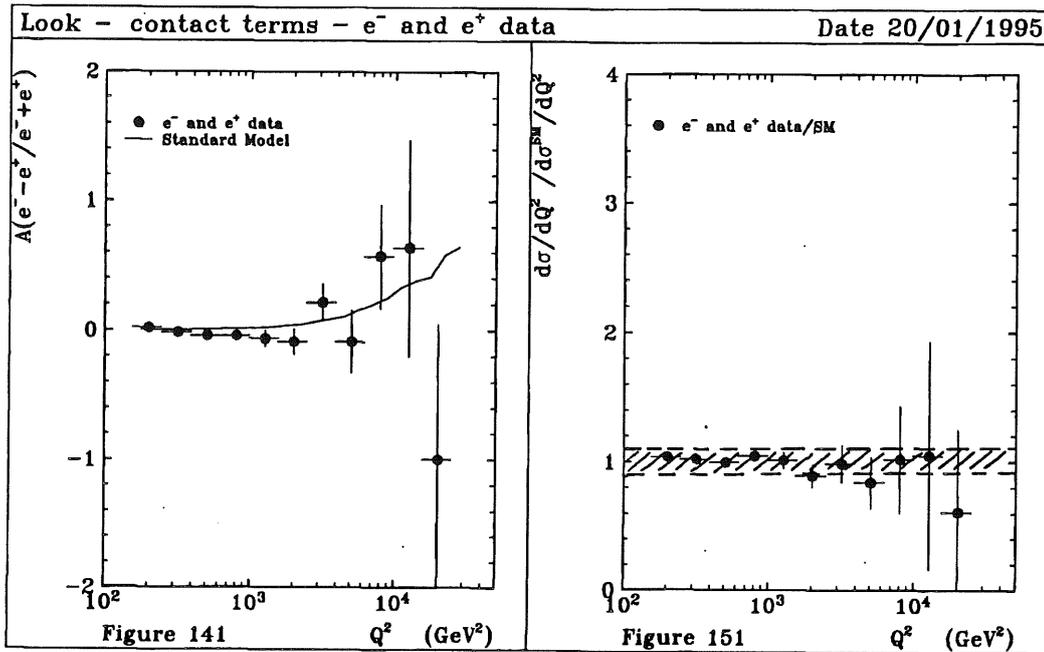


Figure 7.14: Asymétrie de charge (gauche) et section efficace différentielle (droite) mesurées. Les barres d'erreurs n'incluent que les erreurs statistiques. La courbe représente l'asymétrie de charge prédite par le Modèle Standard.

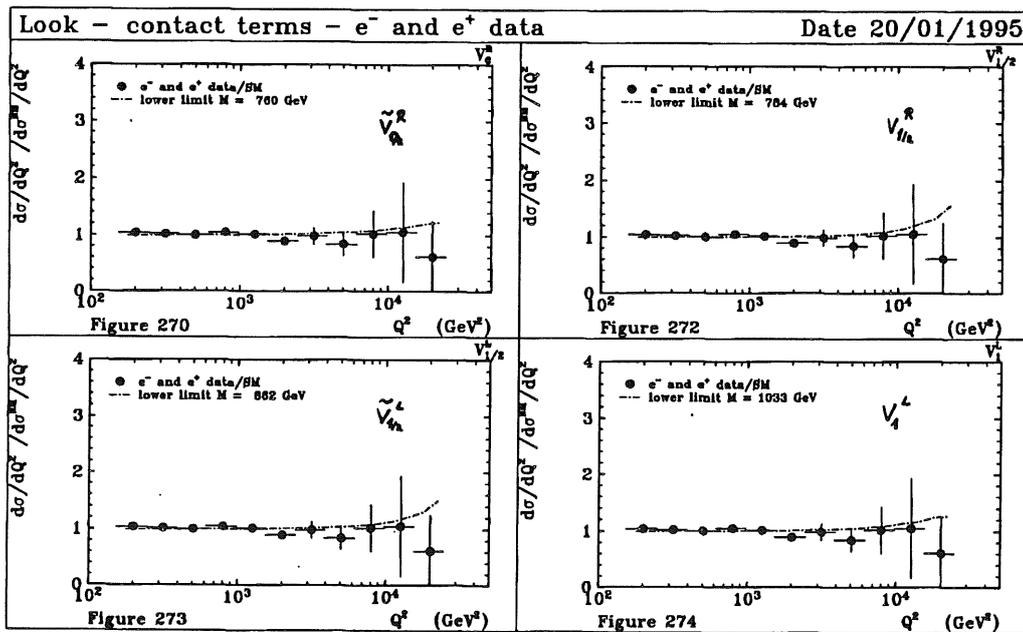


Figure 7.15: Rapport des sections efficaces différentielles mesurées et prédites (points) en fonction de Q^2 . Les courbes sur chaque figure représentent le même rapport en incluant au Modèle Standard un leptokark à la limite de sensibilité.

Les sections efficaces mesurées sont comparées à la prédiction du Modèle Standard sur la figure 7.14. Aucune déviation significative n'est alors observée, autant pour l'asymétrie de charge que pour la section efficace différentielle de DIP. Nous dérivons alors des limites inférieures à 95% de niveau de confiance sur le rapport M_{LQ}/λ .

Les limites obtenues pour la recherche indirecte de leptoquarks via des interactions de contact en combinant toutes les données de 1993 et de 1994 sont les suivantes:

$$\tilde{V}_0^R \quad M_{LQ}/\lambda > 1038 \text{ GeV} \quad (7.12)$$

$$V_{1/2}^R \quad M_{LQ}/\lambda > 1067 \text{ GeV} \quad (7.13)$$

$$\tilde{V}_{1/2}^L \quad M_{LQ}/\lambda > 1087 \text{ GeV} \quad (7.14)$$

$$V_1^L \quad M_{LQ}/\lambda > 1289 \text{ GeV} \quad (7.15)$$

Les sections efficaces normalisées à la prédiction du Modèle Standard sont représentées sur la figure 7.15 pour les données et les quatre leptoquarks vecteurs considérés à la limite de sensibilité. Les interactions de contact contribuent donc à la section efficace principalement à grands Q^2 et cette contribution se monte à $\sim 25\%$ pour les plus grands Q^2 .

Avec des limites supérieure au TeV à $\lambda = 1$, les résultats obtenus sont tout à fait comparables à ceux provenant des expériences de basse énergie et qui sont donnés dans la section suivante.

7.6 Les contraintes obtenues des processus rares ou interdits à basse énergie

Les leptoquarks, s'ils existent, peuvent contribuer à certains processus standard bien connus, rares ou même interdits. La mesure précise et les limites sur ces processus peuvent donc être transcrits en limite sur la masse et le couplage d'éventuels leptoquarks.

Une revue complète des limites sur les masses et les couplages des leptoquarks scalaires et vecteurs couplés à des paires électron-quark (soit les types d'objets sujets de notre recherche) a été publiée récemment [43]. Ces limites s'appuient sur d'éventuelles contributions de leptoquarks aux désintégrations rares des leptons et des mésons et certains tests électrofaibles. Une étude similaire a également été effectuée mais en considérant seulement les leptoquarks de première génération [42, 93]. Le tableau 7.10 résume les limites indirectes sur la masse à un couplage $\lambda = 1$ obtenues dans ces deux références pour les leptoquarks de première génération. Les principales différences proviennent des hypothèses sur la variation de ces limites avec le rapport M_{LQ}/λ . Les auteurs de la référence [43] donnent en effet des limites sur le couplage λ multipliées par $(M_{LQ}/100 \text{ GeV})^2$ tandis que les limites des références [42, 93] sont données sur le rapport (M_{LQ}/λ) .

LQ type	M_{LQ} (TeV)	M_{LQ} (TeV)
S_0^L	2.80	1.83
S_0^R	2.00	1.58
\tilde{S}_0^R	2.10	1.58
$S_{1/2}^L$	1.50	1.58
$S_{1/2}^R$	2.80 *	2.24
$\tilde{S}_{1/2}^L$	2.10	1.58
S_1^L	6.30 *	2.24
V_0^L	1.50	2.24
V_0^R	4.40 *	2.24
\tilde{V}_0^R	1.40	2.24
$V_{1/2}^L$	1.50	2.24
$V_{1/2}^R$	4.10	3.16
$\tilde{V}_{1/2}^L$	1.40	2.24
V_1^L	4.90	3.16

Tableau 7.10: Limites inférieures sur M_{LQ} à $\lambda = 1$ obtenues à partir des processus à basse énergie. Les valeurs de la première colonne sont tirées de [42, 93] et celles de la seconde colonne de [43]. Les valeurs marquées d'une étoile * correspondent à une variation particulière de la limite en M_{LQ}/λ^2 .

Chapitre 8

Résultats de la recherche directe de squarks

8.1 Coupures spécifiques

Nous avons vu que les squarks se désintégrant via leur couplage de Yukawa λ'_{111} ont une signature similaire aux leptoquarks. La même sélection d'événements est donc utilisée pour ces deux signatures.

Par contre, quand les squarks se désintègrent via leur couplage de jauge en quark+neutralino, ils présentent une signature particulière qui va être utilisée pour les séparer du bruit de fond de DIP par courants neutres.

Tout d'abord, l'électron provenant de la désintégration du neutralino $\chi_1^0 \rightarrow e + 2jets$ se trouve dans un hémisphère opposé à celui du jet initié par le quark provenant de la désintégration du squark. Dans cet hémisphère, l'électron est de plus accompagné par les 2 jets de la désintégration du neutralino. Nous considérons donc le rapport du flux d'énergie hadronique $E_H^{hemi\ el.}$ dans une région à $\pm\pi/2$ de la direction azimuthale de l'électron identifié, et du flux d'énergie hadronique total E_H^{TOT} (figure 8.1a). Un événement sera sélectionné comme candidat pour un squark se désintégrant via son couplage de jauge s'il vérifie:

$$\frac{E_H^{hemi\ el.}}{E_H^{TOT}} \geq 0.1 \quad (8.1)$$

De plus, la distribution en y_e pour cette désintégration particulière des squarks apparaît concentrée à grande valeur de y_e (figure 8.1b). Ceci est dû au fait que le squark, objet scalaire, se désintègre isotropiquement dans son référentiel propre (tout comme un leptoquark scalaire qui présente une distribution plate en y_e), mais que seulement une fraction de l'énergie du neutralino est transmise à l'électron de l'état final. Nous allons alors demander:

$$y_e > 0.4 \quad (8.2)$$

Nous utilisons également le fait déjà mentionné (voir 6.3) que les masses mesurées par la méthode électron et la méthode des produits de désintégration sont en désaccord pour les squarks se désintégrant via leur couplage de jauge. Nous demandons alors que M_{inv} dévie de M_e d'au moins 10%.

Après application de ces coupures 60 événements seront finalement utilisés pour la recherche de squarks dans la voie de désintégration de jauge. Un de ces événements est représenté sur la figure 8.2.

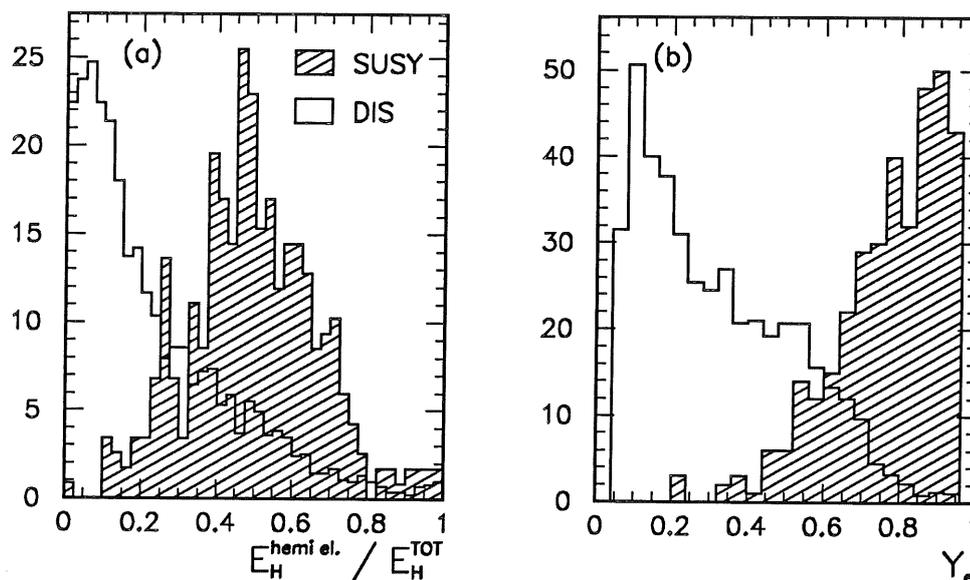


Figure 8.1: Comparaisons entre les événements de DIP NC simulés et la production simulée de squarks se désintégrant par couplage de jauge pour (a) le rapport $E_H^{hemi\ el.} / E_H^{TOT}$ de l'énergie hadronique dans l'hémisphère électron sur l'énergie hadronique totale et (b) la variable de Bjorken y_e .

8.2 Comparaisons des données à la simulation Monte Carlo

Les 60 événements résultant de la sélection spécifique pour la désintégration de jauge $e^\pm + 3\ jets$ des squarks sont comparés à la simulation de DIP NC. La figure 8.3a montre la corrélation entre les masses de neutralino et de squarks reconstruites pour les données. Cette même corrélation est représentée sur la figure 8.3b pour la simulation Monte Carlo de DIP NC. Les distributions pour les masses apparentes du neutralino et du squark et leur corrélation sont bien reproduites par la prédiction du Modèle Standard. A titre de comparaison, la figure 8.3c illustre cette corrélation pour une simulation Monte Carlo d'un signal de squark pour $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 80$ GeV. Le spectre en masse mesuré pour les squarks, indépendamment de toutes suppositions sur la masse du neutralino, est représenté sur la figure 8.4. Dans le domaine exploré ($M_{inv} > 45$ GeV), nous obtenons donc 60 candidats tandis que 48 ± 3 événements de bruit de fond de DIP sont attendus. L'accord entre la prédiction du Modèle Standard et l'observation est certes raisonnable mais nous observons néanmoins un léger excès, entre 1.5 et 2σ du bruit de fond attendu, et ceci sur un grand domaine de masse. Toutefois, cette différence est considérée d'autant moins significative, étant donné la pente prononcée du spectre en masse et l'erreur systématique de 5% sur l'échelle d'énergie hadronique. La comparaison entre les nombres d'événements mesurés et de bruit de fond attendus est également faite sur des domaines plus restreints impliquant des masses plus élevées:

- $M_{inv} > 100$ GeV, 2 événements mesurés pour 4 ± 1 attendus.
- $M_{inv} > 150$ GeV, 1 événements mesurés pour 0.5 ± 0.4 attendus.

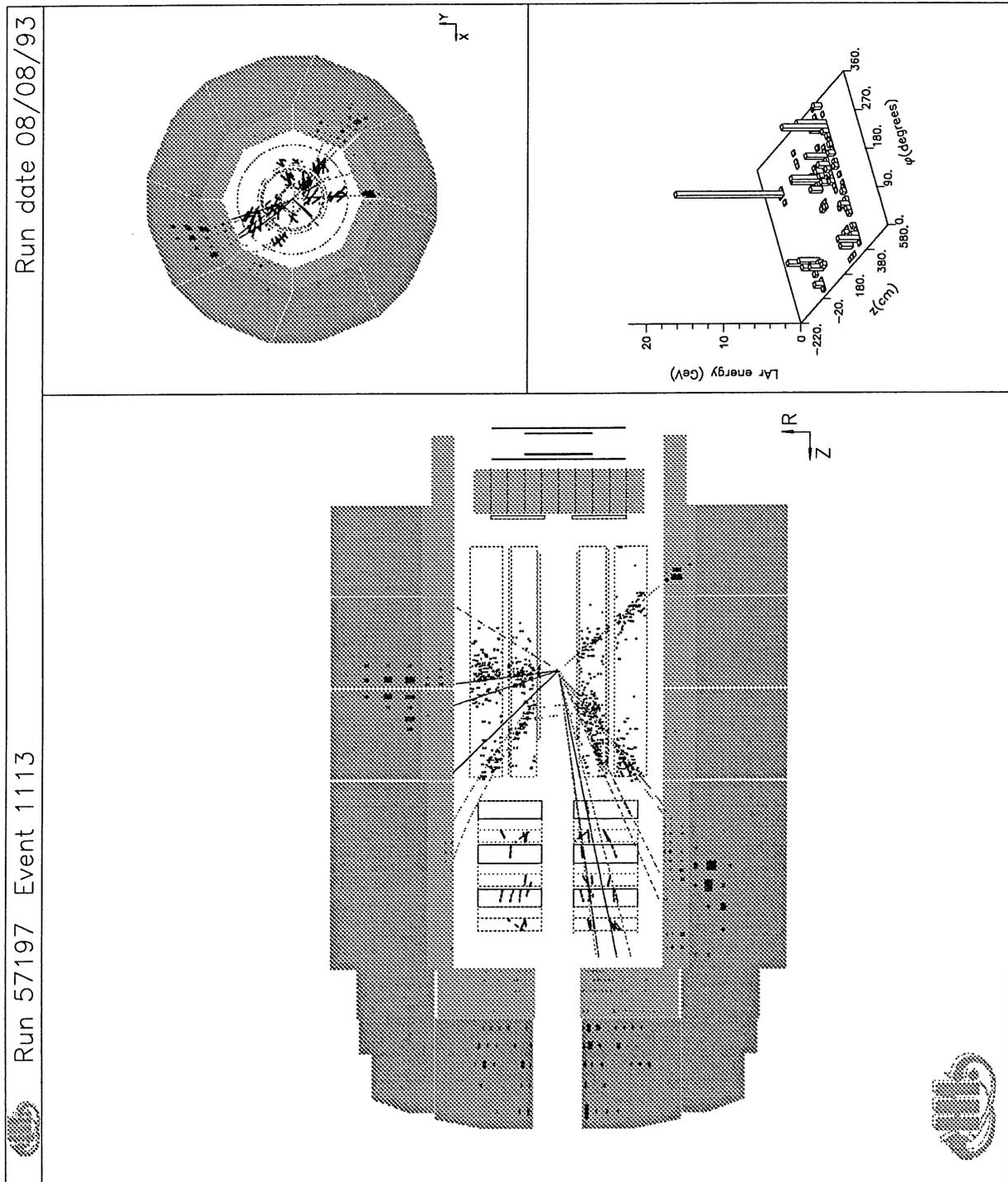


Figure 8.2: *Événement de la sélection spécifique SUSY. La masse invariante mesurée par les produits de désintégration est $M_{inv} = 70.7$ GeV et la masse apparente du photino est $M_{\tilde{\gamma}} = 34.3$ GeV. L'électron de l'état final est observé à $\theta_e \simeq 128^\circ$ et $\phi_e \simeq 267^\circ$.*

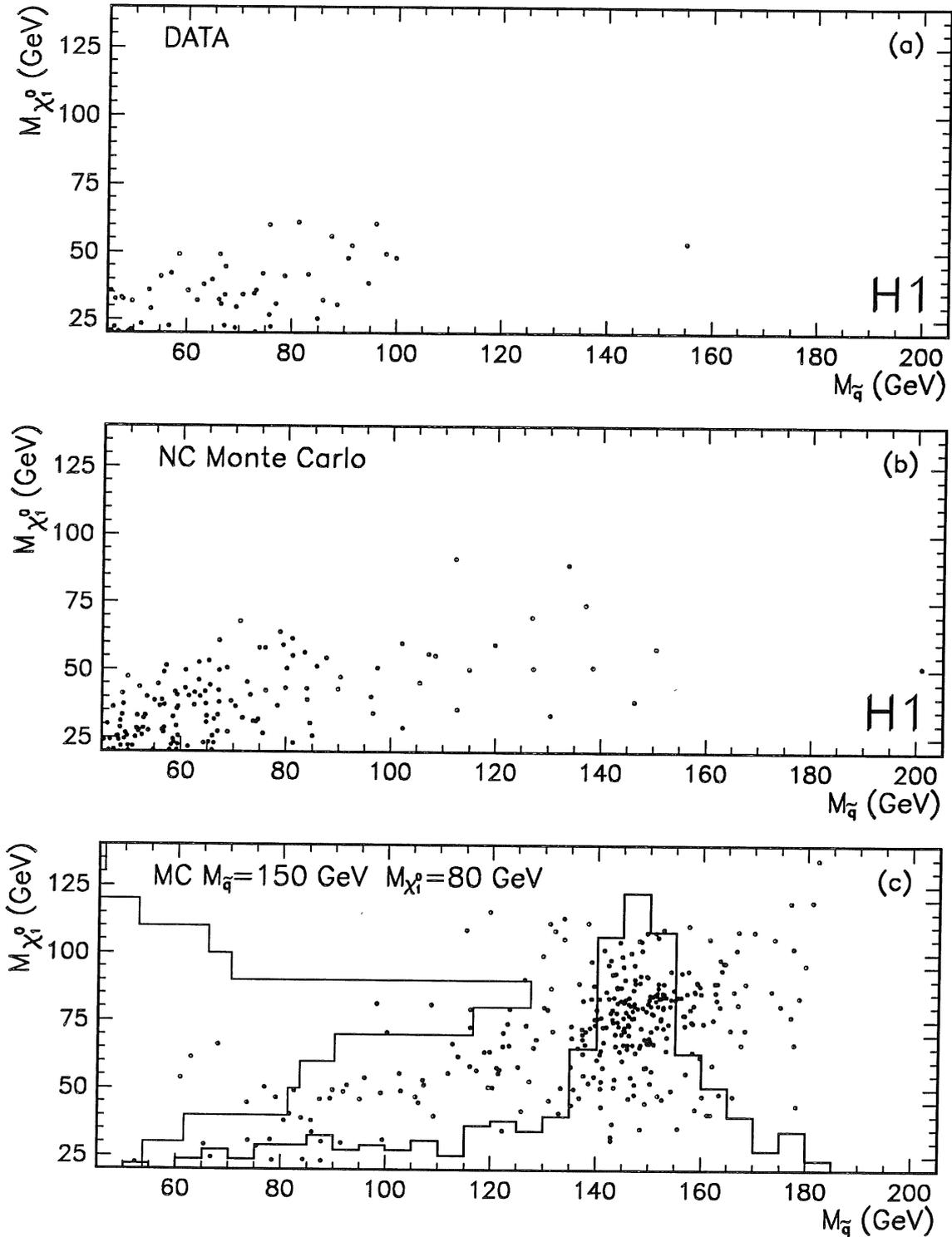


Figure 8.3: Masse apparente du neutralino versus masse du squark pour les données (a) et la simulation de DIP NC (b). Le signal attendu pour un squark se désintégrant en cascade en $e^\pm + 3\text{jets}$ est représenté sur la figure (c) pour $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV et $M_{\chi_1^0} = 80$ GeV. Les histogrammes sur cette même figure montrent les résolutions en masse pour le squark et le neutralino.

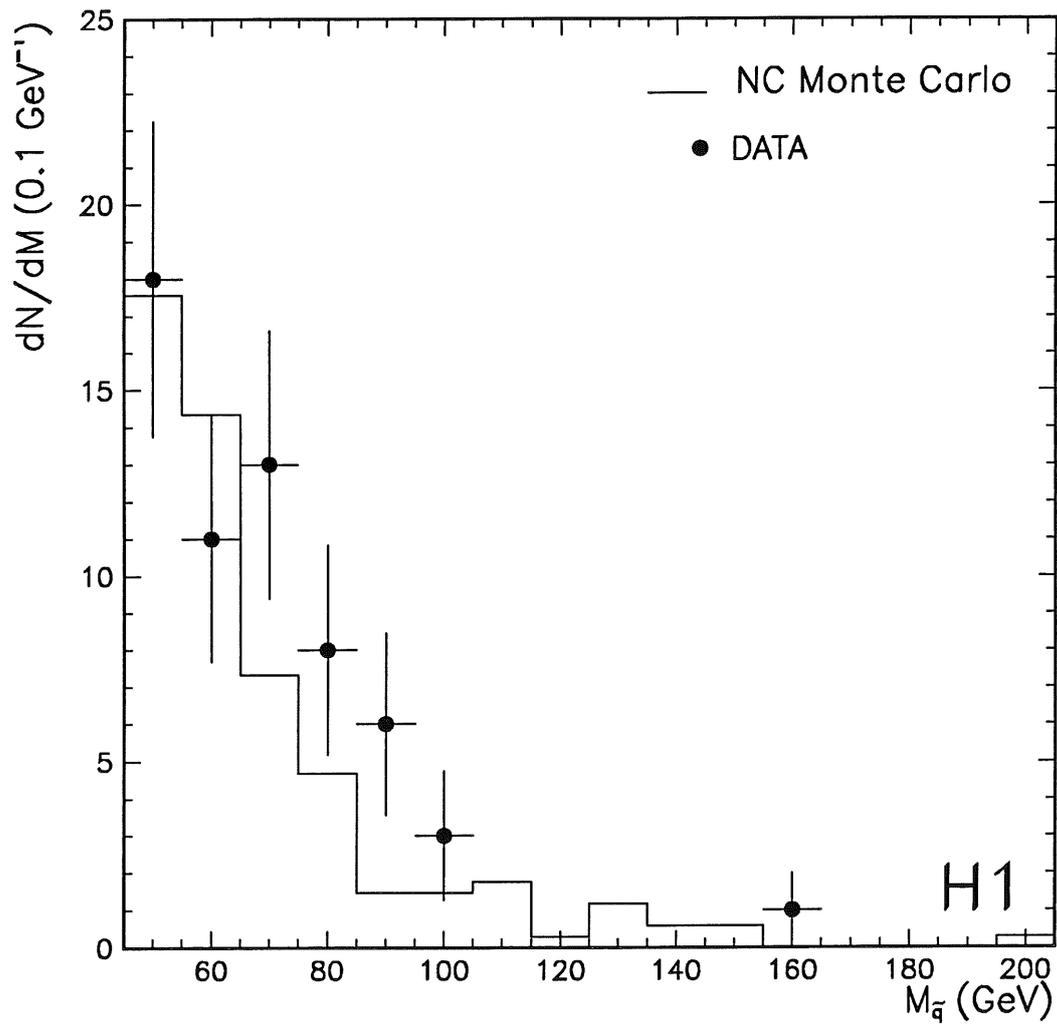


Figure 8.4: Spectre de masse pour la recherche des squarks dans la voie $e + 3\text{jets}$ pour les données (points avec erreurs statistiques) et la simulation de DIP NC (histogramme).

Ces chiffres reflètent donc un bon accord entre la mesure et la prédiction du Modèle Standard. Cependant, avant de conclure à l'absence de signal significatif pour les squarks se désintégrant dans la voie $e + 3jets$, nous allons nous attacher à déterminer la charge du lepton de l'état final.

8.3 Mesure de la charge du lepton final

Comme cela a déjà été mentionné dans la section 3.4.1, nous attendons 50% de positrons dans les états finaux $e + 3jets$. Cette violation explicite de la conservation du nombre leptonique constitue donc une signature pour la recherche de squarks sans bruit de fond physique direct associé. Nous allons donc déterminer, pour nos 60 candidats, la charge du lepton identifié à partir de la courbure de la trace associée à la gerbe électromagnétique. Jusqu'à maintenant, la sélection des événements s'est uniquement basée sur des quantités calorimétriques, sans critères directs sur les traces et seulement avec quelques critères peu contraignants sur l'état de fonctionnement des détecteurs de traces. En particulier, il n'a jamais été explicitement demandé que la gerbe électromagnétique associée à ce que nous appelons un électron identifié soit liée à une trace dans les chambres centrales ou avant. En effet, cette demande induit une perte d'efficacité (de l'ordre de 10 %) due au mauvais fonctionnement ou à des secteurs non-opérationnels des détecteurs de traces, qui ne saurait se justifier. Ce que nous avons donc appelé jusqu'ici un "électron" peut donc être soit un véritable électron, soit un véritable positron.

La procédure d'association des traces aux électrons identifiées a été décrite en 5.4. Nous trouvons finalement que $86 \pm 4\%$ des gerbes de nos "électrons" sont liées à une trace, ce qui se compare tout à fait avec les $87.3 \pm 1.2\%$ obtenus en considérant tous les 784 événements de l'échantillon de départ de la sélection $e + X$. La charge mesurée est représentée sur les figures 8.5a (données) et 8.5b (squark simulé avec $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV et $M_{\chi_1^0} = 80$ GeV). Les leptons de charge négatives doivent avoir un rapport $\kappa/\Delta\kappa$ négatif, ce qui est le cas pour tous les événements de notre sélection finale $e + 3jets$.

Nous ne trouvons donc aucun positrons dans l'état final.

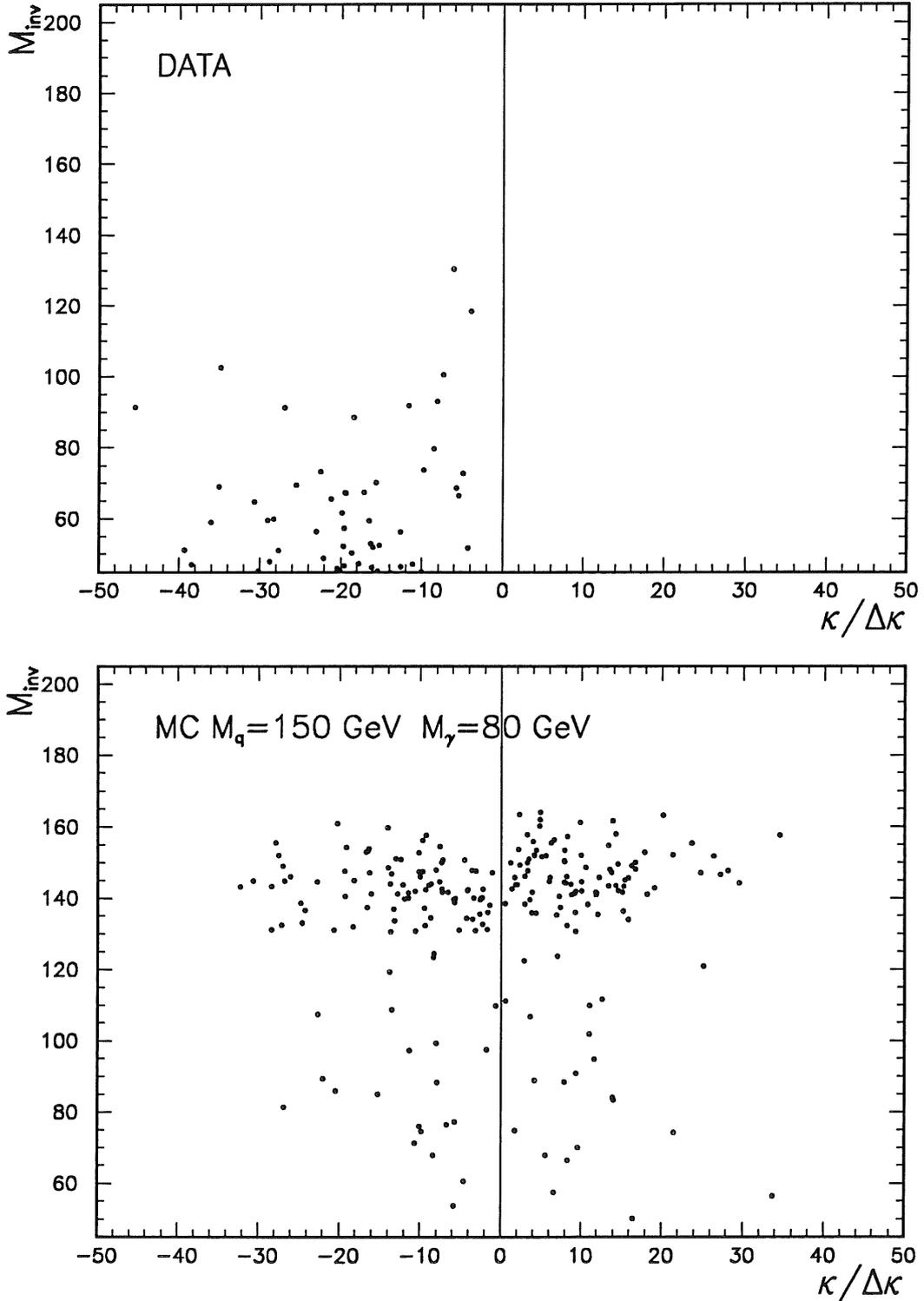


Figure 8.5: Masse apparente reconstruite versus courbure des traces associées aux leptons identifiés dans chaque événement de la sélection $e + 3jets$. Les électrons ont ici par définition une courbure négative et les positrons une courbure positive.

8.4 Limites sur le couplage

Devant l'absence d'une déviation significative de la prédiction du Modèle Standard, des limites de rejet sur le couplage λ'_{111} sont dérivées pour les squarks en combinant tous les canaux étudiés. Ces limites vont être calculées pour chaque masse de squark entre 45 et 275 GeV, et ceci pour 4 hypothèses de masse de neutralino, $M_{\chi_1^0} = 20, 40, 80, 160$ GeV.

8.4.1 La combinaison de quatre canaux

La méthode de calcul des limites de rejet est similaire à celle utilisée pour les leptosquarks dans le cas à plusieurs canaux de désintégrations (cf 7.3.1). Ceux-ci sont au nombre de 4 pour notre recherche de squarks avec violation de la R-parité:

1. $\tilde{q} \longrightarrow e + X$
2. $\tilde{q} \longrightarrow \nu + X$
3. $\tilde{q} \longrightarrow q + \chi_1^0, \chi_1^0 \rightarrow e^- + 2jets$
4. $\tilde{q} \longrightarrow q + \chi_1^0, \chi_1^0 \rightarrow e^+ + 2jets$

où chaque canal k contribue avec:

- l'efficacité globale ϵ_k (incluant les rapports d'embranchement)
- le bruit de fond attendu B_k
- le nombre d'événements observés N_k

Nous obtenons donc, en considérant dans l'équation 7.6 les 4 canaux susmentionnés, une limite supérieure à 95 % de niveau de confiance sur le nombre d'événements d'un signal de squark N_{lim} . Il faut alors transcrire cette limite sur le nombre d'événements en limite sur le couplage de Yukawa λ'_{111} . Pour ceci, on exprime tout d'abord N_{lim} en terme de section efficace σ_{lim} , ce qui se fait simplement par la relation:

$$N_{lim} = \sigma_{lim} \times \mathcal{L} \quad (8.3)$$

où \mathcal{L} est la luminosité intégrée utilisée pour notre étude, soit 425 nb^{-1} en 1993. Ensuite, pour une hypothèse de masse de neutralino donnée, on va chercher à chaque masse $M_{\tilde{q}}$ de squark le couplage λ'_{111} tel que:

$$\sigma_{lim} = \sum_{k=1}^4 \sigma_k(\lambda'_{111}, M_{\tilde{q}}) \quad (8.4)$$

les $\sigma_k(\lambda, M)$ étant les sections efficaces de chaque voie k envisagée.

Avec l'hypothèse que le neutralino est un photino, nous avons donc pour les σ_k :

$$\sigma_{e+q} = \sigma_{\tilde{d}} BR(\tilde{d} \rightarrow e + q) + \sigma_{\tilde{u}} BR(\tilde{u} \rightarrow e + q) \quad (8.5)$$

$$\sigma_{\nu+q} = \sigma_{\tilde{d}} BR(\tilde{d} \rightarrow \nu + q) \quad (8.6)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{e^-+2jets} &= \sigma_{\tilde{d}} BR(\tilde{d} \rightarrow d + \tilde{\gamma}) BR(\tilde{\gamma} \rightarrow e^- + 2jets) \\ &\quad + \sigma_{\tilde{u}} BR(\tilde{u} \rightarrow \bar{u} + \tilde{\gamma}) BR(\tilde{\gamma} \rightarrow e^- + 2jets) \end{aligned} \quad (8.7)$$

$$\sigma_{e^++2jets} = \sigma_{e^-+2jets} \quad (8.8)$$

la dernière équation se justifiant par le fait que le rapport d'embranchement du photino dans la voie $e^+ + 2jets$ est exactement égal au rapport dans la voie $e^- + 2jets$.

Le problème est que nous ne connaissons pas les valeurs des sections efficaces $\sigma_{\tilde{d}}$ et $\sigma_{\tilde{u}}$ qui n'ont pas été évaluées directement. Cependant, en nous plaçant dans l'approximation des largeurs étroites, nous allons pouvoir calculer les sections efficaces σ_k grâce à la similitude entre la production résonante des squarks et celle des leptoquarks. En effet, en faisant la substitution $\tilde{d} \sim S_0$ et $\tilde{u} \sim \tilde{S}_{1/2}$, on a pour les sections efficaces de production (dans le cas d'un couplage de Yukawa leptoquark-électron-quark exclusivement gauche λ_L):

$$\sigma_{\tilde{d}} = \sigma_{S_0} \quad (8.9)$$

$$\sigma_{\tilde{u}} = \sigma_{\tilde{S}_{1/2}} \quad (8.10)$$

Pour le calcul des limites, nous allons en fait considérer deux sections efficaces :

- $\sigma_{\mathcal{R}_p}$, section efficace pour les squarks produits et se désintégrant via un couplage violant la conservation de la R-parité.
- $\sigma_{q+\tilde{\gamma}}$, section efficace pour les squarks produits via un couplage violant la conservation de la R-parité et se désintégrant via leur couplage de jauge.

D'après la remarque précédente, et en considérant que les sections efficaces de production du leptoquarks scalaire S_0 sont égales dans les voies $e + X$ et $\nu + X$ (autrement dit, $\sigma_{S_0} = 2\sigma_{S_0}^{e+X} = 2\sigma_{S_0}^{\nu+X}$) ces deux sections efficaces peuvent s'exprimer ainsi:

$$\sigma_{\mathcal{R}_p} = 2\sigma_{S_0}^{e+X} BR(\tilde{d} \rightarrow l + X) + \sigma_{\tilde{S}_{1/2}}^{e+X} BR(\tilde{u} \rightarrow e + X) \quad (8.11)$$

$$\sigma_{q+\tilde{\gamma}} = 2\sigma_{S_0}^{e+X} BR(\tilde{d} \rightarrow d + \tilde{\gamma}) + \sigma_{\tilde{S}_{1/2}}^{e+X} BR(\tilde{u} \rightarrow \bar{u} + \tilde{\gamma}) \quad (8.12)$$

Nous pouvons donc alors utiliser le générateur d'événements LEGO (voir 3.6) pour déterminer les sections efficaces 8.11 et 8.12 à partir des sections efficaces de production des leptoquarks S_0^L et $\tilde{S}_{1/2}^L$ dans la voie $e + X$. La figure 8.6 est une illustration de la validité de cette méthode. Elle représente la section efficace de production \mathcal{R}_p de squarks dans la voie de désintégration \mathcal{R}_p (soit $\sigma_{\mathcal{R}_p}$) en fonction de la masse du squark, pour deux hypothèses de masse du photino ($M_{\tilde{\gamma}} = 15$ et 45 GeV). Cette section efficace a été évaluée de deux façons différentes: avec le générateur d'événements LEGO en utilisant la formule 8.11 (triangles) et avec le générateur d'événements SUSSEX (ronds).

En pratique, la limite sur le couplage de Yukawa des squarks sera finalement obtenue à chaque masse de squark en recherchant la valeur λ_{lim} telle que l'on ait:

$$\sigma_{lim} = \sigma_{\mathcal{R}_p}(\lambda_{lim}) + \sigma_{q+\tilde{\gamma}}(\lambda_{lim}) \quad (8.13)$$

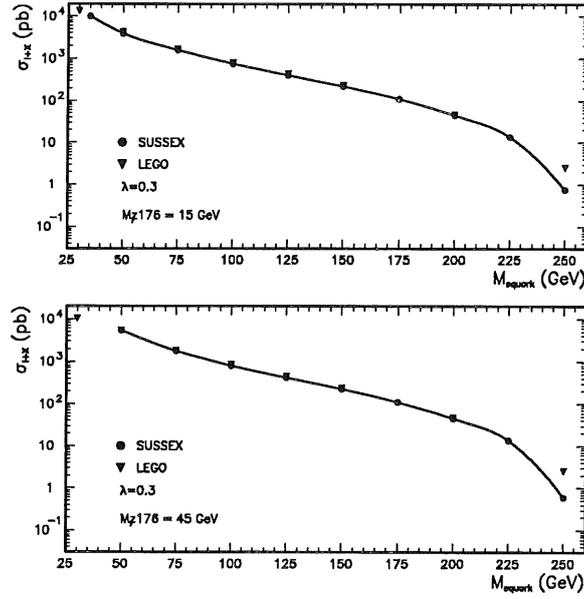


Figure 8.6: Section efficace de production de squarks se désintégrant dans la voie \bar{R}_p à partir des sections efficaces calculées par les générateurs SUSSEX (ronds) et LEGO (triangles).

et ceci pour différentes hypothèses sur la masse du photino.

Pour les efficacités globales pour chaque canal étudié, nous avons:

$$\bar{q} \rightarrow e + q \Rightarrow \beta_1 \varepsilon_{e+X}^{\bar{q}} R \quad (8.14)$$

$$\bar{q} \rightarrow \nu + q \Rightarrow (1 - \beta_1) \varepsilon_{\nu+X}^{\bar{q}} R \frac{\mathcal{L}_{CC}}{\mathcal{L}_{NC}} \quad (8.15)$$

$$\bar{q} \rightarrow q + \tilde{\gamma}, \tilde{\gamma} \rightarrow e^- + 2jets \Rightarrow \beta_2 \varepsilon_{e^-+3jets}^{\bar{q}} (1 - R) \quad (8.16)$$

$$\bar{q} \rightarrow q + \tilde{\gamma}, \tilde{\gamma} \rightarrow e^+ + 2jets \Rightarrow \beta_2 \varepsilon_{e^++3jets}^{\bar{q}} (1 - R) \quad (8.17)$$

où β_1 est le rapport d'embranchement pour un squark se désintégrant dans la voie $e + X$ et R est la probabilité pour un squark produit via \bar{R}_p de se désintégrer également via \bar{R}_p . De plus, β_2 représente le rapport d'embranchement du photino dans la voie $e^- + 2jets$. Pratiquement, nous évaluons ces rapports de la façon suivante:

$$\beta_1 = \frac{\sigma_{S_0}^{e+X}}{\sigma_{S_0}^{e+X} + \sigma_{S_0}^{\nu+X}} \quad (8.18)$$

$$\beta_2 \approx 0.44 \quad (8.19)$$

$$R = \frac{\sigma_{\bar{R}_p}}{\sigma_{\bar{R}_p} + \sigma_{q+\tilde{\gamma}}} \quad (8.20)$$

Les valeurs des efficacités de sélection finales $\varepsilon^{\bar{q}}$ sont données dans la section suivante.

8.4.2 Efficacités

Les efficacités finales pour les squarks dans la voie $e + 3jets$ sont résumées dans le tableau 8.1 où nous avons finalement demandé que la masse reconstruite du photino par la

M_{squark} (GeV)	$M_{photino}$ (GeV)	eff. sélection	fenêtre en masse		$M_{\tilde{\gamma}}$ min. (GeV)	eff. finale	δ eff.	N_{DIP}	δN_{DIP}
			M_{min}	ΔM					
50	20	25.8	45	16	10	17.2 ± 1.7		28.1 ± 2.1	
	40	40.2	39	15	10	25.8 ± 1.9		29.6 ± 2.2	
75	20	41.6	70	26	10	27.6 ± 2.0		8.9 ± 1.2	
	40	51.4	66	25	10	34.4 ± 2.1		11.5 ± 1.4	
100	20	40.6	93	33	10	27.0 ± 2.0		6.3 ± 1.0	
	40	54.8	89	31	10	36.2 ± 2.1		7.0 ± 1.0	
	80	65.8	89	29	20	43.6 ± 2.3		6.5 ± 1.0	
150	20	37.2	138	37	10	24.4 ± 1.9		1.8 ± 0.5	
	40	54.0	143	39	10	35.8 ± 2.1		1.6 ± 0.5	
	80	69.4	134	43	20	45.8 ± 2.3		1.9 ± 0.6	
200	20	31.4	178	59	10	21.6 ± 1.8		0.3 ± 0.2	
	40	44.2	182	56	10	29.6 ± 2.0		0.3 ± 0.2	
	80	60.6	181	52	20	40.0 ± 2.2		0.3 ± 0.2	
	160	69.0	168	54	20	46.0 ± 2.2		0.5 ± 0.3	
250	20	26.2	110	165	10	19.6 ± 1.8		5.7 ± 1.0	
	40	45.8	128	133	10	31.0 ± 2.0		2.9 ± 0.7	
	80	59.6	136	127	20	39.8 ± 2.2		2.3 ± 0.6	
	160	69.6	179	90	20	47.8 ± 2.2		0.3 ± 0.2	
275	20	19.8	109	166	10	18.2 ± 1.7		6.2 ± 1.0	
	40	45.0	111	164	10	30.6 ± 2.0		5.4 ± 0.9	
	80	59.2	137	138	20	39.8 ± 2.2		2.1 ± 0.6	
	160	69.8	186	89	20	47.2 ± 2.2		0.3 ± 0.2	

Tableau 8.1: *Efficacités finales pour les squarks dans la voie $e + 3jets$.*

méthode des produits de désintégration soit supérieure à 10(20) GeV pour des hypothèses de masse de photino de 20 et 40 GeV (80 et 160 GeV).

Pour les squarks dans les 2 canaux de désintégration $\bar{R}_p, e + X$ et $\nu + X$, les résultats provenant de l'analyse de leptosquarks sont directement utilisés en faisant la substitution $\bar{d} \sim S_0$ et $\bar{u} \sim \tilde{S}_{1/2}$. L'efficacité pour les squarks dans la voie $e + X$ seront donc celles du tableau 7.1 et dans la voie $\nu + X$ celles du tableau 7.3.

8.4.3 Résultats

Les limites de rejet à 95% de niveau de confiance pour les squarks produits via un couplage violant la R-parité sont représentées sur la figure 8.7 en fonction de la masse du squark pour les 4 hypothèses de masse de photino considérées. Elles combinent donc les 4 voies de désintégration étudiées.

Les limites sur λ'_{111} sont similaires à celles sur le couplage du leptoquark scalaire S_0^L , mais ici la désintégration de jauge est dominante à bas couplages (pour $M_{\tilde{q}} \leq 100$ GeV) et la désintégration \tilde{H}_p aux masses $M_{\tilde{q}} \geq 175$ GeV. Pour un couplage \tilde{H}_p de l'ordre du couplage électromagnétique $\lambda'_{111} \simeq 0.3$, nous rejetons les masses $M_{\tilde{q}} \leq 240$ GeV indépendamment de la masse du photino considérée.

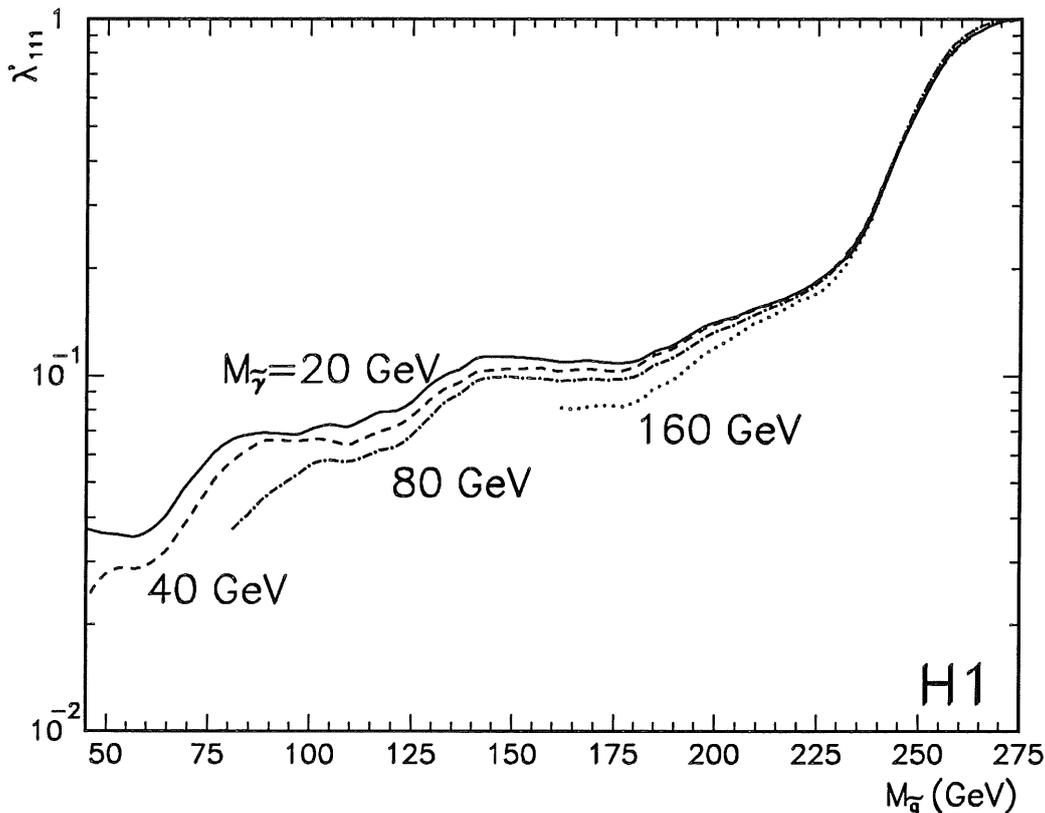


Figure 8.7: Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur le couplage λ'_{111} en fonction de la masse du squark pour différentes hypothèses sur la masse du photino. La région au dessus des courbes est exclue.

A partir des données de 1994, nous avons mesuré la charge du lepton identifié dans les sélections $e + X$ à partir des événements enregistrés avec les faisceaux d'électrons et de positrons. Les résultats sont encore préliminaires et l'étude complète des divers canaux de désintégration de jauge des squarks est en cours. Néanmoins, nous ne trouvons pas, à partir de ces données de 1994, de leptons identifiés avec une charge opposée à celle du lepton incident, pour des coupures similaires à celles appliquées sur les données de 1993 dans les secteurs du détecteur à traces central où les traces sont bien mesurées [81].

8.5 Limites sur la production de stop

Dans le cadre du MSSM, la matrice de masse des fermions scalaires (sfermions) est exprimée par [95]:

$$\mathcal{M}_{\tilde{f}}^2 = \begin{pmatrix} M_{\tilde{f}_L}^2 & a_f M_f \\ a_f M_f & M_{\tilde{f}_R}^2 \end{pmatrix} \quad (8.21)$$

où $M_{\tilde{f}_{L,R}}$ et a_f sont les paramètres de masse SUSY et M_f représente la masse des fermions ordinaires. Hormis pour le stop, les sfermions de chiralité droite ou gauche sont en bonne approximation états propres de masse du fait des faibles masses des fermions ordinaires qui rendent alors négligeables les termes non-diagonaux de la matrice 8.21. Dans le cas du stop, les états propres de masse \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 sont obtenus à partir des états chiraux par:

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \cos \theta_t & - \tilde{t}_R \sin \theta_t \\ \tilde{t}_L \sin \theta_t & + \tilde{t}_R \cos \theta_t \end{pmatrix} \quad (8.22)$$

où θ_t est l'angle de mélange des stops:

$$\tan 2\theta_t = \frac{2a_t M_t}{M_{\tilde{t}_L}^2 - M_{\tilde{t}_R}^2} \quad (8.23)$$

On peut alors calculer les valeurs propres de masse des stops:

$$M_{\tilde{t}_1}^2 = \frac{1}{2} \left[M_{\tilde{t}_L}^2 - M_{\tilde{t}_R}^2 - \sqrt{(M_{\tilde{t}_L}^2 - M_{\tilde{t}_R}^2)^2 + 4a_t^2 M_t^2} \right] \quad (8.24)$$

$$M_{\tilde{t}_2}^2 = \frac{1}{2} \left[M_{\tilde{t}_L}^2 - M_{\tilde{t}_R}^2 + \sqrt{(M_{\tilde{t}_L}^2 - M_{\tilde{t}_R}^2)^2 + 4a_t^2 M_t^2} \right] \quad (8.25)$$

Le paramètre a_t est du même ordre de grandeur que la masse moyenne des squarks. D'après 8.24, il est donc possible d'avoir un stop physique \tilde{t}_1 plus léger que le quark top.

Dans un modèle supersymétrique où la R-parité n'est pas conservée, le stop pourrait directement être produit à HERA via la réaction:

$$e^- + \bar{d} \rightarrow \tilde{t} \quad (8.26)$$

Nous sommes alors en présence d'une violation de la conservation du nombre leptonique et le lagrangien d'interaction s'écrit en fonction du couplage \mathcal{R}_p [96]:

$$\mathcal{L}_{int} = \lambda'_{131} \cos \theta_t (\tilde{t}_1 \bar{d} P_L e + \tilde{t}_1^* \bar{e} P_R d) \quad (8.27)$$

Pour une désintégration du stop via le couplage $\mathcal{R}_p \lambda'_{131}$, $\tilde{t}_1 \rightarrow ed$, les résultats obtenus pour le leptoquark $\tilde{S}_{1/2}$ de charge $Q = -2/3$ sont directement applicables au cas de la production du stop \tilde{t}_1 si $BR(\tilde{t}_1 \rightarrow ed) \simeq 100\%$. Les limites sur $\lambda'_{131} \cos \theta_t$ sont alors semblables à celle sur le couplage de Yukawa λ_L du leptoquark $\tilde{S}_{1/2}$ aux paires électron-quark (figure 8.8). Ceci correspond en fait à la situation particulière où $M_{\tilde{t}_1} < M_t + M_{\chi_1^0}$ et $M_{\tilde{t}_1} < M_b + M_{\chi_1^\pm}$ [96] (χ_1^\pm représentant le chargino le plus léger). Dans un cas contraire, ces limites sur $\lambda'_{131} \cos \theta_t$ doivent être multipliées par la racine carrée de la somme des rapports d'embranchements des canaux de désintégration analysés ici.

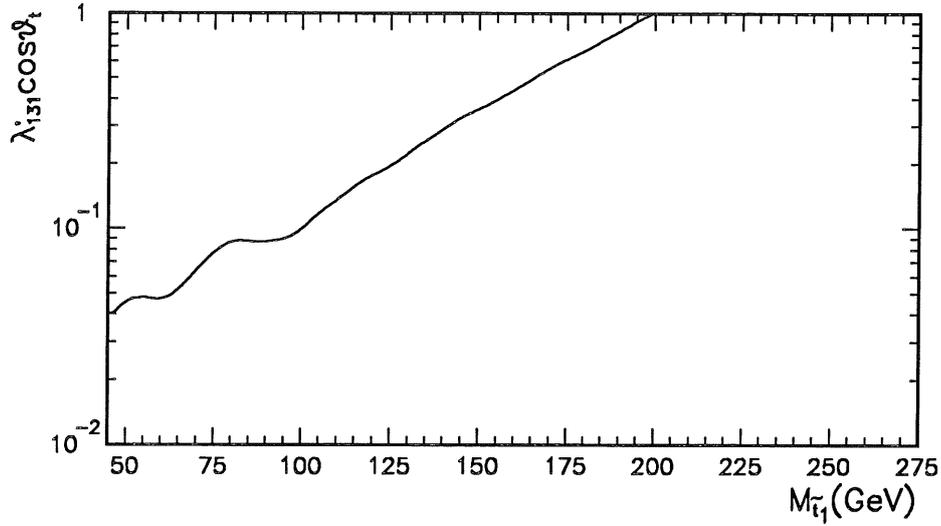


Figure 8.8: Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur le couplage λ'_{131} du stop \tilde{t}_1 en fonction de sa masse $M_{\tilde{t}_1}$. La région au dessus de la courbe est exclue.

8.6 Autres contraintes directes ou indirectes

Les opérateurs $L_1 Q_1 \bar{D}_k$ ($k = 1, 2, 3$) contribuent aux désintégrations semileptoniques des quarks. Si, comme nous l'avons supposé, un opérateur violant la R-parité est dominant, alors l'universalité des courants chargés électrofaibles est violée [97]. Ceci se traduit en limite à 2σ sur les couplages de Yukawa:

$$\lambda'_{11k} \leq 0.03 \left(\frac{M_{\tilde{d}_{kR}}}{100 \text{ GeV}} \right) \quad (8.28)$$

Notons que cette limite est seulement reliée à la masse du squark de type d (singlet $SU(2)$) et non à la masse du squark de type u (doublet $SU(2)$).

Les opérateurs $L_1 Q_2 \bar{D}_k$ ($k = 1, 2, 3$) peuvent contribuer aux asymétries avant-arrière mesurées dans les collisions e^+e^- . En demandant que la combinaison des contributions R_p et du Modèle Standard soit en accord avec les valeurs expérimentales à 1σ , on obtient des limites sur les couplages [97]:

$$\lambda'_{12k} \leq 0.45 \left(\frac{M_{\tilde{d}_{kR}}}{100 \text{ GeV}} \right) \quad k = 1, 2, 3 \quad (8.29)$$

$$\lambda'_{123} \leq 0.26 \left(\frac{M_{\tilde{u}_{2L}}}{100 \text{ GeV}} \right) \quad (8.30)$$

Des limites sur les mêmes couplages ont été de plus dérivées récemment à partir des désintégrations semi-leptoniques des mésons D [98]. Les résultats sont similaires à ceux évoqués précédemment.

Concernant les couplages λ'_{131} liés à la production isolée de stop à HERA, les expériences sur la mesure de la violation de la parité atomique conduisent à la limite [97]:

$$\lambda'_{13k} \leq 0.26 \left(\frac{M_{\tilde{d}_{3L}}}{100 \text{ GeV}} \right) \quad (8.31)$$

Une limite similaire est également obtenue en considérant les corrections à une boucle faisant intervenir des interactions de Yukawa violant la R-parité sur les largeurs partielles du Z^0 [99]. On obtient alors $\lambda'_{131} \leq 0.63$ à $M_{\tilde{q}} = 100$ GeV.

Des limites expérimentales sur les squarks dans les modèles supersymétriques \mathcal{R}_p proviennent du TeVatron. Les données dilepton de l'expérience CDF ont en effet été utilisées pour estimer une limite sur la masse des squarks et des gluinos dans de tels modèles. Les masses de squarks $M_{\tilde{q}} < 100$ GeV sont alors exclues indépendamment de la valeur de la plupart des couplages de Yukawa λ'_{ijk} dont en particulier λ'_{111} [100].

Notons enfin que la collaboration ALEPH au CERN a récemment effectué une recherche de squark en considérant un opérateur dominant violant la R-parité $LL\bar{E}$ qui n'implique donc que des leptons [101]. Il est alors supposé dans cette analyse que la LSP est le neutralino le plus léger et que son temps de vie peut être négligé. L'absence de signal conduit à exclure les sleptons, squarks et charginos jusqu'à la limite cinématique $M_{Z^0}/2$. Toutefois, ces résultats ne peuvent être directement comparés à ceux présentés dans cette thèse puisqu'ils concernent un couplage violant la R-parité λ_{ijk} et non λ'_{ijk} .

Conclusions

J'ai présenté dans cette thèse la méthodologie, l'analyse et les résultats d'une recherche de nouvelles particules dans l'expérience H1 auprès du collisionneur HERA à DESY.

Prédits par de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard, les bosons leptokuarks et les squarks admettant un couplage de Yukawa aux paires lepton-quark ainsi que les leptogluons couplés aux paires électron-gluon ont été en particulier recherchés dans la voie directe de production résonante, donnant ainsi accès à un domaine de masse et de couplage encore inexploré. Considérant les principaux modes de désintégration, une signature commune à ces particules est la présence d'un électron de grande énergie transverse dans l'état final. J'ai ainsi participé au développement de l'identification des électrons dans le calorimètre à argon liquide de H1 qui sert de base à la sélection des événements.

Les données ont été comparées à des simulations complètes de l'expérience utilisant à la source des générateurs Monte Carlo d'événements pour les processus du Modèle Standard de diffusions inélastiques profondes à grands moments de transfert. L'effet des corrections radiatives QCD dues à l'émission de gluons dans les états initial et final a été pris en compte autant pour ces comparaisons que pour l'étude des efficacités de détection des nouveaux signaux recherchés. Afin d'optimiser la séparation, par rapport au bruit de fond, d'un éventuel signal, j'ai de plus exploité les différentes distributions angulaires caractéristiques du spin des nouveaux états formés.

L'étude des spectres de masse a montré que les données mesurées sont compatibles avec la prédiction du Modèle Standard. Aucun signal statistiquement significatif n'est finalement observé. J'ai donc déduit des limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance qui s'étendent jusqu'à des masses approchant la limite cinématique de 300 GeV accessible à HERA, pour la production résonante de leptokuarks, de leptogluons et de squarks.

A des couplages d'intensité comparable au couplage électromagnétique, j'ai obtenu pour des leptokuarks couplés préférentiellement aux quarks de valence du proton, des limites d'exclusion rejetant les masses inférieures à 200 – 230 GeV, dépendant des nombres quantiques spécifiques des objets considérés. Pour les leptokuarks couplés préférentiellement aux quarks de la mer, les limites obtenues excluent les masses inférieures à 130 – 180 GeV. La recherche de leptokuark a de plus été étendue au-delà de la limite cinématique dans le cadre général des interactions de contact. Devant l'absence de déviation par rapport à la prédiction du Modèle Standard, des limites sont alors dérivées pour la production indirecte de leptokuarks, excluant les masses jusqu'au TeV pour des couplages proches de 1.

Pour les leptogluons, les échelles composites inférieures à 3 TeV sont exclues à des masses de 100 GeV. De même, les masses inférieures à 240 GeV sont rejetées à des échelles de 250 GeV.

Pour les squarks prédits par des modèles supersymétriques admettant une violation de la conservation du nombre leptonique, j'ai obtenu des limites excluant les masses de squarks inférieures à 240 GeV pour des masses de photinos supérieures à 10 GeV et des couplages de Yukawa aux paires électron-quark de l'ordre du couplage électromagnétique.

Dans bien des cas, les limites obtenues pour la production de ces nouvelles particules constituent les meilleurs résultats mondiaux en la matière. Le faisceau de positron qui a été délivré en 1994 par HERA devrait de plus considérablement améliorer ces résultats, en particulier pour certains leptoquarks avec des couplages préférentiels aux paires électron-quark de la mer et qui pourraient être alors produits lors de fusions entre le positron initial et un quark de valence. Nous avons également commencé à étendre la recherche aux leptoquarks se désintégrant en fermions de seconde génération.

Les prochaines années de fonctionnement de HERA devraient voir une montée en puissance continue de la machine. Les luminosités attendues devraient alors permettre d'étendre considérablement les domaines de masse et couplage accessibles. Pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , soit la valeur annuelle nominale, la table suivante donne la liste des produits des couplages aux paires lepton-quark de l'état initial et final pour lesquels la sensibilité de HERA offrira un potentiel inégalé de découverte d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

(lq)(lq)	S_0^L	S_0^R	\tilde{S}_0^R	S_1^L	$V_{1/2}^L$	$V_{1/2}^R$	$\tilde{V}_{1/2}^L$
(11)(11)	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 2 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 8 \cdot 10^{-3}$	$\sim 9 \cdot 10^{-3}$
(11)(22)		$1.4 \cdot 10^{-3}$					$9 \cdot 10^{-4}$
(11)(23)	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$
(11)(31)	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$
(11)(32)		$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$			$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$
(11)(33)	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$

Tableau 8.2: *Couplages accessibles à HERA à $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$ pour la production de leptoquarks de masse $M_{LQ} = 100 \text{ GeV}$ couplés à des paires leptons et des quarks de générations respectives l et q à la production puis à la désintégration.*

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. A22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [2] F. Halzen et A.D. Martin, “*Quarks & Leptons: an introductory course in modern particle physics*”, John Wiley & Sons, New York (1984).
- [3] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225.
- [4] Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL et LEP Electroweak Working Group, “*Combined preliminary data on Z parameters from the LEP experiments and constraints on the Standard Model.*”, CERN-PPE-94-187, contribution à la 27^{eme} Conférence Internationale sur la Physique des Hautes Energies-ICHEP 94, Glasgow, Ecosse (juillet 1994).
- [5] M. Virchaux, “*Nucleon structure functions*”, Proceedings of the conference QCD 20 years later, Ed. P.M. Zerwas et H.A. Kastrup, Aachen (juin 1992).
- [6] G. Ingelman et al., Proceedings of the HERA workshop, Ed. R.D. Peccei, Hambourg (octobre 1987), Vol. 1 p. 3.
- [7] A. Blondel et F. Jacquet, Proceedings of the study for an *ep* facility in Europe (1979), DESY-report 79-48.
- [8] J. Feltesse, Proceedings of the HERA workshop, Ed. R.D. Peccei, Hambourg (octobre 1987), Vol. 1 p. 33.
- [9] G. Bernardi et W. Hildesheim, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller et G. Ingelman, Hambourg (octobre 1991), Vol. 1 p. 79.
- [10] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Nucl. Phys. B439 (1995) 471.
- [11] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Sov. Jour. Nucl. Phys. 15 (1972) 438 et 675;
G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. 126 (1977) 297;
Yu.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641.
- [12] H1 Collaboration, I. Abt et al., Z. Phys. C61 (1994) 59.
- [13] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B346 (1995) 415.
- [14] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov et V.S. Fadin, Phys. Lett. B60 (1975) 50;
Y.Y. Balitsky et L.N. Lipatov, Sov. Jour. Nucl. Phys. 28 (1978) 822.
- [15] H1 Collaboration, I. Abt et al., Z. Phys. C63 (1994) 377.
- [16] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Nucl. Phys. B429 (1994) 477.
- [17] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B348 (1995) 681.
- [18] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B354 (1995) 494.
- [19] H1 Collaboration, I. Abt et al., Phys. Lett. B328 (1994) 176;
ibid., 314 (1993) 436; 299 (1993) 374; 297 (1992) 205.

- [20] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B324 (1994) 241.
- [21] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B340 (1994) 205.
- [22] J.C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D10-1 (1974) 275.
- [23] H. Georgi et S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.
- [24] R.E. Marshak, "*Conceptual foundations of Modern Particle Physics*", World Scientific.
- [25] J. Ellis, S. Kelley et D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. B249-3,4 (1990) 441.
- [26] H. Murayama and T. Yanagida, Mod. Phys. Lett. B102 (1981) 310.
- [27] G. Senjanovic and A. Sokorac, Z. Phys. C20 (1983) 255.
- [28] B. Schrempp and F. Schrempp, Phys. Lett. B153 (1985) 101, et références incluses.
- [29] H. Fritzsch and G. Mandelbaum, Phys. Lett. B102 (1981) 310.
- [30] U. Baur et K.H. Streng, Z. Phys. C30 (1986) 325.
- [31] K. Lane, Boston U. preprint BUHEP-94-24 (septembre 1994);
K. Lane and M.V. Ramana, Boston U. preprint BUHEP-91-6 (mai 1991).
- [32] S. Dimopoulos and L. Susskind, Nucl. Phys. B155 (1979) 237;
S. Dimopoulos, Nucl. Phys. B168 (1980) 69;
E. Farhi and L. Susskind, Phys. Rep. 74 (1981) 277;
idem, Phys. Rev. D20 (1979) 3404.
- [33] A. Dobado, M.J. Herrero et C. Muñoz, Phys. Lett. B191 (1987) 449;
J.F. Gunion et E. Ma, Phys. Lett. B195 (1987) 257;
J.L. Hewett et T.G. Rizzo, Phys. Rep. 183 (1989) 193.
- [34] A. Bartl et al., Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller et G. Ingelman, Hambourg (octobre 1991), Vol. 2 p.1118.
- [35] J. Butterworth and H. Dreiner, Nucl. Phys. B397 (1993) 3, et références incluses.
- [36] L.E. Ibanez et G.G. Ross, Phys. Lett. B368 (1992) 3.
- [37] Ch. Berger et al., Proceedings of the HERA Workshop, Ed. R.D. Peccei, Hambourg (octobre 1987), Vol. 2 p. 851.
- [38] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994) 1287.
- [39] W. Buchmüller, R. Rückl et D. Wyler, Phys. Lett. B191 (1987) 442.
- [40] COMPOS 1.4; T. Köhler, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller et G. Ingelman, Hambourg (octobre 1991), Vol. 3 p.1526.
- [41] O. Shanker, Nucl. Phys. B204 (1982) 375;
ibid. B206 (1982) 253.
- [42] M. Leurer, Phys. Rev. D49 (1994) 333.
- [43] S. Davidson, D. Bailey and B.A. Campbell, Z. Phys. C61 (1994) 613.
- [44] E. Baver et M. Leurer, Phys. Rev. D51 (1995) 260.
- [45] J. Wudka, Phys. Lett. B167 (1986) 337.
- [46] J.A. Grifols and S. Peris, Phys. Lett. B201 (1988) 287.
- [47] M.A. Doncheski and J.L. Hewett, Z. Phys. C56 (1992) 209.
- [48] B. Andrieu et al., Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller et G. Ingelman, Hambourg (octobre 1991), Vol. 2 p.1059.

- [49] P. Haberl, F. schrempp et H.-U. Martyn, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller et G. Ingelman, Hambourg (octobre 1991), Vol. 2 p.1133.
- [50] E. Eichten, K. Lane et M. Peskin, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 811.
- [51] R. Rückl, Phys. Lett. B129 (1983) 363;
Idem, Nucl. Phys. B234 (1984) 91.
- [52] K.H. Streng, Z. Phys. C33 (1986) 247.
- [53] J. Bijnens, Proceedings of the HERA workshop, Ed. R.D. Peccei, Hambourg (octobre 1987), Vol. 2 p. 819.
- [54] P. Schleper, "*Concepts for Leptoquark Search at HERA*", thèse RWTH Aachen, rapport PITHA 92/29.
- [55] S. Dawson, Nucl. Phys. B261 (1985) 297.
- [56] H. Dreiner et G.G. Ross, Nucl. Phys. B365 (1991) 597.
- [57] H. Spiesberger et al., Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller et G. Ingelman, Hambourg (octobre 1991), Vol. 2 p.798.
- [58] LEGO 0.02 et SUSSEX 1.5; K. Rosenbauer, thèse RWTH Aachen, non publiée.
- [59] PYTHIA 5.6; T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347; T. Sjöstrand et M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367;
JETSET 7.3; T. Sjöstrand, CERN preprint TH/6488-92 (1992).
- [60] A.D. Martin, W.J. Stirling et R.G. Roberts, Phys. Rev. D47 (1993) 867.
- [61] H1 Collaboration, I. Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 515;
ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Phys. Lett. B316 (1993) 412.
- [62] LEPTO 6.1; G. Ingelman, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller et G. Ingelman, Hambourg (octobre 1991), Vol. 3 p.1366.
- [63] DJANGO 2.1; G.A. Schuler et H. Spiessberger, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller et G. Ingelman, Hambourg (octobre 1991), Vol. 3 p.1419.
- [64] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Phys. Rev. D45 (1992) 3986;
ibid., D46 (1992) 1973.
- [65] H1 Collaboration, I. Abt et al., DESY preprint 93-103 (juillet 1993).
- [66] H. Bethe et W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83.
- [67] U. Amaldi, CERN preprint EP/80-212 (novembre 1980).
- [68] R. Wigmans, Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 273.
- [69] H1 Calorimeter Group, Nucl. Instr. Meth. A336 (1993) 460.
- [70] H1 Calorimeter Group, Nucl. Instr. Meth. A350 (1994) 57.
- [71] J. Gayler, H. Küster et P. Loch, H1 internal note 91/171, non publiée;
J.F. Laporte, "*Diffusion profondément inélastique à HERA et calibration absolue de la mesure en énergie d'un électron dans le calorimètre à argon liquide de l'expérience H1*", Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (décembre 1991);
K. Borrás, "*Aufbau und Kalibration eines Fluessigsig Argon Kalorimeters im H1 Detektor*", Doktorarbeit Universität Dortmund (juillet 1992);
P. Hartz, "*Kalibration eines Blei-Fluessigargon-Kalorimeters mit Elektronen fuer das H1-Experiment*", Doktorarbeit Universität Dortmund (mars 1993).

- [72] H. Küster, communication privée.
- [73] L. Görlich et H.P. Wellisch, H1 internal note 91/204, non publiée;
H. Küster, H1 software note 45, non publiée.
- [74] J. Gayler, Proceedings of the 3rd conference Calorimetry in High Energy Physics, Corpus Christi (septembre 1992);
A. Babaev, contribution à la 3rd conference Calorimetry in High Energy Physics, Brookhaven (septembre 1994).
- [75] H1 Calorimeter Group, Nucl. Instr. Meth. A344 (1994) 492.
- [76] H1 Calorimeter Group, Nucl. Instr. Meth. A336 (1993) 499.
- [77] Particle Data Group, Phys. Rev. D45 (1992) III.40.
- [78] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Z. Phys C53 (1992) 127;
idem, Phys. Lett. B306 (1993) 391.
- [79] A.D. Martyn, W.J. Stirling et R.G. Roberts, Phys. Rev. D47 (1993) 867.
- [80] J.G. Morfín et W.-K. Tung, Z. Phys. C52 (1991) 13.
- [81] C. Thiebaut, Proceedings of the IVth conference Beyond the Standard Model, Lake Tahoe, Californie (décembre 1994), à paraître.
- [82] JADE Collaboration, W. Bartel et al., Z. Phys C36 (1987) 15;
CELLO Collaboration, H.-J. Behrend et al., Phys. Lett. B178 (1986) 452.
- [83] AMY Collaboration, G.N. KIM et al., Phys. Lett. B240 (1990) 243.
- [84] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Phys. Lett. B263 (1991) 123.
- [85] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B261 (1991) 169.
- [86] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Phys. Rep. 216 (1992) 253.
- [87] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Phys. Lett. B316 (1993) 620.
- [88] UA2 Collaboration, J. Alitti et al., Phys. Lett. B274 (1992) 507.
- [89] D. Norman, D0 Collaboration, Proceedings of the APS 1994 conference, Albuquerque; FERMILAB preprint CONF-94-267-E.
- [90] D0 Collaboration, S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 965.
- [91] S. Park, CDF Collaboration, Proceedings of the APS 1994 conference, Albuquerque; FERMILAB preprint CONF-94-228-E;
CDF collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. D48 (1993) 3939.
- [92] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Lett. B306 (1993) 145;
ibid., B309 (1993) 492.
- [93] M. Leurer, Phys. Rev. D50 (1994) 536.
- [94] W. Buchmüller and D. Wyler, Phys. Lett. B177 (1986) 377.
- [95] T. Kon et al., Z. Phys. C61 (1994) 239.
- [96] T. Kon, T. Kobayashi et S. Kitamura, Phys. Lett. B333 (1994) 263.
- [97] V. Barger, G.F. Giudice et T. Han, Phys. Rev. D40 (1989) 2987.
- [98] G. Bhattacharyya et D. Choudhury, CERN preprint TH/95-54 (mars 1995), soumis à Mod. Phys. Lett. A.
- [99] G. Bhattacharyya, J. Ellis et S. Sridhar, CERN preprint TH. 7530/94 (février 1995), soumis à Mod. Phys. Lett. A.
- [100] D.P. Roy, Phys. Lett. B283 (1992) 270.
- [101] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., CERN preprint PPE/95-15, soumis à Phys. Lett. B.

Liste des figures

1.1	L'accélérateur HERA à DESY	6
1.2	Diagramme de Feynman de la diffusion inélastique profonde	9
1.3	Iso- E_e et iso- θ_e dans la plan (x, Q^2)	14
1.4	Iso- E_J et iso- θ_J dans la plan (x, Q^2)	15
1.5	Domaine cinématique couvert à HERA	16
3.1	Production de leptoquarks dans la voie directe	29
3.2	Production de leptoquarks dans la voie directe	30
3.3	Sections efficaces différentielles de production de leptoquarks	35
3.4	Sections efficaces totales de production de leptoquarks	36
3.5	Interaction de contact pour l'échange de bosons lourds	38
3.6	Production de leptogluons dans la voie directe	40
3.7	Section efficace totale de production de leptogluons à HERA	41
3.8	Diagrammes pour la production de squarks dans la voie directe	43
3.9	Rapport d'embranchement dans la voie \mathcal{H}_p pour un squark \tilde{d}	45
3.10	Effets des corrections QCD sur la mesure de la masse	47
4.1	Vue en trois dimensions du détecteur H1	52
4.2	Vue latérale du détecteur à traces	54
4.3	Vue transversale de la partie centrale du détecteur à traces	54
4.4	Les 4 niveaux du système de déclenchement de H1	57
4.5	Vue longitudinale du calorimètre LAr	59
4.6	Cellule de lecture du calorimètre électromagnétique	60
4.7	Cellule de lecture du calorimètre hadronique	61
4.8	Lignes à λ_I et X_0 constants dans le calorimètre LAr	61
5.1	Vue schématique du signal d'un électron dans le calorimètre LAr	65

5.2	Distributions des agrégats électromagnétiques dans le calorimètre LAr . . .	66
5.3	Estimateur f_{em} pour les simulations de photoproduction et de DIP	69
5.4	Estimateur f_{K0} pour les données classées NC et la simulation de DIP . . .	69
5.5	Corrélation $f_{hot\ N-\theta_0}$ pour les simulations de squarks de leptosquarks de masse $M = 200$ GeV.	70
5.6	Estimateur $f_{hot\ N}$ pour les simulations de photoproduction et de DIP . . .	70
5.7	Ecart type de l'expansion transverse de la gerbe pour les simulations de photoproduction et de DIP	71
5.8	Estimateur f_{rad} pour les simulations de photoproduction et de DIP	72
5.9	Simulations de photoproduction avant et après l'identification complète des électrons	74
5.10	Efficacités dans le plan masse-y d'identification des électrons de diffusion de DIP	76
5.11	Angle azimuthal de l'électron de diffusion de DIP généré lorsqu'il n'est pas identifié	76
6.1	Luminosité délivrée par HERA	80
6.2	Efficacités de déclenchement du calorimètre à argon liquide pour la sélection $e + X$	82
6.3	Efficacités de déclenchement du calorimètre à argon liquide pour la sélection $\nu + X$	82
6.4	Événement "courant neutre"	88
6.5	Événement de la sélection "courant chargé"	91
6.6	Comparaison des méthodes de reconstruction de masse par l'électron et les produits de désintégration	92
6.7	Comparaison données-simulation de DIP NC après la sélection	94
6.8	Distribution du vertex reconstruit	95
6.9	Estimateurs pour l'identification des électrons après la sélection	96
6.10	Impulsion transverse manquante pour les états finaux $\nu + X$	97
6.11	Comparaison de l'énergie de l'électron mesurée et prédite par la méthode double-angle pour les données et la simulation	98
6.12	Comparaison de l'énergie de l'électron mesurée et prédite par la méthode double-angle pour les données et la simulation en fonction de y_e	98
6.13	Comparaison de l'énergie de l'électron mesurée et prédite par la méthode double-angle pour les données et la simulation en fonction de M_e	99
6.14	Comparaison de l'énergie de l'électron mesurée et prédite par la méthode double-angle pour les données et la simulation en fonction des angles po- laires de l'électron et du système hadronique	99

6.15	Efficacités de sélection pour les leptoquarks et les leptogluons	105
6.16	Efficacités de sélection pour les squarks dans la voie de désintégration de jauge	106
6.17	Contaminations de photoproduction	108
7.1	Optimisation de la coupure en y en fonction du nombre d'événements de bruit de fond prédits	110
7.2	Coupure en y optimisée en fonction de la masse	112
7.3	Comparaison données/Monte Carlo dans le plan masse- y	113
7.4	Spectres de masse des états finaux $e + X$	114
7.5	Spectres de masse des états finaux $\nu + X$	114
7.6	Contour de vraisemblance pour un leptoquark scalaire et un leptoquark vecteur	116
7.7	Limites de rejet des leptoquarks dans le plan masse-couplage	124
7.8	Limites de rejet des leptogluons	125
7.9	Spectre de masse des états finaux $e + X$ sélectionnés dans la voie $e + X$ avec les données de 1994	126
7.10	Principaux diagrammes pour la production de leptoquarks au LEP	127
7.11	Principaux diagrammes pour la production de leptoquarks aux collision- neurs $p\bar{p}$	128
7.12	dn/dQ^2 pour les données et la prédiction du Modèle Standard	129
7.13	dn/dQ^2 pour les données et un leptoquark à la limite de sensibilité norma- lisés à la prédiction du Modèle Standard	131
7.14	Asymétrie de charge et section efficace différentielle mesurée et prédite par le Modèle Standard	132
7.15	Rapport de la section efficace différentielle mesurée et de la prédiction du Modèle Standard	132
8.1	Coupages spécifiques à la sélection des squarks se désintégrant par couplage de jauge	136
8.2	Événement de la sélection spécifique SUSY	137
8.3	Comparaison données/Monte Carlo pour la désintégration de jauge des squarks	138
8.4	Spectre de masse pour la recherche des squarks dans la voie $e + 3jets$	139
8.5	Masse apparente reconstruite versus courbure des traces pour les squarks dans la voie $e + 3jets$	141
8.6	Extraction de la section efficace de production/désintégration de squarks dans la voie H_p	144
8.7	Limites de rejet pour les squarks	146
8.8	Limites de rejet pour un stop léger	148

Liste des tableaux

1.1	Les fermions du Modèle Standard	8
3.1	Caractéristiques des leptoquarks produit avec un faisceau d'électrons à HERA	33
3.2	Caractéristiques des leptoquarks produit avec un faisceau de positrons à HERA	33
3.3	Couplages effectifs d'interaction de contact pour les leptoquarks	39
3.4	Processus de production résonante de squarks à HERA	42
5.1	Sections efficaces de processus de photoproduction avant et après la procédure complète d'identification des électrons	75
6.1	Paramètres principaux de HERA	79
6.2	Paramètres des leptoquarks (eq) générés, voie $e + X$	101
6.3	Paramètres des leptoquarks ($e\bar{q}$) générés, voie $e + X$	101
6.4	paramètres des leptoquarks générés, voie $\nu + X$	102
6.5	Paramètres des leptogluons générés	102
6.6	Paramètres des squarks générés	103
6.7	Paramètres de la génération pour les événements de bruit de fond	104
6.8	Taux de contamination par la photoproduction de la sélection " $e + X$ "	107
7.1	Efficacités finales pour un leptoquark scalaire dans la voie $e^- + q$	121
7.2	Efficacités finales pour un leptoquark scalaire dans la voie $e^- + \bar{q}$	121
7.3	Efficacités finales pour un leptoquark scalaire dans la voie $\nu + q$	121
7.4	Efficacités finales pour un leptoquark vecteur dans la voie $e^- + q$	122
7.5	Efficacités finales pour un leptoquark vecteur dans la voie $e^- + \bar{q}$	122
7.6	Efficacités finales pour un leptoquark vecteur dans la voie $\nu + \bar{q}$	122
7.7	Efficacités finales pour les leptogluons	123
7.8	Récapitulatif des limites sur les leptoquarks à $\lambda = 0.3$	125
7.9	Limites inférieures à 95% CL sur M_{LQ}/λ pour des leptoquarks vecteurs	130
7.10	Limites inférieures sur M_{LQ} à $\lambda = 1$ obtenues à partir des processus à basse énergie	134
8.1	Efficacités finales pour les squarks dans la voie $e + 3jets$	145
8.2	Couplages accessibles à HERA à $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$ pour la production de leptoquarks	152

Résumé

Les travaux présentés dans cette thèse représentent une recherche de leptiquarks, de leptogluons et de squarks se couplant aux fermions de la première génération, à l'aide des données accumulées en 1993 et 1994 par l'expérience H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA. Prédites par la plupart des théories au delà du Modèle Standard, ces nouvelles particules pourraient se manifester de façon spectaculaire par la formation de résonances dans la voie directe lors de la fusion du lepton initial et de l'un des partons constituants du proton. Dans la plupart des cas, une signature importante est la présence d'un lepton de grande énergie transverse dans l'état final. La sélection des événements est donc basée sur l'identification des électrons dans le calorimètre à argon liquide de H1. La discrimination du signal recherché du bruit de fond de diffusion inélastique profonde standard à grands moments de transfert est effectuée en utilisant la dépendance en spin des distributions angulaires du lepton de l'état final. Aucune déviation statistique significative n'est observée entre les données mesurées et la prédiction du Modèle Standard pour des masses allant de 45 à 275 GeV/c². Des limites de réjection sont alors dérivées pour la production directe de leptiquarks scalaires et vecteurs, de leptogluons et de squarks produits via un couplage violant la conservation de la R-parité. Pour des masses au-delà de la limite cinématique (300 GeV/c²), une analyse recherchant des effets virtuels de leptiquarks via des interactions de contact est menée. L'absence de déviation du Modèle Standard conduit alors à des limites sur le rapport masse-couplage de l'ordre du TeV.

Abstract

The works presented in this thesis present a search for leptiquarks, leptogluons and squarks coupling to first generation fermions. The analysis is based on data collected during 1993 and 1994 in the H1 experiment at the HERA electron-proton collider. Already predicted by most theories beyond the standard model, these new particles could show up through s-channel resonance formation upon the fusion of the initial lepton and a proton constitutive parton. In most cases, an important signature consists in a high transverse energy lepton in the final state. Hence event selection is based on electron identification in the H1 liquid argon calorimeter. The discrimination of the sought signal from the standard deep inelastic scattering background at high transferred momentum is done according to the spin dependant angular distribution of the final state lepton. No significant statistic deviation is found between the measured data and the standard model prediction for masses between 45 and 275 GeV/c². Rejection limits are thus derived for the direct production of scalar and vector leptiquarks, leptogluons and squarks produced via R-parity violating coupling. For masses beyond the kinematic limit of 300 GeV/c², an analysis is carried out seeking the virtual effects of leptiquarks via contact interaction. The absence of deviation from the standard model leads to limits on the mass-coupling ratio at the TeV scale.